



HAL
open science

Premières détections de nébuleuses avec le Fermi-Large Area Telescope et étude de leurs pulsars

Marie-Hélène Grondin

► **To cite this version:**

Marie-Hélène Grondin. Premières détections de nébuleuses avec le Fermi-Large Area Telescope et étude de leurs pulsars. Astrophysique [astro-ph]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2010. Français. NNT: . tel-00546994

HAL Id: tel-00546994

<https://theses.hal.science/tel-00546994>

Submitted on 15 Dec 2010

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

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



THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par Marie-Hélène Grondin

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE, PLASMAS ET CORPUSCULES

Premières détections de nébuleuses avec le *Fermi*-Large Area Telescope et étude de leurs pulsars

Soutenue le 2 Juillet 2010

Après avis de :

M. J. Knödlseeder
M. J.-P. Tavernet

Directeur de recherche CNRS, CESR Toulouse
Professeur, Université de Paris 6, LPNHE

**Rapporteur
Rapporteur**

Devant la commission d'examen formée de :

M. T. Montmerle
M. D. A. Smith
Mme M. Lemoine-Goumard
M. J. Knödlseeder
M. J.-P. Tavernet
M. F. Gobet
M. D. J. Thompson

Directeur de recherche, IAP Paris
Directeur de recherche CNRS, CENBG Bordeaux-Gradignan
Chargée de recherche CNRS, CENBG
Directeur de recherche CNRS, CESR Toulouse
Professeur, Université de Paris 6, LPNHE
Professeur, Université de Bordeaux 1, CENBG
Senior Scientist, NASA GSFC (Etats-Unis)

**Président du jury
Directeur de thèse
Co-directrice de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur**

À tous ceux qui me sont chers,

Remerciements

Les doctorants et docteurs le savent : la thèse n'est pas seulement l'oeuvre d'une seule personne, mais avant tout une aventure humaine qui survient bien souvent à une époque où, étudiants, nous cherchons encore à contruire notre propre voie aidés par notre entourage, tant professionnel que personnel. Alors bien évidemment, pas question de démarrer le récit de ces trois années intenses et riches en découvertes et en échanges sans en remercier tous les acteurs. L'ambition de dresser une liste exhaustive me semble bien audacieuse, tant ils sont nombreux à m'avoir entourée, soutenue, conseillée, motivée et transmis leurs connaissances tout au long de ce parcours. Aussi, que les personnes dont les noms ne seront pas explicitement cités ici reçoivent également toute ma gratitude.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur le directeur Bernard Haas pour m'avoir accueilli au sein du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan il y quelques années déjà et permis d'y revenir avec la plus grande motivation, que ce soit dans le cadre des stages universitaires que celui de la thèse.

Je tiens également à témoigner toute ma gratitude à Messieurs Franck Gobet, Jürgen Knödlseher, Thierry Montmerle, Jean-Paul Tavernet et David J. Thompson, qui m'ont fait l'honneur de constituer mon jury de thèse. Un merci tout particulier à Jürgen et Jean-Paul pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse et ainsi de suivre mon travail avec d'autant plus d'attention, ainsi que Dave pour s'être déplacé de Washington pour assister à ma soutenance, à Bordeaux. Je leur suis également reconnaissante, ainsi qu'à l'ensemble des membres du jury, pour leurs suggestions, commentaires et conseils constructifs par rapport à mes travaux de thèse et lors de la lecture de mon manuscrit.

Je tiens aussi à adresser mes plus sincères remerciements à mes directeurs de thèse Marianne Lemoine-Goumard et David A. Smith. M'ayant offert l'opportunité de travailler à leur côté, puis m'ayant soutenue et aiguillée tout au long de ces trois années de recherche, ils m'ont permis de m'affirmer, de réaliser mon souhait de recherche dans le domaine astrophysique qui me tenait à coeur depuis des années, ainsi que de m'épanouir dans ce domaine. Un grand merci également à Denis Dumora, Benoît Lott et Thierry Reposeur pour m'avoir, depuis bien longtemps déjà, accueillie au sein du groupe Astroparticules. M'ayant communiqué leur passion pour leur travail et leur domaine de recherche, ils m'ont de ce fait donné envie de poursuivre par une thèse dans leur groupe. Merci également à Lise, Lucas et Damien avec lesquels j'ai apprécié travailler mais aussi discuter. L'influence de chacun des membres du groupe, tant d'un point de vue professionnel qu'humain est unique et difficilement descriptible en quelques mots, mais je garderai, grâce à eux, de ces trois années un excellent souvenir. J'ai eu grand plaisir à travailler et échanger avec eux et souhaite réellement pouvoir poursuivre ces échanges à l'avenir.

Au-delà du groupe Astroparticules de Bordeaux, je tiens à remercier l'ensemble des personnes avec lesquelles il m'a été donné la chance de travailler au sein de la collaboration Fermi (GLAST à

mes débuts), en France et de par le monde. La disponibilité, l'efficacité mais aussi la gentillesse et la patience des chercheurs avec lesquels j'ai eu l'opportunité d'échanger sont autant d'atouts et de raisons qui ont fait de la recherche à leur côté un travail intensif, bien sûr, mais aussi agréable tout au long de ces trois ans.

Qu'aurais-je été pendant ces trois ans sans l'amitié et le soutien de mes amis de Bordeaux et d'ailleurs : Maréva, Malie, Sabrina, Véro, sans oublier Candice, Cécile, Cyril, Laurent, Johnny, Sylviane, et bien d'autres encore ? Je tiens à leur exprimer toute ma gratitude au cours de ces remerciements.

Et puis, j'ai bien sûr un profond sentiment de gratitude envers ma famille pour m'avoir toujours entourée et soutenue, en particulier au cours de ces trois ans. La tâche n'a, je le sais, pas toujours été facile, mais ils ont toujours été présents, même discrets, au cours de cette étape importante de ma vie. Merci, donc, à mes parents, ma soeur et Yann, ma grand-mère, ainsi qu'à ma nombreuse famille en Camargue et à la Réunion. Une pensée tout particulière va à mon grand-père, qui n'aura malheureusement assisté qu'au début de cette thèse, mais dont l'exemple d'optimisme face la vie m'a permis à plusieurs reprises de relever la tête et d'aller de l'avant.

Enfin, merci à mon ange gardien, qui a veillé sur moi malgré les moments de doute, restant très présent, me soutenant et s'efforçant de me montrer la vie sous un angle positif quoi qu'il arrive.

Et merci encore à toutes les personnes dont le nom n'a pas été cité, mais qui m'ont entourée, conseillée et épaulée tout au long de ces trois ans.

Table des matières

Couverture	1
Remerciements	5
Table des matières	7
Introduction	13
Astronomie γ	17
I Introduction à l'astronomie γ	19
I.1 L'astronomie γ : l'étude d'un domaine d'énergie extrême	19
I.2 Historique	20
II Accélération de particules et processus radiatifs en astronomie γ	23
II.1 Accélération de particules chargées	23
II.1.1 Accélération par différence de potentiel	24
II.1.2 Accélération par processus de Fermi	25
II.2 Processus radiatifs en astronomie γ	29
II.2.1 Processus leptoniques	30
II.2.2 Processus hadronique : décroissance de pions neutres π^0	33
II.2.3 Processus d'atténuation des photons : création de paires e^\pm	34
III Détecteurs en astronomie γ	37
III.1 Les missions spatiales en astronomie γ	37
III.1.1 EGRET ou l'étude du ciel γ dans les années 1990	37
III.1.2 Les missions actuelles : AGILE et Fermi	39
III.2 Les détecteurs au sol en astronomie de très haute énergie	41
III.2.1 Cascades électromagnétiques et hadroniques	42
III.2.2 Principe de l'effet Tcherenkov	42
III.2.3 Les détecteurs Tcherenkov actuels	44

IV	Sources de rayonnement γ	49
IV.1	Sources galactiques	49
IV.1.1	Pulsars	50
IV.1.2	Nébuleuses de pulsars	52
IV.1.3	Vestiges de supernova	53
IV.1.4	Binaires X	55
IV.1.5	Etoiles massives et vents stellaires	56
IV.1.6	Amas globulaires	58
IV.2	Sources extragalactiques	58
IV.2.1	Noyaux actifs de galaxie	58
IV.2.2	Sursauts gamma	60
IV.3	Emission diffuse	62
IV.3.1	Fond diffus galactique	62
IV.3.2	Fond diffus extragalactique	64
IV.4	Matière noire	64
IV.5	Albédo terrestre	66
 Le Fermi-Large Area Telescope		67
V	Le satellite Fermi Gamma-ray Space Telescope	69
V.1	Motivations	69
V.2	Historique	69
V.3	Composition	70
V.4	Fonctionnement général	72
VI	Le Large Area Telescope (LAT)	73
VI.1	Composition et principe de fonctionnement	73
VI.1.1	Le trajectographe	73
VI.1.2	Le calorimètre	75
VI.1.3	Le système d'anti-coïncidence	76
VI.1.4	Principe de détection général du LAT	77
VI.1.5	Rejet du bruit de fond et classification des photons	78
VI.2	Performances	80
VI.2.1	Les fonctions de réponses de l'instrument	81
VI.2.2	Sensibilité et localisation	82
VI.2.3	La précision de datation	84
 Analyses de données avec le Fermi-Large Area Telescope		85
VII	Analyses de données Fermi-LAT	87
VII.1	Données destinées à l'analyse de haut niveau	87
VII.1.1	Format des données	87
VII.1.2	Préparation des données	88
VII.2	Analyse temporelle des pulsars	90

VII.2.1	Obtention d'éphémérides	90
VII.2.2	Analyse et résultats	92
VII.3	Pré-requis à l'analyse morphologique et/ou spectrale	93
VII.3.1	Modèles d'émission diffuse	93
VII.3.2	Modèles spatiaux de sources	94
VII.3.3	Modèles spectraux de sources	94
VII.3.4	Positions et spectres des sources avoisinantes	96
VII.4	Analyse morphologique des sources	96
VII.4.1	Analyse avec l'outil <i>Sourcelike</i>	96
VII.4.2	Analyse avec l'outil <i>gtlike</i>	98
VII.5	Analyse spectrale des sources	99
VII.5.1	Analyse avec l'outil <i>Sourcelike</i>	100
VII.5.2	Analyse avec l'outil <i>gtlike</i>	100
VIII	Sources de systématiques et estimation des erreurs	103
VIII.1	Sources de systématiques affectant l'analyse morphologique	103
VIII.1.1	Systématiques liées à la résolution angulaire	104
VIII.1.2	Systématiques liées aux fonds diffus	105
VIII.2	Sources de systématiques affectant l'analyse spectrale	105
VIII.2.1	Systématiques liées à la surface efficace	105
VIII.2.2	Systématiques liées aux fonds diffus	108
VIII.2.3	Systématiques liées à la morphologie de la source	108
Observations de nébuleuses et de leurs pulsars avec le Fermi-Large Area Telescope		111
IX	Les nébuleuses de pulsars en astronomie γ	113
IX.1	Modèles d'émission à haute énergie	113
IX.1.1	Processus leptoniques	114
IX.1.2	Processus hadroniques	114
IX.1.3	Comment les discriminer ?	114
IX.2	Observations de nébuleuses de pulsars en astronomie γ	117
IX.2.1	Introduction générale	117
IX.2.2	Des sources galactiques prépondérantes à très haute énergie	117
IX.2.3	Premières détections en rayons γ de haute énergie	119
X	Les pulsars en astronomie γ	123
X.1	Modèles d'émission des pulsars à haute énergie	123
X.1.1	Modèle de la calotte polaire (Polar Cap)	125
X.1.2	Modèle de la cavité externe (Outer Gap)	125
X.1.3	Modèle de la cavité à fentes (Slot Gap) : un modèle intermédiaire	126
X.2	Observations de pulsars en rayons γ	127
X.2.1	Les pulsars en astronomie γ avant Fermi	127
X.2.2	Les meilleurs candidats à la détection par <i>Fermi</i>	130

TABLE DES MATIÈRES

X.2.3	Les pulsars détectés par Fermi et les implications	130
X.2.4	L'ouverture vers l'instrumentation au sol	132
XI	La nébuleuse et le pulsar du Crabe	133
XI.1	Introduction	133
XI.2	Observations du pulsar du Crabe dans le domaine radio	134
XI.3	Observations de la région du Crabe avec le <i>Fermi</i> -Large Area Telescope	135
XI.3.1	Sélection des données	135
XI.3.2	Analyse temporelle du pulsar du Crabe	135
XI.3.3	Analyse spectrale de la nébuleuse du Crabe	139
XI.3.4	Analyse spectrale du pulsar du Crabe	142
XI.3.5	Analyse spectrale résolue en phase de l'émission pulsée	144
XI.4	Discussion	145
XI.4.1	Rayonnements synchrotron et Compton inverse au sein de la nébuleuse du Crabe	145
XI.4.2	Processus d'émission à haute énergie pour le pulsar du Crabe	146
XI.5	Conclusions	148
XII	La nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52 et son pulsar PSR B1509-58	149
XII.1	Introduction	149
XII.2	Observations du pulsar PSR B1509-58 dans le domaine radio	150
XII.3	Observations de la région de MSH 15-52 avec le <i>Fermi</i> -Large Area Telescope	151
XII.3.1	Sélection de données	151
XII.3.2	Analyse du pulsar PSR B1509-58	151
XII.3.3	Analyse de la nébuleuse de MSH 15-52	155
XII.4	Discussion	158
XII.4.1	Modèles d'émission dans la magnétosphère du pulsar PSR B1509-58	158
XII.4.2	Processus d'émission à haute énergie dans la nébuleuse de MSH 15-52	159
XII.5	Conclusions	164
XIII	La nébuleuse Vela X	167
XIII.1	Introduction	167
XIII.2	Obtention des éphémérides pour le pulsar de Vela	169
XIII.3	Observations de la région de Vela avec le <i>Fermi</i> -Large Area Telescope	169
XIII.3.1	Sélection de données et analyse temporelle du pulsar de Vela	169
XIII.3.2	Analyse morphologique de la nébuleuse Vela X	170
XIII.3.3	Analyse spectrale de la nébuleuse Vela X	173
XIII.4	Analyse multi-longueur d'onde de la nébuleuse Vela X	174
XIII.5	Discussion	177
XIII.6	Conclusions	179
XIV	Etudes de populations avec <i>Fermi</i>	181
XIV.1	Etude de populations I : au delà des pulsars γ	181
XIV.1.1	Principe	181

XIV.1.2 Premiers résultats	182
XIV.1.3 Détections significatives	182
XIV.1.4 Contraintes sur l'émission des nébuleuses de pulsars	184
XIV.1.5 Synthèse de l'étude de population	187
XIV.2 Etude de populations II : les sources au TeV	191
XIV.2.1 Principe	191
XIV.2.2 Les différents candidats	192
XIV.2.3 Premiers résultats	192
Conclusions	203
Annexes	207
A Modélisation des processus d'émission	209
A.1 Principes et méthodes	209
A.2 Modélisation des processus d'émission	210
A.2.1 Injection des particules chargées	210
A.2.2 Pertes d'énergies et temps caractéristiques	211
A.2.3 Equation cinétique	212
A.2.4 Rayonnement des particules	212
A.2.5 Paramètres du modèle	213
Références	215
Bibliographie	217
Table des figures	231
Liste des tableaux	235
Résumé - Abstract	237

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

L'étude du rayonnement γ dans la gamme d'énergie de quelques dizaines de MeV à quelques dizaines de TeV a été permise depuis quelques dizaines d'années par la conception de détecteurs de plus en plus performants. En particulier, en dessous de la centaine de GeV, les détecteurs de photons sont généralement placés à bord de satellites orbitant autour de la Terre. La date du 11 juin 2008 marque le début d'une grande aventure dans le domaine de l'astronomie γ : succédant à l'expérience Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET), embarquée à bord du Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) en mission durant les années 1990, le satellite Fermi Gamma-ray Space Telescope a été lancé de Cap Canaveral (Floride, Etats-Unis) et comporte à son bord l'instrument Large Area Telescope (LAT), dédié à l'astronomie gamma de haute énergie. Caractérisé par des performances jusqu'ici inégalées, il permet l'étude du ciel en rayons γ dans la gamme d'énergie 20 MeV à 300 GeV et a d'ores et déjà permis la détection significative de ~ 1450 sources au dessus de 100 MeV au terme de la première année de mission (Abdo et al., 2010 Catalogue de Sources Fermi), parmi lesquelles 4 nébuleuses de pulsars fermement identifiées et un candidat nébuleuse, dont les analyses effectuées dans le cadre de ma thèse sont décrites dans ce manuscrit, ainsi que plus d'une cinquantaine de pulsars (Abdo et al., 2010 Catalogue de Pulsars; Saz Parkinson et al. 2010).

Cette thèse est consacrée à l'étude des nébuleuses de pulsars en rayons γ de haute énergie à l'aide des données recueillies par l'instrument Fermi-LAT, étude qui a par ailleurs nécessité l'analyse temporelle et spectrale détaillées de leurs pulsars associés, souvent plus brillants dans ce domaine d'énergie. Les pulsars sont des étoiles à neutrons issues de l'explosion (supernova) marquant la fin de vie d'une étoile massive.

Notons que, tout au long de ce manuscrit et afin de s'abstenir de toute redondance, le terme de "nébuleuse" sera fréquemment employé pour désigner les nébuleuses de pulsars, i.e. les objets créés par interaction du vent de particules énergétiques injecté par le pulsar central avec le milieu environnant. Ces objets doivent par ailleurs être différenciés des vestiges de supernova, produits par interaction des ejecta de la supernova avec le milieu interstellaire et les nuages moléculaires environnant.

Les motivations de ce travail de thèse sont les suivantes. D'une part, l'étude en rayons γ des nébuleuses, placée dans un contexte plus large du domaine radio jusqu'aux très hautes énergies, est primordiale pour permettre une meilleure compréhension des phénomènes d'accélération et de rayonnement des particules chargées au niveau de l'onde de choc définissant ces objets. Le débat concernant l'origine de l'émission à haute énergie des nébuleuses de pulsars et des vestiges de supernovae, qui serait soit liée aux électrons (par des processus de rayonnement de freinage et de diffusion Compton inverse), soit liée aux protons (par interaction proton-proton puis décroissance des pions neutres en résultant), est toujours d'actualité. La distinction entre ces scénarii requiert notamment des observations en rayons γ de haute énergie correspondant au domaine d'étude de Fermi, ce qui ajoute à l'intérêt de l'étude de ces sources avec le LAT. Une modélisation des processus d'émission sur l'ensemble du spectre électromagnétique permet ensuite d'estimer certains paramètres physiques de la source tels que le champ magnétique, l'âge, la densité de particules et de photons cibles (dans le cas de la diffusion Compton inverse), comme il sera explicité au cours de ce manuscrit. L'étude de ces objets contenus dans notre Galaxie, la Voie Lactée, est notamment motivée par les multiples questions que soulève le rayonnement cosmique. Bien que son existence ait été découverte il y a près d'une centaine d'années, l'origine ainsi que les lieux et mécanismes d'accélération des particules chargées constituant le rayonnement cosmique (essentiellement des protons) demeurent encore inconnus. En effet, étudier la propagation des particules chargées dans l'Univers s'avère une tâche complexe, étant données les déviations causées par les champs électriques et magnétiques rencontrés lors de leur

propagation dans le milieu interstellaire et jusqu'à la Terre. L'astronomie en tant qu'observation de photons rayonnés par ces particules constitue à ce titre une excellente méthode pour étudier le rayonnement cosmique, notamment au voisinage des vestiges de supernovae et nébuleuses de pulsars qui sont les principaux candidats en tant que sites d'accélération de ces particules chargées.

D'autre part, l'étude des pulsars dans le domaine spectral couvert par Fermi s'avère essentielle pour discriminer entre les différents modèles théoriques décrivant les processus et sites d'émission dans la magnétosphère de ces objets compacts, comme il sera précisé notamment dans les cas des pulsars du Crabe et PSR B1509-58. Ceci permet notamment de contraindre la région d'émission, près de la surface de l'étoile à neutrons ou encore à plus haute altitude.

Le manuscrit est organisé de la manière suivante : la première partie est consacrée à une présentation générale de l'astronomie γ par la description des différents processus d'émission pouvant être observés, des détecteurs actuellement en mission et opérant dans le domaine des hautes et très hautes énergies ainsi que des principales sources de rayonnement γ . La seconde partie est dédiée à la description plus approfondie du satellite Fermi, et de l'instrument principal, le LAT, ainsi que de ses performances. La troisième partie présente les différents outils d'analyse des données recueillies par le LAT, qui ont été utilisés dans le cadre de l'étude temporelle, morphologique et spectrale des sources ainsi que les méthodes d'estimation des erreurs systématiques affectant les résultats de ces analyses. La quatrième et dernière partie expose, après un bref panorama des connaissances et problématiques actuelles en ce qui concerne les nébuleuses et les pulsars en astronomie γ , les résultats majeurs obtenus au cours de cette thèse en ce qui concerne le pulsar et la nébuleuse du Crabe, le pulsar PSR B1509-58 et sa nébuleuse associée contenue dans le vestige de supernova MSH 15-52 ainsi que la nébuleuse Vela X associée au pulsar de Vela. Cette partie s'achève par la présentation des résultats préliminaires de deux études de populations concernant la recherche d'émission de nébuleuses près des pulsars détectés en rayons γ et des nébuleuses émettant aux énergies du TeV et détectées par les instruments au sol.

De ces analyses menées au cours ma thèse résulte notamment la détection de 3 nébuleuses montrant de fortes corrélations spectrales et/ou morphologiques avec les observations effectuées dans le domaine radio, en rayons X et en rayons γ de très haute énergie. Par ailleurs, les études de populations réalisées révèlent l'existence d'un candidat nébuleuse potentiellement associé au pulsar PSR J1023-5746 découvert par Fermi ainsi que d'une nébuleuse significativement étendue associée à la source HESS J1825-137 détectée pour la première fois par l'instrument au sol H.E.S.S. Ces études indiquent également l'existence de candidats prometteurs à la détection par l'instrument Fermi-LAT. Elles ont notamment donné lieu à la publication des articles suivants par la collaboration Fermi :

- Abdo, A. A. et al., *Fermi-Large Area Telescope Observations of the Crab Pulsar and Nebula*, ApJ, **708**, 1254 (2010)
- Abdo, A. A. et al., *Detection of the energetic pulsar PSR B1509-58 and its pulsar wind nebula in MSH 15-52 with the Fermi-Large Area Telescope*, ApJ, **714**, 927 (2010)
- Abdo, A. A. et al., *Fermi Large Area Telescope observations of the Vela-X Pulsar Wind Nebula*, ApJ, **713**, 146 (2010)
- Abdo, A. A. et al., *Fermi-LAT Search for Pulsar Wind Nebulae around gamma-ray Pulsars*, en préparation
- Grondin, M.-H., Funk, S., Lemoine-Goumard, M. et al., *Fermi-Large Area Telescope Observations of the Pulsar Wind Nebula HESS J1825-137*, en préparation

PARTIE I

ASTRONOMIE γ

Introduction à l'astronomie γ

Sommaire

I.1	L'astronomie γ : l'étude d'un domaine d'énergie extrême	19
I.2	Historique	20

I.1 L'astronomie γ : l'étude d'un domaine d'énergie extrême

Le domaine des rayons γ correspond aux énergies les plus élevées du spectre électromagnétique, représenté en figure I.1. La borne inférieure de cette bande spectrale correspond à une énergie de l'ordre de la centaine de keV¹, énergie à laquelle s'effectue la transition entre ce que l'on appelle les photons X "durs", i.e. les rayons X les plus énergétiques et les photons γ "mous", i.e. les photons γ les moins énergétiques. Il n'existe pas réellement de borne supérieure en énergie pour caractériser le domaine des rayons γ , si ce n'est l'énergie maximale d'un photon détecté par le biais d'instruments dédiés à l'astronomie γ de très haute énergie : cette énergie maximale est de l'ordre de la centaine de TeV.

Ainsi, on assimilera le domaine de l'astronomie γ à l'étude des photons d'énergies supérieures à la centaine de keV. Ce domaine couvre presque 9 décades en énergie, soit presque la moitié du spectre électromagnétique connu. Notons par ailleurs qu'en ce qui concerne les particules chargées, l'énergie maximale observée pour un rayon cosmique, de l'ordre de 10^{20} à 10^{21} eV, est nettement supérieure à l'énergie maximale des photons.

L'astronomie γ est fortement liée aux processus, de nature essentiellement non thermique, de production, d'accélération et d'interaction de particules chargées de très haute énergie dans l'Univers, faisant l'objet du chapitre II. Vu sous cet angle, l'astronomie γ relève véritablement du domaine de la physique des particules. Par ailleurs, la caractérisation de ces différents processus s'effectue en particulier au niveau de sources astrophysiques : il s'agit de comprendre quels sont les phénomènes violents et les sites et processus efficaces d'accélération ayant conduit à l'émission de photons de haute énergie pour tout objet (pulsar, nébuleuse, vestige de supernovae, noyau actif de galaxie, etc.). Ceci indique que l'étude dont il est question ici fait partie intégrante de l'astronomie dans le sens général du terme. Ainsi, de par cette double nature, le domaine de l'astronomie γ s'inscrit à la frontière de l'astrophysique et de la physique des particules.

L'étude du rayonnement de sources astrophysiques sur l'ensemble du spectre électromagnétique et l'ajustement de leur spectre d'émission permet de mieux comprendre les mécanismes de production de photons réalisés à leur voisinage, ainsi que de mieux connaître les sources et leurs caractéristiques physiques : taille, âge, champ magnétique, champ de photons ambiants, densité du milieu, etc. Ceci constitue une des motivations principales de la modélisation des sources astrophysiques, effectuée sur les sources étudiées au cours de cette thèse.

¹ 1 eV (ou électron Volt) équivaut à 1.6×10^{-19} J.

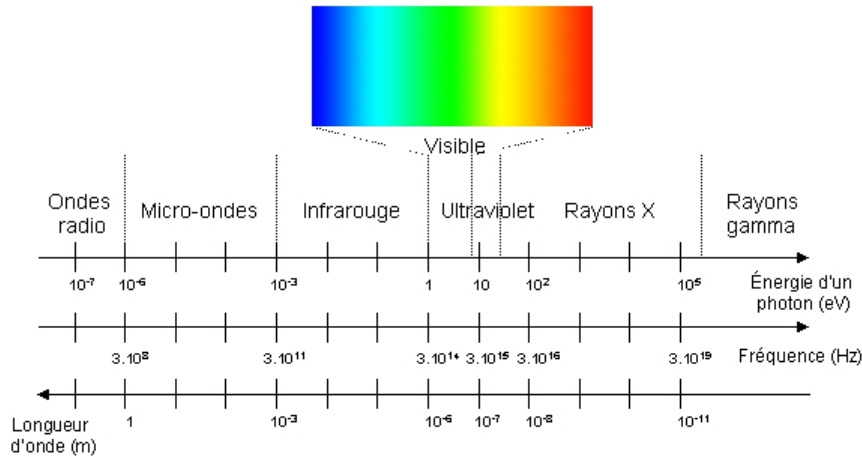


FIG. I.1 – Le spectre électromagnétique.

Mais l'étude de l'astronomie γ ne concerne pas seulement l'analyse des processus réalisés au niveau de sources astrophysiques. Elle appelle un certain nombre de questions plus générales. Quels sont les mécanismes de production de jets mis en jeu dans des objets tels que les quasars et micro-quasars ? Quels sont les accélérateurs de rayons cosmiques ? Quelle est la nature des fonds diffus galactique et extragalactique ? Peuvent-ils nous informer sur l'évolution de l'Univers, et si oui, comment ? Qu'est-ce que la matière noire ? Peut-on observer, avec les instruments actuels, les photons produits par l'annihilation de deux particules de matière noire ? Les différentes sources de rayonnement seront décrites au cours du chapitre IV.

I.2 Historique

L'étude des astroparticules et du rayonnement à haute énergie débute dès 1912 à la suite de l'expérience menée par Victor HESS : à bord d'un ballon-sonde, il détecte la présence de particules chargées de très haute énergie, d'origine et de nature inconnues, qui seront par la suite baptisées "rayons cosmiques". Un des résultats majeurs de cette expérience repose sur le fait que le flux de ces particules augmente avec l'altitude, indiquant leur origine "extra-terrestre". La nature et l'origine exactes de ce rayonnement constituent un des sujets majeurs du XX^{ème} siècle : ainsi, Pierre Auger, dès 1938, étudie la physique des cascades engendrées par la propagation de ces rayons dans l'atmosphère, tandis que Fermi, en 1949, fait le premier l'hypothèse de mécanismes expliquant l'accélération de ces particules jusqu'à de telles énergies.

Le lancement des premières expériences spatiales, en particulier SAS-II et COS-B dans les années 1970, vient apporter de nouvelles pierres contribuant à la compréhension du rayonnement cosmique et des sites d'accélération de particules, par le biais de l'astronomie γ , c'est-à-dire la détection de photons de haute énergie émis lors de l'accélération des particules chargées composant le rayonnement cosmique. En particulier, la découverte d'émission à haute énergie provenant de pulsars (Crabe, Vela et Geminga) constitue une avancée majeure dans le domaine, les identifiant comme des sources

astrophysiques capables de produire des particules chargées de haute énergie mais surtout de les accélérer, ce qui se manifeste par le spectre de photons observés par les instruments embarqués à bord de satellites. Les mécanismes d'accélération de particules chargées et les processus menant à leur rayonnement sont décrits dans le chapitre II.

Depuis ces premiers indices, l'élaboration de nouveaux instruments de plus en plus performants, embarqués sur des satellites ou au sol, n'a pas cessé. Les premiers offrent la possibilité d'étudier l'astronomie de haute énergie, par le biais de détecteurs de particules chargées semblables à ceux utilisés en physique des particules. Les seconds, utilisant la connaissance du développement d'une gerbe dans l'atmosphère, permettent l'étude du rayonnement de photons à très haute énergie. A de telles énergies, la statistique est bien plus faible et la distribution spatiale des particules secondaires plus étendue au niveau du sol. La description de ces détecteurs et de leurs principes fait l'objet du chapitre III.

De par leurs performances en perpétuelle amélioration, les instruments dédiés à l'étude de l'astronomie γ ont permis la détection de nombreuses sources, pouvant être classées selon leur origine : les sources galactiques, c'est-à-dire contenues dans notre Galaxie, la Voie Lactée, sont distinguées des sources extragalactiques, bien souvent des galaxies à part entière et de l'émission diffuses. Les différentes sources étudiées en astronomie γ font l'objet du chapitre IV.

Accélération de particules et processus radiatifs en astronomie γ

Sommaire

II.1	Accélération de particules chargées	23
II.1.1	Accélération par différence de potentiel	24
II.1.2	Accélération par processus de Fermi	25
II.2	Processus radiatifs en astronomie γ	29
II.2.1	Processus leptoniques	30
II.2.2	Processus hadronique : décroissance de pions neutres π^0	33
II.2.3	Processus d'atténuation des photons : création de paires e^\pm	34

Le spectre de photons observé en provenance de sources astrophysiques, qu'elles soient diffuses ou localisées, peut être expliqué par l'existence de processus thermiques, tels que le rayonnement associé à un corps noir, et de phénomènes non thermiques. Ces derniers sont particulièrement sollicités pour expliquer le rayonnement de haute énergie qui, dans l'hypothèse d'émission par processus thermiques, nécessiterait l'existence de corps portés à des températures déraisonnables. Le rayonnement non thermique est essentiellement lié à l'accélération de particules chargées (électrons, positrons, protons, etc.) jusqu'à très haute énergie. Dans un premier temps, nous expliquerons comment les particules chargées peuvent être accélérées de manière efficace par les mécanismes de Fermi au voisinage de sources astrophysiques. Dans un second temps, nous étudierons les processus non thermiques de radiation de ces particules chargées accélérées étant à l'origine des photons émis en particulier au voisinage des étoiles à neutrons et des nébuleuses de pulsars.

II.1 Accélération de particules chargées

Le rayonnement cosmique est principalement constitué de protons, de noyaux d'Hélium et d'électrons, ainsi que d'autres particules chargées en infime quantité. Il présente un spectre en énergie en loi de puissance d'indice ~ 2.7 , s'étendant sur plus de 12 ordres de grandeurs en énergie, comme le montre la figure II.1. De par les énergies mises en jeu, ce spectre ne peut être associé qu'à des mécanismes non thermiques. Pour atteindre des énergies de l'ordre de 10^9 à 10^{21} eV, les particules chargées doivent être accélérées de manière efficace.

Bien que le phénomène de reconnexion magnétique permette d'expliquer l'accélération de particules dans les plasmas magnétisés jusqu'à des énergies $\epsilon_{max} \approx Zeu_0B_0l$ (où Z est le nombre atomique moyen du plasma, u_0 sa vitesse, B_0 le champ magnétique et l la longueur de la cavité dans laquelle règne la différence de potentiel à l'origine de l'accélération des particules) telle qu'observée lors d'éruptions solaires (Pelletier 2003), nous nous intéresserons ici principalement aux phénomènes

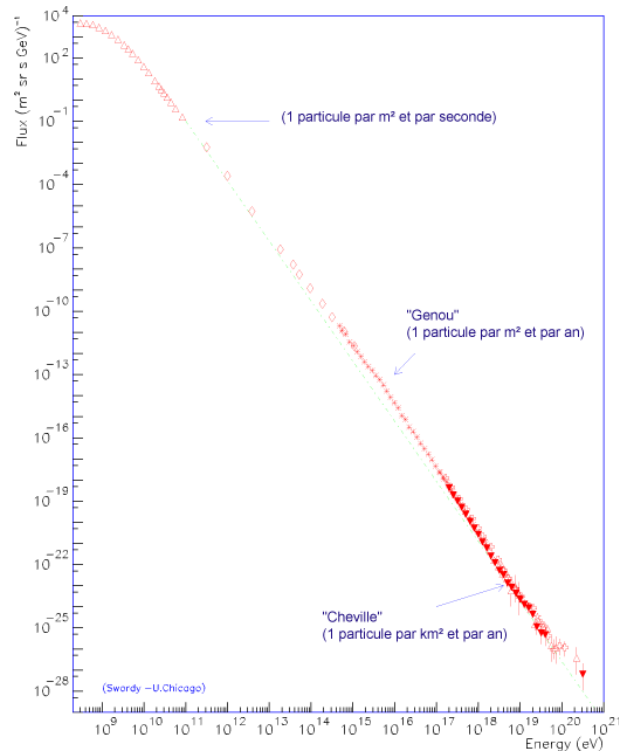


FIG. II.1 – Spectre en énergie du rayonnement cosmique

d'accélération de particules chargées mis en jeu à proximité des pulsars et de leurs nébuleuses, à savoir les processus liés à l'existence de cavités dans lesquelles règnent une différence de potentiel et les mécanismes d'accélération de Fermi.

II.1.1 Accélération par différence de potentiel

L'accélération de particules chargées peut s'effectuer par différents mécanismes, l'un des plus efficaces étant directement lié à l'application de forces électromagnétiques. Nous nous intéresserons en particulier au principe d'accélération de particules par différence de potentiel, rendue possible par l'existence de cavités dans lesquelles règnent un fort champ électrique. Ce processus est relativement important, notamment dans le cas de l'accélération des leptons (électrons et positrons) au voisinage de la surface d'une étoile à neutrons, illustrée en figure II.2. De plus amples informations concernant les pulsars et leur rayonnement pourront être lues dans les chapitres IV et X.

Ainsi, au niveau des pôles magnétiques d'un pulsar, des cavités accélératrices existent et sont caractérisées par une différence de potentiel :

$$\Delta V = \frac{\Omega}{2\pi c} \Delta\Phi \approx 10^{12} B P^{-1} \text{eV} \quad (\text{II.1})$$

où Ω représente la vitesse de rotation de la magnétosphère, $\Delta\Phi$ le flux magnétique, B le champ

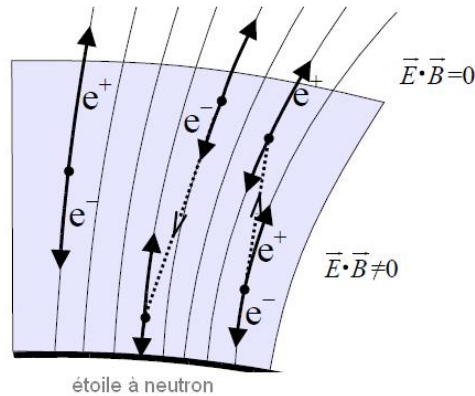


FIG. II.2 – Schéma représentant l'accélération des particules au voisinage des pôles magnétiques d'une étoile à neutrons dans une cavité dans laquelle règne un champ électrique non nul.

magnétique à la surface de l'étoile à neutrons, normalisé à 10^{12} G ($= 10^8$ T) et P la période de rotation du pulsar exprimée en s. Par application de cette différence de potentiel, des électrons (e^-) et positrons (e^+) sont arrachés près des pôles, à la surface de l'étoile à neutrons et, soumis à un très fort champ électrique, sont ainsi accélérés jusqu'à très haute énergie.

Toutefois, l'interaction de ces particules accélérées avec les photons thermiques émis à la surface de l'étoile à neutrons engendre la production de photons de haute énergie qui, sous l'effet des champs électromagnétiques existant, se matérialise très rapidement en une paire électron/positron (e^\pm). Selon l'orientation du champ électrique, une des particules sera alors "éjectée" de la cavité tandis que l'autre sera fortement attirée par la surface de l'étoile à neutrons. Le champ électrique s'en trouvera ainsi écranté et la taille de la cavité sera limitée par ce processus de création de paires.

Malgré la taille réduite de la cavité électrique, l'application d'une telle différence de potentiel est un mécanisme relativement efficace puisqu'elle permet d'accélérer les particules chargées (électrons et positrons notamment) jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{15} eV (Pelletier 2003). L'accélération des leptons par différence de potentiel est suggérée dans les modèles permettant d'expliquer le rayonnement des pulsars, en particulier dans l'hypothèse où l'émission est localisée près de la calotte polaire.

II.1.2 Accélération par processus de Fermi

Processus de Fermi du 2nd ordre et accélération stochastique

Suggéré dès 1949 par le physicien Enrico Fermi, le processus d'accélération de Fermi du 2nd ordre est basé sur l'interaction d'une particule chargée avec un nuage magnétisé. Ces derniers sont en réalité des nuages de matière dense dans lesquels le champ magnétique est significativement plus élevé que dans le milieu interstellaire (MIS).

Le processus de Fermi du 2nd ordre repose sur le principe suivant : les particules de vitesse v pénétrant dans un nuage magnétisé, par définition pourvu d'un champ magnétique B non nul, vont subir une trajectoire en arc de cercle caractérisé par son rayon de giration $r_g = mv_\perp/qB$, où v_\perp représente

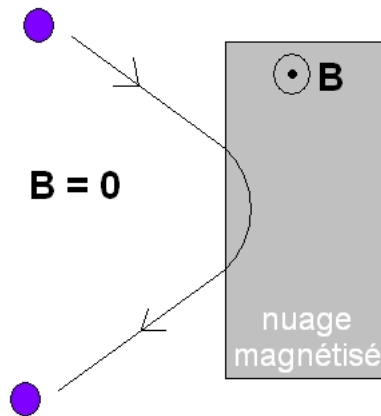


FIG. II.3 – Schéma représentant la trajectoire d'une particule rebondissant sur un nuage magnétisé : elle est rectiligne en l'absence de champ magnétique et circulaire en présence d'un champ magnétique non nul (Parizot 2003).

la composante de vitesse orthogonale à la direction de la particule. Par conséquent, la particule sera réfléchiée par le nuage magnétisé, comme l'illustre la figure II.3.

Considérons maintenant le cas d'un nuage magnétisé en mouvement. Le calcul du gain d'énergie de la particule après interaction avec le nuage peut s'effectuer par double changement de référentiel. Soient \vec{v} et \vec{V} les vitesses de la particule et du nuage magnétisé respectivement dans le référentiel du laboratoire, comme illustré en figure II.4. Après interaction avec le nuage, la particule est animée d'une vitesse $\vec{v} + 2\vec{V}$ dans le référentiel du laboratoire. Etant donné que les interactions frontales (le nuage et la particule se dirigeant l'un vers l'autre) sont plus fréquentes que les interactions fuyantes, en moyenne, les particules acquerront de l'énergie cinétique par ce processus.

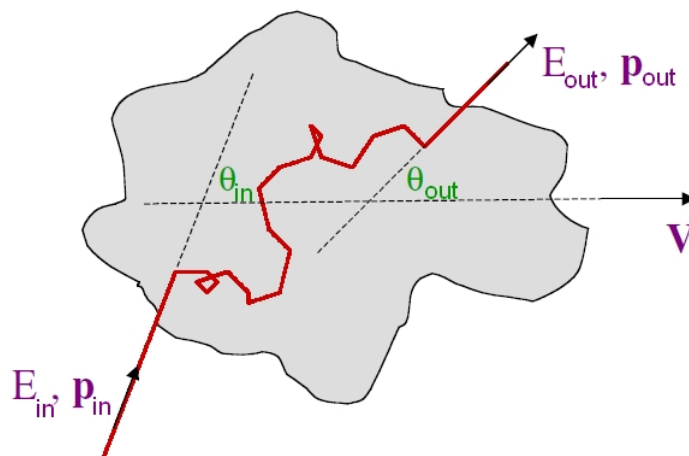


FIG. II.4 – Schéma représentant la propagation d'une particule à travers un nuage magnétisé se déplaçant à la vitesse V .

Le gain relatif en énergie de la particule, dérivé d'un calcul cinématique simple décrit en référence Parizot (2003) et moyenné sur les angles θ_{in} et θ_{out} , angles d'entrée et de sortie de la particule dans le nuage magnétisé définis en figure II.4, s'exprime :

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

où E est l'énergie initiale la particule et $\beta = V/c$. D'après cette formule, une particule chargée, par accélération de Fermi, ne peut en moyenne que gagner de l'énergie ($\langle \Delta E/E \rangle > 0$) et ce, proportionnellement à β^2 . On parle donc d'accélération de Fermi du 2nd ordre. Ce processus est de plus qualifié de "stochastique" dans la mesure où chaque particule peut potentiellement gagner plus ou moins d'énergie que le gain moyen calculé par II.2.

Soit L la distance entre deux nuages magnétisés. Le taux d'accélération s'exprime :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3} \frac{c}{L} \beta^2 E = \frac{E}{\tau_{acc}} \quad (\text{II.3})$$

où τ_{acc} représente le temps requis pour l'accélération d'une particule d'énergie E . Ce dernier peut être calculé par la formule suivante :

$$\tau_{acc} = \frac{3}{2} \frac{L}{c} \beta^{-2} \quad (\text{II.4})$$

et est indépendant de l'énergie de la particule.

Le spectre différentiel des particules suivant une loi de puissance, telle qu'observée dans le spectre du rayonnement cosmique, peut être expliqué par ce processus. Toutefois, c'est un mécanisme peu efficace, car du second ordre en β (avec β de l'ordre de 10^{-4}). De plus, la distance entre deux nuages est telle que le temps d'accélération d'une particule est trop long (le temps requis est de $\sim 10^7$ ans pour qu'une particule voit son énergie triplée) pour pouvoir expliquer l'accélération des rayons cosmiques.

La version plus moderne de ce processus remplace les nuages magnétisés par les irrégularités magnétiques créées par les ondes d'Alfvén¹. Dans ce cas, le mécanisme d'accélération est bien plus efficace, du fait de la vitesse des ondes d'Alfvén bien supérieure à celles des nuages magnétisés ($\beta_{Alfvén} \gg \beta_{nuage}$) et de la distance entre deux irrégularités, bien plus faible que celle existant entre deux nuages magnétisés, et permettant un temps d'accélération plus court. Ainsi, bien que le mécanisme d'accélération présenté ci-dessus soit d'ordre 2 en β , il demeure néanmoins efficace au voisinage de sources astrophysiques.

Processus de Fermi du 1^{er} ordre et accélération diffusive par onde de choc

Le mécanisme présenté dans cette section fait appel à la notion d'onde de choc. Une onde de choc est produite par le déplacement d'un corps à une vitesse supérieure à celle du son dans le milieu ambiant. Dans ces conditions, on observe la création d'un front d'onde, zone d'accélération de particules séparant deux milieux de grandeurs (pression, densité, température, etc.) discontinues.

Afin d'étudier le mécanisme d'accélération par onde de choc, il convient de définir deux régions, illustrées en figure II.5 : le milieu amont, calme et le milieu aval, choqué. Soient \vec{v}_1 et \vec{v}_2 les vitesses

¹Les ondes d'Alfvén sont des ondes transverses perturbant les lignes de champ magnétique.

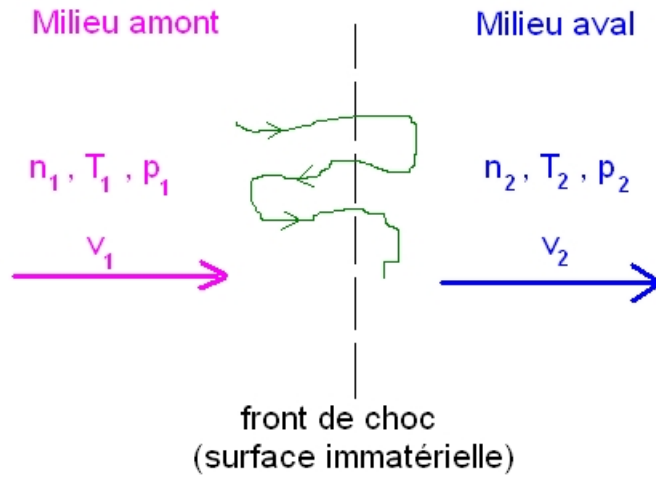


FIG. II.5 – Schéma représentant une onde de choc se propageant d'un milieu amont vers un milieu aval et la trajectoire d'une particule accélérée.

des milieux amont et aval respectivement par rapport au front d'onde. Les relations de passage de Rankine-Hugoniot permettent de calculer le rapport de ces vitesses dans le cas d'un choc plan. Par conservation de la matière, de l'impulsion et de l'énergie, on obtient le résultat suivant :

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + 2M_1^{-2}} \quad (\text{II.5})$$

où $M_1 = v_1/v_{son,1}$ est le nombre de Mach du choc, correspondant au rapport de la vitesse du front de choc dans le milieu amont sur la vitesse du son dans ce même milieu. γ représente le coefficient adiabatique du milieu, valant $5/3$ dans le cas d'un gaz parfait monoatomique. Lorsque M_1 tend vers l'infini, le rapport des vitesses, ou rapport de compression, tend vers :

$$r = \frac{v_1}{v_2} \approx \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (\text{II.6})$$

valant $r \sim 4$ dans le cas idéal d'un gaz parfait monoatomique.

On définit la différence de vitesse $\Delta\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2 = \frac{r-1}{r}\vec{v}_1$. Par double changement de référentiel d'une particule se propageant du milieu amont vers le milieu aval et inversement, le gain moyen d'énergie $\langle\Delta E/E\rangle$ peut être calculé de manière similaire au cas du processus de 2nd ordre, mais en utilisant des lois de probabilité pour les angles d'entrée et de sortie différents (Parizot 2003). Le gain moyen en énergie à chaque traversée du choc s'exprime :

$$\left\langle\frac{\Delta E}{E}\right\rangle = \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3}\frac{r-1}{r}\frac{v_1}{c} \quad (\text{II.7})$$

où $\beta = \Delta v/c$. Il s'agit donc d'un processus du 1^{er} ordre en β , par conséquent potentiellement plus efficace que celui mentionné dans la section précédente.

Dans le cas d'une accélération diffusive par onde de choc (DSA pour l'anglais Diffusive Shock Acceleration), le temps d'accélération doit être calculé en tenant compte du phénomène de diffusion des particules ayant lieu dans chacun des deux milieux. Dans ces conditions, ce temps est directement proportionnel à l'énergie initiale E de la particule. Ainsi, plus une particule est énergétique, plus le temps requis pour son accélération sera long.

La probabilité d'échappement P_{esc} peut être exprimée comme le rapport du flux traversant toute surface fictive sur le flux de particules traversant le choc, et prend la valeur :

$$P_{esc} = \frac{4 v_1}{r c} \quad (\text{II.8})$$

Soit N_0 le nombre de particules initiales. Après n traversées du front de choc, il restera donc :

$$N_n = N_0(1 - P_{esc})^n \quad (\text{II.9})$$

particules. Leur énergie après n cycles est obtenue par l'équation suivante :

$$E_n = E_0 \left(1 + \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \frac{v_1}{c}\right)^n = E_0(1+k)^n \quad (\text{II.10})$$

où E_0 est l'énergie initiale de la particule. A partir des expressions II.9 et II.10, on obtient un spectre en énergie pour les particules chargées en loi de puissance :

$$N(E) = (x-1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-x} \quad \text{où} \quad x = \frac{r+2}{r-1} \quad (\text{II.11})$$

Ainsi, le rapport de compression défini en II.6 détermine la pente du spectre en énergie obtenu. Ce processus d'accélération du premier ordre permet d'expliquer le spectre différentiel des particules selon une loi de puissance d'indice $x = \frac{r+2}{r-1}$, où r est le rapport de compression du choc et offre l'avantage d'une accélération plus efficace que le processus du 2nd ordre et effectuée dans un temps plus raisonnable (temps d'accélération de l'ordre de la dizaine de jours). Dans le cas d'un gaz parfait monoatomique, $r \approx 4$, démontrant que la plupart des spectres provenant de sources astrophysiques, modélisés par une loi de puissance E^{-2} , peuvent être expliqués par le mécanisme de Fermi du 1^{er} ordre.

Les particules chargées ayant été accélérées par les mécanismes cités précédemment vont ensuite rayonner dans les différents domaines du spectre électromagnétique. Les processus de rayonnement mis en jeu, notamment à proximité des pulsars et de leurs nébuleuses, sont décrits dans la section suivante.

II.2 Processus radiatifs en astronomie γ

L'émission de photons par processus non thermiques peut être observée sur l'ensemble du spectre électromagnétique, s'étalant du domaine de la radio (pour des énergies inférieures à 10^{-3} eV) jusqu'aux très hautes énergies (supérieures à quelques centaines de GeV). Cette émission peut être produite par différents processus, que l'on peut répartir en deux classes : les processus leptoniques, faisant intervenir des électrons (e^-) et/ou positrons (e^+) d'une part et les processus hadroniques, mettant en cause les noyaux et en particulier les protons (p) d'autre part.

II.2.1 Processus leptoniques

Les processus décrits dans la section suivante sont liés au rayonnement produit par l'interaction d'un lepton, généralement un électron ou un positron, avec différents champs : champ magnétique, champ d'un noyau, champ de photons, etc. Bien que des processus similaires existent dans le cas de particules lourdes telles que les protons, du fait de leur masse bien supérieure aux leptons, le rayonnement produit est dans ce cas négligeable. Dans cette section, il ne sera fait état que des processus purement électromagnétiques mis en jeu pour expliquer l'émission de photons provenant en particulier des pulsars et leurs nébuleuses.

Le rayonnement de courbure

Le rayonnement de courbure est produit lors de l'interaction d'un électron dans un champ magnétique dont les lignes de champ sont courbées. Ce rayonnement est particulièrement approprié pour expliquer l'émission de photons près de la calotte polaire des pulsars, i.e. le long des lignes de champ magnétique ouvertes émanant des pôles de l'étoile à neutrons.

Considérons un lepton relativiste de vitesse v , de masse m_e et d'énergie $\gamma m_e c^2$, où $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2}}$ est le facteur de Lorentz de la particule. En présence de lignes de champ magnétique présentant une courbure de rayon r_g , l'émission observée présente un spectre continu de photons, piqué à l'énergie caractéristique ϵ_{cr} :

$$\epsilon_{cr} \approx \frac{3}{2} \hbar c \frac{\gamma^3}{r_g} \quad (\text{II.12})$$

où $\hbar = h/2\pi$ est la constante de Planck réduite et c la célérité. Dans le cas du rayonnement de courbure produit dans la magnétosphère d'un pulsar, le rayon de courbure des lignes de champ peut être estimé par l'expression : $r_g \approx 10^8 \sqrt{P}$ (en cm), où P est la période de rotation de l'étoile à neutrons sur elle-même. Compte tenu de l'échappement des particules le long des lignes de champ magnétique ouvertes, le spectre de photons peut être modélisé par une loi de puissance cassée avec une brisure à l'énergie $\epsilon_{break} \approx \frac{9}{4} \hbar \frac{c}{r_0} \approx 150$ MeV, expression dans laquelle r_0 représente le rayon classique de l'électron. Plus de détails à propos des spectres d'électrons et de photons relatifs à ce processus de rayonnement peuvent être trouvés dans Rudak et al. (2002).

Les photons de haute énergie produits par ce processus peuvent par la suite se matérialiser en une paire électron/positron e^\pm par interaction avec les champs ambiants. Ces mécanismes de matérialisation et donc d'atténuation du spectre de photons font l'objet de la section II.2.3. La succession de processus de rayonnement de courbure et de création de paires engendre la formation de cascades électrons-photons, à l'origine d'une émission cohérente (Longair 1997).

Emission synchrotron

L'interaction de particules chargées très énergétiques telles que les électrons et positrons avec un champ magnétique local est à l'origine du rayonnement synchrotron. Ce dernier est produit lorsque une particule chargée spirale autour des lignes de champ magnétique et, soumise à une accélération centripète, rayonne. Ce processus de radiation est essentiel dans le domaine de l'astronomie de haute énergie, et en particulier dans l'étude théorique des processus d'émission au voisinage des pulsars et de leurs nébuleuses.

Soit un lepton de masse m_e , de vitesse v et de facteur de Lorentz γ , subissant l'action d'un champ magnétique ambiant B faisant un angle ψ avec sa direction de propagation. La particule chargée est alors soumise à un mouvement hélicoïdal caractérisé par la vitesse angulaire ω_s telle que :

$$\omega_s = \frac{qB}{m_e\gamma} = \frac{\omega_b}{\gamma} \quad (\text{II.13})$$

où ω_b représente la pulsation cyclotron du lepton. Dans le cas de particules chargées très relativistes ($\gamma \gg 1$), les photons sont émis dans un cône de demi-angle $1/\gamma$ (Longair 1997).

Le taux de perte d'énergie de la particule par rayonnement synchrotron par unité de pulsation ω et d'angle solide Ω s'écrit (Rybicki et Lightman 1979) :

$$\frac{dE}{d\omega dt d\Omega} = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin\psi}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{5/3}(u) du \quad (\text{II.14})$$

où $\omega_c = \frac{3}{2}\gamma^2 \omega_b \sin\theta_p$ est la pulsation critique, $K_{5/3}$ la fonction de Bessel modifiée d'ordre 5/3 et ϵ_0 la permittivité du vide.

L'utilisation de la variable $x = \omega/\omega_c$ permet de mettre en évidence le fait que le spectre de l'émission synchrotron ne dépend de l'énergie qu'à travers la fonction $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(u) du$. Cette fonction $F(x)$ peut être approximée par la fonction suivante : $F(x) \sim 1.8x^{1/3} \exp(-x)$. L'équation II.14 se simplifie alors de la manière suivante :

$$\frac{dE}{d\omega dt d\Omega} = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin\psi}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} 1.8x^{1/3} \exp(-x) \quad (\text{II.15})$$

L'intégration sur le spectre des photons puis sur l'angle ψ , en supposant une distribution isotropique, permet d'exprimer la puissance totale rayonnée par un électron dans le champ magnétique B de la manière suivante :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{mag} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \gamma^2 \quad (\text{II.16})$$

où $\sigma_T = \frac{8\pi}{r_0^2}$ est la section efficace de Thomson et $U_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0}$ la densité d'énergie magnétique.

L'injection d'électrons selon un spectre de loi de puissance d'indice p est à l'origine d'un spectre de photons synchrotron correspondant à une loi de puissance d'indice $(p-1)/2$ et dont la normalisation est proportionnelle à $B^{(p+1)/2}$.

Emission Compton inverse

La diffusion Compton inverse est un processus dominant à l'origine de rayonnement de haute énergie, se produisant en particulier dans la magnétosphère du pulsar ou dans sa nébuleuse.

L'émission de photons est produite lorsqu'un électron de très haute énergie $\gamma m_e c^2$ interagit avec un photon de plus basse énergie ε (dit photon "mou") et lui transfère une grande partie de son énergie cinétique. Ceci engendre la production d'un photon de haute voire très haute énergie pouvant être observé par les détecteurs dédiés à l'étude de l'astronomie γ . Le traitement théorique de ce processus de rayonnement nécessite de distinguer deux régimes :

- le régime de Thomson, correspondant au cas où l'énergie du photon dans le référentiel de l'électron est bien inférieure à l'énergie de masse d'un électron $m_e c^2$. Dans ce cas particulier, la section efficace d'interaction est quasiment indépendante de l'énergie du photon incident ε et peut être approximée par la section efficace de Thomson σ_T . A chaque diffusion, l'électron relativiste perd une très faible part de son énergie, tandis que le photon voit son énergie ε multipliée par un facteur d'ordre $\sim \gamma^2$.

Adoptant un traitement similaire à celui utilisé pour le rayonnement synchrotron, décrit en section II.2.1, en supposant une distribution isotropique d'électrons, la puissance totale rayonnée par un électron dans un champ de photons s'exprime :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{rad} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \gamma^2 \quad (\text{II.17})$$

où U_{rad} représente la densité d'énergie du champ de photons cibles : photons du fond diffus cosmologique, photons optiques liés à la lumière des étoiles, etc. Si l'injection d'électrons est réalisée selon un spectre de loi de puissance d'indice p , le spectre de photons pourra être modélisé par une loi de puissance d'indice $(p - 1)/2$.

- le régime Klein-Nishina, caractérisé par une énergie du photon incident dans le référentiel de l'électron bien supérieure à la masse de l'électron $m_e c^2$. Ceci équivaut à la condition suivante : $4\varepsilon\gamma^2 \gg m_e c^2$, où ε représente l'énergie du photon incident. Dans ce cas, l'électron perd, à chaque collision, une partie non négligeable de son énergie. L'expression exacte de la section efficace de diffusion dans ce régime est décrite dans Blumenthal et Gould (1970). Notons que dans ce domaine d'énergie, la distribution de photons produits par l'injection d'électrons selon une loi de puissance d'indice p est caractérisée par une loi de puissance d'indice $p + 1$, soit un spectre plus pentu (on dit encore que le spectre est plus "mou") que dans le cadre du régime de Thomson décrit précédemment.

Le rayonnement de freinage

Le rayonnement de freinage, ou *bremsstrahlung* est la radiation associée à l'accélération d'un électron dans le champ électrostatique d'ions ou de noyaux. Ce processus peut être comparé à une diffusion Compton inverse se produisant sur les photons virtuels du champ coulombien des noyaux. Ce mode de production de photons de haute énergie peut s'avérer important, tant près d'une étoile à neutrons qu'au niveau d'une nébuleuse de pulsar.

Soit un électron de haute énergie mais non relativiste, de vitesse v et accéléré au voisinage de noyaux de charge Ze et de densité N . L'interaction de l'électron avec les noyaux est caractérisée par le paramètre d'impact b variant entre les valeurs b_{min} et b_{max} . L'intensité de radiation à la pulsation ω peut être approximée de la manière suivante (Longair 1997) :

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6 N}{12\pi^3 \varepsilon_0^3 c^3 m_e^2 v} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (\text{II.18})$$

où b_{max} est inversement proportionnel à ω selon la formule : $b_{max} = v/\omega$.

Dans le cas d'un électron relativiste et en considérant plus généralement la présence de noyaux de type i , de charge $Z_i e$ et de densité N_i , cette expression devient :

$$I(\omega) = \sum_i \frac{Z_i^2 e^6 N_i}{12\pi^3 \varepsilon_0^3 c^3 m_e^2 v} \ln \left(\frac{192v}{Z_i^{1/3} c} \right) \quad (\text{II.19})$$

Soit E l'énergie initiale de l'électron considéré, la pulsation du photon émis par rayonnement de freinage peut alors prendre toutes les valeurs entre 0 à E/\hbar . L'intégration de l'expression II.19 entre ces valeurs permet d'obtenir l'expression approchée de la puissance totale rayonnée par bremsstrahlung par cet électron :

$$\frac{dE}{dt} = \int_0^{E/\hbar} I(\omega) d\omega \approx \sum_i \frac{Z_i^2 e^6 N_i E}{12\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} \ln \left(\frac{192\nu}{Z_i^{1/3}} \right) \quad (\text{II.20})$$

Le spectre de photons produit par rayonnement de freinage d'une population d'électrons injectés selon un spectre de loi de puissance d'indice p , peut être modélisé par une loi de puissance d'indice p .

Une rapide comparaison des processus leptoniques montre que, pour des conditions proches de celles du milieu interstellaire (densité de matière d'environ 1 atome/cm³, champ magnétique de 6 μ G), les pertes par ionisation² dominent à basse énergie (i.e. pour des énergies inférieures à 350 MeV), tandis que le rayonnement de freinage devient prépondérant à plus haute énergie. Enfin, au dessus de la dizaine de GeV, les processus synchrotron et Compton inverse deviennent dominants. L'évolution de l'importance relative des différents processus en fonction de l'énergie des particules est représentée en figure II.6 et extraite de Marcowith (2003). Ceci implique que, dans le cas des nébuleuses de pulsars, au niveau desquelles l'énergie des électrons rayonnant est relativement importante, les pertes s'effectueront principalement par émission synchrotron et Compton inverse.

II.2.2 Processus hadronique : décroissance de pions neutres π^0

Le processus de radiation décrit dans cette section est un processus hadronique, c'est-à-dire qu'il fait intervenir des noyaux et/ou des atomes. Nous nous intéressons tout particulièrement au rayonnement émis par l'interaction d'un proton p avec la matière hadronique. Ce mécanisme de production de photons est suggéré pour expliquer l'émission à haute énergie provenant des nébuleuses de pulsars et vestiges de supernovae.

Par interaction de protons très énergétiques, principaux constituants du rayonnement cosmique, avec la matière ambiante, deux types de pions peuvent être créés :

- les pions chargés, notés π^\pm . Ils sont à l'origine d'une cascade de particules, produite par succession de : (i) leur désintégration en muons et (anti)-neutrinos :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{et} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (\text{II.21})$$

- (ii) la décroissance des muons produits par (i) en d'autres leptons :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \text{et} \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (\text{II.22})$$

et (iii) la cascade électromagnétique générée par l'interaction des e^\pm très énergétiques produits par (ii) avec le milieu ambiant ;

- les pions neutres, notés π^0 , dont la décroissance très rapide (temps de demi-vie : 1.78×10^{-16} s) produit deux photons de très haute énergie : $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. La décroissance de π^0 est à l'origine du rayonnement par processus hadronique que l'on peut observer en provenance de vestiges de supernovae et nébuleuses de pulsars.

²Les pertes par ionisation se produisent lorsque les leptons relativistes perdent de l'énergie par interaction coulombienne avec les atomes et noyaux du milieu qu'ils traversent. D'importance négligeable dans le cas des processus mis en jeu à proximité des pulsars et de leurs nébuleuses, ce mécanisme n'a pas été introduit précédemment.

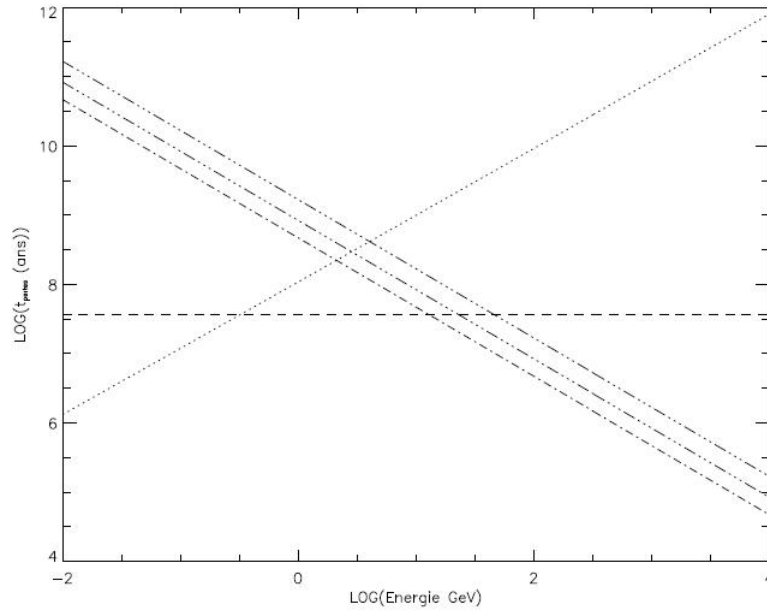


FIG. II.6 – Evolution du temps caractéristique de pertes d'énergie (en années) en fonction de l'énergie des leptons. Les conditions adoptées sont similaires à celle du milieu interstellaire (cf. texte). En pointillés, les pertes par ionisation, en tirets, les pertes par Bremstrahlung, en tirets-points les pertes synchrotron pour $B = 6 \mu\text{G}$, en tiret-trois points les pertes Compton Inverse respectivement sur le fond infra-rouge (ligne du bas) et sur le fond diffus cosmologique (ligne du haut). Cette figure est extraite de Marcowith (2003).

Une illustration des cascades produites par ces différents processus est présentée en figure II.7.

Les neutrinos sont des particules neutres et ne sont donc pas déviés par les champs électromagnétiques ambiants. De ce fait, bien qu'ils soient difficiles à détecter, ils constituent une source d'information précieuse quant à la direction des rayons cosmiques qui les ont produits.

La description des spectres en π^0 et en photons résultant par l'interaction proton-proton et décroissance de pions neutres est traitée de manière complète dans Aharonian & Atoyan (2000).

II.2.3 Processus d'atténuation des photons : création de paires e^\pm

Les photons produits par les mécanismes présentés ci-dessus, qu'ils soient leptoniques ou hadroniques, peuvent interagir avec le milieu et les champs ambiants et produire une paire électron/positron e^\pm . Ceci résulte en une atténuation de l'émission observée, en particulier à haute énergie. Il existe différents mécanismes de création de paires :

- par interaction d'un photon avec le champ magnétique ambiant ($\gamma + B \rightarrow e^- + e^+$) : ce processus nécessite que l'énergie du photon incident E_γ satisfasse la condition suivante :

$$E_\gamma \cdot \sin\psi \geq 2m_e c^2 \quad (\text{II.23})$$

où ψ est l'angle entre la trajectoire du photon et la direction du champ magnétique. Les photons se propageant à proximité d'un intense champ magnétique, par exemple à proximité de la sur-

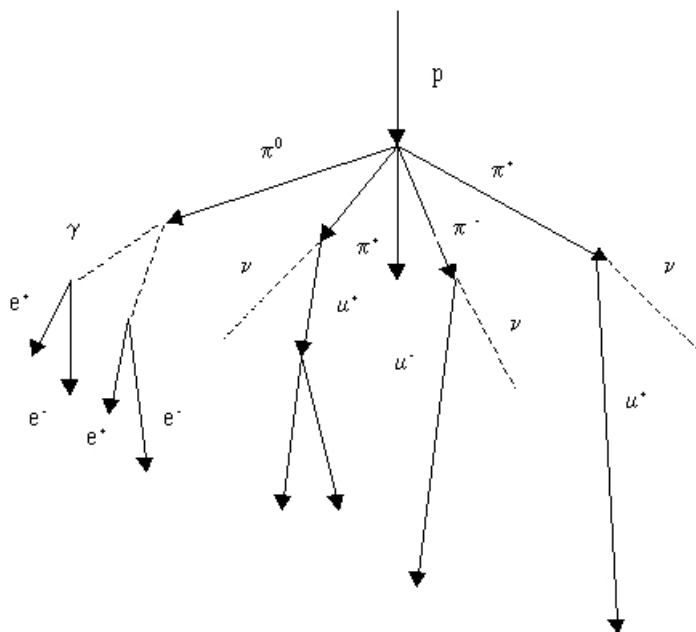


FIG. II.7 – Diagramme schématisique montrant le développement d'une cascade nucléonique créée à partir de l'interaction d'un proton et d'un noyau.

face d'une étoile à neutrons, sont ainsi sujets à une absorption liée à la création de paires et responsables d'une atténuation qui se traduit par une coupure spectrale dite "super-exponentielle", i.e. plus abrupte qu'une coupure exponentielle, du spectre de photons, suggérée notamment dans le cadre du modèle de la calotte polaire. De plus amples informations concernant ce modèle d'émission dans la magnétosphère des pulsars peuvent être trouvées en section X.1.1.

- par interaction de deux photons ($\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+$) : ce processus nécessite que l'énergie dans le référentiel du centre de masse soit supérieure ou égale à $2m_e c^2$. Ce processus de création de paires peut se produire quelle que soit la zone d'émission considérée dans la magnétosphère du pulsar.

L'interaction d'un photon de haute énergie avec les champs ambiants est responsable en particulier de l'atténuation du spectre de photons à haute voire très haute énergie émis par des sources lointaines, telles que les noyaux actifs de galaxie. En effet, dans le cas de l'interaction photon-photon, la section efficace de création de paires s'exprime :

$$\sigma = \pi r_0^2 \frac{m_e^2 c^4}{\omega^2} \left[2 \ln \left(\frac{2\omega}{m_e c^2} \right) - 1 \right] \quad (\text{II.24})$$

avec $\omega = \sqrt{E_1 E_2}$, E_1 et E_2 étant les énergies des photons incident du champ ambiant respectivement. Cette expression met en évidence l'existence d'un maximum de la valeur de section efficace juste au dessous du seuil d'atténuation, qui favorise pour l'exemple d'un photon incident du TeV l'interaction avec les photons du fond infra-rouge. Ainsi, le spectre apparent des objets les plus distants est observé atténué par rapport au spectre de photons émis au niveau de ces sources. L'Univers lointain est ainsi en partie opaque, notamment aux photons de très haute énergie, du fait de l'existence des fonds cosmologique, infra-rouge et de lumière des étoiles qui nous entourent.

Détecteurs en astronomie γ

Sommaire

III.1	Les missions spatiales en astronomie γ	37
III.1.1	EGRET ou l'étude du ciel γ dans les années 1990	37
III.1.2	Les missions actuelles : AGILE et Fermi	39
III.2	Les détecteurs au sol en astronomie de très haute énergie	41
III.2.1	Cascades électromagnétiques et hadroniques	42
III.2.2	Principe de l'effet Tcherenkov	42
III.2.3	Les détecteurs Tcherenkov actuels	44

L'étude du rayonnement γ a été permise depuis quelques dizaines d'années par la conception de détecteurs de plus en plus performants. Selon qu'ils soient dédiés à l'étude des hautes énergies (quelques dizaines de MeV – quelques centaines de GeV) ou très hautes énergies (quelques centaines de GeV – quelques dizaines de TeV), les processus mis en jeu et les instruments de détection, bien sûr adaptés à la statistique des évènements, sont différents. Ainsi, en dessous de la centaine de GeV, les détecteurs de rayons γ sont généralement placés à bord de satellites orbitant autour de la Terre de manière à ne pas souffrir de l'absorption des rayons γ par l'atmosphère et, compte tenu du flux de photons à ces énergies, sont limités par une faible surface efficace à laquelle ils sont contraints pour des raisons techniques évidentes. A l'opposé de cela, à plus haute énergie, le flux de photons est nettement plus faible. Ainsi, afin de couvrir une plus grande superficie, les détecteurs dans cette gamme sont placés au sol, et pour la plupart "morcelés" en plusieurs parties, ce qui permet une surface efficace de détection plus importante. Nous expliciterons les principes de détection de rayons γ et les instruments existant dans ces deux bandes en énergies dans les deux parties suivantes.

III.1 Les missions spatiales en astronomie γ

Depuis l'époque des missions SAS-II et COS-B datant des années 1970, trois satellites dédiés à l'astronomie γ ont été lancés. Dans cette section, nous nous intéresserons aux résultats de la première mission, Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) embarquée à bord du satellite Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO), puis aux deux missions actuelles embarquées à bord des satellites Astro-rivelatore Gamma a Immagini Leggero (AGILE) et Fermi Gamma-ray Space Telescope (anciennement GLAST, rebaptisé Fermi) lancés en 2007 et 2008 respectivement.

III.1.1 EGRET ou l'étude du ciel γ dans les années 1990

En mission de 1991 à 2000, la mission Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) lancée par la NASA et représentée en figure III.1, comportait à son bord quatre expériences dédiées à la détection

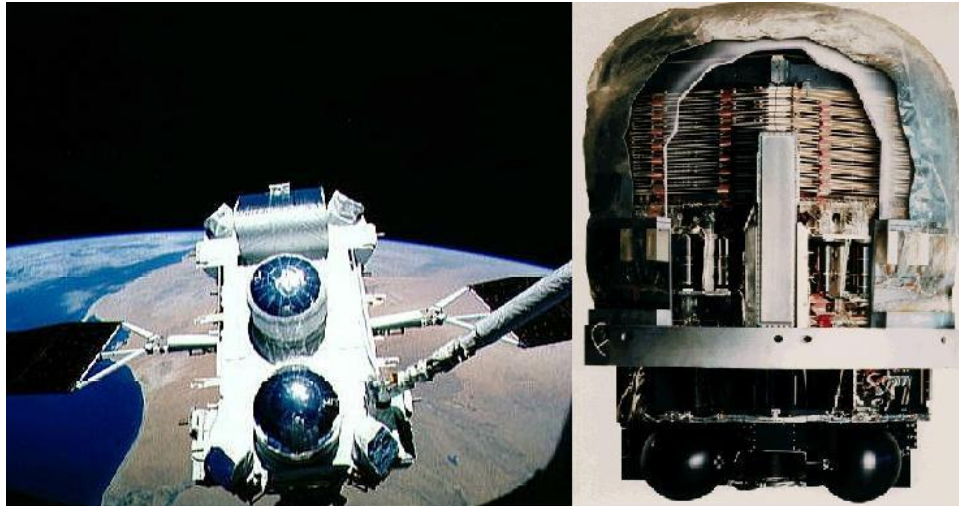


FIG. III.1 – Le télescope *Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope* (EGRET, à droite) est l'un des quatre instruments dédiés à l'étude de l'astronomie de haute énergie embarqués à bord du satellite *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO, à gauche). Crédits : NASA

de photons X durs et γ : Burst And Transient Source Experiment (BATSE, 30 keV – 20 MeV), Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE, 60 keV – 10 MeV), Imaging Compton Telescope (COMPTEL, 800 keV – 100 MeV) et Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET, 20 MeV – 30 GeV). Nous nous intéressons ici particulièrement à l'instrument de haute énergie EGRET. Les performances de ce dernier (Thompson et al. 1993), ainsi que celles des détecteurs de rayons γ actuels sont résumés en table III.1.

Dans le cadre de la mission EGRET, la détection de photons s'effectue par matérialisation (création de paires e^\pm) du photon de haute énergie par interaction avec des feuilles de Tantale (TI) et détection des traces des leptons produits dans une chambre à étincelles. L'énergie des particules est ensuite mesurée à l'aide d'un calorimètre en NaI(Tl). L'instrument est recouvert d'un dôme d'anti-coïncidence constitué de scintillateurs plastiques, permettant le rejet du bruit de fond par un système de veto permettant de distinguer les photons des particules chargées du rayonnement cosmique¹ par un algorithme basé sur l'étude de coïncidences temporelles entre les instruments. Bien qu'innovant par rapport aux missions antérieures, le renouvellement périodique du gaz, nécessaire au bon fonctionnement de la chambre à étincelles, a constitué une limite temporelle à la mission EGRET, celui-ci ayant été lancé avec des réserves de gaz pour cinq renouvellements seulement.

Dédié à l'étude du ciel dans la gamme d'énergie la plus élevée à bord de CGRO, l'instrument EGRET a permis la détection de nombreuses sources émettrices en rayons γ . Le troisième catalogue EGRET des sources γ de haute énergie (Hartman et al. 1999) recense 271 sources détectées avec une significativité² supérieure à 5σ au-dessus de 100 MeV : parmi celles-ci se trouvent un sursaut solaire, le Grand Nuage de Magellan (LMC pour Large Magellanic Cloud), 66 blazars détectés avec

¹L'intensité du signal de fond est environ 10^5 fois plus élevé que le signal de photons que l'on veut détecter.

²La significativité représente la probabilité pour que l'excès de photons détecté soit dû à une fluctuation statistique du fond.

Satellite Instrument	CGRO EGRET	AGILE GRID	Fermi LAT
Bande en énergie	20 MeV – 30 GeV	30 MeV – 50 GeV	20 MeV – >300 GeV
Résolution en énergie	10 – 25 %	50 %	10 %
Surface efficace (cm ²)	~ 1500	~ 500	~ 8000
(domaine en énergie correspondant)	(200 MeV – 1 GeV)	(100 MeV – 10 GeV)	(> 1 GeV)
Résolution angulaire à 100 MeV (°)	5.8	3.5	3.5
Résolution angulaire à 1 GeV (°)		0.5	0.6
Résolution angulaire à 10 GeV (°)	0.5		< 0.15
Détermination de la position de la source (')	15	6 – 20	0.5
Champ de vue (sr)	0.5	~ 2.5	2.4
Temps mort (μ s)	10 ⁵	100 – 200	27
Précision temporelle (μ s)	50(-100)	~ 2	<1
Sensibilité (cm ⁻² s ⁻¹) pour E>100 MeV	~ 10 ⁻⁷	~ 1 – 2 × 10 ⁻⁷	4 × 10 ⁻⁹
Altitude de l'orbite (km)	350	535	565
Inclinaison de l'orbite (°)	28.5	2.5	25.6
Masse (kg)	1810	130	2790
Epaisseur (X ₀)*	8 – 9	2.3	10.1

* Une longueur de radiation X_0 correspond à l'épaisseur moyenne requise pour qu'un électron voit son énergie réduite d'un facteur e par pertes radiatives. Elle représente également 7/9 du libre parcours moyen d'un photon de haute énergie dans le processus de création de paires e^\pm .

TAB. III.1 – Performances des instruments embarqués à bord de satellites et dédiés à l'astronomie de haute énergie : CGRO-EGRET (1991 – 2000), AGILE-GRID (2007 –) et Fermi-LAT (2008 –) sont présentés en sections III.1.1 et III.1.2

un haut niveau de confiance, 27 blazars détectés avec un plus faible niveau de confiance et seulement 6 pulsars. Ces sources sont localisées sur la carte du ciel représentée en coordonnées galactiques et identifiées par un code de forme en figure III.2. Notons qu'aucun vestige de supernova ni nébuleuse de pulsars n'a été clairement identifié(e) par EGRET.

III.1.2 Les missions actuelles : AGILE et Fermi

A la suite de la mission CGRO décrite précédemment, de nouvelles missions ont été développées dans le cadre de missions internationales pour étudier le ciel γ à haute énergie :

- le satellite Astorivelatore Gamma and Immagini LEggero (AGILE), financé par l'agence spatiale italienne (ISA) et lancé en avril 2007. Plusieurs instruments sont embarqués à son bord, dont le Gamma-Ray Imaging Detector (GRID), dont les performances peuvent être trouvées en table III.1 (Tavani et al. 2008) ;
- le satellite Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST), ayant été rebaptisé Fermi Gamma-ray Space Telescope (Fermi) et mis en orbite par la NASA en juin 2008. Il comporte à son bord deux instruments : le Large Area Telescope (LAT), dont les performances peuvent être lues dans la table III.1 (Atwood et al. 2009) et le Gamma-ray Burst Monitor (GBM) dédié à l'étude des sursauts γ dans une gamme d'énergie de 8 keV à 40 MeV.

Ces satellites sont tous deux représentés en figure III.3.

Bien que les analyses réalisées au cours de cette thèse soient exclusivement liées au satellite Fermi, et en particulier à l'instrument LAT, tous deux faisant l'objet de la seconde partie de ce manuscrit, il

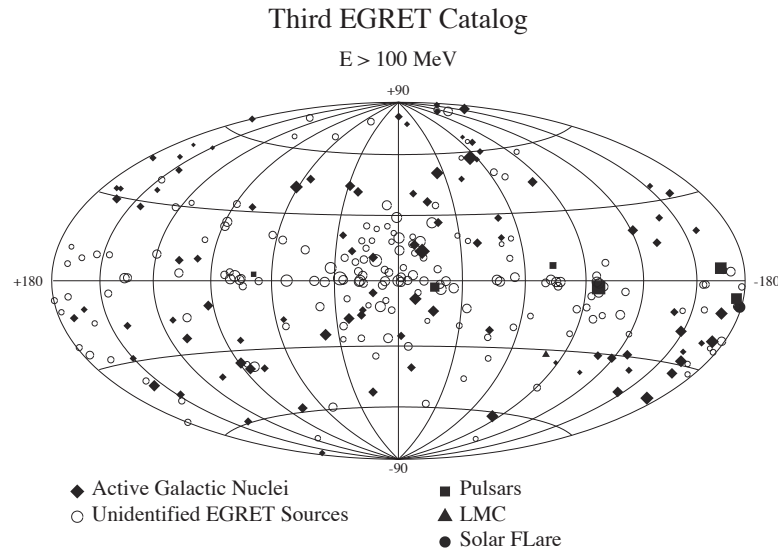


FIG. III.2 – Les sources extraites du troisième catalogue EGRET des sources γ de haute énergie (Hartman et al. 1999) sont localisées sur la carte du ciel représentée en coordonnées galactiques (projection de Hammer-Aitoff). Les différentes classes de sources sont indiquées suivant un code de forme.

convient de souligner l'existence d'une mission parallèle à celle-ci en astronomie γ de haute énergie, basée sur une stratégie différente : AGILE allie le détecteur GRID de rayons γ dans la bande d'énergie 30 MeV – 50 GeV combiné à un mini-calorimètre et un instrument dédié à l'astronomie des rayons X durs (c'est-à-dire les photons X les plus énergétiques), le Hard X-ray Imaging Detector (ou Super-AGILE). Le poids total du satellite étant de 350 kg, la taille des instruments à bord et par conséquent leurs performances sont limitées, en particulier en ce qui concerne la surface efficace ($\sim 500 \text{ cm}^2$), d'un facteur 3 inférieure à celle de la mission précédente EGRET. Ceci n'est pas sans conséquence sur la sensibilité de l'instrument GRID (comparable à celle d'EGRET) aux sources de photons γ .

Le Fermi-LAT bénéficie d'une sensibilité bien supérieure à AGILE-GRID de par ses dimensions et l'agencement des instruments qui le composent. De plus amples détails sur la composition du LAT et une présentation détaillée de ses performances peuvent être trouvées dans le chapitre VI.

Les trois instruments embarqués à bord de satellites et dédiés à l'étude de l'astronomie γ présentent une composition similaire. Ils comportent :

- (i) un système d'anticoïncidence, servant au rejet du bruit de fond que constitue le rayonnement cosmique, dont le flux est $\sim 10^5$ fois plus élevé que le signal de photons que l'on désire mesurer ;
- (ii) un instrument permettant d'une part la conversion des photons en paires e^\pm et d'autre part la mesure de la trace des leptons produits. Grâce aux trajectoires mesurées, la direction d'arrivée du photon incident peut être reconstruite ;
- (iii) un calorimètre servant à la mesure de l'énergie des électrons/positrons. Des algorithmes de reconstruction permettent de calculer l'énergie dissipée par les particules chargées lors de leur propagation dans l'instrument (ii) et de remonter à l'énergie initiale du photon de haute énergie.



FIG. III.3 – *Gauche* : Vue latérale du satellite Astrorivelatore Gamma and Immagini LEggero (AGILE). L'instrument Gamma-Ray Imaging Detector (GRID) est visible dans la partie supérieure de l'image. *Droite* : Vue latérale du satellite Fermi Gamma-ray Space Telescope (anciennement Gamma-ray Large Area Space Telescope ou GLAST). Le Large Area Telescope (LAT) est situé dans la partie supérieure du satellite.

La taille de chaque instrument en termes de longueur de radiation³ et proportions relatives de chaque sous-instrument adoptées dans chacune des expériences, ainsi que les matériaux utilisés, leur confère des propriétés et performances différentes.

III.2 Les détecteurs au sol en astronomie de très haute énergie

La stratégie de détection des instruments d'astronomie γ au sol est basée sur le principe de l'émission par effet Tcherenkov. Après une brève description des cascades de particules chargées mises en jeu et une explication physique de cet effet, nous décrivons les instruments au sol dédiés à l'astronomie de très haute énergie, que l'on peut séparer en deux classes : les détecteurs de particules chargées et les détecteurs atmosphériques Tcherenkov. Leurs principes et les expériences actuelles seront explicités dans les sections suivantes.

³Une longueur de radiation est correspond à l'épaisseur moyenne requise pour qu'un électron voit son énergie réduite d'un facteur e par pertes radiatives (Bremsstrahlung essentiellement) ou pour qu'un photon soit converti en paires e^\pm . Cette longueur caractéristique dépend du matériau considéré.

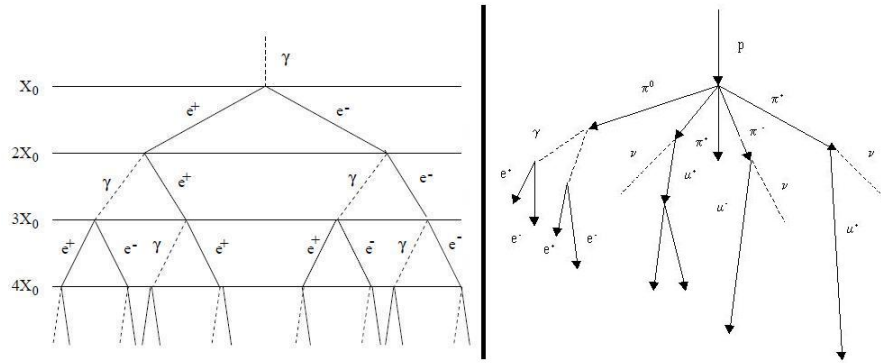


FIG. III.4 – Représentation schématique d'une cascade électromagnétique (à gauche) et d'une cascade hadronique (à droite).

III.2.1 Cascades électromagnétiques et hadroniques

La stratégie de détection de photons de très haute énergie est différente de celle adoptée à plus basse énergie et décrite précédemment. Aux énergies supérieures à quelques centaines de GeV, la détection des rayons γ s'effectue de manière indirecte, par la détection et l'étude des propriétés (direction, énergie, distribution spatiale, etc.) des particules secondaires (paires e^\pm) issues de la conversion du photon de très haute énergie en cascade électromagnétique (cf. figure III.4, à gauche) lors de sa propagation dans l'atmosphère terrestre. Cette dernière peut être assimilée à un matériau de 27 longueurs de radiation.

Une des principales difficultés de l'astronomie de très haute énergie provient du fait que la détection de ces particules secondaires se trouve fortement affectée par l'existence d'un important bruit de fond, que constituent les cascades de particules chargées produites par l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère (cascades hadroniques, cf. figure III.4, à droite). Par conséquent, des méthodes de rejet de bruit de fond sont essentielles à l'analyse des données.

Les cascades électromagnétiques et hadroniques peuvent être distinguées par leur forme, permettant le rejet du bruit de fond hadronique pour les instruments de très haute énergie. Les simulations de développement de gerbes dans l'atmosphère montrent que la distribution spatiale de la gerbe (ou cascade) est différente selon qu'elle soit de nature électromagnétique ou hadronique. Les cascades électromagnétiques adopteront une forme en moyenne relativement "symétrique" par rapport à la direction de propagation du photon de très haute énergie l'ayant initié, tandis qu'une gerbe hadronique présentera un caractère plus aléatoire, asymétrique et plus large du fait des impulsions transverses nettement plus importantes mises en jeu dans les interactions nucléaires. Ces comportements sont illustrés en figure III.5 (de Naurois 2000).

III.2.2 Principe de l'effet Tcherenkov

L'effet Tcherenkov, du nom du physicien russe Pavel Tcherenkov, fut proposé dès 1934 pour expliquer l'émission lumineuse de couleur bleue observée lorsqu'on place une source radioactive dans l'eau. Ce phénomène de radiation peut être comparé au phénomène d'onde de choc créé lors du mouvement d'un avion à une vitesse supersonique : lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu

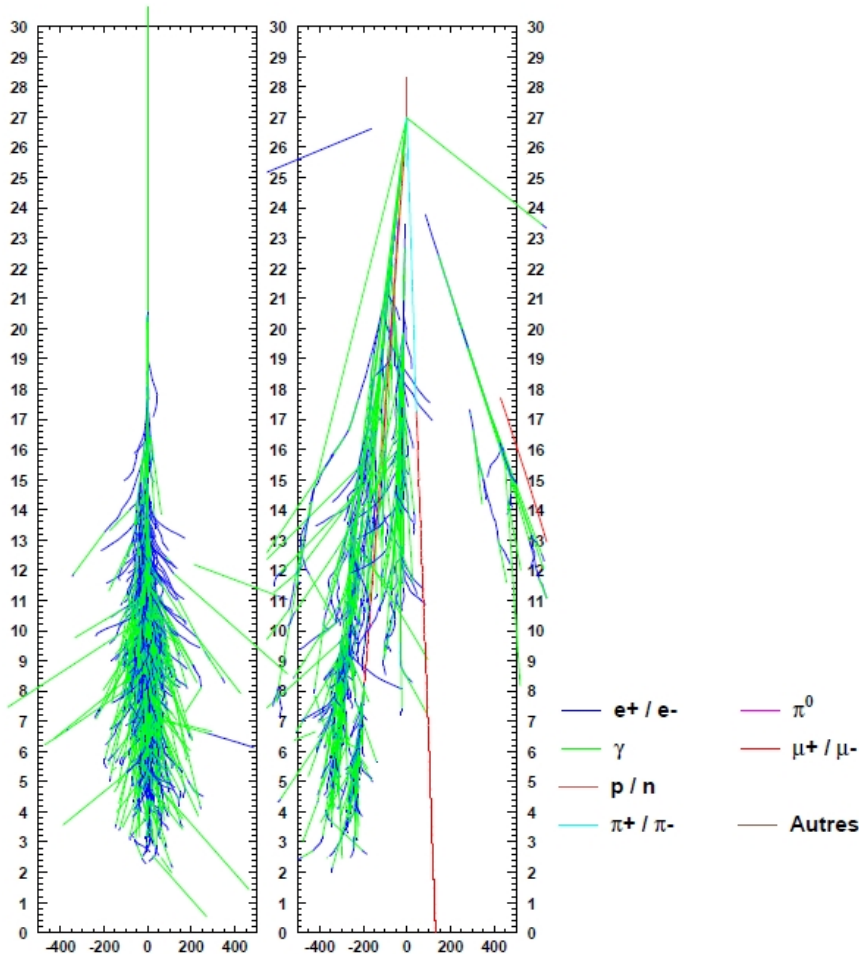


FIG. III.5 – Simulation du développement d’une gerbe électromagnétique (à gauche) et d’une cascade hadronique (à droite) dans l’atmosphère, en projection latérale. Les particules mises en jeu sont identifiées par un code de couleur (de Naurois 2000).

avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu (mais bien sûr inférieure à la vitesse de la lumière dans le vide), un flash de lumière est émis. Cette radiation électromagnétique, le plus souvent observée dans la longueur d’onde correspondant à la couleur bleu ou dans l’ultra-violet (UV), est due à l’interaction de la particule chargée avec les atomes du milieu qu’elle traverse. Sous l’effet de la perturbation temporaire de polarisation de leurs couches électroniques, les atomes au voisinage de la particule rayonnent. L’interférence des ondes émises, constructive, crée un front d’onde, tel que celui schématisé en figure III.6. Celui-ci adopte la forme d’un cône de lumière caractérisé par l’angle θ_C .

Soient V la vitesse de la particule, $\beta = V/c$ (où c est la célérité), $n(\lambda) = n$ l’indice de réfraction du milieu traversé (tel que $n > n_{vide} = 1$) pour la longueur d’onde λ et $v = c/n$ la vitesse de la lumière dans ce milieu. Pendant l’intervalle Δt , la particule parcourt la distance $V\Delta t = \beta c\Delta t$, tandis que les

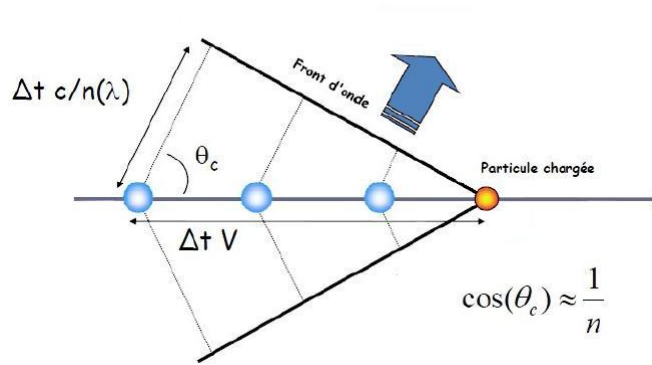


FIG. III.6 – Schéma représentant la propagation d’une particule dans un milieu et illustrant l’effet Tcherenkov.

photons émis parcourent le trajet $v\Delta t = c\Delta t/n$. L’angle θ_C est alors défini par :

$$\cos(\theta_C) = \frac{c\Delta t/n}{\beta c\Delta t} = \frac{1}{\beta n} \approx \frac{1}{n} \quad (\text{III.1})$$

dans le cas où $\beta \approx 1$.

L’émissivité des photons émis à la pulsation ω suit la loi suivante (Longair 1997) :

$$I(\omega) = \frac{\omega e^2 V}{4\pi\epsilon_0 c^3} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 V^2}\right) \quad (\text{III.2})$$

L’émission par effet Tcherenkov, très bien connue, constitue la base d’une grande partie des détecteurs de photons de très haute énergie. En effet, la détection de telles radiations constitue une méthode particulièrement simple permettant de déduire la masse et la vitesse des particules à l’origine de ce rayonnement et donc, par extension, leur nature. L’analyse plus ”globale” des événements (radiations) produits à un instant donné, permet ainsi d’identifier et de caractériser la particule, hadron ou photon de haute énergie, à l’origine de la cascade, hadronique ou électromagnétique respectivement, observée. L’identification de ces particules permet le rejet du bruit de fond hadronique nécessaire à l’analyse de données.

III.2.3 Les détecteurs Tcherenkov actuels

Du fait du flux peu important de photons à très haute énergie, la surface efficace dont disposent les instruments spatiaux n’est pas suffisante pour atteindre une sensibilité satisfaisante. L’astronomie au sol est née de cette idée qu’ainsi localisée, une surface plus importante pourrait être utilisée, quitte à morceler l’expérience en plusieurs instruments, tandis que l’atmosphère jouerait le rôle de calorimètre.

Les détecteurs de particules chargées

Les expériences Milagro Gamma-Ray Observatory (Abdo et al., 2009 Milagro), située près de Los Alamos (Nouveau Mexique, Etats-Unis) et Tibet-III Air Shower Array (Amenomori et al. 2010)



FIG. III.7 – *Haut* : l'expérience Milagro Gamma-Ray Observatory (Abdo et al., 2009 Milagro) est situé près de Los Alamos (Nouveau Mexique, Etats-Unis) et est constitué un immense réservoir d'eau. *Bas* : le détecteur Tibet-III Air Shower Array (Amenomori et al. 2010), situé près de Lhassa (Tibet), est constitué de plusieurs centaines de scintillateurs plastiques.

localisée près de Lhassa (Tibet) sont deux exemples actuels de détecteurs de particules chargées permettant d'étudier le ciel à très haute énergie : Milagro (cf. figure III.7, en haut) est un détecteur Tcherenkov à eau de la taille d'une surface d'un terrain de football et recouvert pour éviter toute contamination du signal désiré par la lumière visible (soleil, etc.). De ce fait, cette expérience est en fonctionnement nuit et jour, et quelle que soit la météorologie du site. La seconde expérience, Tibet-III (cf. figure III.7, en bas) est un ensemble de 533 scintillateurs plastiques de taille 0.5 m^2 et séparés entre eux d'une distance de 15 m. De ce fait, l'instrument couvre une surface au sol de 22050 m^2 , ce qui constitue un avantage non négligeable pour la détection des cascades de particules, dont la distribution au sol est relativement éparse.

Comme expliqué précédemment, les photons de très hautes énergies ne sont pas détectés directement : ce sont les trajectoires des particules chargées (paires e^\pm) créées par l'interaction du photon avec l'atmosphère que l'on détecte. Les leptons issus de la cascade électromagnétique produite par interaction du photon de très haute énergie avec l'atmosphère se déplacent à des vitesses très importantes. Leur passage dans le milieu constituant le détecteur, que ce soit un réservoir d'eau comme dans le cas de Milagro ou des scintillateurs plastiques composant l'expérience Tibet-III, produit de la lumière par effet Tcherenkov. L'intensité et la localisation de cette émission est ensuite détectée grâce à des photomultiplicateurs.

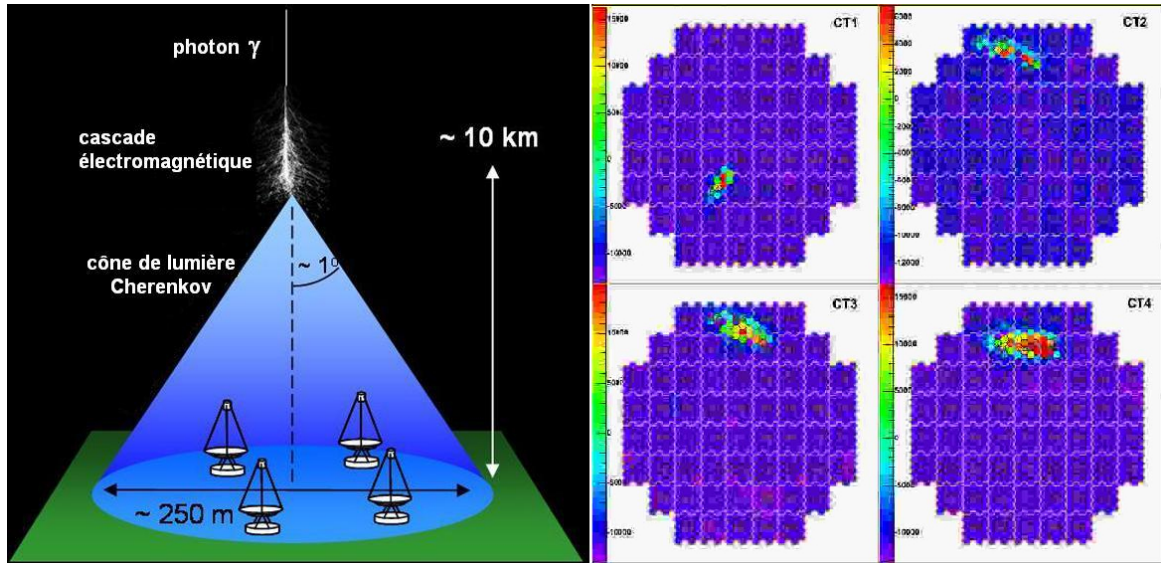


FIG. III.8 – *Gauche* : Principe de la détection de l'émission Tcherenkov au sol par plusieurs télescopes. *Droite* : Exemple d'observation stéréoscopique d'un évènement γ .

Les détecteurs de particules chargées sont particulièrement employés pour étudier le rayonnement de très haute énergie (supérieure au TeV), du fait du grand nombre de particules secondaires atteignant le sol pour des photons d'une telle énergie. Leurs performances sont caractérisées par une résolution angulaire moyenne de l'ordre de 0.8° et un seuil en énergie (> 1 TeV) plus élevé que les détecteurs Tcherenkov atmosphériques (de l'ordre de la centaine de GeV) décrits dans la section suivante.

Les détecteurs Tcherenkov atmosphériques

Le principe des instruments présentés dans cette section est également basé sur la détection de la lumière Tcherenkov, mais ici dans le cas présent, on observe l'émission visible émise par les particules secondaires de la cascade électromagnétique (produite par un photon de très haute énergie) lors de leur interaction avec l'atmosphère, et non l'eau ou les scintillateurs plastiques comme dans le cas des détecteurs de particules chargées. Ceci implique que les observations sont impossibles de jour dans les expériences suivantes. La détection est rendue possible par un système de miroirs réfléchissant et focalisant la lumière Tcherenkov émise par les particules chargées sur une caméra constituée de photomultiplicateurs.

La lumière Tcherenkov produite par la propagation d'un photon de très haute énergie dans l'atmosphère est émise sur une surface relativement importante, comme schématisé par le cône de lumière bleue représenté en figure III.8 à gauche. La détection s'effectue grâce à un réseau de détecteurs séparés les uns des autres (dans l'exemple illustré, des télescopes) et répartis de manière à couvrir de manière la plus satisfaisante possible la "tâche" de lumière Tcherenkov au sol.

On distingue deux types de détecteurs Tcherenkov atmosphériques : les échantillonneurs de front d'onde et les imageurs Tcherenkov.

Un des exemples les plus récents d'échantillonneurs de front d'onde ayant été en fonctionnement de 1998 à 2004 est l'expérience CELESTE, en fonctionnement de 1998 à 2004 sur le site de l'ancienne

III.2. LES DÉTECTEURS AU SOL EN ASTRONOMIE DE TRÈS HAUTE ÉNERGIE

Instrument	CANGAROO-III	MAGIC	HESS	VERITAS
Latitude (°)	-31	29	-23	32
Longitude (°)	137	18	16	-111
Altitude (m)	160	2225	1800	1275
Nombre de télescopes	3	2	4	4
Surface d'un télescope (m ²)	57.3	234	107	106
Surface totale (m ²)	172	468	428	424
Champ de vue (°)	4	3.5	5	3.5
Seuil minimal en énergie (GeV)	0.4	0.06	100	100
Sensibilité (% du flux du Crabe)	15	2	0.7	1

TAB. III.2 – Performances des imageurs Tcherenkov atmosphériques actuels (Hinton 2009).

centrale solaire Themis (Pyrénées Orientales). Le principe général de fonctionnement est de focaliser la lumière Tcherenkov collectée par des héliostats sur une optique secondaire située en haut d'une tour. Des photomultiplicateurs sont situés dans le plan focal de cette optique. La mesure précise des temps d'arrivée de la lumière sur chaque héliostat permet de reconstruire le front d'onde et de remonter aux informations relatives aux photons de très haute énergie. De plus amples détails peuvent être trouvés en références de Naurois (2000) et Smith et al. (2006).

Dans cette section, nous nous intéressons plus particulièrement aux imageurs Tcherenkov atmosphériques. Ces derniers sont constitués d'un réseau de 2 à 4 télescopes répartis spatialement de manière à couvrir de manière optimale la tâche formée par le rayonnement Tcherenkov émis par les particules secondaires en interaction avec l'atmosphère, comme représenté en figure III.8 (gauche). Ainsi, on peut utiliser la stéréoscopie, c'est-à-dire l'étude d'un évènement en utilisant plusieurs télescopes. Un exemple d'observation stéréoscopique de photon γ par 4 télescopes est illustré en figure III.8 (droite). Ceux-ci sont manoeuvrés simultanément de manière à avoir la source d'intérêt dans le champ de vue des télescopes à tout instant. Selon les coordonnées de la source étudiée, les angles zénithaux varient et le seuil minimal en énergie en est affecté.

La lumière Tcherenkov émise par les particules chargées se déplaçant à des vitesses très importantes dans l'atmosphère est collectée au niveau de chaque télescope (de la dimension de l'ordre de la quinzaine de mètres) constitué de miroirs accolés les uns aux autres. La lumière est ainsi réfléchiée et focalisée vers une caméra composée de photomultiplicateurs.

Quatre expériences, dont les performances sont résumées en table III.2, sont actuellement en fonctionnement et sont représentées en figure III.9 :

- l'expérience Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a GAMMA Ray Observatory in the Outback (CANGAROO) située en Australie (Enomoto et al. 2006). CANGAROO-III, opérationnel depuis 2004, est constituée d'un réseau de 4 télescopes de 10 m de diamètre formant un carré de 100 m de côté et permet l'étude du ciel au-dessus de quelques centaines de GeV ;
- l'expérience Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Tcherenkov Telescope (MAGIC), située dans les îles Canaries (Espagne) (Cortina et al. 2009). MAGIC-II est constitué de deux télescopes de 17 m de diamètre situés à 85 m de distance l'un de l'autre (le second étant opérationnel depuis peu). Le seuil minimal en énergie ayant été atteint par MAGIC avec un seul télescope est de 25 GeV dans une configuration bien particulière, ce qui a permis la détection à très haute



FIG. III.9 – Les imageurs Tcherenkov atmosphériques actuels. Dans l'ordre de gauche à droite et de haut en bas : CANGAROO, MAGIC, HESS et VERITAS. Leurs performances sont résumées en table III.2.

énergie du pulsar du Crabe (Aliu et al., 2008 Pulsar du Crabe). Toutefois, aucune information spectrale ne peut être dérivée de telles observations ;

- l'expérience High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.), située en Namibie. Cette expérience est dotée de 4 télescopes de 13 m de diamètre disposés aux quatre coins d'un carré de 120 m de côté (Aharonian et al., 2006 Crabe). Cette distance a été optimisée pour maximiser la sensibilité du détecteur à 100 GeV.
- l'expérience Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (VERITAS) située en Arizona (Etats-Unis). Ce détecteur est composé de 4 télescopes de 12 m de diamètre formant (Holder et al. 2006). Le seuil minimal en énergie est d'une centaine de GeV.

Sources de rayonnement γ

Sommaire

IV.1	Sources galactiques	49
IV.1.1	Pulsars	50
IV.1.2	Nébuleuses de pulsars	52
IV.1.3	Vestiges de supernova	53
IV.1.4	Binaires X	55
IV.1.5	Etoiles massives et vents stellaires	56
IV.1.6	Amas globulaires	58
IV.2	Sources extragalactiques	58
IV.2.1	Noyaux actifs de galaxie	58
IV.2.2	Sursauts gamma	60
IV.3	Emission diffuse	62
IV.3.1	Fond diffus galactique	62
IV.3.2	Fond diffus extragalactique	64
IV.4	Matière noire	64
IV.5	Albédo terrestre	66

Les sources astrophysiques dont le rayonnement peut être observé sur une partie voire l'ensemble du spectre électromagnétique peuvent être classées en deux catégories selon leur distance à la Terre : les objets galactiques, appartenant à la Voie Lactée d'une part, et les sources extragalactiques, plus éloignées, d'autre part. Nous introduirons tout d'abord ces sources en décrivant tout particulièrement leur rayonnement dans le domaine de haute énergie. Puis, nous nous intéresserons à l'émission diffuse, qu'elle soit d'origine galactique ou extragalactique et aux processus de rayonnement mis en jeu. Enfin, nous aborderons brièvement le cas de la matière noire, dont l'annihilation en photons n'a jamais été observée jusque là mais dont les observations actuelles apportent des contraintes sur les modèles physiques, ainsi que le cas de l'albédo γ , lié à l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre.

IV.1 Sources galactiques

D'un rayon de ~ 30 kpc¹, notre Galaxie, la Voie Lactée, contient environ 300 milliards d'étoiles. Leur vie est caractérisée par un certain nombre d'étapes allant du stade de protoétoile, pendant lequel l'étoile se forme par effet de gravitation jusqu'au stade d'étoile, pendant lequel se produisent les réactions thermonucléaires de fusion successive de l'hydrogène, de l'hélium et de noyaux plus lourds.

¹Le parsec (pc) est une unité de distance correspondant à la longueur séparant deux points d'un angle de $1'' = \frac{1}{3600}^\circ$ vus d'une distance Terre-Soleil de l'observateur. $1 \text{ pc} \approx 3 \times 10^{16} \text{ m}$.

Lorsque l'étoile a consommé tout son carburant, son coeur se contracte, tandis que ses couches externes se dilatent, puis, sous l'effet de la gravitation, rebondissent sur le coeur. Ceci engendre une explosion, appelée supernova, marquant la fin de la vie de l'étoile massive.

Les objets décrits au cours de cette section sont principalement liés à ce phénomène de supernova, plus particulièrement à l'évolution des résidus après explosion.

IV.1.1 Pulsars

L'existence des pulsars fut proposée dès 1934 par W. Baade et F. Zwicky comme fin de l'évolution stellaire (Baade et Zwicky 1934). Puis, en 1967, F. Pacini suggère que la rotation rapide d'une étoile à neutrons fortement magnétisée pourrait être la source d'énergie à l'origine de l'émission de photons observée en provenance de la nébuleuse du Crabe (Pacini 1967). La même année, A. Hewish et son étudiante J. Bell, cherchant à observer la scintillation brève du signal radio provenant de sources extragalactiques à l'aide du radiotélescope de Cambridge et d'un dispositif assez précis du point de vue temporel, détectèrent pour la première fois un signal périodique stable, de période $P = 1.337$ s, provenant d'une source extra-terrestre (Hewish et al. 1968), identifiée l'année suivante par T. Gold et F. Pacini comme étant le pulsar PSR B1919+21. Très rapidement, des signaux périodiques seront détectés provenant des régions de Vela (Large et al. 1968) et du Crabe (Staelin et al. 1968), marquant ainsi la découverte des premiers pulsars. De plus amples informations concernant l'historique des pulsars figurent en référence Lyne (1998).

A ce jour, près de 1900 pulsars sont détectés, la majorité l'étant en radio. Notons toutefois que certains d'entre eux sont également observés comme source de rayonnement périodique en optique, dans le domaine des rayons X et/ou γ . En particulier, seuls 7 pulsars ont été détectés dans le domaine de l'astronomie γ (Nolan et al. 1996; Kuiper et al. 1999). Plus de détails à ce sujet peuvent être trouvés dans le chapitre X.

De manière générale, chaque pulsar est identifié par une série de lettres et de chiffres, comme l'illustre l'exemple du premier pulsar découvert : PSR B1919+21. PSR est l'abréviation de "Pulsating Radio Source", les pulsars ayant été tout d'abord détectés comme des sources de signaux périodiques observés dans le domaine radio, tandis que l'initiale (B ou J) précise le système de coordonnées utilisé (B1950 ou J2000 respectivement). Enfin, les chiffres indiquent la position de la source exprimée en coordonnées équatoriales (ascension droite puis déclinaison).

Les pulsars appartiennent à la classe des étoiles à neutrons. Ces dernières sont les résidus de l'explosion survenant en fin de vie d'une étoile massive, dans le cas où la masse du coeur de l'étoile, avant explosion, est supérieure à la masse critique de Chandrasekhar (de l'ordre de $1.4 M_{\odot}$)². La masse de Chandrasekhar correspond à la masse maximale que la pression de dégénérescence électronique d'un objet peut supporter sans qu'il y ait effondrement gravitationnel (Chandrasekhar 1935). D'un rayon de l'ordre de la dizaine de km, les étoiles à neutrons sont caractérisées par une forte densité.

Les pulsars sont de plus des objets tournant très rapidement sur eux-mêmes autour d'un axe de rotation et pourvus d'un fort champ magnétique dont l'axe n'est pas nécessairement confondu avec l'axe de rotation, comme l'illustre la figure IV.1, adaptée de Lorimer et Kramer (2004). En effet, les lois de conservation du moment cinétique et du flux de champ magnétique lors de l'explosion impliquent une période de rotation (P) du pulsar relativement courte (de quelques millisecondes à quelques dizaines de secondes) et un fort champ magnétique (de 10^7 à 10^{15} G³). La figure IV.1

²Masse du soleil : $M_{\odot} \approx 2 \times 10^{30}$ kg.

³Le Gauss est une unité de champ magnétique : 1 Gauss (G) = 10^{-4} Tesla (T)

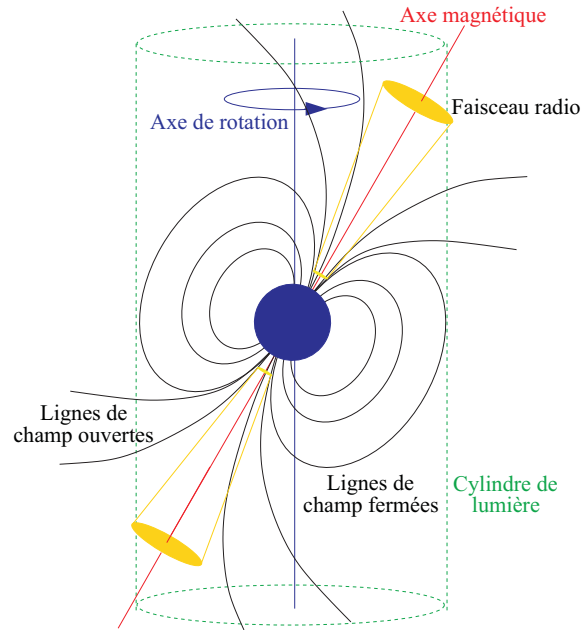


FIG. IV.1 – Schéma représentant la magnétosphère des pulsars. Cette figure est adaptée de Lorimer et Kramer (2004)

présente un schéma de la magnétosphère des pulsars, montrant notamment l'existence de lignes de champ fermées qui, entraînées par l'étoile à neutrons, sont en corotation avec elle. Au delà du cylindre de lumière, caractérisé par une distance $R = cP/2\pi$, les lignes de champ, ne pouvant se déplacer à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière c , ne pourront pas se refermer.

Par ailleurs, les pulsars sont non seulement caractérisés par leur vitesse de rotation mais aussi par leur ralentissement \dot{E} , i.e. la vitesse à laquelle leur énergie de rotation est dissipée, qui peut être estimée de la manière suivante :

$$\dot{E} = 4\pi I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (\text{IV.1})$$

où I est le moment d'inertie du pulsar, P et \dot{P} correspondant à la période de rotation et sa dérivée. Sous l'hypothèse d'une sphère homogène caractérisée par une masse d'environ $1.4 M_{\odot}$ et un rayon d'environ 10 km, le moment d'inertie I d'un pulsar est de l'ordre de 10^{45} g cm².

Les pulsars se caractérisent par des émissions de rayonnement très brèves et observées depuis la Terre à intervalles extrêmement réguliers. Des électrons et positrons sont arrachés à la surface de l'étoile à neutrons puis accélérés au niveau de sa magnétosphère. L'émission de photons observée est principalement due aux processus de rayonnement de courbure, synchrotron et Compton inverse de ces leptons près du pulsar, processus décrits dans le chapitre II et se trouve collimatée selon un faisceau plus ou moins étroit selon les modèles théoriques d'émission et la longueur d'onde considérés. Du fait de la rotation du pulsar sur lui-même, l'émission reçue depuis la Terre est observée de manière périodique quand l'observateur se trouve dans le champ de vue balayé par le faisceau de photons émis. De plus amples détails au sujet des processus d'émission et des observations réalisées dans le domaine des rayons γ sont présentés au cours du chapitre X.

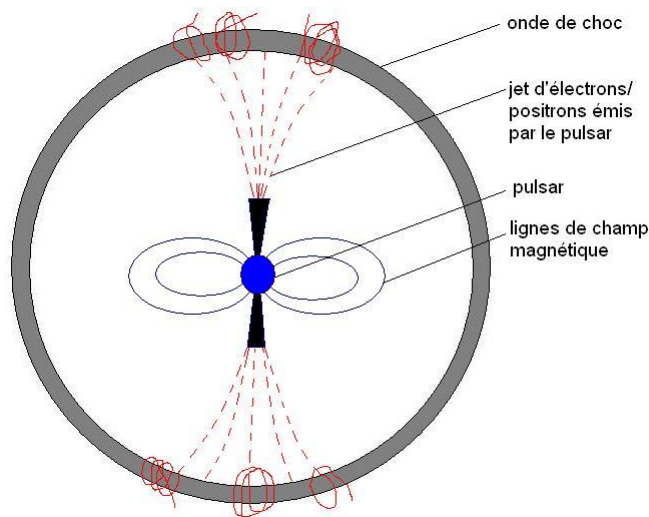


FIG. IV.2 – Schéma représentant une nébuleuse de pulsar.

IV.1.2 Nébuleuses de pulsars

Les particules (électrons et positrons) relativistes arrachées à la surface du pulsar peuvent être accélérées à son voisinage et s'échapper le long des lignes de champ ouvertes schématisées en figure IV.1. Leur propagation à des vitesses très importantes par rapport à la vitesse du son dans le milieu extérieur (milieu interstellaire ou ejecta de la supernova) engendre la formation d'un front d'onde de choc en avant du vent de particules relativistes, délimitant la nébuleuse de pulsar (PWN pour l'anglais Pulsar Wind Nebula), front d'onde entretenu par l'injection permanente du pulsar central comme illustré en figure IV.2. Cette onde de choc constitue une zone d'accélération pour les particules chargées, principalement par les mécanismes de Fermi explicités au cours du chapitre II.

Les mécanismes de Fermi sont particulièrement efficaces lorsque le champ magnétique est aligné avec la normale au choc. Cette configuration spatiale n'est toutefois pas la configuration dominante dans les nébuleuses de pulsars, pour lesquelles on suppose un champ magnétique préférentiellement normal à la normale au front de choc. Une alternative à ces processus d'accélération est l'absorption par résonance cyclotron (RCA pour l'anglais Resonant Cyclotron Absorption). Dans ce modèle, les particules chargées, leptons et ions, sont animées d'un mouvement de giration du fait de l'existence d'un champ magnétique important. Elles produisent de ce fait une émission cyclotron. Les paires de leptons, par absorption des fréquences cyclotron émises par les ions, peuvent être accélérées jusqu'à une énergie maximale de l'ordre de l'énergie cinétique initiale des ions. De plus amples détails sur ce modèle peuvent être trouvés en référence Amato (2003).

Du fait de l'accélération de particules chargées au niveau du front d'onde, un rayonnement est produit, pouvant être observé sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Cette émission de photons se traduit généralement par l'observation d'un spectre en énergie tel que celui illustré en figure IV.3 dans le cas de la nébuleuse du Crabe (Horns et Aharonian 2004). Celle-ci est associée au pulsar du Crabe, vestige de l'explosion en supernova observée par les astronomes chinois en 1054 ap. JC. L'étude de cette région en rayons γ fait l'objet du chapitre XI. Le spectre multi-longueur d'onde des nébuleuses de pulsars présente généralement deux composantes : le rayonnement synchrotron domine principale-

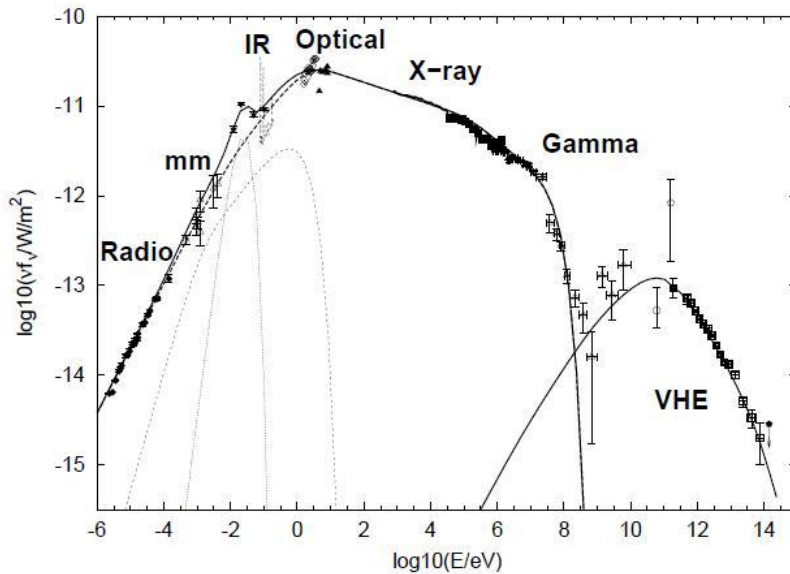


FIG. IV.3 – Spectre en énergie de la nébuleuse du Crabe, représenté sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Cette figure est extraite de la référence Horns et Aharonian (2004).

ment à basse énergie, tandis que l'émission à haute énergie (supérieure à la dizaine, voire la centaine de MeV) peut être attribuée soit à la décroissance de pions neutres, soit à la diffusion Compton inverse sur les photons ambiants : fond diffus cosmologique (CMB pour l'anglais Cosmic Microwave Background), émissions infra-rouge (IR) ou optique liées à la poussière ou aux étoiles respectivement, photons synchrotron produits au niveau de la source, etc. Ces processus sont introduits au cours du chapitre II.

De plus amples détails quant aux processus de rayonnement à haute énergie des nébuleuses et aux observations réalisées dans le domaine de l'astronomie γ seront présentés au cours du chapitre IX.

De manière générale, la connaissance des processus de rayonnement mis en jeu dans une nébuleuse de pulsar et du spectre issu d'observations multi-longueur d'onde permet de déduire un certain nombre de paramètres physiques de la source considérée, tels que le spectre d'injection des leptons ou le champ magnétique régnant dans la nébuleuse. Le modèle théorique utilisé dans le cadre de cette thèse pour décrire les processus d'émission dans les nébuleuses de pulsars est détaillé en annexe A.

IV.1.3 Vestiges de supernova

Ces sources peuvent être classées en deux catégories :

- les vestiges de supernova thermonucléaires (de type Ia), produits après explosion violente d'une naine blanche accrétant progressivement la matière de son compagnon binaire. Cette naine blanche a été produite en fin de vie d'une étoile de masse inférieure à la masse critique de Chandrasekhar ;
- les vestiges de supernova à effondrement de coeur (de type Ib,c et II), liés au phénomène de supernova décrit précédemment et engendrant une étoile à neutrons.

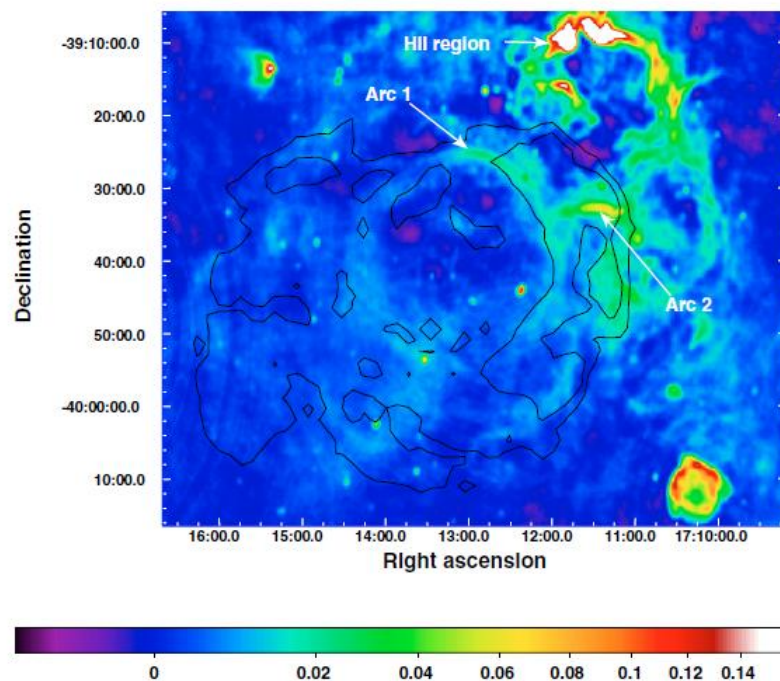


FIG. IV.4 – Image radio de la région du vestige de supernova RX J1713.7-3946 observée à 1.4 GHz. Les contours du vestige observé par l’expérience XMM-Newton sont représentés en noir. Un nuage moléculaire dense peut être observé au nord-ouest de la source, potentiellement en partie responsable de l’émission à haute énergie (par processus hadroniques). Cette figure est extraite de Acero et al. (2009).

Au cours de cette section, nous nous intéresserons exclusivement à la seconde de ces classes. Outre les étoiles à neutrons, l’explosion se produisant en fin de vie d’une étoile massive laisse derrière elle un vestige de supernova (SNR pour l’anglais Supernova Remnant), constitué des couches externes de l’étoile éjectées se propageant dans le milieu ambiant. De par leurs vitesses importantes, ces ejecta vont venir choquer le milieu interstellaire et les potentiels nuages moléculaires avoisinant, créant une onde de choc au niveau de laquelle les particules chargées seront accélérées efficacement par les mécanismes de Fermi et rayonneront par les processus précédemment introduits dans le chapitre II.

Contrairement aux ondes de choc constituant les nébuleuses de pulsars, les ejecta de l’explosion ne sont pas entretenus par le pulsar, mais uniquement par l’énergie libérée au moment de l’explosion, de l’ordre de $10^{50} - 10^{51}$ erg⁴. Toutefois, la forme du spectre de rayonnement est relativement similaire à celle des nébuleuses de pulsars. En effet, elle est également caractérisée par deux composantes : une composante à basse énergie, liée à l’émission synchrotron produite par les particules chargées ayant été accélérées et soumises à un champ magnétique, et une composante à plus haute énergie, liée soit aux processus hadroniques, soit à la diffusion Compton inverse sur les photons ambiants. Par ailleurs, l’interaction des particules chargées accélérées avec certains nuages moléculaires avoisinant peut également être une source de rayonnement observé en provenance du vestige de supernova.

⁴L’erg est une unité d’énergie : $1 \text{ erg} = 10^{-7}$ Joule (J).

Ainsi, les sources interagissant avec des nuages moléculaires, telles que le rémanent RX J1713.7-3946 représenté en figure IV.4, constituent de très bons candidats pour une détection à haute énergie par des mécanismes hadroniques.

Bien que quelques vestiges de supernova aient été détectés à très haute énergie à l'aide de détecteurs au sol, aucun n'a été identifié par les missions spatiales précédant le lancement du satellite Fermi et dédiées à l'étude de l'astronomie γ . Grâce à la sensibilité et la résolution angulaire de Fermi, nécessaires à l'étude de ces sources le plus souvent étendues, plusieurs vestiges de supernovae sont désormais détectés aux énergies de l'ordre du GeV. Leur détection favorise dans la plupart des cas l'existence de mécanismes hadroniques et d'interactions avec des nuages moléculaires à l'origine de l'émission observée par l'instrument LAT, par exemple pour les vestiges W51C (Abdo et al., 2009 W51C) et W44 (Abdo et al., 2010 W44).

IV.1.4 Binaires X

Les binaires X sont constitués d'un couple d'objets formant un système binaire, résultant de l'évolution de deux étoiles relativement massives à des vitesses et stades différents. La fin de vie de l'étoile la plus avancée dans le schéma d'évolution stellaire donne naissance à un objet compact, étoile à neutrons ou trou noir (si l'étoile est super massive), orbitant autour de son compagnon, encore au stade d'étoile. Ce scénario est représenté en figure IV.5 (*haut*). Au cours de sa révolution autour de l'étoile, un transfert de masse se produit de l'étoile vers l'objet compact accrétant. Dans le cas où un trou noir fait partie du système binaire, un disque d'accrétion ainsi que des jets situés de part et d'autre de la singularité, peuvent être observés. Toutefois, dans la majorité des cas, la nature de l'objet compact n'est pas connue.

Le rayonnement émis, principalement observé dans le domaine des rayons X, est directement lié au transfert de matière entre l'étoile la moins évoluée et l'objet compact. L'émission observée peut avoir différentes origines :

- une origine thermique : la matière accélérée et mise en mouvement par accrétion se trouve comprimée et chauffée à de très hautes énergies. Une émission thermique est ainsi générée et observée notamment dans le domaine des rayons X ;
- une origine non thermique : en présence d'un disque d'accrétion, l'accélération de particules chargées (électrons et/ou protons) peut avoir lieu dans les jets collimatés situés de part et d'autre du disque d'accrétion, ainsi qu'à la sortie de ces jets. L'interaction avec la matière ambiante engendre ainsi l'émission de photons non thermiques. Dans le cas où l'objet compact est une étoile à neutrons, l'interaction du vent du pulsar avec celui de l'étoile est à l'origine d'un choc collisionnel au niveau duquel les particules chargées peuvent être accélérées et rayonner par des processus non-thermiques tels que le l'émission synchrotron. Le processus Compton inverse sur les photons ambiants est en particulier responsable de l'émission à haute voire très haute énergie.

Toutefois, l'émission provenant des binaires X peut souffrir, dans certains domaines du spectre électromagnétique, du phénomène d'absorption de photons. Celui-ci est dû au processus de création de paires, lié à l'interaction des photons produits par l'objet compact avec les photons optiques provenant de l'étoile compagnon. Ce processus d'absorption est en particulier prépondérant au dessus de la centaine de GeV (Aharonian et al., 2006 LS 5039).

Etant donné la position de l'observateur par rapport au plan de révolution, le flux de photons détecté depuis la Terre n'est pas constant, mais varie pendant l'orbite de l'objet compact autour de

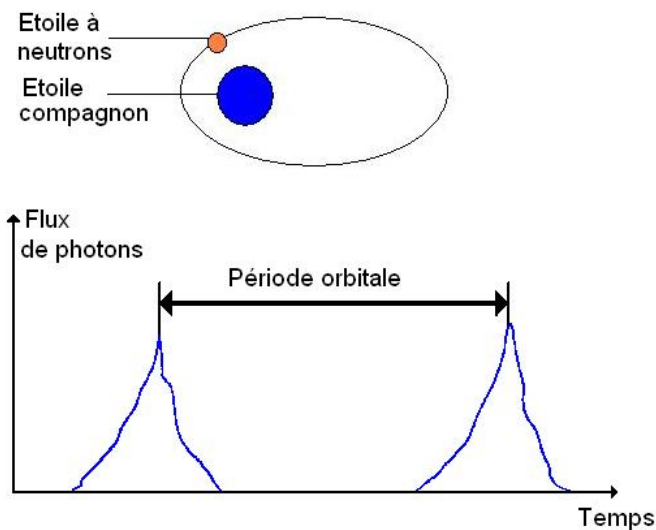


FIG. IV.5 – *Haut* : Schéma d'un système binaire : une étoile à neutrons orbite autour d'une étoile compagne. *Bas* : Evolution du flux de photons au cours du temps (représentation schématique).

son compagnon. Ainsi, le diagramme représentant l'évolution du flux de photons au cours du temps, caractéristique de chaque système, met en évidence la périodicité du signal, de période égale à la période orbitale du système binaire (de l'ordre de quelques heures à la dizaine de jours, selon la vitesse d'orbite de l'objet compact et la distance entre les deux objets). Ce type de graphe est schématisé en figure IV.5 (*bas*).

La détection successive de LS I +61°303 (Abdo et al., 2009 LS I +61°303) puis de LS 5039 (Abdo et al., 2009 LS 5039) par le Fermi-LAT constitue la première observation de systèmes binaires X dans la gamme de haute énergie 20 MeV – 100 GeV. Notons que seules les binaires X de fortes masses sont observées en rayons γ de haute à très haute énergies. Les courbes de variation du flux de photons en rayons γ présentent une périodicité de 26.6 et 3.903 jours respectivement, conformément aux observations réalisées dans les autres domaines du spectre électromagnétique. De plus, l'existence d'une énergie de coupure de l'ordre de quelques GeV dans le spectre de chacune de ces sources favorise l'hypothèse d'une émission magnétosphérique, similaire à l'émission observée pour les pulsars détectés par Fermi.

IV.1.5 Étoiles massives et vents stellaires

La phénoménologie des étoiles massives comporte certains points communs avec celle des binaires comportant un pulsar. Les étoiles massives (de masse supérieure à la centaine de M_{\odot}) constituent de bons candidats à l'émission de rayonnement dans le domaine des rayons γ . Ces étoiles sont généralement localisées dans un système binaire, accompagnées d'étoiles de masses bien inférieures. L'étoile massive et son compagnon perdent peu à peu de leur masse au cours du temps par émission de vents stellaires. Au niveau du choc collisionnel créé par ces vents, des photons sont émis par des

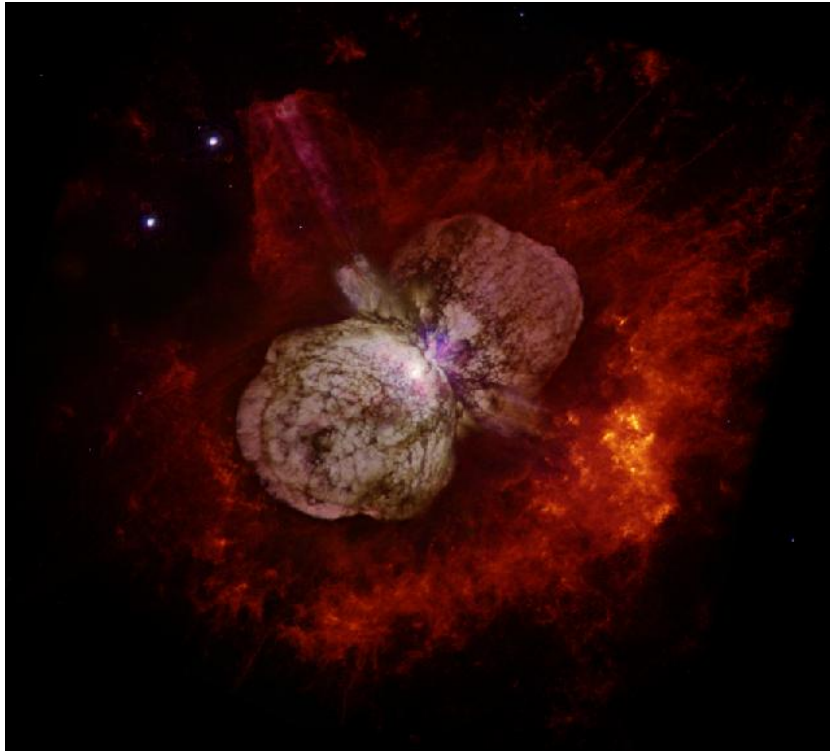


FIG. IV.6 – Image composite de l'étoile massive Eta Carinae observée par le satellite Hubble Space Telescope. Crédits : Jon Morse (University of Colorado) & NASA.

processus leptoniques non-thermiques tels que le rayonnement synchrotron, le bremsstrahlung et la diffusion Compton inverse (en particulier sur les photons produits par les étoiles elles-mêmes), observés du domaine radio jusqu'à celui des rayons X. Ces mécanismes d'émission pourraient également être responsables de la production de photons de haute énergie, bien que cela n'ait pas encore été confirmé (Reimer et al. 2007). Du fait de leur appartenance à un système binaire, une périodicité et une variabilité dans le flux de photons sont attendues dans chaque domaine du spectre électromagnétique.

Une émission à haute énergie a été reportée récemment provenant de la région de l'étoile hypergéante variable bleue Eta Carinae à partir des données Fermi. Ayant subi une explosion il y a un siècle et demi à l'origine d'une nébuleuse présentant deux lobes illustrés en figure IV.6, la source Eta Carinae serait en fait composée d'un système binaire contenant une étoile de masse de l'ordre de 100 à 150 M_{\odot} se trouvant encore dans sa phase de combustion et une étoile compagnon de masse $\sim 30 M_{\odot}$. Les observations dans les domaines radio, millimétrique, infra-rouge, optique et des rayons X ont montré une périodicité d'émission de période 5.54 ans. Bien que les observations actuelles n'aient pas démontré de variabilité dans l'émission à haute énergie, Eta Carinae demeure un très bon candidat pour expliquer la détection réalisée par Fermi. La mission Fermi étant engagée pour 5 ans (voire 10), des études de variabilité réalisées au cours des prochaines années devraient permettre de confirmer ou d'infirmer cette identification (Abdo et al., 2010 Eta Carinae).

IV.1.6 Amas globulaires

Les amas globulaires, dans lesquels plusieurs pulsars milliseconde⁵ ont été détectés dans le domaine radio, constituent également des sources de rayonnement, notamment dans le domaine γ . En effet, l'émission d'amas globulaires dans le domaine des rayons γ a été confirmée récemment par la détection de 47 Tucanae par le satellite Fermi. Les hypothèses émises pour expliquer le rayonnement de ce type d'objets mettent en cause soit l'émission des pulsars milliseconde eux-mêmes, soit l'émission produite par interaction des vents émis par les pulsars milliseconde et leurs compagnons. Le spectre en énergie observé présente des caractéristiques suggérant que les pulsars milliseconde seraient à l'origine de l'émission observée. Le flux détecté implique également une limite supérieure sur le nombre de pulsars constituant l'amas considéré (Abdo et al., 2009 47 Tuc).

Outre les sources astrophysiques galactiques, des sources situées hors de la Voie Lactée peuvent également être à l'origine d'émission de photons. L'observation d'un rayonnement provenant de sources à d'aussi grandes distances suggère l'existence de processus très violents et une luminosité considérable au niveau de ces sources.

IV.2 Sources extragalactiques

Les principales sources extragalactiques localisées émettant dans le domaine des rayons γ sont les noyaux actifs de galaxies d'une part et les sursauts gamma d'autre part. Ces sources sont décrites au cours de cette section.

IV.2.1 Noyaux actifs de galaxie

Les noyaux actifs de galaxies (AGN pour l'anglais Active Galactic Nuclei) correspondent aux régions centrales et compactes très brillantes de certaines galaxies. 1909 marque le début de l'étude de tels objets avec la découverte par E. A. Fath de raies d'émission provenant de galaxies spirales très brillantes, pour lesquelles on s'attendait plutôt à observer un spectre continu auquel s'ajouterait des raies d'absorption. L'observation de telles raies d'émission fut ensuite confirmée par E. P. Hubble en 1926. Dès 1943, C. K. Seyfert entrepris une classification de ces objets extragalactiques, basée sur leurs spectres d'émission (Seyfert 1943). Quelques années plus tard, des observations dans le domaine radio révélèrent l'existence d'objets relativement lointains, ayant une contrepartie optique, objets par la suite dénommés quasars (pour Quasi Stellar Radio Source), marquant le début d'études intensives de ces sources, du point de vue théorique comme observationnel.

Aujourd'hui, les noyaux actifs de galaxies sont observés dans tous les domaines du spectre électromagnétique. Un des enjeux de l'étude de ces objets lointains à différentes fréquences est d'identifier l'origine de l'énergie libérée et du rayonnement produit à proximité de telles sources. L'hypothèse la plus courante, proposée dès les années 1960 et soutenue par les observations dans le domaine des rayons X, suggère que les noyaux actifs de galaxies seraient constamment entretenus d'un point de vue énergétique par l'accrétion de matière sur un trou noir central par le biais d'un disque d'accrétion.

⁵Les pulsars milliseconde sont des pulsars relativement âgés, recyclés par accrétion de matière de leur objet compagnon. Ils sont ainsi ré-accélérés et tournent sur eux-mêmes avec des périodes de l'ordre de quelques millisecondes à une quinzaine de millisecondes.

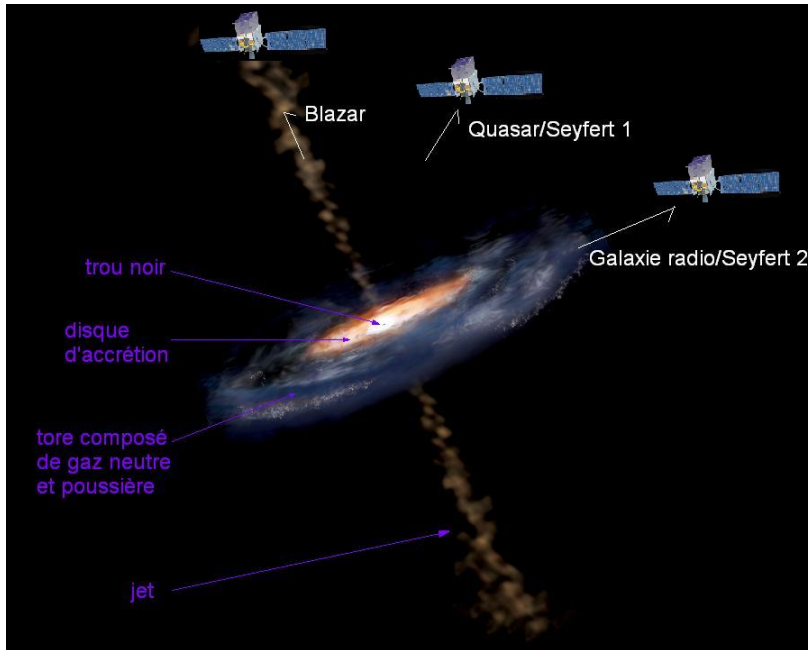


FIG. IV.7 – Schéma représentant un noyau actif de galaxie. La classe à laquelle il appartient dépend de l'angle sous lequel il est observé.

Son énergie est dissipée le long des jets collimatés par la production et l'accélération de particules relativistes.

Un noyau actif de galaxie peut être décrit de la manière suivante : au centre de la galaxie hôte se trouve un trou noir super massif (de masse de l'ordre de 10^6 à $10^{10} M_{\odot}$). L'accrétion de la matière environnante par le trou noir se produit selon un disque d'accrétion, de taille de l'ordre de quelques dixièmes de parsec (pc), formant la partie équatoriale de l'AGN. Ce disque est caractérisé par une température importante (de 10^4 à 10^5 K) et émet via des processus thermiques sur une région très compacte (de l'ordre de quelques centièmes de pc). Le disque d'accrétion est entouré d'un disque de gaz neutre et de poussière se déplaçant à plus faible vitesse, dans lequel les particules chargées peuvent rayonner par des mécanismes tels que le bremsstrahlung. Enfin, dans le cas de certains noyaux actifs, des jets relativistes de particules existent de part et d'autre du disque d'accrétion, comme illustré en figure IV.7, et peuvent être observés si la position de l'observateur le permet. L'accélération de particules chargées et leur rayonnement sont supposés localisés dans la partie du jet situé près du trou noir et sont mis en cause pour expliquer l'émission de photons observée. En particulier, l'émission synchrotron est responsable du spectre de photon observé à basse énergie, tandis que la diffusion Compton inverse sur les photons ambiants (extérieurs à la source et photons synchrotron) et processus hadroniques faisant intervenir la décroissance de pions neutres sont suggérés pour expliquer le spectre observé à haute énergie.

Selon la position de l'observateur par rapport au noyau actif de galaxie, le spectre du rayonnement observé varie. Ainsi que le schématise la figure IV.7, les AGNs peuvent ainsi être classés en plusieurs catégories :

- les blazars : dont le jet relativiste est orienté vers l'observateur ;

- les galaxies radio ou galaxies de type Seyfert 2 : observés à $\sim 90^\circ$ du jet, i.e. selon le plan formé par le disque d'accrétion. Le spectre peut alors présenter des raies d'émission relativement étroites. Selon les sources, deux lobes émissifs, liés aux jets relativistes de part et d'autre du disque d'accrétion, peuvent être détectés, comme c'est le cas pour la galaxie radio Centaurus A détectée par Fermi (Abdo et al., 2010 Cen A) ;
- les quasars ou galaxies de type Seyfert 1 : observés avec un angle non défini par rapport au jet et dont le spectre présente des raies d'émission plus larges.

Les AGNs sont caractérisés par une variabilité de rayonnement. Dans certains cas, la variation de luminosité peut être très rapide (de quelques heures à une journée) et extrêmement violente (flux multiplié par un facteur 100) : c'est ce que l'on appelle un "flare". Cette variabilité serait due à la variation de l'efficacité des mécanismes de rayonnement synchrotron et Compton inverse au cours du temps et/ou à la variation de densité de photons cibles dans le cas de la diffusion Compton inverse. De ce fait, ce type de sources fait l'objet de périodes d'observations simultanées dans différentes bandes en énergie, permettant de mieux contraindre les mécanismes d'émission à un instant donné. Ce type de campagne multi-longueur d'onde fut menée récemment pour le noyau actif de galaxie PKS 2155-304 (Aharonian et al., 2009 PKS 2155-304).

Les noyaux actifs de galaxies font partie des sources détectées en astronomie γ de haute énergie : une centaine fut identifiée à l'époque d'EGRET, comme l'illustre la figure III.2 représentant la localisation et la nature des sources du 3^{ème} catalogue EGRET (Hartman et al. 1999) ; plus de 700 AGN sont désormais détectés avec le satellite Fermi, permettant une étude de population et de nouvelles contraintes sur les modèles d'émission au niveau de ces sources (Abdo et al., 2010 Catalogue de Noyaux Actifs de Galaxies).

IV.2.2 Sursauts gamma

A la suite d'une découverte fortuite en 1969 par les satellites américains surveillant les tests nucléaires atmosphériques, la nature extra-terrestre des sursauts gamma fut rapidement établie. Toutefois, leur origine et les mécanismes mis en jeu restent jusqu'ici méconnus, malgré les progrès apportés dans ce domaine par les différentes expériences et notamment l'instrument BATSE, à bord du satellite CGRO (introduits au cours du chapitre III) ainsi que l'expérience en rayons X BeppoSAX.

La distribution isotrope observée dans l'intervalle 20 – 600 keV par BATSE, telle que représentée en figure IV.8, suggère une localisation extragalactique pour les sursauts gamma (GRB pour l'anglais Gamma-Ray Burst). Ceux-ci sont des phénomènes très lumineux se produisant à des distances très importantes de la Terre, ce qui implique qu'ils soient extrêmement violents. Par ailleurs, l'émission dite "prompte" de photons générée à leur voisinage et pouvant être observée dans différents domaines en énergie par les instruments actuels est relativement brève. Elle peut dans certains cas être suivie d'une émission tardive, plus faible et sur une durée prolongée (jusqu'à quelques jours), qualifiée de "rémanente".

L'une des avancées majeures concernant notre connaissance de ces sources fut la détection du sursaut gamma GRB 970228 par l'expérience en rayons X BeppoSAX, issue d'une collaboration italienne et néerlandaise, le 28 Février 1997 (Costa et al. 1997). La recherche d'une contrepartie optique de cet événement transient par le satellite Hubble Space Telescope permit d'établir l'origine extragalactique de cet événement par sa localisation au sein d'une galaxie lointaine (Sahu et al. 1997), établissant de ce fait la nature cosmologique des sursauts gamma.

Plusieurs modèles d'émission existent pour expliquer la violence de tels phénomènes et le rayon-

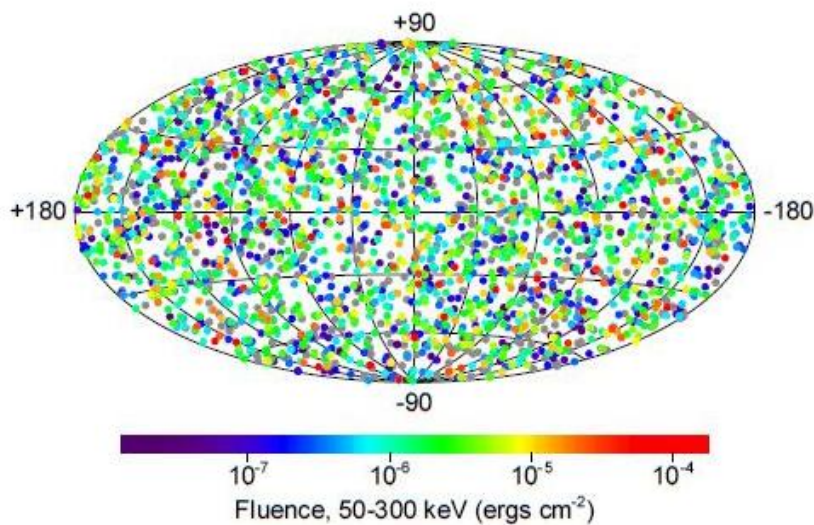


FIG. IV.8 – Localisation des 2704 sursauts gamma observés par l’instrument BATSE à bord du satellite CGRO sur la carte du ciel représentée en coordonnées galactiques. Crédits : NASA, Compton Gamma Ray Observatory, BATSE Team.

nement généré :

- le modèle de l’hypernova (ou collapsar) : une étoile de masse considérable ($> 30 M_{\odot}$) et en fin de vie peut s’effondrer sur elle-même et créer un trou noir. De part et d’autre, le long de l’axe de rotation se forment des jets relativistes de plasma, par lesquels l’énergie est dissipée. L’accélération des particules, rendue possible à l’intérieur de ces jets, pourrait être à l’origine de l’émission non thermique de photons pouvant être détectée. Ce modèle est relativement favorisé pour expliquer les sursauts gamma dits longs (de durée supérieure à 2 s) et est notamment justifié par l’observation de coïncidences entre sursauts gamma et explosions de supernovae ;
- la coalescence d’objets compacts (naines blanches et/ou étoiles à neutrons) : par gravitation, deux objets en rotation peuvent se rapprocher l’un de l’autre et coalescer en un temps extrêmement court. De cette fusion peut résulter un coeur compact ou un trou noir entouré d’un disque en rotation. Ce phénomène, extrêmement énergétique, pourrait être à l’origine des sursauts gamma courts (de durée inférieure à 2 s).

Quelle que soit la durée du sursaut gamma, le rayonnement intense émis est principalement limité à la zone située dans l’axe des jets (cônes de quelques degrés d’ouverture) émis de part et d’autre du trou noir central. Ceci implique que nous ne voyions potentiellement qu’une infime partie des sursauts gamma se produisant dans l’Univers pour des raisons de géométrie. L’émission rémanente quant à elle être émise à l’intérieur d’un cône d’angle plus large.

Le LAT a d’ores et déjà permis la détection de 14 sursauts γ au dessus de 100 MeV, dont la moitié présente une émission retardée par rapport aux observations réalisées par le GBM à plus basse énergie. Cette caractéristique commune à certains évènements transitoires détectés par le LAT, qu’ils soient courts ou longs, ainsi que l’observation simultanée et multi-longueur d’onde de ces sursauts γ de quelques keV jusqu’au-delà de la dizaine de GeV (Abdo et al., 2009 GRB 090816C)

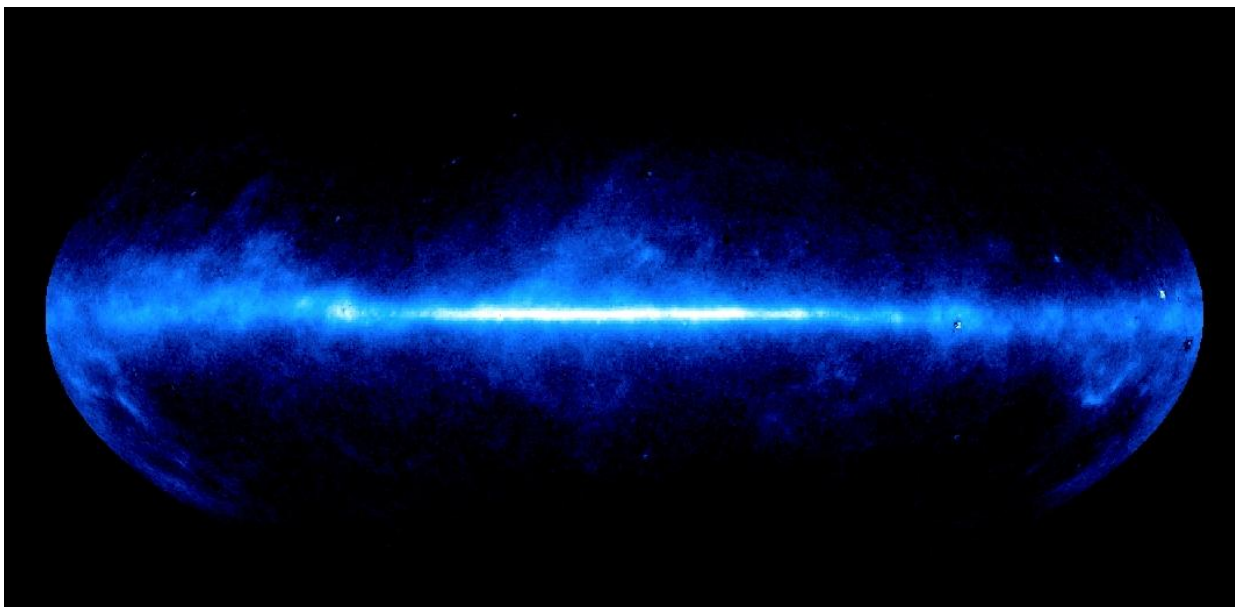


FIG. IV.9 – Carte de l'émission diffuse galactique dans le domaine des rayons γ , telle qu'observée par Fermi-LAT et représentée en coordonnées galactiques.

soulèvent des interrogations concernant l'origine de ces sursauts, la nature (leptonique/hadronique) des processus d'émission mis en cause à haute énergie ainsi que les contraintes physiques pouvant être apportées par de telles observations.

Aux sources astrophysiques galactiques et extragalactiques présentées précédemment et émettant notamment dans le domaine des rayons γ , s'ajoutent des sources de rayonnement diffus, présentées au cours de la section suivante.

IV.3 Emission diffuse

L'émission diffuse, constituant plus de 80 % des photons observés dans le domaine des rayons γ peut avoir deux origines, galactique et extragalactique. Les processus de production de photons, différant selon la localisation de l'émission, sont détaillés dans les paragraphes suivants.

IV.3.1 Fond diffus galactique

L'existence de l'émission diffuse galactique comme source dominante de rayonnement γ fut mise en évidence dès 1968 par G. W. Clark, à l'aide d'un instrument placé à bord du satellite Orbiting Solar Observatory (OSO 3) et sensible aux photons d'énergie supérieure à 70 MeV (Clark et al. 1968).

Les instruments dédiés à cette gamme d'énergie se succédant au cours du temps, ont tout d'abord confirmé puis contraint de mieux en mieux la distribution spatiale et spectrale de l'émission observée. La carte du fond diffus galactique telle qu'observée à présent par le LAT dans le domaine des rayons

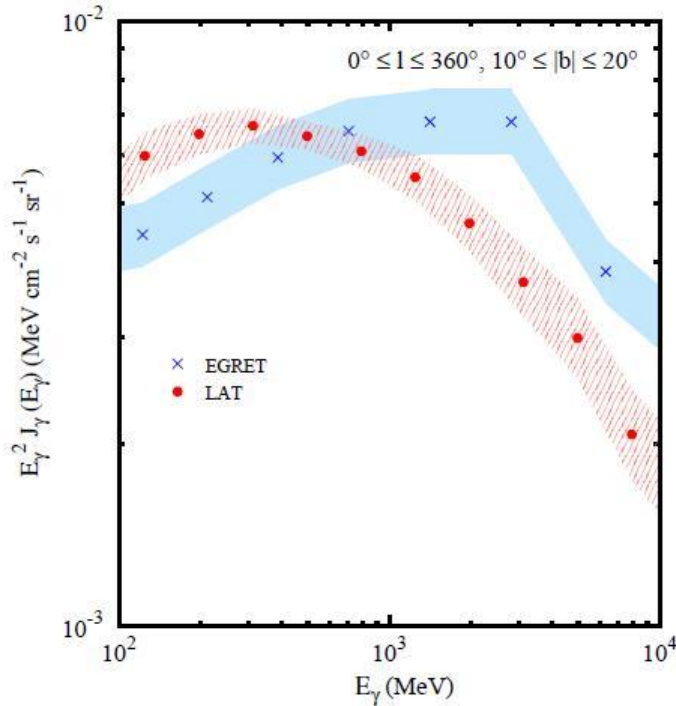


FIG. IV.10 – Spectre en énergie de l'émission diffuse galactique, telle que vue par EGRET (bleu) puis par Fermi (rouge). Les erreurs systématiques sont indiquées par les zones bleu et rouge. Cette figure est extraite de la référence Abdo et al., 2009 (Emission Galactique Diffuse).

γ est représentée en figure IV.9.

L'observation de l'émission diffuse provenant de la Galaxie à différentes longueurs d'onde permet de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de ce rayonnement. Ainsi, les processus d'émission proposés pour expliquer l'émission observée le long du plan galactique sont :

- l'interaction des hadrons du rayonnement cosmique (des protons principalement) avec le gaz constituant le milieu interstellaire, menant à la production puis la décroissance de pions neutres π^0 ;
- l'interaction des leptons du rayonnement cosmique avec le gaz constituant le milieu interstellaire et leur rayonnement par bremsstrahlung ;
- l'interaction des leptons avec les photons de basse énergie du champ de photons interstellaires (ISRF pour l'anglais InterStellar Radiation Field), produisant des photons par diffusion Compton inverse. Les champs de photons cibles pour la diffusion Compton inverse sont principalement les photons optiques (liés à la lumière des étoiles), IR (liés à la poussière) et les photons synchrotron émis par les particules piégées dans le champ magnétique de la Galaxie, ainsi que l'émission thermique liée au gaz (rayonnement libre-libre).

Ces processus sont décrits dans le chapitre II.

Ainsi, l'étude de l'émission diffuse galactique à haute énergie constitue un excellent traceur permettant de contraindre la densité des rayons cosmiques et une source d'information concernant leur

propagation dans la Galaxie. Notons néanmoins que les sources astrophysiques non résolues proches du plan galactique peuvent également contribuer à l'émission diffuse, mais toutefois de manière négligeable par rapport aux processus de rayonnement mentionnés précédemment.

Le spectre de photons tel qu'observé dans le domaine de haute énergie par Fermi diffère de celui obtenu par la mission CGRO-EGRET. Tous deux sont représentés en figure IV.10. Ainsi, l'excès au GeV vue par EGRET n'a pas été confirmé par les observations actuelles. De plus amples détails à ce sujet peuvent être trouvés en référence Abdo et al., 2009 (Emission Galactique Diffuse).

IV.3.2 Fond diffus extragalactique

Détectée quelques années après le fond diffus galactique, l'émission diffuse extragalactique fut observée pour la première fois avec l'expérience OSO 3 (Clark et al. 1968) puis par l'expérience SAS-II (Thompson et Fichtel 1982). Constituant seulement une petite fraction de l'émission diffuse totale détectée, notamment en astronomie γ , elle présente une distribution quasiment isotropique sur l'ensemble du ciel et est supposée d'origine extragalactique.

Le fond diffus extragalactique a été l'objet d'études précises, que ce soit au temps de la mission EGRET (Sreekumar et al. 1998) et, plus récemment, à l'aide des données Fermi (Abdo et al., 2010 Emission Extragalactique Diffuse). La figure IV.11 présente, en rouge, le spectre en énergie de cette composante isotrope, obtenu avec l'expérience Fermi après soustraction de la composante diffuse galactique et des sources astrophysiques décrites dans les sections précédentes. Il peut être modélisé par une loi de puissance d'indice 2.41 ± 0.05 et d'intensité $(1.03 \pm 0.17) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, soit un spectre plus "mou" que celui déduit des observations par l'instrument EGRET présentant un indice spectral de 2.13 ± 0.03 . Il semble que cette divergence ne soit pas liée à la contribution de sources hors du plan galactique telles que les noyaux actifs de galaxies qui n'auraient pas été résolues par l'expérience EGRET. En effet, une ré-analyse des données de cette expérience s'appuyant sur le modèle de fond diffus galactique actuel donne à présent des résultats similaires à ceux obtenus avec Fermi.

De récentes études indiquent que la contribution des noyaux actifs de galaxies au fond diffus extragalactique observé par Fermi serait inférieure à 20 % Abdo et al., 2010 (Etude de populations extragalactiques). Plusieurs origines ont été suggérées pour la fraction restante : interaction des rayons cosmiques avec les photons reliques, annihilation de matière noire, etc. Récemment, l'hypothèse d'une contribution non négligeable du halo galactique a également été émise (Dixon et al. 1998), qui pourrait contaminer le signal isotropique dont on supposait l'origine extragalactique.

IV.4 Matière noire

Dans cette section, nous nous intéresserons brièvement au cas de la matière noire, dont on suppose que l'annihilation pourrait être observée notamment dans le domaine des rayons γ mais n'a jamais été détectée, malgré les sensibilités de plus en plus accrues dont sont capables les expériences actuelles.

Dès 1933, F. Zwicky mit en évidence la vitesse élevée de certaines galaxies de l'amas de Coma, ne pouvant pas être expliquée seulement par la masse apparente (ou lumineuse) de l'amas : l'explication de cette observation nécessiterait une masse dite "dynamique" (soumise à la gravitation) beaucoup plus importante (d'un facteur ~ 400) que la masse estimée à partir de la luminosité. Une quarantaine d'années plus tard, l'observation de spectres et courbes de rotation de galaxies spirales, conduisit à

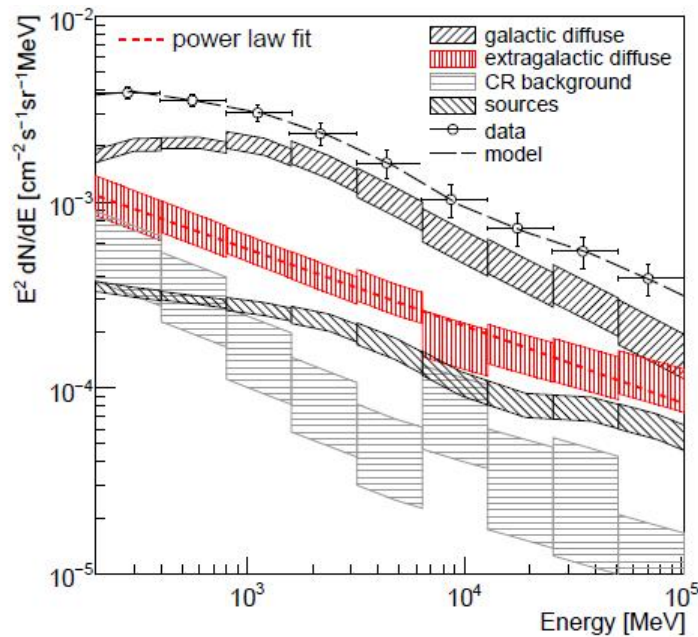


FIG. IV.11 – Spectre en énergie de l'émission diffuse extragalactique (en rouge). Les incertitudes, représentées par des hachures verticales, sont dominées par les erreurs systématiques. Cette figure est extraite de Abdo et al., 2010 (Emission Extragalactique Diffuse).

supposer l'existence de matière non-baryonique autour des galaxies, qui expliquerait la différence entre masse dynamique déduite des calculs impliquant la force de gravitation et la masse lumineuse observée (Rubin et Ford 1970). Ainsi, selon les modèles, moins de 10 % de la matière serait baryonique, le reste étant qualifié de "matière noire". Bien que cette matière doive exister pour expliquer les anomalies gravitationnelles observées, la nature des particules la constituant demeure inconnue jusqu'à ce jour.

En effet, plusieurs candidats ont été suggérés comme constituants de la matière noire, le meilleur candidat demeurant le neutralino χ , particule relativement massive interagissant par interaction faible (WIMP pour l'anglais Weakly Interactive Massive Particle). L'observation de l'annihilation de ces particules en photons : $\chi + \chi \rightarrow \gamma + \gamma$ constituerait une signature de l'existence de la matière noire et une précieuse indication quant à la nature et les propriétés des particules qui la constituent.

C'est dans cette optique que de nombreuses expériences, dont l'instrument LAT à bord du satellite Fermi, ont été conçues : en alliant une meilleure sensibilité et une meilleure connaissance des fonds diffus précédemment cités ainsi que des sources astrophysiques, qu'elles soient galactiques ou extragalactiques (tous constituant le "fond" de photons pour une telle observation), une meilleure contrainte sur les modèles décrivant la matière noire et ses interactions, voire une détection de l'annihilation de ces particules, est recherchée. Jusqu'ici, les observations n'ont pas révélé de telle signature, mais impliquent d'ores et déjà des contraintes sur les modèles de matière noire. Plus de détails sur les observations effectuées avec le LAT et leurs implications peuvent être trouvés en référence Abdo et al., 2010 (Matière Noire).

IV.5 Albédo terrestre

Enfin, nous ne pourrions pas terminer ce panorama du ciel dans le domaine de l'astronomie γ de haute énergie sans rappeler que l'une des sources les plus importantes de rayonnement n'est autre que la Terre ! Ce rayonnement fut observé dès les années 1950 à l'aide d'expériences en ballons, puis confirmé dans le courant des années 1970, avec l'expérience SAS-II (Thompson et al. 1981), étant ensuite étudié plus en détail à l'aide d'instruments de plus en plus sensibles. Les résultats relatifs à cette émission et obtenus récemment avec le satellite Fermi sont présentés en référence (Abdo et al., 2009 Albedo gamma).

Le rayonnement observé, notamment dans le domaine des rayons γ , résulte des continues interactions des rayons cosmiques avec la matière constituant l'atmosphère : ce phénomène est couramment appelé "albédo terrestre", par analogie avec l'albédo produit par réflexion des photons solaires visibles sur l'atmosphère. De manière plus précise, les photons γ détectés sont créés par processus hadroniques (production et décroissance de pions neutres π^0 et kaons), ainsi que par processus leptoniques (rayonnement de freinage des électrons présents dans le rayonnement cosmique) au contact des noyaux de l'atmosphère.

Constituant un "fond" pour l'étude des sources astrophysiques telles que celles décrites en section IV.1 et IV.2, ce rayonnement est néanmoins un sujet d'étude important dans le domaine de l'astronomie γ . En effet, d'un point de vue pratique, il constitue un excellent moyen de calibrer les instruments embarqués à bord de satellites, étant donné la luminosité d'un tel rayonnement. Ainsi, bien que la direction pointée par le LAT évite la Terre pendant les observations en mode nominal (mode balayage), une observation réalisée en mode pointé telle qu'une partie de la Terre soit toujours dans le champ de l'instrument a permis la calibration du LAT pendant la première année d'observations. Par ailleurs, l'étude de l'albédo γ est indispensable pour mieux connaître et contraindre les interactions des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre et le champ magnétique local.

Les différentes classes de sources présentées dans ce chapitre font chacune l'objet d'études dans le domaine de l'astronomie γ . Le travail effectué au cours de cette thèse et présenté dans ce manuscrit, est particulièrement dédié à l'étude des sources galactiques que sont les nébuleuses et leurs pulsars, à l'aide du Large Area Telescope, à bord du satellite Fermi. Tous deux seront présentés en détail au cours de la partie suivante.

PARTIE II

LE FERMI-LARGE AREA TELESCOPE

Le satellite Fermi Gamma-ray Space Telescope

Sommaire

V.1	Motivations	69
V.2	Historique	69
V.3	Composition	70
V.4	Fonctionnement général	72

V.1 Motivations

Le Fermi Gamma-ray Space Telescope (ou Fermi) est un satellite dédié à l'étude du rayonnement γ de haute énergie provenant de sources décrites au cours du chapitre précédent. Issu d'une collaboration internationale constituée de l'Allemagne, des États-Unis, de la France, de l'Italie, du Japon et de la Suède, il comporte à son bord deux instruments : le Large Area Telescope (LAT) et le Gamma-ray Burst Monitor (GBM). La durée de la mission, 5 ans, pourrait être prolongée jusqu'à 10 ans par la NASA.

La conception de ce satellite et des détecteurs à son bord a été motivée par l'avancée scientifique qu'ils représentent dans le domaine de l'astronomie γ . En effet, bénéficiant de performances accrues par rapport aux missions spatiales précédentes, ils permettent l'étude des différentes sources astrophysiques : pulsars, nébuleuses, vestiges de supernovae, noyaux actifs de galaxies, sursauts γ , émission diffuse, matière noire, etc., avec une sensibilité jusqu'ici inégalée. En particulier, l'instrument principal, le LAT, permet désormais l'étude du ciel en rayons γ et couvre notamment la gamme en énergie 10 GeV – 100 GeV, jusque là inexplorée et rejoignant les énergies minimales atteintes par les détecteurs au sol. Ainsi, les performances du LAT permettent un lien direct avec les expériences de très hautes énergies, constituant un avantage notable en particulier concernant l'analyse spectrale des sources.

V.2 Historique

La conception des différentes sous-parties du satellite et des instruments a été réalisée dans les différents laboratoires participant au projet. La contribution française à ce projet est apportée par les différents laboratoires de l'IN2P3/CNRS, de l'INSU/CNRS et de l'IRFU/CEA. Les dimensions, les matériaux et les systèmes électroniques constituant le satellite et les instruments ont été adaptés à la nature spatiale de l'expérience. Ainsi, la taille de chaque détecteur a été adaptée de manière à assurer des performances accrues tout en constituant un encombrement raisonnable. Une fois assemblé, le satellite a été soumis à différents tests vis à vis des conditions spatiales : résistance aux chocs (décollage), thermiques (basses et hautes températures), etc.

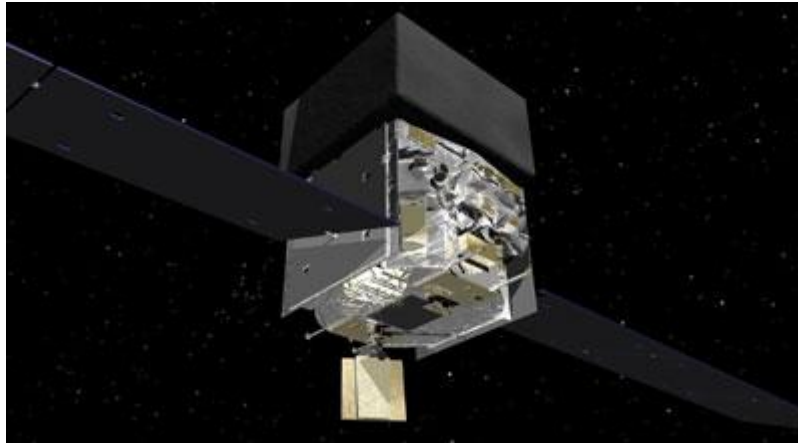


FIG. V.1 – Vue d’artiste du satellite Fermi Gamma-ray Space Telescope. Le Large Area Telescope peut être vue dans la partie supérieure, tandis que les sous-détecteurs du Gamma-ray Burst Monitor sont placés à chaque angle de la partie inférieure. Crédits : NASA

Portant anciennement le nom de Gamma-ray Large Area Space Telescope (GLAST), le satellite fut lancé par la NASA le 11 juin 2008 à partir de la base de lancement de Cap Canaveral (Floride, Etats-Unis) à bord d’une fusée Boeing Delta II. Les détecteurs furent mis en marche près de deux semaines après lancement. La période du 25 juin au 11 août fut ensuite dédiée à une phase de test, appelée L&EO (pour l’anglais Launch & Early Operations), pendant laquelle, par des pointés vers des sources choisies au préalable, le fonctionnement des différents instruments fut vérifié. En particulier, les performances en vol furent comparées aux attentes pré-lancement dérivées de simulations, démontrant un très bon accord.

Au terme de la phase de test, le satellite fut enfin rebaptisé Fermi Gamma-ray Space Telescope en l’honneur du physicien italien Enrico Fermi ayant proposé les mécanismes d’accélération des rayons cosmiques portant son nom et précédemment introduits au cours du chapitre II. Depuis lors, le satellite opère le plus souvent dans son mode nominal, le mode balayage.

V.3 Composition

Le satellite Fermi est équipé de deux panneaux solaires, illustrés en figure V.1 et permettant d’alimenter continuellement les détecteurs, leurs systèmes électroniques ainsi que ceux du satellite lui-même. Comme expliqué précédemment, le satellite contient à son bord deux instruments dédiés à l’étude du ciel en rayons γ :

- le Gamma-ray Burst Monitor (GBM), dédié à l’étude des sursauts γ à haute énergie. Cet instrument est composé de 12 détecteurs de iodure de sodium enrichi au thallium, NaI(Tl), placés aux 4 angles du satellite comme illustré en figure V.2 (*gauche*, instruments 0 à 11), ainsi que de 2 détecteurs de germanate de bismuth (BGO), de part et d’autre (instruments 12 et 13). Une vue détaillée de ces détecteurs est présentée en figure V.2 (*droite*). Couvrant les gammes d’énergies

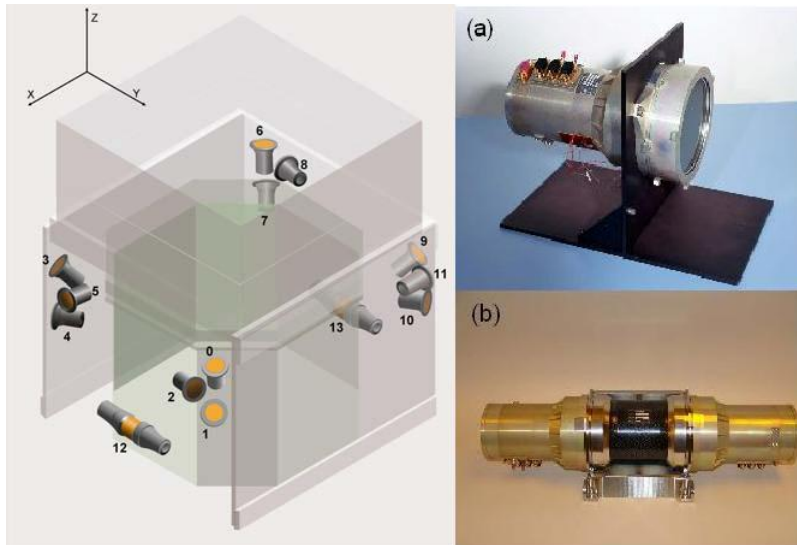


FIG. V.2 – *Gauche* : Localisation et orientation des sous-détecteurs composant le Gamma-ray Burst Monitor. *Droite* : Vue d'un détecteurs NaI(Tl) (a) et d'un détecteur BGO (b). Cette figure est issue de Meegan et al. (2009).

- de 8 keV à 1 MeV et 200 keV à 40 MeV respectivement, les détecteurs de NaI(Tl) et BGO permettent une étude approfondie des sursauts γ sur presque 4 décades en énergie.
- le Large Area Telescope est un détecteur à conversion de paires e^\pm , constitué d'un assemblage de 4×4 tours. Chacune d'entre elles est composée d'un trajectographe et d'un calorimètre, permettant, par reconstruction, l'estimation de la direction et de l'énergie du photon

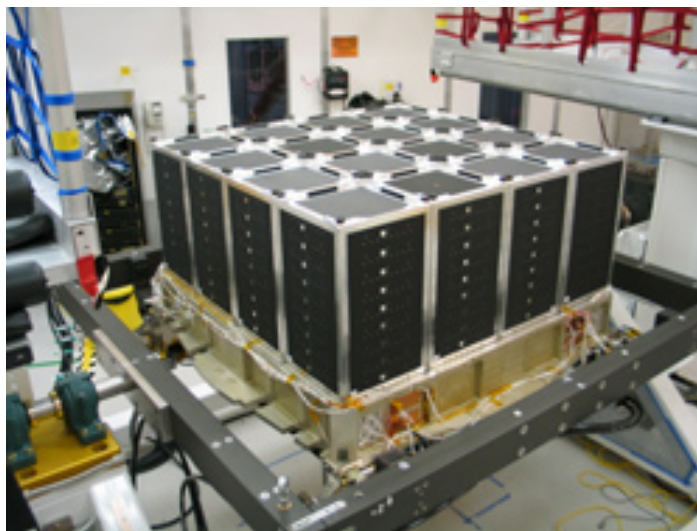


FIG. V.3 – Le Large Area Telescope composé de 16 tours recouvertes d'un système d'anticoïncidence. Crédits : SLAC National Accelerator Laboratory.

dont on observe les leptons secondaires. L'ensemble de l'instrument est recouvert d'un système d'anti-coïncidence, permettant le rejet du bruit de fond. Cet instrument est illustré en figure V.3. De plus amples informations concernant les détecteurs composant le LAT et ses performances peuvent être trouvées dans le chapitre suivant.

V.4 Fonctionnement général

Le satellite Fermi peut opérer selon deux modes :

- le mode balayage ("survey mode" en anglais) : mode nominal, il permet de balayer le ciel de manière continue et permet ainsi de le couvrir uniformément ;
- le mode pointé ("pointed mode" en anglais) : il fut notamment utilisé pendant la phase de test L&EO et est quelque fois sollicité lors d'évènements transitoires tels que les sursauts γ , dès leur détection par le LAT, par le GBM ou tout autre instrument associé. En effet, la collaboration Fermi fait partie d'un réseau d'expériences appelé GCN (pour l'anglais Gamma-ray bursts Coordinates Network), dont font également partie les satellites dédiés à l'étude du ciel en rayons X tels que Swift, RXTE, INTEGRAL. Dès la détection d'un sursaut γ par un des instruments, une notice est émise et transmise aux autres expériences : si les conditions observationnelles l'autorisent, il fera l'objet d'un pointé par les différentes expériences, permettant une observation multi-longueur d'onde simultanée de l'évènement.

Le satellite Fermi orbite autour de la Terre selon un plan caractérisé par une inclinaison de $\sim 26.5^\circ$ et une altitude de ~ 565 km. Dans ces conditions, il réalise une orbite en 96.5 minutes. Afin d'assurer une couverture optimale du ciel, le satellite a été conçu pour "basculer" d'une position à une autre à chaque orbite : ainsi, le satellite est orienté à $+35^\circ$ du zénith pendant 96.5 minutes, puis, par un système de roues, bascule à -35° du zénith pour les 96.5 minutes suivantes. La valeur de cet angle (appelé rocking angle en anglais) a été récemment augmentée à 50° . L'instrument principal, le LAT, couvrant plus de la moitié du ciel en une orbite, le ciel est intégralement balayé en ~ 3 h. Par ailleurs, pour assurer une couverture complète du ciel, l'orbite du satellite Fermi est animée d'un mouvement de précession de période de 55 jours.

Le chapitre suivant est dédié à une description plus détaillée de l'instrument principal, le LAT, et de ses performances.

Le Large Area Telescope (LAT)

Sommaire

VI.1	Composition et principe de fonctionnement	73
VI.1.1	Le trajectographe	73
VI.1.2	Le calorimètre	75
VI.1.3	Le système d’anti-coïncidence	76
VI.1.4	Principe de détection général du LAT	77
VI.1.5	Rejet du bruit de fond et classification des photons	78
VI.2	Performances	80
VI.2.1	Les fonctions de réponses de l’instrument	81
VI.2.2	Sensibilité et localisation	82
VI.2.3	La précision de datation	84

Au cours de ce chapitre, nous nous intéresserons tout particulièrement à l’instrument principal à bord du satellite Fermi Gamma-ray Space Telescope : le Large Area Telescope (LAT). Après une description des détecteurs le composant, nous attirerons l’attention du lecteur sur les principes de fonctionnement et performances caractérisant cet instrument.

VI.1 Composition et principe de fonctionnement

Comme mentionné dans le chapitre précédent, l’instrument LAT est composé d’un assemblage de 16 tours identiques, chacune contenant un trajectographe et un calorimètre. Le trajectographe est recouvert d’un système d’anti-coïncidence. Nous décrirons brièvement chacun de ces détecteurs au cours des sections suivantes, puis nous nous intéresserons au principe de fonctionnement de manière plus générale.

VI.1.1 Le trajectographe

Fonction

Le trajectographe (TKR pour l’anglais tracker) est le détecteur dans lequel la conversion des photons de haute énergie en paires e^\pm se produit par interaction avec la matière de l’instrument. Le passage de ces particules est ensuite repéré par des détecteurs à pistes. L’analyse des pistes touchées permet la reconstruction de leur trajectoire, et donc de la direction d’arrivée du rayon γ incident dans le LAT.

Composition

Le trajectographe est composé de 16 modules (un par tour), opérant de manière indépendante les uns par rapport aux autres et permettant ainsi la redondance des informations.

Chaque module est constitué de 18 plateaux parallèles les uns aux autres, dont chacun contient deux plans de détecteurs à pistes de silicium Si (SSD pour l’anglais Silicon Strip Detector) orientés

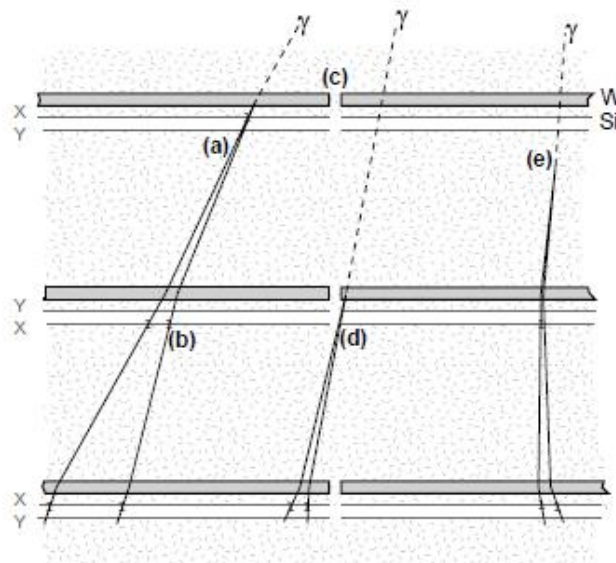


FIG. VI.1 – Principe de matérialisation des photons et de détection des particules chargées dans le trajectographe du LAT. Les lettres W et Si désignent respectivement les plans constitués de Tungstène et de silicium. Les pointillés et traits pleins représentent respectivement les trajectoires des photons (γ) et des leptons (e^\pm) produits par création de paires. Cette figure est extraite de la référence Atwood et al. (2009).

selon les directions x et y perpendiculaires l'une à l'autre (la direction z étant orientée suivant la hauteur de l'instrument). Chaque piste mesure $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La distance séparant le centre de deux pistes consécutives est de $228 \mu\text{m}$.

Par ailleurs, 16 plateaux composés d'un élément plus massif, le Tungstène (W) sont intercalés entre les 16 premiers plateaux de silicium. Ils jouent le rôle de convertisseur dans le processus de matérialisation du photon incident. Pour assurer une bonne résolution angulaire concernant la direction d'arrivée reconstruite du photon, l'épaisseur de matériau convertisseur doit être préférentiellement fine, ce qui explique que les 12 plans de Tungstène situés dans la partie haute du trajectographe sont relativement minces (0.03 longueur de radiation). Néanmoins, afin de s'assurer que la conversion des photons en paires e^\pm est bien assurée dans le trajectographe plutôt que dans le calorimètre, les 4 plans inférieurs sont plus épais (0.18 longueur de radiation), la résolution angulaire obtenue pour les photons se matérialisant dans ces couches étant de ce fait moins satisfaisante. Ainsi, de par sa dimension proche de 1.3 longueurs de radiation, la hauteur du trajectographe représente environ le libre parcours moyen d'un photon de haute énergie par le processus de création de paires. Par ailleurs, afin de permettre une sélection sur la qualité des événements photons propre à l'analyse désirée, les photons se matérialisant dans les parties haute et basse du trajectographe ont été différenciés en deux classes d'événements, portant respectivement les noms *front* et *back*.

Les plans de silicium et Tungstène sont soutenus par une structure en carbone. L'électronique mis en place pour le trajectographe se révèle très performante, autorisant un très court temps mort et un volume de données réduit, nécessaire étant donnée la nature spatiale de la mission.

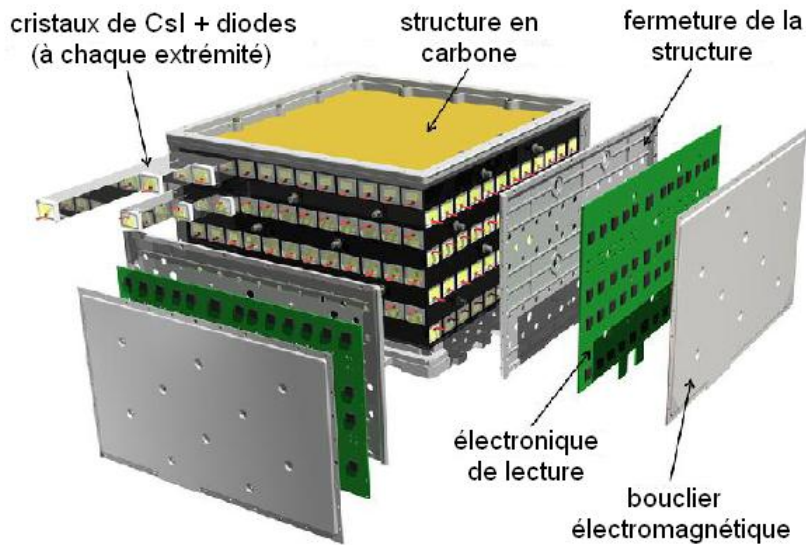


FIG. VI.2 – Détail de la composition du calorimètre. Cette figure est adaptée de la référence Atwood et al. (2009).

Principe

Le principe de fonctionnement du trajectographe est le suivant : après matérialisation du photon incident par interaction avec les couches de Tungstène, les électrons et positrons générés sont détectés sur les plans orientés en x et y sur les plateaux successifs, comme illustré en figure VI.1. L'analyse des coordonnées (x, y, z) des pistes de silicium touchées permet la reconstruction de la trajectoire des particules dans chaque tour, et par extension, celle du photon initial. Notons que malgré l'indépendance de chacune des 16 tours et de leurs systèmes électroniques, les données enregistrées dans les trajectographes voisins de celui où se produit la matérialisation du photon, peuvent être utilisés pour reconstruire la trajectoire des électrons et positrons, ceux-ci pouvant potentiellement traverser plusieurs tours (séparées de 18 mm entre elles) selon leur angle d'incidence dans le LAT.

VI.1.2 Le calorimètre

Fonction

Le calorimètre (CAL pour l'anglais calorimeter) est le détecteur permettant de mesurer l'énergie déposée par la cascade électromagnétique initiée dans le trajectographe et le traversant, et par reconstruction, d'estimer l'énergie du photon incident.

Composition

Tout comme le trajectographe, le calorimètre est constitué de 16 modules opérant de manière indépendante. Chacun d'eux est composé de 12 couches de 8 cristaux d'iodure de Césium enrichi au thallium CsI(Tl). Les couches successives sont agencées selon les directions x et y , faisant de lui un calorimètre hodoscopique. Chaque cristal, de dimension $2.7 \text{ cm} \times 2.0 \times 32.6 \text{ cm}$, est isolé optiquement, de manière à éviter d'éventuelles contaminations du signal lumineux provenant d'un barreau voisin.

La lecture du signal s'effectue par des photodiodes situées de part et d'autre du barreau illustrées

en figure VI.2. Des photodiodes de deux tailles différentes sont utilisées selon l'énergie de la particule : les grandes diodes (de surface égale à 147 mm^2) opèrent dans une gamme d'énergie 2 MeV – 1.6 GeV, tandis que les petites photodiodes (25 mm^2) sont adaptées à l'intervalle 100 MeV – 70 GeV. Les photodiodes sont reliées à un système électronique permettant d'amplifier le signal avant sa lecture. L'ensemble des cristaux constituant un module du calorimètre et l'électronique associée est soutenu par une structure en carbone, également visible en figure VI.2.

Principe

La hauteur du calorimètre équivaut à 8.6 longueurs de radiation, permettant aux particules chargées créées par le photon incident de générer leur propre cascade électromagnétique, dont seules les particules chargées seront détectées.

La quantité de lumière émise par scintillation lorsqu'une particule chargée traverse le cristal d'iodure de césium et se propageant jusqu'à chaque extrémité est mesurée par les photodiodes. De par l'asymétrie du signal observé¹, la position d'impact de la particule dans le barreau est mesurée selon la direction d'orientation (x ou y) de la couche. Ainsi, par traversée de plans successifs orientés selon x et y , l'analyse des coordonnées (x, y, z) par lesquelles la particule chargée est passée permet d'estimer sa direction de propagation dans le calorimètre, de manière similaire mais avec une précision une centaine de fois moins élevée que ne le permet le trajectographe.

Mais rappelons que la fonction principale de cet instrument est de mesurer l'énergie déposée dans chaque barreau. Celle-ci est estimée par mesure de la scintillation produite par le passage de la cascade électromagnétique dans le cristal. Le détecteur ayant fait l'objet de calibrations au sol, auprès des accélérateurs de particules, mais aussi en vol (Abdo et al., 2009 Calibration en orbite) et de simulations, la réponse de celui-ci au passage de particules de différentes énergies est connue. Ainsi, en tenant compte des énergies estimées dans chaque cristal touché sur la trajectoire reconstruite dans le trajectographe, l'énergie totale de la particule chargée est estimée. Par reconstruction de la gerbe électromagnétique et analyse combinée des événements, l'énergie du photon primaire ayant déclenché la cascade est déterminée.

Ainsi, la reconstruction dans l'espace de la gerbe de particules produite constitue une excellente méthode de rejet du bruit de fond, du fait de la distinction pouvant être réalisée entre la forme des cascades électromagnétiques créées par la propagation d'un photon et celle des cascades hadroniques liées aux rayons cosmiques.

VI.1.3 Le système d'anti-coïncidence

Fonction

Le système d'anti-coïncidence (ACD pour l'anglais Anti-Coincidence Detector) est un détecteur permettant l'identification des particules chargées et participant au rejet du bruit de fond, principalement constitué par les rayons cosmiques. L'efficacité de détection est de 99.97 %. Cet instrument joue le rôle de veto lorsqu'un rayon cosmique entre dans le LAT en configuration de déclenchement " γ " : les données relatives à la cascade créée par cette particule ne sont alors pas mesurées.

Composition

Le système d'anti-coïncidence, illustré en figure VI.3, recouvre l'ensemble des trajectographes des 16 tours assemblées composant le LAT, et est constitué de 89 tuiles de plastiques scintillateurs et 8 rubans couvrant les interstices. La lumière produite dans chaque tuile au passage d'une particule est récupérée par des fibres optiques à décalage spectral et dirigée vers des photomultiplicateurs (PMT). Ces

¹L'asymétrie du signal résulte de l'utilisation de cristaux dépolis afin d'atténuer la lumière lors de sa propagation.

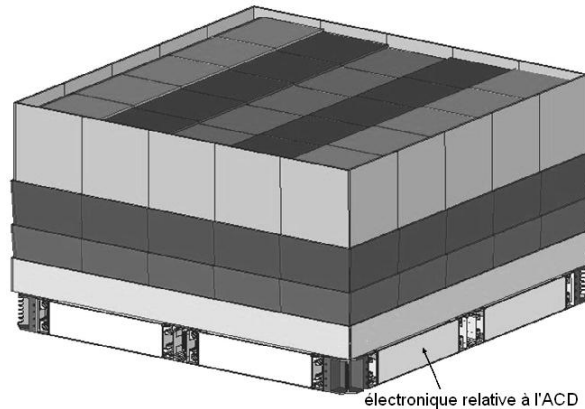


FIG. VI.3 – Détail de la composition du système d’anti-coïncidence. Cette figure est extraite de la référence Atwood et al. (2009).

derniers sont reliés à un système d’alimentation haute tension ajustable permettant de tenir compte du vieillissement des PMT au cours de la mission.

Principe

Les rayons γ peuvent être distingués des particules chargées constituant le rayonnement cosmique car ils interagissent de manière générale assez peu avec l’ACD, d’épaisseur 0.06 longueur de radiation, contrairement aux rayons cosmiques. La segmentation du dôme d’anti-coïncidence en plusieurs tuiles permet de mesurer la position d’impact des particules sur le système. Ainsi, une absence de signal de l’ACD associée à une détection dans le trajectographe sera interprétée comme un évènement photon γ , tandis qu’une coïncidence de signal entre le TKR et l’ACD à une position dans le prolongement de la trace mesurée dans le TKR sera attribuée à une particule chargée incidente sur le LAT.

La segmentation du détecteur permet également d’éviter le phénomène de self-veto. En effet, une détection de l’ACD coïncidente temporellement mais n’étant pas dans le prolongement de la trace observée dans le trajectographe correspondra à une particule rétro-diffusée de la cascade : l’évènement ne sera alors pas ignoré. Ainsi, l’innovation dans la conception du système d’anti-coïncidence du LAT résidant dans la segmentation du détecteur en tuiles permet d’éviter le self-veto dû au phénomène de rétro-diffusion, ou *backsplash*, qui fut notamment la cause de la faible sensibilité de la mission EGRET au dessus de 10 GeV.

VI.1.4 Principe de détection général du LAT

Le principe de détection du LAT peut être résumé de la manière suivante :

- une particule traverse le système d’anti-coïncidence : s’il est reconnu comme photon (par analyse combinée entre les détecteurs), l’enregistrement des données sera déclenché, tandis qu’un rayon cosmique sera sanctionné d’un veto ;
- le photon se convertit par interaction avec les plans de Tungstène constituant le trajectographe. Les paires électrons/positrons produites par matérialisation sont ensuite repérées dans l’espace par les plans de silicium orientés selon les directions x et y et empilés selon la direction z . Ainsi, les trajectoires des leptons fils et, par extension celle du photon incident, sont reconstruites ;
- une cascade électromagnétique est produite dans le calorimètre. Les particules déposent de

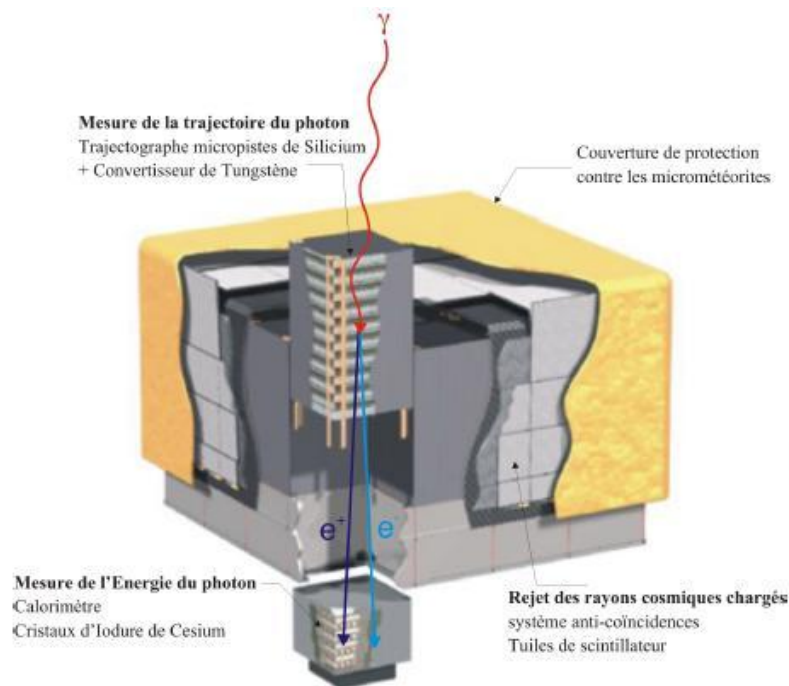


FIG. VI.4 – Principe de détection du Large Area Telescope (LAT). Cette figure est adaptée de la référence Atwood et al. (2009).

l'énergie dans les cristaux d'iodure de Césium, dont la quantité est estimée par mesure dans les photodiodes de la scintillation générée dans le cristal. L'agencement des couches successives selon les directions x et y permet de plus une estimation, mais plus grossière qu'avec le trajectographe, de la direction des particules. Grâce à des algorithmes de reconstruction, la direction mais surtout l'énergie du photon ayant déclenché la totalité de la cascade électromagnétique, sont estimées.

La figure VI.4 illustre les principes de propagation et de détection des particules dans l'instrument LAT à bord du satellite Fermi Gamma-ray Space Telescope. De plus amples détails sur la structure de l'instrument peuvent être trouvés en référence Atwood et al. (2009).

VI.1.5 Rejet du bruit de fond et classification des photons

Le bruit de fond pour l'instrument LAT est en fait essentiellement constitué par les rayons cosmiques, c'est-à-dire des particules chargées. Les connaissances relatives à ces sources de bruit ont été dérivées des différentes expériences antérieures à la mission Fermi telles que BESS et AMS.

Le rejet du bruit de fond s'effectue en plusieurs étapes. Les systèmes d'électronique embarquée du LAT permettent une première sélection des événements. En effet, l'utilisation d'un filtre à bord utilisant des algorithmes s'appuyant sur notre connaissance du bruit de fond permet de rejeter les événements présentant des similarités avec les rayons cosmiques. Ainsi, après reconstruction des directions et énergies des événements enregistrés, les particules devront donc satisfaire un certain nombre de conditions pour être identifiées comme appartenant à une cascade électromagnétique déclenchée

par un photon γ traversant le détecteur et n'être pas rejetées :

- les tuiles du système d'anti-coïncidence ayant été touchées et étant dans le prolongement des traces identifiées comme étant celles d'électrons ou positrons marquent le début d'un événement "particule chargée". Un photon γ incident dans le LAT correspondra ainsi plutôt à une trace dans le trajectographe sans détection coïncidente par l'ACD ;
- les événements dont le vertex origine montre seulement 2 traces sortantes sont enregistrés en tant qu'événements liés à un photon γ : les deux traces correspondent à l'émission d'une paire électron/positron, issus d'un même vertex ;

Le réseau de filtres mis en place permet ainsi principalement de reconnaître les cascades liées à des particules chargées des cascades générées par les photons γ constituant notre signal. Ceci autorise un transfert de données par paquets vers le sol en quantité réduite (taux de ~ 300 Hz) par rapport au nombre d'événements réellement vus par le détecteur.

Les données transmises au sol sont ensuite soumises à des algorithmes de rejet plus efficaces, basés sur le principe d'un arbre de classification testé sur des simulations, de manière à réduire de nouveau la quantité d'événements liés au fond sans sacrifier les photons γ . La gerbe produite par chaque événement est reconstruite : ses caractéristiques (profils longitudinal, latéral, position du centroïde, etc.) permettront de discriminer entre une gerbe électromagnétique, due à un photon et une gerbe hadronique, liée à un rayon cosmique incident sur le LAT.

Les événements identifiés comme bruit de fond peuvent être répartis en deux classes :

- le bruit de fond réductible : les événements ainsi labellés pourraient en théorie être distingués d'un photon, mais peuvent potentiellement passer à travers des filtres énoncés précédemment et subsister parmi l'échantillon de photons γ ;
- le bruit de fond irréductible : il correspond au cas d'une particule donnant naissance à un photon juste avant l'ACD ou dans le 1^{er} mm (vers l'extérieur) de la tuile, tel qu'un positron interagissant avec les électrons du détecteur et s'annihilant en deux photons ou encore des leptons produisant des photons par bremsstrahlung.

Dans le second cas, l'événement ne peut pas être distingué d'un photon provenant d'une source astrophysique. Ces événements représentent ~ 60 % du bruit de fond total et ne peuvent pas être supprimés de manière aussi efficace que le bruit de fond réductible.

Les photons d'albédo représentent une source intense de rayons γ . Pour s'en affranchir, des coupures peuvent être réalisées sur le champ de vue considéré pour les analyses de manière à éviter les zones "proches" de l'atmosphère terrestre.

L'efficacité du rejet de bruit de fond global, c'est-à-dire par l'utilisation successive de filtres à bord puis d'arbres de classification d'événements, est de l'ordre de 99.9999 %, répondant ainsi au cahier des charges requérant un taux de bruit de fond résiduel inférieur à 10 % du taux de photons γ du signal.

Par ailleurs, les algorithmes de reconnaissance des événements permettent d'organiser les événements non rejetés en trois classes :

- la classe *transient* constitue la classe la plus contaminée par le bruit de fond (taux d'environ 2 Hz). Elle est néanmoins caractérisée par une surface efficace plus importante que les deux classes suivantes, surtout à basse énergie, ce qui en fait un échantillon de données utilisables pour les analyses requérant une forte statistique. Toutefois, étant donné la proportion de bruit de fond, l'utilisation de cette classe est vivement déconseillée pour toute analyse spectrale et/ou morphologique ;
- la classe *source*, intermédiaire, est caractérisée par un taux d'événements liés au bruit de fond

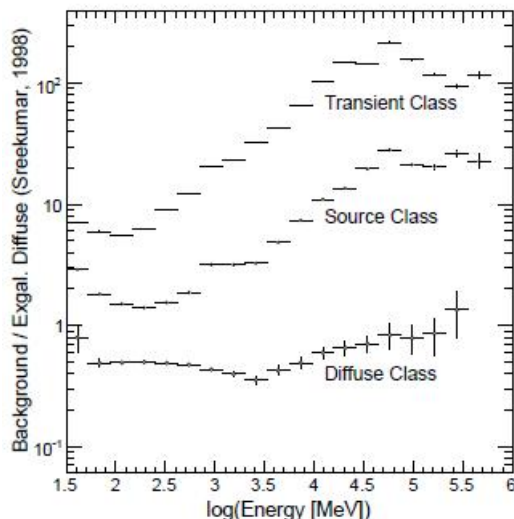


FIG. VI.5 – Taux d'évènements en fonction de l'énergie selon la classe de photons (*transient*, *source* et *diffuse*). Cette figure est extraite de la référence Atwood et al. (2009).

- de 0.4 Hz, comparable au fond diffus extragalactique observé par l'expérience EGRET ;
- la classe *diffuse* est caractérisée par le meilleur rejet de bruit de fond (taux de l'ordre de 0.1 Hz). L'utilisation de cette classe est particulièrement souhaitable pour l'analyse spectrale et morphologique des sources astrophysiques. Le bruit résiduel n'est ici quasiment constitué que de fond irréductible.

L'évolution en fonction de l'énergie du taux d'évènements de bruit de fond par rapport au fond diffus extragalactique tel qu'observé par EGRET est représentée en figure VI.5 pour chacune des trois classes présentées ci-dessus.

VI.2 Performances

Les performances générales de l'instrument LAT embarqué à bord de Fermi sont résumées dans la table VI.1 et sont extraites de la référence Atwood et al. (2009). Elles peuvent être comparées à celles de l'expérience antérieure CGRO-EGRET ainsi que la mission parallèle AGILE-GRID, dans la table III.1.

Une des innovations du LAT provient de ses dimensions. De par le rapport hauteur/largeur du trajectographe égal à 0.4, le LAT est caractérisé par un très grand champ de vue, 2.4 sr, permettant d'observer 1/5 du ciel à tout instant. D'une masse de l'ordre de 2800 kg, ses dimensions lui octroient de plus une surface efficace d'environ 8000 cm², c'est-à-dire une surface de collection et, par extension, une sensibilité bien plus grandes que celles caractérisant les missions précédentes. Les performances du LAT sont décrites en détail au cours des paragraphes suivants.

En outre, les détecteurs composant le LAT n'utilisent pas de consommables se dégradant rapidement au cours du temps, comme ce fut le cas pour le gaz des chambres à étincelles d'EGRET,

Fermi Large Area Telescope	
Bande en énergie	20 MeV – >300 GeV
Résolution en énergie	10 %
Surface efficace (cm ²)	~ 8000
(domaine en énergie correspondant)	(> 1 GeV)
Résolution angulaire à 100 MeV (°)	3.5
Résolution angulaire à 1 GeV (°)	0.6
Résolution angulaire à 10 GeV (°)	< 0.15
Détermination de la position de la source (')	0.5
Champ de vue (sr)	2.4
Temps mort (μ s)	27
Précision temporelle (μ s)	<1
Sensibilité (cm ⁻² s ⁻¹) pour E>100 MeV	4×10^{-9}
Altitude de l'orbite (km)	565
Inclinaison de l'orbite (°)	25.6
Masse (kg)	2790
Épaisseur (X ₀)*	10.1

TAB. VI.1 – Performances du Fermi Large Area Telescope (Atwood et al. 2009).

ne constituant donc pas une limite temporelle à la mission Fermi. Enfin, l'utilisation de détecteurs silicium permet de réduire considérablement le temps mort (27 μ s contre 110 ms pour EGRET).

VI.2.1 Les fonctions de réponses de l'instrument

Les fonctions de réponse de l'instrument (IRF pour l'anglais Instrument Response Function) caractérisent les principales données relatives à l'instrument LAT et dont dépend la reconstruction des évènements. Elles dépendent de la classe (*transient*, *source*, *diffuse*) considérée ainsi que de l'algorithme de sélection utilisé. Dans le cas présent, la collaboration Fermi utilise la fonction de réponse désormais publique "P6_V3", améliorée par rapport à la version employée juste après lancement. De manière générale, les fonctions de réponse du LAT sont obtenues à la suite de simulations considérant tous les cas possibles (énergie, incidence, lieu de conversion, etc.). Plus d'informations à ce sujet peuvent être trouvées en référence Fonctions de réponse du Fermi-LAT (2009).

La fonction de réponse peut être subdivisée en trois fonctions principales :

- la surface efficace, représentant la surface de collection "utile" de l'instrument (inférieure à la surface réelle du détecteur) ;
- la résolution angulaire (PSF pour l'anglais Point Spread Function), caractérisant la précision avec laquelle la direction du photon incident est estimée ;
- la résolution en énergie, définissant la précision avec laquelle l'énergie du photon incident est déterminée.

Ces quantités dépendent de l'historique de la gerbe produite par le rayon γ à l'intérieur de l'instrument (lieu de conversion, nombre de particules générées, etc.). Elles varient notamment selon l'énergie du photon et de l'angle d'incidence sur le LAT. Les courbes de variations caractéristiques de ces trois fonctions sont représentées dans les figures VI.6(a), VI.6(b), VI.6(c). Dans chacune de ces figures, le graphe à gauche concerne la variation de la fonction avec l'énergie dans le cas d'une incidence normale, tandis que le graphe de droite représente la variation de la fonction en fonction de l'angle

d'incidence pour un photon d'énergie 10 GeV. Notons que les performances obtenues pour des photons se matérialisant dans les parties supérieures (*front*) et inférieure (*back*) du trajectographe sont différenciées en rouge et bleu respectivement.

Une attention toute particulière a été portée à l'étude de la surface efficace, dont la connaissance est primordiale pour l'estimation du spectre (en termes de flux et d'indice spectral) des sources avec le LAT. Les incertitudes sur cette quantité sont sources d'erreurs systématiques se reportant sur le spectre des sources, comme il sera expliqué plus en détail au cours du chapitre VIII traitant des différentes causes de systématiques étudiées au cours de ma thèse.

De manière similaire, la connaissance de la PSF est essentielle, notamment en ce qui concerne l'évaluation de l'extension des sources de rayonnement γ telles que les nébuleuses de pulsars ou les vestiges de supernovae. La méthode utilisée pour réaliser l'étude morphologique de sources en rayons γ sera détaillée au cours du chapitre VII.

VI.2.2 Sensibilité et localisation

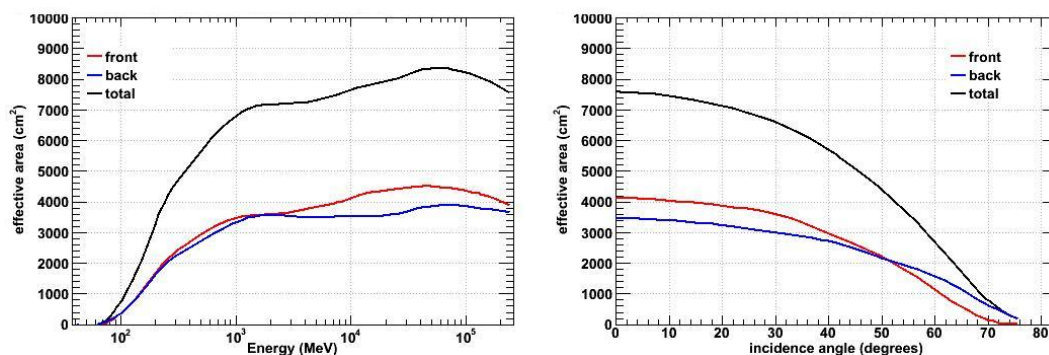
La sensibilité de l'instrument caractérise le flux minimal d'une source ponctuelle pouvant être détectée par le LAT avec une significativité égale à 5σ , valeur adoptée par convention. Cette information dépend de plusieurs paramètres : flux, indice spectral de la source, intervalle en énergie considéré, etc. En particulier, la position dans le ciel est déterminante pour évaluer la sensibilité du LAT à une source, dans la mesure où l'émission diffuse n'est pas répartie isotropiquement. Ainsi, dans les régions situées près du plan galactique, les sources seront moins facilement détectables que les sources de même flux localisées dans une région à haute latitude galactique caractérisée par une quantité d'émission diffuse plus isotrope et bien moins importante.

La figure VI.7 (*gauche*) représente la variation en fonction de l'énergie de la sensibilité en un an du LAT (en terme de flux intégral au dessus de 100 MeV) à une source d'indice 2.0 localisée dans trois régions caractérisées par un niveau de bruit de fond comparable à l'émission diffuse extragalactique (bleu) ainsi que 10 fois (vert) et 100 fois (rouge, cas du centre galactique) supérieure à celle-ci.

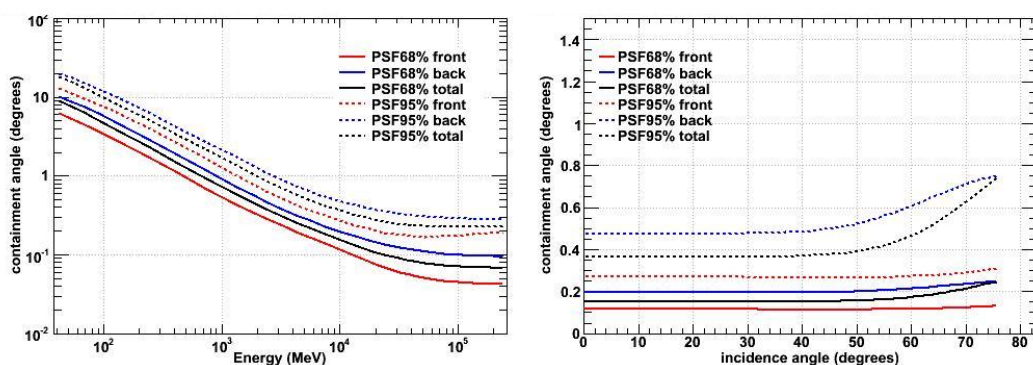
La précision de localisation d'une source dans le ciel dépend également de son flux, de son indice spectral et de l'intervalle en énergie considéré, de même que de la quantité de bruit de fond à cette position. La courbe représentant la variation en fonction de l'indice spectral de la précision obtenue sur la position d'une source de flux au dessus de 100 MeV de $10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en un an est illustrée en figure VI.7 (*droite*).

Ainsi, pour un même flux, une source de spectre "dur" (indice spectral de l'ordre de 1.3 à 2.) sera caractérisée par une quantité plus importante de photons à haute énergie qu'une source présentant un spectre "mou" (indice spectral de l'ordre de 2. à 3.). L'émission diffuse étant principalement dominante à basse énergie (en dessous du GeV), une source caractérisée par un spectre dur sera ainsi plus aisément détectée et localisée avec plus de précision qu'une source présentant un spectre mou.

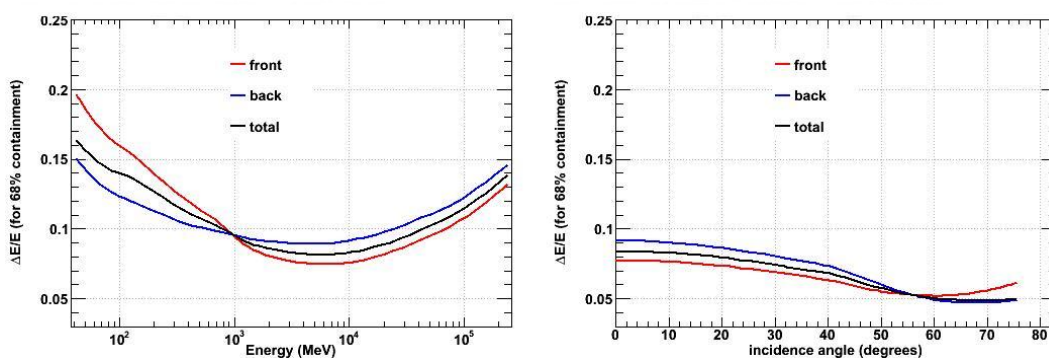
Rappelons également que l'intervalle en temps considéré influe énormément sur la sensibilité et la localisation des sources. En effet, la sensibilité et la localisation présentant une dépendance en $1/\sqrt{t}$, plus la période d'observations t est grande, plus la statistique de photons est grande, et plus l'instrument sera apte à détecter les sources les plus faibles et à les localiser plus précisément.



(A) Evolution de la surface efficace.



(B) Evolution de la résolution angulaire.



(C) Evolution de la résolution en énergie.

FIG. VI.6 – Evolution des fonctions de réponses. *Gauche* : Evolution en fonction de l'énergie pour les événements de la classe *diffuse* dans le cas d'une incidence normale. *Droite* : Evolution en fonction de l'angle d'incidence du photon pour les événements de la classe *diffuse* d'énergie 10 GeV. Ces figures sont extraites de la référence Performances du Fermi-LAT (2009).

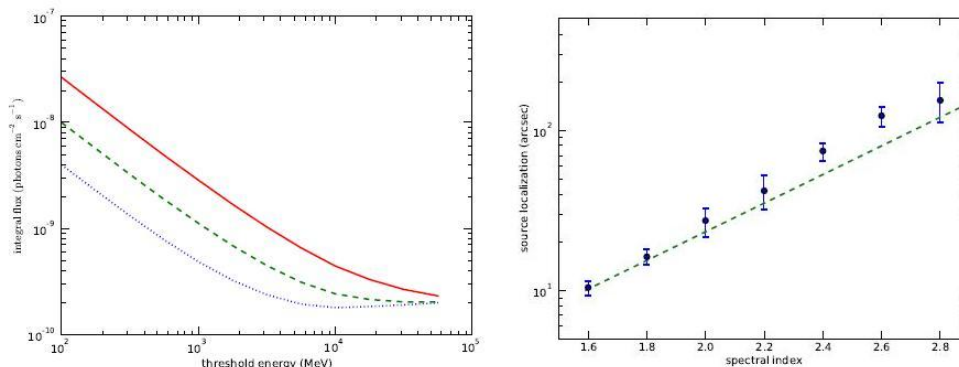


FIG. VI.7 – *Gauche* : Evolution en fonction de l'énergie de la sensibilité du LAT pour une source d'indice spectral 2.0 observée pendant un an. *Droite* : Evolution en fonction de l'indice spectral de la localisation (à 68 % de confiance) d'une source caractérisée par un flux au dessus de 100 MeV égal à 10^{-7} cm⁻² s⁻¹ et observée pendant un an par le LAT. Ces figures sont extraites de la référence Atwood et al. (2009).

VI.2.3 La précision de datation

La précision de datation des événements détectés par le LAT est essentielle pour l'étude de sources astrophysiques montrant une variabilité, telles que les sursauts gamma, ou une périodicité dans l'émission, telles que les pulsars. Une attention toute particulière a donc été portée sur les instruments permettant de mesurer les temps avec une précision satisfaisante.

A bord du satellite Fermi, les temps d'arrivée des événements sont mesurés à l'aide d'un système de GPS (pour l'anglais Global Positioning System), permettant une précision meilleure que la micro-seconde, soit des milliers de fois inférieure à la période de rotation des pulsars milliseconde les plus rapides.

De plus amples détails quant à la description des instruments et de leurs performances sont disponibles en références Atwood et al. (2009) et Abdo et al., 2009 (Calibration en orbite).

PARTIE III

ANALYSES DE DONNÉES AVEC LE FERMI-LARGE AREA TELESCOPE

Analyses de données Fermi-LAT

Sommaire

VII.1	Données destinées à l'analyse de haut niveau	87
VII.1.1	Format des données	87
VII.1.2	Préparation des données	88
VII.2	Analyse temporelle des pulsars	90
VII.2.1	Obtention d'éphémérides	90
VII.2.2	Analyse et résultats	92
VII.3	Pré-requis à l'analyse morphologique et/ou spectrale	93
VII.3.1	Modèles d'émission diffuse	93
VII.3.2	Modèles spatiaux de sources	94
VII.3.3	Modèles spectraux de sources	94
VII.3.4	Positions et spectres des sources avoisinantes	96
VII.4	Analyse morphologique des sources	96
VII.4.1	Analyse avec l'outil <i>Sourcelike</i>	96
VII.4.2	Analyse avec l'outil <i>gtlike</i>	98
VII.5	Analyse spectrale des sources	99
VII.5.1	Analyse avec l'outil <i>Sourcelike</i>	100
VII.5.2	Analyse avec l'outil <i>gtlike</i>	100

Ce chapitre présente les différentes méthodes d'analyse temporelle (section VII.2), morphologique (section VII.4) et spectrale (section VII.5) des données obtenues par le LAT et mises en oeuvre lors de l'étude des pulsars et de leurs nébuleuses en rayons γ . En guise de préambule, la première section décrit les modalités de sélection de données préliminaire à ces analyses.

VII.1 Données destinées à l'analyse de haut niveau

VII.1.1 Format des données

Les données utilisées pour l'analyse dite "de haut niveau" et issues des observations effectuées par le LAT depuis le 11 août 2008, date du début officiel de la mission, sont désormais mises à la disposition du public¹ et peuvent être téléchargées sous la forme de deux fichiers en format FITS (pour l'anglais Flexible Image Transport System) :

- un fichier de type *FTI* contenant les informations relatives à chaque évènement détecté par le LAT : énergie, temps d'arrivée, direction d'arrivée, etc.

¹Ces données sont disponibles sur le site : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/>.

- un fichier de type *FT2* contenant les informations propres au satellite : position, orientation, etc. à un instant donné.

Les différentes analyses des données recueillies par le LAT requièrent l'utilisation de ces deux types de fichiers, comme il sera expliqué au cours des paragraphes suivants. Les outils d'analyse développés par et pour la collaboration Fermi² et comportant le préfixe *gt...* sont en partie adaptés des outils utilisés pour l'analyse des données issues des satellites financés par la NASA et dédiés à l'étude du ciel en rayons X³.

VII.1.2 Préparation des données

Première étape : sélection des données (*gtselect*)

Parmi les codes d'analyse développés par la collaboration Fermi, l'outil *gtselect* permet d'effectuer une première sélection des données sur les critères suivants :

- la classe d'évènements : les évènements détectés par le LAT et reconstruits peuvent être organisés en trois classes explicitées en section VI.1.5. Par opposition à la classe *transient* (la plus contaminée par le bruit de fond), les classes *source* et *diffuse* sont particulièrement indiquées pour l'étude spectrale et morphologique des sources. Par convention, la classe *diffuse*, présentant le meilleur rejet de fond et constituant à ce titre la classe d'évènements la plus pure, est le plus souvent utilisée pour les analyses ;
- la région d'intérêt : ne désirant généralement étudier qu'une petite fraction du ciel, les photons sont sélectionnés selon une coupure angulaire autour d'une position de référence, usuellement celle de la source d'intérêt⁴.
- l'intervalle en énergie : afin de ne pas être affectées par les incertitudes existant sur les fonctions de réponse à basse énergie, notamment en ce qui concerne la surface efficace du détecteur, les analyses de données LAT sont en grande majorité réalisées sur des évènements d'énergie reconstruite supérieure à 100 MeV, à l'exception des études temporelles de pulsars pouvant inclure des évènements de l'intervalle 30 – 100 MeV, comme ce fut le cas lors de l'analyse du pulsar PSR B1509-58 qui sera présentée au cours du chapitre XII ;
- l'intervalle en temps : les résultats publiés par la collaboration Fermi-LAT sont obtenus à partir d'évènements observés depuis le début officiel de la mission, i.e. le 11 août 2008. En effet, la phase L&EO étant une phase de test, elle n'est généralement pas incluse dans les analyses. Une sélection de la période d'observations désirée peut être effectuée, particulièrement utile notamment dans l'étude de variabilité des sources, ou encore d'évènements brefs et transitoires ;
- la qualité des évènements : une coupure supplémentaire permet de différencier les photons selon qu'ils se convertissent dans la partie supérieure (*front*) ou inférieure (*back*) du trajectographe. Cette différenciation peut être souhaitable lors d'analyses requérant une précision particulière

²L'utilisation de ces outils (désignés couramment sous le nom de *Science Tools*) est documentée sur le site : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/overview.html>.

³De plus amples informations à ce sujet sont disponibles sur le site : <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software.html>.

⁴Soient ra_{src} et dec_{src} l'ascension droite et la déclinaison respectivement, caractérisant la position exprimée en coordonnées équatoriales de la source étudiée, il est d'usage de considérer une région circulaire de rayon angulaire R autour de cette source, contenant les évènements provenant des directions (ra, dec) satisfaisant :

$$R > \arccos(\cos(\pi/2 - dec) \times \cos(\pi/2 - dec_{src}) + \sin(\pi/2 - dec) \times \sin(\pi/2 - dec_{src}) \times \cos(ra - ra_{src}))$$

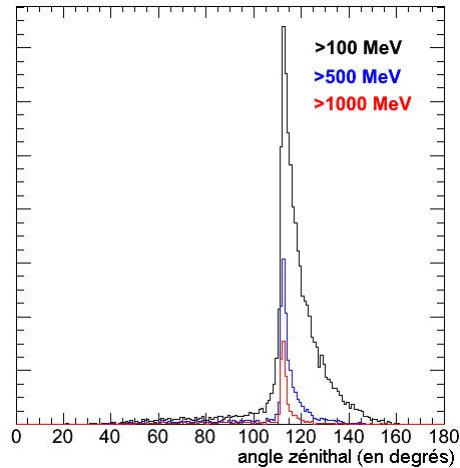


FIG. VII.1 – Evolution du taux de photons d'albédo γ (unités arbitraires) en fonction de l'angle zénithal. Différentes coupures en énergies ont été appliquées et sont illustrées par le code de couleurs.

sur la reconstruction des directions d'arrivée. En effet, la conversion dans la partie inférieure du trajectographe étant réalisée sur des couches épaisses de tungstène, comme expliqué dans le chapitre précédent, la précision angulaire n'est pas aussi satisfaisante que pour un événement appartenant à la classe *front* ;

- l'angle zénithal : l'outil *gtselect* permet d'éliminer les événements photons d'albédo γ , dont il est fait mention au cours du chapitre IV. En effet, la quantité de photons d'albédo γ devenant importante pour des valeurs d'angle zénithal supérieures à 110° , comme illustré en figure VII.1, une coupure sur la valeur maximale d'angle zénithal, fixée par convention à 105° , constitue l'unique méthode permettant le rejet efficace de cette source de bruit de fond. Cette coupure doit être réalisée de manière similaire à l'aide de l'outil *gtmktime*. De plus amples détails seront donnés à ce sujet au cours de la section suivante. Les événements d'albédo γ ne pouvant pas être distingués des rayons γ provenant des sources astrophysiques par les méthodes de rejet de fond explicitées en section VI.1.5, l'utilisation cohérente des outils *gtselect* et *gtmktime* constitue la seule méthode efficace de rejet de ces événements.

La sélection de données selon les critères énoncés ci-dessus peut être effectuée grâce à l'outil *gtselect* appliqué sur le fichier *FTI* uniquement.

Seconde étape : exclusion d'intervalles en temps et de photons d'albédo γ (*gtmktime*)

Après avoir appliqué l'outil *gtselect*, la seconde étape de préparation des données est effectuée avec l'outil *gtmktime*. Celui-ci permet de réaliser des coupures supplémentaires sur :

- les intervalles de temps. Au regard des informations contenues dans le fichier *FT2*, les intervalles de temps GTI (pour l'anglais Good Time Interval) sont créés, modifiés ou supprimés dans le fichier de données *FTI*. Ainsi, seules les données valides, i.e. correspondant aux intervalles en temps GTI seront conservées pour les différentes analyses. En particulier, l'application de

l’outil *gtmtime* permet d’éliminer du fichier de type *FTI* les temps correspondant au passage du satellite dans la zone Anomalie Atlantique Sud (SAA pour l’anglais South Atlantic Anomaly). Dans cette partie du ciel située au dessus de l’Amérique du Sud et du sud de l’Océan Atlantique, le satellite est soumis à un flux de particules chargées considérablement accru par rapport au flux ”moyen” observé pendant le reste de l’orbite. Ce flux important est dû à la partie la plus proche de la Terre de la ceinture de Van Allen, caractérisée par un faible champ magnétique. Afin de ne pas endommager les détecteurs, ceux-ci sont systématiquement éteints lors de la traversée de cette zone. Les temps correspondant doivent alors être supprimés des fichiers de données afin de permettre un calcul correct de l’exposition, nécessaire par exemple à l’analyse spectrale des sources astrophysiques ;

- les évènements et temps figurant dans le fichier de type *FTI* selon la configuration spatiale du satellite décrite dans le fichier *FT2*. En particulier, une coupure sur l’angle zénithal doit être réalisée en accord avec la sélection auparavant réalisée à l’aide de l’outil *gtselect* pour permettre le rejet des évènements d’albédo γ . Par convention, les temps associés à une configuration spatiale correspondant à des angles zenithaux supérieurs à 105° sont éliminés du fichier *FTI*.

Les données ayant été ainsi préparées peuvent ensuite être utilisées dans le cadre d’analyses temporelles, morphologiques et spectrales, présentées au cours des sections suivantes.

VII.2 Analyse temporelle des pulsars

L’analyse temporelle des pulsars consiste à mettre en évidence la périodicité de leur émission à travers les données à haute énergie obtenues avec le Fermi-LAT.

Les pulsars sont des étoiles à neutrons tournant sur elles-mêmes. Les modèles théoriques présumant que l’émission de photons dans leur magnétosphère est réalisée à l’intérieur d’un faisceau collimaté. De ce fait, les photons γ émis à leur niveau peuvent être observés de manière régulière depuis la Terre, si celle-ci est située dans la région du ciel balayée périodiquement par le faisceau de photons. La périodicité observée est liée à la période de rotation de l’objet sur lui-même, i.e. de l’ordre de quelques millisecondes à quelques dizaines de secondes. Si une telle observation est réalisée, l’objet pourra alors être identifié comme une source d’émission pulsée détectable au moins en rayons γ .

Le cadre de l’étude temporelle des pulsars avec le Fermi-LAT concerne non seulement les pulsars déjà connus car détectés à d’autres longueurs d’onde, tels que les pulsars du Crabe et de Vela, mais aussi de nouveaux pulsars, détectables en rayons γ de haute énergie par des méthodes dites de recherche de périodicité ”à l’aveugle”.

VII.2.1 Obtention d’éphémérides

La mise en évidence d’émission pulsée provenant d’une étoile à neutrons requiert l’emploi d’un jeu de données, appelé éphéméride. Celle-ci contient des informations spécifiques à la source telles que sa position, sa période de rotation et ses dérivées ainsi que des paramètres supplémentaires en cas de ”glitch”⁵ se produisant pendant la période d’observations. Ce jeu de données, indispensable

⁵Les glitches sont des perturbations promptes des paramètres rotationnels du pulsar (période ou fréquence de rotation), vraisemblablement dus à une modification de la structure de l’étoile à neutrons.

à toute analyse temporelle, peut être obtenu par deux méthodes : la première est essentiellement observationnelle tandis que la seconde est basée sur des algorithmes de recherche de périodicité dans l'émission de photons γ . Ces méthodes sont explicitées dans les paragraphes suivants.

Campagne de suivi des pulsars

La mission antérieure CGRO-EGRET a permis la détection de 6 pulsars émettant à haute énergie (Nolan et al. 1996), dont le point commun est une valeur élevée de leur ralentissement \dot{E} . De plus amples détails sur les pulsars détectés à haute énergie seront présentés au cours du chapitre X.

Sur la base de ces observations, les pulsars détectés dans les différentes longueurs d'ondes ont été classés selon leurs ralentissements. Les 220 pulsars présentant les valeurs les plus importantes ($\dot{E} > 10^{34}$ erg s $^{-1}$) ont été sélectionnés comme candidats à la détection dans la gamme d'énergie couverte par le LAT. A cette liste s'ajoutent ~ 550 pulsars non prioritaires dont les éphémérides nous sont également fournies.

Etant détectés dans d'autres intervalles du spectre électromagnétique, pour la plupart dans le domaine radio, ces pulsars sont désormais observés régulièrement par les radio télescopes tels que Parkes (Australie), Jodrell Bank (Royaume-Uni), Arecibo (Porto Rico), Green Bank (Etats-Unis) et Nançay (France) ainsi que le satellite RXTE dédié à l'étude du rayonnement X, dans le cadre de la campagne de suivi des pulsars (Smith et al. 2008). Une observation régulière et simultanée de chacun de ces pulsars pendant la mission Fermi permet de générer une éphéméride valide sur la période d'observations pouvant être utilisée lors de l'analyse temporelle de la source désirée en rayons γ .

De telles observations contemporaines à la mission Fermi sont essentielles pour atteindre une précision optimale des éphémérides, en particulier pour les pulsars jeunes, pouvant présenter des glitches ou du *timing noise*. En effet, la connaissance des glitches permet de générer une seule éphéméride valide sur la période d'observation et tenant compte des paramètres de rotation avant et après. Le terme anglais *timing noise* désigne les variations aléatoires que peuvent présenter les paramètres de rotation du pulsar (fréquence, dérivées, etc.), caractérisées par une pseudo-périodicité de l'ordre de quelques jours à quelques années. Ces variations doivent également être prises en compte lors de la génération des solutions temporelles, sous peine d'en affecter la précision.

Méthodes de recherche de périodicité "à l'aveugle"

Une méthode alternative, intitulée méthode de recherche de périodicité "à l'aveugle"⁶ a été mise en place et permet de mettre en évidence la périodicité de l'émission provenant d'une source dont les pulsations n'ont été détectées ni dans le domaine radio ni en rayons X. Cette source peut alors être identifiée comme un pulsar.

Cette méthode est basée sur le principe de recherche de fréquences caractérisant la périodicité de l'émission par transformées de Fourier (FFT pour l'anglais Fast Fourier Transform). L'application des FFT non pas sur les temps d'arrivée des photons mais sur les différences de temps, rend l'analyse plus rapide et plus sensible aux pulsars les moins émissifs. Dans le cas d'une source dont l'émission périodique est détectée significativement, les paramètres rotationnels et la position du pulsar sont estimés avec précision par une recherche des paramètres optimaux qui, associés, maximisent la valeur de vraisemblance. L'éphéméride du pulsar nouvellement détecté est ainsi obtenue. De plus amples

⁶L'expression "à l'aveugle" met en évidence le fait que les paramètres de rotation de ces sources sont inconnus avant analyse.

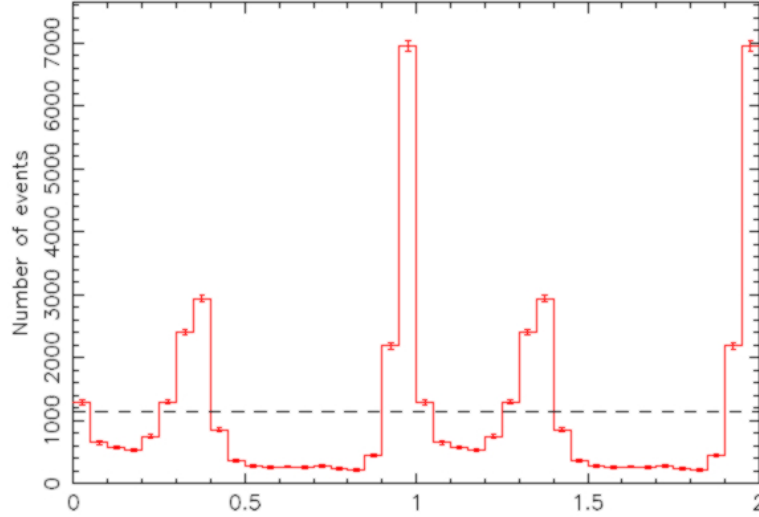


FIG. VII.2 – Courbe de lumière du pulsar du Crabe obtenue avec 16 mois de données après sélection des photons d'énergie supérieure à 100 MeV dans une région de 1° autour de la position du pulsar. Deux rotations sont représentées.

détails concernant à cette méthode peuvent être trouvés dans les références Atwood et al. (2006) et Ziegler et al. (2008).

Cette méthode, mise en place par la collaboration Fermi-LAT, a permis la détection de nouveaux pulsars n'émettant pas, ou très faiblement, dans le domaine radio (Abdo et al., 2009 Pulsars découverts à l'aveugle).

VII.2.2 Analyse et résultats

Avant d'effectuer une analyse temporelle, il est primordial de réaliser une barycentrisation, i.e. de calculer les temps d'arrivée des photons dans le barycentre du système solaire, ceux-ci étant conventionnellement exprimés dans le référentiel de la Terre. Cette conversion de temps est effectuée grâce à l'outil *gtbary*.

Ensuite, les outils d'analyse tels que *gtpphase*, développé par la collaboration Fermi, et TEMPO2, à l'origine utilisé par les radio-astronomes (Hobbs et al. 2006), peuvent être utilisés pour assigner à chaque photon une phase. Celle-ci correspond à la fraction de rotation du pulsar à laquelle le photon a été émis. A partir d'une référence de phase Φ_0 prise à l'instant T_0 et des informations relatives à la fréquence de rotation f_0 et de ses dérivées successives \dot{f}_0 , \ddot{f}_0 , etc., évaluées au même instant, la valeur de la phase à l'instant T peut être calculée par un développement en série de Taylor :

$$\Phi(T) = \Phi_0 + f_0 \times (T - T_0) + \dot{f}_0 \times \frac{(T - T_0)^2}{2} + \ddot{f}_0 \times \frac{(T - T_0)^3}{6} + \dots \quad (\text{VII.1})$$

Le graphe représentant le nombre de photons détectés en fonction de leur phase, calculée par la formule précédente est appelé courbe de lumière (ou phasogramme) du pulsar. La figure VII.2 présente le résultat obtenu en 16 mois pour le pulsar du Crabe. Par convention, deux rotations du pulsar, correspondant à un intervalle de phase de 0 à 2, sont illustrées.

L'analyse temporelle est primordiale dans la stratégie d'étude des nébuleuses de pulsars avec le satellite Fermi, comme il le sera explicité sur l'exemple de la région du Crabe au cours du chapitre XI. Elle est également utile lors de l'analyse spectrale résolue en phase du pulsar, réalisée également et pour la première fois sur les données Fermi pour le cas spécifique du pulsar du Crabe, extrêmement brillant dans la bande en énergie étudiée avec le LAT. Cette analyse a pour but de mieux contraindre les mécanismes d'émission dans la magnétosphère des pulsars, et de mettre en évidence l'existence de caustiques, sortes d'interférences constructives, responsables d'un spectre en émission différant dans les différents intervalles en phase de la courbe de lumière, notamment près des pics. Cette étude sera également présentée sur l'exemple du pulsar du Crabe au cours du chapitre XI.

VII.3 Pré-requis à l'analyse morphologique et/ou spectrale

Les analyses morphologiques et spectrales, décrites respectivement au cours des sections VII.4 et VII.5, constituent l'étude précise de la distribution spatiale et en énergie des photons émis dans la région d'intérêt et dans le domaine spectral couvert par le LAT. A ce titre, elles requièrent l'utilisation d'un certain nombre d'éléments présentés dans les paragraphes suivants et relatifs à la modélisation spatiale et spectrale des différentes sources contribuant à l'émission observée par le LAT.

VII.3.1 Modèles d'émission diffuse

Les sources étudiées pouvant être potentiellement étendues, faiblement émissives et/ou situées près du plan Galactique, le fond diffus galactique ainsi que l'émission extragalactique, isotrope, doivent être modélisés avec une grande précision pour que le signal puisse être extrait des données et attribué à la source. Dans le cadre des analyses morphologiques et spectrales des données LAT, l'émission des fonds diffus est modélisée par la somme d'une contribution présentant de fortes structures au niveau du plan Galactique et d'une contribution isotrope, attribuée à la composante extragalactique. Ces composantes sont représentées au moyen de deux fichiers⁷ correspondant à :

- l'émission galactique diffuse : modélisée par le fichier en format FITS intitulé *gll_iem_v02.fit*, cette description tient compte de l'évolution spectrale de l'émission galactique diffuse, illustrée en figure IV.10, ainsi que des variations spatiales, qui peuvent être observées en figure IV.9. Les résultats des sondages dédiés à l'étude des raies d'émission des éléments H I (hydrogène atomique), CO (monoxyde de carbone), H₂ (hydrogène moléculaire) ont permis de construire des cartes en distribution de gaz interstellaires correspondant à des anneaux concentriques dont le centre est confondu avec le centre galactique. En outre, la description détaillée de l'émission Compton inverse générée au niveau du plan galactique est également utile à l'élaboration du modèle de fond diffus, et est dérivée du code GALPROP (Strong et al. 2000). Les normalisations des différentes composantes du modèle d'émission galactique sont ensuite ajustées de manière à modéliser correctement les données obtenues par le LAT dans différentes bandes en énergie ;
- l'émission extragalactique diffuse : observée de manière isotrope d'un point de vue spatial, comme explicité en section IV.3.2, la forme spectrale (flux de photons en fonction de l'énergie)

⁷Ces fichiers, ainsi que leur description détaillée, peuvent être trouvés sur le site : <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>.

de cette composante est relativement proche d'une simple loi de puissance comme révélé récemment par la collaboration Fermi (Abdo et al., 2010 Emission Extragalactique Diffuse). Le spectre de l'émission extragalactique diffuse est décrit dans le fichier en format ASCII intitulé *isotropic_iem_v02.txt*.

VII.3.2 Modèles spatiaux de sources

Certaines sources astrophysiques émettant dans le domaine spectral du Fermi-LAT peuvent être observées comme étendues par rapport à la PSF de l'instrument. En particulier, à haute énergie, où la résolution angulaire est bien meilleure ($<0.15^\circ$ au dessus de 10 GeV), certaines sources telles que les nébuleuses de pulsars et vestiges de supernovae peuvent présenter une extension significative et faire l'objet d'études morphologiques.

Les sources étendues peuvent présenter des profils spatiaux plus ou moins complexes. Dans le cadre de la modélisation de leur morphologie, une hypothèse doit être émise quant à la distribution spatiale des photons. En plus du cas ponctuel, trois modèles spatiaux sont fréquemment utilisés : le disque uniforme, la distribution gaussienne et l'anneau, dont les fonctions de densité de probabilité sont représentées en figure VII.3. Au cours de l'analyse morphologique, ces formes simples seront convoluées de la PSF, produisant ainsi une "pseudo-PSF" dont on cherchera à tester l'accord avec les observations réalisées sur la source d'intérêt par l'ajustement éventuel de paramètres relatifs à la position du centroïde et de l'extension spatiale de la source.

Outre ces formes simples, il est également possible, dans le cas de l'outil *gtlike* de prendre pour modèle spatial une description correspondant à l'émission de la source vue dans un domaine spectral différent. Ce fut notamment le cas pour la nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52 : la densité de probabilité en test statistique (TS)⁸ correspondant à l'émission observée par le détecteur atmosphérique Tcherenkov H.E.S.S. a été utilisée, permettant de tester les corrélations spatiales entre la source vue à haute et très haute énergies (Abdo et al., 2010 MSH 15-52). De plus amples détails à ce propos seront présentés au cours du chapitre XII.

La prise en compte de l'extension de la source et de sa position exacte est essentielle, non seulement dans la stratégie d'identification des sources basée sur des arguments de coïncidence spatiale, mais également pour éviter une sous-estimation du flux de la source d'intérêt lors d'analyses spectrales.

VII.3.3 Modèles spectraux de sources

Les modèles spectraux décrivent la fonction modélisant la loi de variation avec l'énergie du nombre de photons par unité d'énergie, de surface et de temps $\frac{dN}{dE}$ (en $\text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) émis par la source. Cette modélisation fait l'objet de l'analyse spectrale telle que présentée en section VII.5.

Par ailleurs, dans le domaine de l'astronomie γ , le résultat de l'analyse spectrale est très souvent représenté sur une distribution spectrale en énergie (SED pour l'anglais Spectral Energy Distribution),

⁸Le TS est défini par :

$$TS = -2(\ln(Likelihood_{source}) - \ln(Likelihood_{nul})) \quad (\text{VII.2})$$

Le terme *Likelihood* réfère à la valeur de vraisemblance, calculée dans l'hypothèse de l'existence d'une source $Likelihood_{source}$ et dans l'hypothèse nulle, i.e. en l'absence de source, $Likelihood_{nul}$. La significativité de la source, qui s'exprime en terme de σ , peut être calculée en première approximation par : $TS^{1/2}$.

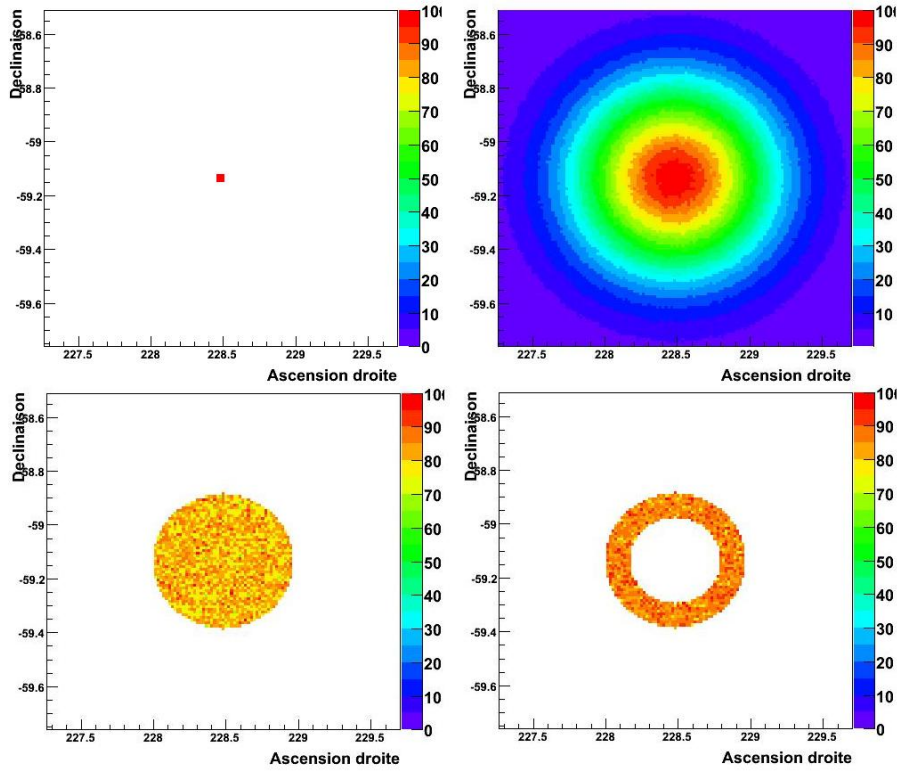


FIG. VII.3 – Fonctions de densité de probabilité des modèles spatiaux fréquemment utilisés et implémentés dans le code *Sourcelike* : la source ponctuelle (*en haut, à gauche*), la distribution gaussienne (paramètre de largeur : $\sigma = 0.15^\circ$; *en haut à droite*), le disque uniforme (rayon $r = 0.25^\circ$; *en bas à gauche*) et l’anneau (rayons extérieur $r_1 = 0.25^\circ$ et intérieur $r_2 = 0.16^\circ$; *en bas à droite*).

montrant l’évolution de la quantité $E^2 \frac{dN}{dE}$ en fonction de l’énergie E . Sur ce graphe, l’abscisse et l’ordonnée sont toutes deux représentées en échelle logarithmique, tel qu’illustré en figure VII.5.

Les modèles spectraux les plus couramment utilisés dans les études des données obtenues par Fermi sont :

- la loi de puissance, décrite par la formule :

$$\frac{dN}{dE} = N_o \left(\frac{E}{E_o} \right)^{-\Gamma} \quad (\text{VII.3})$$

où N_o et E_o sont le préfacteur et l’échelle de la fonction. La représentation de cette loi sur la SED (avec une double échelle logarithmique) est une droite de pente $-\Gamma + 2$.

- la loi de puissance cassée, d’expression :

$$\frac{dN}{dE} = N_o \begin{cases} \left(\frac{E}{E_b} \right)^{-\Gamma_1} & \text{si } E < E_b \\ \left(\frac{E}{E_b} \right)^{-\Gamma_2} & \text{si } E > E_b \end{cases} \quad (\text{VII.4})$$

- où E_b représente l'énergie de cassure. Sur une SED, cette fonction est représentée par deux segments de pente $-\Gamma_1 + 2$ et $-\Gamma_2 + 2$ se rejoignant pour la valeur $E = E_b$.
- la loi de puissance avec coupure exponentielle ($b = 1$) ou super-exponentielle ($b > 1$) :

$$\frac{dN}{dE} = N_o \left(\frac{E}{E_o} \right)^{-\Gamma} \exp \left(- \left(\frac{E}{E_c} \right)^b \right) \quad (\text{VII.5})$$

où E_c représente l'énergie de coupure de la distribution. Ce modèle spectral est particulièrement adapté pour décrire la distribution de photons rayonnés par les pulsars.

VII.3.4 Positions et spectres des sources avoisinantes

Dans le cadre d'analyses morphologiques et spectrales, les sources contenues dans la région du ciel sélectionnée (par la méthode explicitée en section VII.1.2), notamment les plus proches (distance angulaire à la source d'intérêt inférieure à $2 - 3^\circ$) doivent être correctement localisées afin de ne pas créer de biais dans l'ajustement des paramètres spatiaux et spectraux de la source d'intérêt. L'usage de l'outil *gtlike* requiert par ailleurs la connaissance de données précises quant aux spectres des sources environnantes.

Les informations requises relatives à la localisation et aux spectres de ces sources peuvent être extraites du catalogue de sources détectées significativement au dessus de 100 MeV, réalisé par la collaboration Fermi (Abdo et al., 2010 Catalogue de Sources Fermi).

VII.4 Analyse morphologique des sources

Rappelons que certaines sources astrophysiques émettant dans le domaine des rayons γ peuvent être observées comme étendues par rapport à la PSF de l'instrument LAT. La figure VI.6(b) (*gauche*) illustre le fait que la résolution angulaire du LAT s'améliore lorsque l'énergie des photons augmente. En particulier, au dessus de 1 GeV, la PSF est inférieure à 0.6° , impliquant le fait que dans cet intervalle en énergie, certaines sources telles que nébuleuses de pulsars et vestiges de supernova présentant une extension importante, peuvent être résolues spatialement.

L'étude spatiale des sources étendues (sous entendu, par rapport à la PSF de l'instrument LAT) dans le domaine des rayons γ nécessite une méthode d'analyse spécifique, permettant de déterminer la position du centroïde et l'extension de l'émission observée. Comme mentionné précédemment, la connaissance de ces paramètres est particulièrement utile pour ne pas introduire de biais lors de l'estimation du flux d'une source.

L'analyse morphologique peut être effectuée à l'aide de deux outils, *Sourcelike* et *gtlike*, explicités au cours des paragraphes suivants.

VII.4.1 Analyse avec l'outil *Sourcelike*

Adapté d'un code, *Pointlike*, dédié à l'étude de sources ponctuelles exclusivement, l'outil *Sourcelike*, développé par et pour la collaboration Fermi-LAT, a précisément pour but de déterminer la position du centroïde, ainsi que l'extension d'une source émettrice de rayons γ .

Les éléments requis pour l'analyse morphologique réalisée à l'aide de cet outil ont été introduits dans la section VII.3 et sont les suivants : une modélisation de l'émission diffuse et de la distribution

spatiale des sources voisines aussi fidèles que possible à la réalité. Pour cela, on utilise la représentation des fonds diffus mentionnée en section VII.3.1 et les données extraites du catalogue de sources Fermi-LAT détectées significativement (Abdo et al., 2010 Catalogue de Sources Fermi). Les modèles spatiaux de source implémentés dans le code *Sourcelike*, dédié à l'analyse morphologique et spectrale des sources, sont représentés en figure VII.3 : la source ponctuelle, la distribution gaussienne, le disque uniforme, et l'anneau. Tous présentent une symétrie sphérique pour des raisons de simplicité en termes de temps de calcul et de calcul analytique. Au cours de l'analyse, l'accord de la pseudo-PSF correspondant au modèle avec les observations réalisées sur la source d'intérêt sera testé, en ajustant les paramètres spatiaux tels que la position du centroïde et l'extension.

Principe

Le principe de cet outil repose sur l'ajustement de la valeur de vraisemblance (ou *Likelihood*), permettant de caractériser l'accord entre un modèle spatial et les données recueillies par l'instrument LAT. Les paramètres d'extension (un ou deux rayons selon le modèle spatial considéré), ainsi que la position du centroïde de la source sont ajustés simultanément.

Les valeurs de vraisemblance obtenues pour les différentes formes spatiales permettent d'évaluer la significativité de l'extension par rapport à une hypothèse de source ponctuelle. Ainsi, soient par exemple $Likelihood_{ponct}$ et $Likelihood_{disque}$ les valeurs de vraisemblance obtenues dans les hypothèses ponctuelles et de disque uniforme respectivement, la significativité de l'extension dans l'hypothèse du disque s'exprime :

$$S = (2 \times (\ln(Likelihood_{ponct}) - \ln(Likelihood_{disque})))^{1/2} \quad (\text{VII.6})$$

Dans certains cas, les valeurs de vraisemblance obtenues pour les différentes morphologies non ponctuelles peuvent favoriser une forme spatiale par rapport à une autre.

L'originalité de la méthode mise en oeuvre dans cet outil est la prise en compte de l'évolution de la PSF en fonction de l'énergie lors de la sélection des événements. En effet, comme l'illustre la figure VI.6(b), la valeur de la résolution angulaire s'échelonne sur 2 ordres de grandeurs pour une énergie du photon variant de 50 MeV à 100 GeV. Pour tenir compte de cet effet, les événements observés par le LAT sont ici traités différemment selon leur énergie. Dans une gamme d'énergie donnée, les photons sont classés selon leur appartenance à des subdivisions (ou bins) spatiales établies dans 2 directions (ascension droite et déclinaison, par exemple), dont la taille est directement adaptée à la PSF dans cette gamme d'énergie. Ainsi, la taille des subdivisions diminue lorsque l'énergie du photon augmente, imitant ainsi le comportement de la résolution angulaire sur le domaine spectral couvert par le LAT. Cette prise en compte de l'évolution de la PSF n'est pas effectuée lors de l'utilisation de l'outil standard *gtlike*.

L'analyse morphologique permise par l'outil *Sourcelike* est particulièrement utile pour l'identification des sources, notamment dans les régions du ciel assez peuplées, mais également en étude préliminaire de l'analyse spectrale.

Validation

Durant son développement, l'outil *Sourcelike* a été testé sur des données simulées, permettant de caractériser sa sensibilité aux sources sur les points suivants :

- le niveau d'émission diffuse : l'ajustement des paramètres spatiaux caractérisant les sources peut être affecté par la quantité de photons de fond diffus dans la région du ciel considérée, i.e.

- selon que ces objets sont positionnés près du plan galactique ou hors plan. Ainsi, cet ajustement sera facilité dans les régions comportant peu d'émission diffuse ;
- le flux de la source : les sources les plus brillantes sont naturellement plus aisément détectables et leurs paramètres mieux modélisés que les sources moins émissives ;
 - l'indice spectral de la source : comme explicité en section VI.2.2, les sources d'indice spectral dur (de l'ordre de 1.3 à 2.) présentent une statistique de photons plus importante à haute énergie que les sources de spectre mou (indice spectral de 2. à 3.). La source dure étant ainsi mieux différenciée de l'émission diffuse à haute énergie, i.e. dans une bande en énergie dans laquelle la contribution du fond diffus est réduite et pour laquelle la PSF est meilleure, ses paramètres spatiaux peuvent alors être plus facilement ajustés ;
 - l'énergie minimale de l'échantillon de données considéré : pour les raisons présentées ci-dessus relatives à l'émission diffuse, plus l'énergie minimale de l'échantillon est élevée, plus les photons de la source pourront être distingués des photons appartenant aux fonds diffus ;
 - l'extension de la source : les sources les plus étendues peuvent présenter des structures pouvant être éventuellement confondues avec celles présentes localement du fait de l'existence du fond diffus galactique et visibles en figure IV.9. La reconstruction des paramètres spatiaux est ainsi généralement plus complexe dans le cas des sources les plus étendues.

La figure VII.4 présente un aperçu des premiers résultats des tests effectués sur simulations. En résumé, la sensibilité de l'outil *Sourcelike* aux sources étendues par rapport à la PSF du LAT est d'autant plus importante pour les sources localisées dans des régions présentant peu d'émission diffuse (hors du plan galactique par exemple), présentant un spectre dur, étant émissives et/ou peu étendues (rayon angulaire inférieur à $\sim 3^\circ$).

L'outil ayant été validé sur simulations, il est désormais appliqué aux données réelles. Il a notamment été utilisé pour l'étude des nébuleuses associées aux pulsars du Crabe et PSR B1509-58. Les résultats seront présentés au cours des chapitres XI et XII respectivement.

VII.4.2 Analyse avec l'outil *gtlike*

L'outil *gtlike* a été développé par la collaboration Fermi dans le but premier de réaliser les analyses spectrales⁹. Outre le traitement des sources ponctuelles, il offre également l'opportunité de tenir compte de l'extension des sources lors de l'ajustement du spectre des sources. Ceci nécessite l'utilisation d'un fichier en format FITS décrivant la morphologie de la source, par exemple selon les modèles spectraux illustrés en figure VII.3 ou correspondant aux contours de la source telle qu'observée dans un autre domaine spectral. Ainsi, à l'aide de cet outil, l'étude morphologique est réalisée simultanément et non indépendamment de l'analyse spectrale des sources. De plus amples informations à ce sujet seront données au cours de la section suivante.

Bien que les outils présentés précédemment soient parfaitement indépendants, il est courant d'étudier dans un premier temps la morphologie des sources à l'aide de l'outil *Sourcelike*, de créer le fichier FITS correspondant au modèle spatial le mieux adapté puis de l'utiliser dans l'ajustement spectral réalisé avec l'outil *gtlike*. Les méthodes d'analyse spectrale seront explicitées au cours de la section suivante.

⁹Contrairement à l'outil *Sourcelike*, *gtlike* fait partie des outils mis à disposition du public.

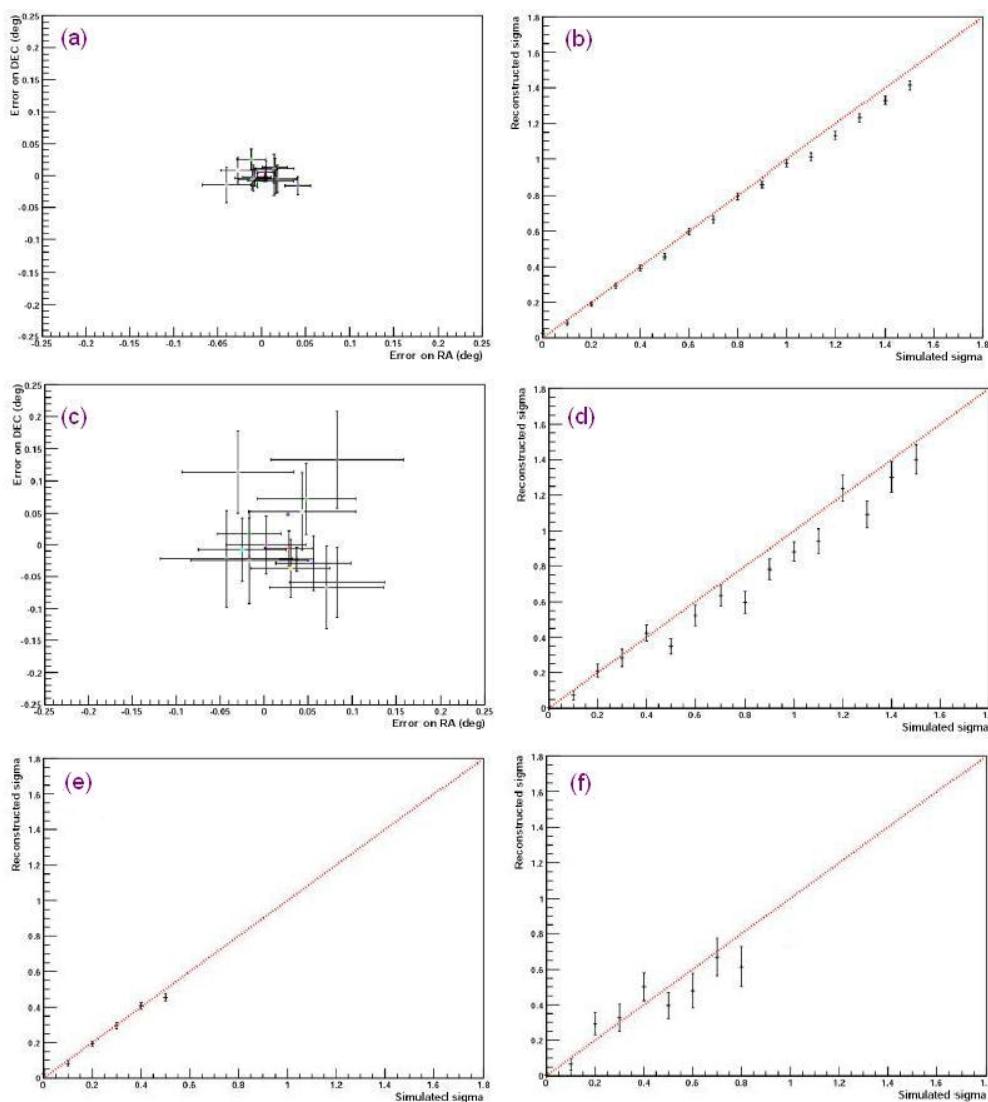


FIG. VII.4 – Résultats des premiers tests de validation de l’outil *Sourcelike* sur simulations. (a) et (b) : reconstruction de la position du centroïde et de l’extension d’une source brillante en l’absence d’émission diffuse. (c) et (d) : idem pour une source moins brillante (dix fois moins émissive). (e) et (f) : reconstruction de l’extension de source en présence de fond diffus galactique et extragalactique, pour des sources brillantes et moins brillantes respectivement. Les courbes en pointillés rouges représentent une reconstruction parfaite de l’extension des sources. L’extension des sources est exprimée en degrés.

VII.5 Analyse spectrale des sources

L’analyse spectrale des données Fermi a pour but de modéliser le spectre en rayons γ d’une ou plusieurs source(s) dans une région du ciel donnée par des fonctions simples, ainsi que d’évaluer la

contribution des fonds diffus galactique, extragalactique et des sources avoisinantes. Cette étude peut être réalisée à l'aide des outils *Sourcelike* et *gtlike*. De cette analyse résultent les paramètres associés au modèle spectral le mieux adapté (au sens de la valeur de vraisemblance la plus favorable) pour modéliser l'évolution du flux rayonné par la source en fonction de l'énergie.

Les principaux ingrédients requis pour l'analyse spectrale des sources émettrices en rayons γ , quel que soit l'outil utilisé, sont explicités en section VII.3 : les modèles spectraux pour la source d'intérêt, la position et le spectre des sources voisines ainsi que la modélisation de l'émission diffuse. Dans le cas de l'étude d'une source étendue, les informations relatives à la morphologie de la source sont également requises.

VII.5.1 Analyse avec l'outil *Sourcelike*

L'analyse spectrale réalisée à l'aide de l'outil *Sourcelike* est basée sur l'estimation dans chaque intervalle en énergie prédéfini pendant la phase d'analyse morphologique du rapport signal/fond. Ici, le signal est attribué à la source d'intérêt, qu'elle soit ponctuelle ou étendue, tandis que le terme "fond" représente la somme de l'émission diffuse galactique et extragalactique et des sources voisines.

Ce rapport permet d'estimer, par connaissance de l'émission observée et des fonctions de réponse de l'instrument, le flux de la source dans chaque bande en énergie. Aucune hypothèse sur le modèle spectral de la source n'est requis. Toutefois, une fonction peut par la suite être ajustée aux points spectraux obtenus. La valeur de vraisemblance permet alors éventuellement de favoriser ou défavoriser un modèle spectral plutôt qu'un autre. Ainsi, les résultats de l'analyse effectuée avec *Sourcelike* ne dépendent pas d'une hypothèse sur le modèle spectral mais seulement de la normalisation, intervalle en énergie par intervalle en énergie, du rapport signal/fond.

L'outil permet également d'estimer des limites supérieures sur le flux lorsque le signal présente une significativité inférieure à 3σ ($TS < 9$). Le calcul de ces limites est basé sur la méthode de Feldman-Cousins. Dans cette approche, les nombres de photons du fond prédit par le modèle d'une part et observé par le LAT d'autre part sont comparés en utilisant une distribution de probabilité poissonnienne. Plus d'informations à ce sujet sont disponibles en référence Feldman & Cousins (1998).

VII.5.2 Analyse avec l'outil *gtlike*

L'analyse spectrale peut également être effectuée à l'aide de l'outil standard *gtlike*. L'utilisation de celui repose sur la maximisation de la valeur de vraisemblance, telle que présentée en référence Mattox et al. (1996). Les ingrédients nécessaires au fonctionnement de cet outil, outre ceux décrits en section VII.3, sont les informations permettant d'estimer l'exposition d'un point du ciel pendant la période d'observation. Par ailleurs, dans le cas d'une analyse réalisée avec *gtlike* l'émission diffuse totale sera donc décrite par la somme des contributions galactiques et extragalactiques décrites ci-dessus, chacune étant normalisées indépendamment de l'autre. L'usage de l'outil *gtlike* requiert également la connaissance de données précises quant à la position et le spectre des sources voisines contenues dans la région d'intérêt. Ces informations, extraites du catalogue réalisé par la collaboration Fermi (Abdo et al., 2010 Catalogue de Sources Fermi), sont contenues dans un fichier en format XML (pour l'anglais eXtensible Markup Language), de même que les informations spectrales et spatiales relatives aux fonds diffus.

Contrairement au cas de l'outil *Sourcelike* pour lequel seul le rapport signal/fond est ajusté dans chaque bande en énergie, dans le cas de *gtlike*, le nombre de paramètres ajustés peut être choisi. Les

normalisations des 2 sources de fond diffus ainsi que les paramètres du modèle spectral (qui doit être prédéfini) de la source d'intérêt peuvent être ajustés aux données LAT. Les paramètres relatifs aux sources les plus brillantes ou les plus proches dans le voisinage de notre source peuvent éventuellement être ajustés simultanément.

Les résultats de l'analyse dépendent fortement du modèle spectral choisi, dans la mesure où l'ensemble des données est ajusté simultanément à l'ensemble des sources contribuant à l'émission observée. Le résultat de chaque ajustement est associé à une valeur de *Likelihood* permettant d'en caractériser la qualité. Ainsi, de manière similaire au test effectué dans le cadre de l'analyse morphologique, la comparaison des valeurs de vraisemblance obtenues pour les différentes formes spectrales considérées peut permettre de favoriser une hypothèse spectrale plutôt qu'une autre. La comparaison des résultats pour une simple loi de puissance simple et pour une loi de puissance avec coupure exponentielle permet par exemple d'estimer la significativité d'une éventuelle coupure observée à haute énergie, caractéristique notamment de l'émission en rayons γ des pulsars.

Cet outil permet également de calculer des limites supérieures sur le flux dans une bande en énergie donnée. Deux approches sont possibles :

- l'observation du profil du *Likelihood*, adapté au cas d'un signal peu significatif, mais non négligeable. On observe la forme de la fonction représentant la valeur du *Likelihood* et on estime la valeur du paramètre pour laquelle celui-ci diminue d'un facteur caractérisant le niveau de confiance désiré par rapport à son maximum. Cette approche est explicitée en référence Rolke et al. (2005) ;
- la méthode bayésienne (ou méthode de Helene), adaptée au cas d'un signal très faible voire inexistant. Les outils mathématiques utilisés sont décrits en détail en référence Helene (1983).

Les résultats obtenus par les outils *Sourcelike* et *glike* sont compatibles aux erreurs d'ajustement près, comme l'illustre la figure VII.5, représentant la SED obtenue pour la nébuleuse associée au pulsar PSR B1509-58 au dessus de 1 GeV.

Les différentes causes de systématiques pouvant affecter les résultats obtenus au cours des analyses morphologiques et spectrales font l'objet du chapitre suivant.

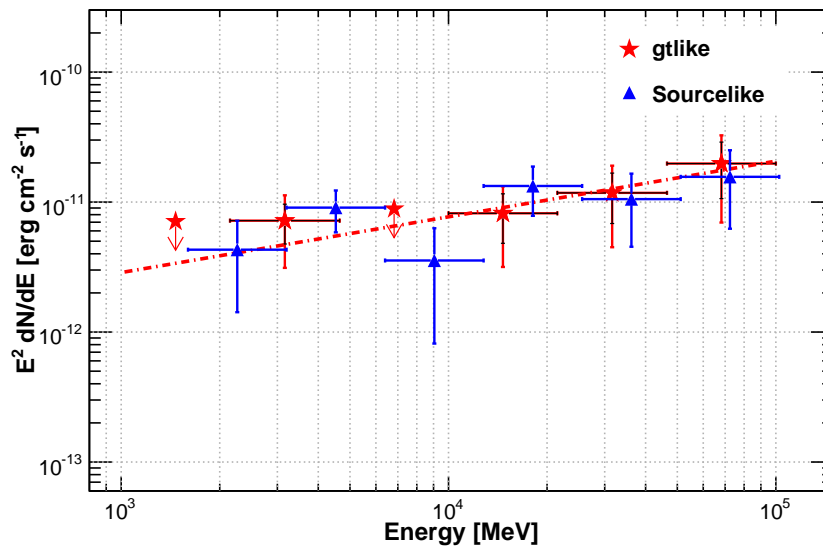


FIG. VII.5 – Spectres en énergie de la nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52 et alimentée par le pulsar PSR B1509-58 obtenus avec les outils *Sourcelike* (triangles bleus) et *gtlike* (étoiles rouges). L’ajustement des paramètres dans l’hypothèse d’une loi de puissance résultant de l’analyse avec *gtlike* est superposé (ligne rouge en pointillés).

Sources de systématiques et estimation des erreurs

Sommaire

VIII.1	Sources de systématiques affectant l'analyse morphologique	103
VIII.1.1	Systématiques liées à la résolution angulaire	104
VIII.1.2	Systématiques liées aux fonds diffus	105
VIII.2	Sources de systématiques affectant l'analyse spectrale	105
VIII.2.1	Systématiques liées à la surface efficace	105
VIII.2.2	Systématiques liées aux fonds diffus	108
VIII.2.3	Systématiques liées à la morphologie de la source	108

Les analyses morphologiques et spectrales, présentées au cours du chapitre précédent, permettent de déterminer les paramètres caractérisant l'extension et la forme spatiale de la source d'une part, son spectre d'autre part. Chacun de ces paramètres est affecté d'incertitudes traduisant l'estimation de l'erreur sur l'ajustement réalisé. Ces incertitudes peuvent être classées selon deux catégories :

- les erreurs statistiques : comme leur nom l'indique, ces incertitudes sont principalement liées à la statistique d'évènements dont on dispose pour effectuer l'analyse. Ainsi, plus le nombre de photons γ considérés est élevé, plus l'erreur estimée sur un paramètre et donc l'intervalle dans lequel ce paramètre peut réellement se trouver devraient être faibles, indiquant une estimation de plus en plus précise de la valeur du paramètre au fur et à mesure que la statistique augmente ;
- les erreurs systématiques : elles représentent l'ensemble des erreurs ne dépendant pas de la statistique d'évènements. Plusieurs causes peuvent être à l'origine de ces incertitudes.

Le chapitre présent est dédié à l'estimation des incertitudes systématiques liées à notre connaissance des fonctions de réponse de l'instrument (IRFs) ainsi qu'à la modélisation de l'émission diffuse et de la morphologie des sources. Par souci de cohérence avec le chapitre précédent, la section VIII.1 présente les différentes sources de systématiques pouvant affecter les résultats d'une analyse morphologique, tandis que la section VIII.2 décrit les sources d'incertitudes dominant dans le cadre des analyses spectrales.

VIII.1 Sources de systématiques affectant l'analyse morphologique

L'analyse morphologique des sources astrophysiques a pour but de modéliser la distribution spatiale des évènements par des fonctions simples, comme explicité au cours du chapitre précédent. Il en résulte une estimation des paramètres spatiaux : position du centroïde, extension, etc., du modèle spatial le plus adapté, et de leurs erreurs associées.

En particulier, les principales incertitudes systématiques affectant les résultats ainsi obtenus peuvent provenir de la connaissance limitée d'éléments tels que la résolution angulaire de l'instrument (ou PSF) et l'émission diffuse totale (galactique et extragalactique).

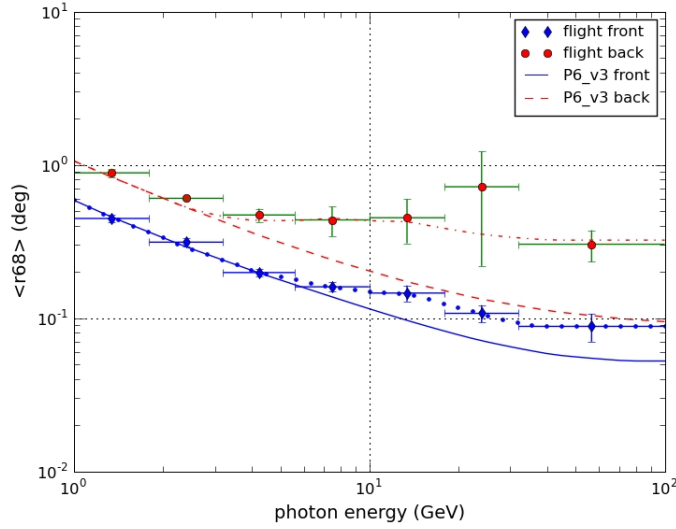


FIG. VIII.1 – Evolution de la PSF standard (labellée "P6_V3") et de la PSF estimée par analyse des données en vol (labellée "flight") en fonction de l'énergie. Sur ce graphe, les fonctions relatives aux classes *front* et *back* sont différenciées. Les courbes en pointillés bleus et tirets-points marrons correspondent à l'interpolation des résultats issus des données observationnelles en vol pour les classes *front* et *back* respectivement.

VIII.1.1 Systématiques liées à la résolution angulaire

La connaissance de la résolution angulaire, fonction de réponse de l'instrument, est primordiale pour l'analyse morphologique précise des sources.

Les variations de cette quantité en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence des photons, telle qu'obtenue à partir de données simulées, sont représentées en figure VI.6(b). Bien qu'ayant été améliorée depuis le lancement, notre connaissance de cette fonction de réponse n'est pas parfaite. En effet, les études effectuées en vol à partir d'observations de sources extragalactiques émettant jusqu'à haute énergie ont montré une sous-estimation de la PSF pour des énergies supérieures à quelques GeV. Ainsi, la fonction actuellement utilisée (labellée "P6_V3") et celle dérivée de ces observations en vol (labellée "flight"), toutes deux représentées en figure VIII.1, diffèrent quelque peu notamment au dessus de la dizaine de GeV. Ceci indique une légère surestimation des performances angulaires du LAT, dont il faut être conscient, en particulier dans le cadre d'études morphologiques. En effet, les sources très faiblement étendues par rapport à la PSF standard pourraient être observées comme ponctuelles lors d'une analyse utilisant la PSF en vol.

Le biais ainsi éventuellement créé par l'utilisation de la fonction de réponse standard ne devient en fait notable que dans le cas où la source n'est détectée qu'à haute énergie (au dessus de quelques GeV). Une vérification des résultats, vivement recommandée, peut être entreprise par l'analyse morphologique de la source considérée à l'aide des deux versions des fonctions de réponse. La différence existant entre les résultats obtenus au terme de ces 2 tests permet d'évaluer les incertitudes systématiques sur l'extension et la position de la source due à notre connaissance de la PSF de l'instrument. Cette étude, menée notamment sur le cas de la nébuleuse de MSH 15-52, détectée seulement au dessus de 1 GeV, n'a montré aucune erreur systématique notable lors de l'emploi de la PSF en vol.

VIII.1.2 Systématiques liées aux fonds diffus

Une connaissance imparfaite de l'émission diffuse en terme de spectre et de distribution spatiale, notamment près du plan galactique, peut également entraîner des erreurs systématiques sur l'ajustement des paramètres spatiaux de la source d'intérêt. En effet, considérons par exemple une source relativement étendue localisée dans une région où le fond diffus galactique présente de fortes structures spatiales. Une modélisation approximative de l'émission diffuse serait en mesure d'introduire un biais sur la statistique et la distribution spatiale des photons attribués à la source astrophysique, impliquant une taille plus ou moins importante que sa taille "réelle".

Pour estimer les erreurs systématiques liées à notre connaissance des fonds diffus, les analyses morphologiques (et spectrales) peuvent être effectuées en utilisant une modélisation de leur rayonnement différant du modèle couramment utilisé, qui fut mentionné au cours du chapitre précédent. Ceci permet ainsi d'évaluer le biais introduit sur les paramètres spatiaux de la source par le modèle d'émission diffuse considéré.

Outre les erreurs systématiques engendrées sur les résultats de l'analyse morphologique, des sources d'incertitudes peuvent également affecter l'analyse spectrale. La section suivante est dédiée à l'étude des systématiques introduites sur les résultats de l'analyse spectrale qui ont été étudiées plus en détail au cours de cette thèse.

VIII.2 Sources de systématiques affectant l'analyse spectrale

Les sources de systématiques pouvant affecter les résultats de l'analyse spectrale sont principalement liées à notre connaissance des fonctions de réponse de l'instrument, notamment de la surface efficace, de l'émission diffuse (galactique et extragalactique), comme mentionné au cours de la section précédente, ainsi que, dans le cas des sources étendues, du modèle spatial adopté pour réaliser cette analyse.

VIII.2.1 Systématiques liées à la surface efficace

La surface efficace de l'instrument LAT présente quelques incertitudes, notamment en ce qui concerne son comportement à basse énergie. La ligne continue visible en figure VIII.2 représente l'évolution de l'efficacité de détection avec l'énergie. Notons que cette évolution présente une croissance très rapide pour des énergies inférieures à 1 GeV.

Le flux d'une source observée avec le LAT peut être très schématiquement estimé par le rapport du nombre de photons détectés provenant de cette source divisé par le produit du temps d'observation et de la surface efficace de détection. Ceci implique qu'une erreur, ne serait-ce qu'infime, sur la valeur de la surface efficace puisse entraîner des incertitudes sur les paramètres spectraux. En particulier, la statistique de photons étant plus importante à basse énergie, i.e. dans le domaine où les incertitudes sur la surface efficace sont les plus grandes, du fait de cette croissance rapide illustrée en figure VIII.2, des erreurs systématiques sur cette fonction de réponse peuvent affecter les résultats spectraux, notamment le flux et l'indice spectral de la source astrophysique étudiée.

Une première correction à l'estimation de la surface efficace a été apportée après lancement. La fonction de réponse actuelle, représentée par une ligne continue en figure VIII.2 est légèrement

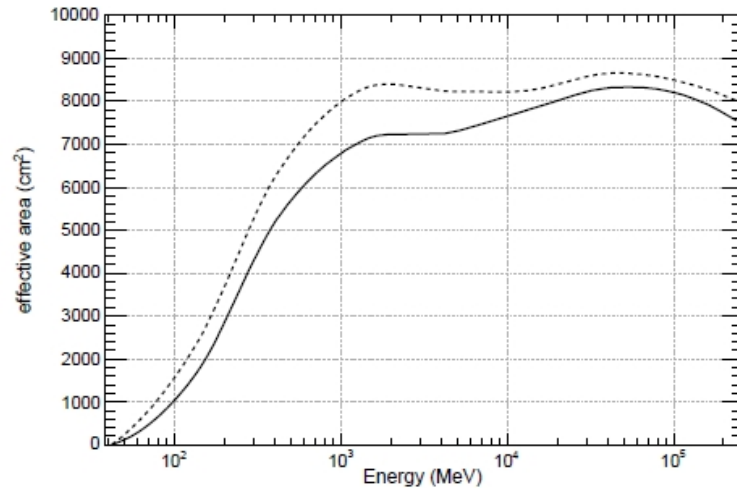


FIG. VIII.2 – Evolution avec l'énergie de la surface efficace de l'instrument LAT pour les photons à incidence normale reconstruits avec les fonctions de réponse pré-lancement (ligne en pointillés) et actuelle (ligne continue).

inférieure à celle générée avant lancement, indiquée par une ligne en pointillés. Cette diminution s'explique par la prise en compte dans la nouvelle fonction de réponse des "traces fantômes", potentiellement dues à l'interaction quasi-simultanée d'évènements γ et de bruit de fond dans le détecteur. De plus amples détails à ce sujet peuvent être trouvés en référence Rando (2009).

Toutefois, il subsiste des incertitudes sur la connaissance de l'évolution avec l'énergie de la surface efficace, dont la fonction sera notée $IRF(\log(E))$. La génération de fonctions de réponse, per-

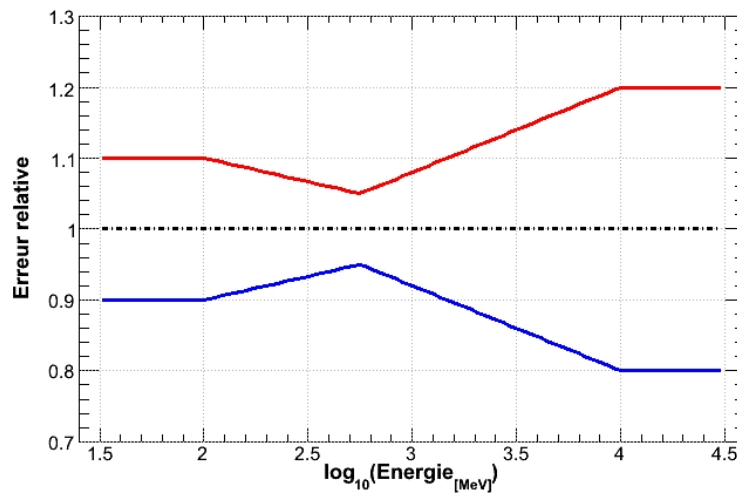


FIG. VIII.3 – Evolution avec l'énergie des erreurs relatives sur la surface efficace par rapport à la fonction nominale (représentée par une ligne en pointillés noirs).

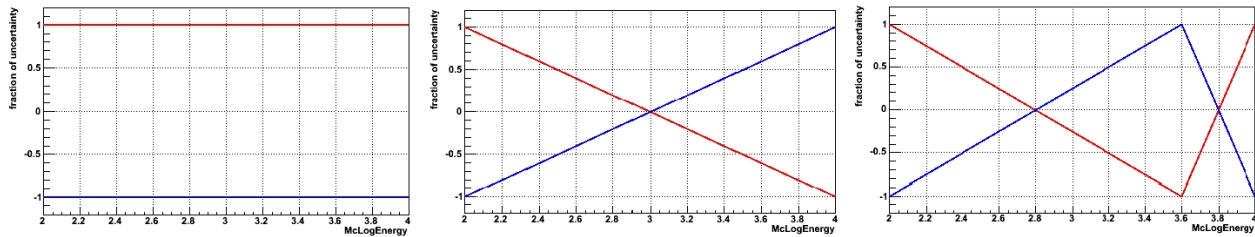


FIG. VIII.4 – Evolution avec l'énergie de la fonction $f(\log(E))$ pour les différents paramètres spectraux. *Gauche* : Flux ; *Milieu* : Indice spectral ; *Droite* : Energie de coupure.

mettant l'estimation de ces incertitudes pour chacune des classes d'évènements mentionnées en section VI.1.5, *transient*, *source* et *diffuse*, a été réalisée dans le cadre de ma thèse.

A partir de l'étude des données réelles et simulées, les incertitudes peuvent être évaluées par la méthode suivante. L'efficacité des coupures appliquées lors de la classification des évènements est définie comme le rapport du nombre de photons sélectionnés après coupure sur le nombre d'évènements pré-coupure et peut être calculée dans le cas des données réelles ϵ_{reel} et des données simulées ϵ_{MC} . Le rapport de l'efficacité des coupures $\epsilon_{reel}/\epsilon_{MC}$ indique que, dans le cas des évènements de type *diffuse*, les erreurs sont comprises dans une enveloppe dont la largeur varie avec l'énergie selon :

- $\pm 10\%$ au dessous de 100 MeV
- $\pm 5\%$ à l'énergie de 562 MeV
- $\pm 20\%$ au dessus de 10 GeV

L'évolution de cette erreur relative avec le logarithme de l'énergie, que l'on notera par la suite $err(\log(E))$ est supposée linéaire. Les courbes de variation correspondant aux erreurs relatives $\pm err(\log(E))$ sont représentées en rouge et bleu en figure VIII.3.

De nouveaux jeux de fonctions de réponse ont été générés, convoluant l'effet d'encadrement ainsi produit avec les comportements extrêmes variant avec l'énergie et notés $f(\log(E))$, que peuvent suivre les paramètres spectraux définis au cours du paragraphe VII.3.3. L'évolution de la fonction $f(\log(E))$ dans le cas des paramètres de flux, d'indice spectral et d'énergie de coupure est représentée en figure VIII.4. Les fonctions de réponse résultant de l'étude correspondent au produit $IRF(\log(E)) \times (1 + err(\log(E)) \times f(\log(E)))$.

L'utilisation de ces IRFs extrêmes dans la reconstruction du spectre des sources permet d'estimer les erreurs systématiques sur chaque paramètre liées à notre connaissance de la surface efficace par comparaison avec les résultats obtenus avec la fonction de réponse standard. Cette source de systématiques est importante, voire dominante dans la plupart des analyses effectuées sur les données Fermi-LAT.

Dans le cas de la nébuleuse MSH 15-52 associée au pulsar PSR B1509-58, dont les résultats d'analyse seront présentés en détail au cours du chapitre XII, l'incertitude systématique sur l'indice spectral de la loi de puissance représentée en figure VII.5 et liés à notre connaissance de la surface efficace est de l'ordre de 0.13 pour une valeur d'indice de 1.57 obtenue avec l'IRF standard, soit une erreur relative de 8 %.

VIII.2.2 Systématiques liées aux fonds diffus

La modélisation des fonds diffus peut être une source de systématiques importante, non seulement dans le cadre de l'étude morphologique des sources comme explicité au cours du paragraphe VIII.1.2, mais aussi dans la reconstruction de leur spectre. En effet, les modèles d'émission diffuse utilisés, et mentionnés au cours du chapitre précédent (cf. paragraphe VII.3.1), décrivent simultanément les variations spatiales et spectrales des fonds diffus galactique et extragalactique.

Au vu de la statistique de photons provenant de l'émission diffuse – plus de 80% des photons après préparation des données – par rapport à ceux provenant de l'ensemble des sources astrophysiques, il est évident que, notamment dans le cas des sources faiblement émissives, une erreur dans la modélisation des fonds diffus serait en mesure d'introduire un biais important dans l'estimation du nombre de photons qui leur est associé. Ceci entraînerait, par soustraction par rapport au nombre de photons réellement détectés, un biais sur l'estimation du nombre de photons correspondant à la source étudiée dans différentes bandes en énergie, générant ainsi une erreur sur le spectre reconstruit de la source. Il est donc primordial de bénéficier d'une modélisation satisfaisante des fonds diffus dans la région d'intérêt pour réaliser une analyse spectrale précise des sources.

Les systématiques introduites sur le spectre reconstruit des sources peuvent être estimées d'une part par l'utilisation de modèles générés différemment (GALPROP, etc.) du modèle couramment utilisé et d'autre part par estimation de la quantité d'émission diffuse dans les régions alentour. Cette seconde méthode a notamment été utilisée lors de l'analyse du vestige de supernova W49B (Abdo et al., 2010 W49B). Cette source étendue est située à une latitude galactique de -0.2° . La connaissance de l'émission diffuse dans cette région est donc primordiale pour son analyse morphologique et spectrale. L'estimation de la quantité d'émission diffuse dans des régions présentant des caractéristiques similaires (même taille, même latitude galactique, etc.) indique une variation potentielle du niveau de fond galactique de $\pm 6\%$ par rapport à celui estimé dans la région d'intérêt. En réitérant l'analyse tout en tenant compte de cette erreur relative sur la normalisation du fond diffus galactique, dominant dans la plupart des régions contenant des pulsars, nébuleuses et/ou vestiges de supernovae, les erreurs systématiques liées à notre connaissance du fond diffus ont pu être évaluées. Cette technique a ensuite été reproduite lors de l'analyse spectrale des nébuleuses Vela X et MSH 15-52, présentées dans les références Abdo et al., 2010 (Vela X) et Abdo et al., 2010 (MSH 15-52) respectivement. Dans le cas de MSH 15-52, l'erreur systématique introduite sur le flux au dessus de 1 GeV représente 33% du flux obtenu en utilisant la modélisation standard de l'émission diffuse décrite dans le chapitre précédent. De plus amples informations quant aux analyses réalisées dans les régions du vestige de supernova MSH 15-52 et de Vela X sont disponibles dans les chapitres XII et XIII.

VIII.2.3 Systématiques liées à la morphologie de la source

La dernière cause d'erreurs systématiques significatives étudiée au cours de cette thèse est spécifique aux sources étendues. Comme mentionné au cours du chapitre précédent, une analyse spectrale réalisée sans tenir compte de la nature étendue de la source peut introduire un biais sur le flux reconstruit pour la source, conduisant le plus souvent à sa sous-estimation.

Par ailleurs, l'utilisation d'un modèle spatial étendu, tel que ceux mentionnés au cours du chapitre précédent (la distribution gaussienne, le disque uniforme, l'anneau), plutôt qu'un autre peut entraîner des erreurs systématiques si la forme utilisée pour l'analyse spectrale n'est pas la mieux adaptée pour reproduire les observations, c'est-à-dire qu'elle ne correspond pas à la valeur la plus favorable de vraisemblance.

Modèle spatial	Flux au dessus de 1 GeV ($10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	Indice spectral	TS - TS _{ponct}
Source ponctuelle	2.00 ± 0.76	1.57 ± 0.24	–
Distribution gaussienne	3.01 ± 0.81	1.58 ± 0.17	29.0
Disque uniforme	2.91 ± 0.79	1.57 ± 0.17	32.9
Contours H.E.S.S.	2.22 ± 0.77	1.52 ± 0.21	19.2

TAB. VIII.1 – Paramètres résultant de l'analyse spectrale de la nébuleuse de MSH 15-52 pour différentes hypothèses spatiales (Abdo et al., 2010 MSH 15-52).

Dans le cas des nébuleuses de Vela X et MSH 15-52, les distributions spatiales des sources pouvant être modélisées correctement par un disque uniforme, l'ajustement spectral réalisé par exemple à l'aide d'une distribution gaussienne donne une valeur de flux légèrement inférieure à celle obtenue pour un disque uniforme. Toutefois, les indices spectraux obtenus restent compatibles, aux erreurs statistiques près. Pour illustration, les résultats spectraux obtenus pour les différentes hypothèses spatiales envisagées lors de l'étude spectrale de la nébuleuse contenue dans le vestige de supernova MSH 15-52 sont présentés en table VIII.1, extraite de Abdo et al., 2010 (MSH 15-52). La dernière colonne indique la différence en TS entre l'hypothèse spatiale considérée TS et l'hypothèse ponctuelle TS_{ponct}. Dans le cas de cette source, l'erreur systématique relative estimée sur le flux reconstruit au dessus de 1 GeV et due à la morphologie de la source est de $\sim 24\%$. Cette valeur est obtenue en comparant les flux obtenus pour l'hypothèse la plus favorable en terme de vraisemblance, i.e. le disque uniforme, et pour l'hypothèse étendue la plus éloignée, ici la densité de probabilité correspondant à l'émission observée par le détecteur atmosphérique Tcherenkov H.E.S.S. (dans la table, labellé "contours H.E.S.S.").

Après avoir présenté les différents types d'analyse pouvant être effectuées sur les données recueillies par le LAT et les sources de systématiques les affectant, les chapitres suivants seront dédiés aux résultats obtenus en rayons γ sur les sources étudiées au cours de ma thèse, i.e. les nébuleuses et leurs pulsars associés.

PARTIE IV

OBSERVATIONS DE NÉBULEUSES ET DE LEURS PULSARS AVEC LE FERMI-LARGE AREA TELESCOPE

Les nébuleuses de pulsars en astronomie γ

Sommaire

IX.1	Modèles d'émission à haute énergie	113
IX.1.1	Processus leptoniques	114
IX.1.2	Processus hadroniques	114
IX.1.3	Comment les discriminer ?	114
IX.2	Observations de nébuleuses de pulsars en astronomie γ	117
IX.2.1	Introduction générale	117
IX.2.2	Des sources galactiques prépondérantes à très haute énergie	117
IX.2.3	Premières détections en rayons γ de haute énergie	119

Les nébuleuses de pulsars, dont une description rapide a été présentée au cours du chapitre IV, sont des sources astrophysiques pouvant émettre des photons dans le domaine des rayons γ et étant alimentées en permanence par leur pulsar associé. Celui-ci injecte continuellement un vent de particules chargées très énergétiques qui, par interaction avec le milieu environnant, crée une onde de choc. Au niveau de ce choc, les particules peuvent être accélérées, par des processus tels que les mécanismes de Fermi, introduits en section II.1.2, jusqu'à des énergies pouvant atteindre $\sim 10^{15}$ eV. En effet, les observations réalisées par les instruments actuels indiquent que certaines nébuleuses, notamment la nébuleuse du Crabe, pourraient être des Pevatrons.

Les particules ainsi accélérées sont à l'origine du rayonnement de photons pouvant être détecté sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Le spectre d'émission est le plus souvent caractérisé par deux composantes, comme illustré en figure IV.3 pour la nébuleuse du Crabe et en figure IX.1 pour la nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52. La première composante s'étend du domaine radio jusqu'au domaine des rayons X et est produite par rayonnement synchrotron des particules chargées soumises aux champs magnétiques de la nébuleuse. L'origine de la seconde, observée à plus haute énergie, n'est pas toujours clairement identifiée. En effet, plusieurs modèles d'émission existent, diffusion Compton inverse ou interaction proton-proton, pouvant expliquer l'émission observée. La description de ces modèles fait l'objet de la section suivante. Seules les implications qualitatives seront énoncées au cours de ce chapitre. Les principes de modélisation des processus d'émission et d'ajustement du spectre multi-longueur d'onde font l'objet de l'annexe A.

IX.1 Modèles d'émission à haute énergie

Les modèles pouvant expliquer l'émission à haute énergie des nébuleuses de pulsars, mais aussi des vestiges de supernovae, peuvent être de nature leptonique et/ou hadronique.

IX.1.1 Processus leptoniques

La nature leptonique des processus d'émission dans les nébuleuses est le scénario le plus couramment suggéré pour expliquer leur spectre à haute énergie. Le principe est le suivant : les leptons très énergétiques accélérés au niveau du choc interagissent par diffusion Compton inverse, introduit en section II.2.1, avec les photons ambiants : photons du fond diffus cosmologique (CMB), photons optiques produits par les étoiles et/ou photons infra-rouge (IR) liés à la poussière interstellaire. Dans certains cas particuliers, comme celui de la nébuleuse du Crabe, étudiée au cours de cette thèse, le champ de photons dominant n'est pas extérieur, mais directement lié à la source. Cette source, extrêmement brillante du domaine radio jusqu'aux très hautes énergies, est ainsi caractérisée par une émission synchrotron produite par les électrons relativistes injectés par le pulsar du Crabe dominant le spectre au dessous de quelques centaines de MeV, tandis que les plus hautes énergies sont dues à la diffusion Compton inverse des électrons sur les photons ambiants, principalement sur les photons synchrotron générés par ces mêmes électrons : c'est ce que l'on appelle le rayonnement "Synchrotron-Self Compton" (SSC), processus particulièrement important dans le cas spécifique de la nébuleuse du Crabe.

De l'interaction Compton inverse sont produits des photons γ dans le domaine spectral s'étendant de la haute à la très haute énergies.

D'autres processus leptoniques peuvent également être suggérés comme contribution additionnelle au flux observé en rayons γ . Ce fut notamment le cas il y a quelques années pour la nébuleuse du Crabe. En effet, le spectre résultant des observations réalisées par l'expérience CGRO-EGRET et par les instruments au sol ne pouvait alors pas être seulement expliqué par le processus de diffusion Compton inverse sur les photons synchrotron mentionnés précédemment. Une contribution significative du rayonnement de freinage (ou bremsstrahlung, introduit en section II.2.1) des électrons de haute énergie a alors été invoquée pour expliquer l'excès dans le spectre de photons observé par EGRET aux énergies de l'ordre du GeV (Atayan & Aharonian 1996). Les observations récentes de cette source par Fermi ont démontré que la contribution d'une telle composante n'était finalement pas requise pour modéliser correctement la composante observée à haute énergie de l'archétype des nébuleuses de pulsars (Abdo et al., 2010 Crabe). De plus amples informations à ce sujet seront données au cours du chapitre XI.

IX.1.2 Processus hadroniques

Par opposition aux processus leptoniques présentés précédemment et ne faisant intervenir que des leptons (électrons et positrons), le scénario hadronique est basé sur l'hypothèse que la composante à haute énergie des spectres d'émission des nébuleuses est produite indirectement par interaction des hadrons, principalement des protons, existant dans la nébuleuse avec les noyaux du milieu environnant. Cette interaction conduit à la production de différentes particules parmi lesquelles les pions neutres π^0 décroissent très rapidement chacun en deux photons γ de haute énergie, comme explicité en section II.2.2, et pourrait donc également être à l'origine de l'émission des nébuleuses dans le domaine d'énergies du GeV au TeV.

IX.1.3 Comment les discriminer ?

Contrairement aux cas des vestiges de supernovae, pour lesquelles le débat reste le plus souvent ouvert quant à la nature des processus mis en jeu à haute énergie, dans le cas des nébuleuses de

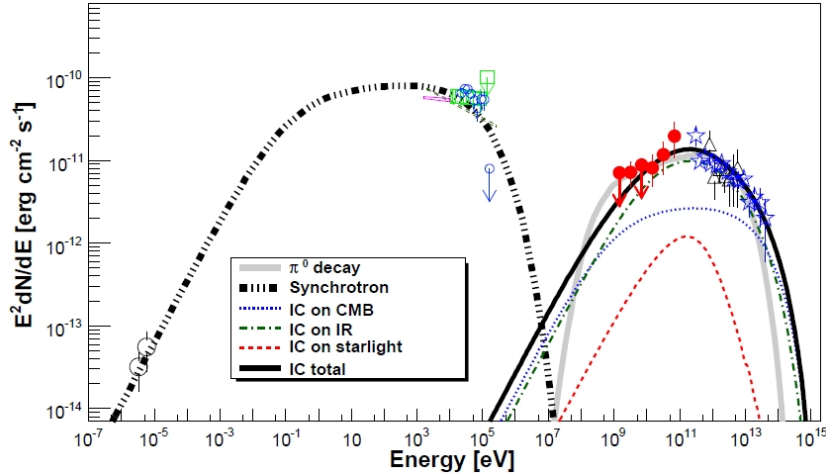


FIG. IX.1 – Distribution spectrale en énergie du domaine radio jusqu'aux très hautes énergies, de la nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52. La composante à basse énergie correspond à l'émission synchrotron, tandis que les lignes continues en noir et gris représentent la modélisation de l'émission à haute énergie dans l'intervalle $10^7 - 10^{15}$ eV suivant les hypothèses leptonique et hadronique respectivement. Cette figure est extraite de la référence Abdo et al., 2010 (MSH 15-52).

pulsars, le scénario leptonique est assez souvent favorisé par rapport à l'hypothèse hadronique.

La discrimination entre les deux types de processus peut éventuellement être apportée au regard des deux critères suivants :

- le budget énergétique mis en jeu. En effet, la validité du scénario hadronique doit reposer sur des valeurs réalistes permettant que la modélisation du spectre soit parfaitement ajustée aux observations. Un des paramètres importants de cet ajustement est la quantité d'énergie devant être injectée aux protons pour produire le spectre d'émission observé. Celle-ci ne peut bien évidemment pas être supérieure à la quantité d'énergie totale que le pulsar peut fournir, qui dépend des conditions initiales de l'étoile à neutrons de la manière suivante :

$$E_{tot} = 2\pi^2 I \left(\frac{1}{P_0^2} - \frac{1}{P^2} \right) \quad (\text{IX.1})$$

où I est le moment d'inertie ($\sim 10^{45}$ g cm²), P et P_0 les périodes actuelle et initiale de rotation de l'objet compact. La figure IX.1 représente la distribution spectrale en énergie du domaine radio jusqu'aux très hautes énergies de la nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52, étudiée au cours de cette thèse. Les données recueillies par le satellite Fermi, dont les résultats spectraux sont représentés en rouge, ne sont pas en mesure de clairement discriminer entre le scénario leptonique, représenté par une ligne continue en noir et le scénario hadronique, représenté par une courbe continue en gris. Toutefois, l'énergie requise pour les protons dans l'hypothèse hadronique représente $\sim 150\%$ de l'énergie maximale pouvant être fournie par le pulsar calculée selon la formule IX.1. L'hypothèse hadronique est ainsi rejetée pour des raisons énergétiques (Abdo et al., 2010 MSH 15-52). De plus amples informations à ce sujet seront présentées au cours du chapitre XII ;

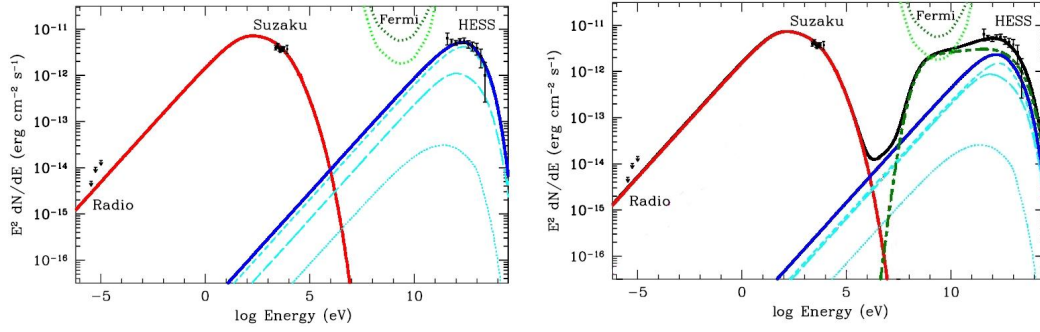


FIG. IX.2 – Distribution spectrale en énergie du domaine radio jusqu’à très haute énergie de la nébuleuse K3 associée au pulsar PSR J1420-6048 et située dans le complexe de Kookaburra. *Gauche* : Scénario leptonique. *Droite* : Scénario hybride (leptonique + hadronique). Les courbes en rouge représentent la contribution du rayonnement synchrotron. Les courbes en bleu et vert (tiret) représentent l’émission due à la diffusion Compton inverse et à la décroissance de π^0 respectivement. La ligne continue en noir représente la somme des contributions leptonique et hadronique sur le graphe de droite. Les courbes en pointillés vert foncé et vert clair indiquent la sensibilité du LAT (à 5σ) obtenue au bout d’1 et 10 ans respectivement. Cette figure est extraite de la référence van Etten & Romani (2010).

- la forme de la composante spectrale observée à haute énergie. En effet, la forme du spectre correspondant à chacun des scénarii est différente. Ainsi, l’observation multi-longueur d’onde d’une source, en particulier en rayons γ de haute et très haute énergies, peut éventuellement permettre de favoriser un modèle par rapport à l’autre. Ainsi, bien que cette distinction ne soit pas possible dans le cas de la nébuleuses de MSH 15-52 (figure IX.1), elle pourrait l’être par exemple dans le cas de la nébuleuse K3 associée au pulsar PSR J1420-6048 et située dans le complexe de Kookaburra. La figure IX.2 présente le spectre multi-longueur d’onde de cette source, extraite de van Etten & Romani (2010). Le graphe de gauche correspond à la modélisation des processus d’émission dans l’hypothèse leptonique tandis que le graphe de droite présente les résultats obtenus pour un modèle hybride (leptonique + hadronique). Nous notons que dans l’intervalle $10^7 - 10^{11}$ eV, la forme associée à la composante hadronique, représentée par une ligne interrompue en vert foncé, présente un spectre plus mou que celle associée à une composante leptonique, indiquée par une ligne continue en bleu foncé. Les résultats spectraux obtenus dans ce domaine spectral devraient permettre de discriminer entre ces modèles. En particulier, la sensibilité de Fermi-LAT dans cet intervalle en énergie devrait être en mesure d’apporter des contraintes sur la nature des processus d’émission au bout de quelques années.

Les éléments invoqués ci-dessus justifient, déjà de manière qualitative, l’importance de l’observation des nébuleuses de pulsars en rayons γ , de la haute à la très haute énergie. Le modèle théorique permettant, par modélisation des processus d’émission, l’estimation d’informations quantitatives et l’interprétation des résultats observationnels du domaine radio jusqu’aux très hautes énergies est détaillé en annexe A.

Un panorama des observations réalisées dans le domaine spectral des rayons γ jusqu’à nos jours est présenté au cours de la section suivante.

IX.2 Observations de nébuleuses de pulsars en astronomie γ

IX.2.1 Introduction générale

Il existe plus de 80 nébuleuses de pulsars recensées dans la littérature. Elles présentent des caractéristiques diverses. Ainsi, certaines font partie d'un vestige de supernova composite¹, d'autres ne sont associées à aucun vestige de supernova détecté jusqu'ici, comme c'est le cas de la nébuleuse du Crabe, pour lequel seuls les ejecta sont observés. Par ailleurs, le pulsar alimentant la source peut éventuellement être connu en tant que source d'émission pulsée dans le domaine radio, en rayons X et/ou γ , mais peut ne pas être détecté pour des raisons de sensibilité des instruments actuels ou de géométrie d'émission (faisceau de photons ne balayant pas la Terre). Dans certains cas, seule une source compacte, présumée être une étoile à neutrons mais dont les pulsations n'ont jamais été détectées, est observée. Enfin, selon le temps écoulé depuis l'explosion en supernova, la morphologie du système pulsar/nébuleuse/vestige de supernova peut être variée. Plusieurs phases existent :

- phase a (pulsar jeune) : l'étoile à neutrons se trouve à peu près au centre de la nébuleuse et du vestige de supernova. Le vent du pulsar est en expansion libre dans les ejecta non choqués. Les nébuleuses de SNR G21.5-0.9, SNR G11.2-0.3, du Crabe sont dans ce cas ;
- phase b (pulsar plus âgé) : le choc en retour du vestige de supernova vient comprimer la nébuleuse, générant les oscillations de celle-ci. La nébuleuse Vela X en est un exemple ;
- phase c : lorsque le pulsar, se déplaçant à des vitesses de l'ordre de 400 – 600 km/s correspondant à des vitesses supersoniques en cas de propagation dans le milieu interstellaire, sort du vestige de supernova, la nébuleuse prend alors une forme cométaire, orientée dans la direction de propagation du pulsar. On emploie alors le terme *bow-shock* pour qualifier la morphologie de ces objets, tels que les nébuleuses associées à SNR G34.7-0.4 (W44), SNR G327.1-1.1 et SNR G108.6+6.8 (aussi connu sous le surnom "Guitar") ;
- phase d (âges supérieurs à ~ 40000 ans) : lorsque le pulsar sort de sa nébuleuse, une nébuleuse "relique" est produite, dont la luminosité décroît du fait de l'absence d'injection d'énergie et de particules par le pulsar.

De plus amples détails sur l'évolution et la structure des systèmes pulsar/nébuleuse/vestige de supernova peuvent être trouvés en référence Gaensler & Slane (2006).

Parmi ces 80 nébuleuses, la nébuleuse du Crabe fut la première source détectée à très haute énergie en 1989. Depuis, les performances (sensibilité, champ de vue, etc.) accrues des instruments en astronomie γ ont permis une couverture quasi complète du ciel, et notamment du plan galactique. Ceci a permis la détection de nouvelles nébuleuses dans ce domaine spectral.

IX.2.2 Des sources galactiques prépondérantes à très haute énergie

Les nébuleuses de pulsars constituent une grande fraction des sources détectées par les instruments dédiés à l'astronomie γ de très haute énergie, introduits en section III.2. Outre la nébuleuse du Crabe, détectée dès la fin des années 1980 par l'expérience au sol Whipple (Weekes et al. 1989), la plupart des nébuleuses émettant dans ce domaine spectral ont été détectées pour la première fois dans ce domaine spectral par les instruments Cherenkov H.E.S.S., VERITAS et le détecteur de particules Milagro, comme indiqué en table IX.1. La première partie de cette table présente la liste des sources

¹Une source composite contient un vestige de supernova en coquille ainsi qu'une émission diffuse centrale correspondant à la nébuleuse de pulsar.

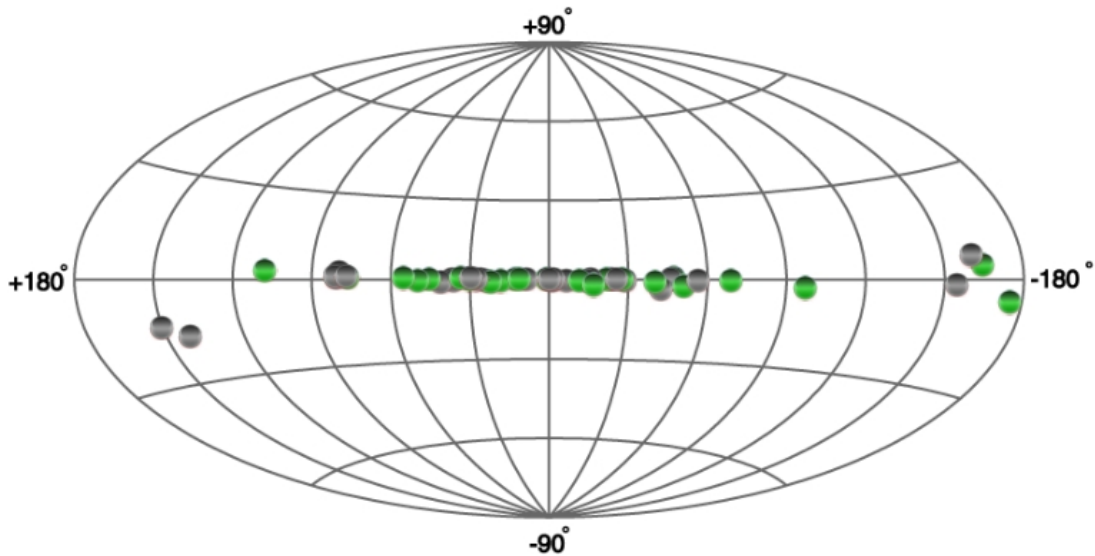


FIG. IX.3 – Localisation sur une carte en coordonnées galactiques des nébuleuses de pulsars (en vert) et sources non identifiées (en gris) détectées en rayons γ de très haute énergie et correspondant aux sources listées en table IX.1. Cette carte a été générée à partir du site TeVCat.

détectées à très haute énergie et identifiées en tant que nébuleuses de pulsars.

En particulier, la localisation et le champ de vue de l'expérience H.E.S.S. permet une couverture optimale de près de la moitié du plan galactique. Ceci a notamment permis le sondage de la partie centrale du plan galactique ayant été pour la première fois réalisé en 2004 dans l'intervalle en longitude galactique $-30^\circ < l < 30^\circ$ (Aharonian et al., 2006 Galactic Plane Survey), ensuite réitéré entre 2005 et 2009 sur un intervalle plus large $-85^\circ < l < 60^\circ$ (Chaves 2009). Ces sondages profonds du plan galactique réalisés avec une sensibilité pouvant atteindre 2 % du flux de la nébuleuse du Crabe, ont permis la découverte de nombreuses sources, dont des nébuleuses de pulsars.

La figure IX.3 illustre leur localisation (en vert) ainsi que celle des sources encore non identifiées (en gris), sur une carte en coordonnées galactiques², essentiellement distribuées le long du plan galactique.

Etant donné la forme spectrale commune des nébuleuses de pulsars présentant deux composantes et la gamme en énergie étudiée à l'aide des détecteurs au sol (énergie supérieure à 100 GeV), seule la partie décroissante (i.e. au delà de la coupure spectrale visible sur une distribution spectrale en énergie) de la seconde composante du spectre peut potentiellement être détectée et étudiée, généralement caractérisée par des indices spectraux de l'ordre de 2. à 4. En utilisant les données recueillies dans ce domaine seulement, il n'est pas évident de pouvoir déterminer la nature (leptonique/hadronique) des processus à l'origine de l'émission observée, ce qui justifie l'importance d'observations de ces sources à plus basse énergie, i.e. dans la gamme d'énergie étudiée avec le satellite Fermi.

Par ailleurs, une grande partie des sources localisées près du plan galactique et encore non iden-

²Cette carte a été générée à partir du site TeVCat : <http://tevcat.uchicago.edu/>.

tifiées dans le domaine de très haute énergie sont présumées être des nébuleuses de pulsars ou des vestiges de supernovae. Elles sont listées dans la seconde partie de la table IX.1. Leur observation dans d'autres domaines spectraux, ainsi que la détection éventuelle de pulsars coïncidant avec les sources émettrices en rayons γ de très haute énergie, constituent des indices permettant leur potentielle identification en tant que nébuleuses de pulsars. Le cas des sources observées par l'expérience Milagro et coïncidant avec des pulsars récemment détectés par Fermi-LAT en constitue un exemple. De plus amples détails à ce sujet sont disponibles en référence Abdo et al., 2009 (Milagro). Ceci illustre le fait que l'observation multi-longueur d'onde, dans le domaine radio, en rayons X, mais aussi dans la gamme d'énergie du LAT peut permettre de mieux appréhender la nature des sources observées en rayons γ .

IX.2.3 Premières détections en rayons γ de haute énergie

Jusqu'au milieu des années 2000, l'observation à haute énergie des nébuleuses de pulsars a été exclusivement réalisée avec l'expérience EGRET, qui a permis l'étude détaillée de la nébuleuse du Crabe (de Jager et al., 1996 Crabe). Depuis lors, les observations par le satellite Fermi-LAT ont permis la confirmation de la détection de cette source dans l'intervalle 100 MeV – 300 GeV (Abdo et al., 2010 Crabe), ainsi que la découverte de l'émission en rayons γ de haute énergie dans la région du vestige de supernova MSH 15-52 (Abdo et al., 2010 MSH 15-52) et de la nébuleuse Vela X (Abdo et al., 2010 Vela X), également détecté le satellite AGILE (Pellizzoni et al. 2010). L'étude à haute énergie de ces sources émettrices en rayons γ de très haute énergie (cf. table IX.1) et de leurs pulsars associés a été menée dans le cadre de ma thèse. Les résultats concernant les nébuleuses du Crabe, de MSH 15-52, de Vela et de leurs pulsars seront détaillés dans les chapitres XI, XII et XIII respectivement.

La figure IX.4 présente la localisation sur la carte en coordonnées galactiques de ces sources, constituant les trois premières nébuleuses de pulsars détectées à haute énergie par Fermi³. Les encadrés représentent les cartes en photons ou en Test Statistique (TS) extraites des références Abdo et al., 2010 (MSH 15-52), Abdo et al., 2010 (Vela X) et Abdo et al., 2010 (Crabe).

Par la suite, de nouvelles sources ont été détectées à partir des données recueillies par Fermi, et récemment identifiées en tant que nébuleuses de pulsars. Ces sources sont pour une grande majorité liées à des sources détectées à très haute énergie, comme l'illustrent le cas de la nébuleuse HESS J1640-465. La détection de cette source est présentée en détail en référence Slane et al. (2010).

Les corrélations observées jusqu'ici entre les sources détectées par les instruments au sol dédiés à l'astronomie γ de très haute énergie et les nébuleuses observées par Fermi justifie l'étude de populations menée sur les données LAT à la position des sources vues aux énergies du TeV (cf. table IX.1). Cette étude a été entreprise au cours de ma thèse. Les premiers résultats de cette étude seront présentés en section XIV.2.

Par ailleurs, l'injection de particules très énergétiques dans les nébuleuses émettant en rayons γ implique que les étoiles à neutrons alimentant de telles sources soient préférentiellement jeunes et pourvues d'un fort ralentissement \dot{E} . La détection de pulsars émetteurs en rayons γ présentant ces caractéristiques (Abdo et al., 2010 Catalogue de Pulsars) justifie l'étude systématique des régions contenant un pulsar γ , réalisée également dans le cadre de ma thèse et dont les résultats seront présentés en section XIV.1.

³Cette carte a été générée à partir du site TeVCat : <http://tevcat.uchicago.edu/>.

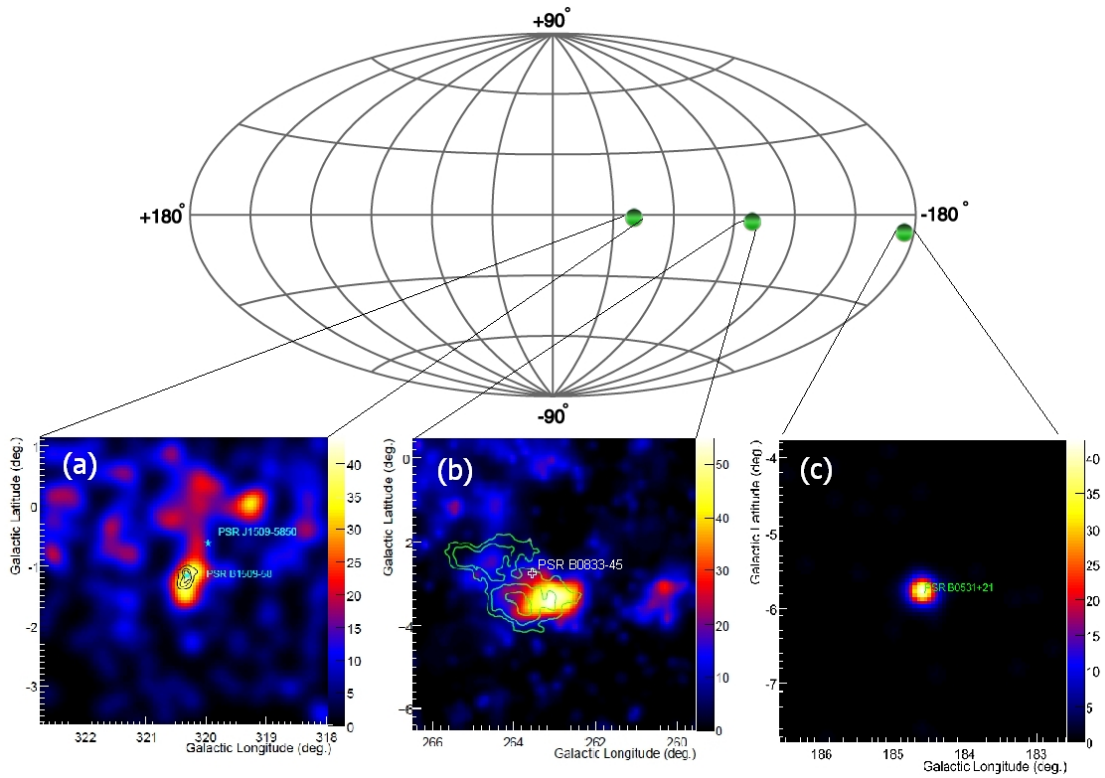


FIG. IX.4 – Localisation sur une carte en coordonnées galactiques des trois premières nébuleuses de pulsars détectées par Fermi. Cette carte a été générée à partir du site TeVCat. Encadrés : (a) MSH 15-52 : Carte en photons au dessus de 10 GeV. La position des pulsars PSR B1509-58 et PSR J1509-5850 est indiquée par des étoiles en bleu. Les courbes en noir représentent les contours de la nébuleuse vue par l'expérience H.E.S.S. (Abdo et al., 2010 MSH 15-52). (b) Vela X : Carte en TS au dessus de 800 MeV. La position du pulsar de Vela est indiquée par une croix blanche. Les courbes en vert représentent les contours de la nébuleuse observée à 61 GHz par l'expérience WMAP (Abdo et al., 2010 Vela X). (c) Nébuleuse du Crabe : Carte en photons au dessus de 10 GeV. La source est ponctuelle par rapport à la PSF du LAT et parfaitement coïncidente avec le pulsar du Crabe, indiqué par un cercle vert (Abdo et al., 2010 Crabe).

IX.2. OBSERVATIONS DE NÉBULEUSES DE PULSARS EN ASTRONOMIE γ

Nom (Cat. de Green*)	Nom (Autre)	Ascension droite (hh mm ss.s)	Déclinaison (° ' ")	1 ^{ère} détection en rayons γ	Détection par Fermi
SNR G184.6-5.8	Néb. du Crabe	05 34 31.9	+22 00 52	Whipple	✓
	OFGL J0631.8+1034	06 31 49.22	+10 34 12.7	Milagro	
SNR G195.1+4.3	Geminga	06 32 28	+17 22 00	Milagro	
SNR G263.9-3.3	Vela X	08 35 32	-45 36 00	H.E.S.S.	✓
SNR G292.2-0.5		11 19 00	-61 24 00	H.E.S.S.	
SNR G313.3+0.1	HESS J1303-631	13 03 00.4	-63 11 55	H.E.S.S.	
	HESS J1356-645	13 56 00	-64 30 00	H.E.S.S.	
	Rabbit	14 18 04	-60 58 31	H.E.S.S.	
SNR G313.6+0.3	Kookaburra (K3)	14 20 09	-60 45 36	H.E.S.S.	
SNR G320.4-1.2	MSH 15-52	15 14 07	-59 09 27	H.E.S.S.	✓
SNR G343.1-2.3	HESS J1616-508	16 16 23.4	-50 53 49.7	H.E.S.S.	
	HESS J1640-465	16 40 44.2	-46 31 44	H.E.S.S.	
	HESS J1708-443	17 08 10	-44 21 00	H.E.S.S.	
	HESS J1718-385	17 18 07	-38 33 00	H.E.S.S.	
SNR G0.9+0.1		17 47 23.2	-28 09 06	H.E.S.S.	
SNR G12.8-0.0	HESS J1809-193	18 10 31	-19 18 00	H.E.S.S.	
	HESS J1813-178	18 13 36.6	-17 50 35	H.E.S.S.	
SNR G18.0-0.7	Turkey, HESS J1825-137	18 26 03.0	-13 45 44.3	H.E.S.S.	
SNR G21.5-0.9	HESS J1833-105	18 33 32.5	-10 33 19	H.E.S.S.	
SNR G29.7-0.3	HESS J1846-029	18 46 24.1	-02 58 53	H.E.S.S.	
	IGR J18490-0000	18 49 01	-00 01 17	H.E.S.S.	
	HESS J1912+101	19 12 49	+10 09 06	H.E.S.S.	
SNR G54.1+0.3		19 30 30	+18 52 14	VERITAS	
	OFGL J1958.1+2848	19 58 07.61	+28 48 11.9	Milagro	
	MGRO J2019+37	20 19 19.2	+36 49 48	Milagro	
	OFGL J2021.5+4026	20 21 35.77	+40 26 20.8	Milagro	
SNR G106.6+3.1	Boomerang	22 28 44	+61 10	Milagro	
SNR G353.6-0.7	HESS J1427-608	14 27 52	-60 51 00	H.E.S.S.	
	HESS J1507-622	15 06 52.8	-62 21 00.0	H.E.S.S.	
	HESS J1614-518	16 14 19.0	-51 49 07	H.E.S.S.	
	HESS J1626-490	16 26 04	-49 05 13	H.E.S.S.	
	HESS J1634-472	16 34 57.2	-47 16 02	H.E.S.S.	
	HESS J1702-420	17 02 44	-42 00 57	H.E.S.S.	
	HESS J1708-410	17 08 24	-41 05 24	H.E.S.S.	
	HESS J1731-347	17 31 55	-34 42 36	H.E.S.S.	
	HESS J1741-302	17 41 00	-30 10 00	H.E.S.S.	
	HESS J1745-303	17 45 02.2	-30 22 14	H.E.S.S.	
	HESS J1834-087	18 34 46.5	-08 45 52	H.E.S.S.	
	HESS J1837-069	18 37 37.4	-06 56 42	H.E.S.S.	
	HESS J1841-055	18 40 55	-05 33 00	H.E.S.S.	
	HESS J1843-033	18 43 00	-03 00 00	H.E.S.S.	
	OFGL J1844.1-0335	18 44 08.87	-03 35 21.4	Milagro	
	HESS J1857+026	18 57 11	+02 40 00	H.E.S.S.	
	HESS J1858+020	18 58 20	+02 05 24	H.E.S.S.	
	OFGL J1900.0+0356	19 00 02.21	+03 56 48.3	Milagro	
	MGRO J1908+06	19 07 54	+06 16 07	Milagro	
	VER J2019+407	20 19 52.80	+40 47 24.0	VERITAS	
	TeV J2032+4130	20 32 20	+41 30 36.0	HEGRA	

Les sources labellées "OFGL" indiquent une source coïncidente dans le catalogue de sources significatives au dessus de 100 MeV détectées par Fermi au terme de 3 mois de mission (Abdo et al., 2009 Catalogue 3 mois).

* Le catalogue de Green est disponible en référence Green (2009).

TAB. IX.1 – Liste des nébuleuses de pulsars clairement identifiées (1^{ère} partie du tableau) et sources non identifiées pouvant être des nébuleuses (2^{nde} partie du tableau) détectées à très haute énergie. La localisation de ces sources est représentée en vert et gris respectivement en figure IX.3.

Les pulsars en astronomie γ

Sommaire

X.1	Modèles d'émission des pulsars à haute énergie	123
X.1.1	Modèle de la calotte polaire (Polar Cap)	125
X.1.2	Modèle de la cavité externe (Outer Gap)	125
X.1.3	Modèle de la cavité à fentes (Slot Gap) : un modèle intermédiaire	126
X.2	Observations de pulsars en rayons γ	127
X.2.1	Les pulsars en astronomie γ avant Fermi	127
X.2.2	Les meilleurs candidats à la détection par <i>Fermi</i>	130
X.2.3	Les pulsars détectés par Fermi et les implications	130
X.2.4	L'ouverture vers l'instrumentation au sol	132

Les pulsars, précédemment introduits au cours de la section IV.1.1, sont des étoiles à neutrons en rotation rapide et fortement magnétisées qui peuvent être à l'origine d'émission du domaine radio jusqu'au rayon γ de haute énergie. De manière générale, le rayonnement dans le domaine radio d'une part, l'émission des rayons X aux rayons γ d'autre part, représentent respectivement $\sim 0.001\%$ et de 0.1 à 20 % de l'énergie dissipée par le pulsar. Le budget énergétique restant est dissipé lors de l'injection de particules énergétique dans la nébuleuse de pulsar. Bien que l'émission au delà de quelques dizaines de GeV soit prédite par certains modèles (Hirotani 2008), aucune preuve observationnelle n'a jamais été obtenue. Dans une première partie, nous décrirons les principaux modèles invoqués pour expliquer l'émission à haute énergie des pulsars. Dans un second temps, nous présenterons un aperçu des observations de pulsars en rayons γ réalisées par les missions dédiées à l'astronomie γ , notamment avec les instruments CGRO-EGRET et Fermi-LAT.

X.1 Modèles d'émission des pulsars à haute énergie

Les modèles actuels de rayonnement des pulsars à haute énergie peuvent être classés en trois catégories correspondant chacune à une région d'émission dans leur magnétosphère. Ces trois régions sont illustrées en couleur sur le schéma de la magnétosphère des pulsars représenté en figure X.1. L'axe de rotation Ω et l'axe magnétique B sont séparés par l'angle d'inclinaison α . Les lignes de champ fermées, entraînées par l'étoile à neutrons, sont en corotation avec elle. Au delà du cylindre de lumière, caractérisé par une distance $R = cP/2\pi$ à l'étoile à neutrons, les lignes de champ, ne pouvant se déplacer à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière, ne pourront pas se refermer.

Seulement deux ans après la découverte du premier pulsar au radio télescope de Cambridge (Royaume Uni) par l'étudiante J. Bell et son directeur de thèse A. Hewish (Hewish et al. 1968), le modèle de Goldreich & Julian (1969) fut émis pour expliquer la physique des pulsars, dans l'hypothèse simple du rotateur aligné, i.e. dans le cas où les axes magnétique et de rotation sont colinéaires. Depuis, de nouveaux modèles ont été suggérés.

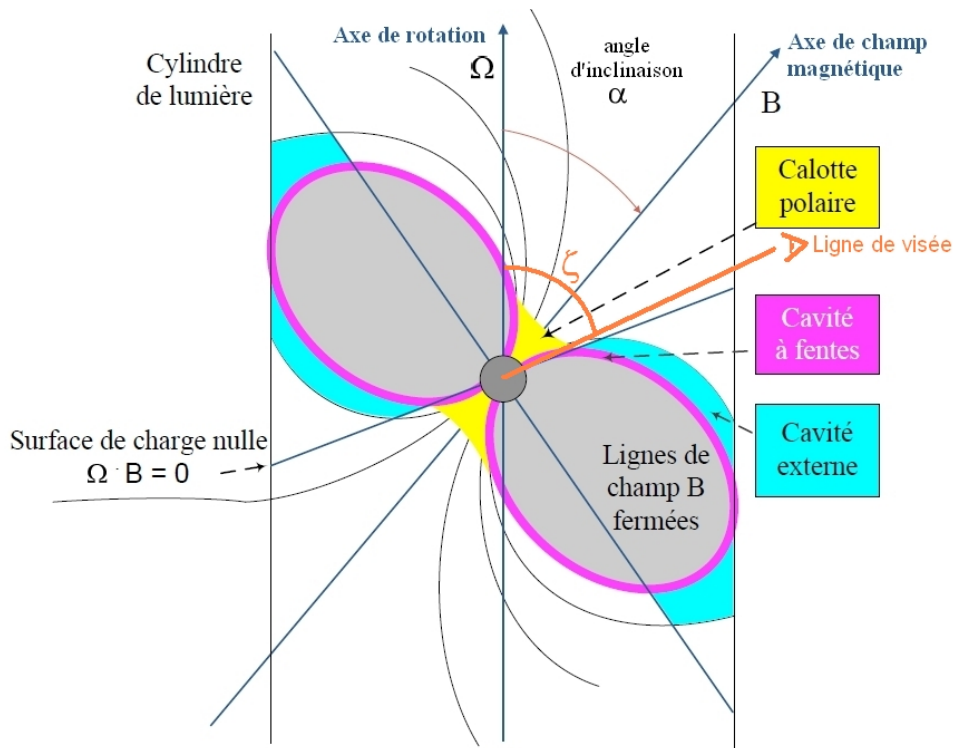


FIG. X.1 – Schéma de la magnétosphère des pulsars et des régions d'émission selon les modèles d'émission de la calotte polaire (en jaune), de la cavité à fentes (magenta) et de la cavité externe (bleu). Crédit : Alice K. Harding.

Au cours des paragraphes suivants, nous détaillerons les principes sur lesquels sont basés les modèles correspondant aux trois zones d'émission illustrées en figure X.1. Les modèles de la calotte polaire, de la cavité externe et de la cavité à fentes prédisent l'accélération des particules chargées dans la magnétosphère du pulsar jusqu'à des énergies relativistes, correspondant à des facteurs de Lorentz¹ de l'ordre de 10^5 à 10^7 . En effet, les processus électromagnétiques sont certainement les mécanismes les plus à même d'accélérer les particules si efficacement : de très forts champs électriques et magnétiques sont ainsi requis dans la région d'émission considérée.

Par ailleurs, dans le cadre de ces trois modèles, la taille de la région d'émission est relativement restreinte, ce qui permet de ne pas perturber l'équilibre électrique régnant dans la magnétosphère du pulsar, du fait de la présence de particules chargées, principalement des électrons et des positrons en quantité équivalente. Ainsi, l'accélération de particules ne sera réalisée que dans des cavités de taille réduite et relativement stable au cours du temps, dans lesquelles un déficit de charges est à l'origine d'un champ électrique important permettant l'accélération des particules.

¹Le facteur de Lorentz, généralement noté Γ , représente le rapport de l'énergie totale d'une particule par rapport à son énergie de masse : $\Gamma = \frac{E}{mc^2}$.

X.1.1 Modèle de la calotte polaire (Polar Cap)

Le modèle de la calotte polaire prédit une émission des photons localisée au voisinage des pôles magnétiques tout près de la surface de l'étoile à neutrons, comme illustré par la zone colorée en jaune sur la figure X.1.

Proposé pour la première fois en 1971 par Sturrock (1971), ce modèle a ensuite été perfectionné au fil des années. Il repose sur les principes suivants. L'émission γ pouvant être observée est due à l'accélération des électrons dans les calottes polaires de l'étoile à neutrons, à l'intérieur desquelles les lignes de champs atteignant le cylindre de lumière sont ouvertes. En effet, un déficit de charge dans les cavités contenant des lignes de champ ouvertes est à l'origine d'un champ électrique E_{\parallel} colinéaire à ces lignes de champs. A l'intérieur de ces cavités, les leptons, particules chargées, sont ainsi accélérées par différence de potentiel, processus explicité en section II.1.1.

L'émission de photons primaires est ensuite produite par rayonnement de courbure des leptons arrachés à la surface de l'étoile à neutrons autour de ces lignes de champ ouvertes.

Des cascades électromagnétiques sont ensuite initiées dans la magnétosphère du pulsar, à partir des photons primaires produits par rayonnement de courbure. Ainsi, par interaction avec les champs magnétiques ambiants, les photons primaires se matérialisent en des paires e^{\pm} , qui rayonnent par rayonnement synchrotron et diffusion Compton inverse sur les photons ambiants, principalement des photons X thermiques émis à la surface de l'étoile. L'existence du champ électrique dans la cavité accélératrice est à l'origine du mouvement des leptons de charges différentes dans les deux directions opposées suivantes : vers la surface de l'étoile et vers l'extérieur. Par ailleurs, la migration de ces charges permet d'écranter le champ électrique existant au niveau de la calotte polaire et de limiter ainsi la taille de la cavité. Des photons X thermiques sont émis lors du bombardement de la surface du pulsar par les leptons se dirigeant dans cette direction.

Dans ce modèle, l'accélération des électrons peut avoir lieu jusqu'à des distances de l'ordre de 3 rayons stellaires de la surface de l'étoile à neutrons en raison des champs magnétiques intenses. Au delà de cette altitude, l'atténuation du rayonnement par les processus de matérialisation de paires est à l'origine d'une cassure dans le spectre qui se manifeste par une coupure super-exponentielle de la forme exprimée en formule VII.5.

L'amélioration apportée par Daugherty & Harding (1996) par rapport aux versions antérieures du modèle consiste en un élargissement de la zone d'émission en terme d'altitude par rapport à la surface de l'étoile à neutrons, qui permet une modélisation des courbes de lumière mieux adaptée à reproduire les observations de pulsars réalisées par la mission EGRET, présentées en section X.2.1.

Les résultats des simulations Monte Carlo s'appuyant sur ce modèle prédisent des courbes de lumière présentant 1 à 2 pic(s) pouvant être séparés jusqu'à 0.5 en phase, donc compatibles avec les observations, ainsi que des spectres présentant une coupure abrupte (super-exponentielle) dans le domaine des rayons γ de haute énergie.

Notons que l'observation de photons jusqu'à des énergies supérieures à la dizaine de GeV par Fermi implique une émission préférentiellement localisée à plusieurs rayons stellaires de la surface de l'étoile à neutrons, défavorisant ainsi fortement ce modèle d'émission de rayons γ de haute énergie.

X.1.2 Modèle de la cavité externe (Outer Gap)

Le modèle de la cavité externe est basé sur l'émission de photons γ dans la zone de la magnétosphère située au delà de la surface de charge nulle ($\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$), représentée en figure X.1. Celle-ci sépare les particules de charges opposées étant en corotation avec l'étoile.

Suite à l'hypothèse de Holloway (1973) selon laquelle des cavités vides pouvaient exister dans la magnétosphère externe du pulsar, Cheng et al. (1986) suggérèrent que l'accélération des particules et l'émission de photons γ pourraient être réalisées dans ces cavités externes, limitées par la surface de charge nulle, la dernière ligne de champ fermée (i.e. en corotation avec l'étoile à neutrons) et le cylindre de lumière. Au sein de cette zone, la déplétion de charges provoquée par l'échappement des particules au delà du cylindre de lumière est à l'origine d'un champ électrique capable d'accélérer les leptons chargés arrachés de la surface de l'étoile dans des directions opposées. Par différents mécanismes tels que le rayonnement de courbure et la diffusion Compton inverse, les photons de haute énergie (1 – 10 TeV) sont émis par les leptons primaires interagissant avec les champs magnétiques et avec les champs de photons ambiants respectivement. Ces photons primaires se matérialisent ensuite en paires secondaires, elles-mêmes émettant des photons secondaires des rayons X à γ par émission synchrotron. De nouvelles cascades produisent des leptons et photons tertiaires, constituant le champ ambiant de photons et permettant ainsi le déclenchement des cascades électromagnétiques et le processus de création de paires. Par ailleurs, les paires de leptons produites par ces cascades permettent la limitation de la taille de la cavité accélératrice, par écrantage du champ électrique. De plus amples détails à ce sujet peuvent être lus en référence Romani (1996).

Dans ce modèle, l'énergie maximale des particules est limitée par le processus de rayonnement de courbure. La forme du spectre de photons présente une coupure dans le domaine des rayons γ de haute énergie, mais moins abrupte (forme exponentielle) que celle associée au modèle de la calotte polaire (forme super-exponentielle) décrit dans la section précédente. Ce modèle est adapté à la description des résultats spectraux et courbes de lumières observées par l'expérience EGRET. Il est également favorisé, de même que le modèle de la cavité à fentes, pour modéliser les résultats observationnels de la mission Fermi.

X.1.3 Modèle de la cavité à fentes (Slot Gap) : un modèle intermédiaire

Le modèle de la cavité à fentes, alternative aux deux modèles présentés précédemment, suggère une émission de photons à haute énergie localisée entre la surface de l'étoile à neutrons et le cylindre de lumière, le long des premières lignes de champ ouvertes. Ceci implique ainsi une région d'émission située à plus haute altitude que la zone d'émission correspondant au modèle de la calotte polaire.

Développant l'idée introduite une vingtaine d'années plus tôt par Arons (1983), le modèle de la cavité à fentes est basé sur l'accélération des particules et les processus de rayonnement et création de paires prenant place dans une cavité localisée tout près des lignes de champ ouvertes. Dans cette zone, le champ électrique est parallèle et, n'étant pas écranté près des lignes de champ ouvertes, permet l'accélération jusqu'à haute altitude. Le modèle de la cavité à fentes est limité aux cas des pulsars les plus jeunes et énergétiques, parmi lesquels les pulsars du Crabe, de Vela, Geminga, ayant été détectés en rayons γ par l'expérience EGRET. Dans la magnétosphère de ces pulsars, les photons primaires sont générés par rayonnement de courbure et se matérialisent en paires émettant des photons secondaires par rayonnement synchrotron, tandis que dans le cas de pulsars plus âgés, la production de photons primaires est habituellement associée au processus de diffusion inverse Compton, qui n'est pas en mesure d'écranter le champ électrique parallèle ni de limiter la taille de la zone d'accélération. L'extension du modèle de la cavité à fentes jusqu'à haute altitude au dessus de la calotte polaire et l'accord avec les données obtenues par observations des pulsars avec l'expérience EGRET sont présentés en détails en référence Muslimov & Harding (2004).

Les principales différences entre les modèles de la cavité externe et de la cavité à fentes sont explicités en référence (Hirovani 2008) : la zone d'accélération selon le modèle de la cavité externe est limitée par la surface de charge nulle et le cylindre de lumière, tandis que cette même zone peut être étendue jusqu'à la surface de l'étoile à neutrons, au dessus de la calotte polaire, dans le cas du modèle de la cavité à fentes. Par ailleurs, dans ce dernier modèle, le processus de production de paires est bien moins important, voire négligeable, que dans le cas du modèle de la cavité externe. Toutefois, la forme spectrale observée à haute énergie ne permet pas de discriminer entre ces modèles, dans la mesure où une coupure exponentielle est prédite dans les deux cas. De la même manière, les profils de courbes de lumières ne permettent pas de favoriser un modèle plutôt qu'un autre, comme explicité en conclusion de l'étude de populations à haute énergie réalisée par le LAT (Abdo et al., 2010 Catalogue de Pulsars).

Les observations de pulsars réalisées en rayons γ ainsi que les implications sur les modèles théoriques d'émission dans la magnétosphère des étoiles à neutrons sont présentés au cours de la section suivante.

X.2 Observations de pulsars en rayons γ

Depuis une quarantaine d'années, les missions dédiées à l'astronomie γ se sont succédées et ont révélé la détection des pulsars dans ce domaine spectral. La présente section expose une rétrospective des observations de cette classe de sources en rayons γ , des premières expériences en ballon jusqu'aux résultats les plus récents de la mission Fermi. Enfin, les perspectives d'étude d'émission pulsée par les instruments au sol sont brièvement présentées.

X.2.1 Les pulsars en astronomie γ avant Fermi

Dès le début des années 1970, une expérience constituée d'un télescope embarqué à bord d'un ballon a permis de révéler la première classe de sources émettant en rayons γ de haute énergie, par la détection du pulsar du Crabe (Browning et al 1971). Cette détection intervient seulement trois ans après la découverte de celui-ci dans le domaine radio (Staelin et al. 1968).

Peu après, la mission américaine Small Astronomy Satellite 2 (SAS-2) a permis la détection en rayons γ du pulsar de Vela (Thompson et al. 1975) ainsi que d'une source tout d'abord non identifiée, γ 195+5 (Kniffen et al. 1975), qui sera par la suite identifiée en tant que pulsar et rebaptisée Geminga. Jusqu'à présent, Geminga a révélé une émission pulsée dans le domaine optique, en rayons X et γ , mais aucune pulsation n'a pu être détectée dans le domaine radio. Il constitue, à ce titre, le premier objet de la classe des pulsars dits "muets" en radio, dont plusieurs membres ont été détectés depuis par la mission Fermi. De plus amples informations à ce sujet seront données au cours du paragraphe X.2.3.

Outre la confirmation de ces trois sources en tant qu'émetteurs de photons γ de haute énergie, la mission CGRO, décrite plus en détails au cours de la section III.1.1, a permis la détection de 4 pulsars supplémentaires. Parmi les 7 pulsars ainsi observés au dessus de 1 MeV, 6 ont été détectés par CGRO-EGRET : les pulsars du Crabe (PSR B0531+21), de Vela (PSR B0833-45), Geminga (PSR J0633+1746), PSR B1055-52, PSR B1706-44 et PSR B1951+31 (Nolan et al. 1996). Le septième pulsar, PSR B1509-58, fut détecté au dessous de 10 MeV, i.e. dans le domaine spectral des rayons

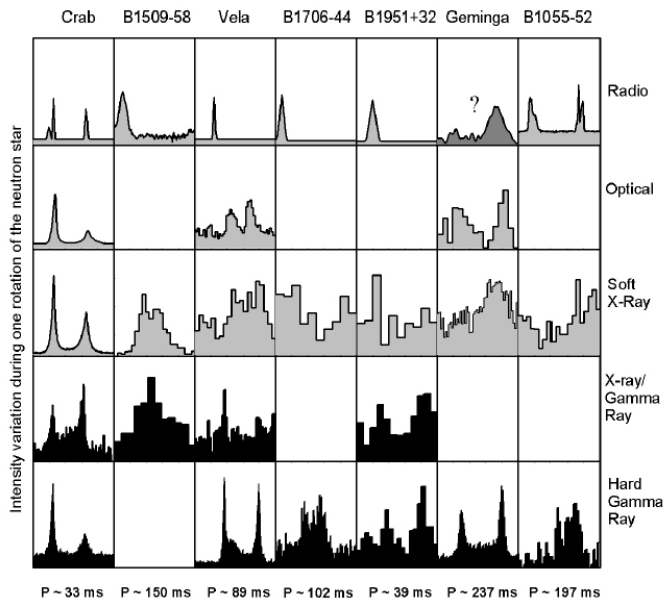


FIG. X.2 – Courbes de lumière à différentes longueurs d’onde des 7 pulsars observés par le satellite CGRO par les instruments COMPTTEL et EGRET. Cette figure est extraite de la référence Thompson (2008).

γ mous, par l’expérience CGRO-COMPTTEL (Kuiper et al. 1999). Les pulsations de cette source ont depuis été observées au dessus de 30 MeV, comme il sera expliqué au cours du chapitre XII présentant les détections du pulsar PSR B1509-58 et de la nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52 par le LAT, dont l’étude a été menée dans le cadre de cette thèse.

Les courbes de lumière du domaine radio aux rayons γ , sont présentées en figure X.2 (Thompson 2008). Nous notons en particulier qu’aucune courbe de lumière n’est connue dans le domaine radio pour le pulsar Geminga.

Par ailleurs, les 6 pulsars détectés par EGRET présentent tous deux pics principaux en rayons γ , dont la localisation en phase n’est pas toujours corrélée avec la position des pics à d’autres fréquences. En effet, seul le pulsar du Crabe présente deux pics visibles sur l’ensemble du spectre électromagnétique et situés à des positions semblant à première vue stables avec la fréquence. Des études plus précises ont en fait révélé un retard des pics émis dans le domaine radio par rapport aux plus hautes fréquences. Ce sujet sera détaillé dans le chapitre XI, présentant les résultats de l’observation de la région du Crabe par le Fermi-LAT. L’existence de pics dont la position en phase varie avec la fréquence laisse supposer des mécanismes d’émission et des géométries différentes dans chaque domaine spectral mentionné en figure X.2.

Les spectres multi-longueur d’onde des 7 pulsars observés pendant la mission CGRO sont représentés en figure X.3. De par les formes spectrales obtenues pour les 6 pulsars détectés par EGRET, nous constatons que le rayonnement X et γ représente une fraction de l’énergie pouvant être dissipée sous forme de rayonnement par le pulsar plus importante que le rayonnement observé dans le domaine radio. Il a de plus été démontré au cours de l’étude plus détaillée des pulsars les plus brillants, Vela, Crabe et Geminga, que le spectre en énergie varie avec l’intervalle en phase considéré de la courbe de

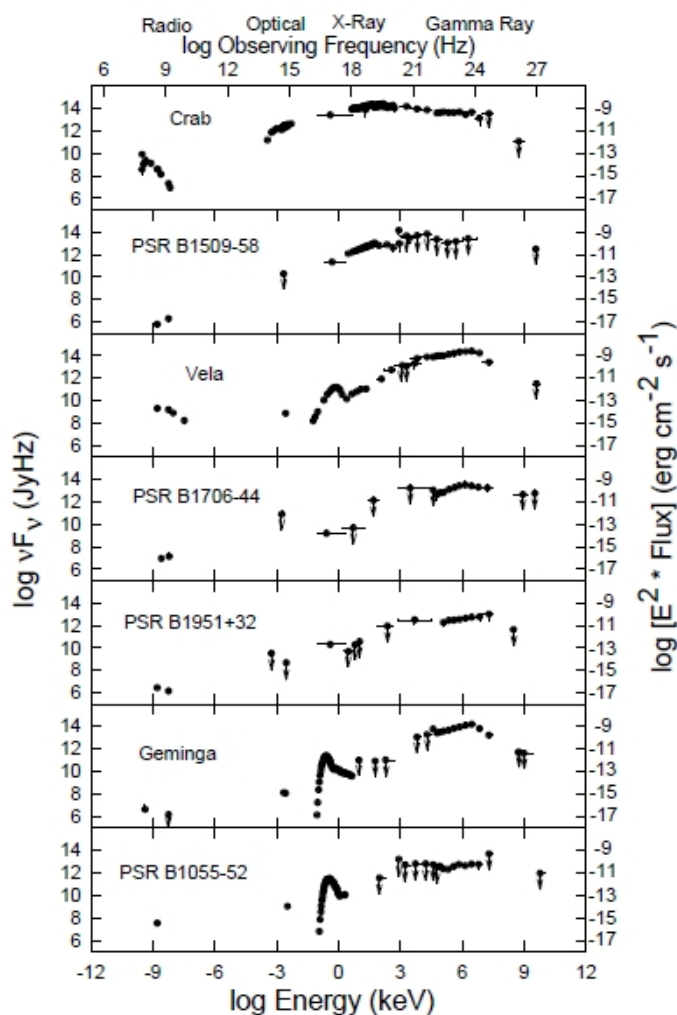


FIG. X.3 – Spectres multi-longueur d’onde des 7 pulsars détectés par les expériences COMPTEL ET EGRET à bord du satellite CGRO. Cette figure est extraite de la référence Thompson (2008).

lumière (Fierro et al. 1998). Ces analyses résolues en phase ont été réitérées de manière plus précise du fait de la statistique importante dont nous disposons à présent dans les données recueillies par Fermi concernant les 6 pulsars détectés par EGRET. De plus amples détails peuvent être trouvés dans les articles correspondant à chacun des pulsars en références Abdo et al., 2010 (Crabe), Abdo et al., 2010 (Vela II), Abdo et al., 2010 (Geminga) et Abdo et al., 2010 (3 Pulsars EGRET). Dans le cas du pulsar du Crabe, les résultats de l’analyse résolue en phase seront également présentés au cours du chapitre XI.

Par ailleurs, bien que n’atteignant pas le seuil de significativité requis pour une détection (5σ), trois pulsars ont été détectés de manière marginale par EGRET. Il s’agit des pulsars PSR B1046-58 (Kaspi et al. 2000), PSR B0654+14 (Ramanamurthy et al. 1996) et du pulsar milliseconde J0218+4232 (Kuiper et al. 2000).

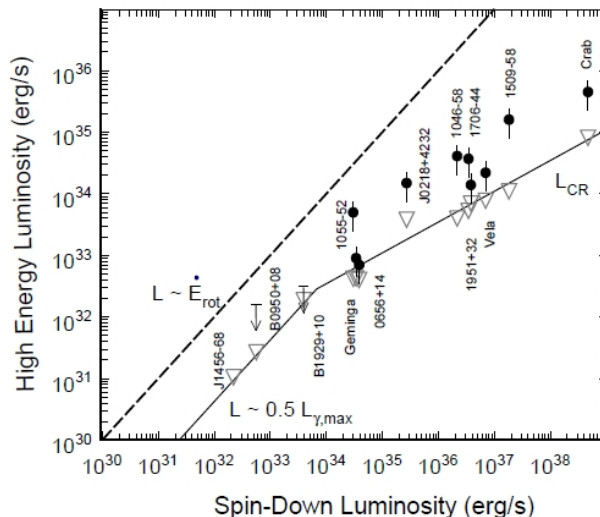


FIG. X.4 – Variation de la luminosité L_γ en fonction du ralentissement \dot{E} pour les neuf pulsars détectés par EGRET et le pulsar observé par COMPTEL. Cette figure est extraite de Harding et al. (2002).

X.2.2 Les meilleurs candidats à la détection par *Fermi*

Comme il fut explicité au cours de la section VII.2 exposant les méthodes d'analyse spectrale des données *Fermi*, les 6 pulsars détectés par EGRET présentent des ralentissements \dot{E} relativement importants. Ainsi, parmi les ~ 1900 pulsars connus, ces 6 pulsars figurent aux rangs 2, 17, 24, 26, 186, 191 dans le cadre d'un classement par valeur de \dot{E} .

Les observations réalisées par les expériences EGRET et COMPTEL ont, de plus, révélé l'existence d'une corrélation entre la luminosité L_γ observée dans le domaine des rayons γ et le ralentissement \dot{E} des 10 pulsars considérés. Cette corrélation est illustrée en figure X.4. Ainsi, pour les pulsars de ralentissement $\dot{E} < 10^{34}$ erg s $^{-1}$, la luminosité L_γ semble proportionnelle au ralentissement \dot{E} , tandis que pour les pulsars les plus énergétiques, caractérisés par $\dot{E} > 10^{34}$ erg s $^{-1}$, elle semble proportionnelle à $\dot{E}^{1/2}$. Ces observations ont permis de réaliser des prédictions quant aux pulsars potentiellement détectables par *Fermi*. Le flux de photons ϕ étant proportionnel à L_γ/d^2 , où d représente la distance à la source, les pulsars devant apparaître comme les plus brillants devraient ainsi correspondre aux valeurs de la quantité $\dot{E}^{1/2}/d^2$ les plus importantes. 220 pulsars devant être observés régulièrement par les radio télescopes et les satellites dédiés aux rayons X ont été ainsi sélectionnés (Smith et al. 2008). Plus de 500 pulsars non prioritaires sont également suivis à basse fréquence. Ces observations sont nécessaires pour permettre la mise en évidence de la périodicité des pulsars lors d'analyses temporelles réalisées sur les données *Fermi*.

X.2.3 Les pulsars détectés par *Fermi* et les implications

A partir des éphémérides des 762 pulsars générées à partir des observations régulières par les radio télescopes et le satellite en rayons X RXTE, et de la méthode de recherche de périodicité à l'aveugle (Atwood et al. 2006; Ziegler et al. 2008), explicités en section VII.2, 55 pulsars ont d'ores et déjà été

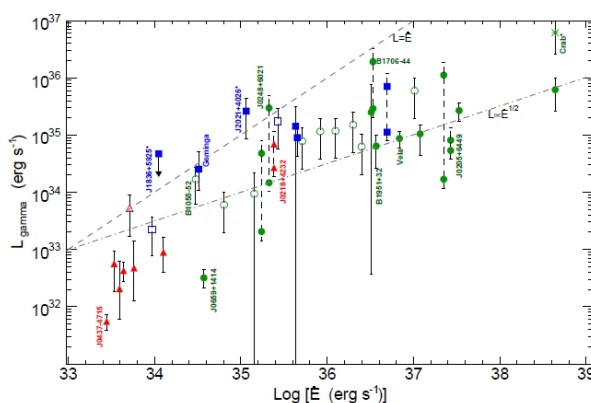


FIG. X.5 – Variation de la luminosité en fonction du ralentissement pour les 46 premiers pulsars détectés par Fermi-LAT. Cette figure est extraite de Abdo et al., 2010 (Catalogue de Pulsars).

détectés dans les données Fermi. Ces pulsars peuvent être classés en 3 catégories :

- les pulsars normaux et jeunes, émettant également dans le domaine radio, au nombre de 22 et présentés en référence Abdo et al., 2010 (Catalogue de Pulsars) ;
- les pulsars milliseconde, étant au nombre de 9, dont 8 sont présentés en référence Abdo et al., 2010 (Catalogue de Pulsars) ;
- les pulsars non détectés en radio et découverts en rayons γ par les méthodes à l’aveugle, au nombre de 24, dont 16 sont présentés en référence Abdo et al., 2010 (Catalogue de Pulsars).

Ainsi, l’observation du ciel par Fermi a permis pour la première fois de fermement identifier les pulsars millisecondes comme source d’émission pulsée en rayons γ , ainsi que de découvrir de nouveaux pulsars présentant les caractéristiques de Geminga, i.e. muets en radio. Cela dit, bien que les 24 pulsars appartenant à la 3^{ème} catégorie aient été découverts pour la première fois en rayons γ , il s’avère que trois d’entre eux (au moins) se révèlent émettre très faiblement dans le domaine radio (Camilo et al. 2009; Abdo et al., 2010 PSR J1907+0602).

L’étude de populations réalisée par la collaboration Fermi sur les 46 premiers pulsars détectés, est en accord avec les prédictions de Harding et al. (2002) quant à l’évolution de la luminosité en rayons γ avec le ralentissement des pulsars, comme le montre la figure X.5, extraite de (Abdo et al., 2010 Catalogue de Pulsars).

Par ailleurs, l’observation à haute énergie de cette population indique que les mécanismes d’émission à haute énergie pour les trois catégories de pulsars énoncées ci-dessus seraient similaires, et favorise pour une grande fraction des cas les modèles prévoyant l’émission loin de la surface de l’étoile à neutrons, par rapport au modèle de la calotte polaire. De plus amples informations sur les résultats et les contraintes apportées par cette étude de population peuvent être trouvées en référence Abdo et al., 2010 (Catalogue de Pulsars).

L’émission en rayons γ au dessus de 30 MeV du pulsar PSR B1509-58, détecté précédemment seulement au dessous de la dizaine de MeV par CGRO-COMPTEL, constitue une détection supplémentaire de pulsar à haute énergie. Cet objet présente des caractéristiques spectrales tout à fait uniques. La coupure spectrale observée aux énergies de l’ordre de quelques dizaines de MeV im-

plique l'existence de processus d'atténuation n'étant pas réalisés dans le cas des 55 autres pulsars cités précédemment, généralement caractérisés par des énergies de coupure dans l'intervalle 1 à 8 GeV. Plus de détails au sujet du pulsar PSR B1509-58 seront présentés au cours du chapitre XII.

X.2.4 L'ouverture vers l'instrumentation au sol

Les instruments au sol dédiés à l'astronomie de très haute énergie, tels que ceux décrits en section III.2, sont caractérisés pour la plupart par un seuil minimal en énergie de l'ordre de la centaine de GeV.

Cependant, la mise en place d'une configuration particulière dans les systèmes de détection a permis d'abaisser le seuil standard de l'expérience au sol MAGIC de ~ 60 GeV à ~ 25 GeV, permettant ainsi de détecter les pulsations à haute énergie du pulsar du Crabe. Les courbes de lumières obtenues au dessus de 25 et 60 GeV présentent deux pics dont la position en phase est compatible avec celle des pics observés par EGRET (Fierro et al. 1998) et par la collaboration Fermi (Abdo et al., 2010 Crabe). De plus amples détails à propos des méthodes d'analyses et résultats obtenus avec le détecteur Tcherenkov MAGIC peuvent être trouvés en référence Aliu et al., 2008 (Pulsar du Crabe).

L'étude de ce pulsar a été choisi par rapport à ses caractéristiques spectrales : une forte luminosité en rayons γ et un spectre en loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2.08$ obtenu par EGRET. Le prolongement du spectre observé à haute énergie laissait ainsi supposer qu'une détection serait possible sous réserve d'abaisser le seuil minimal en énergie. Les recherches de pulsations ont également été entreprises pour d'autres sources, telles que les pulsars PSR B1951+31 (Albert et al. 2007), PSR J0205+6449, PSR J2229+6114 et J0218+4232 (Anderhub et al. 2010). Seules des limites supérieures ont pu être dérivées de l'analyse des données recueillies par les instruments dédiés à l'astronomie γ de très haute énergie.

Cependant, les résultats récents obtenus par Fermi, prédisant des coupures exponentielles d'énergie comprise entre 1 et 8 GeV, montrent qu'il faudrait abaisser le seuil en énergie jusqu'à la dizaine de GeV pour permettre aux détecteurs Tcherenkov atmosphériques de détecter les pulsations à haute énergie des étoiles à neutrons les plus brillantes et ainsi d'accéder à la partie décroissante de la composante synchrotron du spectre des pulsars. De telles détections seraient en particulier facilitées dans l'hypothèse des modèles de cavités externe et à fentes selon lesquels la coupure spectrale est exponentielle, i.e. moins abrupte que dans le modèle prédisant l'émission de photons près des pôles magnétiques de l'étoile. Les futures expériences au sol, telles que C.T.A. (Cherenkov Telescope Array) (Stegmann 2010) et A.G.I.S. (Advanced Gamma-ray Imaging System) (Vassiliev 2010), sont ainsi conçues pour permettre l'étude du ciel en rayons γ dans un intervalle en énergie plus vaste que les missions actuelles, autorisant l'étude de l'émission pulsée à haute énergie.

Les chapitres suivants décrivent les résultats et implications d'observations des régions du Crabe, de MSH 15-52 et de Vela réalisées avec le Fermi-Large Area Telescope. Dans les trois cas présentés, le pulsar et sa nébuleuse ont été clairement identifiés et analysés selon les méthodes exposées au cours du chapitre VII. Les erreurs systématiques sur les résultats ont ensuite été estimées selon les modalités explicités dans le chapitre VIII.

La nébuleuse et le pulsar du Crabe

Sommaire

XI.1	Introduction	133
XI.2	Observations du pulsar du Crabe dans le domaine radio	134
XI.3	Observations de la région du Crabe avec le <i>Fermi</i> -Large Area Telescope	135
XI.3.1	Sélection des données	135
XI.3.2	Analyse temporelle du pulsar du Crabe	135
XI.3.3	Analyse spectrale de la nébuleuse du Crabe	139
XI.3.4	Analyse spectrale du pulsar du Crabe	142
XI.3.5	Analyse spectrale résolue en phase de l'émission pulsée	144
XI.4	Discussion	145
XI.4.1	Rayonnements synchrotron et Compton inverse au sein de la nébuleuse du Crabe	145
XI.4.2	Processus d'émission à haute énergie pour le pulsar du Crabe	146
XI.5	Conclusions	148

Le présent chapitre décrit les résultats de l'observation en rayons γ de la région du Crabe réalisée avec le Fermi-LAT. Ces résultats font l'objet de la référence Abdo et al., 2010 (Crabe). En utilisant 8 mois de données, le pulsar et la nébuleuse du Crabe ont pu être détectés et analysés de manière très précise d'un point de vue temporel et spectral. La courbe de lumière extrêmement précise obtenue grâce aux éphémérides dérivées des observations régulières par les radio télescopes de Nançay (France) et Jodrell Bank (Royaume-Uni) présente 2 pics dont la position est stable avec l'énergie. La forme spectrale du pulsar du Crabe, modélisée à l'aide d'une loi de puissance présentant une coupure exponentielle à l'énergie de ~ 6 GeV, de même que l'observation de photons jusqu'à des énergies de ~ 20 GeV défavorisent le modèle théorique prédisant l'émission à haute énergie près des pôles magnétiques, présenté en section X.1.1. Par ailleurs, après soustraction de la composante pulsée, les observations de la nébuleuse du Crabe réalisées par Fermi permettent l'obtention d'un spectre présentant une précision inégalée, dans lequel les composantes synchrotron et Compton inverse sont résolues. Des contraintes sur les paramètres physiques de la source et sur les processus d'émission observés à haute énergie sont dérivées de cette observation.

XI.1 Introduction

La nébuleuse du Crabe appartient à la classe des nébuleuses de pulsars dont le vestige de supernova associé n'est observé à aucune longueur d'onde. Détectée du domaine radio jusqu'au domaine de très haute énergie dont c'est la chandelle standard, elle est considérée comme l'archétype des nébuleuses de pulsars bien qu'elle possède en réalité des propriétés tout à fait uniques.

La description théorique des processus d'émission observés sur l'ensemble du spectre électromagnétique a été maintes fois abordée, notamment dans des références telles que Kennel & Coroniti (1984), de Jager & Harding (1992) et de Jager et al., 1996 (Crabe). La composante à basse énergie observée du domaine radio jusqu'aux rayons γ (de l'ordre de quelques centaines de MeV) est associée au rayonnement synchrotron des particules, décrit en section II.2.1, tandis que la composante spectrale de haute énergie est généralement associée au processus de diffusion Compton inverse de ces électrons très énergétiques sur les photons ambiants : fond diffus cosmologique (CMB), infra-rouge (IR), photons optiques, mais surtout sur les photons synchrotron, qui constituent le champ de photons cibles dominant dans le cas spécifique de la nébuleuse du Crabe. Par ailleurs, la contribution d'autres processus leptoniques, tels que le rayonnement de freinage des électrons relativistes se produisant dans les filaments de la nébuleuse, ont été suggérés dans le cadre d'une modélisation du spectre adaptée à reproduire les observations à haute énergie (Atoyan & Aharonian 1996), notamment l'excès de rayonnement observé par EGRET aux énergies du GeV (de Jager et al., 1996 Crabe). Les résultats de l'observation de la nébuleuse du Crabe par l'instrument Fermi-LAT dans l'intervalle 100 MeV – 300 GeV et les implications en terme de processus de rayonnement seront présentés dans les sections suivantes.

Au centre de la nébuleuse se trouve le pulsar du Crabe. Situé à une distance de 2 kpc de la Terre et caractérisé par un ralentissement de $\dot{E} = 4.6 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, il constitue l'un des pulsars connus les plus énergétiques. Ses paramètres de rotation, une période de $P = 33 \text{ ms}$ et une dérivée de $\dot{P} = 4.2 \times 10^{-13} \text{ s s}^{-1}$, implique un âge caractéristique de $\tau_C = P/2\dot{P} = 1240 \text{ ans}$, proche de l'âge observationnel. En effet, la nébuleuse et son pulsar sont associés à l'explosion en supernova observée par les astronomes chinois en 1054 ap. J.-C.

L'expérience CGRO-EGRET a permis la détection et l'analyse dans l'intervalle en énergie 30 MeV – 30 GeV de l'émission provenant du pulsar du Crabe (Nolan et al. 1993; Kuiper et al. 2001; Fierro et al. 1998). Des études plus précises ont notamment permis de mettre en évidence les variations spectrales de l'émission pulsée en fonction de la phase (Fierro et al. 1998). Plus récemment, Pellizzoni et al. (2009) et Aliu et al., 2008 (Pulsar du Crabe) ont reporté la détection de ce pulsar par les expériences AGILE et MAGIC (au dessus de 25 GeV) respectivement. Les courbes de lumière obtenues par ces instruments sont en accord avec les résultats observationnels de la mission EGRET.

L'observation du pulsar du Crabe en rayons γ de haute énergie est essentielle pour mieux comprendre la géométrie d'émission dans la magnétosphère de cet objet. Les résultats des analyses de données Fermi seront confrontés aux principaux modèles d'émission à haute énergie proposés, les modèles de la calotte polaire (Polar Cap), de la cavité à fentes (Slot Gap) et de la cavité externe (Outer Gap), décrits plus en détails au cours du chapitre X.

XI.2 Observations du pulsar du Crabe dans le domaine radio

Le pulsar du Crabe est un pulsar jeune et pouvant présenter des glitches et du *timing noise*. L'analyse temporelle très précise que l'on désire réaliser en rayons γ à partir des 8 premiers mois de données recueillies par Fermi nécessite de ce fait une observation régulière de cet objet par les radio télescopes tout au long de la période d'observations. Ces observations ont été réalisées dans le cadre de la campagne de suivi des pulsars mise en place entre la collaboration Fermi, les radio télescopes et les satellites en rayons X (Smith et al. 2008).

L'éphéméride utilisée dans le cadre de l'analyse présentée au cours de ce chapitre a été dérivée des observations réalisées avec le radio télescope de Nançay (Theureau et al. 2005) et à l'aide du télescope MKIA de Jodrell Bank (Hobbs et al. 2004; Lyne et al. 1993). Les 698 temps d'observations (TOAs pour l'anglais Time of Arrivals) utilisés dans la construction de cette éphéméride ont été enregistrés entre le 20 Juin 2008 et le 8 Avril 2009, couvrant ainsi l'intégralité de la période d'observations considérée pour l'analyse des données Fermi (2 Août 2008 – 7 Avril 2009). Parmi ces 698 TOAs, 210 correspondent à une observation réalisée à 1.4 GHz, tandis que les 488 restant proviennent d'observations à 600 MHz. L'observation de ce pulsar à différentes fréquences permet ainsi l'estimation de la mesure de dispersion. En effet, dans le milieu interstellaire, les rayons lumineux sont dispersés par les électrons présents sur leur parcours, ce qui se traduit par une arrivée décalée de photons de fréquence différente émis simultanément au niveau de la source. Cette méthode, associée à un modèle de densité électronique dans la Galaxie, peut permettre d'estimer la distance au pulsar. L'observation de l'évolution en temps de la mesure de dispersion permet de tenir compte des variations de la densité de colonne des électrons le long de la ligne de visée pendant la durée de l'observation en rayons γ .

Les 698 TOAs ont été ajustés à l'aide de l'outil TEMPO2 (Hobbs et al. 2006), permettant ainsi de construire l'éphéméride et d'estimer la mesure de dispersion $DM = (56.7037 \pm 0.0003) \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ et sa dérivée en temps $DM1 = (3.05 \pm 0.10) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3} \text{ pc yr}^{-1}$. L'éphéméride résultant est caractérisée par une précision de $21.1 \mu\text{s}$, qui autorise une étude très détaillée de la courbe de lumière du pulsar du Crabe en rayons γ .

XI.3 Observations de la région du Crabe avec le *Fermi*-Large Area Telescope

XI.3.1 Sélection des données

Les résultats de l'analyse de la région du Crabe par l'instrument Fermi-LAT, dont les performances sont décrites au cours du chapitre VI, ont été obtenus à partir de 248 jours d'observations (2 Août 2008 – 7 Avril 2009). Seuls les photons de la classe *Diffuse*, i.e. correspondant à la classe d'évènements bénéficiant du meilleur rejet de bruit de fond, et correspondant à des angles zénithaux inférieurs à 105° sont considérés, permettant le rejet des évènements d'albédo γ . De plus amples détails quant aux modalités de préparation des données sont présentés au cours de la section VII.1.

XI.3.2 Analyse temporelle du pulsar du Crabe

L'analyse temporelle des données Fermi dans la région du Crabe a été réalisée en utilisant l'éphéméride obtenue par la méthode explicitée au cours de la section XI.2.

Les courbes de lumière obtenues en rayons γ et présentées en figures XI.1, XI.2 et XI.3 ont été obtenues en sélectionnant les photons à l'intérieur d'une région d'intérêt dont la distance angulaire θ par rapport à la position du pulsar en radio, R.A. = 83.63322° , Dec. = 22.01446° (J2000), varie avec l'énergie E selon la formule suivante :

$$\theta < \text{Max}(6.68 - 1.76\text{Log}_{10}(E_{\text{MeV}}), 1.3)^\circ \quad (\text{XI.1})$$

tient compte de l'amélioration de la PSF avec l'énergie et permet ainsi de maximiser le rapport signal/bruit.

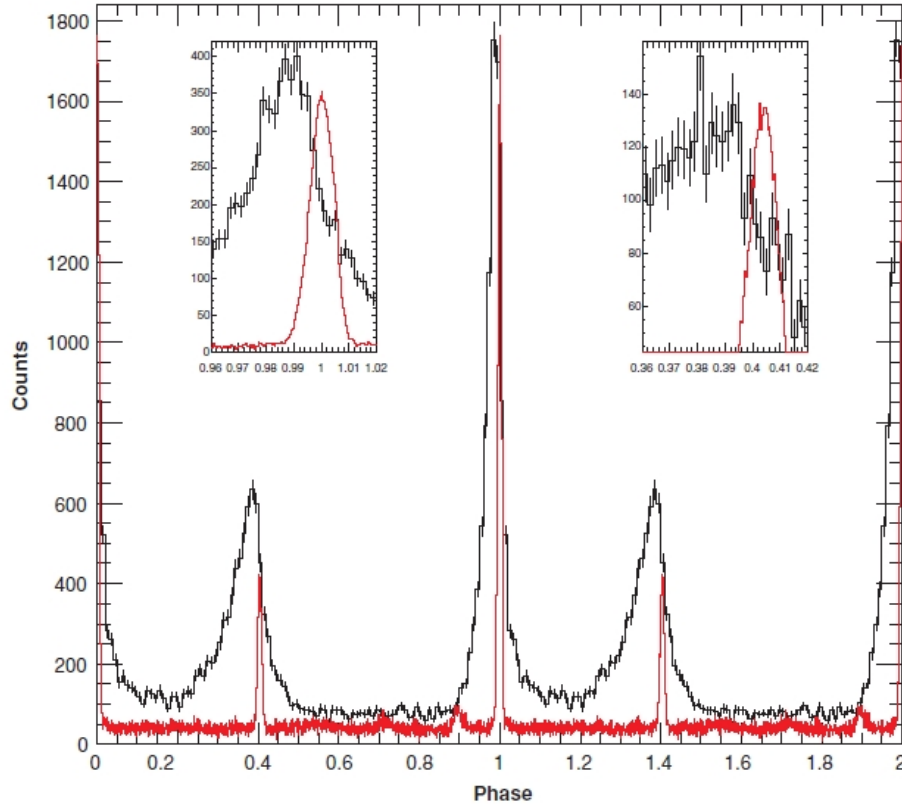


FIG. XI.1 – Courbe de lumière du pulsar du Crabe obtenue à partir des données LAT au dessus de 100 MeV dans une région d’intérêt circulaire et dépendant de l’énergie selon la formule (XI.1). La précision est de 0.01 en phase. Le détail des 2 pics est présenté dans les encadrés, avec une précision de 0.002 en phase. Le profil radio est superposé en rouge. La phase 0 est définie au maximum du premier pic observé en radio à 1.4 GHz. Deux rotations du pulsar sont représentées.

Les figures XI.1 et XI.2 (g) représentent la courbe de lumière obtenue en sélectionnant les photons d’énergie supérieure à 100 MeV dans la région d’intérêt définie par la formule (XI.1). Parmi les 22601 photons détectés, une soustraction du bruit de fond permet l’estimation de 14563 ± 240 photons pulsés. Le profil observé dans le domaine radio à la fréquence 1.4 GHz est superposé en rouge en figure XI.1 et également représenté en figure XI.2 (a). La phase 0 a été définie au maximum du premier pic de ce profil radio. La figure XI.2 présente un panorama des courbes de lumière observées du domaine radio jusqu’au domaine de très haute énergie, en passant par l’optique, les rayons X et les rayons X durs et les rayons γ de haute énergie.

La courbe de lumière illustrée en en figure XI.1 présente deux pics, $P1$ et $P2$ localisés aux phases $\phi_1 = 0.9915 \pm 0.0005$ et $\phi_2 = 0.3894 \pm 0.0022$ respectivement. Les pics sont ainsi séparés par $\delta\phi = 0.398 \pm 0.003$. De plus, le retard du premier pic observé en radio sur le premier pic en rayons γ , illustré par l’encadré à gauche est de 0.0085 ± 0.0005 en phase, tandis que le second pic radio suit le second pic en rayons γ avec un retard de 0.0143 ± 0.0022 en phase (cf. encadré à droite), ce qui implique une séparation des pics en radio légèrement supérieure à celle observée en rayons γ par

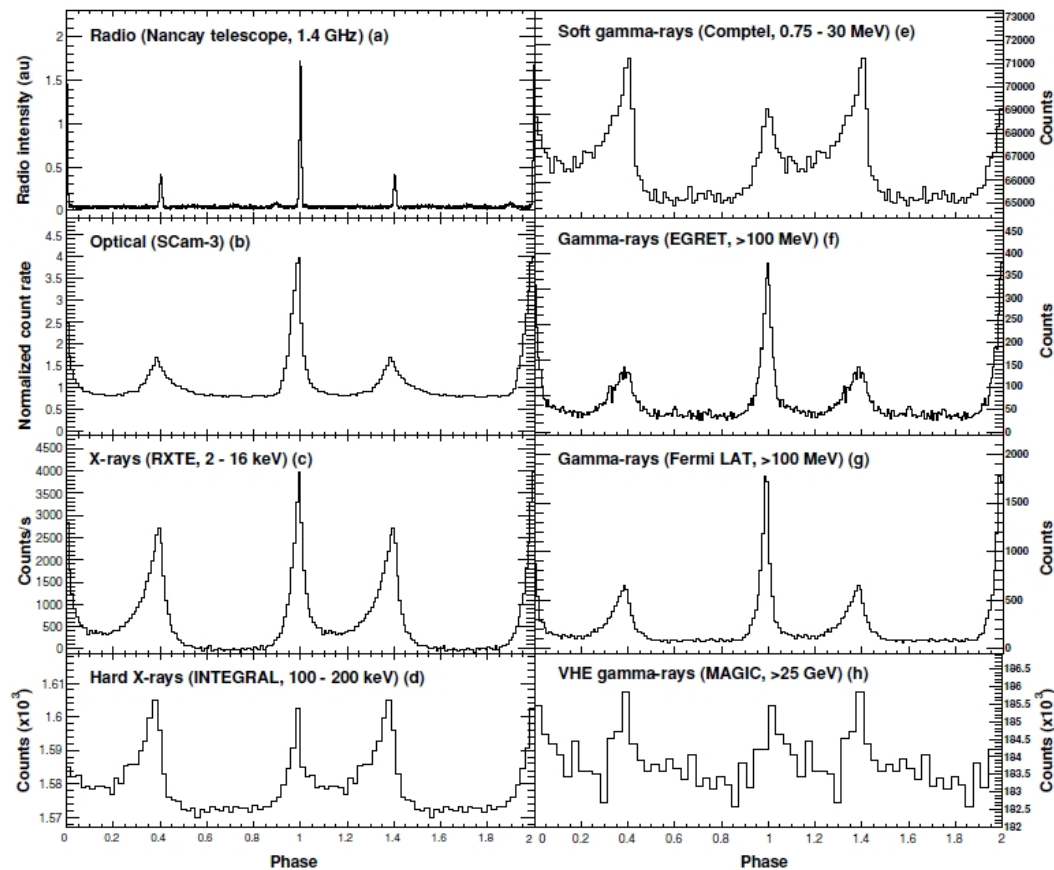


FIG. XI.2 – Courbes de lumière du pulsar du Crabe dans les différents domaines spectraux. Deux rotations sont représentées. Références : (a) Radio télescope de Nançay, Abdo et al., 2010 (Crabe) ; (b) Oosterbroek et al. (2008) ; (c) Rots et al. (2004) ; (d) Mineo et al. (2006) ; (e) Kuiper et al. (2001) ; (f) EGRET, Kuiper et al. (2001) ; (g) Abdo et al., 2010 (Crabe) ; (h) Aliu et al., 2008 (Pulsar du Crabe).

Fermi.

L'incertitude sur le retard γ /radio provient non seulement d'une origine statistique (erreur sur l'ajustement des pics par des distributions lorentziennes) mais également de l'erreur sur la mesure de dispersion DM lors de la propagation d'un signal à la fréquence f . Celle-ci peut être estimée par la formule suivante (Manchester & Taylor 1977) :

$$\Delta(\Delta t) = -\frac{\Delta DM}{K f^2} \quad (\text{XI.2})$$

où la quantité ΔDM tient compte des erreurs sur DM et DM1. La constante de dispersion, K , vaut $2.410 \times 10^{-4} \text{ MHz}^{-2} \text{ cm}^{-3} \text{ pc s}^{-1}$. Ceci entraîne une erreur sur le retard estimé de l'ordre de $1.4 \mu\text{s}$, soit une erreur bien inférieure à la précision de la solution temporelle utilisée ($21.1 \mu\text{s}$), équivalent à une erreur en phase de 0.0006 sur la valeur du retard γ /radio.

L'existence d'un pic en radio à la phase 0.896 ± 0.001 , référencé comme la composante LFC

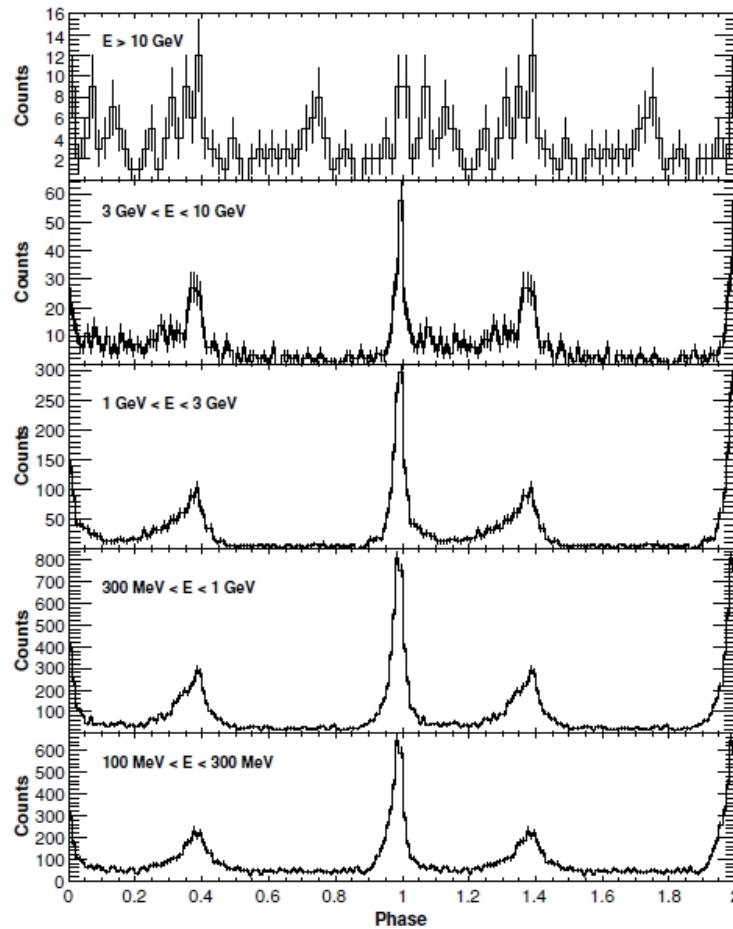


FIG. XI.3 – Courbes de lumière du pulsar du Crabe obtenues à partir des données LAT dans différents intervalles en énergie et dans une région d’intérêt dépendant de l’énergie selon la formule (XI.1). La précision est de 0.01 en phase, excepté pour la courbe de lumière au dessus de 10 GeV (0.02 en phase). Deux rotations sont représentées.

(pour l’anglais Low Frequency Component) par Moffett & Hankins (1996), implique que ce dernier, en tant que précurseur radio, précède le premier pic observé en rayons γ de 0.095 ± 0.002 en phase.

L’évolution de la courbe de lumière du pulsar du Crabe en fonction de l’énergie est représentée en figure XI.3. Les pics $P1$ et $P2$ présentent une forme asymétrique et peuvent être modélisés par des distributions de deux demi-lorentziennes, permettant ainsi d’estimer les largeurs à mi-hauteur différentes correspondant aux flancs montant et descendant de chacun des pics. Cette analyse n’a pu être réalisée au dessus de 10 GeV pour des raisons de statistiques. La position des pics et les largeurs dans les différents intervalles en énergie représentés en figure XI.3 ainsi que dans l’intervalle 100 MeV – 300 GeV, sont présentées en table XI.1. Nous constatons qu’aux erreurs statistiques près, la position des pics ne varie pas avec l’énergie, mais que ces derniers deviennent de plus en plus étroits lorsque l’énergie augmente.

Le poids relatif des deux pics est également évalué dans chacun des intervalles. Dans le cadre de

Intervalle en énergie (GeV)	ϕ_1 ($\times 10^{-2}$)	HW_1^a ($\times 10^{-2}$)	HW_1^b ($\times 10^{-2}$)	ϕ_2 ($\times 10^{-2}$)	HW_2^a ($\times 10^{-2}$)	HW_2^b ($\times 10^{-2}$)	Rapport P1/P2
0.1 – 300	99.2 ± 0.1^c	4.5 ± 0.2^c	2.3 ± 0.1^c	38.9 ± 0.2^c	11.5 ± 1.5^c	4.5 ± 0.7^c	1.60 ± 0.06
0.1 – 0.3	99.2 ± 0.1	6.0 ± 0.4	2.3 ± 0.2	38.3 ± 0.8	8.4 ± 2.2	8.1 ± 3.7	1.73 ± 0.12
0.3 – 1.0	99.1 ± 0.1	4.3 ± 0.2	2.7 ± 0.2	39.3 ± 0.3	13.6 ± 1.7	3.6 ± 0.9	1.60 ± 0.08
1.0 – 3.0	99.2 ± 0.1	3.5 ± 0.3	2.3 ± 0.3	38.2 ± 0.5	8.5 ± 2.8	6.0 ± 1.9	1.49 ± 0.12
3.0 – 10.0	99.5 ± 0.2	2.6 ± 0.5	1.6 ± 0.6	38.9 ± 0.6	5.3 ± 1.9	2.0 ± 1.4	0.95 ± 0.20

a, b : Les valeurs de largeurs à mi-hauteur (HW) ont été obtenues par modélisation des pics à l'aide d'une distribution de deux demi-lorentziennes correspondant aux flancs montant et descendants des deux pics.

c : Ces paramètres ont été dérivés d'une analyse de la courbe de lumière dont la précision est de 0.002 en phase.

TAB. XI.1 – Paramètres des courbes de lumière du pulsar du Crabe dans différents intervalles en énergie.

cette analyse, les pics *P1* et *P2* sont définis par les intervalles en phase $0.87 - 1.07$ et $0.27 - 0.47$ respectivement. Nous constatons que le rapport *P1/P2* diminue lorsque l'énergie augmente, de manière similaire aux observations réalisées pour différents pulsars tels que Vela (Abdo et al., 2010 Vela II) et Geminga (Abdo et al., 2010 Geminga).

L'analyse de la nébuleuse du Crabe, bien moins brillante que son objet compact associé dans le domaine des rayons γ , nécessite de définir dans la courbe de lumière du pulsar du Crabe un intervalle en phase, $0.52 - 0.87$, correspondant à un échantillon de données non contaminé par l'émission pulsée. Bien que supposé ne contenir aucun photon pulsé, nous notons l'existence d'une singularité au dessus de 10 GeV, localisée à la phase ~ 0.74 et ainsi coïncidente avec la composante HFC2 (pour l'anglais High Frequency Component 2) observée dans le domaine radio pour des fréquences de 4.7 à 8.4 GHz par Moffett & Hankins (1996). Cette singularité, correspondant à un excès de 13.8 photons au dessus d'un niveau de fond moyen de 2.10 photons par intervalle en phase, correspond à une significativité de seulement 3σ , trop faible pour déclarer une réelle détection.

La figure XI.4 représente les cartes en photons, dans une région de taille $15^\circ \times 15^\circ$, correspondant à l'émission du pulsar du Crabe (*en haut*) et de la nébuleuse du Crabe (*en bas*), dans différents intervalles en énergie. Nous remarquons en particulier que l'émission de la nébuleuse du Crabe ne domine le niveau de fond diffus galactique qu'à haute énergie, i.e. au dessus de 10 GeV. De plus, le pulsar et sa nébuleuse apparaissent coïncidents spatialement et ponctuels par rapport à la PSF du LAT.

XI.3.3 Analyse spectrale de la nébuleuse du Crabe

L'analyse de la nébuleuse a été effectuée sur l'intervalle en phase $0.52 - 0.87$, supposé non contaminé par l'émission pulsée.

Une analyse morphologique, réalisée avec l'outil *Sourcelike* et telle que décrite au cours de la section VII.4, a révélé la nature ponctuelle de la source en comparaison de la résolution angulaire caractérisant l'instrument LAT.

L'analyse spectrale de la nébuleuse du Crabe a ensuite été réalisée à l'aide de l'outil *glike* et suivant la méthode introduite au cours de la section VII.5.2. Les photons de l'intervalle non pulsé et dans une région de 20° autour de la position du pulsar ont été sélectionnés. La version des IRFs utilisées

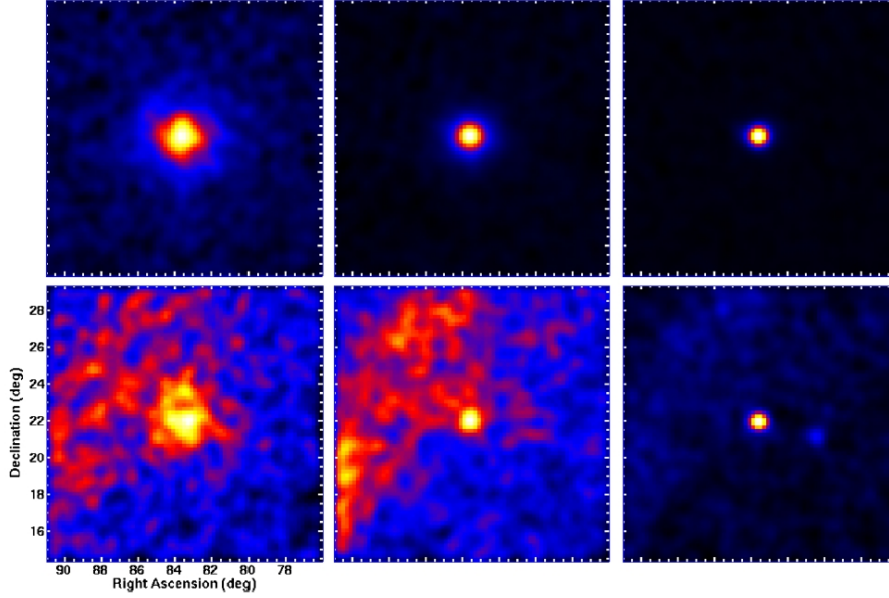


FIG. XI.4 – Cartes en photons (unités arbitraires) représentant en coordonnées équatoriales l'émission du pulsar du Crabe (*en haut*) et de sa nébuleuse (*en bas*), dans différents intervalles en énergie. *Gauche* : 100 MeV – 1 GeV ; *Milieu* : 1 – 10 GeV ; *Droite* : 10 – 100 GeV.

est P6_V3. L'émission diffuse galactique a été modélisée en utilisant le modèle GALPROP (Strong et al. 2000)¹, tandis que l'émission diffuse extragalactique est supposée isotropique spatialement et suivant un spectre en loi de puissance. Le modèle spatial et spectral tient compte des sources détectées significativement (i.e. caractérisées par un TS supérieur à 5σ) au dessus de 100 MeV par la procédure décrite en référence Abdo et al., 2009 (Catalogue 3 mois) mais appliquée à 6 mois de données.

Les incertitudes systématiques liées à la surface efficace ont été estimées par la méthode explicitée au cours du paragraphe VIII.2.1.

Les résultats de l'analyse effectuée précédemment à partir des données recueillies par l'expérience EGRET ont montré la prédominance de la composante Compton inverse au dessus de ~ 200 MeV par rapport à la composante synchrotron, détectée principalement à plus basse énergie.

Les analyses effectuées sur 8 mois de données obtenues avec l'instrument Fermi-LAT révèle désormais un spectre qui peut être modélisé par la somme de deux lois de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = N_{sync}(E_{GeV})^{-\Gamma_{sync}} + N_{IC}(E_{GeV})^{-\Gamma_{IC}} \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1} \quad (\text{XI.3})$$

où $N_{sync} = (9.1 \pm 2.1 \pm 0.7) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$, $N_{IC} = (6.4 \pm 0.7 \pm 0.1) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ sont les préfacteurs et $\Gamma_{sync} = (3.99 \pm 0.12 \pm 0.08)$ and $\Gamma_{IC} = (1.64 \pm 0.05 \pm 0.07)$ les indices spectraux correspondant aux composantes synchrotron et Compton inverse respectivement. La loi de puissance modélisant la composante synchrotron constitue une indication de la pente du spectre dans l'intervalle 100 MeV – 400 MeV, qui correspond en fait à la partie au delà de la coupure exponentielle de cette composante observée dans un contexte multi-longueur d'onde. Le flux

¹La version du modèle utilisé est 54_59Xvarh7S.

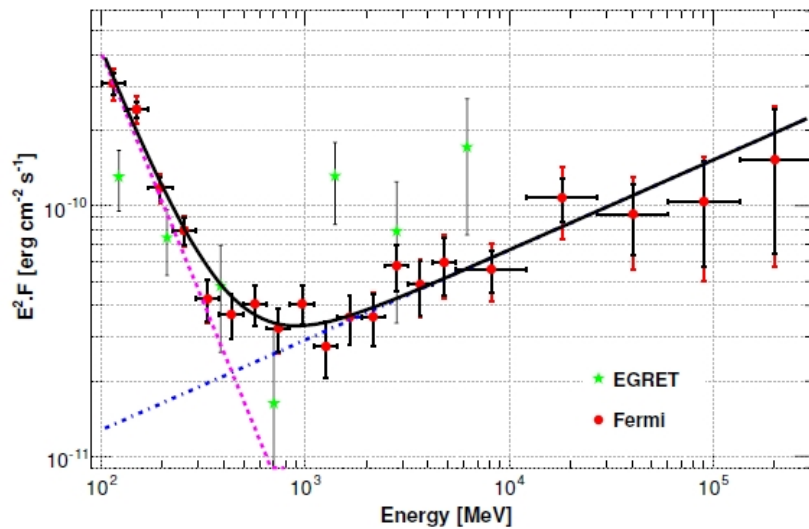


FIG. XI.5 – Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse du Crabe sur l’intervalle 100 MeV – 300 GeV, renormalisée à l’ensemble de la phase. Les résultats spectraux du LAT sont représentés en rouge. Les erreurs statistiques sont représentées par des barres d’erreurs verticales en noir. La somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques est représentée par des barres d’erreurs verticales en rouge. Les barres d’erreurs horizontales délimitent l’intervalle en énergie. Les lois de puissance correspondant aux composantes synchrotron et Compton inverse sont représentées par des droites en magenta et bleu respectivement. La somme de ces composantes est représentés par une courbe en noir. Les résultats spectraux de l’expérience CGRO-EGRET sont représentés en vert, pour comparaison (Kuiper et al. 2001).

de la nébuleuse du Crabe au dessus de 100 MeV et renormalisé à l’ensemble de la phase est de $(9.8 \pm 0.7 \pm 1.0) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les erreurs indiquées correspondent aux incertitudes statistiques et systématiques. Aucune coupure spectrale n’a pu être mise en évidence pour chacune des composantes spectrales lors de l’analyse des 8 premiers mois de données LAT.

La figure XI.5 représente la distribution spectrale en énergie de la nébuleuse du Crabe, renormalisée à l’ensemble de la phase et sur l’intervalle 100 MeV – 300 GeV étudié avec le LAT. Les droites représentées en magenta et bleu correspondent à l’ajustement des composantes synchrotron et Compton inverse respectivement, tandis que la courbe en noir représente la somme de ces contributions. Les points spectraux obtenus par le LAT, représentés en rouge, ont été dérivés par divisant la bande 100 MeV – 300 GeV en intervalles en énergie total de largeur identiques (en échelle logarithmique). Pour des raisons de statistiques, les intervalles en énergie à plus haute énergie sont plus larges que ceux représentés à basse énergie. Ces point spectraux représentent le résultat d’un ajustement par maximum de vraisemblance utilisant toujours l’outil *glike* et ne dépendant pas du modèle spectral de la source.

Nous pouvons constater en particulier la précision des points spectraux de Fermi permise par sa sensibilité accrue par rapport à l’expérience EGRET, dont les résultats sont représentés en vert.

de Jager et al., 1996 (Crabe) met en évidence la variabilité de la composante synchrotron observée sur une échelle de temps de l’ordre de 1 an dans les données EGRET. L’étude de variabilité récemment

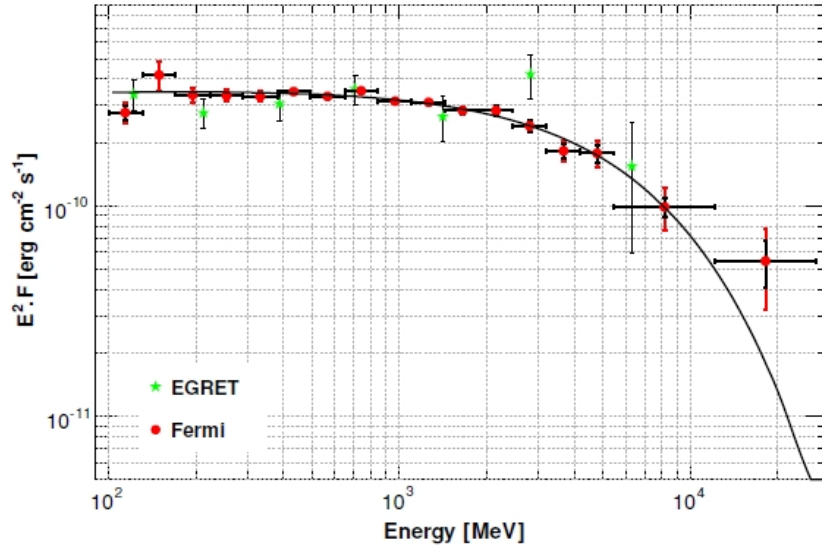


FIG. XI.6 – Distribution spectrale en énergie du pulsar du Crabe sur l’intervalle 100 MeV – 30 GeV. Les résultats spectraux du LAT sont représentés en rouge. Les conventions adoptées pour la représentation des points spectraux obtenus par Fermi sont décrites en légende de la figure XI.4. Le résultat spectral le plus favorable, i.e. dans l’hypothèse d’une loi de puissance avec coupure exponentielle, obtenu avec *glike* est représenté par une courbe en noir. Les résultats spectraux de l’expérience CGRO-EGRET sont représentés en vert, à titre de comparaison (Kuiper et al. 2001).

réalisée sur les données Fermi, sur des échelles de temps de 1, 2 et 4 mois n’a révélé aucune variation de flux significative pour chacune des deux composantes spectrales de la nébuleuse du Crabe.

La statistique dont nous disposons au terme de 8 mois de mission n’est pas suffisante pour permettre l’estimation de la coupure spectrale de la composante Compton inverse, bien que celle-ci soit prédite à des énergies de l’ordre de la centaine de GeV au vu des résultats spectraux de Fermi et des expériences au sol dédiés à la très haute énergie. De plus amples détails à ce sujet seront présentés en section XI.4.1.

XI.3.4 Analyse spectrale du pulsar du Crabe

Dans le cadre de l’étude spectrale du pulsar du Crabe, les photons de l’ensemble de l’intervalle en phase, d’énergie comprise entre 100 MeV – 300 GeV et dans une région d’intérêt de rayon angulaire 20° ont été sélectionnés. Les résultats spectraux obtenus pour la nébuleuse du Crabe ont été renormalisés à l’ensemble de la phase. La nébuleuse du Crabe est désormais considérée comme une source de fond pour l’étude spectrale de son pulsar associé.

L’analyse spectrale réalisée sur les données Fermi indique que le modèle spectral le plus adapté à reproduire les résultats observationnels concernant le pulsar du Crabe est une loi de puissance présentant une coupure exponentielle :

$$\frac{dN}{dE} = N_o(E_{GeV})^{-\Gamma} e^{-E/E_c} \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1} \quad (\text{XI.4})$$

ϕ_{min}	ϕ_{max}	Flux ^a	Indice spectral	Energie de coupure (GeV)	$\chi^{2,b}$
0.870	0.955	21.0 ± 1.1 ± 3.3	2.03 ± 0.12 ± 0.20	1.7 ± 0.5 ± 0.3	5.1σ
0.955	0.971	106.1 ± 6.1 ± 18.1	2.05 ± 0.07 ± 0.22	2.5 ± 0.6 ± 0.6	6.0σ
0.971	0.981	177.3 ± 9.2 ± 14.0	1.97 ± 0.07 ± 0.07	2.8 ± 0.6 ± 0.2	7.2σ
0.981	0.987	232.8 ± 14.4 ± 15.0	1.94 ± 0.08 ± 0.05	2.7 ± 0.7 ± 0.2	6.4σ
0.987	0.993	264.0 ± 11.5 ± 11.7	1.93 ± 0.06 ± 0.04	4.3 ± 1.0 ± 0.4	6.9σ
0.993	1.000	205.0 ± 7.5 ± 27.1	1.90 ± 0.05 ± 0.11	5.5 ± 1.3 ± 2.0	6.6σ
0.000	0.016	94.8 ± 3.9 ± 5.0	1.84 ± 0.08 ± 0.03	3.1 ± 0.9 ± 0.2	6.9σ
0.016	0.098	15.3 ± 0.9 ± 2.7	1.74 ± 0.07 ± 0.20	6.3 ± 1.8 ± 2.5	5.9σ
0.098	0.286	5.8 ± 0.4 ± 0.4	1.49 ± 0.09 ± 0.05	5.5 ± 1.3 ± 0.7	7.9σ
0.286	0.338	25.5 ± 1.3 ± 3.1	1.72 ± 0.08 ± 0.14	3.6 ± 0.8 ± 0.9	6.8σ
0.338	0.366	52.3 ± 2.2 ± 2.5	1.94 ± 0.06 ± 0.04	6.2 ± 1.8 ± 0.3	5.0σ
0.366	0.386	70.4 ± 2.8 ± 8.0	1.92 ± 0.05 ± 0.04	6.8 ± 1.8 ± 0.7	5.8σ
0.386	0.410	65.8 ± 2.7 ± 13.3	2.04 ± 0.06 ± 0.16	10.0 ± 4.8 ± 11.6	3.3σ
0.410	0.520	13.7 ± 0.8 ± 1.8	2.28 ± 0.08 ± 0.10	7.3 ± 4.8 ± 2.4	2.3σ

^a : en unités de 10^{-7} photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et divisé par la largeur de l'intervalle en phase.

^b : cette quantité caractérise, dans chaque intervalle en phase, l'amélioration observée lors de l'emploi d'une loi de puissance avec coupure exponentielle par rapport à une loi de puissance simple pour décrire le spectre de l'émission pulsée.

TAB. XI.2 – Définition des intervalles en phase et résultats spectraux correspondant à l'analyse spectrale résolue en phase de l'émission pulsée.

où $N_0 = (2.36 \pm 0.06 \pm 0.15) \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ est le préfacteur, $\Gamma = (1.97 \pm 0.02 \pm 0.06)$ l'indice spectral et $E_c = (5.8 \pm 0.5 \pm 1.2) \text{ GeV}$ l'énergie de coupure de la distribution spectrale. Le flux correspondant du pulsar du Crabe au dessus de 100 MeV est de $(2.09 \pm 0.03 \pm 0.18) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

La figure XI.6 représente la distribution spectrale en énergie du pulsar du Crabe sur l'intervalle 100 MeV – 25 GeV. La courbe en noir représente le résultat de l'ajustement spectral correspondant à l'expression (XI.4). Les points spectraux et les erreurs estimés par analyse des données du LAT ont été obtenus de manière similaires à ceux de la nébuleuse du Crabe, par la méthode décrite au cours de la section précédente.

A titre de comparaison, les résultats spectraux de l'expérience EGRET sont également représentés en vert et sont compatibles avec les nouveaux résultats obtenus par Fermi. Notons que l'intervalle en énergie étudié étant plus vaste avec Fermi, notamment en ce qui concerne la haute énergie, l'énergie de coupure a ainsi pu être estimée avec les données actuelles, ce qui n'était pas possible auparavant. En effet, les données EGRET avaient permis la modélisation du spectre du pulsar du Crabe par une loi de puissance simple d'indice ~ 2.022 .

Le modèle spectral de la loi de puissance avec coupure super-exponentielle, défini par la formule (VII.5) et dont l'ajustement donne une valeur de l'exposant $b = (0.89 \pm 0.12 \pm 0.28)$, implique une valeur de vraisemblance qui n'indique aucune amélioration par rapport au modèle avec coupure exponentielle. Les modèles spectraux correspondant à une loi de puissance simple et à une loi de puissance avec coupure super-exponentielle (dans le cas où l'exposant b est fixé à la valeur $b = 2$) sont de plus rejetés à 10.7σ and 4.9σ respectivement.

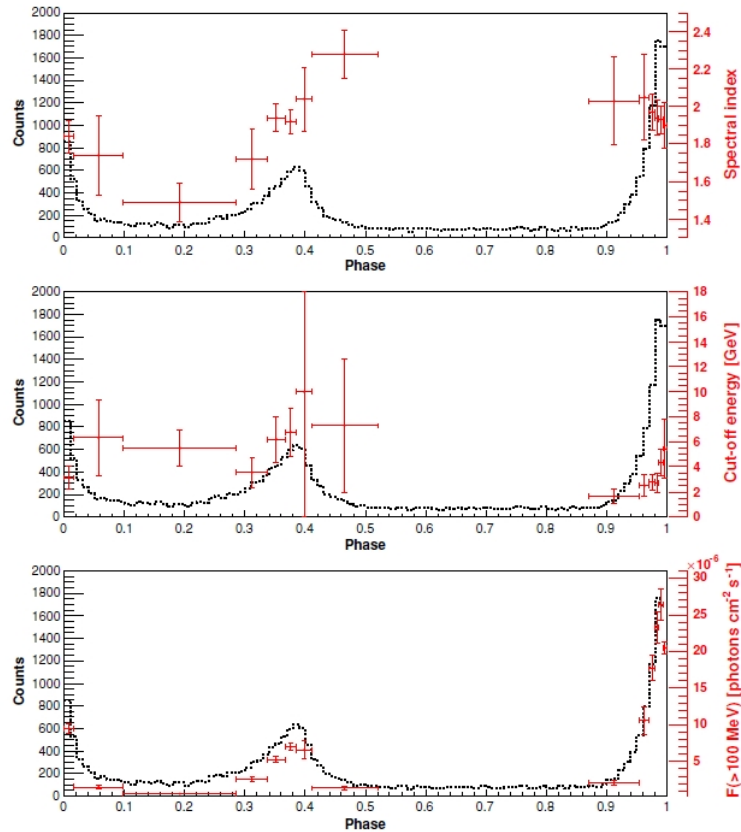


FIG. XI.7 – Variation des paramètres spectraux du pulsar du Crabe en fonction de la phase. Les barres d’erreurs verticales tiennent compte des erreurs statistiques et systématiques. Les barres d’erreurs horizontales délimitent l’intervalle en phase, choisi de manière à contenir ~ 1000 photons à l’intérieur d’une région circulaire dont le rayon dépend de l’énergie. *Haut* : Indice spectral ; *Milieu* : Energie de coupure exponentielle ; *Bas* : Flux au dessus de 100 MeV. Pour référence, la courbe de lumière au dessus de 100 MeV est illustrée en pointillés rouges.

XI.3.5 Analyse spectrale résolue en phase de l’émission pulsée

La statistique de photons recueillis en provenance du pulsar du Crabe au terme de 8 mois de données avec le LAT, de l’ordre de 14000 photons, permet une analyse spectrale résolue en phase du pulsar du Crabe, telle que précédemment initiée sur les données EGRET par Fierro et al. (1998).

Les intervalles en phase utilisés pour cette analyse ont été définis de manière à contenir ~ 1000 photons pulsés chacun. Leur définition en phase, ainsi que les résultats spectraux correspondant sont présentés en table XI.2. Dans chacun de ces intervalles, l’ajustement des données par une simple loi de puissance et par une loi de puissance avec coupure exponentielle a été testé. L’amélioration du second modèle spectral par rapport au premier est indiqué, en terme de significativité dans la dernière colonne. Cette amélioration est généralement significative, excepté pour les 2 derniers intervalles en phase.

La figure XI.7 représente l'évolution des paramètres spectraux indiqués en table XI.2 en fonction de la phase. Nous notons en particulier que l'intervalle situé entre les pics présente un spectre plus dur, caractérisé par un indice de $1.49 \pm 0.09 \pm 0.05$, que les pics de la courbe de lumière. Par ailleurs, le second pic présente une énergie de coupure plus élevée que le premier, ce qui est en accord avec la diminution du rapport $P1/P2$ avec l'énergie, mentionnée au cours de la section XI.3.2.

XI.4 Discussion

XI.4.1 Rayonnements synchrotron et Compton inverse au sein de la nébuleuse du Crabe

La nébuleuse du Crabe a été détectée sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Son spectre, des rayons γ mous jusqu'aux rayons γ de très haute énergie, est représenté en figure XI.8. Les résultats spectraux obtenus avec le Fermi-LAT, représentés en rouge, permettent d'apporter de nouvelles contraintes sur les processus d'émission observés, en ce qui concerne la composante à haute énergie, mais aussi la composante due au rayonnement synchrotron des particules.

Le spectre de la composante Compton inverse obtenu avec Fermi, d'indice spectral $\Gamma_{IC} = (1.64 \pm 0.05 \pm 0.07)$ est compatible avec les résultats de l'expérience EGRET ($1.85^{+0.65}_{-0.5}$, de Jager et al., 1996 (Crabe)). La figure XI.8 illustre de plus la connexion existant entre les résultats de Fermi et les résultats des expériences au sol, dont l'association permet donc désormais une couverture intégrale de la composante spectrale de la nébuleuse du Crabe due à la diffusion Compton inverse des électrons sur les photons synchrotron notamment. Les points spectraux obtenus dans la gamme d'énergie 80 – 300 GeV couverte par les deux types d'instruments indiquent un excellent accord entre ces expériences. Le flux obtenu au delà de 77 GeV : $(1.18 \pm 0.22 \pm 0.37) \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ est ainsi compatible avec les résultats de l'expérience MAGIC : $(1.14 \pm 0.27 \pm 0.34) \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ (Albert et al., 2008 Crabe), aux erreurs statistiques et systématiques près.

Les performances des détecteurs au sol et de Fermi devraient ainsi permettre, avec une statistique accrue, de déterminer l'énergie de coupure de la composante spectrale de haute énergie. L'étude combinée de cette source pourrait en outre autoriser une calibration croisée des instruments, permettant ainsi la réduction des erreurs systématiques à basse énergie des détecteurs au sol (Bastieri et al. 2005).

Le processus d'émission Compton inverse des électrons énergétiques sur les différents champs de photons cibles : CMB, IR, photons optique et synchrotron, est généralement suggéré comme étant à l'origine de l'émission observée de quelques centaines de MeV jusqu'à quelques centaines de TeV. Dans le cadre d'une approche du type Kennel & Coroniti (1984), Atoyan & Aharonian (1996) ont proposé la contribution supplémentaire du rayonnement de freinage des électrons pour expliquer l'excès observé par l'expérience EGRET aux énergies du GeV. Les prédictions réalisées par Atoyan & Aharonian (1996) en terme de rayonnement dû à la diffusion Compton inverse dans l'hypothèse de trois champs magnétiques : 100, 200 et 300 μG , sont superposées aux résultats observationnels en rouge, vert et bleu respectivement sur la figure XI.8. De l'observation de ces résultats, nous constatons que la contribution additionnelle du rayonnement de freinage n'est finalement pas requise pour expliquer la composante spectrale à haute énergie telle qu'observée par Fermi et par les instruments au sol. Par ailleurs, les résultats spectraux représentés en figure XI.8, indiquent une valeur du champ magnétique moyen comprise entre 100 et 200 μG , compatible avec l'estimation de $\sim 140 \mu\text{G}$ réalisée par Horns

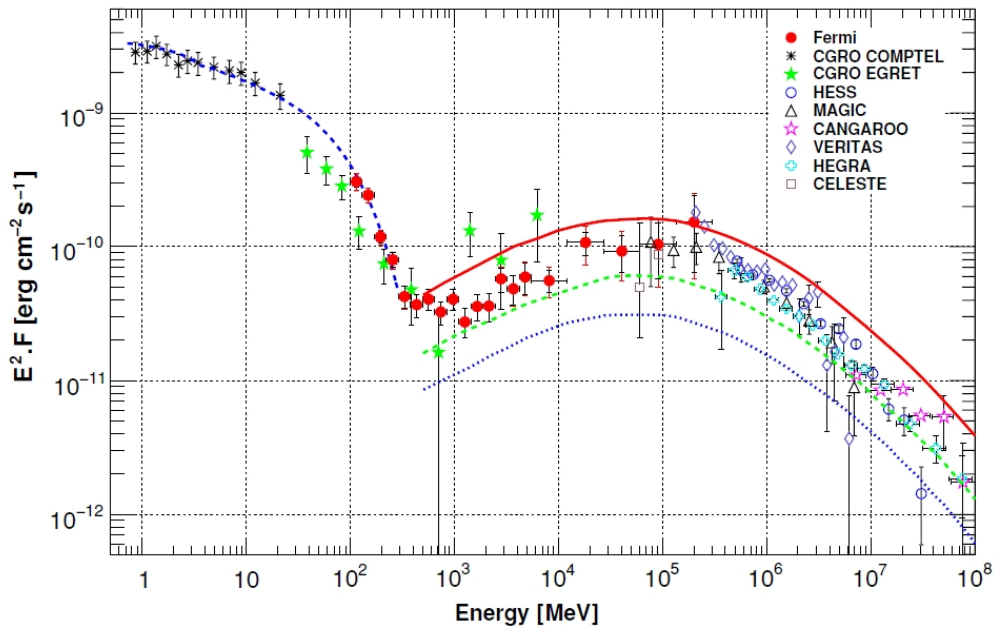


FIG. XI.8 – Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse du Crabe dans l’intervalle 0.5 MeV – 100 TeV. Les résultats spectraux du LAT sont représentés en rouge, selon les conventions explicités en légende de la figure XI.1. Le spectre de la composante synchrotron, représenté en pointillés bleus, est ajusté par une loi de puissance avec coupure exponentielle. Les prédictions extraites de Atoyan & Aharonian (1996) en terme de diffusion Compton inverse pour trois valeurs de champ magnétique, 100, 200, 300 μG , sont représentés en rouge, vert et bleu respectivement. Références : CGRO COMPTEL et EGRET : Kuiper et al. (2001); MAGIC : Albert et al., 2008 (Crabe); HESS : Aharonian et al., 2006 (Crabe); CANGAROO : Tanimori et al. (1998); VERITAS : Celik (2007); HEGRA : Aharonian et al. (2004); CELESTE : Smith et al. (2006)

et Aharonian (2004) et inférieure à la valeur du champ d’équipartition dans la nébuleuse du Crabe de 300 μG .

A plus basse énergie, les résultats obtenus par l’expérience CGRO-COMPTEL, dont seules les erreurs statistiques ont été prises en compte, et par Fermi permettent une estimation de l’énergie de coupure de la composante synchrotron, évaluée à $E_{c, sync} = (97 \pm 12)$ MeV, soit à une énergie supérieure à celle dérivée des observations EGRET et COMPTEL par de Jager et al., 1996 (Crabe), de l’ordre de 26 MeV. L’énergie de coupure ainsi estimée implique l’accélération des leptons au sein de la nébuleuse jusqu’à des énergies supérieures à 10^{15} eV (de Jager & Harding 1992), confirmant ainsi le fait que la nébuleuse du Crabe est un Pevatron. L’ajustement réalisé est représenté par une courbe en pointillés bleus en figure XI.8.

XI.4.2 Processus d’émission à haute énergie pour le pulsar du Crabe

La statistique de photons obtenue par l’observation du pulsar du Crabe au terme de seulement 8 mois de mission Fermi a permis de réaliser une analyse temporelle et spectrale très précise de

Domaine spectral	Retard en radio (μs)	Référence
Optique	255 ± 21	Oosterbroek et al. (2008)
Rayons X	344 ± 40	Rots et al. (2004)
Rayons X durs	280 ± 40	Kuiper et al. (2003)
Rayons γ (EGRET)	241 ± 29	Kuiper et al. (2003)
Rayons γ (LAT)	$281 \pm 12 \pm 21$	Abdo et al., 2010 (Crabe)

TAB. XI.3 – Retard de l'émission radio par rapport à l'émission à d'autres fréquences.

cet objet. Les résultats de cette analyse sont en mesure d'apporter de nouvelles contraintes quant à la géométrie d'émission dans la magnétosphère de ce pulsar jeune et énergétique, permettant notamment la discrimination entre les différents modèles théoriques présentés au cours du chapitre X.

D'une part, l'analyse temporelle des données du LAT a permis la mise en évidence du retard de l'émission observée en radio par rapport aux pics présents sur la courbe de lumière en rayons γ , d'une valeur de $0.0085 \pm 0.0005 \pm 0.0006$ en phase, soit $(281 \pm 12 \pm 21) \mu\text{s}$ en temps. Les observations dans le domaine optique, rayons X et rayons X durs, ainsi qu'en rayons γ , par EGRET, ont montré un comportement similaire. Les retards observés dans les différents domaines spectraux sont indiqués en table XI.3. Ce retard du rayonnement radio sur les plus hautes fréquences peut être expliqué, dans le cadre d'un modèle à cavité externe en 3 dimensions (Cheng et al. 2000), par un rayonnement en radio produit plus près de l'étoile à neutrons que l'émission à plus haute fréquence (Kuiper et al. 2003).

D'autre part, l'analyse spectrale des données Fermi apporte également de nouvelles perspectives quant à la validité des modèles théoriques d'émission à haute énergie. En effet, comme explicité au cours du chapitre X, le modèle de la calotte polaire prédit une coupure spectrale relativement abrupte (super-exponentielle), tandis les modèles de la cavité à fentes et de la cavité externe impliquent une coupure exponentielle simple. Par ailleurs, l'énergie maximale des photons est contrainte par le processus d'absorption des photons γ par production de paires dans les champs magnétiques intenses, mécanisme introduit au cours de la section II.2.3, qui limite l'altitude minimale d'émission selon la formule suivante :

$$r \geq (\epsilon_{max} B_{12} / 1.76 \text{ GeV})^{2/7} P^{-1/7} R_* \quad (\text{XI.5})$$

où ϵ_{max} est l'énergie maximale des photons non absorbés, P est la période de rotation du pulsar, $10^{12} B_{12} \text{ G}$ est le champ magnétique en surface de l'étoile à neutrons et R_* représente le rayon stellaire (Baring 2004). En utilisant des valeurs de ϵ_{max} de 6 (énergie de coupure spectrale), 8 (limite basse du dernier intervalle en énergie dans lequel l'émission est significative) et 20 GeV (énergie maximale des photons pulsés), nous contraignons l'altitude minimale d'émission à 3.4, 3.7 et 4.8 R_* respectivement. Une telle contrainte a également été dérivée de l'observation du pulsar du Crabe par l'expérience MAGIC (Aliu et al., 2008 Pulsar du Crabe). L'énergie de coupure estimée par l'observation du pulsar par MAGIC est de $(17.7 \pm 2.8 \pm 5.0) \text{ GeV}$, supérieure à la valeur estimée par l'analyse des données Fermi : $E_c = (5.8 \pm 0.5 \pm 1.5) \text{ GeV}$. Toutefois, l'estimation réalisée par MAGIC est basée sur les résultats spectraux de CGRO-EGRET ($\Gamma = 2.022$). L'analyse des données Fermi en fixant l'indice spectral du pulsar à $\Gamma = 2.022$ permet de dériver une valeur de l'énergie de coupure compatible avec celle obtenue par MAGIC.

Les résultats spectraux obtenus par analyse du pulsar du Crabe avec les données Fermi défavorisent ainsi le modèle prédisant l'émission située près de la surface de l'étoile à neutrons. Les modèles

théoriques des cavités externes et des cavités à fentes sont, quant à eux, adaptés à décrire les résultats observationnels à haute énergie.

Par ailleurs, l'analyse spectrale du pulsar du Crabe permet l'estimation de la luminosité en rayons γ au dessus de 100 MeV par l'expression $L_\gamma = 4\pi f_\Omega F_{obs} D^2$, où $F_{obs} = (1.31 \pm 0.02 \pm 0.02) \times 10^{-9}$ erg cm⁻² s⁻¹ est le flux en énergie (moyenné sur l'ensemble de la phase) au dessus de 100 MeV, $D = (2.0 \pm 0.2)$ kpc est la distance du pulsar et f_Ω est un facteur correctif dépendant de la géométrie, notamment de l'angle d'inclinaison magnétique α et l'angle ζ séparant la ligne de visée et l'axe de rotation du pulsar, illustrés en figure X.1. De manière générale, ce facteur correctif est de l'ordre de $f_\Omega \sim 1.1$ pour le modèle de la calotte polaire et $f_\Omega \sim 1.0$ pour les deux autres modèles (Watters et al. 2009). La luminosité est alors estimée à la valeur $L_\gamma = (6.25 \pm 0.15 \pm 0.15) \times 10^{35}$ erg s⁻¹ au dessus de 100 MeV. Ceci implique une très faible efficacité de conversion de l'énergie rotationnelle du pulsar en rayons γ de $\eta = L_\gamma / \dot{E} = (1.36 \pm 0.03 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ au dessus de 100 MeV.

XI.5 Conclusions

Les observations de la région du Crabe par Fermi et les éphémérides extrêmement précises construites à partir des observations régulières du pulsar par les radio télescopes de Nançay et Jodrell Bank ont permis non seulement de détecter le pulsar et sa nébuleuse mais également d'apporter de nouvelles contraintes quant aux sites et processus responsables de l'émission observée en rayons γ de haute énergie :

1. La courbe de lumière au dessus de 100 MeV présente deux pics dont la position est stable avec l'énergie et séparés par $\delta\phi = 0.398 \pm 0.003$ en phase. L'émission en rayons γ précède l'émission radio de $(281 \pm 12 \pm 21)$ μ s, impliquant une émission en radio plus proche de la surface de l'étoile à neutrons que l'émission observée à plus haute fréquence.

2. Les composantes spectrales synchrotron et Compton inverse de la nébuleuse du Crabe sont désormais résolues. Elles peuvent être modélisées toutes deux par des lois de puissance d'indice $\Gamma_{sync} = (3.99 \pm 0.12 \pm 0.08)$ and $\Gamma_{IC} = (1.64 \pm 0.05 \pm 0.07)$ respectivement. Aucune variabilité ni coupure spectrale n'a pu être mise en évidence avec la statistique dont nous disposons au terme de 8 mois de mission.

3. De par les observations réalisées par Fermi d'une part et par les instruments au sol d'autre part, les résultats spectraux sont compatibles avec une valeur de champ magnétique de l'ordre de 100 à 200 μ G, soit une valeur plus faible que le champ d'équipartition de la nébuleuse du Crabe. Aucune contribution supplémentaire, telle que le bremsstrahlung, n'est désormais requise pour expliquer le spectre observé à haute énergie.

4. Le spectre du pulsar du Crabe en rayons γ de haute énergie peut être modélisé par une loi de puissance présentant une coupure exponentielle à $E_c = (5.8 \pm 0.5 \pm 1.2)$ GeV. La forme spectrale et l'observation de photons jusqu'à haute énergie (~ 20 GeV) impliquent une altitude minimale d'émission en désaccord avec les prédictions réalisées dans le cadre du modèle théorique de la calotte polaire.

5. L'efficacité de conversion de l'énergie rotationnelle du pulsar en rayonnement γ est de l'ordre de 0.1 %, soit une valeur inférieure à l'efficacité moyenne des autres pulsars détectés en rayons γ par Fermi (Abdo et al., 2010 Catalogue de Pulsars).

La nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52 et son pulsar PSR B1509-58

Sommaire

XII.1	Introduction	149
XII.2	Observations du pulsar PSR B1509-58 dans le domaine radio	150
XII.3	Observations de la région de MSH 15-52 avec le Fermi-Large Area Telescope	151
	XII.3.1 Sélection de données	151
	XII.3.2 Analyse du pulsar PSR B1509-58	151
	XII.3.3 Analyse de la nébuleuse de MSH 15-52	155
XII.4	Discussion	158
	XII.4.1 Modèles d'émission dans la magnétosphère du pulsar PSR B1509-58	158
	XII.4.2 Processus d'émission à haute énergie dans la nébuleuse de MSH 15-52	159
XII.5	Conclusions	164

Ce chapitre présente le résultat d'un an d'observations de la région du vestige de supernova MSH 15-52 avec le Fermi-LAT, faisant l'objet de la référence Abdo et al., 2010 (MSH 15-52). Les pulsations du pulsar PSR B1509-58 ont été détectées sur l'intervalle 30 MeV – 1 GeV en utilisant les éphémérides provenant des observations régulières de cette source par le radio télescope de Parkes. Les résultats de l'analyse spectrale du pulsar indiquent de plus une coupure à une énergie de l'ordre de quelques dizaines de MeV, impliquant l'existence de processus d'atténuation des photons à haute énergie. Par ailleurs, la nébuleuse alimentée par ce pulsar, et contenue dans le vestige de supernova MSH 15-52 est clairement identifiée comme source d'émission γ au dessus du GeV. Source étendue par rapport à la PSF de l'instrument, elle présente un spectre dur correspondant au flanc ascendant de la composante spectrale à haute énergie, dont le flanc descendant est observé par H.E.S.S. et CANGAROO-III, indiquant ainsi une énergie de coupure située entre quelques centaines de GeV et quelques TeV.

XII.1 Introduction

L'objet SNR G320.4-1.2, aussi connu sous le nom MSH 15-52, fait partie de la famille des objets composites (Green 2009). A l'intérieur du vestige de supernova en coquille observé dans le domaine radio (Caswell et al. 1981) se trouve le pulsar PSR B1509-58, découvert par la satellite en rayons X Einstein (Seward & Harden 1982) dont la détection fut confirmée peu après dans le domaine radio (Manchester et al. 1982). Ce pulsar, caractérisé par une période de rotation de 150 ms et une dérivée de période de $1.5 \times 10^{-12} \text{ s s}^{-1}$, est l'un des pulsars les plus jeunes (âge caractéristique $\tau_c = 1700$ ans), énergétiques (ralentissement $\dot{E} = 1.8 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$) et les plus fortement magnétisés (champ magnétique surfacique $B = 1.5 \times 10^{13} \text{ G}$). Sa distance à la Terre a été estimée par l'utilisation des

mesures d'absorption en HI à (5.2 ± 1.4) kpc (Gaensler et al. 1999), valeur compatible avec les valeurs dérivées des mesures de dispersion par Cordes & Lazio (2002), suivant la méthode explicitée en section XI.2, de (4.2 ± 0.6) kpc.

Détecté significativement dans la gamme d'énergie 0.75 – 30 MeV par l'expérience CGRO-COMPTEL, aucune pulsation significative n'avait été jusqu'ici détectée au dessus de 30 MeV, indiquant un spectre présentant une coupure à des énergies de l'ordre de 10 à 30 MeV (Kuiper et al. 1999), i.e. bien en dessous de l'énergie de coupure des autres pulsars détectés par Fermi et présentés en section X.2.3 (Abdo et al., 2010 Catalogue de Pulsars). La détection des pulsations de cet objet en rayons γ par l'expérience spatiale AGILE a été très récemment reportée avec un niveau de confiance de 4σ (Pellizzoni et al., 2009 PSR B1509-58).

La détection du pulsar PSR B1509-58 par le LAT au dessus de 30 MeV, présentée au cours de ce chapitre, permet désormais d'apporter de nouvelles contraintes quant aux processus d'émission et d'atténuation mis en jeu dans la magnétosphère de ce pulsar jeune et énergétique.

Ce pulsar alimente une nébuleuse découverte pour la première fois par Einstein (Seward & Harden 1982). Relativement brillante dans le domaine des rayons X (Trussoni et al. 1996) et dans le domaine des rayons γ de très haute énergie (Aharonian et al., 2005 MSH 15-52; Nakamori et al. 2008), cette nébuleuse présente une extension significative, de $10' \times 6'$ et $6.4' \times 2.3'$ respectivement. Le spectre d'émission de cette nébuleuse présente deux composantes. La composante à basse énergie est due au rayonnement synchrotron des leptons au niveau de l'onde de choc. Le spectre à haute énergie peut être modélisé par la diffusion Compton inverse des leptons sur les photons du CMB, de l'IR et sur le champ de photons interstellaires (ISRF pour l'anglais InterStellar Radiation Field) (Aharonian et al., 2005 MSH 15-52; Nakamori et al. 2008). L'origine hadronique de l'émission à haute énergie est fortement défavorisée par les résultats de Fermi. De plus amples détails à ce sujet seront présentés en section XII.4.2.

Les observations de la nébuleuse dans la gamme d'énergie étudiée à l'aide de l'instrument Fermi-LAT sont en mesure d'apporter de nouvelles contraintes concernant la nature des processus d'émission à haute énergie, ainsi que les paramètres physiques importants de la source, contraintes explicitées au cours de la section XII.4.2.

XII.2 Observations du pulsar PSR B1509-58 dans le domaine radio

Le pulsar PSR B1509-58 fait partie des pulsars régulièrement observés dans le cadre de la campagne de suivi des pulsars mise en place entre la collaboration Fermi, les radio télescopes et les satellites en rayons X (Smith et al. 2008).

L'éphéméride utilisée dans le cadre de l'analyse présentée au cours de ce chapitre a été dérivée des observations réalisées à la fréquence de 1.4 GHz avec le radio télescope de 64 m à Parkes (Manchester 2008; Weltevrede et al. 2010). Les 42 temps d'observations (TOAs) utilisés dans la construction de cette éphéméride ont été enregistrés entre le 30 Avril 2007 et le 29 Août 2009, couvrant ainsi l'intégralité de la période d'observations considérée pour l'analyse des données Fermi (4 Août 2008 – 13 Août 2009). Ces observations simultanées permettent de corriger les éventuelles dérives en phase pouvant se produire pendant la période d'observations du fait de l'existence de *timing noise*, défini en section VII.2.1.

L'éphéméride résultant de l'utilisation de l'outil TEMPO2 (Hobbs et al. 2006) et basée sur les 42 TOAs est caractérisée par une rms de $875 \mu\text{s}$, soit 0.6 % de la période de rotation du pulsar.

XII.3 Observations de la région de MSH 15-52 avec le Fermi-Large Area Telescope

XII.3.1 Sélection de données

Les résultats de l'analyse de la région du vestige de supernova MSH 15-52 par l'instrument Fermi-LAT ont été obtenus à partir de 375 jours d'observations (4 Août 2008 – 13 Août 2009). Les photons de la classe *Diffuse*, i.e. correspondant à la classe d'évènements bénéficiant du meilleur rejet de bruit de fond, et correspondant à des angles zénithaux inférieurs à 105° sont considérés, permettant le rejet des évènements d'albédo γ . De plus amples détails quant aux modalités de préparation des données sont présentés au cours de la section VII.1.

XII.3.2 Analyse du pulsar PSR B1509-58

Analyse temporelle

L'analyse temporelle du pulsar PSR B1509-58 a été effectuée en considérant les photons d'énergie supérieure à 30 MeV, dans une région d'intérêt circulaire centrée sur la position du pulsar en radio, R.A. = 228.48175° , Dec. = -59.13583° (J2000), dont le rayon angulaire θ varie avec l'énergie E selon la fonction suivante :

$$\theta < \max\left(5.12^\circ \times \left(\frac{E}{100\text{MeV}}\right)^{-0.8}, 0.2^\circ\right) \quad (\text{XII.1})$$

Cette fonction reproduit l'évolution avec l'énergie de la PSF du LAT, notamment à basse énergie.

L'analyse temporelle utilise l'éphéméride décrite au cours de la section précédente. La courbe de lumière obtenue au terme d'un an de mission par Fermi au dessus de 30 MeV est représentée en figure XII.1. Parmi les 28966 photons détectés au dessus de 30 MeV, on estime 1267 ± 515 photons pulsés après soustraction du bruit de fond. Le profil observé dans le domaine radio à la fréquence 1.4 GHz est superposé en rouge en figure XII.1. La phase 0 a été définie par le maximum du pic de ce profil radio.

La courbe de lumière observée au dessus de 30 MeV présente 2 pics, $P1$ et $P2$, dont les positions en phase sont $\phi_1 = 0.96 \pm 0.01$ et $\phi_2 = 0.33 \pm 0.02$ respectivement. Les deux pics sont ainsi séparés de $\Delta\phi = 0.37 \pm 0.02$ en phase. $P1$ et $P2$ présentent des formes symétriques, dont les résultats de l'ajustement par des distributions lorentziennes correspondent à des largeurs à mi-hauteur de 0.22 ± 0.11 et 0.05 ± 0.03 respectivement.

La figure XII.1 illustre de plus le fait que le premier pic observé en rayons γ précède le pic observé dans le domaine radio à la fréquence de 1.4 GHz de 0.04 ± 0.01 en phase, ce qui correspond à un retard en temps de (6 ± 2) ms.

La table XII.1 présente le résultat du test de périodicité effectué sur le pulsar PSR B1509-58 dans différents intervalles en énergie : 30 MeV – 100 GeV, 30 – 100 MeV, 100 – 300 MeV, 300 MeV – 1 GeV, 1 – 100 GeV. Les résultats de ce test sont donnés en terme de H-test, et convertis en terme

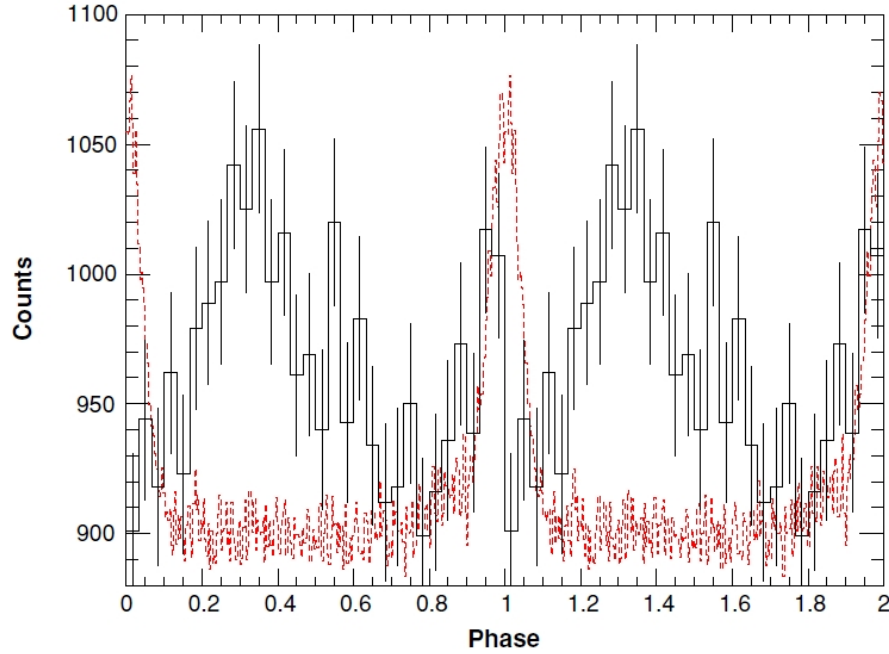


FIG. XII.1 – Courbe de lumière du pulsar PSR B1509-58 obtenues à partir des données LAT au dessus de 30 MeV dans une région d'intérêt circulaire et dépendant de l'énergie selon la formule (XII.1). La précision est de 1/30 en phase. Le profil radio est superposé en rouge. La phase 0 est définie au maximum du pic observé en radio à 1.4 GHz. Deux rotations du pulsar sont représentées.

de significativité selon les formules présentées en référence (de Jager et al. 1989). Les courbes de lumière correspondantes sont représentées en figure XII.2, ainsi que la courbe de lumière observée dans l'intervalle en énergie 0.75 – 30 MeV par CGRO-COMPTEL (Kuiper et al. 1999).

Les pulsations de PSR B1509-58 sont ainsi détectées avec une valeur de H-test de 31.34 correspondant à une significativité de 4.51 σ au dessus de 30 MeV. La position des deux pics observés au dessus de 30 MeV demeure stable avec l'énergie, aux erreurs statistiques près. Par ailleurs, aucune pulsation significative n'est observée au dessus de 1 GeV.

Intervalle en énergie (GeV)	Valeur de H-test	Significativité (σ)
0.03 – 100	31.34	4.51
0.03 – 0.1	15.42	3.07
0.1 – 0.3	15.60	3.09
0.3 – 1.0	4.66	1.42
1.0 – 100	0.06	0.03

TAB. XII.1 – Résultats des tests de périodicité réalisés sur le pulsar PSR B1509-58. Les photons à l'intérieur d'une région d'intérêt circulaire et dépendant de l'énergie sont sélectionnés.

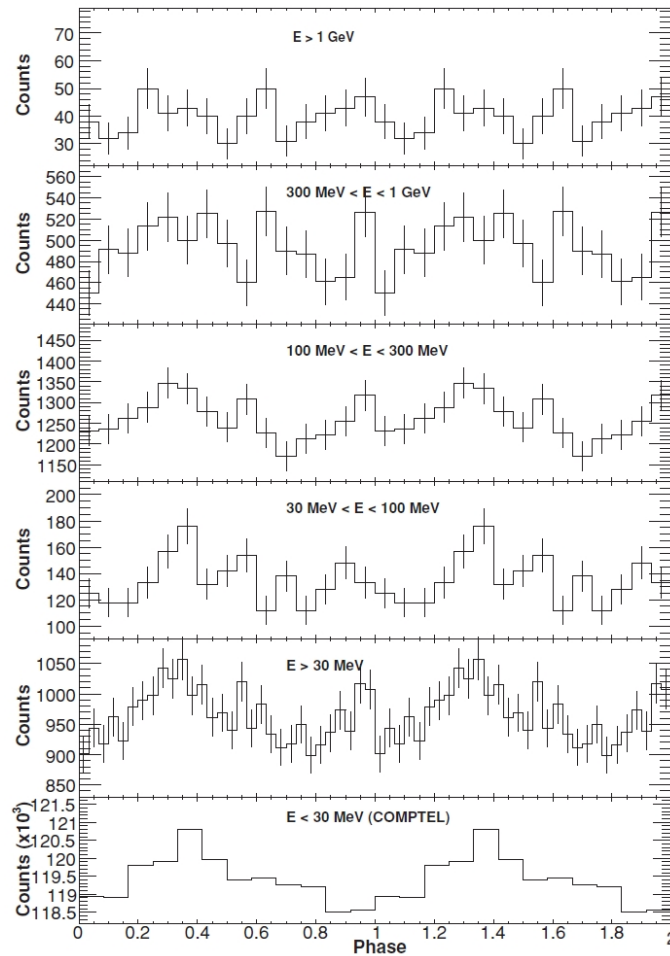


FIG. XII.2 – Courbes de lumière du pulsar PSR B1509-58 obtenues à partir des données LAT dans différents intervalles en énergie dans une région d'intérêt circulaire et dépendant de l'énergie selon la formule (XII.1). La courbe de lumière obtenue par COMPTEL au dessous de 30 MeV est également représentée (Kuiper et al. 1999). Deux rotations du pulsar sont représentées.

Notons par ailleurs que de l'utilisation des événements de la classe *Source* et *Transient*, bénéficiant d'une statistique plus importante à basse énergie du fait d'une plus large surface efficace, résulte une détection des pulsations de PSR B1509-58 au dessus de 30 MeV avec une significativité de 4.90σ et 3.80σ respectivement.

Analyse spectrale

L'analyse spectrale du pulsar PSR B1509-58 a été réalisée avec l'outil *glike*, de manière similaire à l'étude effectuée sur la nébuleuse et le pulsar du Crabe, dont les résultats sont présentés en section XI.3.3 et XI.3.4 respectivement. La version des IRFs utilisées est P6_V3, de même que pour l'étude de la région du Crabe. Seuls le catalogue dont les sources voisines sont extraites pour consti-

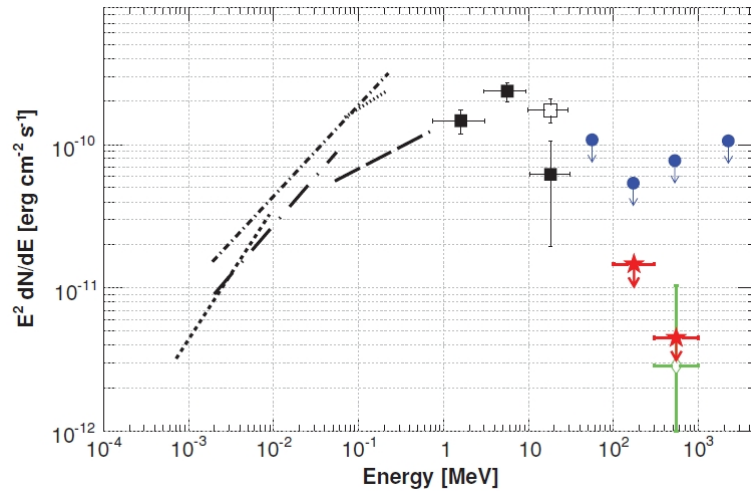


FIG. XII.3 – Distribution spectrale en énergie du pulsar PSR B1509-58 des énergies du keV au GeV. Les limites supérieures sur le flux (2σ de niveau de confiance) dérivées des analyses spectrales des données LAT sont représentées en rouge. Le losange vert représente le flux en rayons γ calculé à partir de la courbe de lumière, d’une estimation de la surface efficace et de l’exposition dans l’intervalle 300 MeV – 1 GeV. Les limites supérieures obtenues à partir des observations EGRET sont représentées par des disques bleus. Les points spectraux de COMPTTEL sont représentés par des carrés noirs. Les droites en pointillés représentent les formes spectrales dérivées de l’observation du pulsar par ASCA (0.7-10 keV), *Ginga* (2-60 keV), *CGRO-OSSE* (50-750 keV), *WELCOME* (94-240 keV) et *RXTE* (2-250 keV) (Kuiper et al. 1999).

tuer le modèle de source et la version du modèle décrivant l’émission diffuse galactique et extragalactique différent. En effet, d’une part, les informations spatiales et spectrales des sources situées proches du pulsar PSR B1509-58 sont extraites du catalogue de sources détectées de manière significative au terme d’un an de mission (Abdo et al., 2010 Catalogue de Sources Fermi). D’autre part, les fonds diffus sont ici modélisés à l’aide des fichiers décrits au cours du paragraphe VII.3.1 et mis à la disposition de la communauté scientifique.

Malgré la détection et l’identification du pulsar PSR B1509-58 au dessous de 1 GeV de par ces caractéristiques temporelles, l’analyse spectrale avec l’outil *gtlike* n’a révélé aucune émission significative à la position du pulsar entre 100 MeV et 1 GeV. Ceci est dû à la localisation de ce pulsar faiblement émissif près du plan galactique (latitude galactique $b = -1.2$) mais aussi à la présence d’un pulsar très brillant, PSR J1509-5850, situé à une distance angulaire de seulement $\sim 0.7^\circ$ du pulsar PSR B1509-58 et dont la localisation est indiquée en figure XII.4. L’émission à basse énergie, i.e. en dessous du GeV, ainsi dominée par l’émission galactique et le rayonnement du pulsar voisin rend l’analyse spectrale du pulsar d’intérêt extrêmement complexe. L’émission étant moins significative que 3σ , des limites supérieures sur le flux (2σ de niveau de confiance) ont été dérivées dans les intervalles 100 – 300 MeV et 300 MeV - 1 GeV et sont représentées en rouge en figure XII.3.

Une méthode alternative a été mise en place pour estimer le flux de ce pulsar malgré la complexité de l’analyse spectrale avec *gtlike*. Le nombre de photons pulsés dans les intervalles 100 – 300 MeV

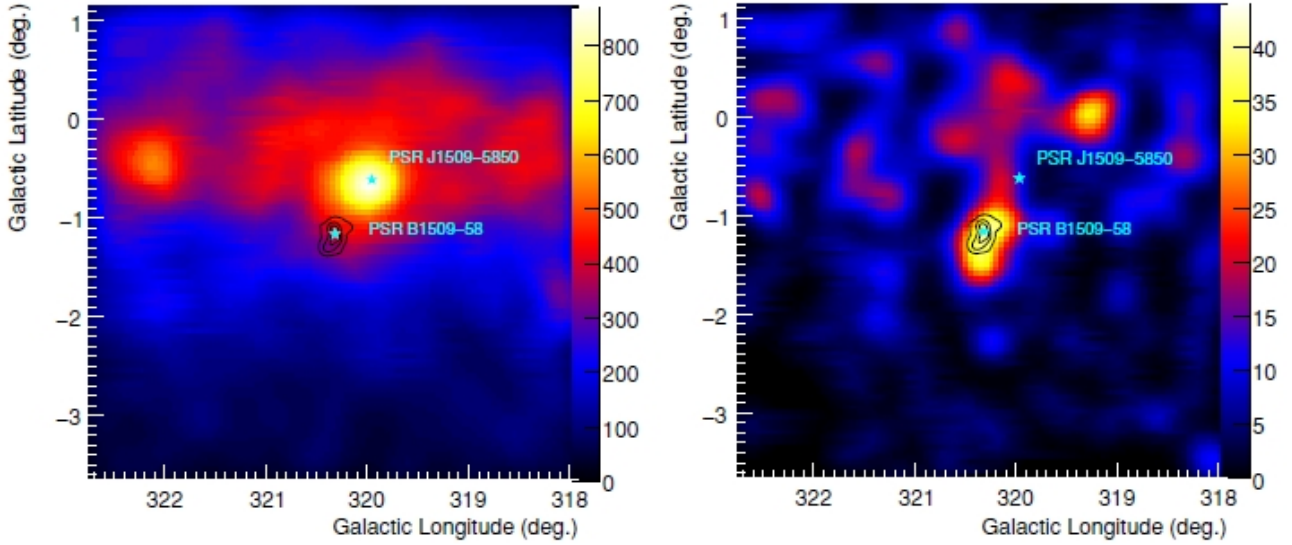


FIG. XII.4 – Cartes en photons (unités arbitraires) de la région de MSH 15-52 au dessus de 1 GeV (à gauche) et 10 GeV (à droite), en coordonnées galactiques. Les contours de la nébuleuse MSH 15-52 observée par l’expérience au sol H.E.S.S. sont représentés en noir (Aharonian et al., 2005 MSH 15-52). Les positions des pulsars PSR B1509-58 et PSR J1509-5850 sont marquées par des étoiles en bleu.

et 300 MeV - 1 GeV ont été estimés à partir de l’observation des courbes de lumière présentées en figure XII.2 et après soustraction du niveau de fond. Le calcul de l’exposition moyenne et de la surface efficace dans ces intervalles en énergie a permis une estimation du flux. Toutefois, la surface efficace de l’instrument présentant de larges variations sur l’intervalle 100 – 300 MeV, l’estimation de la valeur moyenne dépend directement de l’hypothèse faite sur la dureté du spectre. De ce fait, le flux estimé présente de fortes incertitudes, notamment dans la gamme d’énergie 100 – 300 MeV. Pour cette raison, seul le résultat obtenu dans la gamme 300 MeV - 1 GeV est représenté par un losange en vert sur la distribution spectrale en figure XII.3. Ce résultat est compatible avec la limite supérieure dérivée de l’analyse spectrale avec *gtlike*.

L’observation de la distribution spectrale en énergie des énergies du keV au GeV, représentée en figure XII.3 indique une coupure dans le spectre du pulsar à une énergie de l’ordre de 10 à 30 MeV, telle que suggérée par Kuiper et al. (1999).

XII.3.3 Analyse de la nébuleuse de MSH 15-52

Analyse morphologique

Les pulsations du pulsar PSR B1509-58 n’étant pas détectées au dessus de 1 GeV, les photons correspondant à l’ensemble de l’intervalle en phase et d’énergie supérieure à 1 GeV ont été considérés lors de la recherche d’émission provenant de la nébuleuse MSH 15-52.

La figure XII.4 présente les cartes en photons de la région du vestige de supernova MSH 15-52 au dessus de 1 GeV (à gauche) et de 10 GeV (à droite). La figure de gauche illustre le fait que l’émission

Modèle spatial	Longitude galactique (degrés)	Latitude galactique (degrés)	Erreur (degrés)	Rayon (degrés)	Test Statistique
Source ponctuelle	320.288	-1.209	0.028		44.7
Distribution gaussienne	320.275	-1.266	0.051	0.146 ± 0.023	67.6
Disque uniforme	320.270	-1.271	0.061	0.249 ± 0.047	69.4

TAB. XII.2 – Position du centroïde, extension et significativité de l’émission provenant de la nébuleuse MSH 15-52. Ces résultats ont été obtenus avec l’outil *Sourcelike*.

est dominée par le fond galactique et le pulsar PSR J1509-5850 au dessus de 1 GeV. Par ailleurs, l’émission observée par le LAT au dessus de 10 GeV présente une corrélation spatiale importante avec les contours de la nébuleuse représentés en noir et extraits des observations par l’instrument Tcherenkov H.E.S.S. (Aharonian et al., 2005 MSH 15-52), permettant ainsi l’identification basée sur des arguments morphologiques de la source détectée par le LAT comme étant la nébuleuse de MSH 15-52.

L’analyse morphologique a été réalisée sur les photons d’énergie supérieure à 6.4 GeV et à l’aide de l’outil *Sourcelike*, selon la méthode explicitée au cours de la section VII.4.1. L’énergie minimale de l’échantillon de données a été choisie de manière à éviter toute contamination excessive du fond diffus galactique ainsi que de l’émission du pulsar voisin PSR J1509-5850. Les résultats de position du centroïde et de l’extension de la source, pour les hypothèses spatiales de source ponctuelle, de distribution gaussienne et de disque uniforme, sont présentés dans la table XII.2. Les valeurs de TS reportées dans la dernière colonne indiquent l’amélioration significative apportée par l’hypothèse d’une source étendue par rapport à une source ponctuelle. En effet, cette amélioration correspond à une différence en TS de 24.7 et 22.9, soit, d’après la section VII.3.2, une significativité respective de 5.0σ et 4.8σ , pour un disque uniforme de rayon $\sigma = 0.25^\circ$ et une distribution gaussienne de paramètre de largeur $\sigma = 0.15^\circ$ respectivement.

L’extension de la nébuleuse MSH 15-52 doit être prise en compte lors de l’analyse spectrale, dont les résultats sont présentés au cours du paragraphe suivant.

Analyse spectrale

L’analyse spectrale de l’émission étendue observée par le LAT au dessus du GeV et due à la nébuleuse MSH 15-52 a été réalisée à l’aide de l’outil *glike* sous différentes hypothèses spectrales, selon les méthodes explicitées en section VII.4. Les résultats de l’analyse indiquent que l’ajustement des

Modèle spatial	Flux au dessus de 1 GeV ($10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	Indice spectral	TS - TS _{ponct}
Source ponctuelle	2.00 ± 0.76	1.57 ± 0.24	–
Distribution gaussienne	3.01 ± 0.81	1.58 ± 0.17	29.0
Disque uniforme	2.91 ± 0.79	1.57 ± 0.17	32.9
Contours H.E.S.S.	2.22 ± 0.77	1.52 ± 0.21	19.2

TAB. XII.3 – Paramètres spectraux de la nébuleuse MSH 15-52 obtenus avec *glike* pour différentes hypothèses spatiales. Seules les erreurs statistiques sont indiquées.

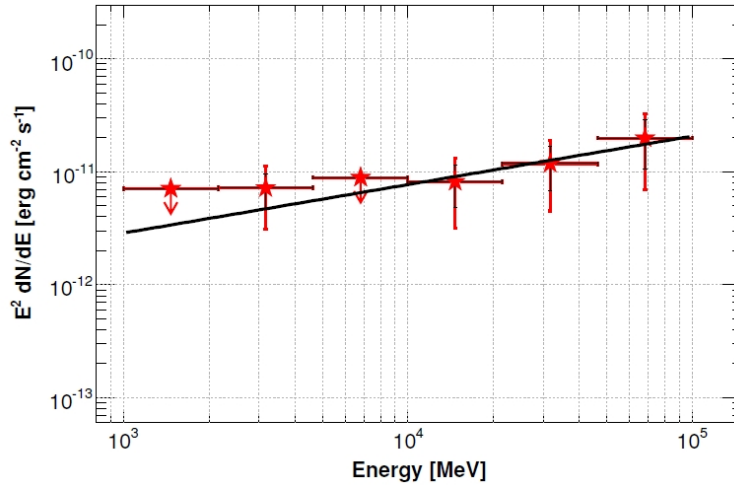


FIG. XII.5 – Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse MSH 15-52 sur l’intervalle 1 – 100 GeV. Les résultats spectraux du LAT, tenant compte de l’extension de la source, sont représentés en rouge. Les erreurs statistiques sont représentées par des barres d’erreurs verticales en noir. La somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques est représentées par des barres d’erreurs verticales en rouge. Les barres d’erreurs horizontales délimitent l’intervalle en énergie. Les limites supérieures sur le flux (2σ de niveau de confiance) sont calculées lorsque la significativité du signal est inférieure à 3σ . La droite représente l’ajustement du spectre réalisé avec *gtlike*.

données le plus adapté est réalisé par l’utilisation d’une loi de puissance simple. En effet, aucune coupure n’a pu être observée en analysant 1 an de données recueillies par le LAT. Les résultats obtenus sous l’hypothèse des trois modèles spatiaux cités en table XII.2 ainsi que le modèle spatial correspondant à l’excès de photons observé par l’expérience H.E.S.S. (Aharonian et al., 2005 MSH 15-52), sont présentés dans la table XII.3. L’hypothèse spatiale la plus favorable en terme de vraisemblance à plus de 5σ est obtenue pour le disque uniforme, avec une loi de puissance caractérisée par un indice spectral de $(1.57 \pm 0.17 \pm 0.13)$ et un flux au dessus de 1 GeV de $(2.91 \pm 0.79 \pm 1.35) \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les erreurs indiquées correspondent aux incertitudes statistiques et systématiques. La dernière colonne indique la différence en TS entre l’hypothèse spatiale considérée TS et l’hypothèse ponctuelle TS_{punct} . Aucune coupure spectrale n’a pu être mise en évidence lors de l’analyse de cette source utilisant les 12 premiers mois de données LAT.

Le spectre correspondant au modèle spatial le plus favorable, i.e. le disque uniforme, est représenté en figure XII.5. Les résultats spectraux du LAT sont représentés selon les conventions explicités dans la légende. Les limites supérieures sur le flux (2σ de niveau de confiance) sont calculées lorsque la significativité du signal est inférieure à 3σ .

XII.4 Discussion

XII.4.1 Modèles d'émission dans la magnétosphère du pulsar PSR B1509-58

Les performances du LAT ainsi que la haute qualité des éphémérides fournies par le radio télescope de Parkes ont permis la détection des pulsations du pulsar PSR B1509-58 avec une significativité de 4.51σ au dessus de 30 MeV et au terme d'un an de mission du satellite Fermi. Aucune détection significative de pulsations au delà de 1 GeV n'a pu être observée. La courbe de lumière obtenue au dessus de 30 MeV, présentée en figure XII.1, présente deux pics, $P1$ et $P2$, dont les positions en phase sont 0.96 ± 0.01 et 0.33 ± 0.02 respectivement.

La position du pic $P2$ est compatible avec les pics observés en rayons γ et X durs : 0.38 ± 0.03 avec COMPTEL (10 – 30 MeV, Kuiper et al. 1999) ; 0.32 ± 0.02 avec CGRO-BATSE et CGRO-OSSE (20 – 500 keV, Ulmer et al. 1993) ; ~ 0.35 avec AGILE (0.1 – 30 GeV, Pellizzoni et al., 2009 PSR B1509-58). L'émission au delà de la cinquantaine de keV est ainsi retardée par rapport à l'émission observée en rayons X, pour laquelle $P2$ est situé dans l'intervalle de phase 0.24 – 0.27 (e.g. Kawai et al. 1991; Rots et al. 1998; Cusumano et al. 2001).

La détection du premier pic à 0.96 ± 0.01 ne coïncide pas avec le pic mis en évidence à la phase ~ 0.85 par l'étude combinée des données EGRET et COMPTEL dans l'intervalle 10 – 100 MeV (Kuiper et al. 1999). L'observation de ce pic au dessus de 30 MeV seulement suggère un spectre plus dur pour cette composante que pour le pic $P2$, qui est observé à plus basse énergie.

La figure XII.1 illustre le retard du rayonnement radio sur l'émission en rayons γ , qui correspond à 0.04 ± 0.01 en phase. Ce n'est généralement pas le cas pour les 55 autres pulsars détectés par Fermi. En effet, même dans le cas du pulsar du Crabe, pour lequel l'émission radio à 1.4 GHz présente un retard sur les rayons γ de l'ordre de 280 μ s comme explicité au cours du chapitre précédent, le précurseur observé à basse fréquence à la phase ~ 0.896 par Moffett & Hankins (1996) précède le premier pic vu en rayons γ (Abdo et al., 2010 Crabe). Dans le cas de PSR B1509-58, une composante observé par Crawford et al. (2001) à la fréquence 1.351 MHz et localisé à la phase ~ 0.86 pourrait éventuellement constituer un précurseur, précédant ainsi le premier pic observé en rayons γ .

Bien que détecté et identifié sur base de ses caractéristiques temporelles, l'analyse spectrale réalisée sur le pulsar PSR B1509-58 a donné lieu au calcul de limites supérieures sur le flux dans l'intervalle 100 – 300 MeV et 300 MeV – 1 GeV, étant d'ailleurs compatibles avec l'estimation d'une coupure spectrale à une énergie de l'ordre de 10 à 30 MeV, comme suggéré précédemment par Kuiper et al. (1999). Les informations spectrales dérivées des observations par le LAT sont en mesure d'apporter de nouvelles contraintes sur la géométrie d'émission dans la magnétosphère du pulsar. Les principaux modèles existant sont décrits plus en détails au cours du chapitre X. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer un spectre dur présentant une coupure à basse énergie pour le pulsar PSR B1509-58 :

1. Romani (1996) prédit une émission à haute énergie localisée dans la magnétosphère externe, et produite par processus de rayonnements de courbure et synchrotron. Dans ce cadre, l'émission provenant d'un pulsar fortement magnétisé tel que PSR B1509-58 sera dominée par l'émission synchrotron dans l'intervalle en énergie 100 keV – 10 MeV. L'atténuation de l'émission synchrotron se produisant de la dizaine de MeV aux énergies du GeV peut être expliquée par le mécanisme de matérialisation de paires engendré par le fort champ magnétique d'une part, et la présence d'un important champ de photons cibles d'autre part. Le spectre résultant présente ainsi une coupure dont l'énergie est nette-

ment moins élevée que les autres pulsars détectés en rayons γ par Fermi (Abdo et al., 2010 Catalogue de Pulsars). Les spectres et courbes de lumière générés dans le cadre de simulations en 3 dimensions basées sur ce modèle (Cheng et al. 2000; Zhang & Cheng 2000) impliquent un spectre compatible avec les données observationnelles. Toutefois, la courbe de lumière prédite, sous des hypothèses de géométrie d'émission conformes aux données observationnelles, ne présente qu'un seul pic, tandis qu'un second est désormais observé par le LAT au dessus de 30 MeV.

2. Harding et al. (1997) suggère que la forme spectrale du pulsar PSR B1509-58, caractérisée par une coupure à basse énergie, pourrait éventuellement être expliquée dans le cadre du modèle de la calotte polaire. Ceci suppose, ici également, l'importance des processus d'atténuation par création de paire $\gamma B \rightarrow e^+e^-$, particulièrement efficaces au delà de la centaine de MeV du fait du fort champ magnétique surfacique de cet objet (1.5×10^{13} G). Toutefois, l'énergie maximale au delà de laquelle la création de paires domine à l'altitude r , définie par l'expression $E_{\max} \sim 1.76(B_{12})^{-1} P^{1/2} (r/R_*)^{7/2}$ GeV, où $B_0 = 10^{12} B_{12} \text{G}$ est le champ magnétique surfacique, P est la période de rotation et $R_* \sim 10^6 \text{cm}$ représente le rayon moyen de l'étoile à neutrons, implique une énergie de coupure, même au voisinage de la surface de l'étoile à neutrons, plus élevée que celle déduite des données observationnelles.

3. L'existence d'un processus électrodynamique impliquant la génération de cascades électromagnétiques en présence d'un fort champ magnétique ($\gamma \rightarrow \gamma\gamma$), peut être à l'origine de l'atténuation des rayons γ se produisant à la surface de l'étoile à neutrons dans le cas des pulsars dont le champ magnétique est proche de la valeur critique $B_{cr} = 4.413 \times 10^{13}$ G. Dans cette hypothèse, l'énergie de coupure du spectre est bien moins élevée, de l'ordre de quelques dizaines de MeV, que celle des autres pulsars γ , devenant ainsi compatible avec les données observationnelles de PSR B1509-58 en rayons X et γ . L'observation de photons pulsés jusqu'à des énergies du GeV indique également qu'une fraction de l'émission observée par le LAT pourrait éventuellement être générée à plus haute altitude, dans une région où ce processus d'atténuation est moins important.

XII.4.2 Processus d'émission à haute énergie dans la nébuleuse de MSH 15-52

L'observation de la nébuleuse MSH 15-52 dans le domaine des rayons γ de haute énergie, avec le satellite Fermi, constitue une excellente opportunité de contraindre la nature (leptonique/hadronique) des processus responsables de la composante spectrale de haute énergie ainsi que d'apporter de nouvelles contraintes quant aux paramètres physiques de la source.

Le spectre multi-longueur d'onde de cette nébuleuse, du domaine radio jusqu'à très haute énergie, est représenté en figure XII.6. Le résultat de l'analyse des données Fermi est représenté en rouge. Les résultats spectraux des expériences ATCA (Gaensler et al. 1999, 2002), BeppoSAX, INTEGRAL (Forot et al. 2006), H.E.S.S. (Aharonian et al., 2005 MSH 15-52) et CANGAROO-III (Nakamori et al. 2008) sont également représentés. Notons qu'une importante fraction du flux de photons observé par les expériences BeppoSAX et INTEGRAL est liée au jet situé de part et d'autre du pulsar. En effet, les données en rayons X obtenues par ROSAT (Trussoni et al. 1996) et BeppoSAX (Forot et al. 2006) montrent que la taille de la nébuleuse décroît de $17'$ à $8.5'$ entre 1.6 et 10 keV. Par ailleurs, les données obtenues avec l'instrument Chandra bénéficiant d'une excellente résolution angulaire ont permis de révéler une structure collimée de $4'$ le long de l'axe principal de symétrie de la nébuleuse (Gaensler et al. 2002), que l'on désignera par la suite sous le nom de jet.

Un travail théorique de modélisation des processus d'émission à l'aide des outils décrits en

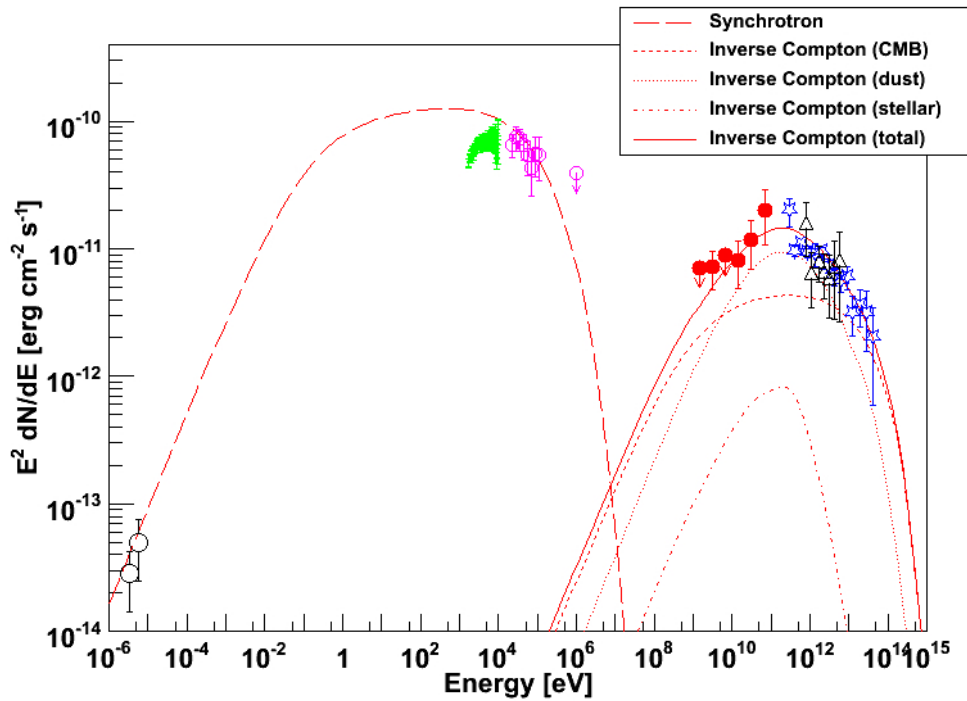


FIG. XII.6 – Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse MSH 15-52 alimentée par le pulsar PSR B1509-58, du domaine radio jusqu'à la très haute énergie et modélisation dans le cas de l'injection d'une population leptonique selon une loi de puissance cassée présentant une coupure exponentielle. Les pertes d'énergies au cours du temps ne sont pas prises en compte dans ce modèle. Les différentes contributions au spectre de photons sont indiquées par un code de forme. Les valeurs des paramètres physiques de la source dérivées de cet ajustement sont indiquées en table XII.5. Les résultats spectraux du LAT sont représentés selon les conventions présentées en figure XII.4. Références : ATCA (cercles noirs, Gaensler et al. 1999, 2002) ; *BeppoSAX/PDS* (points en vert, Forot et al. 2006) ; *INTEGRAL/IBIS* (cercles en bleu, Forot et al. 2006) ; *Fermi-LAT* (disques rouges, Abdo et al., 2010 MSH 15-52) ; H.E.S.S. (étoiles en bleu, Aharonian et al., 2005 MSH 15-52) ; CANGAROO-III (triangles en noir, Nakamori et al. 2008).

annexe A a été entrepris sur le cas de la nébuleuse contenue dans le vestige de supernova MSH 15-52. Les différents paramètres de distance, âge, densités et températures moyennes des champs de photons cibles pour le processus de diffusion Compton inverse utilisés dans le cadre de ce travail sont résumés en table XII.4. Trois scénarios ont été considérés :

1. Un scénario leptonique (ne tenant pas compte des pertes adiabatiques)

Le modèle considéré ici ne tient compte ni du refroidissement synchrotron, ni des pertes adiabatiques, ni de l'évolution en temps du champ magnétique.

Le spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse MSH 15-52 ne peut pas être correctement mo-

déliné dans le cas de l'injection d'une population leptonique selon une loi de puissance présentant une coupure exponentielle, décrite par l'expression (A.1).

Dans le cadre d'un scénario leptonique ne tenant pas compte des pertes par refroidissement synchrotron, la modélisation des résultats spectraux de la nébuleuse MSH 15-52 requiert ainsi l'injection d'une population électronique selon une loi de puissance cassée présentant une coupure exponentielle :

$$\frac{dN_e}{dE} \propto \frac{(E/E_{br})^{-p_1}}{1 + (E/E_{br})^{p_2-p_1}} \exp\left(-\frac{E}{E_c}\right) \quad (\text{XII.2})$$

où E_c , E_{br} , p_1 et p_2 sont l'énergie maximale, l'énergie de cassure et les indices du spectre leptonique de part et d'autre de cette cassure. La modélisation des données observationnelles permet l'estimation de ces paramètres ainsi que du champ magnétique dans la nébuleuse, dont les résultats sont présentés en table XII.5. Les résultats de l'ajustement des processus d'émission leptonique (rayonnement synchrotron et diffusion Compton inverse sur les différents champs de photons cibles) obtenus dans le cas de l'injection d'une population d'électrons sont superposés aux résultats observationnels en figure XII.6.

Dans le cadre de ce modèle, l'émission observée du domaine radio jusqu'aux rayons X est liée au rayonnement synchrotron de la population leptonique, représentée en tirets longs. A plus haute énergie, l'émission est dominée par le processus de diffusion Compton inverse sur les photons infrarouge, dont la contribution est illustrée par une ligne en pointillés labellée "Inverse Compton (dust)". La somme des contributions de la diffusion Compton inverse sur les différents champs de photons cibles est représentée par une ligne continue.

La valeur du champ magnétique dans la nébuleuse, estimée à $13 \mu\text{G}$, est en accord avec les résultats des observations réalisées en rayons X et à très haute énergie, présentés en références Gaensler et al. (2002), Nakamori et al. (2008) et Aharonian et al., 2005 (MSH 15-52).

L'origine de la cassure (dont le changement d'indice correspond à la différence $\Delta p = p_2 - p_1 = 1.4$) requise dans le spectre d'injection pour reproduire les données observationnelles, n'est pas clairement identifiée. L'hypothèse la plus plausible est certainement l'existence d'une cassure intrinsèque dans le spectre d'injection des électrons, suggérée par de Jager (2008). En effet, les pertes par refroidissement synchrotron seules ne peuvent pas expliquer la cassure dans le spectre électronique, comme il sera explicité au cours des paragraphes suivants.

Par ailleurs, des considérations énergétiques permettent de démontrer que l'énergie requise $W_e = 5.0 \times 10^{48}$ erg pour l'injection de leptons relativistes dans la nébuleuse MSH 15-52 par le pulsar PSR B1509-58 ne constitue que quelques centièmes de l'énergie maximale pouvant être libérée par le pulsar, dont la valeur peut être calculée selon l'équation (IX.1), validant l'origine leptonique du signal dans le cas présent.

2. Un scénario leptonique (tenant compte des pertes par refroidissement synchrotron)

Le second scénario tient compte des pertes par refroidissement synchrotron, explicitées en annexe A. Dans ce cas, la modélisation du spectre multi-longueur d'onde requiert l'existence de deux populations leptoniques, labellées "a" et "b", injectées selon des spectres de loi de puissance cassée et loi de puissance respectivement présentant toutes deux une coupure exponentielle. Les résultats de l'ajustement sont représentés en figure XII.7, tandis que les valeurs numériques dérivées pour chacune des 2 populations sont résumés en table XII.6. En figure XII.7, un code de couleur permet de différencier les contributions des populations *a* (en rouge) et *b* (en bleu).

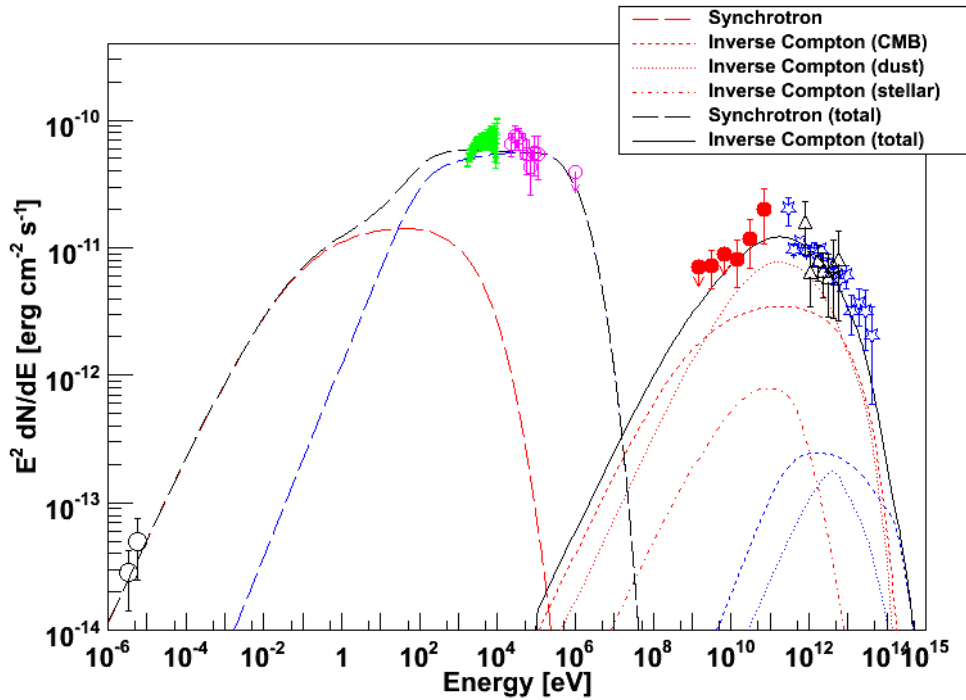


FIG. XII.7 – Modélisation du spectre multi-longueur d’onde de la nébuleuse MSH 15-52 dans le cas de l’injection de deux populations leptoniques a et b dont les contributions sont représentées en rouge et bleu respectivement. Les pertes d’énergies par refroidissement synchrotron sont prises en compte dans ce modèle. La somme des contributions est représentée en noir. Les valeurs des paramètres physiques de la source dérivées de cet ajustement sont indiquées en table XII.6.

Dans le cadre de ce modèle, les données observationnelles obtenues dans le domaine radio et en rayons γ de haute et très haute énergie sont liées à la population a , tandis que les données en rayons X requièrent l’existence d’une seconde population, b , dont l’énergie maximale des particules $E_{c,b}$ est supérieure à celle de la population a $E_{c,a}$ et dont le spectre est plus dur.

Mis à part la différence dans la forme spectrale entre ces 2 populations, nous notons la nécessité de l’existence de deux régions, caractérisées par des valeurs de champ magnétique différentes, 5 et 32 μG , dans lesquelles les populations leptoniques a et b respectivement rayonnent. Du fait de l’important champ magnétique dans la région correspondant à la population b , la contribution du processus de diffusion Compton inverse de cette population, représentée en bleu en figure XII.7, est significativement supprimée par rapport à l’émission à haute énergie dont la population a est responsable.

D’une part, l’énergie requise W_e est bien inférieure à l’énergie totale pouvant être fournie par le pulsar, autorisant ce scénario d’un point de vue énergétique. D’autre part, la validité de ce scénario leptonique requérant 2 populations leptoniques, deux régions d’émission caractérisées par 2 valeurs de champ magnétique différentes est renforcée par les observations. En effet, ainsi que nous l’avons souligné précédemment, les résultats spectraux obtenus par les instruments BeppoSAX et

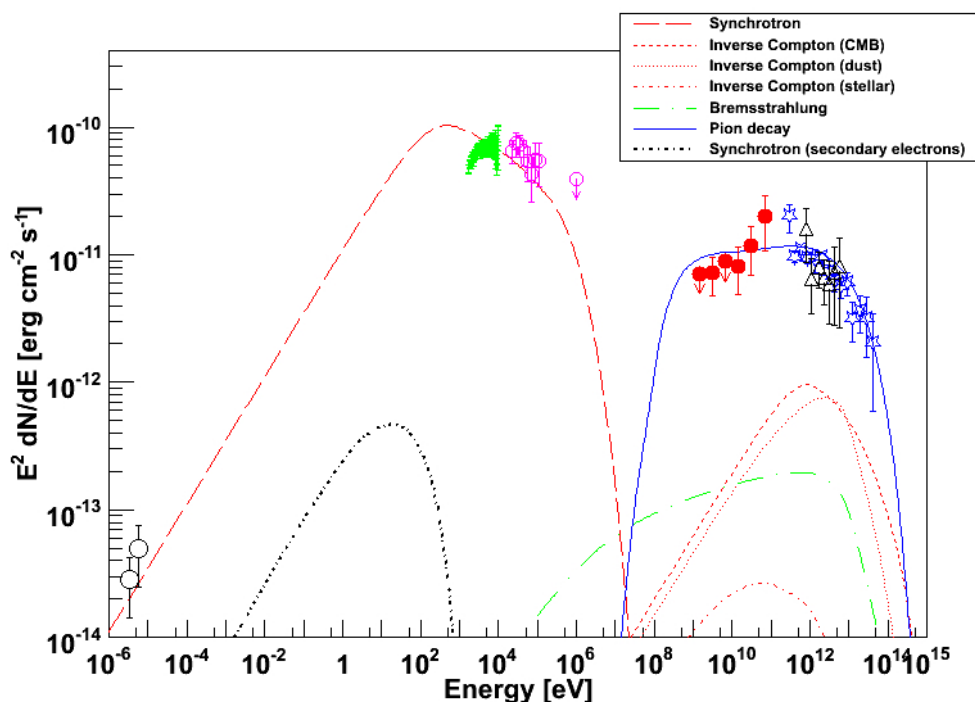


FIG. XII.8 – Modélisation du spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse MSH 15-52 dans le cas de l'injection d'une population leptonique et d'une population hadronique. Les pertes d'énergies au cours du temps sont considérées dans ce modèle. Les valeurs des paramètres physiques de la source dérivées de cet ajustement sont indiquées en table XII.7.

INTEGRAL dans le domaine des rayons X ont été obtenus sur une région commune et correspondant au jet de la nébuleuse MSH 15-52. Or, le scénario leptonique comportant une seule population se voit dans l'incapacité de reproduire simultanément les données observationnelles des expériences BeppoSAX et INTEGRAL, tout en produisant un flux raisonnable en radio et en rayons γ de haute énergie, domaine spectral couvert par Fermi.

3. Un scénario hadronique (tenant compte des pertes par refroidissement synchrotron)

Le troisième scénario envisagé pour la modélisation du spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse MSH 15-52 est basé sur une émission à haute énergie dominée par les photons issus de l'interaction proton-proton puis décroissance de pions neutres π^0 et mésons η . Le modèle utilisé, détaillé en annexe A, suppose l'injection de protons et de leptons selon des lois de puissance de même indice et présentant des coupures exponentielles liées à l'énergie maximale à laquelle les particules peuvent être accélérées.

Les résultats de l'ajustement sont représentés en figure XII.8, tandis que les valeurs numériques dérivées pour chacune des 2 populations (labellées e pour les électrons, p pour les protons) sont indiquées en table XII.7.

Dans ce scénario, l'émission du domaine radio aux rayons X est principalement due à l'émission synchrotron des électrons directement injectés par le pulsar, représentés par des tirets en rouge.

A plus haute énergie, l'émission est dominée par les processus hadroniques (décroissance de pions neutres et mésons), dont la contribution est représentée par une ligne continue en bleu. Notons que la contribution du rayonnement de freinage, également représentée par des tirets longs-points en vert sur cette figure, est négligeable. Par ailleurs, la contribution des processus leptoniques (diffusion Compton inverse sur les différents champs de photons cibles), est supprimée du fait d'un important champ magnétique ($B = 25\mu\text{G}$).

Enfin, la contribution en rayonnement synchrotron des électrons secondaires, émis par décroissance des pions chargés issus de l'interaction proton-proton, a pu être évaluée à partir des formules analytiques dérivées de la référence Kelner et al. (2006). Représentée par une courbe en tirets-points en noir, elle ne représente qu'une infime fraction de l'émission observée dans la nébuleuse du domaine radio aux rayons X.

Ce scénario hadronique reproduit les données observationnelles à haute énergie mais échoue en ce qui concerne les données en rayons X. Par ailleurs, il nécessite une forte densité de particules cibles n pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de $n \sim 10\text{ cm}^{-3}$ (Dubner et al. 2002) ainsi qu'une énergie d'injection pour les protons, $W_p = 1.6 \times 10^{51}(1.0/n)$ erg, nettement supérieure (d'un facteur ~ 2) à l'énergie totale pouvant être fournie par le pulsar. Ces différents points défavorisent ainsi le processus hadronique comme étant responsable de l'émission observée en rayons γ par les expériences Fermi (Abdo et al., 2010 MSH 15-52), H.E.S.S. (Aharonian et al., 2005 MSH 15-52) et CANGAROO-III (Nakamori et al. 2008).

XII.5 Conclusions

La détection du pulsar PSR B1509-58 et de sa nébuleuse MSH 15-52 en rayons γ par l'instrument Fermi-LAT a permis d'apporter de nouvelles contraintes sur les sites, processus et propriétés physiques de ces sources :

1. Les pulsations du pulsar PSR B1509-58 sont détectées avec une significativité de 4.51σ dans l'intervalle 30 MeV – 1 GeV. L'observation de deux pics, le premier détecté seulement au dessus de 30 MeV et le second observé également à plus basse énergie par les expériences en rayons X et par l'instrument CGRO-COMPTEL, suggèrent des spectres différents pour ces deux composantes. Une étude spectrale détaillée de ces pics nécessiterait une statistique accrue, pouvant être obtenue par l'accumulation des données Fermi au cours du temps, mais également par l'étude des données à l'aide d'une nouvelle fonction de réponse de l'instrument LAT (labellée Pass_7, en cours d'élaboration) permettant de conserver une plus grande quantité d'évènements à basse énergie tout en bénéficiant d'un très bon rejet du bruit de fond.

2. L'analyse spectrale du pulsar PSR B1509-58, à travers les limites supérieures dérivées sur le flux dans l'intervalle 100 MeV – 1 GeV, a permis de contraindre l'énergie de coupure de cette source aux énergies de l'ordre de quelques dizaines de MeV, comme l'avait précédemment suggéré Kuiper et al. (1999). Les caractéristiques spectrales de PSR B1509-58, inédites en comparaison des 55 autres pulsars détectés par Fermi, peuvent être expliquées par l'existence de processus d'atténuation de photons dans la magnétosphère externe (Romani 1996) ou près de l'étoile à neutrons (Harding et al. 1997) se produisant du fait du fort champ magnétique surfacique de ce pulsar. Néanmoins, le pulsar PSR B1509-58 présente un champ magnétique surfacique proche de celui du pulsar PSR J0007+7303 (Abdo et al. 2008), présentant une coupure exponentielle à une énergie de ~ 4.6 GeV.

Paramètre	Valeur
Distance (kpc)	5.2
Age (ans)	1700
$k_B T_{CMB}$ (eV)	2.35×10^{-4}
ρ_{CMB} eV/m ³	2.60×10^5
$k_B T_{IR}$ (eV)	1.2×10^{-2}
ρ_{IR} eV/m ³	1.4×10^6
$k_B T_{stellar}$ (eV)	1.2
$\rho_{stellar}$ eV/m ³	4.3×10^6

TAB. XII.4 – Paramètres adoptés pour la modélisation des processus d’émission dans la nébuleuse MSH 15-52.

3. La source étendue détectée au dessus de 1 GeV est spatialement coïncidente avec les contours de la nébuleuse MSH 15-52 observée à très haute énergie (Aharonian et al., 2005 MSH 15-52). Ces arguments spatiaux, auxquels s’ajoute la connexion entre les spectres obtenus par Fermi et H.E.S.S., est en faveur de l’identification de la source émettant en rayons γ de haute énergie comme étant la nébuleuse MSH 15-52. La distribution spatiale de cette source peut être modélisée par un disque uniforme de rayon $\sigma = 0.25^\circ$. La nébuleuse MSH 15-52 présente de plus un spectre dur, d’indice $(1.57 \pm 0.17 \pm 0.13)$ dans l’intervalle en énergie 1 – 100 GeV.

4. Les données multi-longueurs d’onde, extraites de la littérature et des observations récentes par Fermi, suggèrent fortement la nature leptonique des processus d’émission à haute énergie. En particulier, la diffusion Compton inverse sur les photons IR serait principalement responsable de la composante spectrale observée à haute énergie. Dans le cadre de ce modèle, l’injection des leptons serait préférentiellement réalisée selon une loi de puissance cassée présentant une coupure exponentielle. Le scénario hadronique est fortement défavorisé dans le cas de la nébuleuse MSH 15-52 pour des raisons de considérations énergétiques.

De plus amples détails sur les analyses réalisées et les résultats obtenus par Fermi sur ces deux sources peuvent être trouvés en référence Abdo et al., 2010 (MSH 15-52).

Paramètre	Valeur
Champ magnétique B (μG)	13
Indice spectral p_1	1.5
Indice spectral p_2	2.9
Energie de coupure E_{br} (eV)	460×10^9
Energie max. des particules E_c	260×10^{12}
Energie injectée aux électrons W_e (erg)	5×10^{48}

TAB. XII.5 – Résultats de la modélisation dans le cas de l’injection d’une population leptonique. Le modèle ne tient pas compte de l’évolution en temps des différents paramètres.

Paramètre	Valeur
<i>Population a</i>	
Champ magnétique B_a (μG)	5
Indice spectral $p_{1,a}$	1.7
Indice spectral $p_{2,a}$	2.9
Energie de coupure $E_{br,a}$ (eV)	460×10^9
Energie max. des particules $E_{c,a}$	100×10^{12}
Energie injectée aux électrons $W_{e,a}$ (erg)	6×10^{48}
<i>Population b</i>	
Champ magnétique B_b (μG)	32
Indice spectral p_b	1.5
Energie max. des particules $E_{c,b}$	180×10^{12}
Energie injectée aux électrons $W_{e,b}$ (erg)	5×10^{46}

TAB. XII.6 – Résultats de la modélisation dans le cas de l’injection de deux populations leptoniques. Le modèle tient compte des pertes par refroidissement synchrotron.

Paramètre	Valeur
<i>Electrons</i>	
Champ magnétique B (μG)	25
Indice spectral p_e	2.0
Energie injectée aux électrons W_e (erg)	5.8×10^{47}
Rapport N_e/N_p	2.2×10^{-3}
<i>Protons</i>	
Densité d’atomes n_A (cm^{-3})	10
Densité d’ions n_I (cm^{-3})	10
Indice spectral p_p	2.0
Energie maximale des particules (eV)	180×10^{12}
Energie injectée aux protons W_p (erg)	1.6×10^{50}

TAB. XII.7 – Résultats de la modélisation dans le cas d’une population leptonique et d’une population hadronique. Le modèle tient compte des pertes par refroidissement synchrotron.

La nébuleuse Vela X

Sommaire

XIII.1	Introduction	167
XIII.2	Obtention des éphémérides pour le pulsar de Vela	169
XIII.3	Observations de la région de Vela avec le Fermi-Large Area Telescope	169
	XIII.3.1 Sélection de données et analyse temporelle du pulsar de Vela	169
	XIII.3.2 Analyse morphologique de la nébuleuse Vela X	170
	XIII.3.3 Analyse spectrale de la nébuleuse Vela X	173
XIII.4	Analyse multi-longueur d'onde de la nébuleuse Vela X	174
XIII.5	Discussion	177
XIII.6	Conclusions	179

Le présent chapitre décrit le résultat de l'observation de la nébuleuse Vela X par le Fermi-Large Area Telescope, qui fait l'objet de la référence Abdo et al., 2010 (Vela X). En utilisant une méthode d'analyse similaire à celle ayant permis la détection et l'étude détaillée de la nébuleuse du Crabe, dont les résultats sont présentés au cours du chapitre XI, l'analyse de l'intervalle de phase non contaminé par le rayonnement du pulsar de Vela a permis de mettre en évidence une source émettrice en rayons γ significativement étendue par rapport à la PSF de l'instrument LAT. L'excellente corrélation spatiale existant entre cette émission et la source d'extension $2^\circ \times 3^\circ$ observée dans le domaine radio, connue sous le nom de nébuleuse Vela X, a permis son identification. Le spectre obtenu par l'analyse de cette source dans l'intervalle en énergie 200 MeV – 20 GeV, caractérisé par un indice spectral de ~ 2.4 , ainsi que l'analyse des données multi-longueur d'onde dans cette région permettent d'apporter de nouvelles contraintes quant aux populations et processus d'émission responsables des différentes structures spatiales présentes dans cette région complexe.

XIII.1 Introduction

Situé à une distance de 290 pc, le pulsar de Vela (PSR B0833-45), d'âge caractéristique $\tau_c = 11000$ ans et de ralentissement $\dot{E} = 7 \times 10^{36}$ erg s⁻¹, constitue l'archétype des pulsars "adolescents". Découvert pour la première fois en radio en 1968 (Large et al. 1968), il fut détecté peu de temps après en rayons γ par l'expérience SAS-2 (Thompson et al. 1975) puis par la mission CGRO-EGRET (Nolan et al. 1996). Source demeurant parmi les plus brillantes du ciel en rayons γ de haute énergie, le pulsar de Vela a d'ores et déjà fait l'objet de deux publications de la collaboration Fermi, présentant l'étude détaillée de ses courbes de lumière et de son spectre (Abdo et al., 2009 Vela; Abdo et al., 2010 Vela II).

Cet objet alimente une nébuleuse relativement compacte révélée par le satellite Chandra X-Ray Observatory, bénéficiant d'une excellente résolution angulaire. Cette nébuleuse, illustrée en figure XIII.1 (c), présente deux arcs toroïdaux situés à 17" et 30" du pulsar ainsi qu'un jet de longueur 4', dirigé selon l'axe de rotation du pulsar (Helfand et al. 2001).

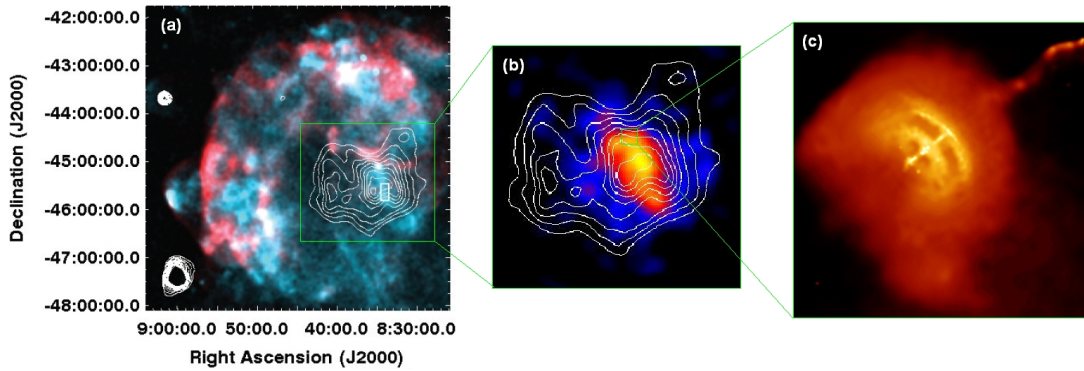


FIG. XIII.1 – Cartes en coordonnées équatoriales de la région de Vela. (a) : Carte composite du vestige de supernova Vela observé par le satellite en rayons X ROSAT dans l’intervalle 0.1 – 0.4 keV (en rouge), 0.5 – 2.0 keV (en bleu). Les contours du *halo* de la nébuleuse Vela X observé dans le domaine radio sont représentés en blanc (LaMassa et al. 2008) ; (b) : Carte en photons du *cocon* de la nébuleuse Vela X observé par l’expérience H.E.S.S. (Aharonian et al., 2006 Vela X). Les contours en radio du *halo* sont représentés en blanc ; (c) : Nébuleuse compacte alimentée par le pulsar de Vela, observée par le satellite Chandra X-ray Observatory. Crédits : NASA/CXC/PSU/G. Pavlov et al..

Ce pulsar est, de plus, situé au sein du vestige de supernova composite SNR G263.9-3.3, connu sous le nom de Vela. Celui-ci se présente sous la forme d’une coquille de 8° de diamètre observée dans le domaine radio (Dwarakanath 1991; Aschenbach et al. 1995; Bock et al. 1998) ainsi qu’en rayons X (LaMassa et al. 2008), tel qu’illustré en figure XIII.1 (a) et à l’intérieur de laquelle se situent des régions d’émission diffuse découvertes dans le domaine radio et baptisées Vela-X, Vela-Y et Vela-Z (Rishbeth 1958). La plus brillante de ces régions et la plus proche du pulsar de Vela, Vela-X, présente dans le domaine radio une structure diffuse d’extension $2^\circ \times 3^\circ$, dont la dureté du spectre d’émission indique l’origine non thermique des processus de rayonnement mis en jeu. Les contours de cette structure étendue sont représentés en blanc en figure XIII.1 (a) et (b). De par ses caractéristiques spectrales et sa forme, l’identification de cette source en tant que nébuleuse de pulsar alimentée par le pulsar de Vela a été suggérée par Weiler & Panagia (1980).

Faisant depuis l’objet d’observations multi-longueur d’onde, la nébuleuse Vela X arbore une morphologie complexe. En plus de la structure diffuse observée en radio, communément appelée “*halo*”, les observations réalisées par le télescope dans le domaine des rayons X ROSAT et le détecteur Tcherenkov atmosphérique H.E.S.S. ont permis de révéler une structure allongée située au sud du pulsar de Vela, désormais connue sous le nom “*cocon*” et caractérisée par une extension de $0.48^\circ \times 0.36^\circ$ (Aharonian et al., 2006 Vela X). Cette structure, illustrée en figure XIII.1 (b), est supposée issue de l’interaction du vent de particules injectées par le pulsar de Vela et du choc en retour du vestige de supernova. Développant cette hypothèse, l’étude de l’expansion asymétrique des nébuleuses au sein de vestiges de supernovae évoluées, illustrée par l’exemple de la nébuleuse Vela X, est présentée en référence Blondin et al. (2001).

S’appuyant sur la modélisation des processus d’émission observés sur l’ensemble du spectre électromagnétique en provenance de la nébuleuse Vela X, de Jager et al. (2008) ont suggéré l’existence de deux populations leptoniques à l’origine du rayonnement détecté : la première, jeune et directement

injectée par le pulsar, serait responsable de la structure allongée, le *cocon*, tandis que la seconde, relique, serait associée à l'émission étendue, le *halo*. Les observations en rayons γ de la région de Vela par l'expérience EGRET ainsi que l'analyse des 2 premiers mois de données de la mission Fermi ont permis de dériver des limites supérieures sur le flux de cette source à la position du pulsar (de Jager et al., 1996 Crabe & Vela; Abdo et al., 2009 Vela). Très récemment, la détection de la nébuleuse Vela X en rayons γ a été reportée par l'expérience Fermi (Abdo et al., 2010 Vela X) et par la mission spatiale AGILE (Pellizzoni et al. 2010). Les récentes observations de cette source par Fermi ainsi que l'analyse des données multi-longueur d'onde sont en mesure de contraindre l'origine de l'émission observée sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Les résultats de l'étude de cette région à l'aide des données Fermi ainsi que les contraintes apportées sur les modèles théoriques d'émission font l'objet des sections suivantes.

XIII.2 Obtention des éphémérides pour le pulsar de Vela

L'étude de la nébuleuse Vela X, moins émissive que le pulsar de Vela, nécessite, comme dans le cas de la nébuleuse du Crabe dont l'analyse est présentée au cours du chapitre XI, d'effectuer une analyse temporelle extrêmement précise de son pulsar associé.

Pulsar jeune et pouvant présenter des glitches et du *timing noise*, le pulsar de Vela fait partie, tout comme les pulsars du Crabe et PSR B1509-58, de la liste des objets régulièrement observés par les radio télescopes dans le cadre de la campagne de suivi des pulsars (Smith et al. 2008). L'éphéméride de ce pulsar peut ainsi être générée à partir des observations effectuées à l'aide du radio télescope de Parkes (Manchester 2008; Weltevrede et al. 2010).

Cependant, le pulsar de Vela constitue la source non variable la plus émissive en rayons γ de haute énergie. La statistique de photons accumulée pendant les 11 premiers mois de mission est de ce fait tellement importante que l'éphéméride de cet objet a pu être directement construite à partir des données recueillies par le LAT. Les 30 TOAs enregistrés entre le 25 Juin 2008 et le 15 Juillet 2009, couvrant ainsi l'intégralité de la période d'observations considérée (11 Août 2008 – 11 Juillet 2009), ont été ajustés à l'aide de l'outil TEMPO2 (Hobbs et al. 2006), permettant la génération d'une éphéméride présentant une rms de $63 \mu\text{s}$. De plus amples informations au sujet de la construction de cette éphéméride peuvent être trouvées en référence Abdo et al., 2010 (Vela II).

XIII.3 Observations de la région de Vela avec le Fermi-Large Area Telescope

XIII.3.1 Sélection de données et analyse temporelle du pulsar de Vela

Les résultats de l'analyse de la région de Vela par l'instrument Fermi-LAT ont été obtenus à partir de 11 mois d'observations (11 Août 2008 – 11 Juillet 2009). Seuls les photons de la classe *Diffuse*, i.e. correspondant à la classe d'évènements bénéficiant du meilleur rejet de bruit de fond, et correspondant à des angles zénithaux inférieurs à 105° sont considérés, permettant le rejet des évènements d'albédo γ . De plus amples détails quant aux modalités de préparation des données sont présentés au cours de la section VII.1.

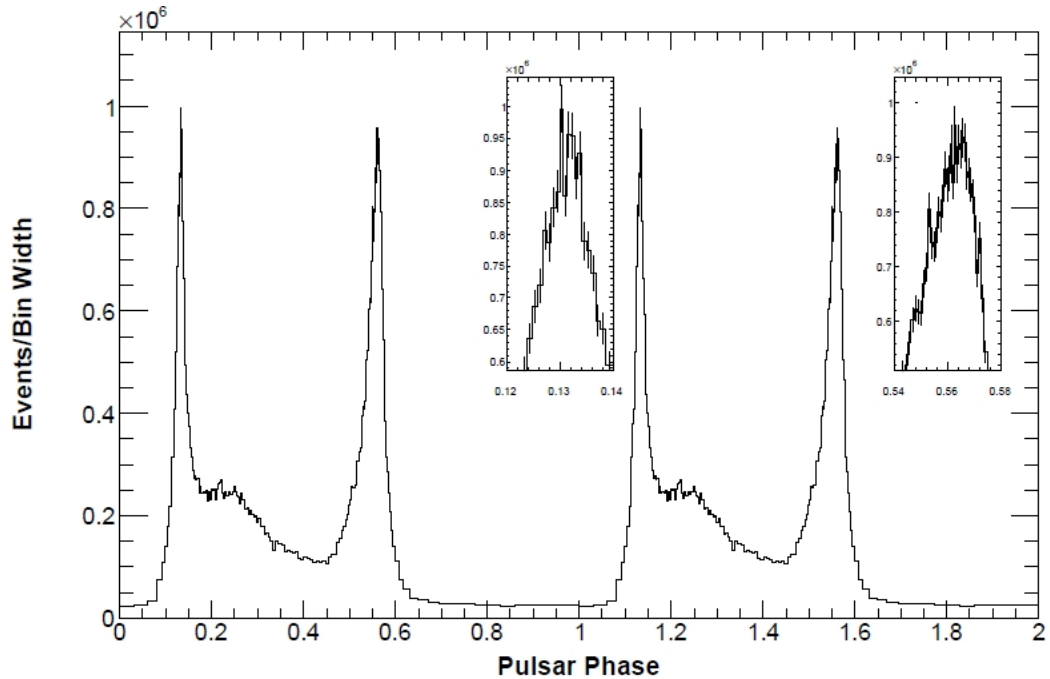


FIG. XIII.2 – Courbe de lumière du pulsar du Vela obtenue à partir des données recueillies par le LAT au dessus de 20 MeV au terme de 11 mois de mission. Le détail des 2 pics est présenté dans les encadrés. Deux rotations du pulsar sont représentées. Cette figure est extraite de la référence Abdo et al., 2010 (Vela II).

L'analyse temporelle du pulsar de Vela a été effectuée à l'aide de l'éphéméride mentionnée dans la section précédente. La courbe de lumière résultant de cette analyse révèle la présence de deux pics extrêmement étroits ainsi qu'une émission significative entre ces pics dans l'intervalle de phase 0.2 – 0.5, illustrés en figure XIII.2.

Les photons de l'intervalle en phase 0.7 – 1.0, correspondant à l'échantillon de données non contaminé par l'émission pulsée, ont été sélectionnés dans le cadre des analyses morphologique et spectrales de la nébuleuse Vela X présentées au cours des sections suivantes.

XIII.3.2 Analyse morphologique de la nébuleuse Vela X

L'analyse morphologique de la nébuleuse Vela X a été effectuée à l'aide de l'outil *Sourcelike*, selon la méthode explicitée en section VII.4.1. Les IRFs, les modèles décrivant l'émission diffuse (galactique et extragalactique) ainsi que le spectre et la distribution des sources voisines considérés lors de cette analyse sont similaires à ceux employés dans le cadre de l'étude de la nébuleuse MSH 15-52, décrite au cours du chapitre précédent.

Dans le cadre de l'étude de la distribution spatiale des photons, seuls les évènements d'énergie supérieure à 800 MeV ont été considérés. Ceci permet d'une part de s'affranchir de l'émission diffuse, la nébuleuse Vela X étant située près du plan galactique (latitude galactique $l \sim -3.2$), et d'autre part de bénéficier d'une résolution angulaire satisfaisante nécessaire à l'analyse morphologique précise de

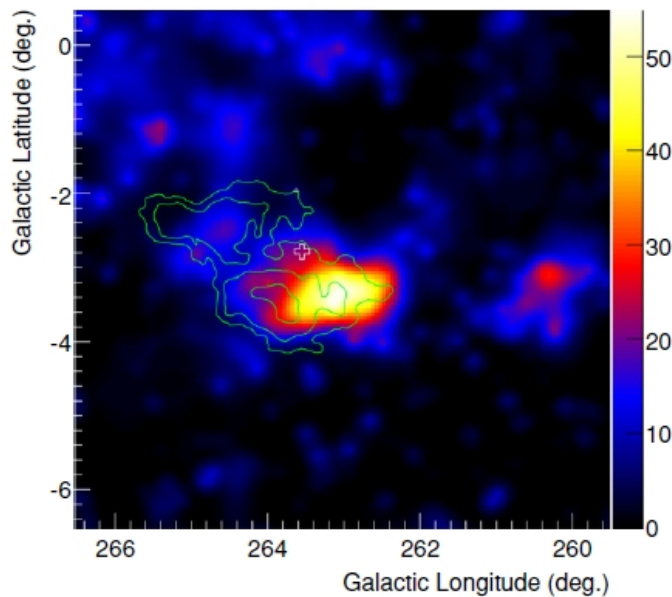


FIG. XIII.3 – Carte en test statistique (TS) au dessus de 800 MeV de la région de Vela, représentée en coordonnées galactiques. La valeur de chaque pixel représente le TS correspondant à l’hypothèse d’une source ponctuelle située à la position de ce pixel. Les contours de la nébuleuse Vela X dérivés des observations à la fréquence de 61 GHz par l’expérience WMAP sont représentés en vert. La position du pulsar de Vela est indiquée par une croix blanche. La source située à la position $(l, b) = (260.30^\circ, -3.16^\circ)$ est spatialement coïncidente avec une partie du vestige de supernova Puppis A.

cette source.

La figure XIII.3 représente la carte en TS dérivée de l’analyse réalisée avec l’outil *Sourcelike* au dessus de 800 MeV. Le TS est ici calculé sous l’hypothèse d’une source ponctuelle située à la position de chaque pixel par la méthode explicitée en section VII.3.2 :

$$TS = 2(\log(Likelihood_{source}) - \log(Likelihood_0)) \quad (\text{XIII.1})$$

où $Likelihood_{source}$ et $Likelihood_0$ correspondent respectivement aux valeurs de vraisemblance dans les hypothèses d’une source plus un modèle de fond d’une part, d’un modèle de fond seul d’autre part. Ainsi, cette carte permet d’apprécier la significativité de l’excès observé au dessus de l’émission diffuse.

L’émission observée par le LAT présente des structures localisées à l’est et au sud du pulsar de Vela, dont la position est marquée par une croix blanche. Nous constatons en particulier que cette émission est spatialement corrélée avec les contours de la source Vela X observée par l’expérience Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) à haute fréquence radio (61 GHz), permettant ainsi l’identification de la source émettrice en rayons γ en tant que la nébuleuse Vela X.

Les résultats de l’analyse réalisée avec l’outil *Sourcelike* dans l’intervalle en énergie 800 MeV – 20 GeV sous les hypothèses spatiales de source ponctuelle et de disque uniforme sont présentés en table XIII.1. La différence en TS (ΔTS), indiquée dans la dernière colonne, est de 47.9

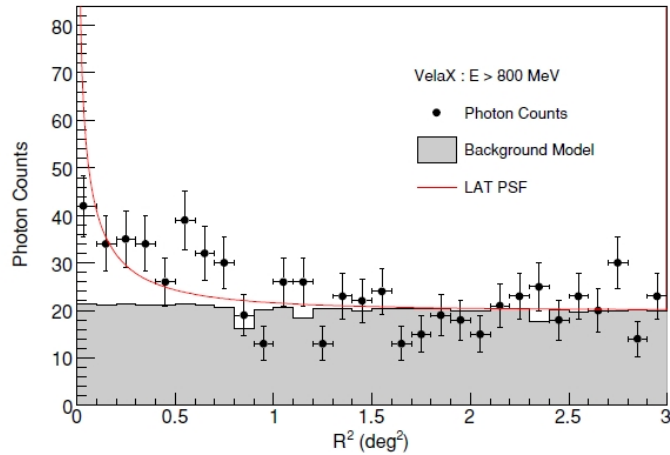


FIG. XIII.4 – Profil radial des données du LAT centré sur la position $(l, b) = (263.03^\circ, -3.27^\circ)$, dérivée de l’ajustement réalisé avec l’outil *Sourcelike* au dessus de 800 MeV sous l’hypothèse d’une source ponctuelle. La contribution de l’émission diffuse (galactique et extragalactique) est indiquée par un histogramme en gris. A titre de comparaison, la forme de la PSF est indiquée par une courbe en rouge.

(i.e. $\sim 7 \sigma$), pour une source étendue par rapport à l’hypothèse ponctuelle, ce qui démontre que la source est significativement étendue par rapport à la PSF du LAT. La nature étendue de cette source peut également être déduite de la comparaison du profil radial et de la forme de la PSF, représentés tout deux en figure XIII.4. L’ajustement de la distribution spatiale de photons par un disque uniforme à l’aide de l’outil *Sourcelike* indique une extension de rayon $0.88^\circ \pm 0.12^\circ$.

Les corrélations spatiales existant entre l’émission observée par le LAT et les modèles spatiaux correspondant à la morphologie de la nébuleuse Vela X dans les différents domaines spectraux ont été étudiées. Ainsi, les modèles spatiaux correspondant à l’excès observé en rayons γ de très haute énergie par l’expérience H.E.S.S. (Aharonian et al., 2006 Vela X) et dans le domaine radio par WMAP (à 61 GHz), ainsi que les modèles de source ponctuelle et de disque uniforme correspondant aux résultats indiqués en table XIII.1 ont été utilisés dans le cadre d’une analyse spectrale réalisée avec l’outil *glike*, selon la méthode décrite au cours de la section VII.4.2. Les valeurs de TS obtenues

Modèle spatial	Longitude galactique (degrés)	Latitude galactique (degrés)	Rayon (degrés)	ΔTS
Source ponctuelle	263.03	-3.27	–	–
Disque uniforme	263.34	-3.11	0.88 ± 0.12	47.9

TAB. XIII.1 – Position du centroïde et extension de la nébuleuse Vela X obtenues avec *Sourcelike* dans l’intervalle en énergie 800 MeV – 20 GeV sous différentes hypothèses spatiales. La dernière colonne indique la différence en TS par rapport à l’hypothèse d’une source ponctuelle.

Modèle spatial	Test Statistique
Source ponctuelle	44.0
Disque uniforme	84.4
Contours H.E.S.S.	53.1
Contours WMAP (61 GHz)	94.0

TAB. XIII.2 – Comparaison des TS issus de l’ajustement spectral des données du LAT au dessus de 800 MeV avec *gtlike* pour différentes hypothèses spatiales.

dans chacune des hypothèses spatiales sont indiquées en table XIII.2. Nous notons en particulier que les modèles de disque uniforme et correspondant à l’émission observée par WMAP, donnant les valeurs de TS les plus élevées, sont les mieux adaptées à décrire l’émission observée par le LAT, et représentent une amélioration significative ($\Delta TS > 40$) par rapport à l’hypothèse d’une source ponctuelle. Par ailleurs, le profil extrait des observations de la source Vela X par H.E.S.S. ne semble pas significativement corrélé avec l’émission observée par Fermi, comme l’indique la différence en TS existant entre les hypothèses les plus favorables en terme de vraisemblance (le disque uniforme, par exemple) et l’hypothèse labellée ”Contours H.E.S.S.” dans la table ($\Delta TS = -31.3$).

Des analyses morphologiques de cette source réalisées à l’aide des outils *Sourcelike* et *gtlike*, nous déduisons que l’émission observée par le LAT est significativement étendue et spatialement corrélée avec l’émission observée dans le domaine radio, ce qui est en parfait accord avec le modèle d’émission comportant deux populations leptoniques suggéré par de Jager et al. (2008). De plus amples détails à ce sujet seront présentés au cours de la discussion en section XIII.5.

XIII.3.3 Analyse spectrale de la nébuleuse Vela X

L’analyse spectrale de la nébuleuse Vela X a été effectuée en considérant des photons de l’intervalle non pulsé dont l’énergie est comprise entre 200 MeV et 20 GeV. L’outil *gtlike* offre la possibilité de tenir compte de l’extension de la source, comme explicité en section VII.5.2. Dans le cadre de l’analyse de la nébuleuse Vela X, l’hypothèse spatiale d’un disque uniforme de rayon $0.88^\circ \pm 0.12^\circ$ a donc été considérée, conformément aux résultats présentés en table XIII.1. Les méthodes d’analyse, d’estimations des incertitudes systématiques ainsi que les conventions de représentation adoptées lors de cette étude sont similaires à celles présentées au cours du chapitre précédent concernant l’étude spectrale de la nébuleuse MSH 15-52 (cf. section XII.3.3).

L’émission de la nébuleuse Vela X dans l’intervalle 200 MeV – 20 GeV, peut être modélisée à l’aide d’une loi de puissance simple, d’indice spectral $2.41 \pm 0.09 \pm 0.15$. Aucune coupure spectrale n’a pu être mise en évidence lors de l’analyse de cette source en utilisant les 11 premiers mois de données LAT. Le flux correspondant au dessus de 100 MeV et renormalisé à l’ensemble de la phase est de $(4.73 \pm 0.63 \pm 1.32) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les erreurs indiquées correspondent aux incertitudes statistiques et systématiques, ces dernières tenant compte des incertitudes sur la surface efficace, le modèle de fond diffus et la morphologie de la source, selon les méthodes explicités au cours des paragraphes VIII.2.1, VIII.2.2 et VIII.2.3 respectivement.

Le spectre correspondant à l’hypothèse spatiale du disque uniforme est représenté en figure XIII.5. Des limites supérieures sur le flux (95 % de niveau de confiance) sont calculées lorsque la significativité du signal est inférieure à 3σ .

La contamination éventuelle de l’émission pulsée a été estimée à la position du pulsar de Vela.

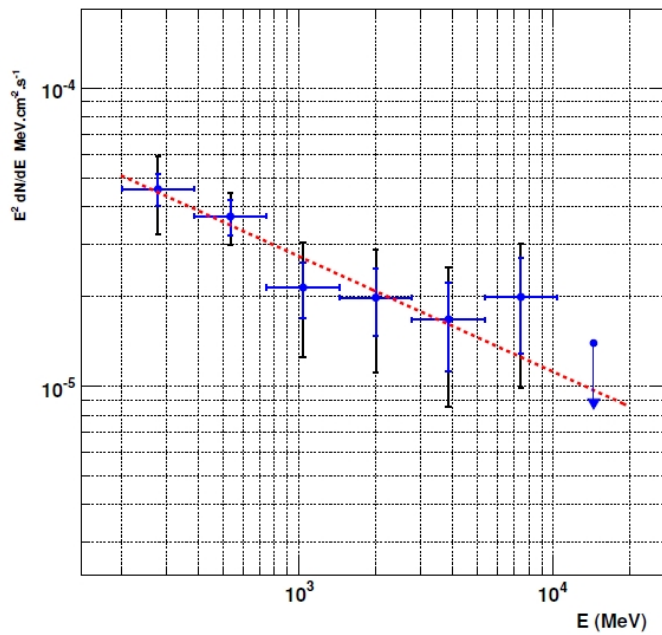


FIG. XIII.5 – Spectre en énergie de la nébuleuse Vela X dans l’intervalle en énergie 200 MeV – 20 GeV, renormalisé à l’ensemble de la phase et sous l’hypothèse d’une distribution spatiale correspondant à un disque uniforme. Les résultats spectraux du LAT sont représentés en bleu. Les erreurs statistiques sont représentées par des barres d’erreurs verticales en bleu. La somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques est représentée par des barres d’erreurs verticales en noir. Les barres d’erreurs horizontales délimitent l’intervalle en énergie. Une limite supérieure sur le flux (95 % de niveau de confiance) est dérivée lorsque la significativité du signal est inférieure à 3σ . La loi de puissance correspondant à l’ajustement réalisé avec l’outil *glike* est représentée par une droite en pointillés.

Elle correspond à un flux inférieur à $\sim 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ au dessus de 100 MeV, soit moins de $\sim 6 \%$ du flux estimé pour la nébuleuse Vela X.

XIII.4 Analyse multi-longueur d’onde de la nébuleuse Vela X

Afin de mieux appréhender les mécanismes et sites responsables du rayonnement observé en provenance de la nébuleuse Vela X sur l’ensemble du spectre électromagnétique, les données multi-longueur d’onde ont été ré-analysées sur les régions exactes correspondant aux structures du *halo* et du *cocon*, dont les limites spatiales sont représentées en bleu et jaune respectivement en figure XIII.6. Cette source a fait l’objet d’observations à différentes fréquences, toutefois les spectres en résultant, qui peuvent être trouvés dans la littérature, sont généralement obtenus sur des régions légèrement différentes. Dans le cadre de l’étude multi-longueur d’onde de cette source, le fait d’imposer une même limite spatiale pour chacune des structures permet de réaliser une analyse cohérente du *halo* et

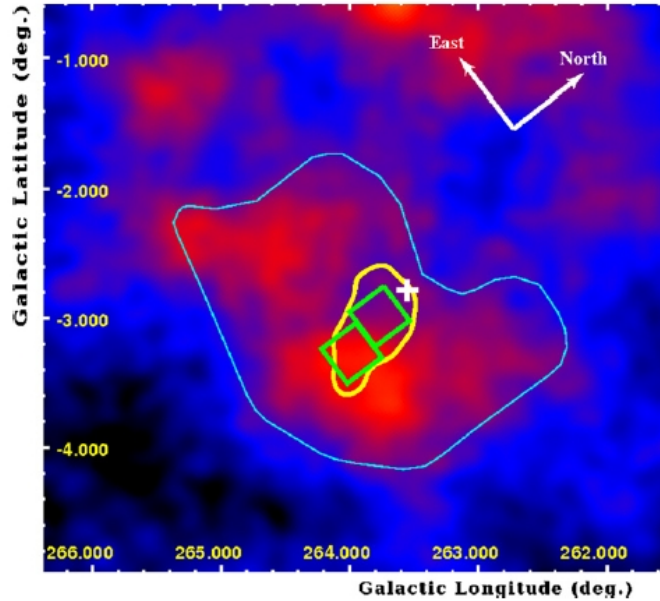


FIG. XIII.6 – Carte issue des observations de la région de Vela X à la fréquence de 61 GHz par l'expérience Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP), représentée en coordonnées galactiques. La position du pulsar de Vela est représentée par une croix blanche. Les contours en bleu et jaune correspondent respectivement aux régions nommées *halo* et *cocon* pour lesquels les données spectrales multi-longueur d'onde sont extraites (cf. section XIII.4). Les régions d'extraction des données ASCA sont représentées en vert.

du *cocon*, composant tout deux la nébuleuse Vela X.

Les données considérées lors de cette analyse proviennent des observations réalisées :

1. sur la région du *halo* (correspondant aux limites représentées en bleu en figure XIII.6) :
 - dans le domaine radio : les points spectraux estimés sur la région du *halo* proviennent des résultats d'observations reportés par Haslam et al. (1982) ainsi que de la ré-analyse de 5 ans d'observations par l'expérience WMAP (fréquences de 23 à 94 GHz). Des cartes résultant de l'observation de cette région à 8.4 GHz, nous dérivons en outre un spectre d'indice $\alpha = 0.50 \pm 0.05$ ¹, assez proche du spectre obtenu dans la gamme 0.03 – 8 GHz par Alvarez et al. (2001) sur une région plus large (le flux étant pour cette raison ~ 5 fois plus faible) ;
 - dans le domaine des rayons X : l'analyse des données ROSAT sur la région du *halo* a permis d'obtenir, après soustraction de l'émission thermique due au vestige de supernova de Vela, une limite supérieure sur le flux dans l'intervalle en énergie 0.5 – 2.0 keV, en supposant un spectre d'indice $\Gamma = 2$. Cette limite supérieure n'est pas représentée en figure XIII.7 ;
 - dans le domaine des rayons γ de haute énergie : les points spectraux de Fermi sont issus de l'analyse présentée en section XIII.3.3 sur la région correspondant au *halo* ;
2. sur la région du *cocon* (correspondant aux limites représentées en jaune en figure XIII.6) :
 - dans le domaine des rayons X : les points spectraux correspondant à la structure spatiale allon-

¹L'indice couramment utilisé pour décrire l'émission dans le domaine radio, α , et l'indice spectral Γ caractéristique de l'émission dans le domaine des rayons X aux rayons γ sont liés par l'expression : $\Gamma = -(1 - \alpha)$.

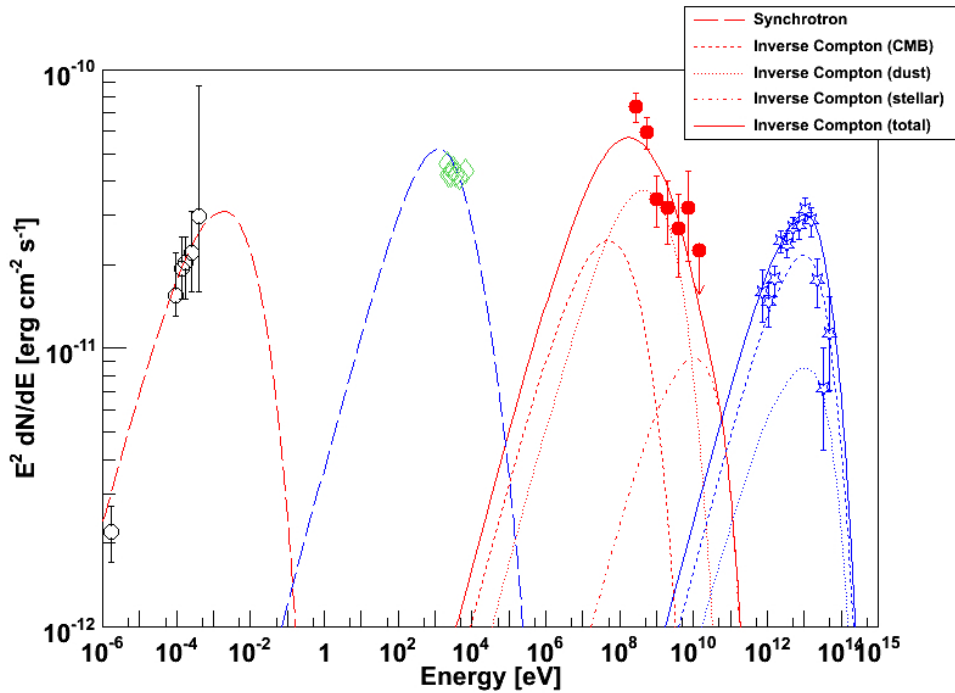


FIG. XIII.7 – Distribution spectrale en énergie des deux structures spatiales constituant la nébuleuse Vela X, du domaine radio jusqu’aux rayons γ de très haute énergie. Les points spectraux de Fermi, représentés par des disques en rouge, sont dérivés de l’analyse présentée en section XIII.3.3. Les points spectraux de WMAP (cercles en noir) sont issus d’une ré-analyse des données sur la région spatiale dont sont extraits les points spectraux de l’expérience Fermi-LAT. Les points spectraux de l’expérience ASCA (losanges en vert) sont issus d’une ré-analyse des données de la région dont sont extraits les points spectraux de H.E.S.S. (Aharonian et al., 2006 Vela X), représentés par des étoiles en bleu. *En rouge* : Emission de la population relique, correspondant à la structure spatiale étendue (*halo*). Les composantes synchrotron et Compton inverse sont représentées. Les contributions du rayonnement Compton inverse des électrons sur le CMB, les photons IR (poussière) et optiques (étoiles) sont représentées par des courbes en tirets, pointillés et tirets-points respectivement. *En bleu* : Emission de la population jeune, correspondant à la structure spatiale allongée (*cocon*). Les composantes synchrotron et Compton inverse sont représentées en bleu. Les contributions du rayonnement Compton inverse des électrons sur le CMB et les photons IR (poussière) sont représentées par des courbes en tirets et pointillés respectivement, la contribution liée aux photons optiques étant supprimée du fait de l’effet Klein-Nishina.

gée sont issus de la ré-analyse des données de l’expérience ASCA sur les régions d’extraction représentées en vert en figure XIII.6. Après ajustement des données tenant compte des contributions thermique et non thermique de l’émission observée, un spectre non thermique d’indice moyen d’indice $\Gamma = 2.06 \pm 0.05$ et de flux $(6.7 \pm 0.4) \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans la gamme

- 2 – 10 keV est dérivé ;
- dans le domaine des rayons γ de très haute énergie : les résultats spectraux de l'expérience H.E.S.S. sont extraits de la référence Aharonian et al., 2006 (Vela X).

Les résultats spectraux de cette analyse multi-longueur d'onde sont représentés en figure XIII.7, pour les structures spatiales de *halo* et de *cocon* et seront utilisés dans la cadre de la discussion présentée dans la section suivante.

XIII.5 Discussion

Différents scénarii ont été proposé pour expliquer le spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse Vela X. Ainsi, Horns et al. (2006) suggérèrent que l'origine de l'émission observée à très haute énergie par le détecteur Tcherenkov H.E.S.S. était liée à l'interaction proton-proton et à la décroissance de pions neutres π^0 . Toutefois, dans le cadre de ce modèle, une densité de particules supérieure à 0.6 cm^{-3} était requise, en désaccord avec la récente estimation de densité de 0.1 cm^{-3} s'appuyant sur les données de l'expérience XMM-Newton (LaMassa et al. 2008).

LaMassa et al. (2008) ont récemment proposé un scénario leptonique expliquant le spectre de photons par le rayonnement synchrotron du domaine radio jusqu'aux rayons X et par l'émission produite par diffusion Compton inverse en ce qui concerne l'émission observée à très haute énergie. Toutefois, ce modèle requiert l'existence de deux cassures dans le spectre d'injection des leptons pour permettre un ajustement satisfaisant des données. Un tel ajustement peut également être réalisé dans le cadre de l'injection de deux populations leptoniques, requérant alors l'existence d'une seule cassure spectrale (de Jager 2008). Selon ce scénario, une population jeune est responsable de la structure allongée, le *cocon*, observée en rayons X et en rayons γ de très haute énergie, tandis que le rayonnement dans le domaine radio est émis par une population relique. Dans le cadre de ce modèle, les photons émis en rayons γ de haute énergie et potentiellement détectables par les missions actuelles sont produits par diffusion Compton inverse de cette même population relique.

Grâce à la sensibilité accrue de l'instrument Fermi-LAT, la détection et l'étude de la nébuleuse Vela X désormais réalisées en rayons γ de haute énergie et dont les résultats sont présentés au cours de la section XIII.3, ainsi que les résultats spectraux de l'analyse multi-longueur d'onde présentée en section XIII.4, sont en mesure d'apporter de nouvelles contraintes quant aux modèles d'émission au sein de cette source. Un travail de modélisation, similaire à celui décrit dans le cas de la nébuleuse MSH 15-52 en section XII.4.2, a été entrepris sur la région de Vela X. La description détaillée du modèle figure en annexe A. Les informations dérivées de cette étude théorique sont les suivantes. D'une part, le scénario hadronique est défavorisé par le spectre issu de la ré-analyse des données multi-longueur d'onde. D'autre part, le spectre multi-longueur d'onde peut être modélisé par un scénario impliquant deux composantes leptoniques injectées dans la nébuleuse, comme le suggère de Jager et al. (2008). Les résultats de l'ajustement des différents paramètres des spectres d'injection de ces 2 populations leptoniques permettant de reproduire les structures spatiales du *halo* et du *cocon* du domaine radio jusqu'à très haute énergie, sont présentés en table XIII.4. Les différents paramètres de distance, âge, densités et températures moyennes des champs de photons cibles pour le processus de diffusion Compton inverse utilisés dans le cadre de cet ajustement sont résumés en table XIII.3. Cet ajustement requiert pour chacune des structures spatiales l'injection des leptons selon une loi de

Paramètre	Valeur
Distance (kpc)	0.290
Age (ans)	11300
$k_B T_{CMB}$ (eV)	2.35×10^{-4}
ρ_{CMB} eV/m ³	2.60×10^5
$k_B T_{IR}$ (eV)	2.2×10^{-3}
ρ_{IR} eV/m ³	0.4×10^6
$k_B T_{stellar}$ (eV)	0.56
$\rho_{stellar}$ eV/m ³	0.3×10^6

TAB. XIII.3 – Paramètres adoptés pour la modélisation des processus d’émission dans la nébuleuse VelaX.

puissance d’indice $p \sim 2$ ² et présentant une coupure exponentielle à haute énergie (100 GeV dans le cas du *halo*, 200 TeV pour le *cocon*). Les densités des différents champs de photons cibles : CMB, IR, optique, requises pour cet ajustement sont en accord avec les estimations effectuées de manière indépendante dans la région du vestige de supernova Vela (Porter et al. 2006). Le champ magnétique est estimé à la valeur $B = 3\mu\text{G}$, par comparaison des composantes spectrales du *cocon*. Cette valeur est proche de la valeur de $5\mu\text{G}$ citée en références LaMassa et al. (2008) et de Jager et al. (2008). En ce qui concerne le *halo*, des observations dans le domaine millimétrique et IR sont requises pour permettre de lever la dégénérescence dans l’ajustement spectral entre la valeur du champ magnétique et la valeur de l’énergie de coupure dans le spectre d’injection.

Les spectres de rayonnement ainsi obtenus pour chacune des structures spatiales, ainsi que le détail des contributions du rayonnement synchrotron et de la diffusion Compton inverse sur les différents champs de photons cibles, sont représentés en figure XIII.7.

²En effet, l’indice $\alpha = 0.5$ estimé dans le domaine radio implique un spectre d’injection leptonique modélisé à basse énergie par une loi de puissance d’indice $p = 2 \times \alpha + 1 \sim 2$ telle qu’indiquée en table XIII.4.

Paramètre	Valeur
<i>Population a (halo)</i>	
Champ magnétique B_a (μG)	3.0
Indice spectral p_a	2.0
Energie max. des particules $E_{c,a}$	100×10^9
Energie injectée aux électrons $W_{e,a}$ (erg)	6×10^{48}
<i>Population b (cocon)</i>	
Champ magnétique B_b (μG)	3.0
Indice spectral p_b	2.0
Energie max. des particules $E_{c,b}$	200×10^{12}
Energie injectée aux électrons $W_{e,b}$ (erg)	1.5×10^{46}

TAB. XIII.4 – Résultats de la modélisation dans le cas de l’injection de deux populations leptoniques. Le modèle tient compte des pertes par refroidissement synchrotron.

XIII.6 Conclusions

Les récentes observations de la région de Vela par Fermi-LAT ainsi que la ré-analyse des données multi-longueur d'onde réalisées dans le domaine radio et en rayons X ont permis d'apporter de nouvelles contraintes quant aux propriétés physiques et aux spectres d'injection des particules au sein de la nébuleuse Vela X :

1. La source détectée dans l'intervalle non-pulsé de la courbe de lumière du pulsar de Vela est significativement étendue par rapport à la PSF du LAT. La distribution spatiale des photons, modélisée lors de l'ajustement spectral par un disque uniforme de rayon $\sigma = (0.88 \pm 0.12)^\circ$, est très fortement corrélée avec les contours de la nébuleuse Vela X telle que vue dans le domaine radio de haute fréquence par l'expérience WMAP, permettant ainsi son identification.

2. Le spectre dérivé des analyses de données du LAT tient compte de la nature étendue de la nébuleuse et peut être modélisé par une loi de puissance d'indice $2.41 \pm 0.09 \pm 0.15$. L'émission observée correspond à un flux au dessus de 100 MeV de $(4.73 \pm 0.63 \pm 1.32) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

3. Les données multi-longueur d'onde ré-analysées sur les régions du *halo* et du *cocon* défavorisent l'hypothèse hadronique pour expliquer le rayonnement observé à haute énergie par les expériences Fermi et H.E.S.S. Par ailleurs, les résultats spectraux sont compatibles avec le modèle impliquant l'injection de deux composantes leptoniques dans la nébuleuse, suggéré par de Jager et al. (2008). Selon ce modèle, l'une des populations, jeune et récemment injectée, est responsable de la structure allongée, le *cocon* tandis que la seconde, relique, est liée à l'émission du *halo*. L'ajustement des données pour chacune des structures spatiales indique une injection de leptons selon une loi de puissance d'indice $p \sim 2$ et présentant une coupure exponentielle à haute énergie.

Etudes de populations avec *Fermi*

Sommaire

XIV.1	Etude de populations I : au delà des pulsars γ	181
XIV.1.1	Principe	181
XIV.1.2	Premiers résultats	182
XIV.1.3	Détections significatives	182
XIV.1.4	Contraintes sur l'émission des nébuleuses de pulsars	184
XIV.1.5	Synthèse de l'étude de population	187
XIV.2	Etude de populations II : les sources au TeV	191
XIV.2.1	Principe	191
XIV.2.2	Les différents candidats	192
XIV.2.3	Premiers résultats	192

Ce chapitre présente les résultats préliminaires de 2 études de populations réalisées au cours de cette thèse. La première étude concerne la recherche en rayons γ de nébuleuses de pulsars associées aux pulsars d'ores et déjà détectés par l'instrument Fermi-LAT. La seconde analyse s'intéresse à la détectabilité en rayons γ par Fermi de nébuleuses et candidats nébuleuses de pulsars ayant été détectés dans la gamme d'énergie des détecteurs au sol dédiés à l'astronomie γ de très haute énergie et listés en table IX.1.

XIV.1 Etude de populations I : au delà des pulsars γ

XIV.1.1 Principe

La recherche dans les données Fermi d'émission en rayons γ des nébuleuses à la position des pulsars peut, même en l'absence de détection significative, apporter de nouvelles contraintes sur les modèles décrivant les processus d'émission au sein des nébuleuses de pulsars.

L'étude de population présentée au cours de cette section et faisant l'objet d'un article en préparation par la collaboration Fermi (Abdo et al., 2010 Catalogue de nébuleuses) est motivée par les premières détections de nébuleuses et de leurs pulsars en rayons γ , présentées au cours des chapitres précédents. En effet, l'étude des nébuleuses de pulsars effectuée dans le cadre de cette thèse a permis de mettre en évidence le fait que les nébuleuses du Crabe, MSH 15-52 et Vela X, dont l'analyse est présentée au cours des chapitres XI, XII et XIII, sont toutes les trois associées à des pulsars jeunes et énergétiques (i.e. caractérisés par un fort ralentissement) également détectés par Fermi. Par ailleurs, excepté dans le cas de la nébuleuse MSH 15-52 dont le pulsar associé PSR B1509-58 n'est détecté qu'au dessous de 1 GeV, l'étude détaillée de ces sources, moins émissives que les pulsars les alimentant, nécessite de sélectionner un échantillon de données non contaminé par l'émission de l'étoile à neutrons, i.e. de définir l'intervalle non pulsé de la courbe de lumière de chaque pulsar.

Cette étude a été réalisée dans l'intervalle non pulsé de chacun des 54 pulsars détectés par Fermi, présentés en références Abdo et al., 2010 (Catalogue de Pulsars), Saz Parkinson et al. (2010) sur une période d'observations de 500 jours (4 Août 2008 – 16 Décembre 2009). La liste de ces pulsars considérés est présentée en tables XIV.1 et XIV.2.

L'étude de population a nécessité la mise en place d'une analyse temporelle précise de chaque pulsar, de manière similaire à celle réalisée dans le cas des nébuleuses du Crabe et Vela X, effectuée à l'aide d'éphémérides obtenues dans le cadre de la campagne de suivi des pulsars (Smith et al. 2008). L'observatoire radio ayant fourni ce jeu de paramètres pour chacun des pulsars est indiqué en table XIV.1, de même que l'intervalle non pulsé sélectionné pour la recherche de nébuleuses de pulsars émettant en rayons γ de haute énergie. Par ailleurs, certains pulsars ayant présenté des glitches au cours des 500 jours d'observations, l'exclusion d'une période, dont les limites en temps sont listées en dernière colonne de la table XIV.1, a parfois été nécessaire pour éviter toute contamination éventuelle d'émission pulsée dans les intervalles en phase considérés.

La sélection des données a été réalisée par la méthode présentée au cours des paragraphes XI.3.1, XII.3.1 et XIII.3.1. L'étude temporelle a ensuite été effectuée grâce à l'outil TEMPO2 (Hobbs et al. 2006), permettant d'obtenir la courbe de lumière de chaque pulsar et d'en déterminer l'intervalle en phase non-pulsé. Enfin, l'analyse spectrale a été réalisée sur l'intervalle en énergie 100 MeV – 100 GeV à l'aide de l'outil *gtlike* et des mêmes ingrédients (modèles d'émission diffuse, version des fonctions de réponse de l'instrument, modèle spatial et spectral pour les sources voisines, etc.) que ceux utilisés pour l'analyse des nébuleuses MSH 15-52 et Vela X, dont les résultats sont présentés au cours des chapitres XII et XIII respectivement.

XIV.1.2 Premiers résultats

Les premiers résultats spectraux obtenus dans les intervalles non pulsés de chacun des 54 pulsars considérés sont présentés en table XIV.2. Seules les erreurs statistiques sont indiquées.

Nous notons que seuls 10 cas présentent une émission significative, correspondant à $TS > 25$ (i.e. une significativité supérieure à $\sim 5 \sigma$), dont les régions des pulsars du Crabe (PSR J0534+2200) et de Vela (PSR J0835+4510), pour lesquels la détection des nébuleuses associées par Fermi fait l'objet des chapitres XI et XIII de ce manuscrit et des références Abdo et al., 2010 (Crabe) et Abdo et al., 2010 (Vela X).

Les 8 autres détections significatives correspondent à une émission coïncidente spatialement avec les pulsars PSR J0034-0534, PSR J0633+1746 (Geminga), PSR J1023-5746, PSR J1813-1246, PSR J1856+5925, PSR J2021+4026, PSR J2055+2539 et PSR J2124-3358.

Dans le cas d'une détection non significative ($TS < 25$), des limites supérieures (95 % de niveau de confiance) sur le flux, le flux en énergie et la luminosité, indiquées en table XIV.2, ont été dérivées.

XIV.1.3 Détections significatives

7 candidats à l'émission magnétosphérique

L'étude spectrale détaillée des 8 candidats listés au cours du paragraphe précédent a permis de mettre en évidence le fait que, dans tous les cas, sauf pour l'émission coïncidant avec le pulsar PSR J1023-5746, l'émission détectée dans l'intervalle de phase non pulsé est principalement observée à basse énergie et que le spectre de photons présente une coupure spectrale significative.

La présence d'émission provenant du pulsar dans l'intervalle de phase qualifié de "non pulsé" du

pulsar Geminga a d'ores et déjà été mise en évidence dans la référence Abdo et al., 2010 (Geminga) par l'observation d'un spectre de photons présentant une coupure spectrale, qui est généralement caractéristique de l'émission magnétosphérique.

L'observation d'un tel spectre dans 6 autres cas suggère ainsi fortement l'existence d'émission magnétosphérique dans l'intervalle non pulsé des pulsars PSR J0034-0534, PSR J1813-1246, PSR J1856+5925, PSR J2021+4026, PSR J2055+2539 et PSR J2124-3358. Notons que, dans le cas particulier du pulsar milliseconde PSR J0034-0534, qui fait partie d'un système binaire, une émission dans l'intervalle non pulsé de la courbe de lumière est prédite par le modèle théorique de la calotte polaire, présenté en section X.1.1. De plus amples détails à ce sujet peuvent être trouvés en référence Abdo et al., 2010 (PSR J0034-0534).

L'émission observée en provenance de la majorité des pulsars détectés par Fermi présente un spectre modélisé par une loi de puissance avec coupure exponentielle, ce qui favorise les modèles théoriques de la cavité externe et de la cavité à fentes (présentés en section X.1.2 et X.1.3 respectivement). Toutefois, l'observation d'émission magnétosphérique dans les 7 cas présentés ci-dessus défavorise le modèle de la cavité externe au profit de modèle de la cavité à fentes et, dans le cas des pulsars milliseconde PSR J0034-0534 et PSR J2124-3358, d'un modèle inspiré du modèle de la calotte polaire, le *Pair-Starved Polar Cap*, dans lequel la multiplicité des paires leptoniques ne permet pas l'écrantage du champ électrique dans la cavité (Abdo et al., 2010 PSR J0034-0534).

Une nouvelle nébuleuse associée au pulsar PSR J1023-5746 ?

Dans le cas de la détection significative réalisée dans l'intervalle non pulsé du pulsar PSR J1023-5746, les résultats spectraux indiquent une émission de photons observée essentiellement à haute énergie.

Ce pulsar, nouvellement découvert en rayons γ par les techniques de recherche de périodicité à l'aveugle réalisées sur les données Fermi (Saz Parkinson et al. 2010), est situé dans la région de l'amas d'étoiles Westerlund 2. La détection d'une source, HESS J1023-575, significativement étendue par l'expérience au sol H.E.S.S. a donné lieu à plusieurs interprétations quant à l'origine des photons de très haute énergie détectés. L'amas Westerlund 2 et le système binaire contenant l'étoile massive Wolf-Rayet WR20a, présents dans cette région, constituent des contreparties éventuelles, bien que la coïncidence spatiale ne soit pas parfaite, comme l'illustre la figure XIV.1 et que l'extension de la source aux énergies du TeV défavorise ces associations (Aharonian et al., 2007 Westerlund 2).

La découverte récente du pulsar PSR J1023-5746 par Fermi, a été suivie d'une ré-analyse des données du satellite Chandra X-ray Observatory, permettant ainsi de mettre en évidence l'émission faible de ce pulsar en rayons X, située à 8' de l'amas Westerlund 2. Les caractéristiques de ce pulsar, jeune (âge caractéristique : $\tau_c = 4600$ ans) et énergétique (ralentissement $\dot{E} = 1.1 \times 10^{37}$ erg s⁻¹) justifient l'hypothèse de l'existence d'une nébuleuse alimentée par ce pulsar, qui pourrait être à l'origine de l'émission observée par H.E.S.S.

L'existence d'une forte connexion entre les résultats spectraux de l'analyse de l'intervalle non pulsé de PSR J1023-5746 avec les données Fermi (renormalisés à l'ensemble de la phase) représentés par des étoiles en rouge en figure XIV.2 (à gauche), avec le spectre observé à très haute énergie, représenté par des triangles en bleu, de même que la coïncidence spatiale de cette émission en rayons γ de haute énergie avec la source HESS J1023-575, illustrée en figure XIV.2 (à droite), suggèrent fortement l'identification de la source vue par Fermi et H.E.S.S. en tant que nébuleuse associée au pulsar PSR J1023-5746.

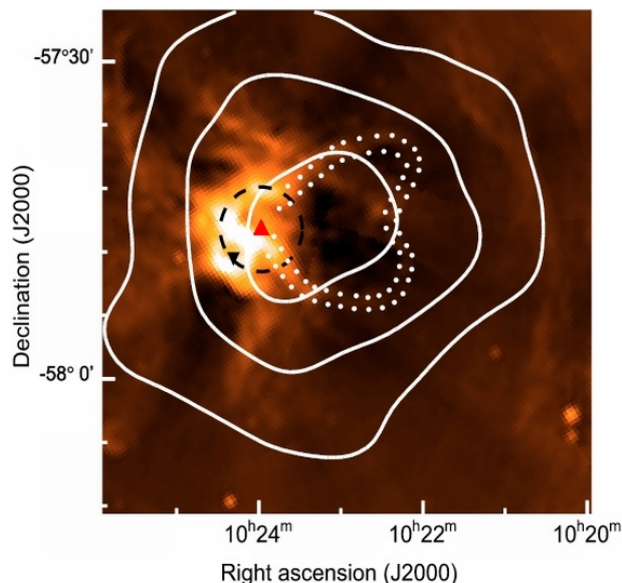


FIG. XIV.1 – Carte en coordonnées équatoriales de la région de l’amas Westerlund 2. La position de celui-ci est indiquée par un cercle en noir. La position du système binaire contenant l’étoile massive Wolf-Rayet WR20a est indiquée par un triangle en rouge. Les contours de la source HESS J1023-575 observée par l’expérience H.E.S.S. sont représentés en blanc. Cette figure est extraite de la référence Aharonian et al., 2007 (Westerlund 2).

XIV.1.4 Contraintes sur l’émission des nébuleuses de pulsars

L’étude réalisée dans l’intervalle non-pulsé des pulsars détectés par Fermi et listés en table XIV.1 a permis la détection d’émission significative dans 10 des 54 cas considérés, dont l’analyse spectrale détaillée a permis de favoriser l’existence d’émission magnétosphérique ou d’une nébuleuse alimentée par le pulsar émettant en rayons γ .

Par ailleurs, les limites supérieures sur le flux calculées dans les 44 cas restants peuvent apporter de nouvelles contraintes sur les modèles d’émission dans les nébuleuses de pulsars. En effet, certains de ces pulsars sont associés à des nébuleuses ayant fait l’objet d’observations à d’autres fréquences : dans le domaine radio, en rayons X et/ou à très haute énergie. L’étude théorique du spectre multi-longueur d’onde de ces sources permet alors, comme dans le cas des nébuleuses du Crabe, de Vela et de MSH 15-52, de contraindre les paramètres physiques des sources par modélisation théorique des processus d’émission sur l’ensemble du spectre électromagnétique. Parmi les cas les plus intéressants, nous pouvons citer :

1. La nébuleuse 3C 58 (SNR G130.7+3.1), associée au pulsar PSR J0205+6449.

Alimentée par le pulsar très énergétique PSR J0205+6449, de ralentissement $\dot{E} = 2.7 \times 10^{37}$, cette nébuleuse présente en rayons X une structure spatiale composée de tores et d’un jet aligné avec l’axe de rotation du pulsar, similaire à la structure spatiale de la nébuleuse du Crabe. Ayant fait l’objet d’observation multi-longueur d’onde, le spectre de cette nébuleuse du domaine radio jusqu’aux rayons X, représenté en figure XIV.3, est relativement bien contraint et correspond à la composante synchrotron

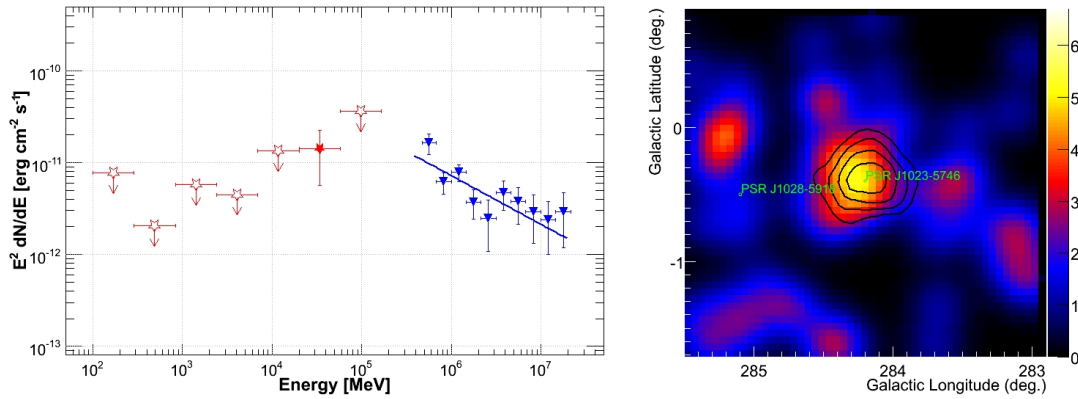


FIG. XIV.2 – Résultats de l’observation de la région de Westerlund 2 par Fermi. *A gauche* : Distribution spectrale en énergie représentant les résultats obtenus avec l’outil *gtlike* pour la source observée dans l’intervalle non-pulsé de PSR J1023-5746 (étoiles en rouge) et les points spectraux issus de l’observation de la source HESS J1023-575 par l’expérience H.E.S.S. (triangles en bleu), extraits de la référence Aharonian et al., 2007 (Westerlund 2). Des limites supérieures (2σ de niveau de confiance) sur le flux en rayons γ sont calculées lorsque la significativité est inférieure à 3σ . Seules les erreurs statistiques sont représentées. *A droite* : Carte en photons obtenue dans l’intervalle non pulsé de PSR J1023-5746, au dessus de 20 GeV. Les positions des pulsars PSR J1023-5746 et PSR J1028-5918, tout deux détectés par Fermi, sont indiquées en vert. Les contours de la source observée par H.E.S.S., superposés en noir, sont extraits de la référence Aharonian et al., 2007 (Westerlund 2).

du rayonnement de cette source (Slane et al. 2004). Les observations de cette source avec Fermi, mais également avec les détecteurs au sol VERITAS (Aliu, 2008 Pulsars) et MAGIC (Anderhub et al. 2010) n’ont révélé aucune émission significative, impliquant le calcul de limites supérieures sur le flux, également représentées en figure XIV.3.

2. Les nébuleuses K3 (SNR G313.6+0.3) et Rabbit (SNR G313.3+0.1) présentes dans le complexe de Kookaburra et respectivement associées aux pulsars PSR J1420-6048 et PSR J1418-6058.

Précédemment introduit au cours de la section IX.1.3, le complexe de Kookaburra comprend deux nébuleuses, K3 et Rabbit, présentant une émission non-thermique et alimentées par deux pulsars détectés en rayons γ , PSR J1420-6048 et PSR J1418-6058, les pulsations du second ayant été découvertes par Fermi. Aucune détection significative n’est observée par Fermi au terme de 500 jours de mission. Par ailleurs, les études théoriques réalisées par van Etten & Romani (2010) indiquent que la détection de la nébuleuse K3 nécessiterait au moins 5 ans de mission, dans le cadre d’une émission à haute énergie générée au moins en partie par des processus hadroniques.

3. La nébuleuse SNR G21.5-0.9 associée au pulsar PSR J1833-1034

La nébuleuse G21.5-0.9, découverte dans le domaine des rayons X par Bocchino et al. (2005), est alimentée par l’un des pulsars connus les plus énergétiques (ralentissement $\dot{E} = 3.3 \times 10^{37}$), PSR J1833-1034, et a été récemment détectée par l’expérience H.E.S.S. (Djannati-Atai 2007). Ar-

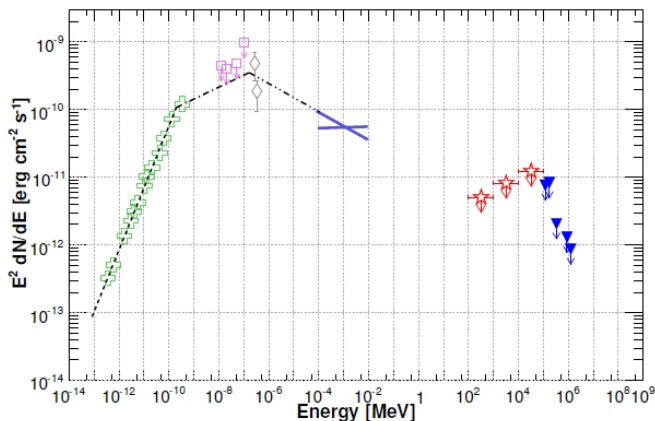


FIG. XIV.3 – Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse 3C 58. Les limites supérieures issues des observations Fermi sont représentées par des étoiles en rouge. Les limites supérieures reportées par l’expérience MAGIC sont représentées par des triangles en bleu et sont issues de la référence Anderhub et al. (2010). Les données spectrales du domaine radio jusqu’aux rayons X sont extraites de la référence Slane et al. (2004).

borant un spectre dur à haute énergie (d’indice spectral $\Gamma \sim 2.08$), la comparaison du spectre à très haute énergie et des courbes de sensibilité (à 5σ)¹ au terme de 16 mois et 10 ans de mission, re-

¹Les courbes de sensibilité de l’instrument LAT correspondent aux courbes d’évolution avec l’énergie du flux requis pour la détection d’une source avec une significativité spécifique (ici, 5σ) en une période d’observation donnée. Etant

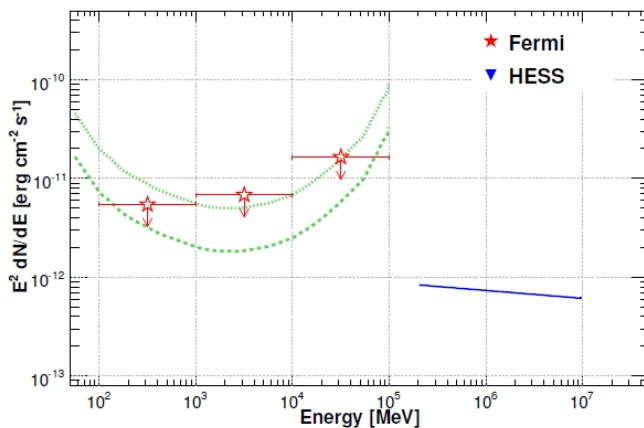


FIG. XIV.4 – Distribution spectrale en énergie en rayons γ de la nébuleuse SNR G21.5-0.9. Les limites supérieures issues des observations Fermi sont représentées par des étoiles en rouge. Le spectre issu des observations par l’expérience H.E.S.S. est représenté en bleu et est issu de la référence Djannati-Atai (2007). Les limites de sensibilité (à 5σ) de l’expérience Fermi-LAT au terme de 16 mois et 10 ans de mission sont représentées en pointillés en vert clair et foncé respectivement.

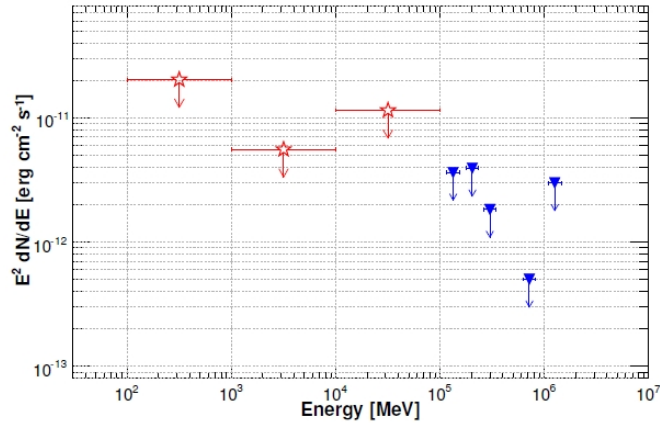


FIG. XIV.5 – Distribution spectrale en énergie en rayons γ de la nébuleuse Boomerang. Les limites supérieures issues des observations Fermi sont représentées par des étoiles en rouge. Les limites supérieures reportées par l'expérience VERITAS sont représentées par des triangles en bleu et sont issues de la référence Anderhub et al. (2010).

présentées en vert clair et foncé respectivement en figure XIV.4, suggère qu'aucune détection par la mission Fermi n'est attendue, à moins qu'une composante leptonique supplémentaire existe à basse énergie, comme c'est le cas par exemple pour la nébuleuse HESS J1640-465 (Slane et al. 2010).

4. La nébuleuse alimentée par le pulsar PSR J1907+0602

Associée au pulsar PSR J1907+0602 nouvellement découvert par les méthodes de recherche à l'aveugle appliquées aux données Fermi (Abdo et al., 2010 PSR J1907+0602), les limites supérieures dérivées de la non détection par Fermi et les points spectraux issus de la détection de cette nébuleuse par les expériences MILAGRO (Abdo et al. 2007) puis H.E.S.S. (Aharonian et al., 2009 HESS J1908+063) suggèrent l'existence d'une coupure spectrale dans la gamme en énergie 20 GeV – 300 GeV.

5. La nébuleuse Boomerang (SNR G106.6+3.1) associée au pulsar PSR J2229+6114

Mise en évidence par les observations effectuées dans le domaine radio et en rayons X (Halpern et al. 2001), la nébuleuse Boomerang est associée à l'un des pulsars connus les plus énergétiques, PSR J2229+6114, de ralentissement $\dot{E} = 2.2 \times 10^{37}$. De la recherche d'émission de cette nébuleuse dans les données Fermi ainsi que par l'expérience au sol MAGIC (Anderhub et al. 2010) résultent les limites supérieures présentées en figure XIV.5, qui sont consistantes entre elles. Des études réalisées avec une statistique de photons plus élevée pourraient permettre éventuellement la détection de cette nébuleuse en rayons γ .

XIV.1.5 Synthèse de l'étude de population

L'étude de population réalisée à la position des 54 pulsars listés en table XIV.1 a permis la détection d'une source montrant de fortes similarités avec les nébuleuses de pulsars, ainsi que de 7 objets présentant vraisemblablement une émission magnétosphérique dans l'intervalle non pulsé de

donné les variations du niveau d'émission diffuse d'un point à l'autre dans le ciel, les courbes de sensibilités diffèrent selon la position de la source.

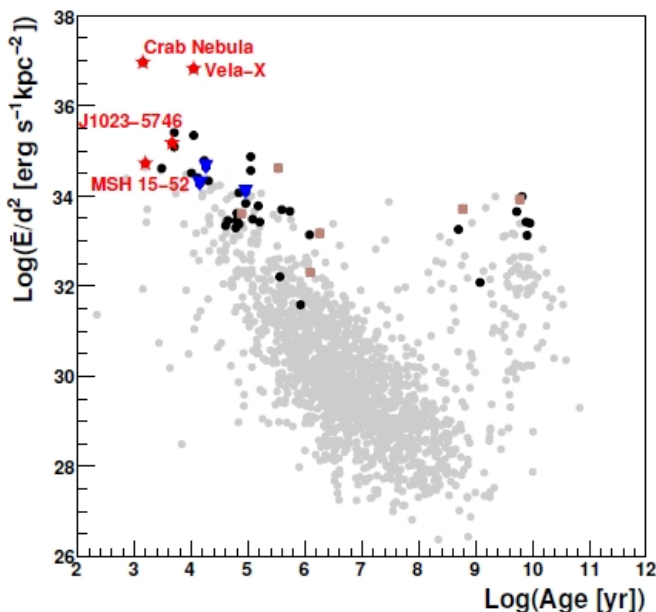


FIG. XIV.6 – Graphe présentant les pulsars détectés en rayons γ par Fermi (disques en noir) sur un diagramme représentant \dot{E}/d^2 (où \dot{E} et d sont le ralentissement et la distance du pulsar) en fonction de leur âge caractéristique. Les candidats présentant une émission magnétosphérique dans l’intervalle non pulsés sont représentés par des carrés en marron. Les 3 nébuleuses de pulsars fermement identifiées et présentées au cours des chapitres XI, XII et XIII, ainsi que le candidat coïncidant avec le pulsar PSR J1023-5746 sont indiqués par des étoiles en rouge. Les pulsars de la base de données ATNF sont représentés par des disques en gris.

leur courbe de lumière.

La figure XIV.6 illustre la distribution de ces 54 pulsars (en noir), parmi lesquels se trouvent les 7 candidats à l’émission magnétosphérique (carrés en marron) et les pulsars présentant des nébuleuses émettant en rayons γ de haute énergie : Crabe, Vela, PSR B1509-58 et PSR J1023-5746 (étoiles en rouge) sur un diagramme présentant la quantité \dot{E}/d^2 , fortement corrélée au flux en rayons γ des pulsars selon la figure X.5, en fonction de l’âge caractéristique des pulsars. Pour comparaison, la distribution des pulsars figurant dans la base de données ATNF² est représenté par des disques en gris. Nous remarquons en particulier que les pulsars présentant des nébuleuses émettrices en rayons γ de haute énergie, correspondent à des objets préférentiellement jeunes et caractérisés par une valeur élevée de \dot{E}/d^2 , i.e. un fort flux pulsé en rayons γ .

Les figures XIV.7 (gauche et droite) représentent la luminosité en rayons γ de l’émission observée dans l’intervalle non-pulsé des 54 pulsars et renormalisée à l’ensemble de la phase en fonction du ralentissement \dot{E} des pulsars associés et en fonction de la luminosité en rayons γ des pulsars associés, respectivement. Les distances utilisées pour le calcul des luminosités en rayons γ sont indiquées en table XIV.1. Les flux en énergie des pulsars, représentés en figure XIV.7 (à droite) sont extraits des

²La base de données ATNF est accessible à l’adresse : <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>.

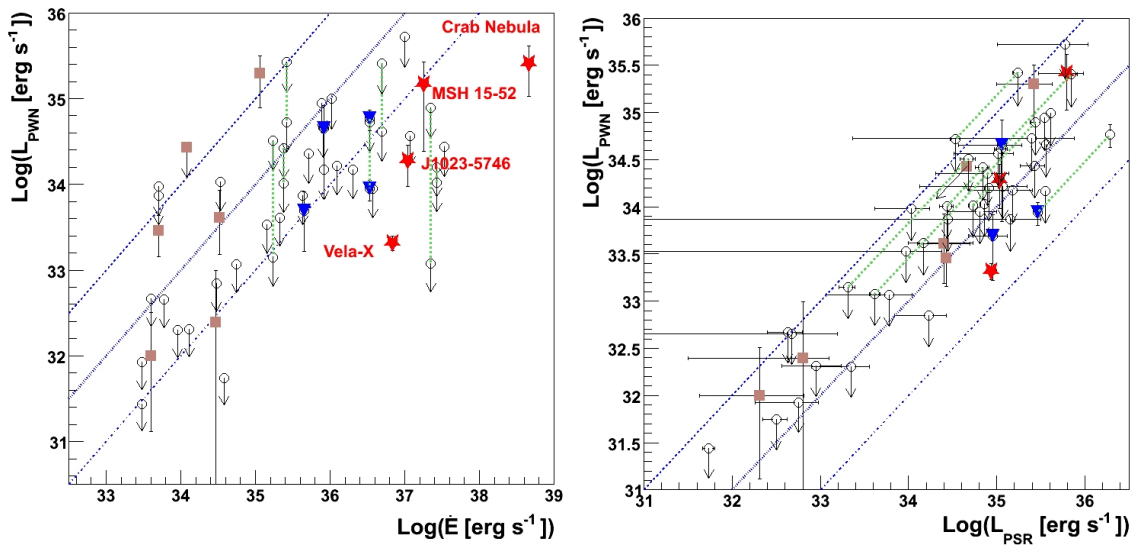


FIG. XIV.7 – *A gauche* : Graphe présentant les pulsars détectés en rayons γ par Fermi (cercles en noir) sur un diagramme de luminosité L_{PWN} de l'émission dans l'intervalle non-pulsé (renormalisé à l'ensemble de la phase) en fonction du ralentissement du pulsar \dot{E} . Les candidats présentant une émission magnétosphérique dans l'intervalle non pulsé sont représentés par des carrés en marron. Les 3 nébuleuses de pulsars fermement identifiées et présentées au cours des chapitres XI, XII et XIII, ainsi que le candidat coïncidant avec le pulsar PSR J1023-5746 sont indiqués par des étoiles en rouge. Les lignes diagonales représentées en bleu correspondent à des efficacités de conversion de l'énergie rotationnelle du pulsar de 1 %, 10 % et 100 % (en tirets-points, pointillés et tirets respectivement). Des lignes en vert relient les points dans le cas de distances multiples reportées pour les pulsars. *A droite* : Graphe présentant les pulsars détectés en rayons γ par Fermi (cercles en noir) sur un diagramme de luminosité L_{PWN} de l'émission dans l'intervalle non-pulsé (renormalisé à l'ensemble de la phase) en fonction de la luminosité du pulsar L_{PSR} , extraites de la référence Abdo et al., 2010 (Catalogue de Pulsars). Les candidats présentant une émission magnétosphérique dans l'intervalle non pulsés sont représentés par des carrés en marron. Les 3 nébuleuses de pulsars fermement identifiées et présentées au cours des chapitres XI, XII et XIII, ainsi que le candidat coïncidant avec le pulsar PSR J1023-5746 sont indiqués par des étoiles en rouge. Les lignes diagonales représentées en bleu correspondent à des rapports L_{PWN}/L_{PSR} de 0.01, 0.1 et 1 (en tirets-points, pointillés et tirets respectivement). Des lignes en vert relient les points dans le cas de distances multiples reportées pour les pulsars.

références Abdo et al., 2010 (Catalogue de Pulsars) et Saz Parkinson et al. (2010).

Nous notons en particulier que les 4 nébuleuses de pulsars détectées par Fermi correspondent à une efficacité de conversion L_{PWN}/\dot{E} inférieure à 5 %, d'après la figure XIV.7 (à gauche). Par ailleurs, dans les 4 cas, le rapport des luminosités L_{PWN}/L_{PSR} est compris entre 0.02 et 0.5, comme illustré en figure XIV.7 (à droite). Cela implique donc qu'une grande partie des limites supérieures dérivées

ici ne sont pas encore contraignantes et qu'une plus grande statistique est nécessaire pour étudier la corrélation du flux en rayons γ des nébuleuses de pulsars avec le ralentissement \dot{E} du pulsar ou avec la densité du milieu ambiant.

XIV.2 Etude de populations II : les sources au TeV

XIV.2.1 Principe

La seconde étude de population réalisée au cours de cette thèse concerne les sources observées par les instruments au sol décrits en section III.2 aux énergies de la centaine de GeV à la dizaine de TeV et fermement identifiées ou fortement suggérées comme étant des nébuleuses de pulsars. Ces sources sont listées en table IX.1.

Comme explicité en section IX, la partie du spectre des nébuleuses de pulsars observée par les instruments Tcherenkov atmosphériques et les détecteurs de particules correspond de manière générale à la partie descendante de la composante à haute énergie, dont l'origine peut être soit leptonique (processus de diffusion Compton inverse, bremsstrahlung), soit hadronique (décroissance de pions neutres).

Cette composante présente, ainsi que l'illustrent les exemples de de la nébuleuse du Crabe et de MSH 15-52, une coupure spectrale aux énergies de quelques centaines de GeV, i.e. dans une gamme d'énergie pouvant être couverte simultanément par le satellite Fermi et par les instruments au sol mais dans laquelle, pour des raisons instrumentales, la statistique de photons est trop faible pour déterminer avec précision la valeur de l'énergie de coupure à moins d'associer les résultats spectraux des deux types d'instruments.

La gamme d'énergie couverte par Fermi correspond ainsi généralement au flanc ascendant de cette même composante spectrale, ce qui implique dans le cas d'une détection significative par le LAT à l'observation d'un spectre préférentiellement dur, à moins de l'existence de 2 populations leptoniques tel que dans le cas de la nébuleuse Vela X.

L'étude de population faisant l'objet de cette section a été effectuée sur les sources listées en table IX.1 et pour lesquelles les résultats spectraux extraits de la littérature permettent de construire une distribution spectrale en énergie dans le domaine de très haute énergie. Les spectres obtenus aux moyens des instruments au sol H.E.S.S., HEGRA, MAGIC et/ou VERITAS³ ainsi que les courbes de sensibilité (à 5 σ) de l'instrument LAT au terme de 18 mois de missions, pour trois régions caractérisées par des niveaux d'émission diffuse différents⁴, sont représentés en figures XIV.8, XIV.9 dans le cas des nébuleuses de pulsars observées à très haute énergie (1^{ère} partie de la table IX.1) et XIV.10, XIV.11 dans le cas des sources candidates à l'identification en tant que nébuleuses (2^{nde} partie de la

³Les résultats de l'expérience MILAGRO ne peuvent pas être utilisés dans le cadre de cette analyse.

Références : G292.2-0.5 : Djannati-Atai (2009); HESS J1303-631 : Aharonian et al., 2005 (HESS J1303-631); HESS J1356-645 : Renaud et al. (2008); Rabbit (HESS J1418-609) & Kookaburra (HESS J1420-607) : Aharonian et al., 2006 (Kookaburra); HESS J1616-508 : Aharonian et al., 2006 (Galactic Plane Survey); HESS J1708-443 : Hoppe (2009); HESS J1718-385 : Aharonian et al., 2007 (HESS J1718 & HESS J1809); G0.9+0.1 : Aharonian et al., 2005 (G0.9+0.1); HESS J1809-193 : Renaud et al. (2008), Aharonian et al., 2007 (HESS J1718 & HESS J1809); G12.8-0.0 : Aharonian et al., 2006 (Galactic Plane Survey); G18.0-0.7 : Aharonian et al., 2006 (HESS J1825-137); G29.7-0.3 : Djannati-Atai (2007); HESS J1912+101 : Aharonian et al., 2008 (HESS J1912+101); G54.1+0.3 : Acciari et al. (2010); Boomerang : Anderhub et al. (2010); HESS J1427-608 : Aharonian et al., 2008 (Sources non identifiées); HESS J1507-622 : Tibolla (2009); HESS J1614-518 : Ohm et al. (2009); HESS J1626-490 : Aharonian et al., 2008 (Sources non identifiées); HESS J1634-472 : Aharonian et al., 2006 (Galactic Plane Survey); HESS J1702-420, HESS J1708-410 & HESS J1731-347 : Aharonian et al., 2008 (Sources non identifiées); HESS J1745-303 : Aharonian et al., 2008 (HESS J1745-303) HESS J1834-087 & HESS J1837-069 : Aharonian et al., 2006 (Galactic Plane Survey); HESS J1841-055, HESS J1857+026 & HESS J1858+020 : Aharonian et al., 2008 (Sources non identifiées); MGRO J1908+06 : Aharonian et al., 2009 (HESS J1908+063); TeV J2032+4130 : Albert et al., 2008 (TeV J2032+4120), Aharonian et al. (2002).

⁴Ces données sont extraites du site : http://www-glast.slac.stanford.edu/software/IS/glast_lat_performance.htm.

table IX.1).

Ces courbes permettent d'estimer quels sont, à première vue, les meilleurs candidats à la détection par le LAT.

XIV.2.2 Les différents candidats

Les figures XIV.8, XIV.9, XIV.10 et XIV.11 donnent une première indication des sources détectables au terme de 18 mois de mission. Les différents candidats peuvent être classifiés en plusieurs catégories :

- les nébuleuses de pulsars associées à des pulsars connus : HESS J1356-645 (associée à PSR J1357-6429), HESS J1616-508 (associée à PSR J1617-5055), HESS J1809-193 (associée à PSR J1809-1917), G12.8-0.0 (associée à PSR J1813-1749), G18.0-0.7 (associée à PSR J1826-1334), HESS J1912+101 (associée à PSR J1913+1011), G54.1+0.3 (associée à PSR J1930+1852) ;
- les nébuleuses de pulsars ne contenant pas de pulsar : HESS J1303-631 ;
- les candidats nébuleuses contenant un pulsar connu : HESS J1837-069 (associé à J1838-0655), HESS J1857+026 (associé à J1856+0245)
- les candidats nébuleuses ne contenant pas de pulsar : HESS J1427-608, HESS J1507-622, HESS J1614-518, HESS J1626-490, HESS J1634-472, HESS J1702-420, HESS J1708-410, HESS J1731-347, HESS J1745-303, HESS J1834-087 (associée au vestige de supernova W41), HESS J1841-055.

Ces évaluations sont seulement indicatives car elles sont fortement dépendantes de l'existence d'une coupure spectrale à plus ou moins haute énergie, pouvant rendre la détection d'émission par Fermi impossible.

Pour compléter l'analyse, les cartes en photons correspondant à l'ensemble des sources considérées au cours de cette étude de populations ont été générées pour des énergies supérieures à 10, 20, 30 et 50 GeV. Préciser quelles sont les sources associées à des pulsars connus peut s'avérer utile dans le but de reconnaître l'émission pulsée, observée généralement au dessous d'une à deux dizaines de GeV, de l'émission des sources vues au TeV, qui seront observées également au dessus de la trentaine de GeV. Ceci fut notamment utile dans le cas des sources Geminga (PSR J0633+1746), HESS J1356-645 (PSR J1357-6429), G343.1-2.3 (PSR B1706-44), G106.6+3.1 (PSR J2229+6114) et TeV J2032+4130 (PSR J2032+4127).

XIV.2.3 Premiers résultats

Les sources montrant une émission significative au dessus de quelques dizaines de GeV sur les cartes en photons et par extrapolation des spectres observés à très haute énergie sont les meilleurs candidats en tant que nébuleuses et candidats nébuleuses détectables par l'analyse spectrale des données LAT. Ces sources sont les suivantes : HESS J1303-631, G18.0-0.7 (associée à la source au TeV HESS J1825-137) et HESS J1837-069. Les cartes en photons des régions correspondantes obtenus au dessus de 20 GeV au terme de 18 mois de mission sont représentées en figure XIV.12.

Etude de la nébuleuse SNR G18.0-0.7, associée à HESS J1825-137

Le cas de la nébuleuse SNR G18.0-0.7 est particulièrement intéressant car il s'agit d'une source significativement étendue dans le domaine des rayons γ de haute énergie, dont la morphologie évolue avec l'énergie (Aharonian et al., 2006 HESS J1825-137). Par ailleurs, cette source est associée à un

pulsar dont la détection n'a pas encore été mise en évidence par les analyses de données LAT.

L'analyse de cette région a été réalisée de manière similaire à celle du vestige de supernova MSH 15-52, c'est-à-dire par des recherches de périodicité de l'émission, en particulier à basse énergie, et d'émission significative (potentiellement étendue) à haute énergie dans le cadre d'un article en préparation.

Etude temporelle du pulsar PSR J1826-1334

L'étude temporelle du pulsar PSR J1826-1334 a été réalisée en utilisant une éphéméride construite à partir des observations par les radio télescopes de Parkes (Australie) et Nançay (France).

La recherche de pulsation a ensuite été effectuée, comme dans le cas du pulsar PSR B1509-58, en considérant les photons d'une région dont le rayon varie en énergie avec la PSF du LAT. Au terme de 18 mois de mission (4 Août 2008 – 4 Février 2010), la valeur de H-test obtenu pour le pulsar PSR J1826-1334 dans l'intervalle 30 MeV – 300 GeV est de 1.90, ce qui se traduit en une significativité de 0.72σ d'après la référence de Jager et al. (1989). Les études réalisées dans différents sous-intervalles en énergie confirment l'absence de pulsations significatives détectables avec les données actuelles par le LAT.

Etudes morphologique et spectrale de la nébuleuse HESS J1825-137

L'étude de la nébuleuse SNR G18.0-0.7, associée à la source HESS J1825-137, étendue dans le domaine des rayons γ de très haute énergie (Aharonian et al., 2006 HESS J1825-137), a été réalisée à l'aide des outils *Sourcelike* et *gtlike*, selon les méthodes explicitées au cours du chapitre VII.

Dans un premier temps, les résultats de l'étude morphologique obtenus au dessus de 10 GeV et sous les hypothèses spatiales d'une source ponctuelle et d'une distribution gaussienne sont représentés respectivement en bleu et rouge sur la carte en photons visible en figure XIV.12. La position de ces sources, indiquées en table XIV.3, est compatible avec la position du centroïde de la source HESS J1825-137, qui n'est pas centrée sur le pulsar associé PSR J1826-1334. Les valeurs de Test Statistique (TS) présentées en dernière colonne indiquent une extension significative de la source détectée par le LAT. Notons que l'extension de la source observée par Fermi est plus importante que l'extension à très haute énergie.

Dans un second temps, l'analyse spectrale a été réalisée au dessus de 1 GeV à l'aide des outils *Sourcelike* et *gtlike*. Dans l'hypothèse d'une source étendue, qui maximise la valeur de vraisemblance, les résultats indiquent un spectre dur présentant une continuité avec les résultats des observations par l'expérience au sol H.E.S.S., ainsi qu'illustré en figure XIV.13.

Il est intéressant de noter que cette source est également associée à un pulsar jeune et énergétique, tels que les nébuleuses du Crabe, Vela X, MSH 15-52 et coïncidentes avec le pulsar PSR J1023-5746, étudiées au cours de cette thèse.

Ces études préliminaires seront suivies d'un travail de modélisation multi-longueur d'onde de cette source et font l'objet d'un article en préparation par la collaboration Fermi.

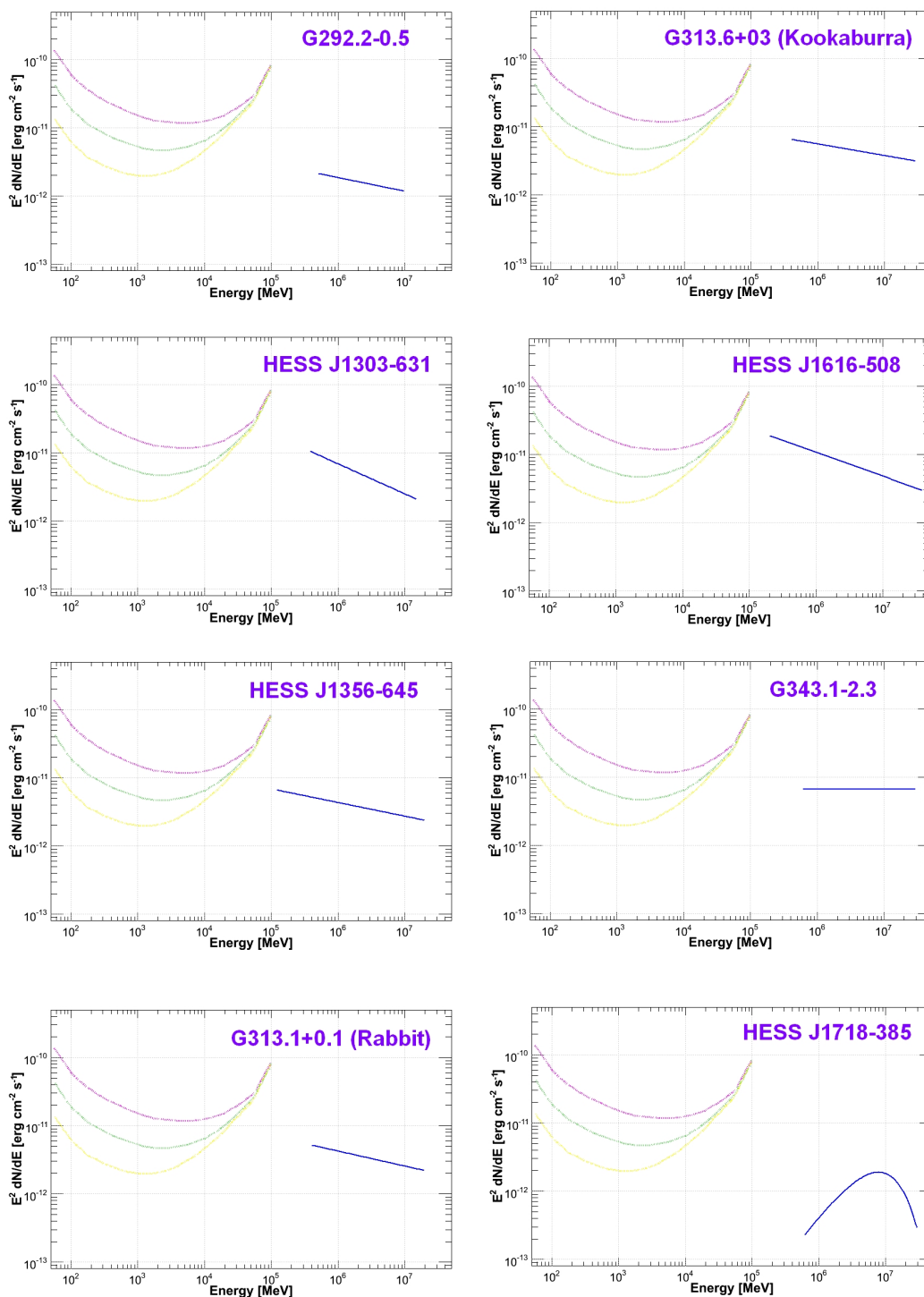


FIG. XIV.8 – Spectre en rayons γ de haute énergie (en bleu) des nébuleuses de pulsars détectées par les instruments au sol. Les courbes de sensibilité (à 5σ) de l’instrument LAT dans l’intervalle 100 MeV – 100 GeV sont représentées en jaune, vert et magenta pour des sources situées dans des régions correspondant à un fond diffus de l’ordre de 1, 10 et 100 fois le niveau d’émission diffuse extragalactique. Les courbes en magenta représentent ainsi la sensibilité de l’instrument aux sources situées près du centre galactique.

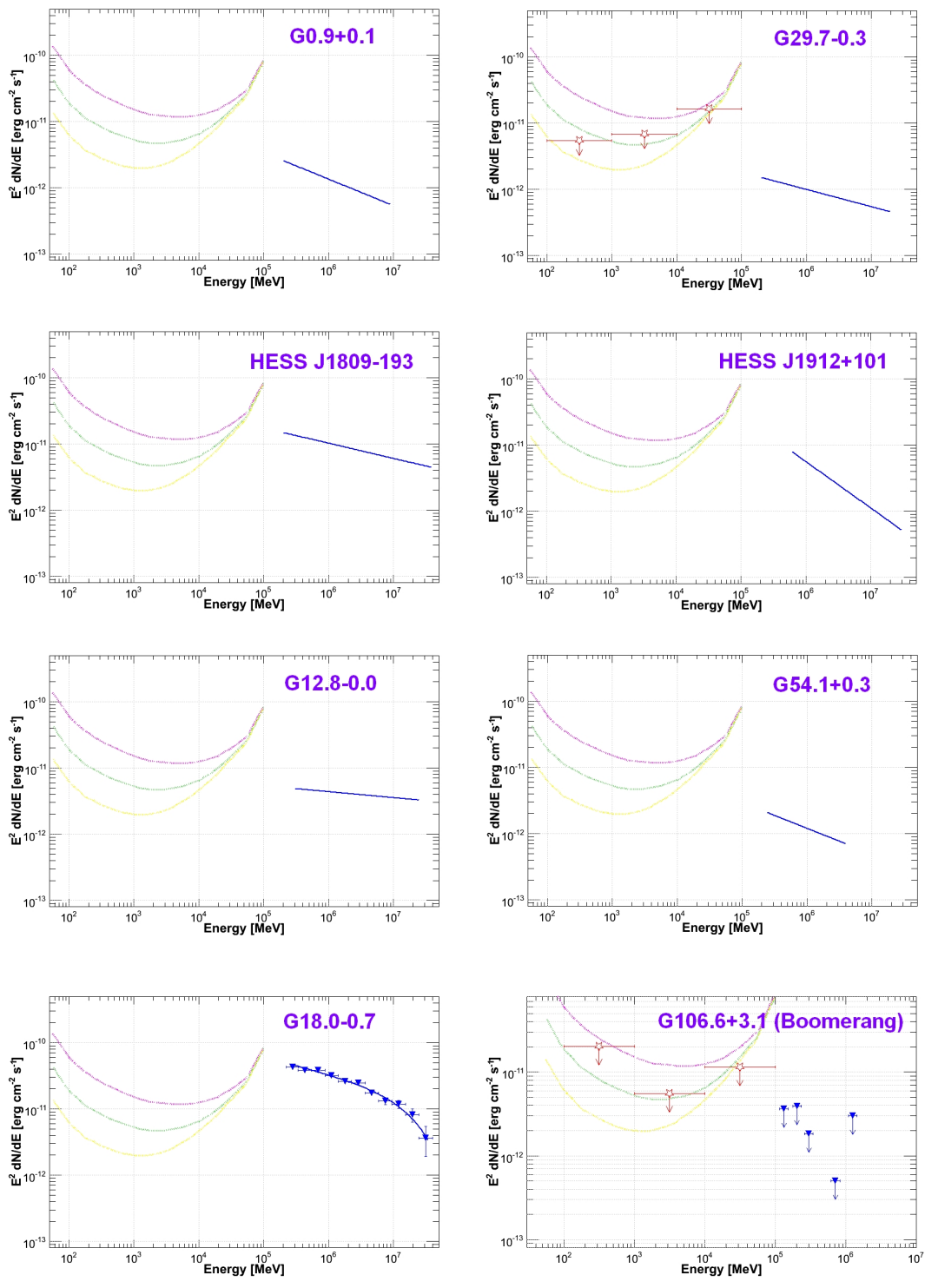


FIG. XIV.9 – Suite.

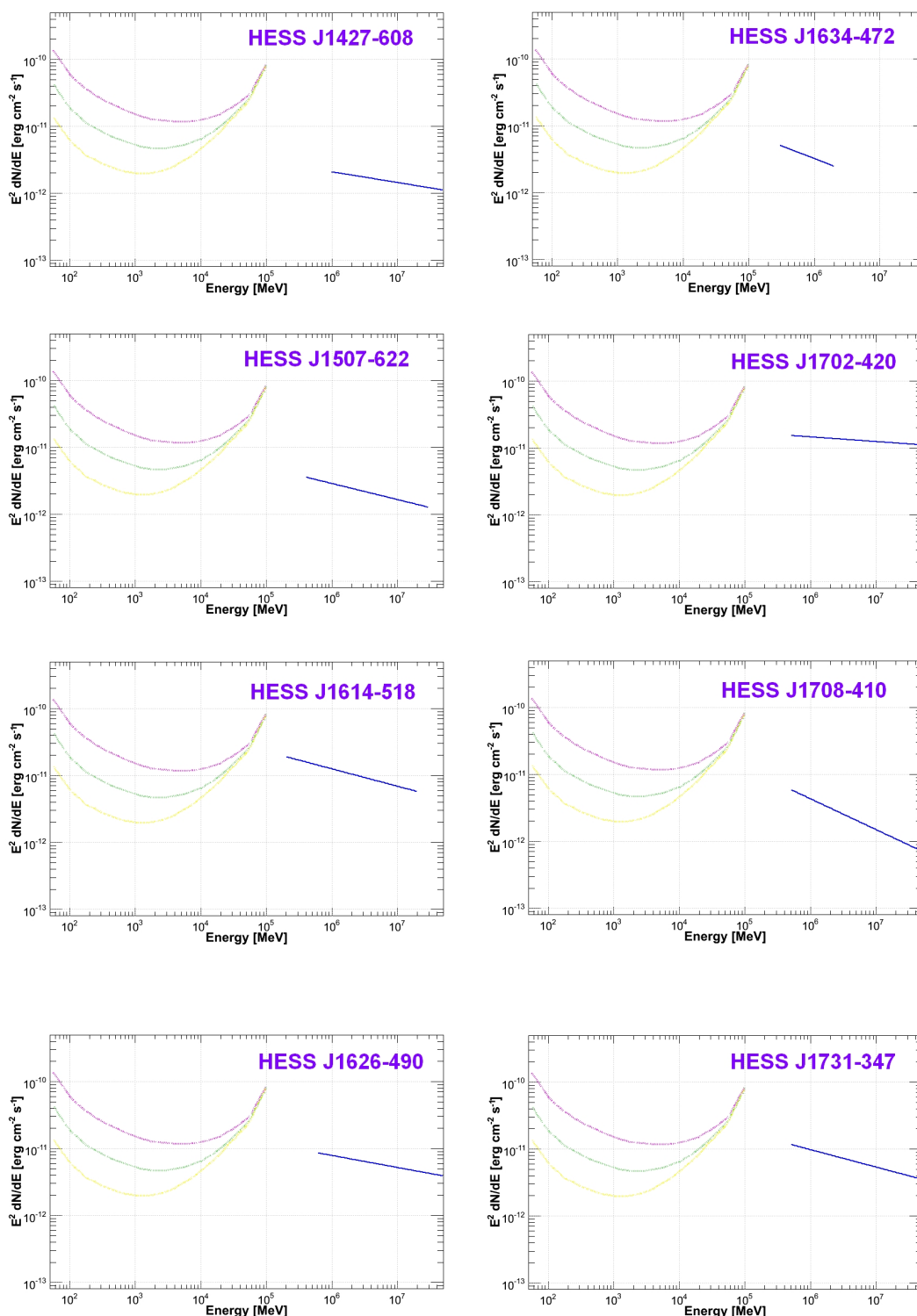


FIG. XIV.10 – Spectre en rayons γ de haute énergie (en bleu) des sources candidates en tant que nébuleuses de pulsars et détectées par les instruments au sol. Les courbes de sensibilité (à 5σ) de l’instrument LAT dans l’intervalle 100 MeV – 100 GeV sont représentées en jaune, vert et magenta pour des sources situées dans des régions correspondant à un fond diffus de l’ordre de 1, 10 et 100 fois le niveau d’émission diffuse extragalactique. Les courbes en magenta représentent ainsi la sensibilité de l’instrument aux sources situées près du centre galactique.

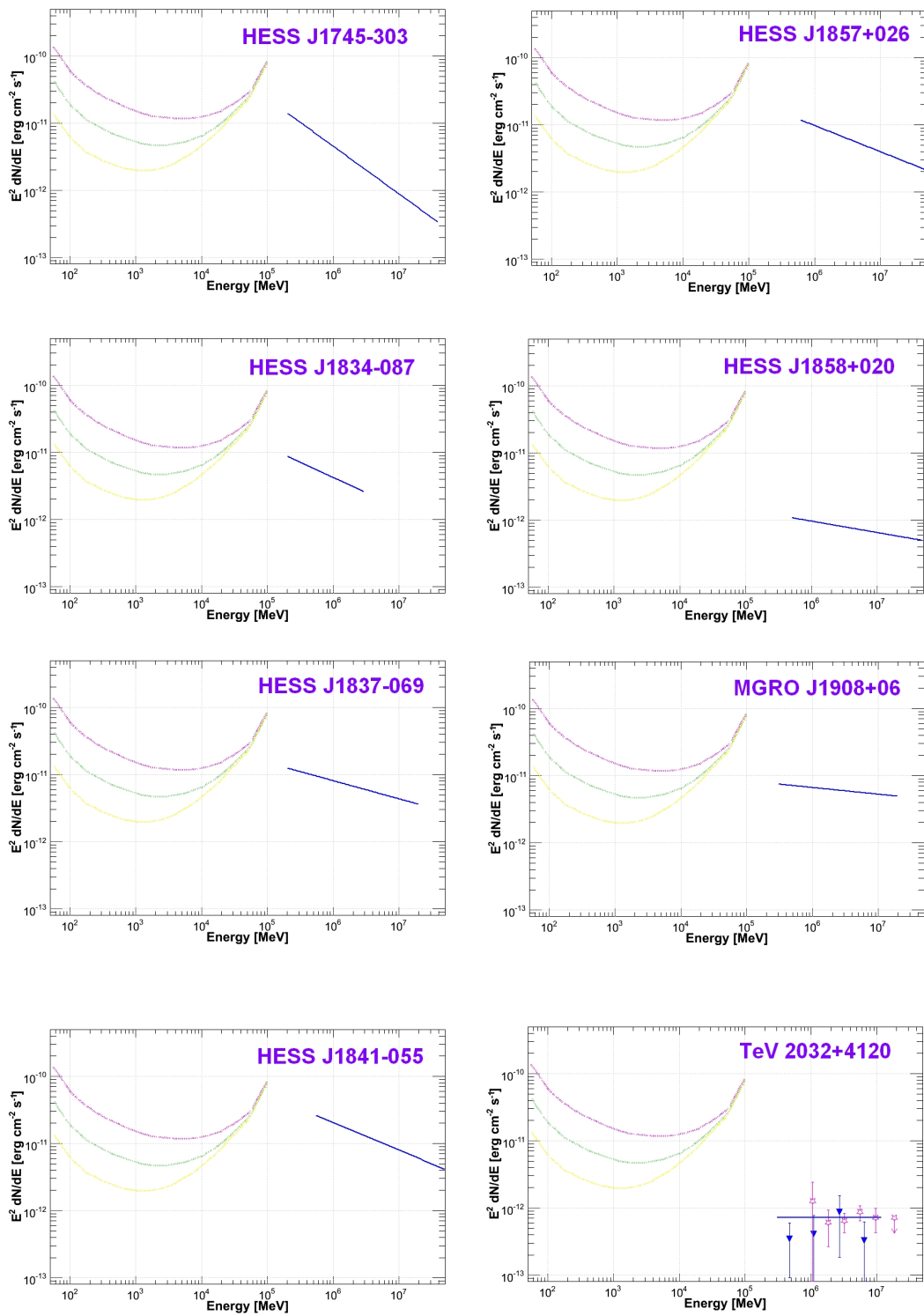


FIG. XIV.11 – Suite.

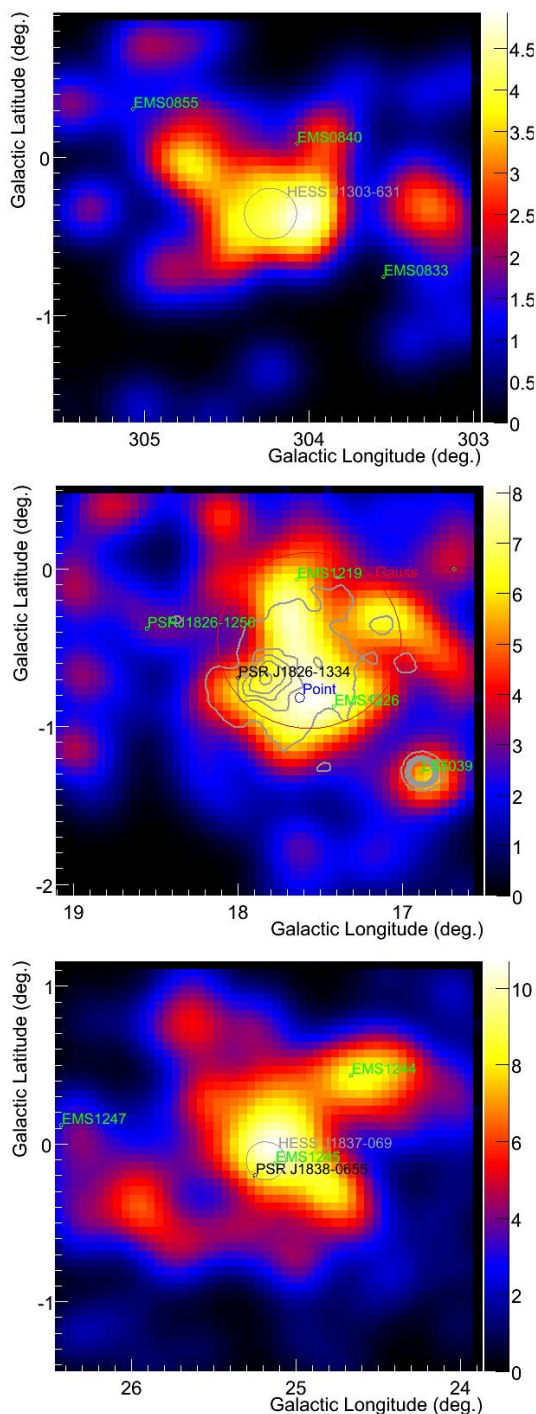


FIG. XIV.12 – Carte en photons (en coordonnées galactiques) des régions des sources au TeV HESS J1303-631, G18.0-0.7 (associée à la source au TeV HESS J1825-137) et HESS J1837-069 au dessus de 20 GeV. Les contours en gris indiquent les contours de l’émission observée par l’instrument H.E.S.S. Les pulsars associés à ces sources mais non détectés par le LAT sont indiqués en noir. Les sources figurant dans le catalogue de sources détectées avec une significativité plus grande que 5σ au dessus de 100 MeV au terme de 11 mois de mission sont indiqués en vert.

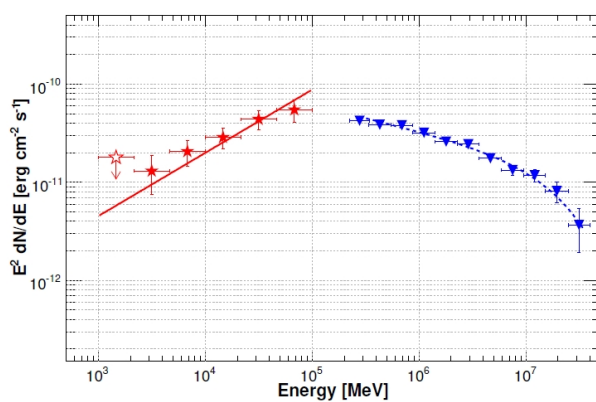


FIG. XIV.13 – Spectre en énergie de la nébuleuse G18.0-0.7 en rayons γ . Les résultats spectraux (préliminaires) obtenus avec l’outil *Sourcelike* sous l’hypothèse spatiale d’une distribution gaussienne et à partir des données Fermi sont représentés par des étoiles en rouge. Seules les erreurs statistiques sont représentées. Les points spectraux de l’expérience H.E.S.S. sont issus de la référence Aharonian et al., 2006 (HESS J1825-137).

CHAPITRE XIV. ETUDES DE POPULATIONS AVEC FERMI

PSR	Observatoire	Intervalle non pulsé	Distance (kpc)	Période d'observations exclue (MJD)
J0007+7303 ^g	L	0.4 - 0.8	1.4±0.3	
J0030+0451	N	0.7 - 1.1	0.300±0.090	
J0034-0534	N	0.45 - 0.85		
J0205+6449 ^g	G, J	0.7 - 1.0	2.6-3.2	54870 - 54940
J0218+4232	N	0.9 - 1.1	2.5-4	
J0248+6021 ^g	N	0.7 - 1.1	2.0 ^{+2.4} _{-0.1}	55161 - 55181
J0357+32	L	0.35 - 0.85		
J0437-4715	P	0.7 - 1.2	0.1563±0.0013	
J0534+2200	N, J	0.5 - 0.85	2.0±0.5	
J0613-0200	N	0.6 - 1.05	0.48 ^{+0.19} _{-0.11}	
J0631+1036 ^g	N, J	0.9 - 1.15	0.75-3.62	
J0633+0632	L	0.6 - 0.8		
J0633+1746	L	0.67 - 0.87	0.250 ^{+0.120} _{-0.062}	
J0659+1414	N, J	0.45 - 1.0	0.288 ^{+0.033} _{-0.027}	
J0742-2822 ^g	N, J	0.8 - 1.4	2.07 ^{+1.38} _{-1.07}	
J0751+1807	N	0.7 - 1.05	0.6 ^{+0.6} _{-0.2}	
J0835-4510	P	0.7 - 1.0	0.287 ^{+0.019} _{-0.017}	
J1023-5746 ^g	L	0.85 - 1.13	2.4	
J1028-5819	P	0.8 - 1.05	2.33±0.70	
J1044-5737	L	0.75 - 1.1	1.5	
J1048-5832	P	0.7 - 1.05	2.71±0.81	
J1057-5226	P	0.7 - 0.2	0.72±0.2	
J1124-5916 ^g	L	0.92 - 0.08	4.8 ^{+0.7} _{-1.2}	
J1413-6205 ^g	L	0.7 - 0.15	1.4	54682 - 54743
J1418-6058	L	0.55 - 0.90	2-5	
J1420-6048	P	0.6 - 1.1	5.6±1.7	
J1429-5911	L	0.85 - 0.1	1.6	
J1459-60	L	0.34 - 0.69		
J1509-5850	P	0.6 - 1.0	2.6±0.8	
J1614-2230	G	0.92 - 1.14	1.27±0.39	
J1709-4429 ^g	P	0.65 - 1.1	1.4-3.6	
J1718-3825	N, P	0.65 - 1.15	3.82±1.15	
J1732-31	L	0.54 - 0.89		
J1741-2054	L	0.67 - 1.18	0.38±0.11	
J1744-1134	N	0.15 - 0.35	0.357 ^{+0.043} _{-0.035}	
J1809-2332	L	0.45 - 0.85	1.7±1.0	
J1813-1246 ^g	L	0.72 - 0.84		55084 - 55181
J1826-1256	L	0.60 - 0.90		
J1833-1034	G	0.75 - 1.1	4.7±0.4	
J1836+5925	L	0.16 - 0.28	<0.8	
J1846+0919	L	0.65 - 1.0	1.2	
J1907+06	L	0.51 - 0.91		
J1952+3252	J, N	0.7 - 1.0	2.0±0.5	
J1954+2836	L	0.85 - 0.2	1.7	
J1957+5033	L	0.6 - 0.05	0.9	
J1958+2846	L	0.55 - 0.90		
J2021+3651 ^g	G	0.75 - 1.05	2.1 ^{+2.1} _{-1.0}	
J2021+4026	L	0.16 - 0.36	1.5±0.45	
J2032+4127	L	0.30 - 0.45 & 0.90 - 0.05	1.6-3.6	
J2043+2740	N, J	0.68 - 0.08	1.80±0.54	
J2055+2539	L	0.6 - 0.1	0.4	
J2124-3358	N	0.1 - 0.5	0.25 ^{+0.25} _{-0.08}	
J2229+6114 ^g	G, J	0.68 - 1.08	0.8-6.5	
J2238+59	L	0.65 - 0.90		

La première colonne comporte la liste des 54 pulsars considérés dans le cadre de l'étude de population I. L'exposant "g" indique que l'existence d'un ou plusieurs glitch(es) pendant la période d'observations, qui peut mener à l'exclusion d'un intervalle de données, dont les limites en temps (en *Modified Julian Day*) sont présentées, le cas échéant, en dernière colonne. La 2^{ème} colonne indique l'observatoire ayant fourni les éphémérides utilisées pour cette étude : "G" – radio télescope de Green Bank ; "J" – radio télescope de Jodrell Bank ; "L" – Fermi Large Area Telescope ; "N" – radio télescope de Nançay ; "P" – radio télescope de Parkes. La 3^{ème} colonne indique l'intervalle non pulsé utilisé dans les analyses spectrales. La 4^{ème} colonne liste les distances, extraites de la référence Abdo et al., 2010 (Catalogue de Pulsars) et Saz Parkinson et al. (2010).

TAB. XIV.1 – Observatoires, définition des intervalles non pulsés et distances des 54 pulsars et analysés dans le cadre de l'étude de population I.

XIV.2. ETUDE DE POPULATIONS II : LES SOURCES AU TEV

PSR	TS	$F_{0.1-100}$ (10^{-9} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	$G_{0.1-100}$ (10^{-12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	Γ	Luminosité (10^{33} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)
J0007+7303	24.3	44.44 ± 10.32	21.02 ± 4.89	2.48 ± 0.18	4.93 ± 3.26
J0030+0451	3.4	<7.07	<7.83		<0.08
J0034-0534	29.1	17.26 ± 5.70	11.09 ± 2.68	2.27 ± 0.17	0.25 $^{+0.75}_{-0.25}$
J0205+6449	1.3	<11.63	<12.88		<10.42 – 15.78
J0218+4232	1.2	<12.33	<13.65		<10.21 – 26.13
J0248+6021	0.3	<7.77	<8.59		<4.11
J0357+32	0.0	<3.94	<4.36		–
J0437-4715	10.7	<8.50	<9.41		<0.03
J0534+2200 ^c	2775.6	980.00 ± 70.00	540.92 ± 46.73	2.15 ± 0.03	258.88±151.81
J0613-0200	4.0	<6.74	<7.46		<0.21
J0631+1036	2.5	<18.72	<20.72		<1.39 – 32.49
J0633+0632	6.3	<32.50	<35.97		–
J0633+1746	5101.2	1115.54 ± 32.31	749.44 ± 22.24	2.24 ± 0.02	4.07 $^{+4.42}_{-2.53}$
J0659+1414	0.6	<5.04	<5.58		<0.05
J0742-2822	0.0	<5.99	<6.63		<3.40
J0751+1807	6.4	<9.52	<10.53		<0.45
J0835-4510 ^b	284.3	405.44 ± 26.75	210.25 ± 13.87	2.30 ± 0.10	2.07 $^{+0.41}_{-0.38}$
J1023-5746	25.1	1.33 ± 1.14	27.58 ± 13.73	1.05 ± 0.36	19.01 ± 9.46
J1028-5819	20.8	136.67 ± 45.40	69.64 ± 17.02	2.42 ± 0.16	45.24 ± 38.24
J1044-5737	0.0	<11.93	<13.20		<46.05
J1048-5832	0.0	<15.33	<16.96		<14.90
J1057-5226	1.2	<10.26	<11.35		<0.70
J1124-5916	0.0	<12.09	<13.38		<36.88
J1413-6205	5.3	<4.83	<5.34		<14.72
J1418-6058	10.3	<77.73	<86.03		<41.17 – 257.33
J1420-6048	3.0	<125.98	<139.42		<523.13
J1429-5911	0.0	<21.26	<23.53		<88.29
J1459-60	1.2	<23.17	<25.64		–
J1509-5850	1.1	<25.47	<28.19		<22.80
J1614-2230	5.3	<22.01	<24.36		<9.55
J1709-4429	16.5	98.46 ± 33.88	37.55 ± 10.25	2.72 ± 0.18	58.23 ± 15.89
J1718-3825	0.0	<8.53	<9.44		<16.48
J1732-31	0.0	<7.40	<8.19		–
J1741-2054	0.3	<10.52	<11.64		<0.20
J1744-1134	6.9	<27.68	<30.64		<0.47
J1809-2332	1.9	<19.19	<21.25		<7.35
J1813-1246	38.1	295.55 ± 23.44	119.03 ± 9.29	2.65 ± 0.14	–
J1826-1256	9.7	<145.17	<160.67		–
J1833-1034	0.0	<9.38	<10.38		<27.43
J1836+5925	2293.6	579.60 ± 28.56	542.16 ± 34.03	2.07 ± 0.03	26.77±1.23
J1846+0919	0.0	<4.79	<5.30		<10.66
J1907+06	0.7	<17.02	<18.83		–
J1952+3252	2.4	<16.88	<18.68		<8.94
J1954+2836	2.4	<21.49	<23.78		<99.04
J1957+5033	0.3	<5.45	<6.04		<7.40
J1958+2846	2.6	<15.43	<17.07		–
J2021+3651	15.8	<91.48	<101.24		<53.42
J2021+4026	2229.1	1603.0 ± 11.2	888.12 ± 8.56	2.36 ± 0.02	198.45±119.83
J2032+4127	1.2	<154.91	<171.45		<52.51 – 265.86
J2043+2740	0.0	<2.71	<2.99		<1.16
J2055+2539	36.7	38.41 ± 10.10	17.59 ± 3.34	2.51 ± 0.15	2.87 ± 1.44
J2124-3358	64.6	22.78 ± 6.43	21.81 ± 4.44	2.06 ± 0.14	0.10 $^{+0.22}_{-0.09}$
J2229+6114	0.4	<14.05	<15.55		<1.19 – 78.61
J2238+59	0.0	<14.92	<165.10		–

La 2^{ème} colonne indique la valeur du TS obtenu dans l'intervalle 100 MeV – 100 GeV. Les 3^{ème}, 4^{ème}, 5^{ème} et 6^{ème} colonnes indiquent respectivement les valeurs de flux, flux en énergie, indice spectral et luminosité obtenus par analyse spectrale de l'intervalle non pulsé de chaque pulsar. Dans le cas d'une détection (TS > 25), seules les erreurs statistiques sont indiquées.

TAB. XIV.2 – Résultats de l'analyse spectrale effectuée sur l'intervalle non pulsé de chaque pulsar détecté en rayons γ par Fermi dans l'intervalle 100 MeV – 100 GeV. Une détection significative correspond à TS > 25.

Modèle spatial	Ascension droite (degrés)	Déclinaison (degrés)	Erreur (degrés)	Extension (degrés)	TS
Source ponctuelle	276.49	-13.97	0.03	–	24
Disque uniforme	276.11	-13.84	0.05	0.67 ± 0.02	99
Distribution gaussienne	276.12	-13.85	0.12	0.56 ± 0.07	104
Gaussienne H.E.S.S.	276.42	-13.84	0.01	0.24 ± 0.02	

TAB. XIV.3 – Résultats de l’analyse morphologique de la nébuleuse SNR G18.0-0.7 (associé à la source HESS J1825-137) réalisée avec l’outil *Sourcelike*. A titre de comparaison, les informations issues de l’observation de cette région par l’expérience H.E.S.S. sont également indiquées (Aharonian et al., 2006 HESS J1825-137).

CONCLUSIONS

Conclusions

Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide sur eux-mêmes. Sous l'effet des forts champs électromagnétiques existant près de cet objet compact, des particules chargées, électrons et positrons, sont arrachés de sa surface, accélérées à l'intérieur de sa magnétosphère et rayonnent par différents processus tels que le rayonnement synchrotron, la diffusion Compton inverse et le rayonnement de courbure. Ce rayonnement peut être observé du domaine radio jusqu'aux rayons γ de haute énergie (jusqu'à la vingtaine de GeV).

L'interaction du vent de particules chargées injecté par le pulsar avec le milieu environnant, le plus souvent les ejecta de la supernova, est à l'origine de la formation d'une onde de choc délimitant la nébuleuse de pulsar. Au niveau de celle-ci, les particules peuvent être ré-accelérées et émettent des photons par rayonnement synchrotron, diffusion Compton inverse, et dans le cas d'un scénario hadronique, de la décroissance de pions neutres π^0 , issus de l'interaction des protons avec les hadrons du milieu ambiant. Tout comme les pulsars, le spectre des nébuleuses peut être observé du domaine radio jusqu'aux très hautes énergies.

Ainsi, bien que les deux types d'objets puissent être observés sur l'ensemble du spectre électromagnétique, l'émission du pulsar domine bien souvent par rapport au rayonnement de la nébuleuse dans la gamme d'énergie de quelques dizaines de MeV à quelques dizaines de GeV correspondant au domaine des rayons γ de haute énergie.

L'étude des nébuleuses et de leurs pulsars réalisée au cours de ma thèse à l'aide des données recueillies par l'instrument Fermi-LAT a permis de mettre en évidence l'émission en rayons γ de haute énergie des systèmes pulsar/nébuleuse dans les régions du Crabe, du vestige de supernova MSH 15-52 et de Vela. Les performances du LAT alliées à des méthodes d'analyse adaptées ont permis pour la première fois, dans le cadre de cette thèse, d'effectuer une analyse morphologique de sources galactiques et d'accéder ainsi à leur identification.

Les analyses morphologiques et spectrales en rayons γ suivies de la modélisation des spectres multi-longueurs d'onde des nébuleuses du Crabe, MSH 15-52 et Vela X ont été en mesure d'apporter de nouvelles contraintes sur les paramètres physiques des sources, tels que le champ magnétique, le spectre d'injection des particules au niveau de l'onde de choc ou encore l'énergie maximale à laquelle les particules peuvent être accélérées. Ainsi, dans le cas de la nébuleuse du Crabe, nos analyses confirment une émission à haute énergie principalement produite par processus de diffusion Compton inverse des électrons sur les photons synchrotron émis par ces mêmes électrons. Ensuite, le spectre à haute énergie de la nébuleuse MSH 15-52, corrélée spatialement avec l'émission en rayons X et γ de très haute énergie, peut être expliqué par un scénario leptonique, i.e. par processus de diffusion Compton inverse, les processus hadroniques étant défavorisés pour des raisons de budget énergétique. Enfin, les données dans les domaines radio, en rayons X et à très haute énergie, auxquelles viennent s'ajouter les résultats spectraux et morphologiques des récentes analyses de données Fermi dans la région de la nébuleuse Vela X viennent supporter l'existence de 2 populations leptoniques à l'origine de deux structures spatiales de tailles différentes, le cocon et le halo.

Les études temporelle et spectrale des pulsars alimentant ces nébuleuses sont par ailleurs en mesure d'apporter de nouvelles contraintes par rapport aux modèles théoriques décrivant les régions d'émission des photons dans la magnétosphère des pulsars. Ainsi, les observations des pulsars du Crabe et de Vela en rayons γ défavorisent fortement l'émission de photons près de la surface de l'étoile à neutrons, tandis que dans le cas du pulsar PSR B1509-58, la coupure spectrale observée en dessous de la centaine de MeV peut être expliquée par l'existence de phénomènes d'atténuation de

photons près de la surface du pulsar du fait du fort champ magnétique surfacique ($B = 1.5 \times 10^{13}$ G).

Les études de population concernant la recherche d'émission à haute énergie des nébuleuses de pulsars et candidats détectés aux énergies du TeV et la recherche de nébuleuses près des pulsars détectés en rayons γ par Fermi ont permis la détection dans les données Fermi de la source HESS J1825-137 découverte par l'expérience au sol H.E.S.S. ainsi qu'une source potentiellement identifiable comme la nébuleuse alimentée par le pulsar PSR J1023-5746 découvert en rayons γ . La répétition de ce type d'études après cumul des données permettront, bénéficiant alors d'une statistique accrue, de révéler de nouveaux pulsars et/ou nébuleuses. Les premiers candidats, prometteurs, nécessitent des observations multi-longueur d'onde qui, suivies d'une modélisation théorique, permettront de confirmer ou non l'identification de ces sources en tant que nébuleuses de pulsar, comme dans le cas de la source coïncidant avec le pulsar PSR J1023-5746.

Les pulsars du Crabe, PSR B1509-58 et de Vela associés aux nébuleuses fermement identifiées montrent des caractéristiques communes, notamment un fort ralentissement \dot{E} supérieur à 7×10^{36} erg s^{-1} , un âge inférieur à 11 000 ans et une distance inférieure à 6 kpc. Il est intéressant de noter que les nouveaux candidats nébuleuses révélés par les études de populations et associés aux pulsars PSR J1826-1334 et PSR J1023-5746, présentent des propriétés similaires.

Au delà de l'analyse des sources astrophysiques, des études approfondies concernant les différentes causes de systématiques sur les résultats spectraux et morphologiques ont également été conduites au cours de cette thèse. Ces études m'ont permis d'aborder l'analyse de données sous différents aspects : un aspect instrumental, tout d'abord, de par l'évaluation des effets sur le spectre des sources des incertitudes existant sur les fonctions de réponse de l'instrument, mais également en ce qui concerne la modélisation des structures spatiales et spectrales que présente l'émission diffuse galactique d'une part, la distribution spatiale des photons d'une source étendue d'autre part. La connaissance imparfaite de ces modèles est à l'origine d'erreurs systématiques qui peuvent être quantifiées. Ainsi, après avoir notamment contribué au développement des outils internes à la collaboration Fermi permettant de caractériser les sources étendues (position du centroïde, modèle spatial, extension à l'aide de l'outil *Sourcelike*), je me suis tout particulièrement intéressée aux méthodes d'estimation des incertitudes spectrales liées à une modélisation spatiale imparfaite des sources étendues et à une connaissance approchée de la surface efficace de l'instrument LAT.

De par sa capacité de balayage permanent du ciel, sa sensibilité accrue et l'accumulation de données pendant la durée de sa mission (de 5 à 10 ans), le satellite Fermi offre un incroyable potentiel de découverte pour les années à venir dans le domaine de l'astronomie γ . Associé aux expériences à plus basse et haute énergies, il fait d'aujourd'hui une période exceptionnelle pour l'étude multi-longueur d'onde complète des sources astrophysiques.

ANNEXES

Modélisation des processus d'émission

Sommaire

A.1	Principes et méthodes	209
A.2	Modélisation des processus d'émission	210
A.2.1	Injection des particules chargées	210
A.2.2	Pertes d'énergies et temps caractéristiques	211
A.2.3	Equation cinétique	212
A.2.4	Rayonnement des particules	212
A.2.5	Paramètres du modèle	213

Comme explicité au cours des chapitres XI, XII et XIII, l'observation des nébuleuses de pulsars dans différents domaines du spectre électromagnétique est bien souvent la base d'un travail théorique visant à mieux appréhender la source considérée ainsi que ses propriétés physiques. La description du modèle utilisé dans le cadre de cette thèse pour la modélisation des processus d'émission dans les nébuleuses de pulsars, telles que MSH 15-52 et Vela X, fait l'objet de cette annexe.

A.1 Principes et méthodes

Le principe du travail de modélisation réalisé au cours de cette thèse est le suivant : l'étude théorique des différents processus d'émission pouvant se produire au sein d'une source est en mesure de contribuer à :

- l'identification de la nature des mécanismes d'émission mis en jeu : les photons observés sont-ils produits par des processus leptoniques tels que le rayonnement synchrotron, la diffusion Compton inverse, le rayonnement de freinage, ou par des processus hadroniques tels que l'interaction proton-proton ? Ces processus d'émission de photons ont été décrits en détail au cours du chapitre II ;
- l'apport de contraintes sur les propriétés physiques des sources telles que le champ magnétique dans la nébuleuse, l'énergie injectée par le pulsar aux particules produisant le rayonnement (électrons et/ou protons), leur spectre d'injection, l'énergie maximale à laquelle ces particules peuvent être accélérées au sein de la source, etc.

La modélisation des processus d'émission se traduit par l'estimation du spectre de photons produit à la source et observé sur Terre, à partir d'hypothèses sur les valeurs des paramètres physiques énoncés ci-dessus, ainsi que sur l'âge et la distance de la nébuleuse de pulsar étudiée. L'ajustement de ces prédictions aux résultats observationnels du domaine radio jusqu'aux très hautes énergies permet ainsi de mieux appréhender la source par la contrainte de ses propriétés physiques.

Plusieurs méthodes peuvent être employées pour l'interprétation d'un point de vue théorique des données observationnelles d'une source astrophysique donnée. Parmi les plus usitées se trouve une

approche réaliste dans laquelle les prédictions de flux sont issues d'une description complète des mécanismes radiatifs couplés aux processus ayant lieu dans la nébuleuse : accélération des particules au niveau de l'onde de choc (en prenant en compte les effets non-linéaires), évolution spatiale et temporelle de la nébuleuse, de son champ magnétique, effets induits par les ejecta et le choc en retour de la supernova sur la nébuleuse, etc. Ce type de modélisation, décrit dans de multiples références, telles que Blondin et al. (2001), nécessite un temps et une puissance de calcul importants. Une approche semi-analytique de l'évolution de la nébuleuse et de son environnement au cours du temps est décrite en référence Gelfand et al. (2009).

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons opté pour une approche simplifiée, dans laquelle les processus d'émission sont modélisés à l'aide de formules analytiques tandis que les paramètres physiques des nébuleuses (champ magnétique, âge, spectre d'injection des particules, etc.) sont ajustés de manière à reproduire les résultats observationnels.

A.2 Modélisation des processus d'émission

Le modèle employé dans le cadre de cet étude permet, par l'usage de formules analytiques, la description simplifiée des processus d'émission dans les sources astrophysiques telles que les nébuleuses de pulsars et les vestiges de supernovae. Ce modèle a notamment été utilisé dans le cadre de l'étude des vestiges de supernovae, plus de détails à ce sujet peuvent être trouvés en référence Lemoine-Goumard (2006). Les principales formules sur lesquelles s'appuie ce modèle sont issues des références Blumenthal et Gould (1970), Aharonian et al. (1997), Aharonian & Atoyan (1999) et Kelner et al. (2006).

A.2.1 Injection des particules chargées

Dans ce modèle, on suppose l'accélération préalable des particules chargées (électrons, protons) au niveau de l'onde de choc constituant la nébuleuse de pulsar. Les particules sont alors directement injectées avec un spectre en énergie suivant généralement une loi de puissance d'indice Γ et présentant une coupure exponentielle à l'énergie E_0 :

$$Q(E) = Q_0 E^{-\Gamma} \exp(-E/E_0) \quad (\text{A.1})$$

Cette coupure spectrale est due à l'existence d'une énergie maximale E_0 (de l'ordre de quelques centaines de TeV) à laquelle les particules peuvent être accélérées, du fait de la taille limitée de la source et du champ magnétique y régnant. Au-delà, les particules subissent des pertes significatives et/ou s'échappent de la source.

Dans le cas des nébuleuses de pulsars, l'énergie totale W_i injectée par le pulsar aux particules de type i (nous utiliserons la notation e pour les électrons, p pour les protons) doit bien sûr être inférieure à l'énergie totale pouvant être fournie par le pulsar associé E_{tot} . Celle-ci dépend des périodes initiale et actuelle de rotation du pulsar, P_0 et P , ainsi que de la valeur du moment d'inertie du pulsar I , généralement de l'ordre de 10^{45} g cm² selon :

$$E_{tot} = 2\pi^2 I \left(\frac{1}{P_0^2} - \frac{1}{P^2} \right) \quad (\text{A.2})$$

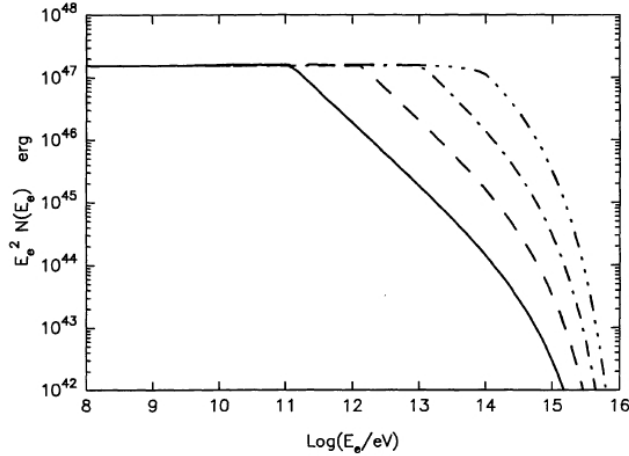


FIG. A.1 – Spectre en énergie des électrons dans une nébuleuse de pulsars, pour différentes valeurs de champs magnétiques : $B = 10^{-4}$ G (ligne continue), $B = 3 \times 10^{-5}$ G (ligne en tirets), $B = 10^{-5}$ G (ligne en tirets-points), $B = 3 \times 10^{-6}$ G (ligne en tirets-3 points). Cette figure est extraite de la référence Aharonian et al. (1997).

Par ailleurs, étant donné que les mécanismes d'injection sont peu encore connus, nous injectons les électrons et protons selon le même spectre, avec un rapport du nombre d'électrons sur le nombre de protons κ_{ep} , déterminé lors de l'ajustement des données observationnelles.

A.2.2 Pertes d'énergies et temps caractéristiques

Les pertes d'énergie lors du rayonnement des particules sont essentiellement dominées par les pertes par rayonnement synchrotron, Compton inverse et bremsstrahlung des électrons.

Pertes par synchrotron

Les pertes relatives en énergie sont proportionnelles à $B^2\gamma^2$, où B est le champ magnétique et $\gamma = E/m_e c^2$ le facteur de Lorentz de l'électron d'énergie E considéré. Ainsi, du fait du refroidissement synchrotron, le spectre des électrons devient d'autant plus mou à haute énergie que le champ magnétique augmente, comme l'illustre la figure A.1 issue de la référence Aharonian et al. (1997).

Ces pertes en énergie sont de plus caractérisées par un temps de demie-vie ¹, approximé par la fonction suivante (Aharonian & Atoyan 1999) :

$$\tau_{1/2, \text{sync}} \approx 1.2 \times 10^4 \left(\frac{E}{10 \text{ TeV}} \right)^{-1} \left(\frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^{-2} \text{ ans} \quad (\text{A.3})$$

Pertes par bremsstrahlung

Les pertes relatives par rayonnement de freinage sont proportionnelles à la quantité $Z(Z+1)\ln(2E-1/3)$, où Z est le numéro atomique du noyau avec lequel l'électron d'énergie E interagit. Ainsi, elles sont d'autant plus fortes que Z est élevé. Notons bien que, par souci de simplification, nous considérerons dans ce modèle le rayonnement de freinage de la distribution sur des noyaux d'hydrogène ($Z = 1$) seulement.

¹Le temps de demie-vie synchrotron correspond au temps au bout duquel l'électron a perdu la moitié de son énergie E

Les pertes d'énergie par diffusion Compton inverse des électrons sont prédominantes pour des faibles valeurs de champ magnétique ($B \leq 3\mu G$), significativement plus faibles que les valeurs de champ magnétique dans les nébuleuses de pulsars et seront de ce fait négligées dans le cadre de ce modèle.

A.2.3 Equation cinétique

L'équation cinétique sur la distribution en énergie des électrons $N \equiv N(E)$ dans une source peut être exprimée sous la forme suivante (Aharonian et al. 1997) :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E_e} [PN] - \frac{\partial N}{\tau} + Q \quad (\text{A.4})$$

où $P = -dE_e/dt$ est le taux de pertes d'énergies, τ le temps d'échappement des électrons de la nébuleuse et Q le spectre d'injection des particules. Dans ce modèle simple, nous considérons une injection constante des particules, et négligeons l'échappement des particules. La solution de cette équation est alors, pour un temps t égal à celui de la source et une énergie E_e :

$$N(E_e, t) = \frac{1}{P(E)} \int_E^{1/(1-P(E)t/E)} Q(\zeta) d\zeta \quad (\text{A.5})$$

où la variable ζ correspond à l'énergie initiale (à l'instant t_1) qu'aurait un électron d'énergie E_e à l'instant t , après refroidissement.

A partir de l'obtention de ce spectre d'électrons, nous pouvons estimer le spectre de rayonnement des particules du domaine radio jusqu'aux très hautes énergies. Ce sujet fait l'objet de la section suivante.

A.2.4 Rayonnement des particules

Rayonnement synchrotron des électrons

La perte d'énergie par rayonnement synchrotron des électrons est explicitée en équation (II.14). Les électrons d'énergie E_e telle que $E_e \ll E_0$ sont en particulier responsables de l'émission d'un spectre de photons d'indice $(\Gamma - 1)/2$. Par ailleurs, pour des énergies leptoniques plus élevées, une coupure spectrale peut être observée, du fait de la coupure dans le spectre d'injection à l'énergie E_0 , à une énergie E_c telle que :

$$E_c \approx 0.29h\nu_c \approx 0.02 \left(\frac{B}{10\mu G} \right) \left(\frac{E_0}{10TeV} \right)^2 keV \quad (\text{A.6})$$

où h est la constante de Planck et ν_c la fréquence caractéristique synchrotron. E_c correspond ainsi à l'énergie moyenne d'un photon produit par rayonnement synchrotron d'un électron d'énergie E_0 (Aharonian & Atoyan 1999). Cette coupure doit être différenciée de l'incurvation engendrée par les pertes par refroidissement synchrotron, qui ont été explicitées au cours du paragraphe A.2.2.

Rayonnement de haute énergie produit par les électrons

Les formules permettant de dériver le spectre de photons, pouvant être observé à haute énergie, par rayonnement de freinage ainsi que par diffusion Compton inverse, sont explicités en détails en référence Blumenthal et Gould (1970).

Les électrons de très haute énergie peuvent produire des photons de haute à très haute énergies par diffusion Compton inverse sur les champs de photons ambiants : CMB, photons IR, photons liés à la lumière des étoiles et photons synchrotron, comme précédemment explicité au cours du chapitre II. L'intensité du rayonnement produit dépend fortement, dans chaque cas, de la densité de photons, notée ρ (exprimé en cm^{-3}) ainsi que du spectre en énergie que suit ce champ de photons. Dans le cas des trois premiers champs cités, notés i , on suppose un spectre en énergie similaire à celui du corps noir, d'intensité à la fréquence ν :

$$I_i(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{1}{e^{-\frac{h\nu}{k_B T_i}} - 1} \right) \quad (\text{A.7})$$

pour lequel on considère une température moyenne T_i . Ainsi, dans le cas du fond diffus cosmologique, on considèrera la valeur moyenne $k_B T_{CMB} = 2.35 \times 10^{-4}$ eV, ce qui correspond à la température de 2.7 K.

Scénario hadronique : rayonnement par interaction proton-proton et spectre des électrons secondaires

Dans le cadre d'un scénario hadronique, on s'intéresse au spectre de photons issu de l'interaction proton-proton à laquelle succède la décroissance des pions neutres π^0 et mésons η en 2 photons γ . La contribution relative de ces deux voies de réaction en fonction de l'énergie considérée peut être déduite de la figure A.2, extraite de la référence Kelner et al. (2006).

Les récents travaux décrits en référence Kelner et al. (2006) présentent les formules analytiques permettant de calculer, pour un spectre de protons donné, la forme et l'intensité du spectre de photons issus de la décroissance des π^0 et η , ainsi que celles du spectre d'électrons secondaires, issus de la décroissance des pions chargés π^\pm . Les formules analytiques qui en sont issues reproduisent de manière très fidèle les résultats des simulations d'interaction proton-proton par les codes SYBILL (Fletcher et al. 1994) et QGSJET (Kalmykov et al. 1997), en particulier à très haute énergie.

Ces électrons sont ensuite susceptibles, tout comme les électrons primaires, d'émettre des photons par synchrotron et diffusion Compton inverse. Ce processus est notamment pris en compte dans le cas de la modélisation sous une hypothèse hadronique de la nébuleuse MSH 15-52, décrit au cours du chapitre XII.

A.2.5 Paramètres du modèle

Si l'on tient compte du fait que l'âge et la distance de la source sont généralement connues, nous utilisons un modèle théorique comportant les paramètres libres suivant :

1. dans le cas d'un modèle purement leptonique :
 - les paramètres liés au spectre d'injection : indice p_1 , ainsi que l'indice p_2 et l'énergie de cassure E_{br} dans le cas d'un spectre en loi de puissance cassée ;
 - l'énergie totale injectée aux électrons par le pulsar W_e ;
 - le champ magnétique dans la nébuleuse B ;
 - l'énergie maximale des particules E_0 ;
2. dans le cas d'un modèle mixte (injection de protons et électrons) :

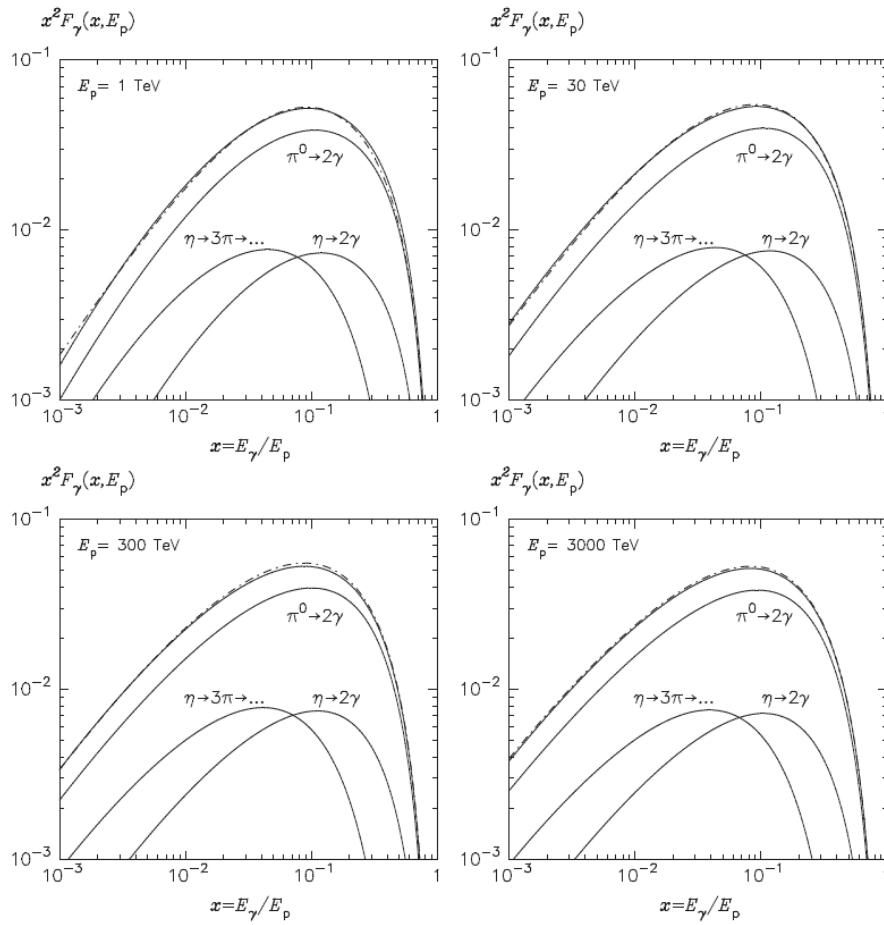


FIG. A.2 – Spectre en énergie des photons produits par interaction proton-proton, pour différentes valeurs d'énergie de protons incidents $E_p = 1, 30, 300$ et 3000 TeV. Les contributions des différentes voies de réaction sont également indiquées. Cette figure est extraite de Kelner et al. (2006).

- les paramètres liés au spectre d'injection (supposé identique pour les électrons et les protons) : indice p_1 , ainsi que l'indice p_2 et l'énergie de cassure E_{br} dans le cas d'un spectre en loi de puissance cassée ;
- l'énergie totale injectée par le pulsar aux protons W_p ou aux électrons W_e ;
- le champ magnétique dans la nébuleuse B ;
- l'énergie maximale des particules (supposée identique pour les électrons et les protons) E_0 ;
- la densité d'atomes et d'ions n sur lesquels les protons vont interagir ;
- le rapport du nombre d'électrons sur le nombre de protons κ_{ep} .

RÉFÉRENCES

Références

Bibliographie

- Abdo, A. A., Allen, B., Berley, D. et al., *TeV Gamma-Ray Sources from a Survey of the Galactic Plane with Milagro*, ApJ, **664**, L91 (2007)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Atwood, W. B. et al., *The Fermi Gamma-Ray Space Telescope Discovers the Pulsar in the Young Galactic Supernova Remnant CTA 1*, Science, **322**, 1218 (2008)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Detection of High-Energy Gamma-Ray Emission from the Globular Cluster 47 Tucanae with Fermi*, Science, **325**, 845 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi large area telescope observations of the cosmic-ray induced γ -ray emission of the Earth's atmosphere*, Physical Review D, **80**, 122004 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *The On-orbit Calibrations for the Fermi Large Area Telescope*, Astropart. Phys., **32**, 193 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi-Large Area Telescope Bright Gamma-Ray Source List*, ApJS, **183**, 46 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi Large Area Telescope Measurements of the Diffuse Gamma-Ray Emission at Intermediate Galactic Latitudes*, Phys. Rev. Lett., **103**, 251101 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Arimoto, M. et al., *Fermi Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission from GRB 080916C*, Science, **323**, 1688 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi-LAT observations of LS I +61°303 : First detection of an orbital modulation in GeV gamma-rays*, ApJ, **701**, L123 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi-LAT observations of LS 5039*, ApJ, **706**, L56 (2009)
- Abdo, A. A., Allen, B. T., Aune, T. et al., *Milagro Observations of Multi-TeV Emission from Galactic Sources in the Fermi Bright Source List*, ApJ, **700**, L127 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Detection of 16 Gamma-Ray Pulsars Through Blind Frequency Searches Using the Fermi LAT*, Science, **325**, 840 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi Large Area Telescope Observations of the Vela Pulsar*, ApJ, **696**, 1084 (2009)

BIBLIOGRAPHIE

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi LAT Discovery of Extended Gamma-Ray Emission in the Direction of Supernova Remnant W51C*, ApJ, **706**, L1 (2009)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi-Lat Discovery of GeV Gamma-Ray Emission from the Young Supernova Remnant Cassiopeia A*, ApJ, **710**, L92 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *The First Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope*, ApJ, accepted (arXiv :1002.0150) (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi-LAT Search for Pulsar Wind Nebulae around gamma-ray Pulsars*, en préparation (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars*, ApJS, **187**, 460 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi-Large Area Telescope First Source Catalog*, ApJS, accepted (arXiv :1002.2280) (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi Gamma-ray Imaging of a Radio Galaxy*, Science, soumis à publication (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi-Large Area Telescope Observations of the Crab Pulsar and Nebula*, ApJ, **708**, 1254 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *The Spectrum of the Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Derived From First-Year Fermi Large Area Telescope Data*, Phys. Rev. Lett., accepted (arXiv :1002.3603) (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi Large Area Telescope Observation of a Gamma-ray Source at the Position of Eta Carinae*, soumis à publication (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *The Fermi-LAT high-latitude Survey : Source Counts Distributions and the Origin of the Diffuse Background*, ApJ, soumis à publication (arXiv :1003.0895) (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi LAT observations of the Geminga pulsar*, ApJ, soumis à publication (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Observation of Supernova Remnant IC 443 with the Fermi Large Area Telescope*, ApJ, **712**, 459 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Constraints on Cosmological Dark Matter Annihilation from the Fermi-LAT Isotropic Diffuse Gamma-Ray Measurement*, JCAP, accepted (arXiv :1002.4415) (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Detection of the energetic pulsar PSR B1509-58 and its pulsar wind nebula in MSH 15-52 with the Fermi-Large Area Telescope*, ApJ, **714**, 927 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *The Fermi LAT View of Three EGRET Pulsars*, ApJ, soumis à publication (2010)

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Discovery of Pulsed γ -Rays from PSR J0034-0534 with the Fermi Large Area Telescope : A Case for Co-Located Radio and γ -Ray Emission Regions*, ApJ, **712**, 957 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *PSR J1907+0602 : A Radio-Faint Gamma-Ray Pulsar Powering a Bright TeV Pulsar Wind Nebula*, ApJ, **711**, 64 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *The Vela Pulsar : Results from the First Year of Fermi LAT Observations*, ApJ, **713**, 154 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi Large Area Telescope observations of the Vela-X Pulsar Wind Nebula*, ApJ, **713**, 146 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Gamma-Ray Emission from the Shell of Supernova Remnant W44 Revealed by the Fermi LAT*, Science, **327**, 1103 (2010)
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M. et al., *Fermi-LAT Study of Gamma-ray Emission in the Direction of Supernova Remnant W49B*, en préparation (2010)
- Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T. et al., *Discovery of VHE γ -ray emission from the SNR G54.1+0.3*, arXiv :1005.0032 (2010)
- Acero, F., Ballet, J., Decourchelle, A. et al., *A joint spectro-imaging analysis of the XMM-Newton and HESS observations of the supernova remnant RX J1713.7-3946*, A&A, **505**, 157 (2009)
- Aharonian, F. A., Atoyan, M. A. et Kifune, T., *Inverse Compton gamma radiation of faint synchrotron X-ray nebulae around pulsars*, MNRAS, **291**, 162 (1997)
- Aharonian, F. A. & Atoyan, M. A., *On the Origin of TeV radiation of SN 1006*, A&A, **351**, 330 (1999)
- Aharonian, F. A. & Atoyan, M. A., *Broad-band diffuse gamma ray emission of the galactic disk*, A&A, **362**, 937 (2000)
- Aharonian, F. A. et al., *An unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2*, A&A, **393**, L37 (2002)
- Aharonian, F. A. et al., *The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV : Observations with the HEGRA Stereoscopic Air Cerenkov Telescopes*, ApJ, **614**, 897 (2004)
- Aharonian, F. A. et al., *Discovery of extended VHE gamma-ray emission from the asymmetric pulsar wind nebula in MSH 15-52 with HESS*, A&A, **435**, L17 (2005)
- Aharonian, F. A. et al., *Very high energy gamma rays from the composite SNR G 0.9+0.1*, A&A, **432**, L25 (2005)
- Aharonian, F. A. et al., *Serendipitous discovery of the unidentified extended TeV gamma-ray source HESS J1303-631*, A&A, **439**, 1013 (2005)
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R. et al., *Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S.*, A&A, **457**, 899 (2006)

BIBLIOGRAPHIE

- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R. et al., *The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays*, ApJ, **636**, 777 (2006)
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R. et al., *Energy dependent gamma-ray morphology in the pulsar wind nebula HESS J1825-137*, A&A, **460**, 365 (2006)
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R. et al., *Discovery of the two "wings" of the Kookaburra complex in VHE γ -rays with HESS*, A&A, **456**, 245 (2006)
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., G. Anton, G. et al., *3.9 day orbital modulation in the TeV gamma-ray flux and spectrum from the X-ray binary LS 5039*, A&A, **460**, 743 (2006)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R. et al., *First detection of a VHE gamma-ray spectral maximum from a cosmic source : HESS discovery of the Vela X nebula*, A&A, **448**, L43 (2006)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R. et al., *Detection of extended very-high-energy γ -ray emission towards the young stellar cluster Westerlund 2*, A&A, **467**, 1075 (2007)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R. et al., *Discovery of two candidate pulsar wind nebulae in very-high-energy gamma-rays*, A&A, **472**, 489 (2007)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U. et al., *Exploring a SNR/molecular cloud association within HESS J1745-303*, A&A, **483**, 509 (2008)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U. et al., *Discovery of very-high-energy γ -ray emission from the vicinity of PSR J1913+1011 with HESS*, A&A, **484**, 435 (2008)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U. et al., *HESS very-high-energy gamma-ray sources without identified counterparts*, A&A, **477**, 353 (2008)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., et al., *Detection of very high energy radiation from HESS J1908+063 confirms the Milagro unidentified source MGRO J1908+06*, A&A, **499**, 723 (2009)
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G. et al., *Simultaneous Observations of PKS 2155-304 with HESS, Fermi, RXTE, and Atom : Spectral Energy Distributions and Variability in a Low State*, ApJ, **696**, L150 (2009)
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H. et al., *Constraints on the Steady and Pulsed Very High Energy Gamma-Ray Emission from Observations of PSR B1951+32/CTB 80 with the MAGIC Telescope*, ApJ, **669**, 1143 (2007)
- Albert, J. et al., *VHE Gamma-Ray Observation of the Crab Nebula and its Pulsar with the MAGIC Telescope*, ApJ, **674**, 1037 (2008)
- Albert, J. et al., *MAGIC Observations of the Unidentified Gamma-Ray Source TeV J2032+4130*, ApJ, **675**, L25 (2008)

- Aliu, E., Anderhub, H., Antonelli, L. A et al., *Observation of Pulsed γ -Rays Above 25 GeV from the Crab Pulsar with MAGIC*, Science, **322**, 1221 (2008)
- Aliu, E. pour la collaboration VERITAS, *Search for VHE γ -ray emission in the vicinity of selected pulsars of the Northern Sky with VERITAS*, American Institute of Physics Conference Series, **1085**, 324 (2008)
- Alvarez, H., Aparici, J., May, J. et Reich, P, *The radio spectral index of the Vela supernova remnant*, A&A, **372**, 636 (2001)
- Amato, E., *Understanding Pulsar Wind Nebulae : recent progress and open questions*, Chin. J. Astron. Astrophys. Suppl., **3**, 316 (2003)
- Amenomori, M., Bi, X. J., Chen, D. et al., *Observation of TeV Gamma Rays from the Fermi Bright Galactic Sources with the Tibet Air Shower Array*, ApJ, **709**, L6 (2010)
- Anderhub, H., Antonelli, L. A., Antoranz, P. et al., *Search for Very High Energy Gamma-ray Emission from Pulsar-Pulsar Wind Nebula Systems with the MAGIC Telescope*, ApJ, **710**, 828 (2010)
- Arons, J., *Pair Creation above Pulsar Polar Caps : Geometrical Structure and Energetics of Slot Gaps*, ApJ, **266**, 215 (1983)
- Aschenbach, B., Egger, R., Trümper, J., *Discovery of explosion fragments outside the Vela supernova remnant shock-wave boundary*, Nature, **373**, 587 (1995)
- Atoyan, A. M. and Aharonian, F. A., *On the mechanisms of gamma radiation in the Crab Nebula*, MNRAS, **278**, 525 (1996)
- Atwood, W. B., Ziegler, M., Johnson, R. P. et Baughman, B. M., *A Time-differencing Technique for Detecting Radio-quiet Gamma-Ray Pulsars*, ApJ, **652**, L49 (2006)
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M. et al., *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission*, ApJ, **697**, 1071 (2009)
- Baade, W. and Zwicky, F., *On supernovae*, PNAS, **20**, 254 (1934)
- Baring, M. G., *High-energy emission from pulsars : the polar cap scenario*, Adv. Sp. Res., **33**, 552 (2004)
- Bastieri, D. et al., *Using the photons from the Crab Nebula seen by GLAST to calibrate MAGIC and the imaging air Cherenkov telescopes*, Astroparticle Physics, **23**, 572 (2005)
- Blumenthal, G. R. et Gould, R. J., *Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases*, Reviews of Modern Physics, **42**, 237 (1970)
- Blondin, J. M., Chevalier, R. A. et Frierson, D. M., *Pulsar Wind Nebulae in Evolved Supernova Remnants*, ApJ, **563**, 806 (2001)
- Bocchino, F., van der Swaluw, E., Chevalier, R. et Bandiera, R., *The nature of the X-ray halo of the plerion G21.5-0.9 unveiled by XMM-Newton and Chandra*, A&A, **442**, 539 (2005)

BIBLIOGRAPHIE

- Bock, D. C.-J., Turtle, A. J. et Green, A. J., *A High-Resolution Radio Survey of the VELA Supernova Remnant*, *Astronomical Journal*, **116**, 1886 (1998)
- Browning, R., Ramsden, D. et Wright, P. J., *NP 0532-Pulsed gamma rays above 50 MeV*, *Nature*, **232**, 99 (1971)
- Camilo, F., Ray, P. S., Ransom, S. M. et al., *Radio Detection of LAT PSRs J1741-2054 and J2032+4127 : No Longer Just Gamma-ray Pulsars*, *ApJ*, **705**, 1 (2009)
- Castro, D. & Slane, P., *Fermi LAT Observations of Supernova Remnants Interacting with Molecular Clouds*, arXiv/1002.2738 (2010)
- Caswell, J. L., Milne, D. K., & Wellington, K. J., *High-resolution radio observations of five supernova remnants*, *MNRAS*, **195**, 89 (1981)
- Celik, O., *Observations of the Crab Nebula and Pulsar with VERITAS*, *Proceeding of the 30st ICRC*, Merida, Mexico, arXiv/0709.3868 (2007)
- Chandrasekhar, S., *The highly collapsed configurations of a stellar mass*, *MNRAS*, **95**, 207 (1935)
- Chaves, R.C.G. pour la collaboration HESS, *Extending the H.E.S.S. Galactic Plane Survey*, *Proceeding of the 31st ICRC*, Lodz, Poland, arXiv/0907.0768 (2009)
- Cheng, K. S., Ho, C. et Ruderman, M., *Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps. II - VELA and Crab*, *ApJ*, **300**, 500 et 522 (1986)
- Cheng, K. S. et al., *A Three-dimensional Outer Magnetospheric Gap Model for Gamma-Ray Pulsars : Geometry, Pair Production, Emission Morphologies, and Phase-resolved Spectra*, *ApJ*, **537**, 964 (2000)
- Clark, G. W., Garmire, G. P. et Kraushaar, W. L., *Observation of High-Energy Cosmic Gamma Rays*, *ApJ*, **153**, L203
- Cordes, J. M. & Lazio, T. J. W., *NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations*, arXiv :astro-ph/0207156 (2002)
- Cortina, J., Goebel, F. et Schweizer, T., *Technical Performance of the MAGIC Telescopes*, *Proceeding of the 31st ICRC*, Lodz, Poland, arXiv/0907.1211 (2009)
- Costa, E. et al., *GRB 970228*, *IAU Circ.*, **6572** (1997)
- Crawford, F. et al., *Polarization Properties of Nine Southern Radio Pulsars*, *Astron. J.*, **122**, 2001 (2001)
- Cusumano, G. et al., *The curved X-ray spectrum of PSR B1509-58 observed with BeppoSAX*, *A&A*, **375**, 397 (2001)
- Daugherty, J. K. & Harding, A. K., *Gamma-Ray Pulsars : Emission from Extended Polar CAP Cascades*, *ApJ*, **458**, 278 (1996)

- de Jager, O. C. & Harding, A. K., *The expected high-energy to ultra-high-energy gamma-ray spectrum of the Crab Nebula*, ApJ, **396**, 161 (1992)
- de Jager, O. C., Harding, A. K., Michelson, P. F. et al., *Gamma-Ray Observations of the Crab Nebula : A Study of the Synchro-Compton Spectrum* ApJ, **457**, 253 (1996)
- de Jager, O. C., Harding, A. K., Sreekumar, P. et Strickman, M., *The Crab and VELA gamma ray nebulae*, A&AS, **120**, 441 (1996)
- de Jager, O. C., *Estimating the Birth Period of Pulsars through GLAST LAT Observations of Their Wind Nebulae*, ApJ, **678**, L113 (2008)
- de Jager, O. C., Slane, P. O. et LaMassa, S., *Probing the Radio to X-Ray Connection of the Vela X Pulsar Wind Nebula with Fermi LAT and H.E.S.S.*, ApJ, **689**, L125 (2008)
- Dixon, D. D., Hartmann, D. H., Kolaczyk, E. D. et al., *Evidence for a Galactic gamma-ray halo*, New Astronomy, **3**, 359 (1998)
- Djannati-Ataï, A. pour la collaboration HESS, *New Companions for the lonely Crab ? VHE emission from young pulsar wind nebulae revealed by H.E.S.S.*, Proceeding of the 30st ICRC, Merida, Mexico, arXiv/0710.2247 (2007)
- Djannati-Ataï, A. pour la collaboration HESS, *HESS discovery of VHE gamma-ray emission of a remarkable young composite SNR*, Workshop "Supernova Remnants and Pulsar Wind Nebulae in the Chandra Era" (2009)
- Dubner, G. M. et al., *The Interstellar Medium around the Supernova Remnant G320.4-1.2*, AJ, **123**, 337
- Dwarakanath, K. S., *Low-frequency observations of the VELA supernova remnant and their implications*, Journal of Astrophysics and Astronomy, **12**, 199 (1991)
- Enomoto, R., Tsuchiya, K., Adachi, Y. et al., *A Search for Sub-TeV Gamma Rays from the Vela Pulsar Region with CANGAROO-III*, ApJ, **638**, 397 (2006)
- Feldman, G. J. & Cousins, R. D., *Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*, Phys. Rev. D, **57**, 3873 (1998)
- Fierro, J. M., Michelson, P. F., Nolan, P. L. et Thompson, D. J., *Phase-resolved Studies of the High-Energy Gamma-Ray Emission from the Crab, Geminga, and VELA Pulsars*, ApJ, **494**, 734 (1998)
- Fletcher, R. S., Gaisser, T. K., Lipari, P. et Stanev, T., *sibyll : An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades*, Phys. Rev. D, **50**, 5710 (1994)
- Forot, M., Hermsen, W., Renaud, M., Laurent, P., Greiner, I., Goret, P., Khelifi, B., & Kuiper, L., *High-Energy Particles in the Wind Nebula of Pulsar B1509-58 as Seen by INTEGRAL*, ApJ, **651**, L45 (2006)
- Gaensler, B. M., Brazier, K. T. S., Manchester, R. N., Johnston, S. & Green, A. J., *SNR G320.4-01.2 and PSR B1509-58 : new radio observations of a complex interacting system*, MNRAS, **305**, 724 (1999)

BIBLIOGRAPHIE

- Gaensler, B. M. et al., *Chandra Imaging of the X-Ray Nebula Powered by Pulsar B1509-58*, ApJ, **569**, 878 (2002)
- Gaensler, B. M. & Slane, P. O., *The Evolution and Structure of Pulsar Wind Nebulae*, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, **44**, 17 (2006)
- Gelfand, J. D., Slane, P. O. et Zhang, W., *A dynamical model for the evolution of a pulsar wind nebula inside a non-radiative supernova remnant*, ApJ, **703**, 2051 (2009)
- Goldreich, P. & Julian, .H., *Pulsar Electrodynamics*, ApJ, **157**, 869 (1969)
- Green, D. A., *A revised Galactic supernova remnant catalogue*, Bulletin of the Astronomical Society of India, **37**, 45 (2009)
- Halpern, J. P., Camilo, F., Gotthelf, K. M. et Helfand, D. J. et al., *PSR J2229+6114 : Discovery of an Energetic Young Pulsar in the Error Box of the EGRET Source 3EG J2227+6122*, ApJ, **552**, L125 (2001)
- Harding, A., Baring, M., Gonthier, P., *Photon-splitting Cascades in Gamma-Ray Pulsars and the Spectrum of PSR B1509-58*, ApJ, 476, 246 (1997)
- Harding, A. K., Muslimov, A. G. et Zhang, B., *Regimes of Pulsar Pair Formation and Particle Energetics*, ApJ, **576**, 366 (2002)
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D. et al., *The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*, ApJS, **123**, 79 (1999)
- Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H. et Wilson, W. E., *A 408 MHz all-sky continuum survey. II - The atlas of contour maps*, A&AS, **47**, 1 (1982)
- Helene, O., *Upper limit of peak area*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **212**, 319 (1983)
- Helfand, D. J., Gotthelf, E. V. et Halpern, J. P., *Vela Pulsar and Its Synchrotron Nebula*, ApJ, **556**, 380 (2001)
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D., Scott, P. F. et Collins, R. A., *Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source*, Nature, **217**, 709 (1968)
- Hinton, J., *Ground-based gamma-ray astronomy with Cherenkov telescopes*, New J. Phys., **11**, 5005 (2009)
- Hiroani, K., *Outer-Gap versus Slot-Gap Models for Pulsar High-Energy Emissions : the Case of the Crab Pulsar*, ApJ, **688**, L25 (2008)
- Hobbs, G. B. et al., *Long-term timing observations of 374 pulsars*, MNRAS, 353, 1311 (2004)
- Hobbs, G. B., Edwards, R. T. et Manchester, R. N., *TEMPO2, a new pulsar-timing package – I. An overview*, MNRAS, **369**, 655 (2006)

- Holder, J., Atkins, R. W., Badran, H. M. et al., *The First VERITAS Telescope*, *Astropart. Phys.*, **25**, 391 (2006)
- Holloway, N. J., *Pulsars-p-n junctions in pulsar magnetospheres*, *Nature*, **246**, 6 (1973)
- Hoppe, S. et al. pour la collaboration HESS, *Detection of very-high-energy gamma-ray emission from the vicinity of PSR B1706-44 with H.E.S.S.*, *Proceeding of the 31st ICRC*, Lodz, Poland, arXiv :0906.5574 (2009)
- Horns, D. and Aharonian, F. A., *The Crab Nebula : Linking MeV Synchrotron and 50 TeV Inverse Compton Photons*, *Proceeding of 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, ESA Special Publication, **552**, 439 (2004)
- Horns, D., Aharonian, F. A., Santangelo, A., Hoffmann, A. I. D. et Masterson, C., *Nucleonic gamma-ray production in Vela X*, *A&A*, **451**, L51 (2006)
- de Jager, O. C., Raubenheimer, B. C. et Swanepoel, J. W. H., *A powerful test for weak periodic signals with unknown light curve shape in sparse data*, *A&A*, **221**, 180 (1989)
- Kalmykov, N., Ostapchenko, S. S. et Pavlov, A. I., *Quark-gluon-string model and EAS simulation problems at ultra-high energies*, *Nucl. Phys. B., Proc. Suppl.*, **52**, 17 (1997)
- Kaspi, V. M., Lackey, J. R., Mattox, J. et al., *High-Energy Gamma-Ray Observations of Two Young, Energetic Radio Pulsars*, *ApJ*, **528**, 445 (2000)
- Kawai, N. et al., *X-ray and radio pulse phase comparison for PSR 1509 - 58*, *ApJ*, **383**, L65 (1991)
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A. et Bugayov, V. V., *Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime*, *Phys. Rev. D*, **74**, 034018 (2006)
- Kennel, C. F. & Coroniti, F. V., *Magnetohydrodynamic model of Crab nebula radiation*, *ApJ*, **283**, 710 (1984)
- Kniffen, D. A., Fichtel, C. E., Hartman, R. C. et al., *Distribution of cosmic gamma rays in the galactic anticenter region as observed by SAS-2*, *Proceeding of the 14th ICRC*, Munich, Germany, **1**, 100 (1975)
- Kuiper, L., Hermsen, W., Krijger, J. M. et al., *COMPTEL detection of pulsed gamma-ray emission from PSR B1509-58 up to at least 10 MeV*, *A&A*, **351**, 119 (1999)
- Kuiper, L., Hermsen, W., Verbunt, F. et al., *The likely detection of pulsed high-energy gamma -ray emission from millisecond pulsar PSR J0218+4232*, *A&A*, **359**, 615 (2000)
- Kuiper, L. et al., *The Crab pulsar in the 0.75-30 MeV range as seen by CGRO COMPTEL. A coherent high-energy picture from soft X-rays up to high-energy gamma-rays*, *A&A*, **378**, 918 (2001)
- Kuiper, L. et al., *Absolute timing with IBIS, SPI and JEM-X aboard INTEGRAL. Crab main-pulse arrival times in radio, X-rays and high-energy gamma-rays*, *A&A*, **411**, L31 (2003)

BIBLIOGRAPHIE

- LaMassa, S. M., Slane, P. O. et de Jager, O. C., *Probing the Nature of the Vela X Cocoon*, ApJ, **689**, L121 (2008)
- Large, M. I., Vaughan, A. E. et Mills, B. Y., *A Pulsar Supernova Association*, Nature, **220**, 340 (1968)
- Lemoine-Goumard, M., *Stéréoscopie de gerbes de γ avec les télescopes H.E.S.S. : premières images de vestiges de supernovae au TeV*, Thèse de l'École Polytechnique (2006)
- Longair, M. S., *High energy astrophysics* (Vol. 1 et 2), Cambridge University Press (1997)
- Lorimer, D. R. et Kramer, M., *Handbook of Pulsar Astronomy*, ed. D. R. Lorimer & M. Kramer (2004)
- Lyne, A. G. et al., *Twenty-Three Years of Crab Pulsar Rotational History*, MNRAS, **265**, 1003 (1993)
- Lyne A. G. et Graham-Smith, F., *Pulsar Astronomy*, Cambridge University Press (1998)
- Manchester, R. N. & Taylor, J. H., *Pulsars* (W.H. Freeman) (1977)
- Manchester, R. N., Tuohy, I. R. and Damico, N., *Discovery of radio pulsations from the X-ray pulsar in the supernova remnant G320.4-1.2*, ApJ, **262**, L31 (1982)
- Manchester, R. N., *The Parkes Pulsar Timing Array Project*, AIP Conf. Ser., **983**, 584 (2008)
- Marcowith, A., *Les processus d'interaction du rayonnement cosmique*, Physique et astrophysique du rayonnement cosmique, Goutelas (2003)
- Marsden, D. et al., *The X-Ray Spectrum of the Plerionic System PSR B1509–58/MSH 15–52*, ApJ, **491**, L39 (1997)
- Mattox, J. R. et al., *The Likelihood Analysis of EGRET Data*, ApJ, **461**, 396 (1996)
- Meegan, C., Lichti, G., L. ; Bhat, P. N. et al., *The Fermi Gamma-ray Burst Monitor*, ApJ, **702**, 791 (2009)
- Mineo, T., Cusumano, G., Maccarone, M. C., Massaglia, S., Massaro, E., & Trussoni, E., *The hard X-ray emission from the complex SNR MSH 15-52 observed by BeppoSAX*, A&A, **380**, 695 (2001)
- Mineo, T. et al., *INTEGRAL observations of the Crab pulsar*, A&A, **450**, 617 (2006)
- Moffett, D. A. & Hankins, T. H., *Multifrequency Radio Observations of the Crab Pulsar*, ApJ, **468**, 77 (1996)
- Muslimov, A. G. & Harding, A. K., *High-Altitude Particle Acceleration and Radiation in Pulsar Slot Gaps*, ApJ, **606**, 1143 (2004)
- Nakamori, T. et al., *Observation of an Extended Very High Energy Gamma-Ray Emission from MSH 15-52 with CANGAROO-III*, ApJ, **677**, 297 (2008)
- de Naurois, M., *L'expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie. Première observation de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV*, Thèse de l'Université Paris VI (2000)

- Nolan, P. L. et al., *Observations of the Crab pulsar and nebula by the EGRET telescope on the Compton Gamma-Ray Observatory*, ApJ, **409**, 697 (1993)
- Nolan, P. L., Fierro, J. M., Lin, Y. C. et al., *EGRET observations of pulsars*, A&AS, **120**, 61 (1996)
- Ohm, S., Horns, D., Reimer, O. et al., *H.E.S.S. observations of massive stellar clusters*, arXiv :0906.2637 (2009)
- Oosterbroek, T. et al., *Simultaneous absolute timing of the Crab pulsar at radio and optical wavelengths*, A&A, **488**, 271 (2008)
- Pacini, F., *Energy Emission from a Neutron Star*, Nature, **216**, 567 (1967)
- Parizot, E., *Accélération des particules : les mécanismes de Fermi*, Physique et astrophysique du rayonnement cosmique, Goutelas (2003)
- Pelletier, G., *Le Transport des Rayons Cosmiques*, Physique et astrophysique du rayonnement cosmique, Goutelas (2003)
- Pellizzoni, A. et al., *High-Resolution Timing Observations of Spin-Powered Pulsars with the AGILE Gamma-Ray Telescope*, ApJ, **691**, 1618 (2009)
- Pellizzoni, A., Pilia, M., Possenti, A., et al., *Discovery of New Gamma-Ray Pulsars with AGILE*, ApJ, **695**, L115 (2009)
- Pellizzoni, A., Trois, A., Tavani, M. et al., *Detection of the Gamma-Ray Emission of the Vela Pulsar Wind Nebula with AGILE*, Science, **327**, 663 (2010)
- Porter, T. A., Moskalenko, I. V. et Strong, A. W., *Inverse Compton Emission from Galactic Supernova Remnants : Effect of the Interstellar Radiation Field*, ApJ, **648**, L29 (2006)
- Ramanamurthy, P. V., Fichtel, C. E., Kniffen, et al., *Possible Evidence for Pulsed Emission of High-Energy Gamma Rays by PSR B0656+14*, ApJ, **458**, 755 (1996)
- Rando, R. pour la collaboration Fermi-LAT, *Post-launch performance of the Fermi Large Area Telescope*, Proceeding of the 31st ICRC, Lodz, Poland, arXiv/0907.0626 (2009)
- Reimer, A., Reimer, O. et Pohl, M., *Gamma rays from colliding winds of massive stars*, Astrophysics and Space Science, **309**, 351 (2007)
- Renaud, M., Hoppe, S., Komin, N. et al., *Pulsar Wind Nebula candidates recently discovered by H.E.S.S.*, Proceedings of the 4th International Meeting on High Energy Gamma-Ray Astronomy, AIP Conference Proceedings, **1085**, 285, arXiv :0811.1559 (2008)
- Rishbeth, H., *Radio Emission from the Vela-Puppis Region*, Australian Journal of Physics, **11**, 550 (1958)
- Rolke, W. A., López, A. M. et Conrad, J., *Limits and confidence intervals in the presence of nuisance parameters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, **551**, 493 (2005)

BIBLIOGRAPHIE

- Romani, R. W., *Gamma-ray Pulsars : Radiation Processes in the Outer Magnetosphere*, ApJ, **470**, 469 (1996)
- Rots, A. H. et al., *Rossi X-Ray Timing Explorer Absolute Timing Results for the Pulsars B1821-24 and B1509-58*, ApJ, **501**, 749 (1998)
- Rots, A. H. et al., *Absolute Timing of the Crab Pulsar with the Rossi X-Ray Timing Explorer*, ApJ, **605**, L129 (2004)
- Rubin, V. C. et Ford, Jr., W. K., *Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions*, ApJ, **159**, 379 (1970)
- Rudak, B. and Dyks, J. and Bulik, T., *High-energy radiation from pulsars : A challenge to polar-cap models*, Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants, W. Becker, H. Lesch, & J. Trümper (2002)
- Rybicki, G. B. et Lightman, A. P., *Radiative processes in Astrophysics*, New York Wiley-Interscience (1979)
- Sahu, K.C. et al., *The optical counterpart to gamma-ray burst GRB 970228 observed using the Hubble Space Telescope*, Nature, **387**, 476 (1997]
- Saz Parkinson, P. M., Dormody, M., Ziegler, M. et al., *Eight γ -ray pulsars discovered in blind frequency searches of Fermi LAT data*, ApJ, soumis à publication (2010) (arXiv :1006.2134)
- Seward, F. D. & Harden, F. R., *A new, fast X-ray pulsar in the supernova remnant MSH 15-52*, ApJ, **256**, L45 (1982)
- Seyfert, C. K., *Nuclear Emission in Spiral Nebulae*, ApJ, **97**, 28 (1943)
- Slane, P., Helfand, D. J., van der Swaluw, E. et Murray, S. S., *New Constraints on the Structure and Evolution of the Pulsar Wind Nebula 3C 58*, ApJ, **616** 403 (2004)
- Slane, P., Castro, D., Funk, S. et al., *Fermi Detection of the Pulsar Wind Nebula HESS J1640-465*, arXiv :1004.2936 (2010)
- Smith, D. A., Brion, E., Britto, R. et al., *Mrk 421, Mrk 501, and 1ES 1426+428 at 100 GeV with the CELESTE Cherenkov telescope*, A&A, **459**, 453 (2006)
- Smith, D. A. et al., *Mrk 421, Mrk 501, and 1ES 1426+428 at 100 GeV with the CELESTE Cherenkov telescope*, A&A, **459**, 453 (2006)
- Smith, D. A., Guillemot, L., Camilo, F. et al., *Pulsar timing for the Fermi gamma-ray space telescope*, A&A, **492**, 923 (2008)
- Sreekumar, P., Bertsch, D. L., Dingus, B. L. et al., *EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission*, ApJ, **494**, 523 (1998)
- Staelin, D. H. et Reifenstein III., E. C., *Pulsating radio sources near the Crab Nebula*, Science, **162**, 1481 (1968)

- Stegmann, C. pour la collaboration CTA, *The Proposed Next-generation Cherenkov Telescopes Array CTA*, AAS/High Energy Astrophysics Division, **11**, 47.05 (2010)
- Strong, A. W., Moskalenko, I. V. et Reimer, O., *Diffuse Continuum Gamma Rays from the Galaxy*, ApJ, **537**, 763 (2000)
- Sturrock, P. A. , *A Model of Pulsars*, ApJ, **164**, 529 (1971)
- Tanimori, T. et al., *Detection of Gamma Rays of up to 50 TeV from the Crab Nebula*, ApJ, **492**, L33 (1998)
- Tavani, M., Barbiellini, G., Argan, A. et al., *The AGILE mission*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, **588**, 52 (2008)
- Theureau, G. et al., *Kinematics of the local universe . XII. 21-cm line measurements of 586 galaxies with the new Nançay receiver*, A&A, 430, 373 (2005)
- Thompson, D. J., Fichtel, C. E., Kniffen, D. A. et Ogelman, H. B., *SAS-2 high-energy gamma-ray observations of the VELA pulsar*, ApJ, **200**, L79 (1975)
- Thompson, D. J., Simpson, G. A. et Ozel, M. E, *SAS 2 observations of the earth albedo gamma radiation above 35 MeV*, Journal of Geophysical Research, **86**, 1265 (1981)
- Thompson, D. J. et Fichtel, C. E., *Extragalactic gamma radiation - Use of galaxy counts as a galactic tracer*, A&A, **105**, 352
- Thompson, D. J., Bertsch, D. L., Fichtel, C. E. et al., *Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory*, ApJS, **86**, 629 (1993)
- Thompson, D. J., *Gamma ray astrophysics : the EGRET results*, Reports on Progress in Physics, **71**, 116901 (2008)
- Tibolla, O. pour la collaboration HESS, *HESS J1507-622 : an unique unidentified source off the Galactic Plane*, Proceeding of the 2009 Fermi Symposium, arXiv :0912.4229 (2009)
- Trussoni, E. et al., *ROSAT PSPC observations of the supernova remnant MSH 15-52*, A&A, **306**, 581 (1996)
- Ulmer, M. P. et al., *Gamma-Ray and Radio Observations of PSR B1509-58*, ApJ, **417**, 738 (1993)
- Van Etten, A. & Romani, R. W, *The Extended X-ray Nebula of PSR J1420-6048*, ApJ, **711**, 1168 (2010)
- Vassiliev, V. pour la collaboration AGIS, *The Advanced Gamma-ray Imaging System (AGIS) : Next-generation Cherenkov telescopes array*, AAS/High Energy Astrophysics Division, **11**, 47.04 (2010)
- Watters, K. P., Romani, R. W., Weltevrede, P. et Johnston, S., *An Atlas for Interpreting γ -Ray Pulsar Light Curves*, ApJ, **695**, 1289 (2009)
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J. et al., *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique*, ApJ, **342**, 379 (1989)

BIBLIOGRAPHIE

Weiler, K. W. & Panagia, N., *VELA X and the evolution of Plerions*, A&A, **90**, 269 (1980)

Weltevrede, P. et al., *Pulsar Timing with the Parkes Radio Telescope for the Fermi Mission*, PASA, **27**, 64 (2010)

Zhang, L., & Cheng, K. S., *The optical, X-ray and gamma-ray light curves and spectra of crab-like pulsars : PSR B0540-69 and PSR B1509-58*, A&A, **363**, 575 (2000)

Ziegler, M., Baughman, B. M., Johnson, R. P. et Atwood, W. B., *A Search for Radio-Quiet Gamma-Ray Pulsars in EGRET Data Using a Time-Differencing Technique*, ApJ, **680**, 620 (2008)

<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/>

http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_LAT_IRFs/IRF_overview.html

<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/overview.html>

http://www-glast.slac.stanford.edu/software/IS/glast_lat_performance.htm

Table des figures

I.1	Le spectre électromagnétique	20
II.1	Spectre en énergie du rayonnement cosmique	24
II.2	Accélération des particules au voisinage des pôles magnétiques d'une étoile à neutrons	25
II.3	Trajectoire d'une particule rebondissant sur un nuage magnétisé	26
II.4	Propagation d'une particule à travers un nuage magnétisé se déplaçant à la vitesse V	26
II.5	Onde de choc se propageant d'un milieu amont vers un milieu aval et trajectoire d'une particule accélérée	28
II.6	Evolution du temps caractéristique de pertes d'énergie (en années) en fonction de l'énergie des leptons	34
II.7	Cascade nucléonique créée à partir de l'interaction d'un proton et d'un noyau.	35
III.1	Le télescope <i>Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope</i> à bord du satellite <i>Compton Gamma-Ray Observatory</i>	38
III.2	Carte du troisième catalogue d'EGRET	40
III.3	Vue latérale des satellites AGILE et Fermi	41
III.4	Représentation schématique d'une cascade électromagnétique et d'une cascade hadronique	42
III.5	Développement d'une gerbe électromagnétique et d'une cascade hadronique dans l'atmosphère	43
III.6	L'effet Tcherenkov	44
III.7	Les détecteurs de particules chargées MILAGRO et Tibet-III	45
III.8	Principe de la détection de l'émission Tcherenkov au sol par plusieurs télescopes et observation stéréoscopique d'un évènement γ	46
III.9	Les imageurs Tcherenkov atmosphériques CANGAROO, MAGIC, HESS et VERITAS	48
IV.1	Schéma de la magnétosphère des pulsars	51
IV.2	Schéma d'une nébuleuse de pulsar	52
IV.3	Spectre en énergie de la nébuleuse du Crabe	53
IV.4	Image radio (1.4 GHz) de la région du vestige de supernova RX J1713.7-3946	54
IV.5	Schéma d'un système binaire et évolution du flux de photons au cours du temps	56
IV.6	Image composite de l'étoile massive Eta Carinae (Hubble)	57

TABLE DES FIGURES

IV.7	Schéma d'un noyau actif de galaxie	59
IV.8	Localisation des 2704 sursauts gamma observés par l'instrument CGRO-BATSE	61
IV.9	Carte de l'émission diffuse galactique dans le domaine des rayons γ	62
IV.10	Spectre en énergie de l'émission diffuse galactique	63
IV.11	Spectre en énergie de l'émission diffuse extragalactique	65
V.1	Le satellite Fermi Gamma-ray Space Telescope	70
V.2	Le Gamma-ray Burst Monitor : vue d'ensemble et sous-détecteurs	71
V.3	Le Large Area Telescope composé de 16 tours recouvertes d'un système d'anti-coïncidence	71
VI.1	Principe de matérialisation des photons et de détection des particules chargées dans le trajectographe du LAT	74
VI.2	Détail de la composition du calorimètre	75
VI.3	Détail de la composition du système d'anti-coïncidence	77
VI.4	Principe de détection du Large Area Telescope (LAT)	78
VI.5	Taux d'évènements en fonction de l'énergie selon la classe de photons	80
VI.6	Fonctions de réponse de l'instrument LAT	83
	(a) Evolution de la surface efficace.	83
	(b) Evolution de la résolution angulaire.	83
	(c) Evolution de la résolution en énergie.	83
VI.7	Evolution en fonction de l'énergie de la sensibilité du LAT et évolution en fonction de l'indice spectral de la localisation d'une source	84
VII.1	Evolution du taux de photons d'albédo γ en fonction de l'angle zénithal	89
VII.2	Courbe de lumière du pulsar du Crabe	92
VII.3	Fonctions de densité de probabilité des modèles spatiaux implémentés dans le code <i>Sourcelike</i>	95
VII.4	Résultats des premiers tests de validation de l'outil <i>Sourcelike</i> sur simulations	99
VII.5	Spectres en énergie de la nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52	102
VIII.1	Evolution de la PSF standard ("P6_V3") et de la PSF estimée par analyse des données en vol	104
VIII.2	Evolution avec l'énergie de la surface efficace de l'instrument LAT pour les photons à incidence normale reconstruits avec les fonctions de réponse pré-lancement et actuelle	106
VIII.3	Evolution avec l'énergie des erreurs relatives sur la surface efficace par rapport à la fonction nominale	106
VIII.4	Evolution avec l'énergie de la fonction $f(\log(E))$ pour différents paramètres spectraux	107
IX.1	Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse associée au vestige de supernova MSH 15-52	115
IX.2	Distribution spectrale en énergie du domaine radio jusqu'à très haute énergie de la nébuleuse K3 associée au pulsar PSR J1420-6048	116

IX.3	Localisation des nébuleuses de pulsars et sources non identifiées détectées en rayons γ de très haute énergie	118
IX.4	Localisation des trois premières nébuleuses de pulsars détectées par Fermi (MSH 15-52, Vela X et Nébuleuse du Crabe)	120
X.1	Schéma de la magnétosphère des pulsars et des régions d'émission	124
X.2	Courbes de lumière à différentes longueurs d'onde des 7 pulsars observés par les expériences CGRO-COMPTTEL et CGRO-EGRET	128
X.3	Spectres multi-longueur d'onde des 7 pulsars détectés par les expériences CGRO-COMPTTEL ET CGRO-EGRET	129
X.4	Variation de la luminosité L_γ en fonction du ralentissement \dot{E} pour les neufs pulsars détectés par EGRET et le pulsar observé par COMPTTEL	130
X.5	Variation de la luminosité en fonction du ralentissement pour les 46 premiers pulsars détectés par Fermi-LAT	131
XI.1	Courbe de lumière du pulsar du Crabe obtenue à partir des données LAT au dessus de 100 MeV	136
XI.2	Courbes de lumière du pulsar du Crabe dans les différents domaines spectraux	137
XI.3	Courbes de lumière du pulsar du Crabe obtenues à partir des données LAT dans différents intervalles en énergie	138
XI.4	Cartes en photons (unités arbitraires) représentant en coordonnées équatoriales l'émission du pulsar du Crabe et de sa nébuleuse dans différents intervalles en énergie	140
XI.5	Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse du Crabe sur l'intervalle 100 MeV – 300 GeV, renormalisée à l'ensemble de la phase	141
XI.6	Distribution spectrale en énergie du pulsar du Crabe sur l'intervalle 100 MeV – 30 GeV	142
XI.7	Variation des paramètres spectraux du pulsar du Crabe en fonction de la phase	144
XI.8	Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse du Crabe dans l'intervalle 0.5 MeV – 100 TeV	146
XII.1	Courbe de lumière du pulsar PSR B1509-58 obtenues à partir des données LAT au dessus de 30 MeV	152
XII.2	Courbes de lumière du pulsar PSR B1509-58 obtenues à partir des données LAT dans différents intervalles en énergie	153
XII.3	Distribution spectrale en énergie du pulsar PSR B1509-58 des énergies du keV au GeV	154
XII.4	Cartes en photons (unités arbitraires) de la région de MSH 15-52 au dessus de 1 GeV et 10 GeV	155
XII.5	Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse MSH 15-52 sur l'intervalle 1 – 100 GeV	157
XII.6	Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse MSH 15-52 alimentée par le pulsar PSR B1509-58, du domaine radio jusqu'à la très haute énergie et modélisation dans le cas de l'injection d'une population leptonique selon une loi de puissance cassée présentant une coupure exponentielle	160

TABLE DES FIGURES

XII.7	Modélisation du spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse MSH 15-52 dans le cas de l'injection de deux populations leptoniques	162
XII.8	Modélisation du spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse MSH 15-52 dans le cas de l'injection d'une population leptonique et d'une population hadronique	163
XIII.1	Cartes en coordonnées équatoriales de la région de Vela	168
XIII.2	Courbe de lumière du pulsar du Vela obtenue à partir des données recueillies par le LAT au dessus de 20 MeV	170
XIII.3	Carte en test statistique (TS) au dessus de 800 MeV de la région de Vela	171
XIII.4	Profil radial des données du LAT centré sur la position dérivée de l'ajustement réalisé avec l'outil <i>Sourcelike</i> au dessus de 800 MeV	172
XIII.5	Spectre en énergie de la nébuleuse Vela X dans l'intervalle en énergie 200 MeV – 20 GeV, renormalisé à l'ensemble de la phase et sous l'hypothèse d'un disque uniforme	174
XIII.6	Carte issue des observations de la région de Vela X à la fréquence de 61 GHz par l'expérience Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)	175
XIII.7	Distribution spectrale en énergie des deux structures spatiales constituant la nébuleuse Vela X, du domaine radio jusqu'aux rayons γ de très haute énergie	176
XIV.1	Carte en coordonnées équatoriales de la région de l'amas Westerlund 2	184
XIV.2	Résultats de l'observation de la région de Westerlund 2 par Fermi dans l'intervalle non pulsé de la courbe de lumière de PSR J1023-5746 : distribution spectrale en énergie et carte en photons au dessus de 20 GeV	185
XIV.3	Distribution spectrale en énergie de la nébuleuse 3C 58	186
XIV.4	Distribution spectrale en énergie en rayons γ de la nébuleuse SNR G21.5-0.9	186
XIV.5	Distribution spectrale en énergie en rayons γ de la nébuleuse Boomerang	187
XIV.6	Graphes présentant les pulsars détectés en rayons γ par Fermi sur un diagramme représentant \dot{E}/d^2 en fonction de leur âge caractéristique	188
XIV.7	Graphes présentant les pulsars détectés en rayons γ par Fermi sur un diagramme de luminosité L_{PWN} de l'émission dans l'intervalle non-pulsé en fonction du ralentissement du pulsar \dot{E} et de la luminosité du pulsar L_{PSR}	189
XIV.8	Spectre en rayons γ de haute énergie (en bleu) des nébuleuses de pulsars détectées par les instruments au sol	194
XIV.9	Suite	195
XIV.10	Spectre en rayons γ de haute énergie (en bleu) des sources candidates en tant que nébuleuses de pulsars et détectées par les instruments au sol	196
XIV.11	Suite	197
XIV.12	Carte en photons des régions des sources au TeV HESS J1303-631, G18.0-0.7 (associée à la source au TeV HESS J1825-137) et HESS J1837-069 au dessus de 20 GeV	198
XIV.13	Spectre en énergie de la nébuleuse G18.0-0.7 en rayons γ	199
A.1	Spectre en énergie des électrons dans une nébuleuse de pulsars, pour différentes valeurs de champs magnétiques	211
A.2	Spectre en énergie des photons produits par interaction proton-proton, pour différentes valeurs d'énergie de protons incidents	214

Liste des tableaux

III.1	Performances des instruments embarqués à bord de satellites et dédiés à l’astronomie de haute énergie : CGRO-EGRET (1991 – 2000), AGILE-GRID (2007 –) et Fermi-LAT (2008 –)	39
III.2	Performances des imageurs Tcherenkov atmosphériques actuels	47
VI.1	Performances du Fermi Large Area Telescope.	81
VIII.1	Paramètres résultant de l’analyse spectrale de la nébuleuse de MSH 15-52 pour différentes hypothèses spatiales.	109
IX.1	Liste des nébuleuses de pulsars et candidats nébuleuses détectés à très haute énergie.	121
XI.1	Paramètres des courbes de lumière du pulsar du Crabe dans différents intervalles en énergie.	139
XI.2	Définition des intervalles en phase et résultats correspondant à l’analyse spectrale résolue en phase de l’émission pulsée.	143
XI.3	Retard de l’émission radio par rapport à l’émission à d’autres fréquences.	147
XII.1	Résultats des tests de périodicité réalisés sur le pulsar PSR B1509-58.	152
XII.2	Position du centroïde, extension et significativité de l’émission provenant de la nébuleuse MSH 15-52.	156
XII.3	Paramètres spectraux de la nébuleuse MSH 15-52 obtenus avec <i>glike</i> pour différentes hypothèses spatiales.	156
XII.4	Paramètres adoptés pour la modélisation des processus d’émission dans la nébuleuse MSH 15-52.	165
XII.5	Résultats de la modélisation dans le cas de l’injection d’une population leptonique. Le modèle ne tient pas compte de l’évolution en temps des différents paramètres.	166
XII.6	Résultats de la modélisation dans le cas de l’injection de deux populations leptoniques. Le modèle tient compte des pertes par refroidissement synchrotron.	166
XII.7	Résultats de la modélisation dans le cas de l’injection d’une population leptonique et d’une population hadronique. Le modèle tient compte des pertes par refroidissement synchrotron.	166
XIII.1	Position du centroïde et extension de la nébuleuse Vela X obtenues avec <i>Source-like</i> dans l’intervalle en énergie 800 MeV – 20 GeV sous différentes hypothèses spatiales.	172

LISTE DES TABLEAUX

XIII.2	Comparaison des TS issus de l'ajustement spectral des données du LAT au dessus de 800 MeV avec <i>gtlike</i> pour différentes hypothèses spatiales.	173
XIII.3	Paramètres adoptés pour la modélisation des processus d'émission dans la nébuleuse Vela X.	178
XIII.4	Résultats de la modélisation dans le cas de l'injection de deux populations leptoniques. Le modèle tient compte des pertes par refroidissement synchrotron.	178
XIV.1	Observatoires, définition des intervalles non pulsés et distances des 54 pulsars détectés par Fermi et analysés dans le cadre de l'étude de population I.	200
XIV.2	Résultats de l'analyse spectrale effectuée sur l'intervalle non pulsé de chaque pulsar détecté en rayons γ par Fermi dans l'intervalle 100 MeV – 100 GeV.	201
XIV.3	Résultats de l'analyse morphologique de la nébuleuse SNR G18.0-0.7 (associé à la source HESS J1825-137) réalisée avec l'outil <i>Sourcelike</i>	202

Résumé

Dédié à l'étude de l'astronomie gamma, le satellite Fermi a été lancé le 11 juin 2008. Il comporte à son bord l'instrument Large Area Telescope (LAT), sensible au rayonnement gamma dans la gamme d'énergie de 20 MeV à 300 GeV. Bien que la nébuleuse du Crabe ait été étudiée dans la gamme d'énergie 70 MeV à 30 GeV couverte par son prédécesseur, l'expérience CGRO-EGRET, aucune nébuleuse n'a jamais été clairement identifiée dans le domaine des rayons gamma de haute énergie jusqu'au lancement de Fermi.

Les pulsars alimentent les nébuleuses qui les entourent par l'injection permanente d'un vent d'électrons et positrons relativistes qui, accélérés au niveau de l'onde de choc délimitant les nébuleuses de pulsars, émettent un rayonnement pouvant être observé dans les différents domaines du spectre électromagnétique, et notamment dans le domaine des rayons gamma de haute énergie.

Les données recueillies par le Fermi-LAT au cours des deux premières années de mission ont désormais permis la détection et l'identification de trois nébuleuses et de leurs pulsars associés (nébuleuses du Crabe, de Vela-X et de MSH 15-52) ainsi que de la nébuleuse de pulsar HESS J1825-137 découverte par les instruments au sol dédiés à l'astronomie gamma de très haute énergie.

Les résultats des analyses temporelle, spectrale et morphologique réalisées sur les systèmes pulsars/nébuleuses détectés par le LAT sont exposés dans ce manuscrit. La synthèse des études systématiques réalisées (i) dans les régions comportant un pulsar émetteur en rayons gamma et (ii) dans les régions comportant une source émettrice de rayons gamma de très haute énergie étant identifiée en tant que nébuleuse de pulsar ou candidate en tant que telle, sont également présentés dans cette thèse. Ces études apportent de nouvelles contraintes sur les propriétés physiques des sources ainsi que sur les mécanismes de rayonnement mis en jeu dans la magnétosphère des pulsars et au sein de leurs nébuleuses.

Mots-clés : *Astronomie gamma de haute énergie, Fermi, Large Area Telescope (LAT), pulsars, nébuleuses de pulsars, modélisation spectrale*

Abstract

The Fermi Gamma-ray Space Telescope was launched on 2008 June 11, carrying the Large Area Telescope (LAT), sensitive to gamma-rays in the 20 MeV – 300 GeV energy range. The Crab Nebula had been detected and studied in the 70 MeV – 30 GeV band using the CGRO-EGRET experiment, but no pulsar wind nebula (PWN) had ever been firmly identified in the high energy gamma-ray domain.

PWNe are powered by the constant injection of a relativistic wind of electrons and positrons from their central pulsars. These charged particles are accelerated at the shock front forming the PWN and emit photons which can be observed along the entire electromagnetic spectrum, including the high energy gamma-ray domain.

Data provided by the Fermi-LAT during the first two years of the mission have allowed the detection and the identification of three PWNe and their associated pulsars (Crab Nebula, Vela X and MSH 15-52) as well as the PWN HESS J1825-137 discovered by ground-based experiments sensitive to very high energy gamma-rays.

Results of temporal, spectral and morphological analyses of the pulsar/PWN systems detected by Fermi-LAT, as well as results of systematic studies performed (i) around every gamma-ray pulsar detected by the LAT and (ii) around every very high energy source identified as a PWN or a PWN candidate are presented in this dissertation. These studies bring new insights and constraints on the physical properties of the sources as well as on emitting processes in pulsar magnetospheres and in PWNe.

Keywords : *High energy gamma-ray astronomy, Fermi, Large Area Telescope (LAT), pulsars, pulsar wind nebulae (PWNe), spectral modeling*