

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

THÈSE DE DOCTORAT

de l'Université de Paris
préparée à l'Université Paris Diderot
au laboratoire Astroparticules et Cosmologie (APC)
au sein du groupe d'astrophysique des hautes énergies (AHE)

Observation et détection de pulsars avec les télescopes gamma H.E.S.S. et phénoménologie d'une nouvelle composante spectrale pulsée atteignant 20 TeV

présentée par

Marion Spir-Jacob

Sous la direction de
Arache Djannati-Ataï

Soutenue publiquement le 26 septembre 2019 devant le jury composé de :

Rapporteur	Fabrice Mottez (CNRS-LUTH)
Rapporteur	David Smith (CNRS-CENBG)
Directeur de thèse	Arache Djannati-Ataï (CNRS-APC)
Examinateur	Bronislaw Rudak (Centre Nicolas Copernic)
Examinateuse	Alessandra Tonazzo (Université Paris 7 - APC)
Examinateuse	Roberta Zanin (Observatoire CTA)

*Tell all the truth but tell it slant –
Success in Circuit lies
Too bright for our infirm Delight
The Truth's superb surprise
As Lightning to the Children eased
With explanation kind
The Truth must dazzle gradually
Or every man be blind –*

Emily Dickinson



Ma belle-soeur Aimee R. Taylor, scientifique et artiste, m'a fait le cadeau de cette illustration suite à des discussions sur les modèles de pulsars. Selon ses mots : "Etching, aquatint, drypoint and hard ground. The pulsar (dry point) emerging from the embrace of a woman (hard ground), reminiscent of a goddess in greek mythology, evokes the changing nature of the current model as postulation transforms into knowledge."

Remerciements

Je voudrais commencer par remercier chaleureusement mon directeur de thèse Arache pour ce sujet passionnant et le temps considérable qu'il m'a consacré, toujours avec une grande bienveillance. Son approche de la recherche scientifique est une véritable source d'inspiration, telle qu'il est impossible de découpler la chance tant scientifique qu'humaine que j'ai eue de travailler à ses côtés.

Un grand merci également aux membres de mon jury : tout d'abord David et Fabrice qui ont relu mon manuscrit attentivement, malgré sa longueur et les courts délais imposés ; Bronek pour les discussions instructives sur la théorie des pulsars tout du long de la thèse, Roberta et Alessandra avec qui ce fut un plaisir d'échanger.

L'accueil chaleureux de l'équipe HESS de l'APC et les conseils avisés de tous ses membres ont largement contribué à cette thèse, merci donc à Bruno, Régis, Santiago, Anne et Atreyee ! Tant que je suis à l'APC, j'en profite pour saluer aussi l'équipe d'Antares qui m'a accueillie pour mon stage de M1, et, bien sûr, les (ex-)thésards du labo pour tous les repas, cafés et bières partagées : Léa, Léandro, Dimitri, Simon, Timothée, Philippe, Andrea, Clara, Gabriel, Jean-Baptiste, Marc, Hamza, Pierre, Calum, Luca... Un coucou au passage pour ceux du LPNHE et d'ailleurs, Louis, Émilie, Ilaria, Dilia, Maria, Christelle, Monica, Lucia (merci pour ce super shift ensemble !), dont j'ai squatté les bureaux à l'occasion et les soirées avec assiduité. Je voudrais remercier aussi les membres de HESS qui travaillent ensemble sur ce bel instrument, en particulier tous ceux avec qui j'ai eu le plaisir d'échanger lors des shifts et des réunions bi-annuelles. Cette liste serait bien sûr incomplète sans Thomas, mon très chouette « grand frère de thèse ».

Parmi les diverses rencontres de chercheurs auxquelles j'ai participé, j'ai une pensée particulière pour les *Entretiens* qui rassemblent deux fois par an les pulsaristes de France. J'en suis à chaque fois ressortie avec une bien meilleure compréhension des pulsars et un engouement redoublé pour la recherche, grâce à ces échanges tranquilles qui suivent le cours des questions et remarques de chacun. Merci à Arache d'organiser ces *Entretiens*, ainsi qu'à David et Fabrice encore, Benoît, Gilles, Jérôme, Ismaël, Jean-Mathias, Lucas, Louis...

Je quitte maintenant le monde de la recherche astrophysique, mais comme j'ai un entourage scientifique extraordinaire, ce n'est pas la fin des personnes avec qui les discussions ont sérieusement bénéficié à cette thèse. Je dois à mes frères Benoît et Pierre de nombreuses discussions mathématiques très stimulantes depuis l'enfance, et bien plus, donc mille mercis à tous les deux. Merci aussi Benoît pour l'installation de Heroes II pile avant d'entamer les six derniers mois de la thèse : je n'ai absolument pas tenu ma promesse d'en faire un usage raisonnable mais il faut bien faire des pauses ! Je tiens aussi à remercier mes parents pour leur soutien et leur intérêt, ainsi que toute ma famille.

J'ai été émerveillée de pouvoir travailler au Palais de la découverte certains week-end que je quittais à la fois épaisse et revigorée. Un grand merci aux équipes des pôles d'astronomie et de physique pour leur accueil et leur confiance, et aussi au public dont les questions sont (souvent) intéressantes ou très drôles.

Je voudrais aussi remercier tous mes amis et belles rencontres, du monde yiddish, Fleur, Daniel, Batia, Marthe, les membres de l'orchestre ; Chloé, Prudence, Alba, David ; Xavier et le groupe IREM ; l'équipe du LCEP, avec une pensée particulière pour Jules et Stéphanie ; Chloé, Adèle, Hélène et bien d'autres... avec un énorme merci à Manuel, à qui j'ai réservé toutes mes questions de python les plus naïves au début de ma thèse, et qui a réussi à me faire aimer la programmation (ce n'était pas gagné d'avance). Merci pour tout le soutien scientifique et moral !

Enfin, je remercie du fond du coeur mon mari Ahmed pour sa présence quotidienne, son soutien, sa gentillesse, tous nos fous rires ; ç'aurait été une thèse bien différente sans lui. Comme nous avons eu la chance et la misère de faire une thèse en même temps, nous avons pu clopiner ensemble, en s'utilisant comme des béquilles respectives, du tout début à la fin, jusqu'à l'écriture difficile des remerciements !

Je crois qu'il est impossible de coucher en quelques paragraphes la gratitude que je ressens : souvent, j'ai dû me contenter de citer un prénom, quand il y a parfois tellement de souvenirs derrière, et même quand j'ai pu accompagner un prénom de quelques adjectifs, ça paraît bien pauvre par rapport à toute l'aide que j'ai reçue et toute la joie que j'ai eue à vous rencontrer. Merci !

Résumé / abstract

Résumé

La thèse porte sur la recherche avec le réseau de télescopes H.E.S.S. de pulsations en rayons gamma en provenance de pulsars. Une première partie est dédiée à l'étude de tests statistiques de périodicité à base de simulations Monte Carlo, notamment dans un régime de basse statistique et/ou de faible rapport signal sur bruit. Dans une deuxième partie, ces tests sont utilisés dans l'analyse des données de H.E.S.S. du pulsar de Vela et de deux autres pulsars, PSR B1706-44 et PSR J1509-5850. Les pulsations de Vela ont un spectre très dur et sont observées aux énergies allant de 3 TeV jusqu'au-delà de 20 TeV. Il s'agit des rayons gamma les plus énergétiques jamais détectés en provenance d'un pulsar. C'est également la première découverte d'une composante spectrale pulsée en discontinuité avec celle déjà connue des pulsars à plus basse énergie, au GeV. Le pulsar B1706-44 est détecté dans l'intervalle 10-80 GeV depuis le sol, avec un indice et un flux compatibles avec ceux de l'instrument LAT embarqué à bord du satellite *Fermi*. Un autre pulsar, J1509-5850, présente une indication pour une émission au TeV mais celle-ci reste à confirmer avec plus de données. Dans une troisième partie, la phénoménologie de la composante spectrale 3-20 TeV de Vela est étudiée en détail. Une revue critique de deux modèles récents ayant proposé une interprétation possible est suivie par un travail de modélisation sur la base d'une autre catégorie de modèles plus récente. Celle-ci repose sur l'accélération par reconnection magnétique dans la feuille de courant et sur un boost de Lorentz, à contrario des modèles précédents. Nous démontrons qu'il est possible de reproduire nos données dans ce cadre où l'émission est produite par une diffusion Compton inverse sur les photons thermiques provenant de la surface de l'étoile. Cette découverte ouvrant de nouveaux horizons, nous terminons avec l'étude des perspectives du domaine avec le futur observatoire gamma CTA.

Abstract

The thesis focuses on the search of gamma rays pulsations coming from pulsars with the H.E.S.S. telescopes. The first section is dedicated to the study of statistical tests of periodicity based on Monte Carlo simulations, in particular with scarce data and/or a small signal to noise ratio. In the second section, these tests are used in the analysis of H.E.S.S. observations of Vela and two other pulsars, PSR B1706-44 and PSR J1509-5850. The pulsations of Vela exhibit a very hard spectrum and are observed at energies ranging from 3 TeV to beyond 20 TeV. These are the most energetic gamma rays ever detected from a pulsar. It is also the first discovery of a pulsed spectral component in discontinuity with that already known at lower energies (GeV) from pulsars. The pulsar B1706-44 is detected from the ground in the 10-80 GeV range, with an index and a flux compatible with those of the LAT instrument onboard the Fermi satellite. Another pulsar, J1509-5850, shows a hint for a TeV emission but it still needs to be confirmed with further data. In the third part, the phenomenology of the spectral component between 3 and 20 TeV of Vela is studied in detail. After a critical review of two recent models suggesting possible interpretations, we explore another and more recent category of models. These rely on magnetic reconnection in the current sheet for the acceleration and on a Lorentz boost, as opposed to previous models. We demonstrate that it is possible to reproduce our data in this framework where the emission is due to an inverse Compton scattering of thermal photons from the neutron star surface. This discovery opening new horizons, we conclude with the study of the perspectives of the field with the future gamma observatory CTA.

Abbréviations et acronymes

HE	High Energy (100 MeV-100 GeV) cf section 2.1
VHE	Very High Energy (100 GeV-100 TeV) cf section 2.1
SED	Spectral Energetic Distribution
H.E.S.S.	High Energy Stereoscopic System
CT1-4/CT5	Cherenkov Telescope 1 à 4 ou 5 de H.E.S.S.
NSB	Night Sky Background (cf section 2.6.2.3)
IRF	Instrument Response Function (cf section 2.6.2.8)
PSF	Point Spread Function (cf section 2.6.2.8)
MSCW	Mean SCaled Width (cf section 2.6.2.4)
MSCL	Mean SCaled Length (cf section 2.6.2.4)
BDT	Boosted Decision Trees
HAP	Hess Analysis Package (cf section 2.6.2.6)
p.e.	photo electron
KDE	Kernel Density Estimator (cf section 3.4)
CTA	Cherenkov Telescopes Array
IACT	Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope
MAGIC	Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov
VERITAS	Very Energetic Radiation Imaging Telescope
PINT	Pint Is Not Tempo3
Gammapy	A python package for gamma-ray astronomy
NumPy	Numerical Python
Scipy	A scientific computing package for Python
Matplotlib	An object-oriented plotting library
Astropy	A Python package for astronomy and astrophysics
Naima	A Python package for computation of non-thermal radiation from relativistic particles
IC(S)	Inverse Compton (Scattering)
SSC	Synchrotron Self Compton
IR	Infra Rouge
UV	Ultra Violet
PSR	Pulsar
PC	Polar Cap
SG	Slot Gap
OG	Outer Gap
NS	Neutron Star
BH	Black Hole

Constantes physiques

Vitesse de la lumière	$c = 2.997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Masse du Soleil	$M_{\odot} = 1.984 \times 10^{30} \text{ kg}$
Constante gravitationnelle	$G = 6.674 \times 10^{-8} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Masse de l'électron	$m_e = 511 \text{ kev/c}^2$
Perméabilité du vide	$\mu_0 = 1.256 \times 10^{-6} \text{ N A}^{-2}$
Permittivité du vide	$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ A}^2 \text{ s}^4 \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-3}$
Sec. eff. d'un e^- pour une diffusion de Thomson	$\sigma_T = 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$

Introduction

Cela fait maintenant un demi-siècle que les pulsars ont été observés pour la première fois dans le domaine de la radio. On en connaît aujourd’hui plus de 2600 en radio, mais aussi plus de 240 dans le domaine des rayons γ . Malgré cinquante années de recherche, il reste de nombreuses questions ouvertes sur la géométrie de la magnétosphère, les processus d’accélération se déroulant autour des pulsars, ainsi que les mécanismes des émissions pulsées en radio, en rayons γ et à toutes les longueurs d’onde.

Dans le domaine des rayons γ , l’essentiel des pulsars a été découvert au cours de cette dernière décennie par l’instrument LAT embarqué à bord du satellite *Fermi* lancé en août 2008, avant lequel on ne connaissait que 7 objets émettant des pulsations γ . Les rayons γ constituent une sonde formidable pour explorer la magnétosphère et le vent des pulsars, et les photons γ de plus haute énergie renseignent sur les processus poussés à leur extrême, impliquant les particules de plus haute énergie.

Depuis le début de l’astronomie γ depuis le sol, on a essayé de détecter des pulsars mais cela s’est révélé très difficile. À la différence des télescopes spatiaux dont la capacité de rejet du bruit de fond est excellente grâce à leur bouclier anti-coïncidence, le rapport signal sur bruit des télescopes au sol est très défavorable. En revanche, du fait de la surface limitée qu’il est possible d’envoyer dans un satellite ($\sim 1\text{m}^2$), les très faibles flux au-delà de $\sim 100\text{ GeV}$ sont inaccessibles depuis l’espace. La surface de collecte des télescopes au sol, de l’ordre de 10^5m^2 , permet de détecter les signaux qui s’amenuisent fortement à très haute énergie.

Cette thèse a débuté après l’annonce d’un rayonnement détecté jusqu’au TeV en provenance du pulsar du Crabe et a eu pour objet principal la recherche et l’étude d’autres pulsations à très haute énergie avec le télescope H.E.S.S. dans l’hémisphère Sud. Trois pulsars brillants en rayons γ ont été étudiés avec des données d’archive et de nouvelles données : Vela, PSR B1706-44 et PSR J1509-5850. Ces analyses ont nécessité une étude Monte Carlo portant sur les tests statistiques utilisés pour la détection des pulsars. Une interprétation phénoménologique se plaçant dans le cadre du modèle du vent strié ultra-relativiste accompagne ces analyses.

Cette thèse est construite de la façon suivante.

Dans le premier chapitre, nous présentons les pulsars de façon générale. Après une introduction historique, nous décrivons les pulsars comme des étoiles à neutrons puis nous détaillons leur environnement avec les nébuleuses à vent de pulsar et les vestiges de supernova. Enfin, un aperçu des principaux modèles d’émission pulsée fait l’objet de la dernière partie.

Dans le deuxième chapitre, nous introduisons le champ de l'astronomie γ en commençant par les astres du ciel de haute énergie. Après avoir décrit les mécanismes d'accélération et de productions de photons γ , nous proposons un bref panorama des techniques de détections directes et indirectes. Nous décrivons les principes de l'astronomie Tchérienkov à imagerie atmosphérique puis le fonctionnement du réseau de télescopes H.E.S.S. situé en Namibie.

Dans le troisième chapitre, nous faisons une étude Monte Carlo sur les tests statistiques de périodicité utilisés pour la détection des pulsars. Le principe d'une telle étude est de mieux comprendre les outils employés dans des régimes défavorables, les déviations au régime asymptotique, de comparer les différents tests et éventuellement de les améliorer.

Les chapitres 4, 5 et 6 sont chacun dédiés à l'analyse d'un pulsar. Dans le quatrième chapitre, nous présentons l'analyse du pulsar de Vela à haute énergie ($\sim 20 - 100$ GeV) en utilisant des données de *Fermi*-LAT et de H.E.S.S. mono, et très haute énergie en utilisant des données stéréoscopiques de H.E.S.S. au-delà de 3 TeV.

Dans le cinquième chapitre, nous analysons le pulsar B1706-44 à haute énergie grâce aux données du LAT et de H.E.S.S. en mode monoscopique. Nous enquêtons également sur la présence de pulsations à très haute énergie.

Dans le sixième chapitre, nous analysons le pulsar J1509-5850 à très haute énergie dans des données d'archive en utilisant aussi les données de *Fermi*-LAT sur lesquelles on base la recherche de pulsations au TeV.

Le septième chapitre porte sur la phénoménologie de l'émission pulsée de haute et très haute énergie. Nous proposons un aperçu des modèles existants et nous explorons un modèle en particulier, le modèle du vent strié. Nous montrons qu'il est possible d'expliquer le spectre de Vela observé dans ce cadre et proposons une application au spectre du pulsar du Crabe.

Dans le huitième et dernier chapitre, nous abordons les perspectives du domaine avec le futur observatoire γ de haute et très haute énergie CTA. Nous décrivons en particulier le logiciel python Gammapy dédié aux techniques d'analyse de haut niveau dans le domaine et avec lequel nous avons travaillé sur des simulations d'émissions pulsées détectées avec CTA.

Table des matières

1	Les pulsars	1
1.1	Aperçu historique	1
1.1.1	Découverte du neutron et première idée des étoiles à neutrons .	2
1.1.2	La découverte des pulsars	3
1.2	Différents types de pulsars	5
1.2.1	Les pulsars seconde ou normaux	5
1.2.2	Les pulsars milliseconde ou binaires ou recyclés	6
1.2.3	Les magnétars	6
1.2.4	Les pulsars X ultra-lumineux	7
1.3	Observables	7
1.3.1	Période, dérivée et glitches	7
1.3.2	Courbe de lumière	8
1.3.3	Luminosité et spectre	9
1.3.4	La masse de l'étoile à neutrons	11
1.3.5	Le rayon de l'étoile à neutrons	11
1.4	Les étoiles à neutrons, des objets compacts	12
1.4.1	La compacité	12
1.4.2	Les stades finaux de l'évolution stellaire	12
1.4.3	Les naines blanches	15
1.4.4	Étoiles à neutrons	15
1.4.4.1	Description	15
1.4.4.2	Structure	16
1.4.4.3	Équations de la métrique et équations d'état	17
1.4.4.4	Autres effets de la relativité générale	18
1.4.5	Trous noirs stellaires	19
1.5	Environnement d'un pulsar : vent de pulsar et nébuleuse	19
1.5.1	Rémanents de supernova	20
1.5.2	Nébuleuses de vent de pulsar ou plérions	21
1.5.2.1	Le vent du pulsar	21
1.5.2.2	La nébuleuse de vent de pulsar	22
1.6	Modélisation des pulsars	24
1.6.1	Le dipôle tournant dans le vide	24
1.6.2	La magnétosphère des pulsars	26
1.6.2.1	Le modèle de Golreich et Julian	26
1.6.2.2	Les calottes polaires	28

1.6.2.3	Les cavités externes	30
1.6.2.4	Les cavités à fentes	31
1.6.2.5	Les caustiques	31
1.6.2.6	Déviations au champ dipolaire	32
1.6.3	Le modèle du vent strié	33
1.6.4	L'approche MHD	35
1.6.5	Les simulations PIC	36
2	L'astrophysique des très hautes énergies et l'expérience H.E.S.S.	39
2.1	L'astronomie γ et les astres du ciel à très haute énergie	39
2.2	Mécanismes d'accélération à très haute énergie dans l'Univers	42
2.2.1	Champ électrique dans les cavités	42
2.2.2	Reconnexion magnétique	43
2.2.3	Accélération de Fermi	43
2.3	L'émission de rayons γ : des processus radiatifs non thermiques	44
2.3.1	Le rayonnement synchrotron	44
2.3.2	Le rayonnement de courbure et son énergie maximale	46
2.3.3	Le rayonnement de synchro-courbure	47
2.3.4	L'effet Compton inverse	48
2.3.5	Le SSC (Synchro-Self-Compton)	49
2.3.6	Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung	49
2.3.7	Processus hadroniques	50
2.4	Le ciel relativiste	50
2.5	Observer le ciel en rayons γ	51
2.5.1	Des télescopes spatiaux pour la détection directe	51
2.5.2	Des télescopes au sol pour la détection indirecte	52
2.6	L'expérience H.E.S.S.	53
2.6.1	De la conception de l'instrument à la prise de données	53
2.6.1.1	Le site	54
2.6.1.2	Les télescopes CT1-4	55
2.6.1.3	Les caméras CT1-4	56
2.6.1.4	Stratégie de déclenchement	57
2.6.1.5	La phase HESS-II avec CT5	57
2.6.2	Analyse des données	57
2.6.2.1	Critères de sélection des données	57
2.6.2.2	De l'image aux photons γ	58
2.6.2.3	Étalonnage et fabrication des DST	58
2.6.2.4	Reconstruction	59
2.6.2.5	Analyse multivariée et BDT	62
2.6.2.6	Autres chaînes d'analyse	63
2.6.2.7	S'affranchir du bruit de fond résiduel	63
2.6.2.8	Les fonctions de réponse de l'instrument (IRF)	64
2.6.2.9	Analyse spectrale et méthode de forward-folding	68
2.6.2.10	Production de cartes et cartes pulsées	68
3	Tests statistiques de périodicité	69
3.1	Aperçu du problème	69
3.2	Introduction à la statistique fréquentiste	70
3.2.1	Qu'est-ce qu'une probabilité?	70
3.2.2	Principe d'un test fréquentiste	71
3.2.3	Écarter l'hypothèse \mathcal{H}_0 et erreurs de type I et II	71

3.2.4	Valeur p et seuil à 5σ	72
3.2.5	Puissance d'un test statistique	73
3.2.6	Nombre de trials, significativités pré/post-trials	74
3.3	Quatre tests de périodicité	74
3.3.1	Le test du maximum de vraisemblance	74
3.3.2	Le H-test	77
3.3.3	Le test de Li et Ma	79
3.3.4	Le test du cosinus	79
3.4	Une étude Monte Carlo sur la puissance des tests	80
3.4.1	Déviations à basses statistiques	85
3.4.1.1	Le cas du test du cosinus	85
3.4.1.2	Le H-test	88
3.5	Tests pondérés	91
3.5.1	La définition des poids	91
3.5.2	Le test du cosinus pondéré	91
3.5.3	H-test pondéré	93
3.5.4	Optimisation de la coupure angulaire	93
3.5.5	Effets de la PSF sur la puissance des tests	94
3.5.6	La présence de photons non pulsés	95
3.6	Phases très rapprochées et test de Kolmogorov	95
3.6.1	Le cas des paires de phases très rapprochées	95
3.6.2	Le cas des phases très rapprochées d'une phase prédéfinie	97
3.6.3	Le test de Kolmogorov pour les signaux pulsés	97
3.6.4	Test du cosinus pour des phases successives	100
3.7	Résumé	101
4	Le pulsar de Vela	103
4.1	Introduction	103
4.1.1	La constellation des Voiles	103
4.1.2	Le pulsar de Vela	104
4.1.3	Vela X	106
4.2	Les observations de <i>Fermi</i> -LAT	108
4.2.1	Données et éphémérides	108
4.2.2	Phasogramme de <i>Fermi</i> -LAT	108
4.3	Détection de H.E.S.S. en mode monoscopique	110
4.3.1	Phasogramme	110
4.3.2	Spectre	112
4.3.2.1	Une occasion en or de calibrer les techniques de détection indirecte	112
4.3.2.2	Mesure de la courbure au-delà de 10 GeV	112
4.4	Recherche de pulsations dans le domaine multi-TeV	114
4.4.1	Analyse	118
4.4.1.1	Seuils en énergie et stratégie pour les tests statistiques	118
4.4.2	Résultats	118
4.4.2.1	Phasogramme	118
4.4.2.2	Tests statistiques	119
4.4.2.3	Tests pondérés, coupure angulaire et effets systématiques sur la PSF	120
4.4.2.4	Spectre	123
4.4.2.5	Cartes du ciel	125
4.4.2.6	Événements remarquables	126

4.4.2.7	Une éventuelle pulsation dans la zone 0.91-0.96?	129
4.5	Données supplémentaires de 2017/2018	129
4.6	Conclusion	130
5	PSR B1706-44	131
5.1	Introduction et historique	131
5.1.1	Le pulsar	131
5.1.2	L'environnement du pulsar	132
5.2	Les observations de <i>Fermi</i> -LAT	133
5.3	Données et éphémérides	134
5.4	Détection en mode monoscopique	134
5.4.1	Sélection des données	134
5.4.2	Phasogramme et détection d'un excès pulsé dans la zone 0.25-0.55	139
5.4.3	Spectre	140
5.5	Analyse en mode stéréoscopique	143
5.5.1	Données, éphémérides et stratégie d'analyse	143
5.5.2	Résultats	143
5.6	Une éventuelle nouvelle pulsation dans la zone 0.7-0.85?	147
5.6.0.1	Le test de Li&Ma sur les données monoscopiques	147
5.6.0.2	Test supplémentaire mis au point pour tester la pulsation	149
5.6.0.3	Tests sur les données stéréoscopiques	151
5.7	Résumé	153
6	PSR J1509-5850	155
6.1	Présentation du pulsar et de son environnement	155
6.2	Observations de <i>Fermi</i> -LAT	156
6.3	Recherche de pulsation à très haute énergie	159
6.3.1	Données	159
6.3.2	Seuils et stratégie d'analyse	159
6.3.3	Significativité du signal dans les données d'archive	159
6.3.4	Significativité du signal dans les données de 2018	159
6.3.5	Résultats des tests statistiques	161
6.3.6	Analyse spectrale	163
6.4	Résumé	164
7	Phénoménologie	165
7.1	Introduction	166
7.1.1	Résumé des points essentiels des observations pulsées de Vela et du Crabe en VHE	166
7.1.2	Aperçu des modèles d'émission pulsée VHE	167
7.1.2.1	Historique	167
7.1.2.2	Modèle A	167
7.1.2.3	Modèle B	169
7.1.2.4	Modèle C	171
7.1.2.5	Comparaison des modèles A, B et C	172
7.2	Description du modèle	174
7.2.1	Idée générale	174
7.2.2	Calculs des effets relativistes	175
7.2.3	La population de particules dans la feuille de courant	177

7.2.4	Les différents champs de photons cibles	179
7.2.4.1	Le rayonnement de corps noir X	179
7.2.4.2	Le CMB (Cosmic Microwave Background)	180
7.2.4.3	Le SSC	180
7.2.4.4	Champ infrarouge / optique	180
7.3	Les paramètres du modèle	181
7.3.1	Distance au pulsar	181
7.3.2	Facteur de Lorentz du vent	181
7.3.3	Indice de la loi de puissance des particules	183
7.3.4	Champ magnétique	183
7.3.5	Énergie de coupure des particules	184
7.3.6	Nombre de particules	186
7.4	Méthode d'optimisation	186
7.5	Résultats	187
7.5.1	Premières considérations	187
7.5.2	Cartographie 2D de l'optimisation	189
7.5.3	Évolution des paramètres	191
7.5.4	Région d'exclusion non-physique	194
7.5.5	Deux exemples d'ajustements de bonne qualité et relativement réalistes physiquement	195
7.5.6	Autres champs de photons cibles	197
7.6	Application du même modèle à PSR B1706-44, PSR J1509-5850 et au Crabe	199
7.6.1	Le cas de PSR B1706-44	199
7.6.2	Le cas de PSR J1509-5850	200
7.6.3	Expliquer l'émission pulsée du Crabe dans le même cadre ?	201
7.7	Résultats principaux / conclusion	204
8	Futur et perspectives avec CTA	207
8.1	Futur des recherches de pulsations à haute et très haute énergie depuis le sol	207
8.2	L'observatoire CTA : la quatrième génération de télescopes Tcherenkov à imagerie atmosphérique	208
8.3	Gammapy, un package python pour l'analyse de haut niveau	210
8.4	Le DC1 (Data Challenge 1)	210
8.5	Courbes de sensibilité en analyse pulsée	215
8.6	Conclusions	219
A	Le phasage	223
A.1	Phases, phasogrammes et courbes de lumière	223
A.1.1	Qu'est-ce que la phase d'un pulsar ?	223
A.1.2	Courbe de lumière, phasogramme et pulsations individuelles .	223
A.2	Le phasage	224
A.2.1	Les termes de phasage et de retard	224
A.2.2	Méthode de phasage, éphémérides et logiciels dédiés : Tempo2 et PINT	226
Bibliographie		229
"		

CHAPITRE 1

Les pulsars

Résumé

Ce chapitre introductif contient une présentation générale des pulsars. Nous commençons par relater l'histoire de leur découverte, avant de présenter les classifications classiques de pulsars. Les observables disponibles pour sonder la physique de ces astres sont ensuite présentés. La section suivante est dédiée à la fin de l'évolution stellaire et aux objets compacts, avec une emphase particulière sur les étoiles à neutrons. Après cette partie, nous discutons de leur environnement : vent de pulsar, nébuleuse et vestige de supernova. Enfin, la dernière et plus grande partie présente les différents modèles d'émission de pulsar. Nous commençons par le modèle du dipôle en rotation puis celui de Golreich et Julian, avant de discuter des possibles cavités dans la magnétosphère puis du modèle du vent strié. Enfin, nous concluons par ce que peuvent nous révéler les récentes simulations numériques : l'approche magnétohydrodynamique et surtout l'approche Particle-In-Cell.

Sommaire

1.1	Aperçu historique	1
1.2	Différents types de pulsars	5
1.3	Observables	7
1.4	Les étoiles à neutrons, des objets compacts	12
1.5	Environnement d'un pulsar : vent de pulsar et nébuleuse	19
1.6	Modélisation des pulsars	24

1.1 Aperçu historique

Les pulsars naissent d'étoiles massives mourantes dont les couches internes se contractent brutalement tandis que les couches externes sont éjectées en supernova. Le coeur de l'étoile se transforme en étoile à neutrons, un astre d'environ une masse solaire et d'une dizaine de kilomètres de rayon. La densité monstrueuse de ces astres les apparaît au liquide nucléaire, mais sur une taille macroscopique et dont la cohésion est assurée par la gravitation. Autour de l'étoile à neutrons, le champ magnétique extrême et la rotation très rapide de l'astre donnent lieu au phénomène de pulsar. Sur Terre, on voit une émission pulsée très régulière à chaque période de rotation de l'étoile à neutrons, qui va typiquement de la milliseconde à quelques secondes.

Conceptualisées dès 1934, les étoiles à neutrons sont longtemps restées des objets de curiosité théorique. Mais la découverte des pulsars en 1967, rapidement compris comme une émission anisotrope localisée autour d'une étoile à neutrons en rotation, a confirmé observationnellement leur existence.

1.1.1 Découverte du neutron et première idée des étoiles à neutrons

L'idée d'un astre extrêmement dense et constitué de neutrons a été émise dans un article précurseur de Baade et Zwicky en 1934. Leur intuition se basait sur des découvertes toutes fraîches en astrophysique comme en physique nucléaire.

Dans le premier tiers du XX^{ème} siècle, la matière est encore décrite uniquement comme un assemblage de protons et d'électrons. Cela implique que les noyaux atomiques doivent contenir des électrons.¹

Notons tout de même que Rutherford, en 1921, évoque le neutron, une particule neutre. Cette particule alors hypothétique reste peu connue en dehors de son laboratoire à Cambridge.

Une telle description de la matière conduit à de nombreux problèmes physiques, soulevés au fur et à mesure des années 1920.²

Des expériences sur la radioactivité, menées en 1930 par Bothe et Becker en Allemagne, puis en 1930 et 1931 par les Joliot-Curie en France, mettent en évidence une radiation étrange, électriquement neutre et ultra-pénétrante, qu'ils interprètent comme un rayonnement γ particulièrement énergétique.

Les Joliot-Curie découvrent qu'en plaçant un écran de paraffine (des molécules organiques) en face de cette radiation inconnue, des protons sont éjectés de l'écran, ce qui veut dire que cette radiation est capable de transférer une impulsion suffisante aux noyaux d'hydrogène pour les arracher de la paraffine.³

En 1932, Chadwick, du laboratoire de Rutherford où l'idée des neutrons ne s'était jamais totalement perdue, identifie la réelle nature de radiation : c'est la découverte des neutrons.

En 1926, du côté de l'astrophysique, Fowler comprend que c'est le terme de pression de dégénérescence qui domine dans les naines blanches, peu après la mise au point de la statistique de Fermi-Dirac. Chandrasekhar calcule en 1930 les corrections

1. Par exemple, un noyau d'hélium (deux protons et deux neutrons) est décrit comme quatre protons et deux électrons : c'est l'unique façon de retrouver $m_{\text{He}} = 4m_{\text{H}}$ et $q_{\text{He}} = 2q_{\text{H}}$ avec seulement protons et électrons à sa disposition. On imagine qu'il existe des électrons externes et des électrons internes aux noyaux. Cette vision est corroborée par la connaissance de la radioactivité β (découverte en 1900 par Becquerel) : puisqu'on observe des électrons sortant de noyaux, c'est qu'ils doivent bien se trouver là également. Pendant un temps, cette description est largement acceptée, comme une revue faisant l'état de l'art sur le sujet, "The nuclear constitution of atoms", parue en 1920, le montre.

2. En 1926, on sait que la structure hyperfine du spectre atomique devrait être affectée par la présence des moments magnétiques des électrons nucléaires, or cela ne semble pas être le cas. Tout se passe comme si les électrons perdaient leur moment magnétique lorsqu'ils se trouvent dans les noyaux. En 1926/1927, le principe d'indétermination commence à être formulé. Un électron confiné dans le volume d'un noyau atomique a une incertitude sur son impulsion très grande. Son énergie cinétique devrait être de l'ordre de 10 à 100 MeV, soit bien plus que l'énergie de liaison, et donc l'électron ne devrait pas être confiné du tout. En 1929, la spectroscopie Raman montre que le noyau d'azote doit contenir un nombre pair de spins 1/2. C'est le cas, puisqu'il contient 7 protons et 7 neutrons, mais si on imagine qu'il contient 14 protons et 7 électrons, comme on le pensait, une incohérence de plus se rajoute à la liste déjà bien remplie. Enfin, le paradoxe de Klein en 1929 montre que l'énergie nécessaire pour confiner un électron dans un noyau est telle qu'elle ne confinera plus rien du tout. En théorie quantique des champs, on parlera de création de paire en champ fort.

3. Ces photons γ feraient donc plus de 50 MeV, ce qui est difficile à comprendre en termes de conservation de l'énergie. De plus, les interactions lumière-matière commencent à être étudiées et cette sorte d'effet Compton devrait avoir une section efficace beaucoup trop élevée.

relativistes de cette statistique et en tire les conséquences pour les naines blanches : au-delà d'une certaine masse, une naine blanche devient instable et s'effondre. Le débat sur l'existence des trous noirs est alors relancé. Déjà bien connus comme objets théoriques, leur réalité physique était perçue comme impossible par une partie de la communauté.⁴

En 1934, seulement deux ans après la découverte du neutron et un an après la publication de la masse limite des naines blanches, Baade et Zwicky émettent des idées remarquables pour l'époque et devenues chacune des pans de recherche entiers. Ils suggèrent de séparer les "super-novae" (terme qu'ils inventent) des novae ordinaires et associent les premières à l'explosion d'une étoile massive en fin de vie. De plus, ils les proposent comme site d'accélération de rayons cosmiques, une hypothèse aujourd'hui renforcée. Quant au cœur de l'étoile, il deviendrait un astre très dense et essentiellement formé de neutrons, une "étoile à neutrons" (terme qu'ils inventent également à cette occasion). Les étoiles à neutrons restent globalement peu connues, à part pour les théoriciens du domaine, jusqu'à leur association aux pulsars en 1968.⁵

Le calcul de la masse maximale d'une étoile à neutron a été mené pour la première fois par OPPENHEIMER et VOLKOFF [1]. Par analogie aux naines blanches, les auteurs considèrent les étoiles à neutrons comme un gaz idéal de neutrons dégénérés. En calculant la valeur maximale que la pression de dégénérescence pouvait supporter, ils ont abouti à un résultat de $0.7 M_{\odot}$. Mais CAMERON [2] suggère que l'interaction forte entre les neutrons est le terme dominant de pression dans les étoiles à neutrons, ce qui mène à des valeurs plus élevées pour la masse maximale (qui dépendent de l'équation d'état mais sont de l'ordre de $2/3 M_{\odot}$). Comme les masses de certaines étoiles à neutrons ont été mesurées précisément, et qu'elles sont nettement supérieures à $0.7 M_{\odot}$, on sait que l'interaction forte est le phénomène dominant résistant à la gravité.

1.1.2 La découverte des pulsars

En 1967, PACINI [3] cherche à répondre au problème de la source d'énergie du vestige de supernova du Crabe et émet l'hypothèse que des étoiles à neutrons puissent émettre un rayonnement dipolaire électromagnétique.

Quelques mois plus tard, Jocelyn Bell, en thèse de radioastronomie avec Anthony Hewish sur les quasars⁶, observe le premier pulsar. Le projet de sa thèse consiste à participer à la mise en place d'un réseau de 2048 antennes sensibles à une fréquence

4. En 1935, lors de la Royal Astronomical Conference, Eddington, ancien directeur de thèse de Chandrasekhar, prend la parole juste après sa présentation pour rejeter ses travaux : « I think there should be a law of nature to prevent a star from behaving in this absurd way ». Ni Chandrasekhar ni Eddington ne mentionnent la possibilité des étoiles à neutrons, évoquée l'année précédente dans l'article de Baade et Zwicky.

5. Zwicky, bien qu'étant l'auteur d'hypothèses remarquables (il est également le premier à avancer l'hypothèse de la matière noire en 1933), n'a pas particulièrement rendu aisée la tâche de le croire pour ses collègues. En effet, il a également proposé de déplacer le système solaire pour aller rendre visite à Alpha du Centaure en bombardant le Soleil de particules ; de changer l'orbite des autres planètes pour les rendre habitables ; que des lutins nucléaires dans les étoiles à neutrons soient la cause de sursauts. Son caractère charmant est resté gravé dans l'histoire, puisqu'il était connu pour interrompre ses collègues en conférence pour déclarer qu'il avait déjà résolu leurs problèmes et pour terroriser ses étudiants.

6. Quasi-stellar objects, car ce sont des objets ponctuels comme des étoiles, mais dont la luminosité varie. Découverts en vers la fin des années 1950, ces sources attirent l'attention elles sont très brillantes et très distantes à la fois. Ce sont en réalité des noyaux actifs de galaxie. Durant sa thèse, Jocelyn Bell fait passer le nombre de ces objets connus de 20 à 200, et on en connaît maintenant 200 000. Comme le

de 81.5 MHz et d'utiliser la scintillation interstellaire pour la détection des quasars. À cette époque, les signaux radio étaient retranscrits sur des rouleaux de papier comme des sismographes. En utilisant la rotation de la Terre et en pointant dans la même direction pendant 24 heures, toute une bande du ciel est couverte et retranscrite sur 30 m de papier. Il faut quatre scans, ou 120 m, pour couvrir tout le ciel. Au cours de sa thèse, Jocelyn Bell parcourt, millimètre par millimètre, cinq kilomètres de bandes. Elle y voit des signaux périodiques qui ne correspondent à rien de connu. Le signal pulsé, de 1.33 seconde de période, provient toujours de la même position du ciel, ce qui écarte l'hypothèse d'un bruit instrumental. C'est la découverte du premier pulsar, CP 1919+21, en 1967 ([4]). La périodicité du signal faisant penser à un signal artificiel, le premier surnom donné à la source est LGM1 pour "Little Green Men".⁷

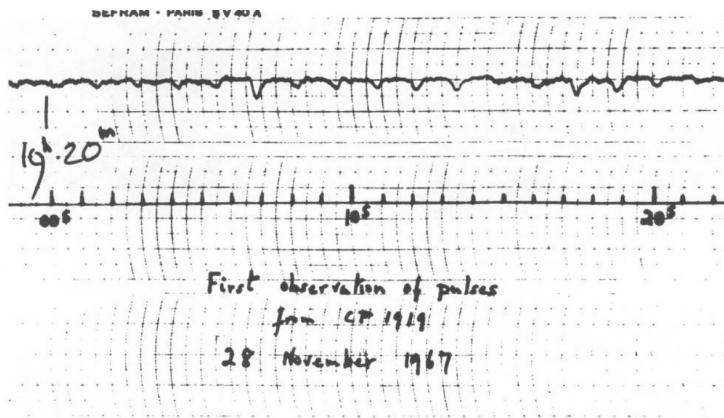


FIGURE 1.1 – En haut : premières observations radio (81.5 MHz) de pulsations extrêmement régulières venant de CP 1919+21 d'une période de 1.33s. En bas : intervalles de 1s tracés à la main.

L'année suivante, en 1968, deux autres pulsars, Vela et le Crabe, sont détectés en radio.

En astronomie, de façon très générale, la périodicité peut être due à trois phénomènes : les mouvements orbitaux, les modes d'oscillation (comme les céphéides) et les rotations. Les mouvements orbitaux, comme les systèmes binaires, ont une période très variable (des heures, des années, des siècles...), mais toujours nettement supérieure à la seconde, et ont donc été écartés d'emblée. Les modes d'oscillation ont une période de ~ 10 s pour les naines blanches et de ~ 1 ms pour les étoiles à neutrons. L'hypothèse que les pulsars soient des modes de pulsation de naines blanches a été envisagée pendant un temps mais infirmée par la découverte du pulsar du Crabe de 33 ms de période. Il a donc été rapidement établi que les pulsars devaient leur signal périodique à leur rotation. Immédiatement, ils ne pouvaient être que des étoiles à neutrons, car tout astre moins dense se serait disloqué à cause de la force centrifuge.

titre de sa thèse indiquait une étude de quasars et qu'il était impossible de le changer, la découverte des pulsars a dû se contenter d'une appendice – peut-être la plus lue des appendices de thèse ?

7. Comme le commente Jocelyn Bell avec humour : « We did not really believe that we had picked up signals from another civilization, but obviously the idea had crossed our minds and we had no proof that it was an entirely natural radio emission. It is an interesting problem : if one thinks one may have detected life elsewhere in the universe, how does one announce the results responsibly? Who does one tell first? We did not solve the problem that afternoon, and I went home that evening very cross here was I trying to get a Ph.D. out of a new technique, and some silly lot of little green men had to choose my aerial and my frequency to communicate with us. »

La condition sur la densité d'un astre stable en rotation est que la force gravitationnelle soit au moins égale à la force centrifuge. On veut $F_G \geq F_C$ soit $mMG/r^2 \geq mr\Omega^2$ d'où $\rho \geq 3\pi/(GP^2)$.

Donc $\rho > 10^{11}$ g/cm³ pour $P = 33$ ms et $\rho > 10^{14}$ g/cm³ pour $P = 1$ ms. Or, seule une étoile à neutrons peut atteindre de telles densités (cf table 1.1).

La découverte du pulsar du Crabe en 1968 permet d'achever la démonstration que les pulsars sont l'un des stades finaux de l'évolution stellaire pour d'autres raisons. La supernova du Crabe a été observée sur Terre en l'an 1054, donc on connaît l'âge exact du pulsar et de la nébuleuse. Or, on peut estimer l'âge d'un pulsar, comme on le montrera plus tard, et cette estimation est d'un millénaire pour le pulsar du Crabe. De plus, pour expliquer la luminosité de la nébuleuse du Crabe, on savait qu'il fallait une source d'énergie de l'ordre de 10^{38} erg/s. Or, c'est très proche de la valeur du taux de perte d'énergie du pulsar.

Il est d'ailleurs possible de retrouver facilement le champ magnétique intense et la rotation très élevée des pulsars à partir de lois de conservation appliquées à l'effondrement des couches internes d'une étoile. Si on utilise les indices 1 et 2 pour désigner respectivement l'étoile juste avant sa mort, et le pulsar juste après sa naissance, on a :

- Par conservation du flux du champ magnétique, $4\pi R_1^2 \times B_1 = 4\pi R_2^2 \times B_2$ soit $B_2/B_1 = (R_1/R_2)^2 = 10^8$. Pour le Soleil, on a $B_1 \sim 10^3$ Gauss d'où $B_2 \sim 10^{11}$ Gauss, ce qui est le bon ordre de grandeur.
- Par conservation du moment angulaire, $mR_1^2\Omega_1 = mR_2^2\Omega_2$ donc $P_1/P_2 = \Omega_2/\Omega_1 = (R_1/R_2)^2 = 10^8$. Pour le Soleil, $P_1 \sim 25$ jours d'où $P_2 \sim 20$ ms, ce qui est aussi le bon ordre de grandeur.

1.2 Différents types de pulsars

Présenter les pulsars dans un diagramme $P - \dot{P}$, avec la période en abscisse et sa dérivée en ordonnée, toutes deux sur un axe logarithmique, permet de distinguer au moins deux grands groupes de pulsars. Dans la figure 1.2, on trouve en bas à gauche les pulsars dont la période est de l'ordre de la milliseconde et qui ralentissent très lentement, et en haut à droite ceux dont la période se rapproche plutôt de la seconde et qui ralentissent beaucoup plus rapidement.

Le modèle du dipôle en rotation dans le vide permet de déduire, simplement à partir de P et de \dot{P} , une estimation du champ magnétique, de l'âge et de l'énergie émise par le pulsar à chaque seconde (les calculs sont détaillés dans la section 1.6.1). Ces paramètres sont représentés par les lignes diagonales en pointillés sur le diagramme $P - \dot{P}$.

Les pulsars sont généralement classés en deux voire trois groupes selon la nature de leur source d'énergie principale.

1.2.1 Les pulsars seconde ou normaux

Les pulsars normaux sont des pulsars isolés dont la période va typiquement de quelques dizaines de millisecondes à quelques secondes. Comme ils puisent dans leur réservoir d'énergie cinétique de rotation à peu près ce qu'ils émettent dans leur environnement, on qualifie parfois ce groupe de pulsars mûs par rotation. Le champ magnétique de ces pulsars vaut typiquement $10^{12} - 10^{13}$ gauss.

Leur ralentissement finit par causer une extinction de l'émission pulsée, ou au moins une baisse en-deçà de la détectabilité. Les pulsars rejoignent leur cimetière,

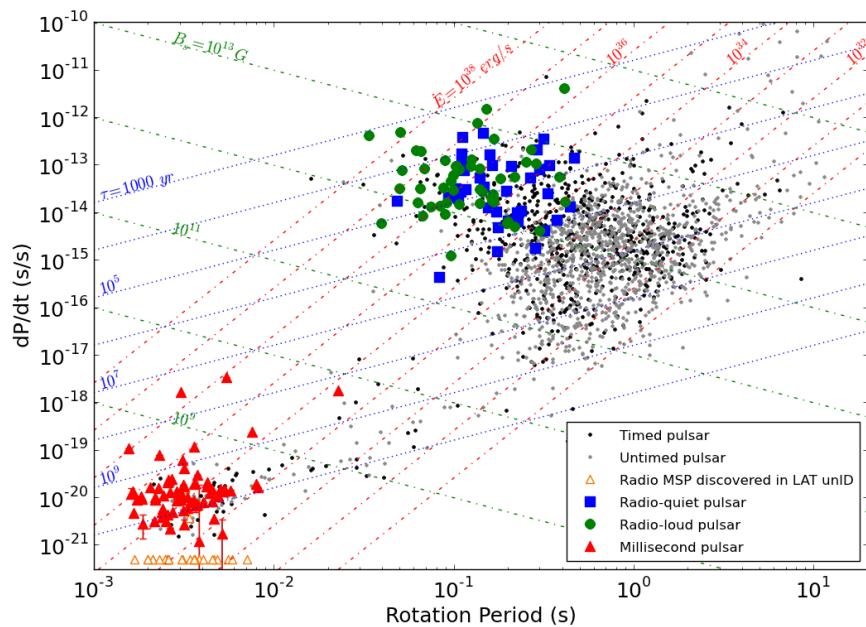


FIGURE 1.2 – Diagramme du site du CENBG (<http://www.cenbg.in2p3.fr/-Astroparticules->). On distingue les pulsars millisecondes en bas à gauche des pulsars secondes au milieu. Les magnétars se trouvent en haut à droite.

qui se situe en bas à droite du diagramme $P - \dot{P}$ en traversant la "deathline". La deathline est déterminée par une limitation du processus impliqué et varie selon le modèle d'émission. L'émission pulsée γ s'éteint en premier après $\sim 10^{5-6}$ ans, et le signal radio après $\sim 10^{7-8}$ ans.

Parmi les pulsars normaux les plus brillants, on trouve notamment Vela (de 89 ms de période et qq 10^4 ans) et le Crabe (33 ms et 965 ans).

1.2.2 Les pulsars milliseconde ou binaires ou recyclés

Ces pulsars, dont la période vaut quelques millisecondes, sont des pulsars âgés ($\sim 10^9$ ans) qui vivent (ou ont vécu) en couple avec une étoile. À la fin de la vie de l'étoile compagne, elle enflé et ses couches externes remplissent son lobe de Roche. Elles commencent à être attirées gravitationnellement par l'étoile à neutron et forment un disque d'accrétion, transférant du même coup du moment angulaire, ce qui réaccélère la rotation de l'étoile à neutron, jusqu'à ces périodes de quelques millisecondes. On les appelle aussi des pulsars "recyclés" en raison de cette deuxième jeunesse, ou encore de pulsars mûs par accrétion. On y trouve les "spiders", "redbacks" et "black widows", nommées ainsi par analogie avec le triste sort des compagnons sacrifiés à l'autel de cette cure de jouvence.

Certains pulsars millisecondes sont isolés ; il s'agirait de pulsars anciennement binaires mais dont le compagnon a été disloqué.

1.2.3 Les magnétars

Les magnétars se situent en haut à droite du diagramme $P - \dot{P}$. Leur champ magnétique est particulièrement intense, de l'ordre de 10^{13-15} gauss, d'où leur nom.

Très jeunes, ils ont une période longue, de 0.3 à 12 secondes et ralentissent rapidement. Leur \dot{E} vaut typiquement 10^{31-36} erg/s, et comme leur luminosité dépasse leur taux de perte d'énergie rotationnelle, on dit qu'ils sont mûs par leur champ magnétique.

Ils ont des sursauts caractéristiques en X et en γ , où leur luminosity atteint 10^{38-46} ergs/s pendant 0.01 à 100 secondes, ce qui les rend brièvement plus lumineux que tous les autres astres réunis dans le ciel des X durs. Ils ont également de larges sursauts sur des mois à des années, de l'ordre de 10^{40-43} erg/s. Une émission radio transitoire a été observée après ces sursauts. Ces sursauts sont expliqués par une chaleur interne (des tensions magnétiques à certains endroits de l'écorce causent le plasma à chauffer et irradier) ou externe (des déplacements de l'écorce créent des torsions dans le champ magnétique, à cause des courants qui reviennent vers l'étoile et qui frappent la surface). Les deux processus sont sans doute en jeu.

Ce sont ces sursauts, notamment les sursauts courts en X, qui ont permis de découvrir la majorité des magnétars et qui ont marqué l'histoire de leur découverte. Le premier magnétar observé (1979) a été interprété comme un GRB à cause de ce phénomène, jusqu'à ce que des sursauts répétés en provenance de la même position du ciel poussent à rejeter cette hypothèse. Ces sursauts ayant un spectre plus mou que les GRBs, cet objet est surnommé surnauteur (ou répétiteur) gamma mou (ou SGR pour Soft Gamma Repeaters). La découverte en 1981 d'un deuxième SGR confirme qu'il s'agit d'une nouvelle classe d'objets célestes. L'identification à des étoiles à neutrons est quasiment immédiate.

Presque en même temps, en 1980, une nouvelle source fait l'objet de discussions : il s'agit d'un vestige de supernova avec une source brillante en X au milieu qui émet des pulsations de 7s de période (initialement mesurée à 3.5s à cause des deux pulsations par période). Leur spectre très mou et la découverte de plusieurs autres objets similaires suggère un nouveau type d'astres : les pulsars X anormaux (AXP). Ce n'est qu'en 1996 qu'il a été suggéré que les AXP et les SGR soient liés. En 2002, des sursauts de type SGR sont détectés en provenance de deux AXP. Aujourd'hui, la démarcation entre AXP et SGR est obsolète (KASPI et BELOBORODOV [5]).

1.2.4 Les pulsars X ultra-lumineux

Cette catégorie est apparue récemment (MAITRA et al. [6]). Un objet est qualifié d'ultra-lumineux quand sa luminosité dépasse la luminosité d'Eddington, c'est-à-dire la limite où la pression de radiation l'emporte sur la gravité. Il est difficile d'expliquer qu'un corps fait de matière ordinaire puisse être stable s'il est ultra-lumineux (puisque alors sa propre radiation devrait le balayer et le disperser). Les objets ultra-lumineux ont généralement un trou noir au centre de la région d'accrétion. Cependant, des objets ultra-lumineux longtemps interprétés comme des systèmes binaires avec un trou noir ont été récemment réinterprétés comme des systèmes binaires avec une étoile à neutron.

1.3 Observables

1.3.1 Période, dérivée et glitches

Le paramètre mesurable avec la plus grande précision est la période, grâce au grand nombre de périodes observées. Pour certains pulsars millisecondes la précision est presque comparable à celle des horloges atomiques ($\sim 2 \times 10^{-16}$ [7]). Le

pulsar J0437-4715 a par exemple une période de 0.005757451936712637 s avec une erreur de 1.7×10^{-17} s, soit une précision relative de 10^{-15} [8].

De la mesure de la période, il est possible de déduire sa dérivée \dot{P} et, nettement plus difficilement, sa dérivée seconde \ddot{P} . Ces indications sur le ralentissement du pulsar permettent d'estimer d'autres paramètres physiques comme le champ magnétique ou l'âge du pulsar (voir partie 1.6.1).

Pour modéliser le ralentissement des pulsars, on utilise n , l'indice de freinage, défini par : $\dot{\nu} = -K\nu^n$ avec ν la fréquence du pulsar et K une constante. On peut alors dériver l'expression et trouver $n = \ddot{\nu}\nu/\dot{\nu}$. Comme $\ddot{\nu}$ est très faible et ardu à mesurer, il est rare d'avoir une valeur précise de n . Suivant les pulsars, il peut varier entre 0.9 (pour PSR J1734-3333 [9]) et 3.15 (pour PSR J1640-4631 [10]). En principe, le phénomène dominant le ralentissement des pulsars devrait aboutir à une valeur de n caractéristique : $n = 1$ pour des pertes d'énergie essentiellement sous la forme d'un vent, $n = 3$ pour un dipôle magnétique. Mais c'est en réalité plus complexe. Observationnellement, l'indice de PSR J1846-0258 est passé de 2.65 à 2.19 en moins d'une décennie [11]. Cette dépendance temporelle de n pourrait indiquer l'effet de couples sur l'étoile sur des échelles de temps courts (JOHNSTON et KARASTERGIOU [12]).

On observe également des glitches (ou soubresauts) : des remontées abruptes de la vitesse de rotation. Leur amplitude relative $\Delta\Omega/\Omega$ varie entre $\sim 10^{-11}$ et 10^{-5} et ils sont souvent classés entre grands et petits glitches. Observés sur environ 10% des pulsars (essentiellement les plus jeunes), ils ont lieu à des intervalles de $\sim 10^{2-3}$ jours. Pour expliquer le phénomène, des processus externes et internes ont été proposés. Aujourd'hui, il est généralement accepté que la superfluidité de l'écorce (décrise partie 1.4.4) n'est pas stable en rotation macroscopique et se scinde en vortex qui s'organisent en réseau. Au fur et à mesure que l'étoile ralentit, la différence de vitesse angulaire entre l'écorce et les vortex augmente, jusqu'à ce que la tension soit relâchée, ce qui réaccélère l'étoile [13]. Les glitches ont une phase de montée (qui correspondrait au moment où les vortex relâchent leur énergie angulaire stockée) et une phase de relaxation, où le pulsar revient progressivement à son ralentissement habituel. L'amplitude des glitches ainsi que leur temps de relaxation permet de sonder la relation entre la matière superfluide et non-superfluide. Les grands glitches, quant à eux, ne peuvent pas s'expliquer seulement par cet effet (BASU et al. [14]).

1.3.2 Courbe de lumière

Pour expliquer le phénomène de pulsar, une analogie avec un phare est souvent proposée : un faisceau en provenance des pôles et en co-rotation avec l'étoile à neutron balaie le ciel. L'observateur voit un pic lumineux à chaque fois que le faisceau du pôle arrive en direction de la Terre.

L'émission radio est effectivement située aux pôles dans la plupart des modèles, mais si c'était vrai pour toutes les émissions pulsées, on devrait avoir un pic aligné dans tous les domaines du spectre, puisque ça correspondrait à chaque fois au même moment de la rotation du pulsar. Or, on observe une grande variation de la position et de la forme du ou des pics dans différentes longueurs d'onde (voir figure 1.3). Un pulsar peut donc avoir différentes régions où des particules sont accélérées, selon des mécanismes potentiellement différents, et émettent un rayonnement différent dans les divers domaines du spectre. L'observation d'une courbe de lumière⁸ semblable, ou d'un pic commun à différentes longueurs d'onde, est par contre une

8. Les notions de phase, de phasogramme et de courbe de lumière sont expliquées dans l'annexe A.

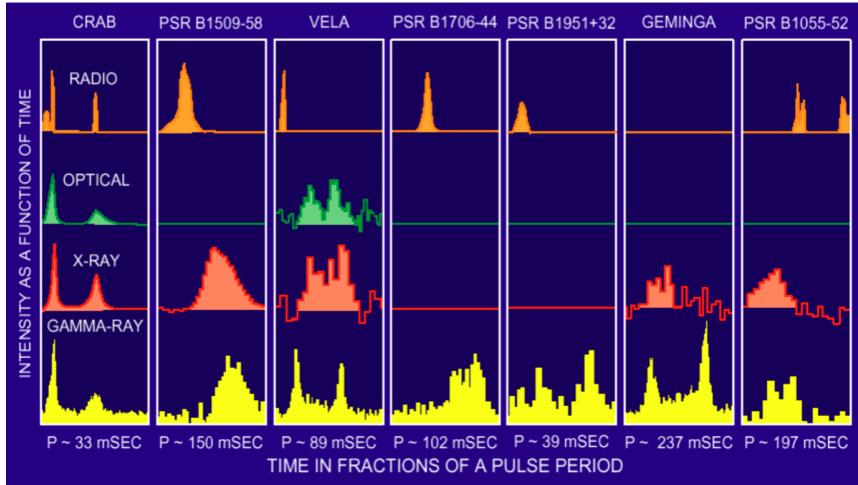


FIGURE 1.3 – Les 7 premiers pulsars émettant en rayons γ à avoir été découverts, avec leur courbe de lumière dans les différents domaines du spectre. Source : D.J. Thompson

signature forte pour soutenir l'idée d'une même population de particules à l'origine de ce pic.

L'étude de la courbe de lumière est une mine d'or pour cerner l'émission pulsée : la largeur des pics, leur espacement, leur forme sont des indications sur la géométrie des régions d'émission. Au sein d'un même domaine, par exemple l'émission γ de haute énergie, on observe une évolution continue de la courbe de lumière avec l'énergie (comme on peut le voir dans le catalogue 2PC de *Fermi* [15]). Souvent les pulsations s'affinent avec l'énergie, ce qui peut s'interpréter par exemple par le rétrécissement de la zone où les photons de plus haute énergie sont émis, ou par des effets de convergence de ces photons (cf la partie 1.6.2.5 sur les caustiques).

1.3.3 Luminosité et spectre

Les spectres des sept premiers pulsars γ , sur tout le spectre électromagnétique, est donné figure 1.4 (tels que connus en 1999). Ils sont essentiellement non-thermiques, sauf dans le domaine des rayons X où le rayonnement de corps noir de l'étoile à neutron est détecté chez plusieurs pulsars. L'émission dans le domaine radio l'emporte largement en nombre de photons détectés / amplitude de l'onde radio mesurée mais la quantité d'énergie est très supérieure dans le domaine du GeV. Nous donnons des mises à jour sur le spectre multi-longueur d'ondes du pulsar de Vela et son interprétation dans l'introduction du chapitre 4 sur Vela.

Une difficulté particulière de l'interprétation du spectre réside dans le facteur de forme très élevé : un pulsar situé à une même distance peut avoir une luminosité très différente selon l'angle sous lequel on l'observe. De même, le rapport entre deux composantes spectrales d'un pulsar peut varier selon la géométrie formée par l'observateur et les différentes régions d'émission.

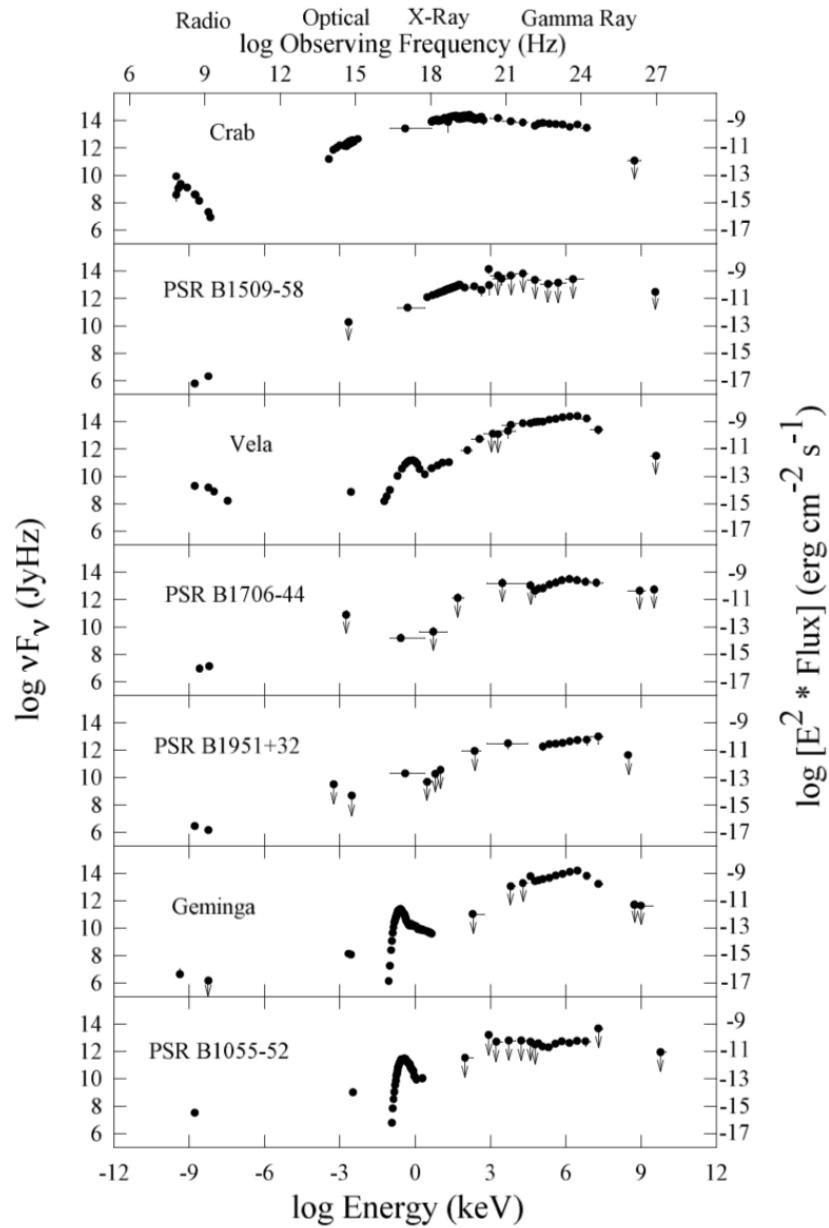


FIGURE 1.4 – Spectre sur tout le spectre électromagnétique des sept premiers pulsars γ . Source : THOMPSON [16]

1.3.4 La masse de l'étoile à neutrons

Il est aussi possible de mesurer la masse avec une très grande précision dans certains systèmes binaires [17]. Lorsque les étoiles à neutrons se trouvent dans des systèmes binaires (qui représentent environ 5% des pulsars), la modulation de leur période de rotation par la période de l'orbite permet de trouver une relation entre la masse du pulsar M_p , du compagnon M_c et de l'angle d'inclinaison i entre la normale au système binaire et l'angle de visée :

$$\frac{(M_c \sin i)^3}{(M_p + M_c)^2} = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(a_p \sin i)^3}{T^2}$$

À ce stade, le problème est dégénéré, et il faut des relations supplémentaires.

Des corrections relativistes permettent (si elles peuvent être mesurées) d'apporter des contraintes sur la masse de l'étoile à neutron, comme l'effet Shapiro (la lumière émise par une étoile est retardée dû au champ gravitationnel de son compagnon), la perte d'énergie du système orbital par émission d'ondes gravitationnelles ou l'avance du périhélie de l'orbite. Ainsi, dans les cas où le système est serré, l'orbite excentrique et l'angle i proche de $\sim 90^\circ$ (de sorte à pouvoir mesurer les paramètres post-képlériens) les masses peuvent être déterminées avec une précision exceptionnelle en astronomie. Par exemple, les masses des deux étoiles à neutrons du système PSR B1913+16 ont été mesurées à $1.4398 \pm 0.0002 M_\odot$ et $1.3886 \pm 0.0002 M_\odot$ [18].

1.3.5 Le rayon de l'étoile à neutrons

La mesure du rayon pose davantage de problèmes. La mission NICER (Neutron-star Interior Composition Explorer), lancée en juin 2017, permet pour la première fois d'avoir une mesure fiable du rayon. Le principe repose sur la non-uniformité de la température de la surface de l'étoile, en raison de la présence d'un ou deux "hot spots" de typiquement $\sim 5\text{km}$ de rayon, causé par des courants de retour au niveau des pôles ([19]). La température vaut typiquement 10^5 K sur l'ensemble de la surface et 10^6 K sur le(s) hot spot(s). L'émission thermique est donc pulsée. Le fort champ gravitationnel de l'étoile à neutrons entraîne un effet de lentille gravitationnelle. Ces effets de la relativité générale sont modélisés et ajustés grâce à une mesure de grande précision du profil des pulsations thermiques (voir figure 1.5).

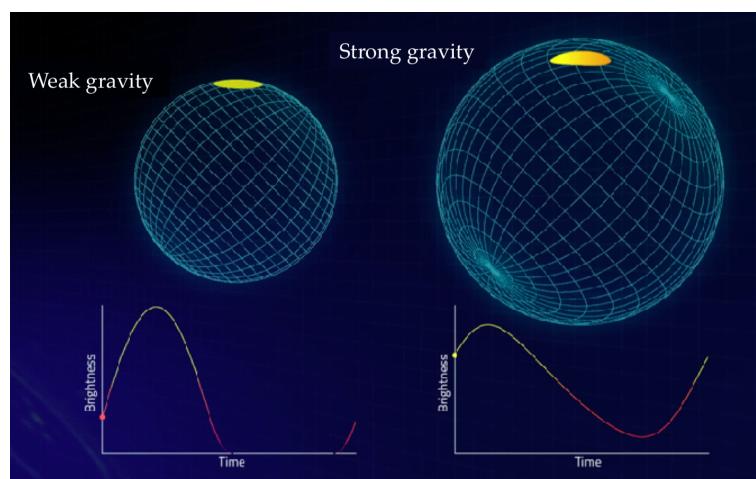


FIGURE 1.5 – Credit : S. Morsink, NASA

Cette méthode permet de déduire le rayon de l'étoile. Longtemps estimé à ~ 10 km, les estimations de NICER ont récemment revu cette valeur à la hausse, à ~ 12 -15 km, ce qui reste à confirmer [20]. Le grand intérêt de mesurer M et R indépendamment est de pouvoir contraindre l'équation d'état (voir partie 1.4.4.3).

1.4 Les étoiles à neutrons, des objets compacts

Les étoiles à neutrons font partie de la catégorie des objets compacts, avec les naines blanches et les trous noirs, qui forment à eux trois le cimetière stellaire. Dans cette partie, nous donnons un aperçu rapide de l'évolution stellaire et de ses stades finaux, avec un focus plus important sur les étoiles à neutrons.

1.4.1 La compacité

La compacité est définie ainsi :

$$\Xi = \frac{GM}{Rc^2} = \frac{R_{\text{Schwarzschild}}}{2R}$$

C'est un paramètre qui peut se calculer pour n'importe quel corps physique et qui permet notamment d'estimer la qualité de l'approximation newtonienne, ou si au contraire, l'objet doit absolument être traité dans le cadre de la relativité générale.

	Terre	Soleil	Naine blanche	Étoile à neutrons	Trou noir
Masse M (kg)	6×10^{24}	2×10^{30}	$\sim M_{\odot}$	$\sim 2 - 3M_{\odot}$	$\sim \text{qq } M_{\odot}$
Rayon R (km)	6×10^3	7×10^5	5×10^3	~ 12	~ 10
Densité moyenne ρ (g/cm ³)	7	1.5	4×10^6	10^{15}	non définie
$R_{\text{Schwarzschild}}$	9 mm	3 km	~ 3 km	~ 6 km	~ 10 km
Compacité Ξ	10^{-9}	10^{-6}	3×10^{-4}	0.3	0.5

TABLE 1.1 – Quelques valeurs de Ξ et de ρ pour différents astres. Dans le cas du trou noir, si on choisit le rayon de Schwarzschild comme valeur de R , on obtient $\Xi = 0.5$ (et $\Xi = 1$ pour un trou noir de Kerr).

Les naines blanches sont un cas limite, où l'approche newtonienne se justifie encore très bien, mais qui peuvent quand même être considérées comme des objets compacts. Les étoiles à neutrons sont le dernier stade de compacité avant le trou noir et doivent absolument être traités dans le cadre de la relativité générale, comme nous le détaillons dans la partie 1.4.4.

1.4.2 Les stades finaux de l'évolution stellaire

Nous décrivons dans les très grandes lignes le début du cycle de vie d'une étoile, dont la naissance est un problème ardu, tandis que la suite de l'évolution est bien mieux comprise.

Le milieu interstellaire est constitué de gaz (très majoritairement de l'hydrogène) et de poussière, en équilibre hydrostatique entre la pression du gaz et la gravité. La gravité étant une force uniquement attractive, les fluctuations de densité dans l'espace croissent avec le temps. La pression gravitationnelle augmente et finit par dépasser localement ce que la pression du gaz peut supporter. Souvent déclenché par le passage d'une onde de choc de supernova, l'effondrement gravitationnel du nuage peut donner naissance à des centaines d'étoiles en se fractionnant.

Suite à cette compression, la température au cœur des étoiles atteint 15 millions de degrés. L'hydrogène fusionne en hélium, et la pression thermique générée par les réactions nucléaires rentre en équilibre hydrostatique avec la gravité. Cela marque le début de la vie d'une étoile et son entrée sur la séquence principale.

Au cours de la séquence principale, cet équilibre est stable : si l'étoile se contracte, la température augmente et les réactions nucléaires sont plus nombreuses, ce qui dilate l'étoile. Inversement, si l'étoile se dilate, la température diminue, les réactions nucléaires se raréfient et la gravité comprime l'étoile.

Les étoiles ont une masse allant environ de $0.1M_{\odot}$ à $100M_{\odot}$. En-dessous de $0.1M_{\odot}$, on a une naine brune, un stade intermédiaire entre une planète gazeuse et une étoile, lorsque le terme de pression de radiation des réactions nucléaires n'est plus le terme de pression dominant. La limite supérieure correspond au cas où l'étoile atteint la luminosité d'Eddington : les termes de radiation sont trop forts pour que les couches externes restent liées à l'étoile, et elles sont expulsées.

Après quelques $\sim 10^{7-9}$ années, l'hydrogène se raréfie au centre, ce qui entraîne une baisse du taux de fusion nucléaire. Les étoiles quittent alors la séquence principale et différents scénarios sont susceptibles de se produire. Plus le cœur s'épuise en hydrogène, plus il se contracte sous l'effet de la gravité. La température augmente, ce qui fait monter le taux de fusion nucléaire et repousse les couches externes plus loin, dilatant l'étoile. L'énergie totale émise par l'étoile augmente, mais l'énergie par unité de surface diminue. C'est pourquoi les étoiles deviennent des géantes rouges à la fin de leur vie, ou des supergéantes rouges pour les plus massives. Plus l'étoile est massive, plus la pression sur son cœur est élevée, plus la température maximale est élevée, et plus elle peut fusionner des éléments lourds. Les étoiles les plus massives finissent leur vie avec un cœur de fer à 10 milliards de degrés.

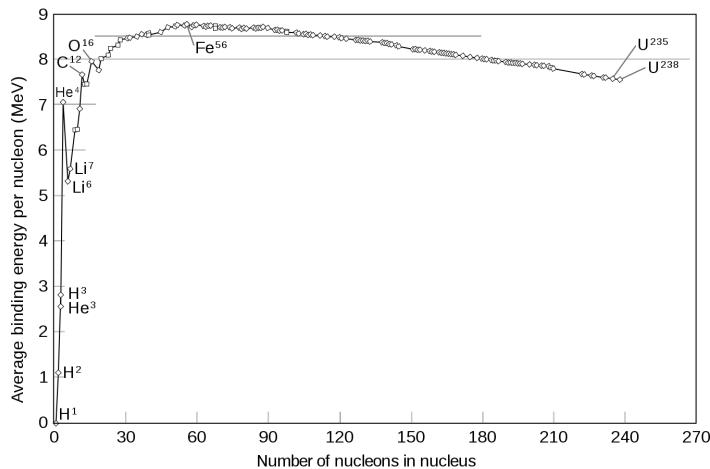


FIGURE 1.6 – Énergie de liaison par nucléon dans les atomes. (Wikipedia, domaine public.)

Le fer est l'élément où l'énergie de liaison par nucléon est la plus forte (voir figure 1.6) donc une réaction de fusion (ou de fission) nucléaire à partir du fer ne peut pas dégager de l'énergie (au contraire, elle en consomme).

L'évolution finale dépend essentiellement de la masse des étoiles. Cependant, d'autres facteurs peuvent avoir une influence, notamment dans les cas limites, comme la métallicité, la présence d'un compagnon ou la vitesse angulaire ([21]).

L'abondance relative des éléments dans l'Univers, montrée figure 1.8, résulte du cycle de vie et de mort des étoiles, non seulement en raison des fusions nucléaires qui créent des éléments jusqu'au fer, mais également à cause de processus de création

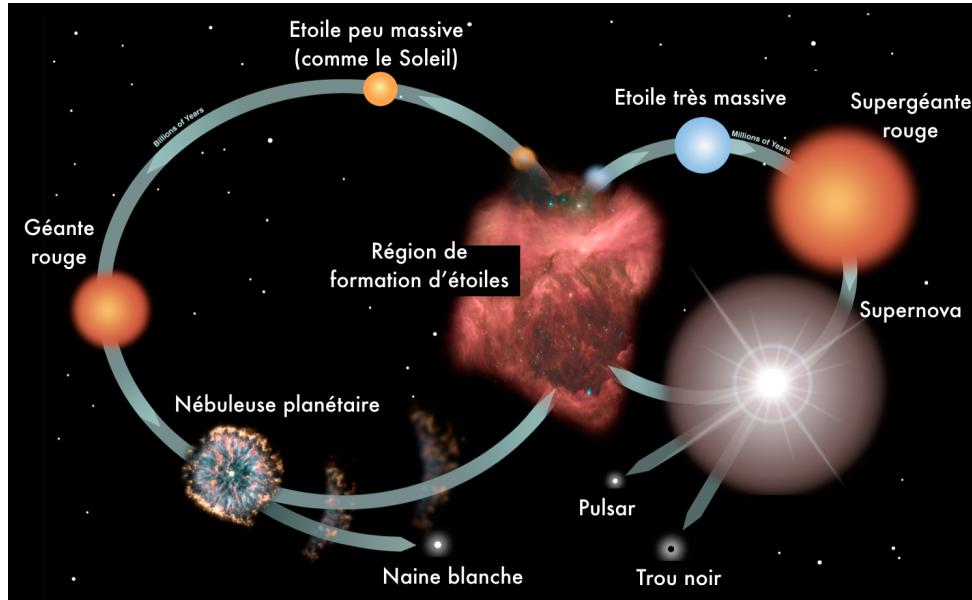


FIGURE 1.7 – Illustration du cycle de l'évolution stellaire. Les étoiles de masse $\lesssim 8M_{\odot}$ deviennent des naines blanches, les étoiles de masse $[8M_{\odot}, 30M_{\odot}]$ des pulsars et les plus massives des trous noirs. Les étoiles massives et les supernovae augmentent la métallicité du milieu interstellaire. Crédit : la NASA et le Night Sky Network.

d'éléments au-delà du fer qui surviennent à la fin de la vie des étoiles. Les processus *r* (pour *rapides*) consistent en des captures de neutrons par des noyaux, à un rythme plus élevé que leur temps caractéristique de désintégration β . Les noyaux s'enrichissent très rapidement avant de se désintégrer en éléments stables et très lourds. Ce processus nécessite d'avoir un flux de neutrons important. On pense que ces processus ont lieu dans les supernovae, malgré certaines questions encore en suspens. Les processus *s* (pour *slow*), qui ont lieu dans des géantes rouges, seraient responsables de près de la moitié des éléments plus lourds que le fer.

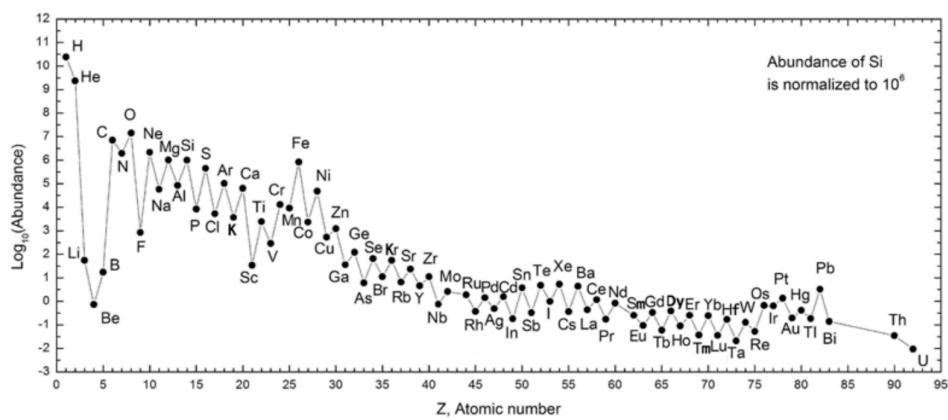


FIGURE 1.8 – Abondance relative des éléments (normalisée pour que celle du silicium soit de 10^6). L'hydrogène et l'hélium, créés dans l'Univers primordial, sont nettement plus abondants que tous les autres. Les éléments ayant un nombre atomique pair sont plus abondants à partir de $Z = 4$. C'est l'effet d'Oddo-Harkins qui s'explique par l'appariement des spins $1/2$.

1.4.3 Les naines blanches

Pour une étoile de masse inférieure à $\sim 8 M_{\odot}$, le stade final de l'évolution stellaire est la naine blanche.⁹ Une fois les réactions de fusion nucléaires finies, la gravité comprime fortement l'étoile jusqu'à rentrer en équilibre avec la pression de dégénérescence des électrons.

Leur composition chimique dépend de l'avancement dans les cycles de réactions nucléaires, et donc de la masse, de l'étoile passée. Les naines blanches les plus légères n'ont pas encore eu le temps de se former (l'Univers a 13.8 milliards d'années et les étoiles légères peuvent vivre ~ 50 milliards d'années), mais elles devraient être constituées essentiellement d'hydrogène et d'hélium. Les étoiles plus massives peuvent faire de la fusion nucléaire d'éléments un peu plus lourds. Par exemple, le Soleil devrait finir sa vie avec un cycle de production nucléaire CNO. Les naines blanches qui s'ensuivent comportent donc aussi carbone, oxygène et azote. Enfin, les plus massives comprennent aussi du magnésium et d'autres éléments.

Une naine blanche émet de la lumière en raison de sa température de surface très élevée, mais cette radiation la refroidit. Passé un certain âge, les naines blanches cessent d'émettre une radiation aussi intense et sont alors appelées naines noires. Mais les naines noires sont des objets hypothétiques, car le temps de refroidissement est plus long que l'âge de l'Univers.

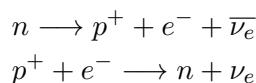
1.4.4 Étoiles à neutrons

1.4.4.1 Description

Les étoiles qui deviennent des étoiles à neutrons sont celles dont la masse est comprise entre $\sim 8 M_{\odot}$ et $\sim 30 M_{\odot}$. La gravité est plus forte que le terme de pression de dégénérescence, et l'effondrement du cœur continue vers des densités encore bien plus élevées.

En typiquement 200 ms, le cœur de l'étoile massive se réduit à une boule d'une dizaine de kilomètres de diamètre¹⁰. La densité de l'étoile approche alors celle du liquide nucléaire, et l'interaction forte rentre en jeu.

À de telles densités, la matière ne ressemble plus du tout à celle que l'on connaît sur Terre. Dans les noyaux, la désintégration du neutron et la capture électronique forment un équilibre qui aboutit à une certaine proportion de protons et de neutrons :



9. La première naine blanche à être découverte est 40 Eridani B en 1783 dans un système triple, suivie de Sirius B, en 1862 dans un système double, puis celle de van Maanen en 1917, isolée. Classées comme des étoiles de faible luminosité, elles intriguent en raison de leur spectre qui s'apparente à celui d'étoiles beaucoup plus lumineuses. Eddington commente rétrospectivement en 1927 : We learn about the stars by receiving and interpreting the messages which their light brings to us. The message of the Companion of Sirius when it was decoded ran : "I am composed of material 3,000 times denser than anything you have ever come across; a ton of my material would be a little nugget that you could put in a matchbox." What reply can one make to such a message? The reply which most of us made in 1914 was – "Shut up. Don't talk nonsense."

10. Le rapport des rayons entre une naine blanche et une étoile à neutrons correspond au rapport entre les longueurs d'onde de De Broglie d'un neutron et d'un électron.

Dans une étoile à neutrons, à cause de la pression de dégénérescence des électrons, la désintégration du neutron devient bien plus coûteuse, puisqu'il faut fournir l'énergie de Fermi de l'électron à produire. On assiste donc à une neutronisation globale de la matière.

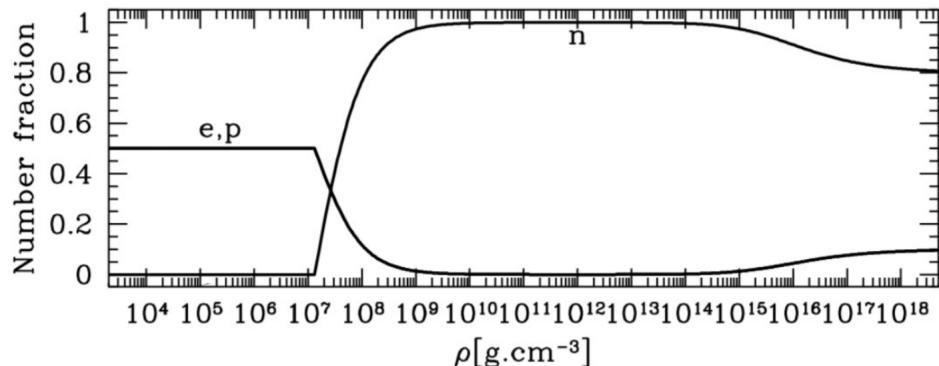


FIGURE 1.9 – Fraction de neutrons et celle des protons/électrons dans la matière en fonction de la densité. Source : Frédéric Daigne.

De plus, certaines particules habituellement instables, comme les muons, deviennent stables, puisque leur désintégration en électrons devient défavorable énergétiquement. C'est pourquoi la composition du cœur d'une étoile à neutrons pourraient faire intervenir de la matière exotique, constituée de kaons, de pions, etc.

1.4.4.2 Structure

Une étoile à neutrons a une structure en couches que nous décrivons de l'extérieur vers l'intérieur et qui est illustrée figure 1.10.

L'atmosphère de l'étoile est très fine, entre quelques millimètres et quelques centimètres. Elle est principalement composée d'hydrogène et d'hélium et peut-être aussi de carbone. [22]

La surface de l'étoile fait quelques centimètres d'épaisseur où la densité est plus faible que la densité de neutronisation ($\sim 10^{6-7} g \cdot cm^{-3}$) et la température proche de la température de condensation du plasma. Elle serait donc constituée d'un océan de métal liquide ou éventuellement cristallisé.

L'écorce ou la croûte est divisée en deux parties. Dans la partie externe, la capture électronique par les noyaux lourds les enrichit en neutrons. Sur quelques centaines de mètres d'épaisseur, les noyaux (de plus en plus riches en neutrons avec la profondeur) s'organisent en réseau. La transition entre les deux parties correspond au moment où la densité devient supérieure à la densité ρ_{ND} (Neutron Drip) $\sim 4 \times 10^{11} g \cdot cm^{-3}$, au-dessus de laquelle les neutrons s'échappent des noyaux. Dans la partie interne, la matière ne ressemble à rien de ce qu'on peut reproduire en laboratoire, mais on suppose que les neutrons se trouvent dans un état superfluide et que les noyaux sont très déformés, aplatis.

Le cœur contient 99% de la masse de l'étoile à neutron et reste très mystérieux. Dans la partie externe du cœur, les noyaux se dissolvent en neutrons et en protons et la matière est superfluide et superconductrice. À partir de $0.5 \times \rho_0$ (où $\rho_0 \sim 2.7 \times 10^{14} g \cdot cm^{-3}$ est la densité de saturation nucléaire), l'énergie de Fermi des électrons devient proche de l'énergie de masse des muons, rendant les muons stables. Dans la partie interne, on peut avoir $10 \times \rho_0$ pour des étoiles massives. La composition de la matière devient très spéculative, mais plusieurs scénarios ont été envisagés. On

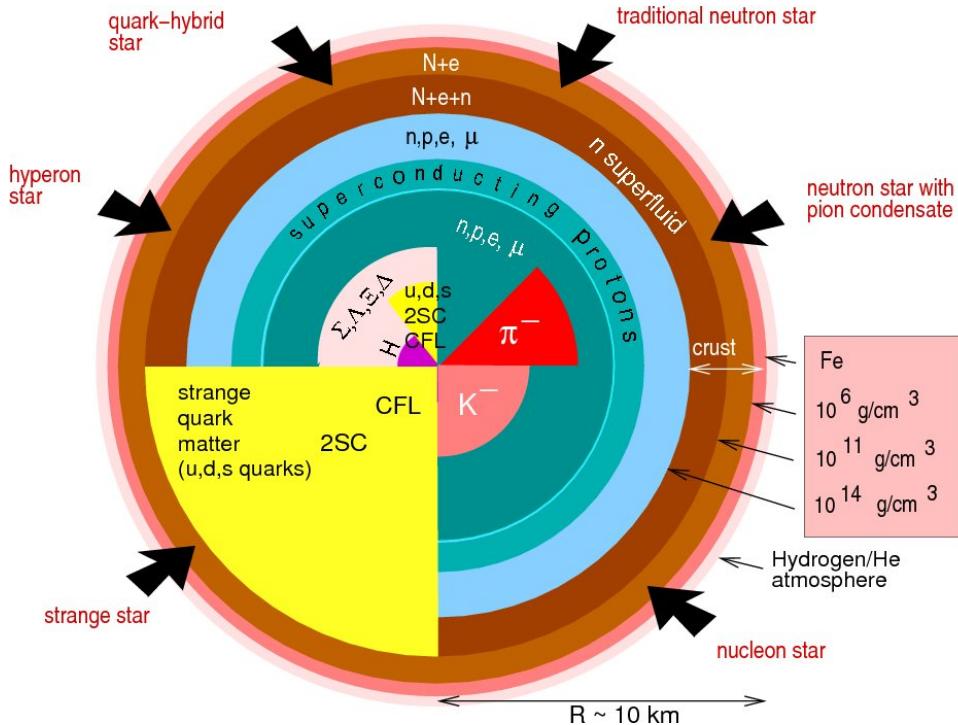


FIGURE 1.10 – Schéma de la structure d'une étoile à neutrons d'après différents modèles.

pourrait y trouver des hypérons, ou bien un condensat de Bose-Einstein des mésons, ou encore un mélange de quarks déconfinés et de gluons [23].

1.4.4.3 Équations de la métrique et équations d'état

La compacité élevée des étoiles à neutrons signifie que le traitement du problème doit se faire dans le cadre de la relativité générale. Un ensemble de trois équations surnommées TOV (Tolman - Oppenheimer - Volkoff) décrivent la métrique du problème. Si r (m) désigne la distance au centre de l'étoile à neutrons, $m(r)$ (kg) est la masse en fonction du rayon, $P(r)$ (Pa) la pression, $\rho(r)$ (kg/m^3) la densité et $\phi(r)$ (m/s^2) le potentiel gravitationnel.

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r)$$

$$\frac{d\phi(r)}{dr} = \left(1 - \frac{2Gm(r)}{rc^2}\right)^{-1} \left(\frac{Gm(r)}{r^2} + \frac{4\pi GrP(r)}{c^2}\right)$$

$$\frac{dP(r)}{dr} = - \left(\rho(r) + \frac{P(r)}{c^2}\right) \frac{d\phi}{dr}$$

Quatre quantités sont invoquées dans ces trois équations. C'est l'équation d'état qui lève la dégénérescence du problème.

Les équations d'état sont généralement représentées dans des diagrammes masse-rayon. Pour en tracer un, la méthode consiste à faire varier ρ et de calculer TOV et

de tracer masse-rayon. Comme on le voit sur la figure 1.11, cela permet d'éliminer des modèles grâce aux mesures d'étoiles massives.

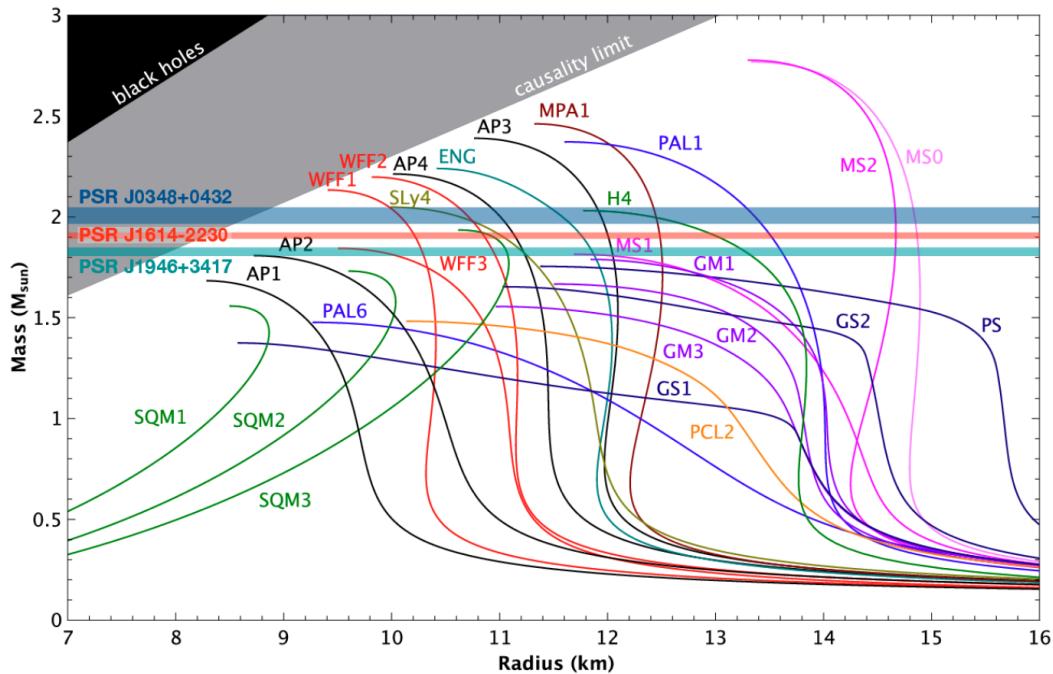


FIGURE 1.11 – Masses mesurées de trois étoiles à neutron, représentées par les lignes horizontales, et diagramme masse-rayon pour différentes équations. Si une équation d'état n'admet aucune configuration où la masse correspond à une masse mesurée, elle est exclue. Les courbes en vert à gauche correspondent aux étoiles à quarks. Figure de Norbert Wex tabulée sur LATTIMER et PRAKASH [24].

Les observables qui permettent de contraindre l'équation d'état sont la masse et le rayon, introduits dans la section 1.3.4, comme le montre la figure 1.11. Pour cette raison, le lancement de NICER permet de mettre à jour les contraintes sur les possibles équations d'état, avec des courbes plus raides que ce qui était envisagé précédemment.

1.4.4.4 Autres effets de la relativité générale

Nous avons mentionné à la section 1.3.5 un effet de lentille gravitationnelle sur l'émission de la surface de l'étoile à neutron qui est utilisé notamment par la mission NICER pour une mesure précise du rayon.

Dans les autres effets notables de la relativité générale (HAENSEL [25]), on trouve le décalage gravitationnel vers le rouge¹¹ :

$$\omega_\infty = \omega \sqrt{1 - \frac{R_S}{R}} \sim 0.7 \times \omega$$

Un autre effet concerne le diamètre apparent à l'infini :

$$R_\infty = \frac{R}{\sqrt{1 - \frac{R_S}{R}}} \sim 1.4 \times R$$

11. Un petit homme vert (520 nm) serait vu comme rouge sombre (730 nm).

De même, la luminosité de l'émission de surface est diminuée :

$$L_\infty = L \left(1 - \frac{R_S}{R} \right) \sim 0.5 \times L$$

Mais le phénomène lié à la relativité générale le plus remarquable est sans doute l'émission d'ondes gravitationnelles en cas de fusion de deux étoiles à neutrons, dont la première détection de ce type a eu lieu en août 2017 [26]. Les très fortes déformations de marées dans les derniers instants avant la fusion pourront renseigner dans le futur sur la masse et le rayon des deux corps, ce qui pourra aider à contraindre l'équation d'état.

1.4.5 Trous noirs stellaires

Pour une étoile de masse supérieure à $\sim 30M_\odot$, l'interaction forte entre les neutrons ne permet plus de résister à la pression gravitationnelle et on a la formation d'un trou noir.

Ces dernières années ont été marquées par la première mesure de l'interféromètre LIGO d'ondes gravitationnelles émises par la fusion de deux trous noirs, GW150914. À peine trois ans plus tard, le premier catalogue de signaux gravitationnels est publié par LIGO et Virgo, contenant dix fusions de trous noirs et la fusion d'étoiles à neutrons suscitée (GW170817) [27].

En avril 2019, un événement détecté dans O3 (la troisième période de prise de données de LIGO, avec Virgo) pourrait correspondre à une fusion de trou noir et d'étoile à neutrons [28].

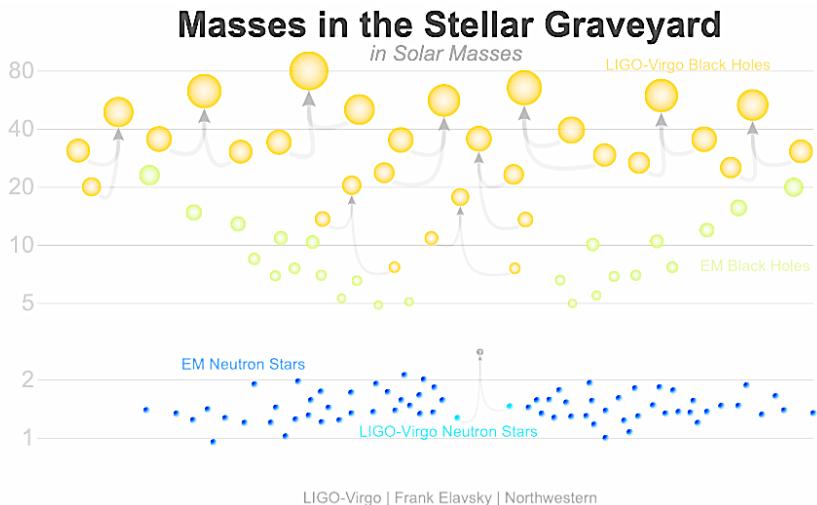


FIGURE 1.12 – Négatif de l'image de LIGO-Virgo avec les 11 détections du premier catalogue ([27]) et les masses des objets compacts avant et après la fusion.

1.5 Environnement d'un pulsar : vent de pulsar et nébuleuse

L'explosion de la supernova qui marque la naissance d'un pulsar est très brève, mais l'onde de choc créée par l'explosion balaie le milieu environnement, interagit avec lui et forme un vestige de supernova ou SNR (SuperNova Remnant).

Au sein de ce vestige, le pulsar injecte une grande quantité d'énergie sous la forme d'un vent de particules relativistes. Ce vent génère une nébuleuse à vent de pulsar, ou PWN (Pulsar Wind Nebula), comme celle du Crabe, visible en rayons X dans la figure 1.13.

De façon très schématique, on peut décrire l'environnement d'un pulsar comme une structure en couche : le pulsar est au centre, il alimente un vent qui crée un PWN, le tout au sein de la coquille du SNR. En réalité, comme on le discutera, le pulsar peut être sorti de sa nébuleuse (à partir d'un temps t_{sortie} tel que $t_{\text{sortie}} = R_{\text{SNR}}(t_{\text{sortie}})v_{\text{pulsar}}(t_{\text{sortie}})$). Il peut aussi arriver que la coquille du SNR se dilue tellement qu'elle n'est plus détectable, si l'environnement a une densité très faible.

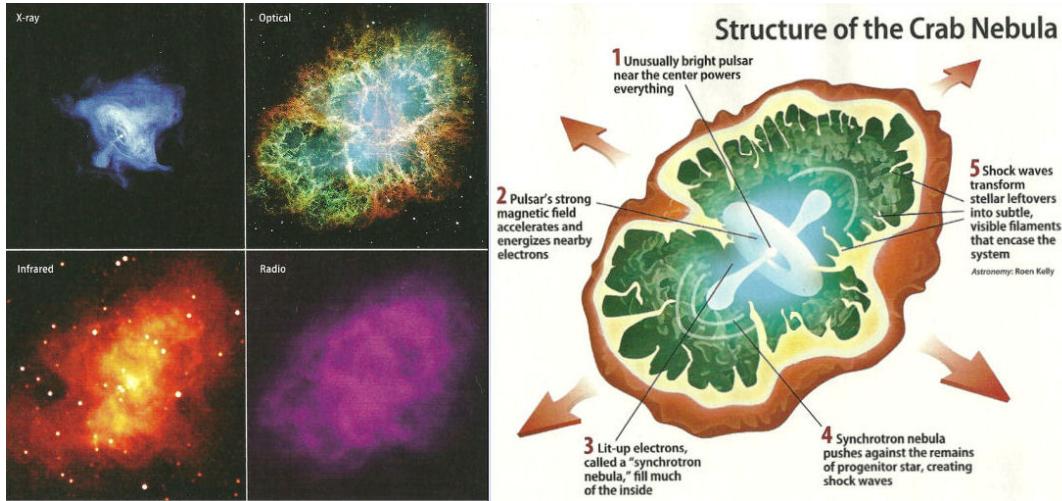


FIGURE 1.13 – À gauche : images de la nébuleuse du Crabe en rayons X (en haut à gauche) par le télescope Chandra, en visible (en haut à droite) par le télescope Hubble, en infrarouge (en bas à gauche) et en radio (en bas à droite). À droite : schéma de la structure de la nébuleuse du Crabe. Le pulsar, au centre, est trop petit pour être vu. La PWN correspond à l'image en haut à gauche, tandis que les trois autres montrent la SNR.

1.5.1 Rémanents de supernova

Il existe deux types de supernovas : les supernovas thermonucléaires et les supernovas à effondrement de cœur (survenant à la fin de la vie d'une étoile ayant une masse supérieure à $\sim 8M_{\odot}$)¹². Dans cette thèse, ce sont plutôt ces dernières qui nous intéressent, car ce sont celles qui surviennent au moment de la naissance d'une étoile à neutron. Elles ont été postulées pour la première fois en même temps que les étoiles à neutrons par BAADE et ZWICKY [29]. Ils suggèrent de séparer les "super-novae" des novae ordinaires et que les premières aient lieu dans la transition d'une étoile à une étoile à neutrons. Le mécanisme exact reste encore relativement mal compris.

12. Les supernovas thermonucléaires surviennent dans des systèmes binaires avec une naine blanche et une étoile compagne, généralement une géante en fin de vie dont l'expansion des couches externes la fait déborder de son lobe de Roche. De la matière est alors accrétée par la naine blanche ; or celle-ci ne peut pas rester stable au-delà de la limite de Chandrasekhar. L'effondrement gravitationnel va engendrer une suite de réactions thermonucléaires et l'étoile explose entièrement, sans laisser de cadavre. Comme l'amorçage de l'explosion a lieu dans des conditions assez précisément définies, ces explosions ont un spectre très similaire. Elles sont utilisées comme des chandelles standards permettant de mesurer les distances aux échelles extragalactiques.

Les rémanents de supernova passent par trois phases après que l'explosion soit passée [30].

La phase d'expansion libre dure ~ 500 ans. Dans ce premier temps, les couches externes de l'étoile expulsées à des vitesses de l'ordre de quelques milliers de kilomètres par seconde (v_0) et se propagent sans ralentir. Le rayon de la SNR est donc simplement $v_0 t$. À partir d'une certaine quantité de matière balayée sur le passage de l'onde de choc (lorsqu'elle devient comparable à la matière éjectée), une onde de rebond vers l'intérieur commence à ralentir les éjectas.

La phase de Sedov-Taylor est également appelée phase adiabatique car l'énergie peut être considérée comme conservée. Elle dure typiquement $\sim 10^4$ ans. L'onde de choc ralentit, la matière balayée par l'explosion commençant alors à dominer par rapport à la matière éjectée. Sa vitesse est donnée par $v_c(t) = v_0(t_{\text{sed}}/t)^{3/5}$ où $t_{\text{sed}} \sim 500$ ans est le temps mis pour arriver au début de cette phase [31].

La phase radiative, le dernier stade, correspond aux pertes d'énergies par radiation qui deviennent significatives. La matière du milieu interstellaire crée une coquille froide, poussée de l'intérieur par de la matière chaude. La vitesse d'expansion est donnée par $v_c(t) = v_0(t_{\text{sed}}/t_{\text{rad}})^{0.6}(t_{\text{rad}}/t)^{0.69}$ [31].

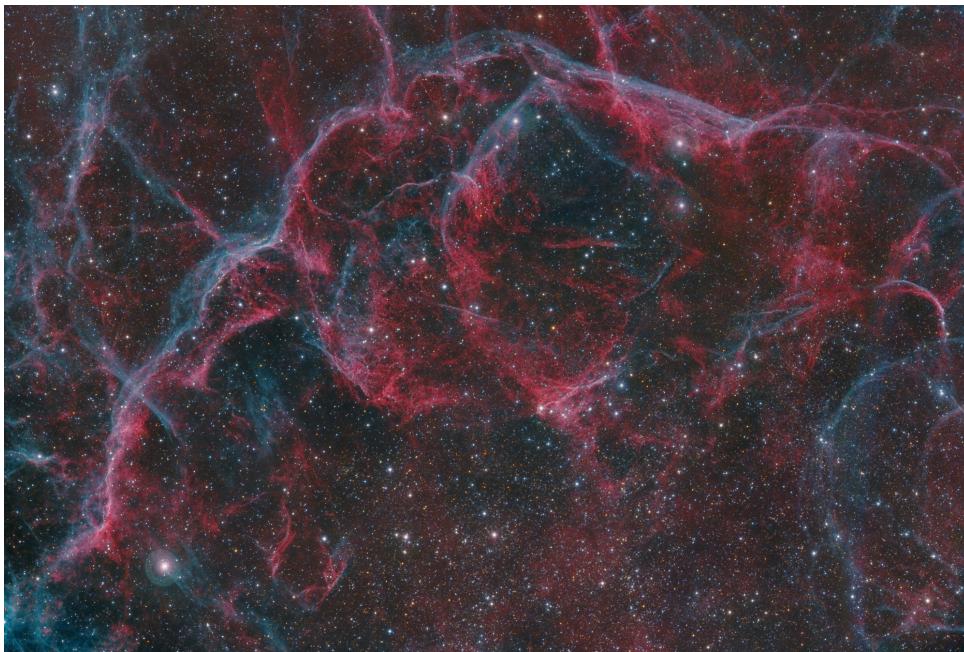


FIGURE 1.14 – Photo de la partie Nord du vestige de supernova de Vela prise en Namibie par Harel Boren avec un long temps d'exposition (11h40).

1.5.2 Nébuleuses de vent de pulsar ou pléions

1.5.2.1 Le vent du pulsar

La zone dite du vent du pulsar commence conventionnellement à la fin de la magnétosphère, au cylindre de lumière (défini partie 1.6.2) et s'étend jusqu'au choc terminal qui marque le début de la nébuleuse de vent de pulsar. C'est dans ce vent, davantage que dans l'émission électromagnétique, qu'une partie significative de l'énergie du pulsar est dissipée. La structure du vent est décrite dans la partie 1.6.3.

Près de la magnétosphère, on sait que l'énergie se trouve essentiellement sous forme magnétique (le paramètre de magnétisation σ , c'est-à-dire le ratio entre le

vecteur de Poynting et le flux d'énergie des particules, est très supérieur à 1). On sait également qu'en revanche, près du front de choc, l'énergie du vent se trouve essentiellement sous forme cinétique ($\sigma \ll 1$). Or une décroissance significative du paramètre σ est exclue par l'approche MHD (TOMIMATSU [32]) : c'est le σ -problème.

Cependant, la prise en compte des effets de reconnection magnétique (expliqué partie 2.2.2) pourrait aider à résoudre ce problème (PETRI et LYUBARSKY [33]). Des simulations PIC (voir 1.6.5) menées par CERUTTI et PHILIPPOV [34] en 2017 montrent que le processus de reconnection magnétique joue un rôle majeur dans le transfert d'énergie magnétique en énergie cinétique. La distance caractéristique à laquelle la dissipation a lieu serait caractérisée par le moment où l'épaisseur de la couche de la feuille de courant atteint une taille comparable à la longueur d'onde du vent strié (introduit partie 1.6.3). Cela contraste avec des résultats de LYUBARSKY et KIRK [35] en 2001 qui expliquent aussi la dissipation par reconnection magnétique mais qui estiment le lieu caractéristique où cela se produit beaucoup plus loin.

1.5.2.2 La nébuleuse de vent de pulsar



FIGURE 1.15 – Nébuleuse de vent de pulsar de Vela, par le télescope à rayons X Chandra.

La nébuleuse formée par le vent du pulsar se développe autour de lui et, dans le cas d'un pulsar jeune avec un SNR composite¹³, au centre du vestige. Comme l'onde de choc initiale de la supernova se déplace bien plus rapidement que le pulsar, celui-ci se trouve toujours près du centre au début de sa vie.

La morphologie et l'évolution temporelle d'un PWN dépendent du pulsar par l'intérieur (taux d'injection d'énergie, champ magnétique du pulsar, composition du vent) et du milieu environnant (composition, choc retour du SNR) par l'extérieur.

Si le pulsar quitte la nébuleuse (le PWN puis le SNR), il laisse derrière lui un vestige de PWN, et forme autour de lui une nouvelle nébuleuse. Celle-ci a en générale une forme cométaire avec un choc en arc à l'avant du fait du déplacement du pulsar dans le milieu interstellaire [36].

13. C'est-à-dire un SNR avec PWN. Il existe des SNR sans PWN : les vestiges des supernovae thermonucléaires, ceux dont l'objet compact est un trou noir, ceux dont le pulsar a quitté le SNR à cause de sa vitesse propre...

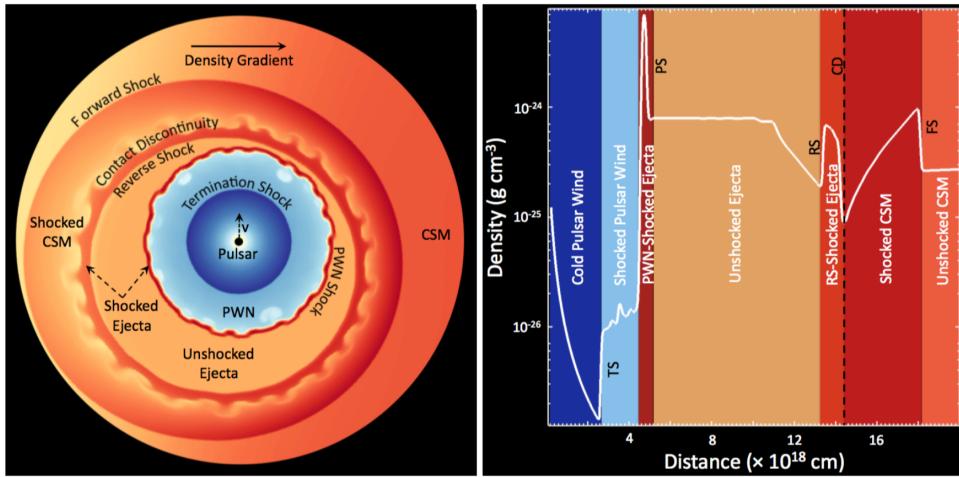


FIGURE 1.16 – Gauche : Simulation hydrodynamique d'une nébuleuse à vent de pulsar en expansion dans un rémanent de supernova, lui-même en expansion dans un milieu circumstellaire doté d'un gradient de densité vers la droite. Le pulsar se déplace vers le haut. Le reverse shock se propage vers l'intérieur, approchant la PWN de préférence par le coin haut/droit en raison de la vitesse propre du pulsar et du gradient de densité du milieu. Droite : profil radial de densité où les régions colorées correspondent aux régions physiques identifiées dans l'image de gauche. Issu de SLANE [37]

Comme les PWN sont alimentées par le vent du pulsar, leur luminosité est plus intense au centre. Le phénomène s'estompe après $\sim 10^4$ ans. Elles sont caractérisées par un flux polarisé qui signe un rayonnement synchrotron. En radio leur spectre suit une loi de type $S_\nu \propto \nu^\alpha$ et l'indice $\alpha \sim -0.3/0$. Des observations en rayons X montrent le plus souvent une structure en tores et en jets comme sur la figure 1.15. Le spectre en rayons X est exprimé par $N_E \propto E^{-\Gamma}$ avec $\Gamma \approx 2$. Des observations dans le domaine du TeV ont mis en évidence une émission associée de très haute énergie : un catalogue d'une vingtaine de sources détectées par H.E.S.S. et d'autres instruments a été publié en 2017 [38]. L'indice moyen du spectre dans ce catalogue au TeV est de 2.3. Un décalage assez fréquent entre la position du pulsar et celle de l'émission au TeV de la nébuleuse s'explique par une combinaison de la vitesse propre du pulsar et par l'asymétrie des PWN. Plus de détails sur ces questions sont rédigés dans la section consacrée à Vela X partie 4.1.3.

En faisant l'hypothèse que la pression interne de la nébuleuse à vent de pulsar P_{PWN} et la pression dynamique du vent sont égales au niveau du front de choc, on peut exprimer le rayon du front de choc (celui entre le vent du pulsar et le PWN) :

$$r_{\text{choc}} = \sqrt{\frac{\dot{E}}{4\pi c P_{\text{PWN}}}}$$

Avec \dot{E} le taux de perte d'énergie du pulsar et $P_{\text{PWN}} = B_{\text{PWN}}^2/8\pi$ l'énergie magnétique interne de la nébuleuse.

On peut aussi exprimer le rayon du PWN lui-même qui dépend de l'énergie de la supernova E_{SN} , de la masse de l'éjecta M_{ej} , du taux de perte d'énergie initiale \dot{E}_0 et du temps :

$$r_{PWN} = 1.5 \dot{E}_0^{1/5} E_{SN}^{3/10} M_{ej}^{-1/2} t^{6/5}$$

$$r_{PWN} = 1.1 \text{pc} \left(\frac{\dot{E}_0}{10^{38} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{erg}} \right)^{3/10} \left(\frac{M_{ej}}{10 M_{\odot}} \right)^{-1/2} \left(\frac{t}{10^3 \text{yr}} \right)^{6/5}$$

Si le milieu est inhomogène, la masse balayée n'est pas la même dans toutes les directions et le PWN peut être asymétrique pour ces raisons, avec un rayon plus faible là où la matière est la plus dense.

1.6 Modélisation des pulsars

1.6.1 Le dipôle tournant dans le vide

Le modèle du dipôle en rotation dans le vide est un modèle très simple, voire erroné : les pulsars ne sont pas dans le vide, comme on le montrera dans la section suivante. Mais il est logique de commencer par un modèle simple, et c'est également le premier modèle historiquement. Malgré sa simplicité, il permet de retrouver, avec quelques principes physiques de base, les caractéristiques des diagrammes $P - \dot{P}$. Il reste utilisé pour déduire l'âge et le champ magnétique des pulsars à partir de leur période et de sa dérivée.

Les hypothèses sont les suivantes : l'étoile à neutron est en rotation solide avec un moment d'inertie I , son champ magnétique B est celui d'un dipôle, constant, formant un angle α , constant également, avec l'axe de rotation. La source d'énergie est uniquement l'énergie cinétique de rotation E_{rot} et le seul mécanisme de freinage est la perte d'énergie par radiation électromagnétique \dot{E}_{em} .

On part de la conservation de l'énergie :

$$\dot{E}_{\text{rot}} + \dot{E}_{\text{em}} = 0$$

L'énergie cinétique de rotation s'exprime simplement par $E_{\text{rot}} = I\Omega^2/2$ donc :

$$\dot{E}_{\text{rot}} = I\Omega\dot{\Omega}$$

La puissance rayonnée est celle d'un dipôle de moment \vec{m} en mouvement accéléré :

$$\dot{E}_{\text{em}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2}{3c^2} \vec{m}^2$$

Calculons \vec{m} . Choisissons un système de coordonnées cartésiennes tel que Oz soit l'axe de rotation. Nommons α l'angle entre le moment dipolaire et l'axe de rotation.

On a donc :

$$\vec{m} = m[\cos \alpha \vec{e}_z + \sin \alpha (\cos(\Omega t) \vec{e}_x + \sin(\Omega t) \vec{e}_y)]$$

Donc :

$$\ddot{\vec{m}} = -m\Omega^2 \sin \alpha (\cos(\Omega t) \vec{e}_x + \sin(\Omega t) \vec{e}_y)$$

Donc :

$$\ddot{\vec{m}}^2 = m^2 \Omega^4 \sin^2 \alpha$$

D'où :

$$\dot{E}_{\text{em}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2}{3c^2} m^2 \Omega^4 \sin^2 \alpha$$

On préfère en général faire le lien avec B_P , la valeur du champ magnétique au pôle, plutôt qu'avec le moment dipolaire m . Cherchons la relation entre les deux.

En coordonnées sphériques, les composantes du champ magnétique autour d'un dipole \vec{m} valent :

$$B_r = \frac{\mu_0 m \cos \theta}{2\pi r^3}$$

$$B_\theta = \frac{\mu_0 m \sin \theta}{4\pi r^3}$$

$$B_\phi = 0$$

Le champ magnétique au pôle, que l'on utilisera dans la suite, est donc :

$$B_P = \frac{\mu_0 m \cos 0}{2\pi R^3} = \frac{\mu_0 m}{2\pi R^3}$$

avec R le rayon de l'étoile à neutron. On a donc :

$$\dot{E}_{\text{em}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2}{3c^2} \left(\frac{2\pi R^3 B_P}{\mu_0} \right)^2 \Omega^4 \sin^2 \alpha = \frac{2\pi B^2 R^6 \Omega^4}{\mu_0 3c^2}$$

avec $B = B_P \sin \alpha$

Revenons à notre égalité entre l'énergie cinétique de rotation perdue et l'énergie électromagnétique rayonnée.

On a :

$$I\Omega\dot{\Omega} + \frac{2\pi B^2 R^6 \Omega^4}{\mu_0 3c^2} = 0$$

En remplaçant Ω par $2\pi/P$ (donc $\dot{\Omega}$ par $-2\pi\dot{P}/P^2$), on a :

$$P\dot{P} = \frac{8\pi^3 R^6 B^2}{I\mu_0 3c^2}$$

Pour la suite, posons :

$$k = \frac{8\pi^3 R^6}{I\mu_0 3c^2}$$

À partir de cette relation, on peut dériver le champ magnétique :

$$B = \sqrt{\frac{P\dot{P}}{k}}$$

Ainsi que l'âge du pulsar, en intégrant de $t = 0$ (naissance du pulsar) à $t = T$ (date actuelle) :

$$\left[\frac{1}{2} P^2 \right]_0^T = [kB^2 t]_0^T$$

$$\frac{P^2 - P_0^2}{2} = kB^2 T$$

$$P = \sqrt{P_0^2 + 2kB^2T}$$

Si on néglige P_0 (une approximation valable pour un pulsar suffisamment âgé, ou s'il a suffisamment ralenti de telle sorte que $P \gg P_0$)

$$P \approx \sqrt{2kB^2T}$$

D'où :

$$T \approx \frac{P^2}{2kB^2}$$

Le modèle du dipôle tournant dans le vide fait le lien entre le ralentissement d'un pulsar et sa perte d'énergie par radiation électromagnétique. Il permet ainsi de relier P , \dot{P} , B , T et \dot{E} . Ce sont ces relations qui sont utilisées pour afficher les lignes qui correspondent à une valeur donnée de B , T et de $\dot{E}_{\text{rot/}em}$ dans les diagrammes $P - \dot{P}$.

En revanche, il n'aborde pas du tout certains aspects des pulsars. L'hypothèse selon laquelle l'étoile à neutrons serait dans le vide est erronée (comme on le verra à la section 1.6.2). Non seulement elle n'est pas cohérente d'un point de vue physique, mais en plus elle ne permet pas de modéliser les pulsations en elles-mêmes : comment avoir des processus radiatifs sans particules émettrices quelque part autour du pulsar ?

1.6.2 La magnétosphère des pulsars

1.6.2.1 Le modèle de Golreich et Julian

Qu'un pulsar soit modélisé par un dipôle tournant dans le vide a bien sûr toujours été compris comme une approximation, mais à première vue, l'hypothèse du vide (ou en tout cas du plasma de faible densité) autour de l'étoile semble soutenue par le calcul de la force gravitationnelle qui lie les particules à l'étoile. En 1969, un calcul de GOLDREICH et JULIAN [39] a permis de comprendre à quel point cette approximation était fausse.

En effet, si un pulsar était dans le vide, cela engendrerait une différence de potentiel monstrueuse entre différents points de sa surface, et il chargerait sa magnétosphère très brutalement. Le principe de base est celui du disque de Faraday. Le disque de Faraday est un conducteur parfait en rotation dans un champ magnétique parallèle à l'axe de rotation. La force de Laplace conduit à une séparation de charge à l'intérieur. Une différence de potentiel apparaît alors entre l'axe et le bord du disque.

Or l'intérieur des étoiles à neutron est un excellent conducteur. Il en résulte une différence de potentiel électrique énorme entre deux points de la surface et une composante du champ électrique parallèle au champ magnétique. La force électrique est $\sim 10^{9/11}$ fois supérieure à la force gravitationnelle pour les protons / électrons. L'amplitude du champ électrique à la surface et la différence de potentiel associée valent typiquement :

$$E \sim R\Omega B$$

$$\Delta\Phi \sim R^2\Omega B$$

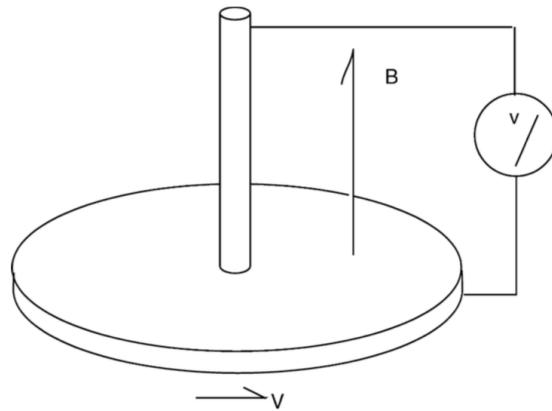


FIGURE 1.17 – Disque de Faraday. Image tirée de MICHEL et LI [40]

Pour le Crabe, cela fait une différence de potentiel de $10^{15}V$.

Dans le modèle de Golreich et Julian, le dipôle est aligné à l'axe de rotation et la magnétosphère est densément chargée. Elle est conductrice et les charges circulent librement le long des lignes de champ magnétique. La magnétosphère est en corotation avec l'étoile (si ce n'est pas le cas, une différence de potentiel apparaît qui a tendance à ralentir les parties les plus rapides et accélérer les plus lentes). La vitesse radiale augmente linéairement avec la distance à l'étoile. Lorsqu'elle atteint puis dépasse la vitesse de la lumière, il n'est plus possible pour des particules d'être en corotation avec l'étoile. Cela définit une surface limite de l'espace appelée le cylindre de lumière, de rayon $R_{CL} = c/\Omega$ et orienté autour de l'axe de rotation.

Au-delà du cylindre de lumière, la topologie des lignes de champ change et celles-ci sont contraintes de s'ouvrir.

Dans ce cadre, l'intérieur du cylindre de lumière est entièrement rempli de plasma en corotation. À partir de la relation $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$, on peut estimer la densité de charge dans l'espace en coordonnées sphériques r, θ, ϕ . Comme l'axe de rotation et l'axe du dipôle sont alignés dans le modèle, il n'y a pas de dépendance en ϕ .

On a $\rho = \epsilon_0 \nabla \vec{E}$ (S.I.) ou $\rho = \nabla \vec{E} / 4\pi c^2$ (cgs gaussian) d'où :

$$\rho_0(r, \theta) = -\frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} \frac{1}{(1 - (r \sin \theta / r_{CL})^2)}$$

Pour le Crabe on a $\rho_0 \sim 1.3 \text{ C} / \text{m}^3 \sim 8 \times 10^{18}$ particules par m^3 et pour Vela, $\rho_0 \sim 0.3 \text{ C} / \text{m}^3 \sim 2 \times 10^{18}$ particules par m^3 .

Le deuxième terme devient important près du cylindre de lumière et correspond à une modification de la structure du champ magnétique due à une correction relativiste.

Si la densité s'écarte de la densité ρ_0 , des champs électriques apparaissent qui tendent à ramener la charge à ρ_0 .

Ce modèle ne permet pas encore d'expliquer l'origine de l'émission pulsée, mais il introduit un élément important pour modéliser l'environnement proche d'un pulsar : on sait désormais qu'un potentiel électrique très fort arrache les charges et remplit une magnétosphère conductrice.

Tous les modèles qui cherchent à expliquer l'émission dans la magnétosphère sont obligés de recourir à la présence d'une cavité quelque part où un potentiel électrique puisse se développer de sorte à accélérer les particules émettrices. En effet dans un milieu conducteur toute composante du champ électrique s'évanouit alors

que dans une cavité elle peut se développer et accélérer des particules. Pour qu'une cavité puisse exister il faut un mécanisme de formation et on les localise généralement à des endroits de fuite de particules. Les modèles sont ensuite classés selon la localisation supposée des cavités : dans les calottes polaires, les cavités allongées (ou à fentes), ou les cavités externes.

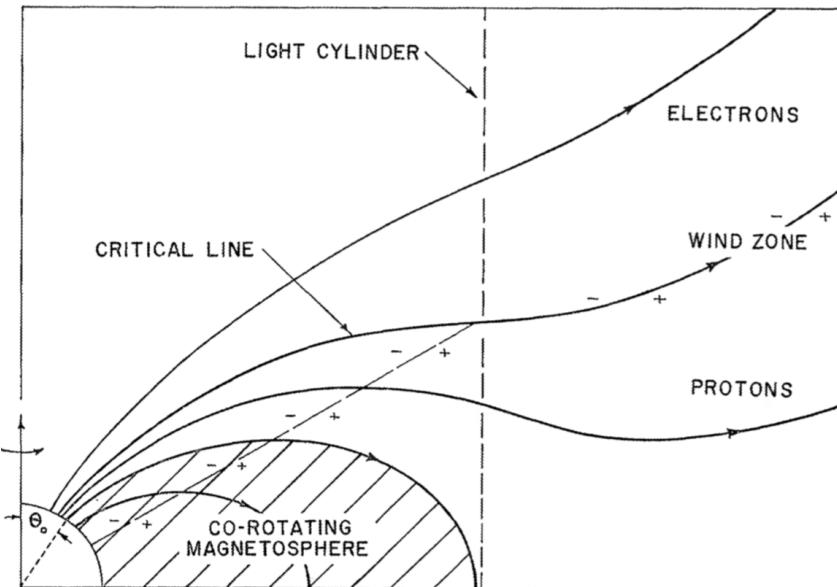


FIGURE 1.18 – Représentation de la charge de la magnétosphère dans le modèle de Golreich et Julian. En bas à gauche se trouve l'étoile à neutron. Figure extraite de GOLDRICH et JULIAN [39]

1.6.2.2 Les calottes polaires

Dans ce type de modèles, l'accélération et l'émission pulsée se situent dans les calottes polaires. Celles-ci se trouvent près des pôles, quasiment à la surface de l'étoile, là où les lignes de champ ouvertes mènent si on les remonte vers l'étoile à neutron.

Les bases de ce modèle sont posées par STURROCK [41] en 1971. Dans cet article, les particules sont accélérées à des facteurs de Lorentz très élevés ($\sim 10^7$) et émettent un rayonnement de courbure, lui-même pouvant créer des paires de particules. Une particule génère ainsi une cascade de multiplicité comprise entre la dizaine et quelques milliers [42]. Ces cascades seraient à l'origine de l'émission radio des pulsars.

En 1975, RUDERMAN et SUTHERLAND [43] améliorent ce modèle en introduisant la notion de cavité. Cette cavité se développerait rapidement, faisant naître et augmenter rapidement une différence de potentiel, jusqu'au moment où des décharges ont lieu, remplissant la cavité de plasma et faisant chuter la différence de potentiel. Grâce à cette vision dynamique des cavités dans les calottes polaires, les pulsations sont expliquées plus finement. Les sous-structures sont comprises comme des étincelles et la dérive d'une pulsation individuelle à l'autre à l'autre est interprétée comme la dérive dynamique de la cavité.

Le calcul du champ électrique dans la cavité devrait prendre en compte l'écranage comme le montrent ARONS et SCHARLEMANN [44] en 1979.

Trois grandeurs caractérisent les calottes polaires :

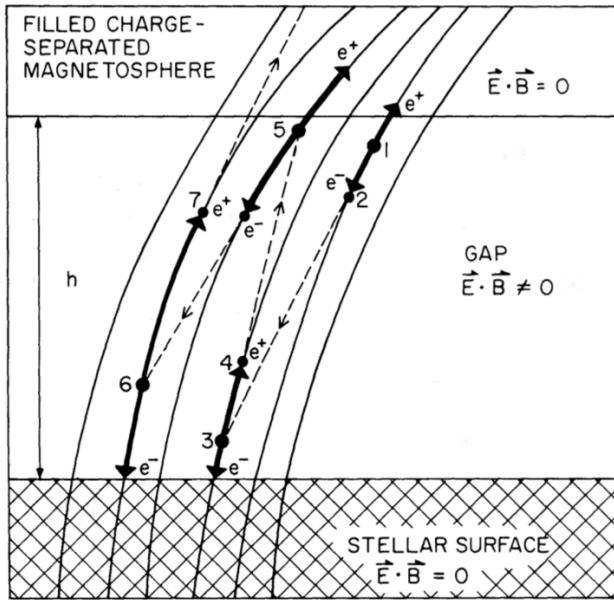


FIGURE 1.19 – Cascades de particules dans les calottes polaires. Figure extraite de [43]

$$r_{CP} = R \arcsin \left(\sqrt{\frac{R}{r_{LC}}} \right) = 145 \text{m} \left(\frac{P}{1s} \right)^{-1/2}$$

$$\Delta\Phi = 1.3 \times 10^{13} V \left(\frac{P}{1s} \right)^{-2} \left(\frac{B}{10^8 T} \right) \left(\frac{R}{10 km} \right)^3$$

$$\dot{N}_{\pm} = 1.37 \times 10^{30} s^{-1} \left(\frac{P}{1s} \right)^{-2} \left(\frac{B}{10^8 T} \right) \left(\frac{R}{10 km} \right)^3$$

Ces modèles sont en première ligne pour expliquer l'émission radio avec un mécanisme en antenne.

En revanche, ils ont été essentiellement éliminés pour expliquer l'émission gamma pour plusieurs raisons. Déjà, le champ magnétique intense autour de l'étoile rend le milieu opaque aux rayons gammas de haute énergie car ceux-ci interagissent avec les photons virtuels du champ et créent des paires de particules. Pour rendre compte de l'émission gamma, on a généralement besoin de se placer à plus haute altitude là où le champ magnétique est plus faible. Ensuite, la différence de potentiel est de l'ordre de 10^{12} volts, ce qui limite l'énergie maximale des particules au GeV dans le meilleur des cas. Or, on a observé des pulsations bien au-delà du GeV. Enfin, les modèles des calottes polaires prédisent une coupure sur-exponentielle dans le spectre (en raison de la création de paires), qui n'est pas observée dans les spectres gammas des pulsars.

Comme ces cavités sont près de l'étoile à neutron, recourir à la relativité générale peut s'avérer nécessaire pour comprendre les phénomènes de décharges dans les calottes polaires, comme l'ont montré des simulations PIC [45]. En effet, dans un espace-temps plat, des pulsars avec un angle faible ($\lesssim 40^\circ$) entre l'axe de rotation et l'axe du dipôle ne génèrent qu'une très faible accélération et peu de productions de paires. Prendre en compte la courbure de l'espace-temps entraîne des cascades et des courants plus élevés à partir d'une compacité $R_{\text{Schwarzschild}}/R_{NS}$ de ~ 0.5 . La

thèse de l'article de PHILIPPOV et al. [45] est que, particulièrement pour les pulsars à faible obliquité, l'effet Lense-Thirring (*frame-dragging* en anglais, un effet relativiste lié à la courbure de l'espace-temps autour d'un objet en rotation rapide) pourrait être la raison principale de l'émission radio cohérente au lieu d'un effet d'amplification de type maser comme ce qui est généralement pensé.

1.6.2.3 Les cavités externes

Une autre région supposée avoir des cavités se situe plus loin de l'étoile, dans la partie externe de la magnétosphère, d'où leur nom de cavités externes. Proposées pour la première fois par CHENG, HO et RUDERMAN [46] en 1986, ces cavités sont décrites à l'origine comme fines et allongées juste au-dessus de la dernière ligne de champ fermée : comme les particules qui suivent les lignes de champ ouvertes s'échappent dans le vent, on a un processus potentiel de création de cavité à cet endroit-là. Elles sont limitées en bas par la dernière ligne fermée (les particules suivant les lignes fermées ne rentrent pas dans la cavité) et en haut par un paramètre du modèle caractérisant l'épaisseur du gap. À l'intérieur, ces cavités commencent au point où la polarité de la magnétosphère s'inverse ($\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$, voir figure 1.18) : les particules d'un certain signe qui quittent la magnétosphère dans le vent ne sont pas remplacées par un afflux de particules internes car elles sont de signe opposé et au contraire repoussées par le champ électrique $E_{||}$ créé. À l'extérieur, ces cavités vont jusqu'au cylindre de lumière ou jusqu'au point où le gradient de ρ/B s'annule.

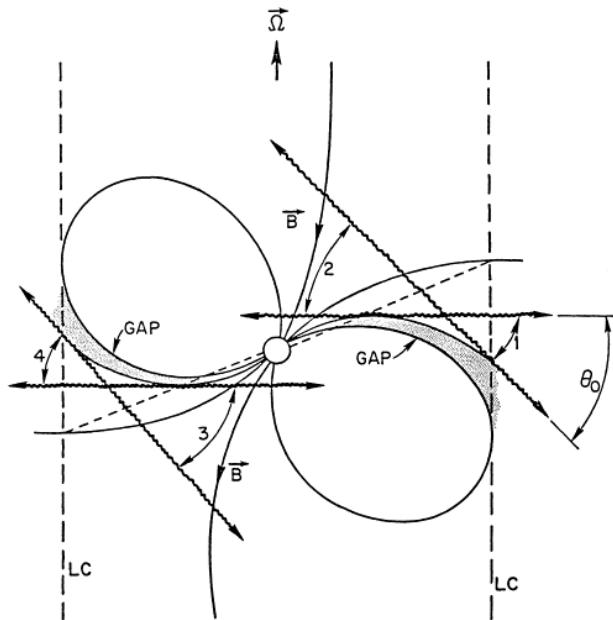


FIGURE 1.20 – Figure extraite de [46]

Ces modèles ont été très souvent proposés pour expliquer l'émission gamma des pulsars, généralement par un mécanisme de rayonnement de courbure décrit section 2.3.2.

La création de paires de particules ne se fait plus par une interaction $\gamma + B$ comme dans les calottes polaires car le champ magnétique est moins fort près du cylindre de lumière (un champ dipolaire diminue avec le cube de la distance), mais avec deux photons $\gamma + \gamma$ ([46], [47]). Pour avoir l'énergie suffisante pour créer des paires, au moins l'un de ces photons doit être un photon gamma. Il pourrait être émis par

des particules ultra-relativiste autour des cavités (par rayonnement synchrotron ou courbure ou diffusion Compton inverse). L'autre photon viendrait de l'étoile à neutron, dans le domaine des rayons X ou éventuellement optique/infrarouge.

La force principale de ces modèles est que la géométrie de la surface formée par les lignes de champ ouvertes permet de retrouver les courbes de lumière gamma avec deux pics et un pont (ROMANI et YADIGAROGLU [47]).

La différence de potentiel dans ce type de cavités pourrait atteindre des valeurs de typiquement $\Delta \Phi \sim 10^{13}V$ voire $10^{15}V$ ce qui permettrait d'accélérer des particules à un facteur de Lorentz de $\sim 10^7$ et donc d'émettre des photons au GeV (SHIBATA et HIROTANI [48]).

Comme on le verra, l'hypothèse d'un rayonnement de courbure dans les cavités externes, longtemps privilégié pour expliquer l'émission γ de haute énergie, a été remise en question et quasiment éliminée par les récentes mesures à très haute énergie des pulsations du Crabe, qui continuent à des énergies supérieures à ce que ce modèle est capable de prédire, même en tirant sur tous les paramètres.

1.6.2.4 Les cavités à fentes

Dans le modèle des calottes polaires, des particules sont arrachées de l'étoile à neutron aux pôles et accélérées très brutalement. Elles émettent un rayonnement Bremsstrahlung qui crée des paires de particules, ce qui génère des cascades électromagnétiques. Cette région est opaque aux rayons gammas en raison du champ magnétique. Néanmoins, au bord des calottes polaires, le champ électrique est moins intense. Pour cette raison, les particules ont une accélération moins forte, un rayonnement Bremsstrahlung moins fort, et elles seraient susceptibles de suivre les lignes de champ beaucoup plus loin, jusqu'au cylindre de lumière. Proposées par DYKS et RUDAK [49], les cavités à fentes seraient très fines et s'étendraient des pôles au cylindre de lumière. De même que pour les cavités externes, un grand avantage de ce type de modèle réside dans la prédiction d'une courbe de lumière. Pour les expliquer, des effets de caustiques pourraient avoir lieu dans les cavités à fentes (ou peut-être ailleurs, mais c'est dans ce cadre qu'elles ont été suggérées).

1.6.2.5 Les caustiques

Les caustiques sont des effets d'optique où la lumière est émise ou propagée de telle sorte que différents trajets de lumière convergent et s'accumulent.

On se place dans le cadre du dipôle orthogonal, au moins dans un premier temps pour illustrer le phénomène. Comme les particules émettrices suivent les lignes de champ, leur rayonnement est localement tangent à ces lignes. Or, le déplacement du pulsar peut compenser en partie la courbure des lignes, amenant l'émission à s'accumuler dans une même direction, formant alors un pic dans la courbe de lumière.

Ces effets permettent de comprendre l'asymétrie des pics γ qui présentent une aile montante et descendante souvent de taille différente. L'aile la plus abrupte correspond au cas où la rotation de l'astre compense la courbure des lignes et l'aile la plus progressive au cas opposé.

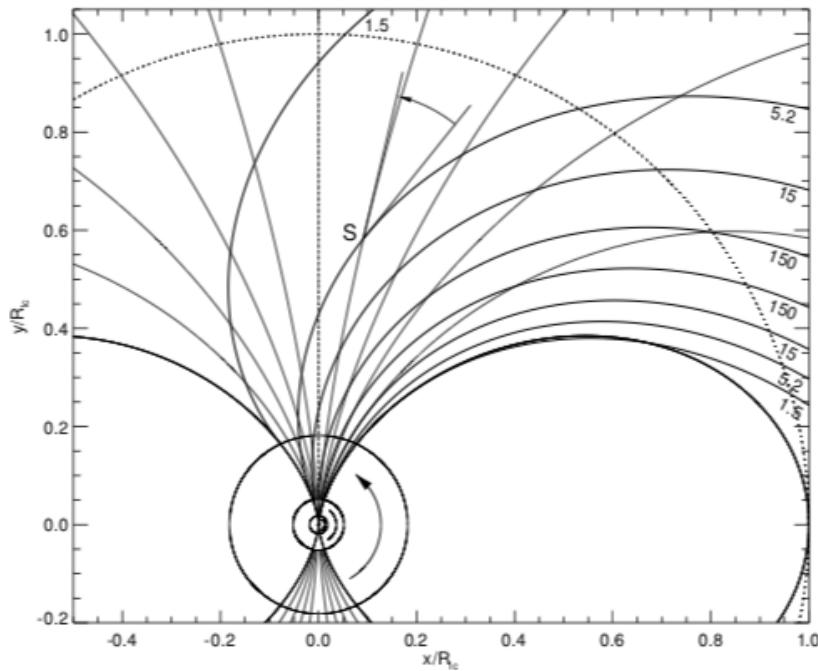


FIGURE 1.21 – Illustration du phénomène de caustique. Schéma d'un dipôle orthogonal avec l'axe de rotation. Les tangentes à différents lignes de champ courbées prises à différents moments de la rotation du pulsar se superposent et l'émission le long de ces lignes fait partie d'une même pulsation. Source : DYKS et RUDAK [50]

1.6.2.6 Déviations au champ dipolaire

Le champ magnétique autour d'un pulsar est généralement décrit comme un dipôle au centre de l'étoile à neutron (avec un axe aligné, perpendiculaire ou de façon plus réaliste, oblique). Plusieurs travaux ont cependant montré l'importance de s'en écarter.

Une première déviation à ce modèle est de décentrer le dipôle, c'est-à-dire que le pôle Nord et le pôle Sud de l'étoile ne sont plus diamétralement opposés. Si c'est le cas, la polarisation de l'émission radio varie avec la fréquence (PÉTRI [51]). Ce modèle permet effectivement de mieux comprendre les émissions radio des pulsars étudiés sous cet angle (OCTAU [52]).

Par ailleurs, à basse altitude, le champ serait mieux décrit par un multipôle comme sur la figure 1.22. Une des raisons pour lesquelles cela semble être le cas est la forte courbure des lignes de champ nécessaire pour obtenir une forte multiplicité dans les cascades de particules et une radiation cohérente (avec des bunchs e^-/e^+ suffisamment séparés dans l'espace des phases).

Un offset entre l'émission X thermique du hot spot et le pic radio constitue un élément supplémentaire pour penser que le champ près de l'étoile à neutrons est multipolaire comme le montre la figure 1.22. Mais comme le phasogramme X est une somme de composantes thermiques et non-thermiques, la mesure de cet offset n'est pas triviale.

À plus haute altitude, le champ est bien décrit par un dipôle, mais au-delà d'une certaine distance, la résistivité de la magnétosphère limite la qualité de l'approximation du dipôle.

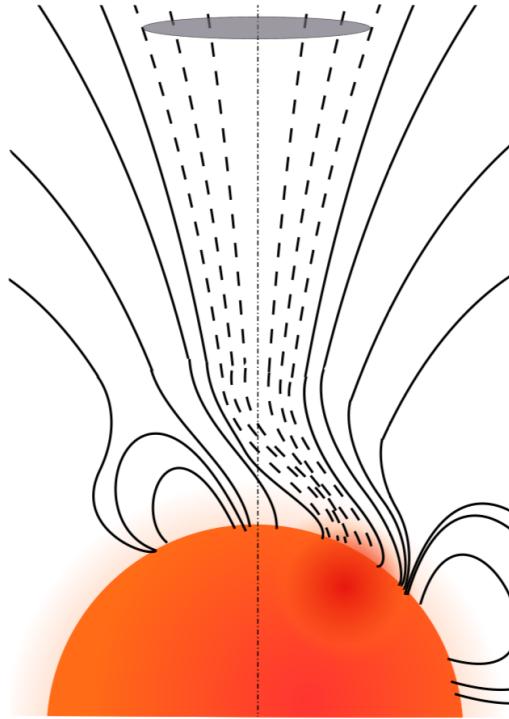


FIGURE 1.22 – Source : Prakash Arumugasamy, conférence MODE 2019

1.6.3 Le modèle du vent strié

D'autres modèles proposent de s'éloigner encore davantage de l'étoile à neutrons et d'aller dans le vent du pulsar pour expliquer l'émission pulsée (MICHEL [53], LYUBARSKII [54], PETRI et KIRK [55], J. G. KIRK [56]).

Au niveau du cylindre de lumière, les lignes de champ magnétique sont ouvertes et un flux de particules s'échappe, alimentant le vent du pulsar.

Les lignes de champ magnétique sont celles d'un dipôle à l'intérieur du cylindre de lumière mais pas à l'extérieur, puisqu'elles ne peuvent pas faire de boucle fermée. Elles s'éloignent du pulsar dans un demi-espace et elles rentrent dans le pulsar dans l'autre demi-espace : on parle de double demi-monopôle.

On a deux polarisations opposées dans les deux demi-espaces, selon que les lignes de champ sont orientées vers l'étoile ou dans le sens opposé. L'interface entre ces deux régions consiste en une fine feuille de courant où la polarisation s'annule.

Comme l'axe du dipôle est incliné par rapport à l'axe de rotation, il oscille. Le plan orthogonal à l'axe du dipôle, à l'intersection entre les deux demi-espaces, tangue en permanence. La feuille de courant écope d'une forme striée et elle est représentée figure 1.24.

On peut imaginer une émission pulsée dans la feuille de courant en raison d'un effet relativiste. En effet, l'émission aurait lieu dans cette couche fine où les particules sont accélérées par reconnection magnétique, séparée par des zones magnétisées et froides non-émettrices. En raison de l'effet de focalisation relativiste, on ne peut voir qu'une partie très restreinte de la couche, celle qui se dirige droit vers nous, car un peu plus à droite ou à gauche, la focalisation relativiste pointe dans une autre direction que la Terre. On ajoute l'hypothèse que l'émission n'a lieu qu'à partir d'une distance donnée du pulsar R_0 et décroît rapidement après (sinon les émissions à différentes distances font une somme de pulsations qui se brouillent et lissent la

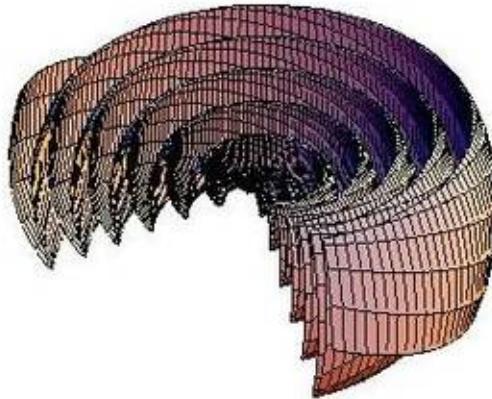


FIGURE 1.23 – Forme striée de la feuille de courant délimitant les deux demi-espaces de polarisations opposées.

courbe de lumière). Si la différence des temps d'arrivée entre les deux points les plus distants qui émettent vers nous est inférieure à la demi-période du vent strié, on voit une émission pulsée.

Posons cela mathématiquement.

Par définition du cylindre de lumière, on a :

$$P = \frac{2\pi r_L}{c}$$

Appelons λ la distance entre deux crêtes du vent strié. Celle-ci correspond à la distance parcourue par le vent ultra-relativiste ($v \lesssim c$) durant une période, c'est-à-dire :

$$\lambda \lesssim cP = 2\pi r_L$$

Pour le pulsar de Vela, on trouve par exemple $r_L = 4246$ km, ce qui fait un peu moins que le rayon de la Terre, et $\lambda = 26680$ km.

Dans le plan équatorial, l'écart entre deux couches successives vaut une demi-longueur d'onde et donc l'intervalle de temps entre l'émission de deux couches successives vaut :

$$\Delta T = \frac{\lambda}{2c} \lesssim \frac{\pi r_L}{c}$$

La condition pour avoir une émission pulsée est que la durée de chaque émission Δt soit inférieure à ΔT . Regardons maintenant comment s'exprime la durée de chaque émission.

En s'appuyant sur le schéma, on a :

$$\Delta R = R_0(1 - \cos \theta)$$

Et :

$$\Delta t = \frac{R_0}{2\Gamma^2 c}$$

On veut :

$$\Delta t \leq \Delta T$$

Soit :

$$R_0 \leq 2\Gamma^2 \pi r_L$$

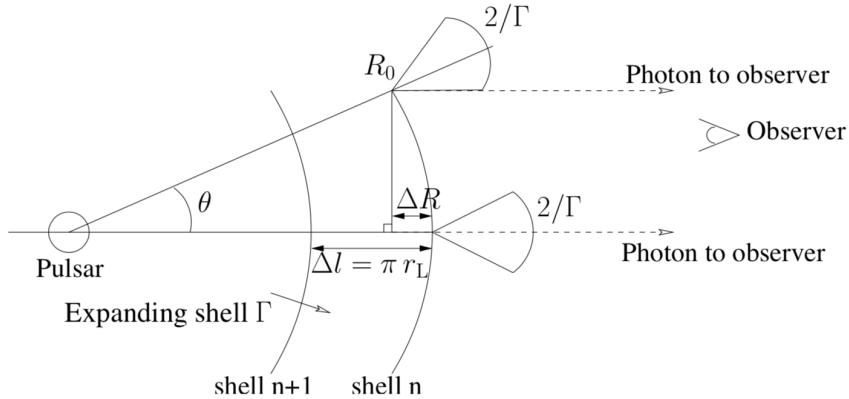


FIGURE 1.24 – Ici on modélise deux couches successives par des surfaces sphériques. R_0 est la distance d'une des couches. Le facteur de Lorentz du vent Γ focalise l'émission dans un cône d'ouverture $\theta = 1/\Gamma$. La différence de chemin optique vaut ΔR . Crédit : Jérôme Pétri.

Pour avoir une émission pulsée, on doit avoir une distance d'émission R_0 inférieure à $2\Gamma^2\pi r_L$.

Nous reprenons ce modèle et discutons des prédictions de ce modèle pour l'émission γ dans le chapitre 7.

1.6.4 L'approche MHD

Une approche incontournable en (astro)physique des plasmas consiste à coupler les équations de Maxwell et de la mécanique des fluides pour décrire leur physique : c'est la magnétohydrodynamique (ou MHD). Par analogie avec l'hydrodynamique, on peut définir un nombre de Reynolds magnétique $R_m = UL/\eta$, où U est la vitesse caractéristique de l'écoulement, L sa taille caractéristique, et η sa diffusivité magnétique qui vaut $1/(\mu_0\sigma_0)$ avec μ_0 la perméabilité du vide et σ_0 la conductivité électrique du plasma. On peut distinguer deux régimes, pour $R_m \gg 1$ (le champ magnétique est transporté par convection) et $R_m \ll 1$ (la diffusion est le terme de transport dominant).

La MHD idéale (ou approximation MHD) consiste à traiter le fluide comme un conducteur parfait. Dans ce cas-là, $\sigma_0 \rightarrow \infty$ donc $R_m \rightarrow \infty$: c'est un cas extrême du régime où la convection du plasma détermine l'évolution de \vec{B} . Le théorème d'Alfvén (1943) stipule que les lignes de champ sont gelées dans le fluide ("frozen-in-flux"). Autrement dit, si deux portions de plasma sont connectées par la même ligne de champ, elles continueront de l'être dans le futur. Le mouvement global du plasma et celui des lignes de champ magnétique autour du pulsar sont confondus.

Comme dans tous les conducteurs parfaits, le champ électrique est fourni par $\vec{E} = -\vec{u} \times \vec{B}$. Étant perpendiculaire aux lignes de champ magnétique, il ne permet pas d'accélérer le long de celles-ci. L'approximation MHD est donc une approche "force-free" (parfois abrégée FF).

L'approche MHD est limitée pour décrire les pulsars, car elle ne contient pas de microphysique : ni accélération ni radiation. Néanmoins, elle peut aider à comprendre la structure du champ magnétique et du plasma autour des étoiles à neutrons. Pour ce faire, des simulations sont généralement réalisées.

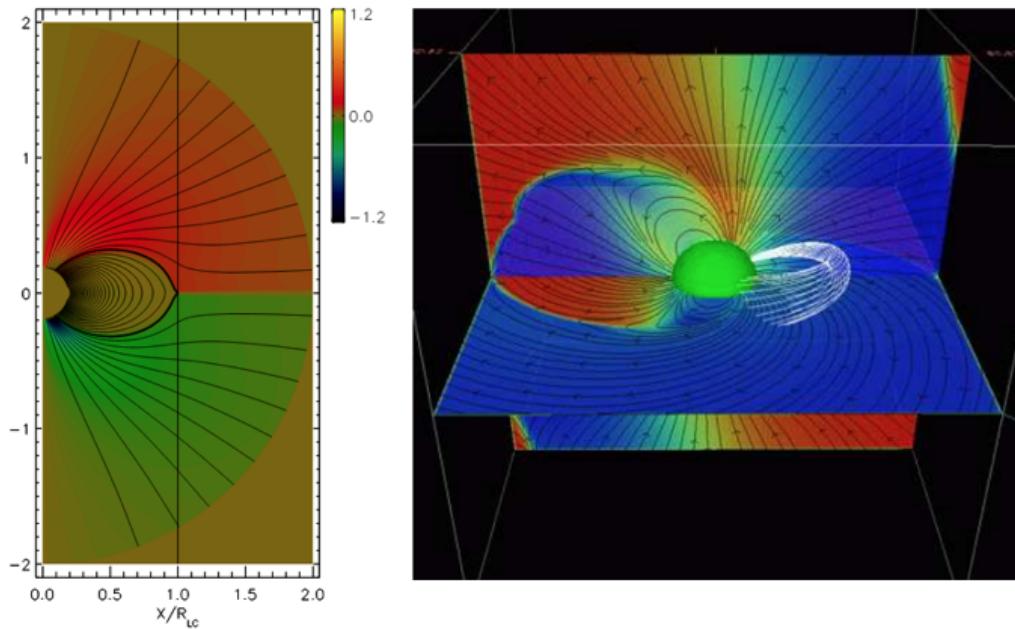


FIGURE 1.25 – À gauche : simulation d'un pulsar aligné, et à droite : oblique. Dans les deux cas, la magnétosphère est force-free. Par construction, elle n'émet pas, mais ces simulations procurent des informations sur la structure du champ. Source : SPITKOVSKY [57]

CONTOPOULOS, KAZANAS et FENDT [58] se placent dans le cas de la MHD idéale et traitent le cas aligné. La magnétosphère qu'ils obtiennent numériquement ne semble pas capable d'accélérer suffisamment des particules pour expliquer une émission γ .

SPITKOVSKY [57] retrouve les mêmes résultats et traite aussi le cas oblique (voir figure 1.25).

Le champ magnétique trouvé grâce à ces simulations est différent de celui du dipôle dans le vide : le flux magnétique dans les lignes de champ ouvertes est plus important, le courant dans la feuille est plus intense, y compris à l'intérieur du cylindre de lumière au niveau des dernières lignes de champs ouvertes. La séparation de charge n'est pas parfaite, par opposition au modèle de Golreich et Julian.

Des simulations en MHD idéale de BAI et SPITKOVSKY [59] permettent de retrouver les courbes de lumière en rayons γ . Dans des simulations plus récentes, la résistivité du plasma est prise en compte (MHD résistive ou non-idéale), et des solutions sont trouvées qui permettent de combler le vide entre les modèles sans magnétosphère et ceux sans force (LI, SPITKOVSKY et TCHEKHOVSKOY [60], KALAPOTHARAKOS et al. [61]) et permettent aussi de retrouver des courbes d'émission γ (KALAPOTHARAKOS et al. [62]).

1.6.5 Les simulations PIC

En raison de la complexité immense des pulsars comme objets d'étude physiques, les modèles de pulsars souffrent de larges incertitudes sur la localisation des régions d'émission, ainsi que sur les mécanismes d'accélération et d'émission. De nombreuses hypothèses, comme le lieu et la taille des cavités (voire leur existence!), restent essentiellement ad hoc.

Les simulations numériques remédient à certaines de ces difficultés : résoudre numériquement, pas à pas, les équations de la physique permet de sonder le comportement des particules et des champs autour d'un pulsar.

L'évolution temporelle d'une fonction de distribution f de particules de charge q et de masse m est donnée par l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0$$

Les équations de Maxwell, elles, permettent de suivre l'évolution temporelle des champs \mathbf{E} et \mathbf{B} .

L'évolution globale du système est donnée par les équations de Vlasov et de Maxwell et constitue un problème à 6 dimensions (3 pour les positions et 3 pour les moments).

Il existe deux façons possibles d'aborder le problème. La première et en principe la meilleure serait d'arriver à traiter le plasma comme un fluide continu. En étant insensible au bruit des particules, on peut faire émerger des phénomènes faibles liés au plasma. Le problème est le coût nécessaire pour faire cela. La deuxième et celle adoptée en pratique est d'intégrer les trajectoires de nombreuses particules. Il serait beaucoup trop coûteux de suivre toutes les particules, donc on suit des "macroparticules" : des particules dotées d'un poids afin de représenter chacune un groupe de particules suivant une trajectoire similaire. Cette approche (appelée PIC pour Particle-In-Cell) est populaire en astrophysique des hautes énergies.

L'évolution temporelle des champs et des macroparticules est traitée à travers des pas en temps. À chaque pas, trois étapes sont effectuées :

- La position et la vitesse des macroparticules sont trouvées grâce à la résolution numérique des équations du mouvement.
- La charge et le courant en sont déduits.
- Les équations de Maxwell sont résolues pour mettre à jour la valeur des champs \vec{E} et \vec{B} dans chaque case.

Les macroparticules peuvent se déplacer dans la grille de l'espace des simulations. Aux limites (à la surface de l'étoile et sur le bord externe de la grille), il faut imposer des conditions pour les particules et les champs. Les particules peuvent être injectées, éliminées, ou réfléchies tandis que les champs peuvent être absorbés ou réfléchis [63].

Les processus radiatifs principaux sont encodés, ce qui permet de calculer la radiation à partir des trajectoires des macro-particules.

Les simulations PIC sont une ressource remarquable pour avoir une vue globale et dynamique de la magnétosphère et du vent. Comme elles n'ont pas besoin de faire l'hypothèse $E_{\parallel} = 0$, elles permettent davantage de traiter des processus efficaces d'accélération des particules.

Les simulations PIC sont donc des outils précieux pour avoir une vue qualitative de l'ensemble du système, mais il y a des obstacles avant de pouvoir les utiliser quantitativement. Un problème particulier est dû à l'impossibilité de traiter les pulsars à l'échelle tout en gardant une grille suffisamment fine : pour un pulsar de 100 ms de période, $R_{LC} \sim 5000$ km et $\Lambda_{\text{vent}} \sim 3 \times 10^4$ km. La résolution nécessaire, notamment près de l'étoile, impose donc un maillage très fin par rapport au volume total. Pour y remédier, des maillages progressifs peuvent être utilisés, mais cela ne suffit pas. La période choisie est de 1 ms pour rapprocher le cylindre de lumière de l'étoile. Le champ magnétique est réduit pour diminuer le rayon de Larmor donc l'accélération aussi, et la création de paires est rajoutée de manière ad-hoc.

Les valeurs de sortie doivent être remises à l'échelle, et il est probable que cet aller-retour entre les échelles pose problème pour au moins certaines de ces valeurs.

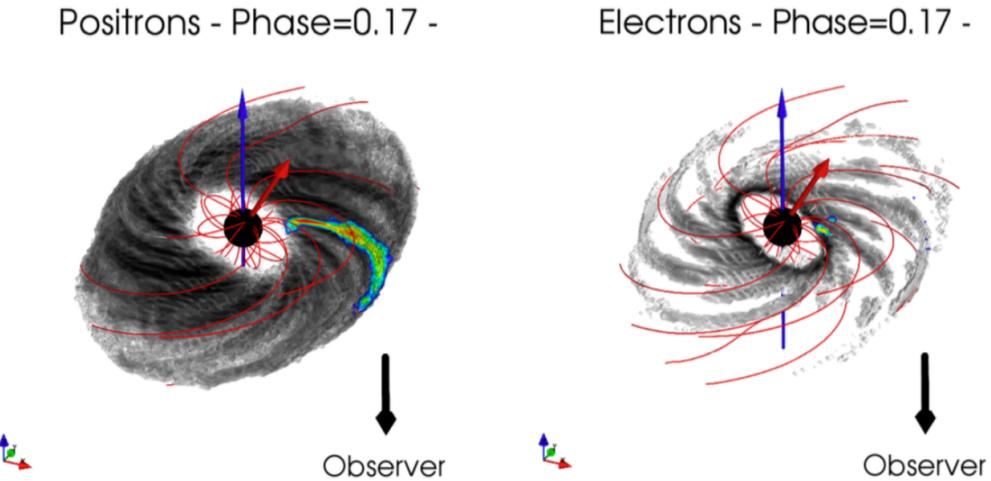


FIGURE 1.26 – Simulations PIC représentant un instantané de l'émission pulsée (c'est-à-dire à une phase donnée, ici 0.17). Les lignes de champ magnétique sont représentées en rouge, et le vecteur $\vec{\Omega}$ est en bleu. Les régions grisées correspondent à une émission dans une autre direction que l'observateur, tandis que les régions colorées sont en direction de l'observateur. Les simulations mettent en évidence la présence de caustiques dans le vent du pulsar. Source : CERUTTI, PHILIPPOV et SPITKOVSKY [64].

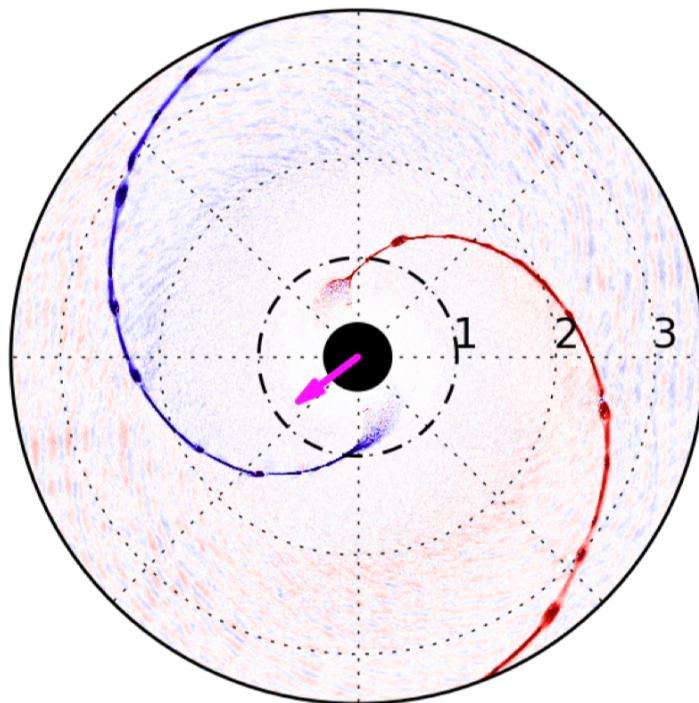


FIGURE 1.27 – Des simulations PIC mettent en évidence la présence de plasmoides dans la feuille de courant.

CHAPITRE 2

L'astrophysique des très hautes énergies et l'expérience H.E.S.S.

Résumé

Ce chapitre contient deux grandes parties. La première est une introduction à l'astrophysique des hautes et très hautes énergies. Après une description des astres du ciel en rayons γ , nous décrivons les mécanismes se déroulant dans ces astres qui peuvent expliquer une production de photons γ de si hautes énergies.

La deuxième partie est dédiée aux instruments qui permettent la détection de ces photons γ venant du ciel. Nous présentons les deux grandes familles de télescopes γ : directs depuis l'espace et indirects depuis le sol. Nous résumons la philosophie des techniques d'imagerie atmosphérique Tchérénkov puis nous décrivons rapidement l'instrument H.E.S.S. ainsi que les méthodes d'analyse de bas et de haut niveau utilisées pour cette thèse.

Sommaire

2.1	L'astronomie γ et les astres du ciel à très haute énergie	39
2.2	Mécanismes d'accélération à très haute énergie dans l'Univers	42
2.3	L'émission de rayons γ : des processus radiatifs non thermiques	44
2.4	Le ciel relativiste	50
2.5	Observer le ciel en rayons γ	51
2.6	L'expérience H.E.S.S.	53

2.1 L'astronomie γ et les astres du ciel à très haute énergie

La limite entre l'astronomie X et γ n'a pas de définition unique, mais on peut la situer à ~ 1 MeV, l'énergie minimale pour une création de paires e^\pm . On catégorise les rayons γ en plusieurs domaines : les rayons γ mous en-dessous de 100 MeV, les rayons γ de haute énergie (HE) entre 100 MeV et 100 GeV, ceux de très haute énergie (VHE) entre 100 GeV et 100 TeV et ceux d'ultra haute énergie (UHE) au-dessus de 100 TeV.

Le ciel en rayons γ a la particularité de n'avoir essentiellement aucune source thermique, car cela correspondrait à des températures qu'aucun astre n'atteint. À part peut-être quelques rayons γ mous émis dans le bout du spectre d'un corps noir qui pique dans les X, les rayons γ sont produits par des processus non-thermiques

dans des phénomènes extrêmement énergétiques qui forment ce que l'on appelle parfois l'Univers violent.

Ces astres et phénomènes peuvent être d'origine galactique ou extra-galactique. Le centre de notre galaxie est une région complexe avec des structures ponctuelles et diffuses capables d'accélérer des particules à de très hautes énergies qui vont ensuite émettre un rayonnement γ . Parmi les objets galactiques du ciel γ , on trouve des SNR, des PWN et des pulsars introduits dans le chapitre I, ainsi que des binaires et, dans le domaine VHE, un gros tiers de sources non identifiées. En-dehors de la galaxie, on observe en majorité des AGN (noyaux actifs de galaxie), des galaxies à sursaut de formation d'étoiles (des galaxies où le taux de formation d'étoiles est ~ 100 fois supérieur à celui de la majeure partie des galaxies) et aussi des GRB¹, dont la répartition n'est pas concentrée dans le plan galactique. Ceux-ci sont surtout détectés par des télescopes spatiaux dans le domaine des hautes énergies, mais H.E.S.S. a vu pour la première fois un GRB jusqu'à 440 GeV en juillet 2018, puis ce fut au tour de MAGIC en janvier 2019.

La compréhension de ces astres passe par de multiples observations : leurs études dans d'autres domaines du spectre combinée avec celles en rayons γ permet de sonder la physique de ces astres et de leur environnement proche. Dans le même esprit, l'approche multi-messager consiste à faire de l'astrophysique des hautes énergies en combinant les mesures de photons, de rayons cosmiques, de neutrinos et d'ondes gravitationnelles. En août 2017, la première détection d'ondes gravitationnelles émises par la fusion de deux étoiles à neutrons, GW170817, a été suivie d'un GRB détecté par *Fermi* et d'un afterglow mesuré sur tout le spectre électromagnétique, faisant de l'événement un jalon historique de l'astronomie multi-messager[26].

Nous décrivons maintenant brièvement les liens principaux de ces différents domaines avec l'astronomie γ .

C'est avec l'essor de l'astronomie radio après la seconde guerre mondiale que les premiers processus non-thermiques ont été observés. Le rayonnement polarisé cyclo-synchrotron trace la présence de plasma relativiste dans l'Univers : la radio reste paradoxalement pendant quelques décennies la fenêtre principale sur l'accélération de particules à haute énergie.

L'astronomie X présente aussi un lien étroit avec l'astronomie γ , car les émissions thermiques en rayons X sont liées à des phénomènes extrêmes d'accrétion, de flux relativistes, d'ondes de choc, et donc aussi de processus de production de rayons γ .

En optique et en infrarouge, les sources les plus lumineuses ont une origine thermique (étoiles, milieu interstellaire chauffé) mais plus récemment, du rayonnement synchrotron a aussi été détecté pour des blazars, microquasars, pulsars, PWN, ouvrant une interface avec le domaine des autres énergies.

1. GRB : γ -ray burst ou sursaut gamma. Dans les années 1960, des satellites militaires américains sont équipés pour la détection des rayons γ afin de surveiller l'activité nucléaire de l'URSS. En analysant les temps d'arrivée dans les différents satellites, une estimation de leur origine a permis d'exclure une provenance terrestre ou solaire. La découverte a été publiée en 1973[65]. Ce sont des émissions de rayons γ de moins d'une seconde à quelques minutes, en général suivies d'un "afterglow" de quelques heures en multi-longueurs d'ondes. Elles pourraient être associées à plusieurs phénomènes violents transitoires, par exemple à des supernovae ou comme ici à des fusions d'étoiles à neutrons, avec de potentiels autres multiples candidats.

L'astronomie γ permet de sonder les processus à l'oeuvre dans la production et l'accélération des rayons cosmiques, une énigme de plus d'un siècle². Les rayons cosmiques sont constitués essentiellement de protons et de noyaux légers, venant de toutes les directions du ciel, et s'étalant sur une douzaine d'ordre de grandeur en énergie jusqu'à plus de 10^{20} eV : l'Univers héberge des accélérateurs naturels bien plus puissants que les nôtres. Les mécanismes et sites d'accélération de particules à de si hautes énergies sont des questions essentielles dans l'étude des rayons cosmiques. Mais ce sont des particules chargées, leur trajectoire n'est pas rectiligne (sauf pour les plus énergétiques qui sont à peine déviées) et on les voit dans tout le ciel. On ne peut pas donc pointer vers leur origine et identifier observationnellement la région du ciel d'où ils proviennent. De plus, comprendre leur création, leur accélération et leur propagation va ensemble, et la difficulté réside dans la méconnaissance des trois étapes à la fois. Les particules neutres, comme les neutrinos et les photons γ émis par ces particules ou par les mêmes phénomènes que ceux qui les créent, voyagent en ligne droite et peuvent nous aider à identifier les sites de production et d'accélération des rayons cosmiques. Les neutrinos sont très difficiles à détecter, donc à ce jour ce sont en pratique les rayons γ qui jouent ce rôle, mais par leur absence d'interaction électromagnétique, les neutrinos seraient susceptibles de s'échapper de régions opaques pour les photons ou de voyager plus longtemps dans l'Univers (les photons γ au-delà d'une certaine énergie interagissent avec un photon du CMB).

La taille d'un site d'accélération doit être assez grande pour que les particules y restent suffisamment longtemps pour pouvoir être accélérées. En présence d'un champ magnétique, les particules font un mouvement de gyration dont le rayon est donné par $\gamma mv_{\perp}/qB$, le rayon de Larmor (cf partie 2.3.1). Plus le champ magnétique est élevé, plus la courbure est importante et plus les particules sont enfermées dans le système. Au contraire, plus elles ont de l'énergie, plus leur rayon de Larmor s'approche de la taille de l'accélérateur, puis le dépasse : pour tout système, il existe une énergie caractéristique au-delà de laquelle les termes de fuite sont importants, limitant l'accélération.

Le diagramme de Hillas, montré à la figure 2.1, situe différents astres pouvant accélérer des particules en fonction de leur taille et de leur champ magnétique. La condition pour accélérer un proton à une énergie de 10^{20} eV est représentée.

Même si l'intérêt de l'astronomie γ a été apparent dès les années 1960, ce domaine a connu une longue traversée du désert en raison de difficultés expérimentales inhérentes au domaine dus aux très faibles flux de photons.

2. Au début du XX^{ème} siècle, les physiciens utilisent des électroscopes et remarquent que ceux-ci se déchargent : l'air est conducteur, donc ionisé. S'interrogeant sur les raisons de cette ionisation, ils pensent d'abord qu'elle vient de la radioactivité terrestre. En 1912, Victor Hess fait un vol en ballon avec son électroscope et constate qu'au lieu de diminuer avec l'altitude comme on s'y attendrait sous cette hypothèse, l'ionisation augmente. Il en déduit l'origine extraterrestre des rayons cosmiques. À ce moment-là, on pense que les particules chargées mesurées viennent de l'interaction entre des rayons neutres de l'espace et des molécules de l'atmosphère. Mais Arthur Compton mène une série de mesures du rayonnement cosmique à différentes altitudes et latitudes, et il mesure un taux de particules 15% plus élevé aux pôles qu'à l'équateur. Ces particules sont sensibles au champ magnétique terrestre et donc chargées. En 1939, Pierre Auger met en évidence la coïncidence temporelle des événements détectés, ce qui s'explique par un phénomène de cascades de particules. C'est donc à ce moment-là que les gerbes atmosphériques générées par les rayons cosmiques sont découvertes en tant que telles.

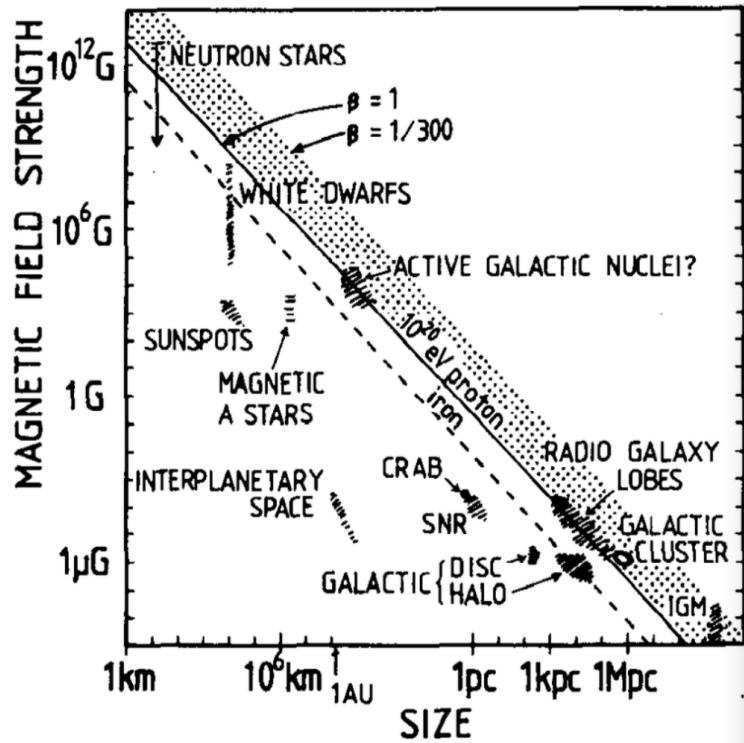


FIGURE 2.1 – Diagramme de Hillas, 1984. Diagramme en deux dimensions avec le champ magnétique en ordonnée et la taille caractéristique en abscisse. La ligne diagonale représente une limite en-dessous de laquelle ces astres ne peuvent pas accélérer des particules à 10^{20} eV.

2.2 Mécanismes d'accélération à très haute énergie dans l'Univers

Dans cette partie nous décrivons les différents mécanismes potentiellement à l'oeuvre dans l'accélération de particules à très haute énergie en astrophysique.

2.2.1 Champ électrique dans les cavités

Comme décrit au chapitre I, l'accélération des particules émettrices autour d'un pulsar a souvent été attribuée aux champs électriques. Ceux-ci ne peuvent pas se développer dans une magnétosphère remplie et donc conductrice, mais en revanche, une différence importante de potentiel peut se mettre en place dans des cavités ou si on considère la résistivité du plasma.

L'action de la force de Lorentz appliquée à une particule relativiste est donnée par (S. I.) :

$$\frac{d(\gamma m \vec{v})}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

Un champ magnétique seul ne peut jamais augmenter l'énergie d'une particule ; il peut l'accélérer au sens où la direction du vecteur vitesse de la particule peut être déviée, mais la norme de l'impulsion, elle, reste constante. Pour accélérer une particule chargée avec un champ, il faut nécessairement une composante électrique.

2.2.2 Reconnexion magnétique

La reconnexion magnétique est un réarrangement des lignes de champ magnétiques, comme illustré sur la figure 2.2. C'est un processus fondamental en astrophysique durant lequel de l'énergie magnétique est rapidement convertie en énergie cinétique.

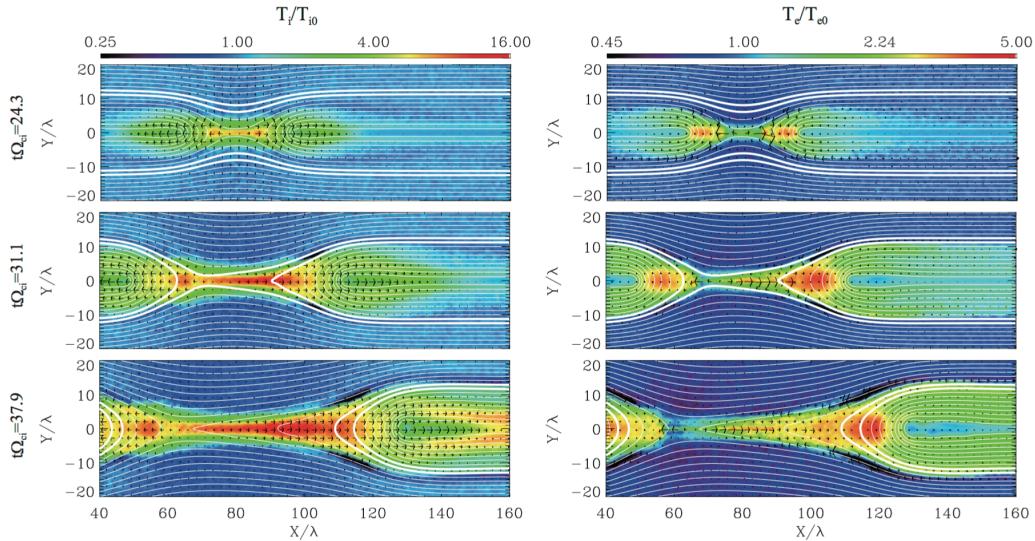


FIGURE 2.2 – Représentation de l'énergie cinétique des particules (la température est donnée par le code couleur) au cours d'un réarrangement de lignes de champ magnétique (les lignes blanches). Trois instantanés successifs sont ordonnés de haut en bas. La colonne de gauche montre les ions et celle de droite les électrons. L'épaisseur de la feuille de courant est notée λ . Source : HOSHINO [66].

Il a lieu au contact de deux plasmas dont les champs magnétiques ont des orientations différentes. À grande échelle, on a une discontinuité à l'interface des deux régions de polarités opposées, mais localement, le champ magnétique évolue continûment et s'annule dans une région fine qui s'appelle la feuille de courant. La pression magnétique des deux côtés détermine le localisation et la forme de la feuille de courant. Les lignes de champ magnétiques changent de topologie pour trouver une configuration moins défavorable énergétiquement et c'est cette différence d'énergie magnétique qui est convertie en énergie cinétique, par l'intermédiaire de champs électriques très forts créés localement.

On pense que la reconnexion magnétique explique l'accélération des particules dans les jets d'AGN et dans le vent strié du pulsar. Le spectre des particules accélérées par ce mécanisme a été étudié grâce à des simulations qui sont décrites dans la section 7.2.3.

2.2.3 Accélération de Fermi

L'accélération de Fermi désigne le mécanisme par lequel une particule peut gagner de l'énergie lors d'une réflexion par un "miroir magnétique", c'est-à-dire une région dotée d'un champ magnétique qui dévie la particule.

Il existe deux types d'accélérations de Fermi. La première à avoir été trouvée historiquement date de 1949 et concerne des cas où des nuages de gaz magnétisés ont

un mouvement aléatoire dans le milieu interstellaire. Des particules ayant des directions isotropes peuvent rencontrer ces nuages de tous les côtés. Lors d'une collision frontale, la particule gagne de l'énergie, mais lors d'une collision avec un nuage qui s'éloigne, elle perd de l'énergie. Comme la probabilité d'une collision frontale est plus élevée que le cas opposé (quand on court sous la pluie, plus de gouttes d'eau arrivent devant et moins derrière), les particules gagnent en moyenne de l'énergie. Le gain d'énergie relatif dE/E est seulement proportionnel à β_{nuage}^2 , ce qui en fait un processus d'accélération peu efficace, dit "du second ordre".

Une accélération du premier ordre est possible aussi autour d'une onde de choc, et c'est le mécanisme supposé accélérer des rayons cosmiques dans des restes de supernova (un candidat historique et principal pour la source des rayons cosmiques). À chaque aller-retour entre l'amont et l'aval du choc, une particule gagne de l'énergie et a une certaine probabilité de s'échapper. Seul un petit nombre de particules fait un grand nombre d'aller-retour et se retrouve accéléré aux énergies les plus élevées, d'où un spectre en une loi de puissance avec un indice $p = 2$.

2.3 L'émission de rayons γ : des processus radiatifs non thermiques

Après avoir décrit comment une particule pouvait acquérir des énergies élevées en astrophysique, nous abordons les processus radiatifs à haute énergie qui expliquent la production de rayons γ par ces particules, avec une attention particulière pour les mécanismes d'émissions dans les pulsars.

2.3.1 Le rayonnement synchrotron

Le rayonnement synchrotron est causé par l'accélération d'une particule chargée dans un champ magnétique ; il a donc lieu dans des régions magnétisées. C'est historiquement dans les PWN, qui émettent une lumière polarisée, que le synchrotron est identifié pour la première fois en astronomie avec les observations optiques du Crabe [67]. Le synchrotron est aussi un candidat possible pour l'émission γ HE des pulsars (nous y reviendrons au chapitre 7).

Quand une charge électrique est en mouvement dans un champ magnétique, celui-ci la fait dévier selon la force de Lorentz. Sa trajectoire fait une hélice dont l'axe est localement tangent aux lignes de champ magnétique.

Le rayon de l'hélice, appelé rayon de Larmor, vaut :

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

La particule chargée est donc accélérée et émet un rayonnement associé à cette accélération. Dans un cadre non-relativiste, l'émission associée est nommée "cyclotron" : monochromatique avec pour seule fréquence émise celle de la gyration de la particule. Dans un cadre relativiste, des harmoniques apparaissent, la radiation est focalisée dans un cône creux d'ouverture $1/\gamma$ dans la direction de la particule, et on appelle cela l'émission synchrotron. Une comparaison des émissions cyclotron et synchrotron est montrée figure 2.3.

Pour un électron relativiste faisant un angle α avec les lignes de champ magnétique d'intensité B , le spectre du synchrotron émis par cet électron est donné par ([69]) :

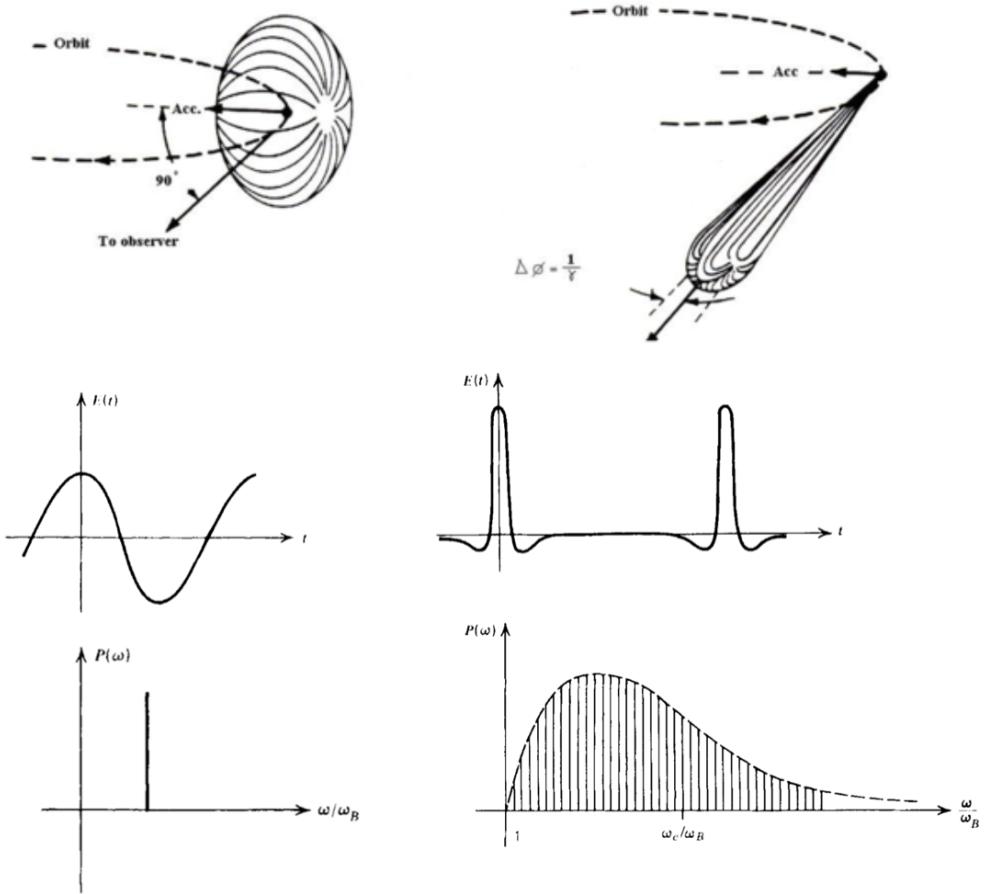


FIGURE 2.3 – Comparaison entre l'émission cyclotron (colonne de gauche) et l'émission synchrotron (colonne de droite). En haut : représentation de la direction de l'émission. Dans le cas non-relativiste, l'émission est isotrope, tandis que dans le cas relativiste, elle est focalisée dans un cône creux d'ouverture $1/\gamma$ dans la direction de la particule. Au milieu : variation du champ électrique en fonction du temps au point de l'observateur. En bas : le spectre associé. Dans le cas non-relativiste, la variation du champ électrique est sinusoïdale de fréquence la fréquence de gyration et le spectre est une simple raie. Dans le cas relativiste, des harmoniques apparaissent. Pour une seule particule, le spectre est discret, mais avec de nombreuses particules qui ont des facteurs de Lorentz différents, dans des régions où le champ magnétique n'est pas strictement homogène, d'autres raies se glisseront entre les harmoniques montrées ici et le spectre sera continu. Crédit : R. Bartolini, John Adams Institute pour les deux figures du haut, et le livre de Rybicki et Lightman, 1986 ([68]) pour les quatre figures du bas.

$$\frac{dN}{dtdE} = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{hm_e c^2 E} f_s \left(\frac{E}{E_c} \right)$$

avec

$$f_s(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(t) dt \text{ où } K_{5/3} \text{ est la fonction de Bessel d'ordre } 5/3.$$

L'énergie caractéristique E_c où le flux est le plus intense est donnée par :

$$E_c = \frac{3hqB\gamma_e^2}{4\pi m_e c}$$

Plus la partie est chargée, légère, ultra-relativiste, et plus le champ est fort, plus l'énergie de coupure est élevée. Les pertes d'énergie par rayonnement limitent l'énergie que la particule peut atteindre (à moins que le régime soit déterminé par un autre phénomène comme la fuite des particules).

La loi ci-dessus donne le spectre d'une seule particule ; on a en réalité une population de particules qui suivent une certaine distribution en énergie, souvent une loi de puissance. L'émission synchrotron correspond alors à la somme de tous les spectres individuels. Si les particules suivent une loi de puissance avec un indice p , alors le spectre synchrotron avant la coupure suit également une loi de puissance avec un indice de $(p + 1)/2$.

2.3.2 Le rayonnement de courbure et son énergie maximale

Les particules de la magnétosphère d'un pulsar sont dites gelées aux lignes : elles font localement un mouvement hélicoïdal autour des lignes et se propagent à grande échelle le long de ces lignes. Comme les lignes sont courbées, cette composante du mouvement correspond également à une accélération et donc une émission : le rayonnement de courbure [70].

Le processus physique est localement exactement le même que pour une émission synchrotron (mise à part la périodicité du mouvement et le changement d'orientation du spin de l'électron dû au changement d'orientation du champ magnétique, VOISIN [71]), et il est possible d'en retrouver toutes les propriétés par analogie avec le rayonnement synchrotron. Tout se passe comme s'il y avait un champ magnétique virtuel tel que la gyration associée corresponde exactement à la courbure de la ligne.

Avec $B_{\text{virtuel}} = \gamma m_e c^2 / (e R_{\text{curv}})$, on obtient :

$$\frac{d^2 N}{dEdt} = 1.79 \frac{\sqrt{3}e^2 \gamma}{h R_{\text{curv}} E} (E/E_c)^{0.297} e^{-E/E_c}$$

avec $E_c = (3/2)\gamma^3 h \nu_{\text{curv}}$ où $\nu_{\text{curv}} = c/(2\pi R_{\text{curv}})$.

Le rayonnement de courbure serait responsable, avec la création de paires, du développement des cascades près des pôles des pulsars. Il a été développé initialement comme un processus d'émission radio cohérent. C'est aussi ce qui soutient l'idée que le champ magnétique près de la surface de l'étoile à neutron est mieux décrit par un multi-pôle car les lignes d'un dipôle sont peu courbées près des pôles (cf section 1.6.2.6).

Le rayonnement de courbure est également utilisé pour modéliser l'émission γ des pulsars dans certains modèles. Mais les découvertes récentes de l'émission pulsée au Crabe jusqu'à 400 GeV avec VERITAS [72] puis 1 TeV avec MAGIC [73] ne peuvent pas être expliquées par un rayonnement de courbure. En prenant le rayon

du cylindre de lumière comme rayon de courbure, avec des particules de $\gamma = 10^7$, on a $E_c = 0.19$ GeV et avec des particules de $\gamma = 10^8$, $E_c = 190$ GeV. Le facteur de Lorentz maximal que peut atteindre une particule est limité par l'énergie qu'elle perd par rayonnement de courbure, et même en tirant sur tous les paramètres au maximum, le rayonnement de courbure prédit une coupure exponentielle à des énergies inférieures à ce qui est observé.

2.3.3 Le rayonnement de synchro-courbure

Il est possible de faire une synthèse de ces deux rayonnements de même nature, qu'on appelle le rayonnement de synchro-courbure ([74], [75]). C'est la radiation émise par une particule effectuant un mouvement de gyration autour de lignes elles-mêmes courbées.

On définit un rayon effectif R_{eff} qui combine le rayon de Larmor R_L et le rayon des lignes de champ R_{curv} :

$$R_{\text{eff}} = \frac{R_{\text{curv}}}{\cos^2(\alpha)} \left(1 + \xi + \frac{R_L}{R_{\text{curv}}} \right)^{-1}$$

avec $\xi = \frac{R_{\text{curv}}}{R_L} \frac{\sin^2(\alpha)}{\cos^2(\alpha)}$

Le paramètre ξ est un nombre sans dimension qui est très grand devant 1 si l'angle d'inclinaison de l'hélice α est proche de 90° et si R_{curv}/R_L est grand, c'est-à-dire si la courbure du mouvement de gyration est beaucoup plus prononcée que la courbure des lignes. Dans ce cas-là, on se rapproche d'une émission synchrotron. Au contraire, si α est proche de 0° et si la courbure des lignes est très forte, on se rapproche d'une émission de courbure.

Le spectre du rayonnement de synchro-courbure est :

$$\frac{d^2N}{dEdt} = \frac{\sqrt{3}e^2\gamma}{2\pi\hbar R_{\text{eff}}E} \left((1+z)f_s(x) - (1-z)xK_{2/3}(x) \right)$$

avec $z = (Q_2 R_{\text{eff}})^{-2}$

$$E_c = \frac{3}{2}\gamma^3\hbar c Q_2$$

$$Q_2 = \frac{\cos^2(\alpha)}{R_{\text{curv}}} \sqrt{1 + 3\xi + \xi^2 + \frac{R_L}{R_{\text{curv}}}}$$

Si $\xi \ll 1$, on retrouve le spectre du rayonnement de courbure et si $\xi \gg 1$, on retrouve celui du synchrotron.

Le rayonnement de synchro-courbure est utilisé pour modéliser l'émission γ de haute énergie dans certains modèles.

Des travaux plus complets ont été faits en QED notamment par VOISIN, BONAZ-ZOLA et MOTTEZ [76].

2.3.4 L'effet Compton inverse

La diffusion Compton, ou l'effet Compton, est un phénomène mis en évidence en 1923 (et qui vaudra à Compton le prix Nobel de physique 1927). Des photons (des rayons X dans l'expérience originelle) peuvent transférer une partie de leur énergie à des particules (surtout des électrons, car l'effet est inversement proportionnel à la masse des particules) lors d'une interaction. La lumière est diffusée et sa longueur d'onde est allongée.

La limite de basse énergie (lorsque l'énergie du photon ϵ est très petite devant mc^2) correspond à la diffusion Thomson. Dans ce cas-là, la section efficace est proportionnelle à celle d'une description classique de particules comme des sphères qui s'entrechoquent : $\sigma_T = (8\pi/3)r^2$ où r est le "rayon" de la particule.

L'effet Compton inverse correspond au cas où c'est la particule qui transfère une partie de son énergie au photon. Cela peut être ramené à l'effet Compton par un simple changement de référentiel (dans le repère de masse de la particule elle a de toute façon une énergie de mc^2).

Si on appelle ϵ et ϵ_1 l'énergie du photon respectivement avant et après l'interaction, et θ la déviation du photon, la section efficace différentielle est donnée par la formule de Klein Nishina [68] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r^2}{2} \frac{\epsilon_1^2}{\epsilon^2} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_1} + \frac{\epsilon_1}{\epsilon} - \sin^2 \theta \right)$$

$$\text{avec l'énergie après l'interaction : } \epsilon_1 = \frac{\epsilon}{1 + \frac{\epsilon}{mc^2}(1 - \cos \theta)}$$

Posons $x = \epsilon/mc^2$. La section efficace intégrale est donnée par :

$$\sigma_{ic} = \frac{3}{4} \sigma_T \left[\frac{1+x}{x^3} \left(\frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right) + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right]$$

On distingue deux régimes, suivant que $x \ll 1$ ou $x \gg 1$.

Dans le premier cas, on a $\epsilon \ll mc^2$ donc on peut négliger le recul de la particule. Le photon est diffusé élastiquement, c'est-à-dire que sa direction change mais pas son énergie $\epsilon_1 \approx \epsilon$. On retrouve le régime de Thomson : $\sigma_{ic} \approx \sigma_T$.

En revanche, dans le régime ultra-relativiste ($x \gg 1$), on a :

$$\sigma \approx \frac{3}{8} \sigma_T x^{-1} \left(\ln(2x) + \frac{1}{2} \right)$$

C'est le régime de Klein-Nishina : la section efficace diminue avec x . L'interaction est moins probable pour des photons de très haute énergie.

On attribue à un effet Compton inverse des émissions de très haute énergie venant des pulsars et de leur nébuleuse. Des particules accélérées à des facteurs de Lorentz de l'ordre de 10^{7-8} voire plus donneraient presque toute leur énergie à des photons, ce qui expliquerait que des photons puissent atteindre des énergies de 10 TeV. De façon générale, dans un spectre à plusieurs composantes de type synchrotron / Compton inverse, le synchrotron est toujours à gauche de l'IC (Compton inverse) car les photons émis par des particules dans un champ magnétique n'ont qu'une partie de l'énergie des particules émettrices, tandis qu'après une diffusion IC, elles peuvent avoir presque toute l'énergie de la particule.

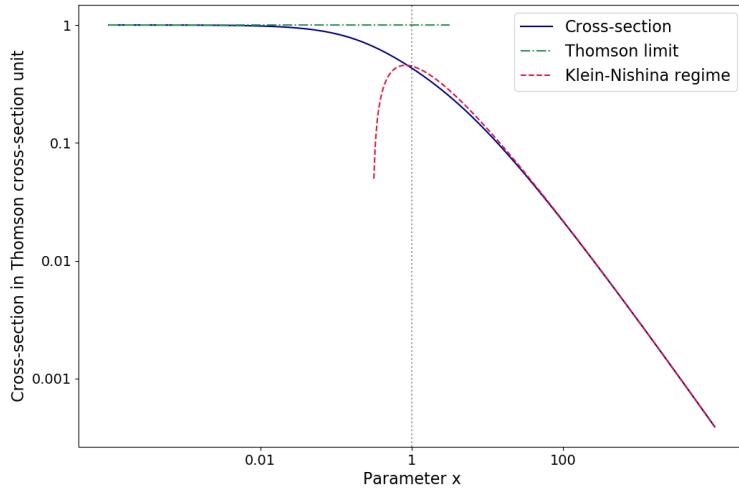


FIGURE 2.4 – Section efficace pour la diffusion Compton et les approximations pour $x \gg 1$ et $x \ll 1$.

Une diffusion IC nécessite la présence de photons cibles, qui peuvent être produits localement par d'autres types d'émission ou lointains comme le CMB ou l'émission infrarouge du milieu interstellaire (voir section 7.2.4 pour une discussion plus détaillée sur les champs de photons cibles possibles autour du pulsar de Vela).

2.3.5 Le SSC (Synchro-Self-Compton)

Le rayonnement de SSC correspond au cas où une population de particules dans un champ magnétique émet un rayonnement synchrotron, et les mêmes particules font une diffusion Compton inverse sur les photons qu'elles ont elles-mêmes irradiés.

On peut considérer que c'est une sorte de diffusion Compton, mais quelques caractéristiques le distinguent. Alors que l'émission synchrotron ou la diffusion Compton inverse d'une population de particules augmentent linéairement avec le nombre de particules émettrices, le SSC dépend des deux et varie donc avec le carré du nombre de particules émettrices. C'est une vision schématique, car la section efficace σ_{ic} et la quantité d'énergie transmise dépendent du rapport entre l'énergie de la particule et celle du photon. L'interaction entre le haut du spectre des particules et le bas du spectre des photons synchrotron n'a pas la même probabilité et ne donne pas le même résultat que celle entre le bas du spectre des particules et le haut du spectre des photons synchrotron. Si on recherche une grande précision, des calculs numériques sont nécessaires pour dériver le spectre SSC d'une population de particules dans un champ magnétique.

2.3.6 Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu, elle interagit avec le champ électrique des charges de ce milieu. Elle émet un rayonnement (comme toute charge accélérée), ce qui lui fait perdre de l'énergie : c'est le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung [77]. Ce processus peut être vu comme un effet Compton inverse sur les photons virtuels du champ en question.

La section efficace différentielle pour l'émission d'un photon Bremsstrahlung d'énergie ϵ_1 entre un électron d'énergie E_e et une charge Ze est ([78]) :

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon_1} = \frac{\alpha r_e^2}{\epsilon_1} \left(\left[1 + \left(1 - \frac{\epsilon_1}{E_e} \right)^2 \right] \phi_1(E_e, \epsilon_1, Ze) - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{E_e} \right) \phi_2(E_e, \epsilon_1, Ze) \right) = \frac{\alpha r_e^2}{\epsilon_1} f_b$$

ϕ_1 et ϕ_2 sont des fonctions qui dépendent de E_e , ϵ_1 et Ze et qui dépendent de l'ionisation du milieu. L'électron peut perdre presque toute son énergie.

Avec la création de paires, ce processus explique le développement d'une cascade électromagnétique dans l'atmosphère (voir section 2.5.2).

2.3.7 Processus hadroniques

Le lien entre l'astronomie γ et l'étude des rayons cosmiques (composés à 99% de hadrons) repose en grande partie sur les processus hadroniques. Comme les hadrons sont beaucoup plus massifs que les électrons, les émissions associées sont plus faibles.

L'interaction des hadrons du rayonnement cosmique avec des protons du milieu interstellaire crée des pions, des mésons et des kaons. Les pions neutres se désintègrent quasiment instantanément en photons γ .

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \pi^0 &\rightarrow 2\gamma \end{aligned}$$

L'étude de ces photons est un élément important pour étudier l'accélération des rayons cosmiques, et l'émission diffuse au TeV dans le centre galactique.

2.4 Le ciel relativiste

De nombreux effets relativistes ont lieu en astrophysique des hautes énergies. Dans cette thèse, nous n'abordons pas les effets de la relativité générale, même si ils sont importants près des étoiles à neutrons, constituent le cadre fondamental pour les trous noirs et ont anticipé le phénomène des ondes gravitationnelles.

En revanche, nous prêtons une attention particulière aux effets de la relativité restreinte qui ont lieu dans le vent strié des pulsars (et dans d'autres milieux comme les jets d'AGN). Ces effets peuvent tous se retrouver à partir des transformations de Lorentz.

Les grandeurs physiques sont toutes affectées : l'énergie peut être décalée vers le rouge (si la source s'éloigne) ou vers le bleu (si elle se rapproche), l'intensité peut être plus élevée (si la source se rapproche) ou inversement; des aberrations relativistes peuvent modifier l'apparence du ciel de haute énergie.

Nous dérivons quantitativement les transformations des grandeurs physiques que nous prenons en compte lors des calculs de l'émission du vent du pulsar dans la section 7.2.2.

2.5 Observer le ciel en rayons γ

Les rayons γ sont arrêtés par l'atmosphère donc la seule détection directe possible se fait à bord de satellites, mais des détections indirectes sont possibles depuis le sol. Elles consistent à observer la cascade électromagnétique générée par l'arrivée d'un photon γ dans la haute atmosphère. Historiquement, et cela reste vrai dans une large mesure, les rayons γ mous et HE sont détectés depuis l'espace et les rayons VHE depuis le sol. À présent, les deux domaines ont un chevauchement dans leur gamme d'énergie car des sources HE sont observées depuis le sol.

2.5.1 Des télescopes spatiaux pour la détection directe

Le premier télescope spatial en rayons γ mous est OSO-III (1967-1969), 3^{ème} des 8 satellites du programme OSO (Orbiting Solar Observatory) dédié à l'étude du Soleil. Il est suivi en 1972 par SAS-2 (Small Astronomy Satellite), sensible dans la bande 20 MeV - 1 GeV, et COS-B en 1975-1982 (2 keV - 5 GeV). C'est COS-B qui a permis la découverte de l'émission γ des pulsars du Crabe et de Vela, ainsi qu'une vingtaine d'autres sources. Des vols en ballon avec des instruments γ à bord ont également permis de voir les pulsations du Crabe et de Vela.

De 1991 à 2001, CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) observe le ciel grâce à quatre instruments couvrant des énergies de 30 keV à 10 GeV, dont EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) de 30 MeV à 10 GeV. Il permet d'obtenir le premier survey du ciel au-dessus de 100 MeV avec 271 sources dont six pulsars.

Lancé en 2002, INTEGRAL (International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) observe le ciel à plus basse énergie, dans le domaine de 20 keV à 10 MeV.

En août 2008, *Fermi* est mis en orbite avec deux instruments à bord : le LAT (Large Area Telescope) et le GBM (Gamma Burst Monitor). Ce dernier, comme son nom l'indique, sert surtout pour la détection de GRB dans la bande de 5 keV à 25 MeV.

Le LAT est sensible de 20 MeV à 300 GeV et a opéré une révolution dans le ciel de haute énergie, notamment pour les pulsars, avec un nombre passant de 7 individus avant 2008 à plus de 240 dans le dernier catalogue de *Fermi*-LAT, ouvrant la voie à des études de population. Il possède un très grand champ de vue de 2.4 sr et fonctionne en mode balayage. Avec une période de 95 minutes, il lui faut 3 heures pour couvrir l'ensemble du ciel. La méthode de détection repose sur la création de paires à l'arrivée du photon γ dans l'instrument. Celui-ci est composé de trois parties. Le trajectographe permet de reconstruire la direction du photon incident, le calorimètre mesure l'énergie et un bouclier anti-coïncidence permet de rejeter les particules chargées (les rayons cosmiques). Comme il y a très peu de particules neutres dans l'espace (les neutrons ne sont pas stables et les neutrinos n'interagissent quasiment pas), le LAT n'a presque pas de bruit parasite causé par d'autres particules que des photons.

La capacité de rejeter avec une très grande efficacité ($\sim 10^{-5}$) le bruit de fond des particules chargées (ions et e^\pm) est un très grand avantage de la détection spatiale. La raison pour laquelle on recourt à des techniques de détection indirecte réside dans la rareté des photons γ de très haute énergie. La surface d'un instrument à bord d'un satellite est limitée : celle du LAT, le plus grand instrument γ jamais lancé, est d'un mètre carré. Pour une source comme le pulsar de Vela au TeV, il faudrait attendre des mois voire des années pour avoir un seul photon qui passe par l'instrument. Depuis le sol, les surfaces effectives de HESS atteignent $\sim 10^5$ m² au TeV, ce qui a

permis de collecter plus d'une vingtaine de photons pulsés de Vela au TeV en 80h d'observation. Nous décrivons maintenant les techniques de détection depuis le sol.

2.5.2 Des télescopes au sol pour la détection indirecte

Le principe de l'astronomie γ au sol est d'utiliser l'atmosphère comme un calorimètre et de détecter les traces de l'arrivée d'un photon dans la haute atmosphère. À environ 10 kilomètres d'altitude, l'interaction entre le rayon γ et le champ coulombien des atomes de l'atmosphère crée une paire $e^-/+$. Les particules chargées, accélérées par le champ des atomes, émettent un rayonnement de freinage constitué de photons de moindre énergie, qui créent à leur tour des paires. Par ces processus de créations successives de paires et de rayonnement de freinage, une cascade électromagnétique se développe jusqu'à ce que ses particules n'aient plus assez d'énergie (à 83 MeV, les pertes d'énergie par ionisation de l'air deviennent dominantes).

Les particules chargées de la gerbe sont ultra-relativistes et vont à une vitesse v supérieure à c/n où n est l'indice de l'air à l'altitude en question, ce qui cause un rayonnement Tchérienkov, dans un cône dont l'axe est la direction d'arrivée du photon, et d'ouverture angulaire θ telle que $\cos(\theta) = c/vn$. Cette lumière a été détectée pour la première fois en 1934 (ČERENKOV [79], prix Nobel de physique 1958). En 1953 GALBRAITH et JELLEY [80] observent pour la première fois la lumière Tchérienkov causée par les rayons cosmiques dans l'atmosphère. Elle consiste en un flash de quelques nanosecondes à cheval sur le bleu et l'ultra-violet proche, et c'est ce flash que les instruments au sol détectent.

Un défi majeur pour l'astronomie γ depuis le sol est que pour un photon incident générant une cascade électromagnétique, environ 10^5 rayons cosmiques génèrent une cascade hadronique qui émet aussi un flash Tchérienkov. La capacité à distinguer les deux types de cascades est donc absolument déterminante pour le succès de l'astronomie gamma Tchérienkov.

Pour déduire l'origine du photon incident à partir du rayonnement Tchérienkov, deux chemins sont possibles : l'échantillonage temporel du front d'onde ou l'imagerie de la gerbe. Des expériences comme Thémistocle ou Céleste ont emprunté la première voie. Mais ce sont plutôt les techniques d'imagerie, où on analyse une ou plusieurs images de la gerbe, qui ont permis la découverte de nombreux astres et l'essor du domaine.

La philosophie de cette branche consiste à :

- avoir une électronique rapide de sorte à isoler les quelques nanosecondes du flash Tchérienkov
- avoir une pixelisation suffisamment fine pour étudier la morphologie de l'image de la gerbe
- chacun des pixels doit avoir un rapport signal sur bruit suffisamment élevé : on ne peut donc pas diviser la lumière en un nombre trop élevé de pixels
- pour maximiser le signal dans chaque pixel, on construit de grandes coupelles de miroirs pour récolter le plus de photons Tchérienkov possibles
- les chemins optiques du système de miroirs doivent être aussi rapprochés que possible afin de ne pas disperser le signal dans le temps
- un grand champ de vue permet de voir les gerbes tombant à quelques centaines de mètres des télescopes (cela augmente la surface efficace), de faire des balayages du centre galactique, d'étudier des sources étendues, et est nécessaire pour avoir une proportion importante d'images de gerbes non tronquées par le bord de la caméra

- la stéréoscopie, bien qu'il soit possible de faire sans, aide grandement à la reconstruction de la position et à la discrimination du bruit

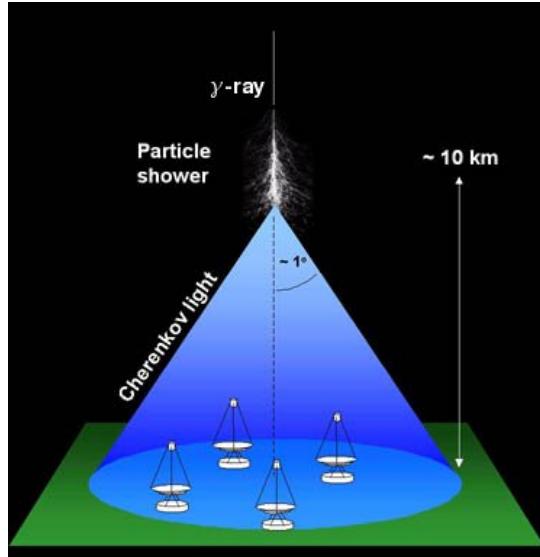


FIGURE 2.5 – Principe de la détection : un rayon γ génère une cascade électromagnétique de n mètres à une altitude de 8-10 kilomètres. Cette cascade émet une lumière Tchérienkov détectée par les télescopes. La surface efficace de détection est de l'ordre de 10^{4-5} m^2 : il n'y a pas besoin que la particule arrive sur le télescope pour détecter la lumière Tchérienkov.

Le premier prototype, Whipple, de 10 mètres de diamètre, date de 1968 en Arizona. Le télescope HEGRA (High Energy Gamma Ray Astronomy) inauguré en 1987 à La Palma est le premier à utiliser la stéréoscopie comme technique. En 1996, le télescope CAT (Cherenkov Array at Thémis), de diamètre beaucoup plus modeste, a été doté d'une pixelisation plus fine et d'une électronique plus rapide. Les télescopes actuels constituent la troisième génération avec HESS en Namibie, VERITAS en Arizona et MAGIC à La Palma.

Il est également possible, plutôt que d'observer la lumière Tchérienkov, de faire de l'astronomie γ en détectant les particules chargées de la cascade, ce que font des expériences comme MILAGRO ou TIBET-III – qui étudient surtout le rayonnement cosmique.

2.6 L'expérience H.E.S.S.

2.6.1 De la conception de l'instrument à la prise de données

L'expérience H.E.S.S. est un réseau de télescopes à imagerie Tchérienkov. Le nom est à la fois l'acronyme de High Energy Stereoscopic System et un hommage à Victor Hess pour sa découverte du rayonnement cosmique en 1912.

La première phase de l'expérience (HESS-I) est constituée de quatre télescopes (CT1 à CT4) de 12 mètres de diamètre et disposés en carré. Ils ont été installés en 2002 et 2003, et le réseau officiellement inauguré en 2004. La sensibilité en énergie du réseau va environ de 100 GeV à 100 TeV.

La deuxième phase de l'expérience (HESS-II) a vu l'ajout d'un cinquième télescope (CT5) de 28 mètres de diamètre au centre du carré en 2012. Le seuil en énergie est abaissé à quelques dizaines de GeV (on y reviendra). Il est possible d'utiliser CT5

seul (en mode monoscopique), le réseau CT1-4 seulement, ou bien CT1-5 en mode hybride.

Les observations sont conduites la nuit (quand le Soleil est en-dessous de 18° sous l'horizon), uniquement en l'absence de Lune jusqu'en 2019 où des observations au clair de Lune sont mises en place pour gagner du temps d'observation. Elles sont impossibles en cas de pluie ou de ciel couvert. Le temps moyen d'observation sur un an (sans observation au clair de Lune) est d'environ 1000 heures. Le choix des astres observés durant l'année est fait par un comité d'observation qui examine les demandes des différents groupes de recherche. Les observations sont découpées en tranches de 28 minutes nommées *runs*, qui peuvent être raccourcies en cas de problèmes ou à la fin de la nuit.



FIGURE 2.6 – Les télescopes H.E.S.S. en Namibie

2.6.1.1 Le site

Les télescopes sont situés sur un plateau à 1800 mètres d'altitude en Namibie, près de la montagne Gamsberg ($23^\circ 16'18.4''$ Est, $16^\circ 30'00.8''$ Sud). Le choix de l'emplacement de l'expérience répond à des critères de diverses natures : dans l'hémisphère Sud, près du tropique du Capricorne, le centre de la Voie Lactée se situe haut dans le ciel, le climat semi-désertique garantit un ciel dégagé la majorité de l'année et la très faible densité de population minimise la pollution lumineuse. L'altitude est un critère essentiel pour ce type d'imagerie : trop près du niveau de la mer, on ne voit plus la lumière Tchérénkov émise à 10 km d'altitude, trop atténuée ; trop en altitude, et la surface effective diminue (le cône est intercepté trop proche de son point d'origine). Un bon compromis se situe entre 1500 et 2000 mètres. Enfin, le champ magnétique terrestre dans cette région du monde est plus faible qu'ailleurs (c'est une anomalie du champ), ce qui réduit la déviation des gerbes et permet une meilleure reconstruction de la position.

2.6.1.2 Les télescopes CT1-4

Les télescopes CT1-4 sont situés sur les coins d'un carré de 120 mètres de côté. Le choix de cette distance est elle aussi un compromis. Plus ils sont éloignés, plus leur bras de levier pour reconstruire la position en stéréoscopie est élevé, et plus ils sont rapprochés, plus ils sont susceptibles d'être dans la galette d'une même gerbe, d'environ 120 m de rayon.

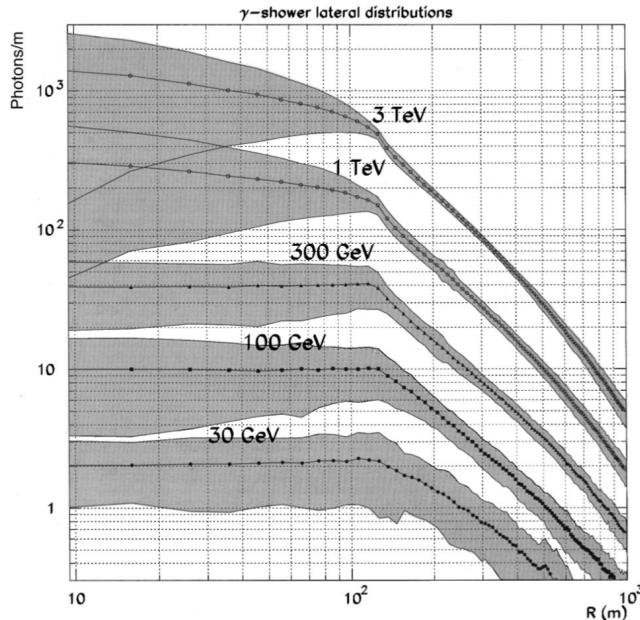


FIGURE 2.7 – Densité de photons Tchérienkov entre 300 et 600 nm en fonction de la distance du point d'impact de la cascade pour des γ de différentes énergies tels que vus à 2km d'altitude. La densité de photons est environ constante jusqu'à une centaine de mètres puis décroît. Même à une distance bien supérieure, un photon de 3 TeV peut être plus facilement détecté qu'un photon de 30 GeV (c'est pourquoi la surface efficace grandit avec l'énergie). Source : [81]

Les télescopes sont en acier, avec une monture alt-azimutale qui permet un mouvement sur le plan horizontal (azimuth) et vertical (altitude) capable d'atteindre une vitesse de 100° par minute, ce qui est important pour réagir rapidement en cas d'alerte de GRB. Les rails circulaires sur lesquels les télescopes sont montés ont un diamètre de 13.6 mètres, la coupole un diamètre de 13 mètres, et la caméra est à 15 m (la distance focale) des miroirs. Les réflecteurs sont un assemblage de 380 miroirs circulaires de 60 cm de diamètre, pour une surface totale de 107 m². L'ombre des bras et de la caméra réduit de 11% la surface de détection.

Les miroirs sont montés avec un montage dit de Davies Cotton [82], un compromis entre deux critères. L'instrument doit avoir une réponse rapide aux flashes Tchérienkov, pour isoler la gerbe du bruit de fond. Il faut donc un montage optique le plus isochrone possible (avec des chemins optiques égaux). C'est le cas pour un montage parabolique, mais celui-ci présente une aberration de coma. Il renvoie des images d'autant plus déformées qu'elles sont loin du point focal dans le plan focal. Or, la technique repose sur l'imagerie et la forme des gerbes pour reconstruire les événements. Un montage sphérique n'est pas isochrone mais a une aberration moindre. Grâce à leur montage intermédiaire de Davies Cotton, les télescopes ont une aberration réduite et un délai induit dû à la différence de chemin optique de

$\delta \approx D^2/(8fc)$ (avec D le diamètre, f la focale) qui vaut 4 ns, ce qui est raisonnable par rapport aux 5 ns typiques de la durée d'un flash Tcherenkov.

L'alignement des miroirs est fait en superposant les images des différents miroirs d'une même étoile brillante dans le ciel sur le capot de la caméra. Celui-ci est observé à l'aide d'une caméra CCD installée au centre du réflecteur. La même caméra CCD sert à contrôler le pointé des télescopes et à produire les paramètres de correction lors d'observations faites en début ou en fin de périodes de prises de données.

Le poids total d'un télescope est de 60 tonnes. Le poids de la caméra et du bras portant la caméra déforme le bras et donc le pointé. Des corrections de pointé sont appliquées en comparant l'image directe d'une étoile brillante fournie par une caméra CCD supplémentaire installée sur le réflecteur et l'image de la réflexion de cette étoile sur le capot. Elles permettent de réduire les erreurs de pointé à 20" voire 6" si les corrections sont faites en même temps que la prise de données.

2.6.1.3 Les caméras CT1-4

Les caméras ont un grand champ de vue de 5° de diamètre total, ce qui permet d'avoir des images de gerbes entières (l'étendue d'une gerbe fait environ 0.5/1°), même si les gerbes sont tombées à côté du réseau de télescopes. Elles font 1.6m de diamètre, 1.5m de profondeur et pèsent 900 kg.

Elles sont équipées d'une électronique rapide qui permet de n'enregistrer que le temps du flash au sein d'un bruit de fond de quelques centaines de MHz. Elles comportent 960 tubes photo-multiplicateurs (PM) ou pixels, ayant chacun un champ de vue de 0.16°. Chaque PM est doté d'un cône de Winston qui guide la lumière vers le PM, évite les espaces morts entre les PM, et rejette la lumière incidente avec un angle trop élevé pour venir des miroirs (voir figure 2.8).

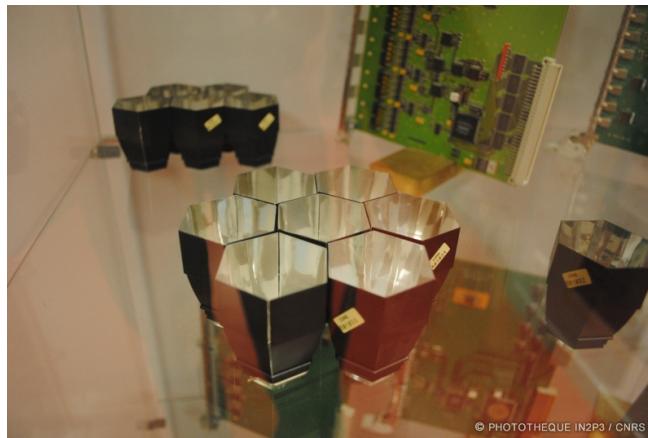


FIGURE 2.8 – Cônes de Winston

Les PM sont organisés par groupes de 16 dans 60 tiroirs, qui peuvent être facilement changés sans avoir à démonter la caméra. Chaque tiroir contient deux cartes analogiques gérant chacune 8 PM. Elles sont chargées d'amplifier le signal, de le stocker, et de déclencher l'acquisition le cas échéant (cf section suivante). Chaque carte possède deux voies d'acquisition : une de haut gain pour les signaux faibles (0-200 photo-électrons ou p.e.), une de bas gain pour les signaux forts (15-1600 p.e.). Le signal numérisé est ensuite transmis à l'unité centrale de la caméra.

Les caméras CT1-4 ont été renouvelées, d'abord avec CT1 à l'automne 2016, puis les trois autres fin 2016 pour une fin de commissionning (mise en service) officielle

au 2 avril 2017 mais effective au 31 janvier 2017. Nous verrons au paragraphe 4.5 que cette date coïncide avec l'apparition de problèmes dans l'analyse pulsée.

2.6.1.4 Stratégie de déclenchement

L'acquisition est déclenchée selon une procédure à deux niveaux : celui des caméras, local et celui du système central, global.

Un signal est envoyé de la caméra au système de déclenchement central si plus de 4.5 pixels détectent plus de 3 dans un secteur donné. Elle attend le retour d'information du système central mais commence à lire et stocker les données. Si aucun message de déclenchement n'est reçu pendant $5.5\ \mu\text{s}$, elles jettent l'événement. Si plus de 2 télescopes envoient un signal dans un intervalle de 80 ns, le système de déclenchement identifie une coïncidence et envoie un signal aux télescopes qui se sont déclenchés pour leur indiquer de continuer l'enregistrement. Pendant le déclenchement, la lecture et l'envoi des données, le télescope ne peut pas prendre de nouvelles données : le temps mort dure $446\ \mu\text{s}$.

Le taux de déclenchement est de quelques centaines de Hz et ce sont essentiellement des hadrons.

2.6.1.5 La phase HESS-II avec CT5

La caméra de CT5 est constituée de 2048 pixels groupés en tiroirs de 16 PM de 0.067° d'ouverture angulaire pour un champ de vue total de 3.2° de diamètre. La coupelle du télescope CT5 est faite de 875 miroirs hexagonaux de 90 cm d'apothème. La surface totale des miroirs est de $614\ \text{m}^2$. Le rayon de la coupole est de 28 m et la distance focale de 36 m : c'est le plus grand télescope Tchérenkov au monde. Cela permet d'abaisser le seuil à quelques dizaines de GeV, car les photons γ de plus faible énergie produisent une cascade plus petite qui émet moins de lumière Tchérenkov. Le seuil inférieur de la sensibilité de l'instrument est déterminé par la taille de la coupelle qui permet de récolter des flashes Tchérenkov très faibles et de les faire converger vers la caméra. Le seuil supérieur, lui, est lié à la rareté des photons de $\sim 100\ \text{TeV}$ et donc à la surface de détection. C'est le nombre de télescopes et leur espacement qui détermine cette surface et le seuil supérieur de l'instrument.

CT5 peut être utilisé en mode stéréoscopique avec les autres télescopes ou en mode monoscopique pour la détection de rayons γ HE ($<100\ \text{GeV}$). Dans ce cas-là, la limite de sensibilité est déterminée par la quantité de bruit de fond davantage que par la rareté des photons. En analyse non-pulsée, on peut descendre jusqu'à $\sim 50\text{-}60\ \text{GeV}$. En analyse pulsée, on peut s'affranchir de la source principale d'effets systématiques (à savoir les inhomogénéités dans le champ de vue) et descendre à $\sim 20\ \text{GeV}$ voire moins. Le recouvrement avec les énergies de *Fermi*-LAT a permis une vérification croisée avec un instrument sans bruit de fond, et donc de s'assurer de la bonne maîtrise de l'instrument malgré un bruit de fond très important.

2.6.2 Analyse des données

2.6.2.1 Critères de sélection des données

La sélection des données se fait essentiellement sur deux critères : les conditions météorologiques et le bon fonctionnement du détecteur. Une grande variation du taux de déclenchement indique le passage de nuages qui absorbent les photons Tchérenkov. Un état dégradé des caméras, avec trop de pixels cassés, de tiroirs désactivés (par exemple en cours de changement ou de réparation), peut aussi entraîner des

problèmes dans la suite de l'analyse. On exclue généralement les télescopes avec plus de 15% de PM non fonctionnels. Les observations de moins de 10 minutes sont rejetées car elles sont souvent associées à des problèmes lors de la prise de données. Généralement, environ un quart des prises de données sont exclues de l'analyse.

2.6.2.2 De l'image aux photons γ

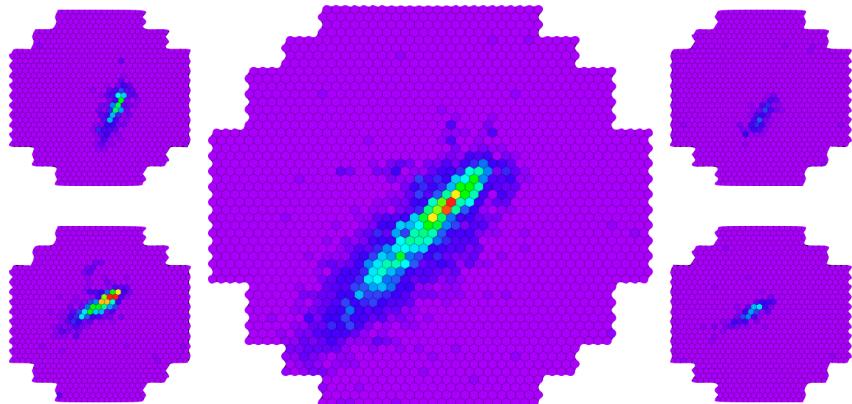


FIGURE 2.9 – Images d'une gerbe vue par les cinq caméras.

Les collections d'images prises par les caméras traversent plusieurs étapes avant d'être interprétées comme un nombre de photons γ détectés. Différents niveaux de données (DL pour data level) se succèdent. Nous utilisons les dénominations plus récentes adaptées à la nomenclature de CTA.

Le DL0 désigne les données brutes, télescope par télescope. Après nettoyage et calibration, on obtient le DL1, des images de gerbes, toujours télescope par télescope, comme sur la figure 2.9. Un algorithme de reconstruction est appliqué : à partir du DL2 (événements reconstruits), les données sont traitées événement par événement. Un algorithme de discrimination entre les gerbes électromagnétiques et hadroniques est appliqué pour obtenir le DL3 : les événements gamma-like, c'est-à-dire les photons γ et les hadrons dont les gerbes ressemblent à des gerbes de photons. Une analyse de haut niveau permet d'arriver au DL4, où on calcule l'excès, les phasogrammes, les cartes, les spectres des sources. Enfin, on peut éventuellement désigner les catalogues de sources, les cartes du ciel comme un DL5.

Dans la suite, nous décrivons plus en détails chacune de ces étapes.

2.6.2.3 Étalonnage et fabrication des DST

L'étalonnage permet de connaître le nombre de photons Tchérenkov détectés en fonction de la charge mesurée dans chaque pixel. Des observations spécifiques destinées à connaître l'instrument sont effectuées pour cela.

Le piédestal est la réponse de la caméra en l'absence de signal physique. Il existe deux types de contributions qui expliquent un nombre non nul de coups mesurés en l'absence de photons Tchérenkov. La première est de nature électronique et thermique : c'est le bruit du circuit. Pour l'estimer, on plonge la caméra dans l'obscurité totale (capot fermé) et on mesure l'intensité du signal en sortie des PM. La deuxième est due au bruit de fond du ciel (Night Sky Background, NSB) : la lumière des astres, la scintillation de l'atmosphère, et toutes sortes de photons parasites émis ailleurs. Ce bruit de fond est contrôlé en étant mesuré toutes les deux minutes.

Le gain nominal est le nombre d' e^- récupérés pour un photo-électron et il vaut environ 2×10^5 . Des LED sont utilisées pour la calibration des voies de bas gain, et les voies de haut gain sont calibrées sur des signaux Tcherenkov en comparant avec la réponse des voies de bas gain.

Les pixels ne sont pas tous identiques et leur réponse à un même signal n'est pas exactement la même. Pour mesurer les inhomogénéités de la caméra, on l'expose à une lumière uniforme (flat-field). Cela permet de contrôler les différences d'efficacité et de les corriger.

Certains pixels peuvent être "cassés" en raison de problèmes techniques ou volontairement éteint s'ils sont à la position d'une étoile. Ces pixels doivent être écartés lors de la calibration.

L'efficacité optique permet de convertir l'intensité du nombre de p.e. en intensité du nombre de photons Tcherenkov arrivés sur le miroir. Elle prend en compte la réflectivité des miroirs, les angles morts, la transmission cônes de Winston et l'efficacité optique des PM. Elle est déterminée en comparant les prédictions aux mesures des muons, qui font des anneaux très reconnaissables [83].

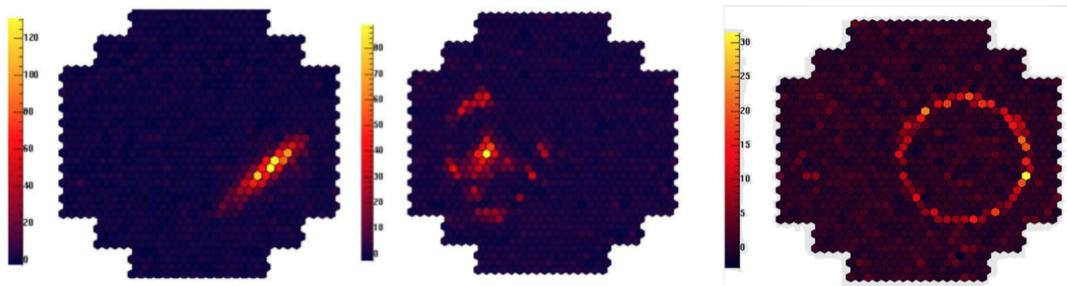


FIGURE 2.10 – Exemple d'image obtenue d'une cascade électromagnétique à gauche, hadronique au milieu et d'un muon à droite. Les gerbes électromagnétiques ont une forme d'ellipsoïde à trois dimensions, donc leurs images sont des ellipses. Les gerbes hadroniques ont des sous-cascades, bien visibles sur cette image, mais elles peuvent aussi ressembler à des gerbes de photon. Les muons font des anneaux car la lumière Tcherenkov pour une seule particule est un cône creux.

Les DST (data summary tapes) sont fabriqués avec les données brutes auxquelles on applique les corrections issues de la calibration et dont on ne garde que les pixels de la gerbe. Pour cela, un nettoyage est appliqué avec deux seuils S_1 et $S_2 > S_1$. Tous les pixels ayant une charge inférieure à S_1 sont rejettés, tous ceux ayant une charge supérieure à S_2 sont gardés, et ceux ayant une charge comprise entre S_1 et S_2 ne sont gardés que si un voisin a lui aussi une charge supérieure à S_1 . Il existe différents choix possibles S_1 et S_2 , des valeurs souvent utilisées sont 5 et 7 p.e. respectivement.

2.6.2.4 Reconstruction

Le but de cette étape est de reconstruire des paramètres physiques à partir des images des gerbes (comme la direction, l'énergie), mais aussi de préparer les paramètres qui serviront à discriminer les photons des hadrons.

Une méthode d'analyse historique des images est celle des moments de Hillas [84]. Elle consiste à caractériser l'image elliptique de la gerbe par une gaussienne à deux dimensions ayant les paramètres (ou moments) de Hillas suivants :

- le barycentre des charges de l'image
- la largeur de l'ellipse w

- la longueur de l'ellipse l
- la charge totale de l'ellipse (ou l'amplitude) Q
- la distance locale d entre le centre de la caméra et le barycentre
- l'angle ϕ entre le centre de la caméra, le barycentre et un axe de référence

La position de la source est estimée grâce aux intersections des axes des ellipses, car on sait que la source se trouve sur l'axe principal de la gerbe. Les intersections deux à deux ne se superposent pas tout à fait (voir figure 2.11). On fait une moyenne pondérée afin de favoriser les intersections les plus susceptibles d'être proches de la vraie position. Ce sont celles qui viennent des images qui ayant le plus de charge, une grande ellipticité, et des intersections à grand angle.

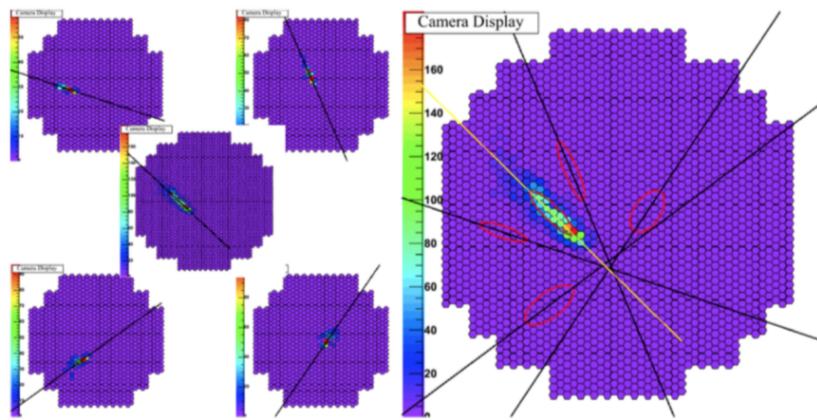


FIGURE 2.11 – Reconstruction de la direction par stéréoscopie. Les intersections des axes des ellipses vues par chacune des caméras permettent de trouver la position de l'événement.

Dans l'analyse monoscopique, une seule image est disponible. La source est alors localisée le long du grand axe de l'image sur la base de la distance δ entre la position de la source et le barycentre (δ est tabulée en fonction de la charge, longueur et largeur de l'image grâce à des simulations Monte Carlo). La position de l'événement peut se trouver d'un côté ou de l'autre du barycentre, il y a ambiguïté. Mais l'image d'une gerbe a un aspect cométaire s'élargissant vers le bas de la cascade. Des moments d'ordre supérieur peuvent aider à quantifier l'asymétrie de l'ellipse et à lever l'ambiguïté sur la direction de la gerbe le long de son axe principal.

En mode stéréoscopique, l'énergie reconstruite est la moyenne pondérée par la charge des énergies mesurées par chacun des télescopes. L'énergie de chaque télescope est estimée par une interpolation sur des tables générées par des simulations de photons γ , qui contiennent la distribution de charges en fonction du pied de gerbe, de l'offset et de l'angle zénithal.

Une fois la position et l'énergie reconstruites, on cherche à préparer la discrimination. Si chaque pixel P_i a une position (x_i, y_i) dans la caméra, on peut introduire le premier et second moment des charges :

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \frac{\sum q_i x_i}{\sum q_i}, \quad \langle y \rangle = \frac{\sum q_i y_i}{\sum q_i} \\ \langle x^2 \rangle &= \frac{\sum q_i x_i^2}{\sum q_i}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum q_i y_i^2}{\sum q_i}, \quad \langle xy \rangle = \frac{\sum q_i x_i y_i}{\sum q_i} \end{aligned}$$

On définit les variances :

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle$$

Cela permet d'exprimer les paramètres de Hillas :

$$d = \sqrt{\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2}$$

$$l = \sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + \sqrt{\sigma_{x^2} - \sigma_{y^2} + 4\sigma_{xy}}$$

$$w = \sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + \sqrt{\sigma_{x^2} - \sigma_{y^2} - 4\sigma_{xy}}$$

On définit les largeurs et longueurs moyennes réduites (appelées *MSCW* et *MSCL*) en fonction des pieds de gerbe R_i et de la charge Q_i de chaque télescope :

$$MSCW = \frac{1}{N_{tels}} \sum_i^{N_{tels}} \frac{w_i - \langle w_{R_i, Q_i} \rangle}{\sigma_{R_i, Q_i}^w}$$

$$MSCL = \frac{1}{N_{tels}} \sum_i^{N_{tels}} \frac{l_i - \langle l_{R_i, Q_i} \rangle}{\sigma_{R_i, Q_i}^l}$$

La distribution de ces paramètres est différente pour les hadrons et les photons comme on peut le voir figure 2.12 et serviront lors de la discrimination.

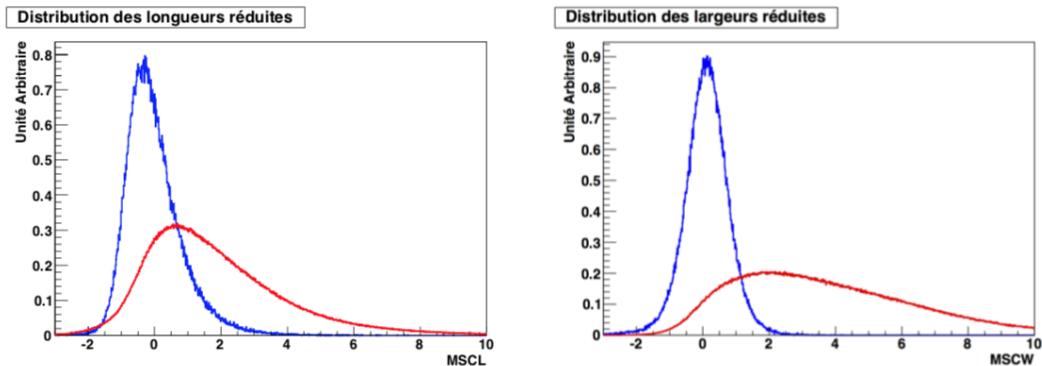


FIGURE 2.12 – Distribution des γ issus de simulations Monte Carlo (en bleu) et de vraies données dominées par les hadrons (en rouge). À gauche : distribution des longueurs réduites. À droite : distribution des largeurs réduites. Crédit : Marandon 2010.

Une méthode plus récente de reconstruction des gerbes, Model 3D, a été développée en 2006 pour la collaboration HESS [85]. Elle consiste en une généralisation à trois dimensions de la méthode des moments de Hillas. La gerbe est modélisée comme une gaussienne tri-dimensionnelle décrite par les paramètres suivants :

- la direction de l'axe de la gerbe par rapport aux télescopes
- le paramètre d'impact
- la position du maximum de gerbe
- les écarts-types correspondant à la longueur et largeur de la gerbe
- le nombre de photons Tchérénkov émis

Ces paramètres permettent de dériver le nombre de photons attendus au niveau des caméras, qui est comparé au nombre de photons mesurés. La gerbe est ainsi

ajustée avec un maximum de vraisemblance. Les paramètres physiques de la gerbe tels la largeur et la longueur de la photosphère (l'ensemble des photons Tcherenkov) sont utilisés pour la discrimination de fond hadronique tel que discuté ci-dessous.

2.6.2.5 Analyse multivariée et BDT

L'analyse multivariée ([86]) utilise huit variables pour la discrimination : MSCW et MSCL des moments de Hillas; la largeur de la gerbe, l'erreur associée et la profondeur maximum de gerbe de Model 3D, ainsi que ces variables de comparaison entre les deux méthodes. Ces dernières peuvent participer à la discrimination car les gerbes électromagnétiques doivent donner des résultats plus similaires entre les différentes méthodes que les gerbes hadroniques.

L'analyse APC-MVA, développée par l'équipe du laboratoire APC (et MVA pour MultiVariate Analysis) utilise des arbres de décisions boostés (BDT) pour combiner ces variables et faire la discrimination. Un arbre de décision est un algorithme de classification binaire à embranchements (ou noeuds) successifs. À chaque noeud, un critère de sélection permet de (ré-)orienter l'événement dans la catégorie 'photon' ou 'hadron'.

Les arbres de décision sont produits par une phase préliminaire d’entraînement au cours de laquelle l’algorithme utilise les variables de discrimination sur du bruit de fond réel et des simulations Monte Carlo de photons γ . L’entraînement est effectué de sorte à être bien adapté aux observations (avec suffisamment de photons correctement identifiés comme tels et de hadrons rejetés). Mais s’ils arrivent à identifier correctement chaque événement de l’échantillon utilisé pour l’entraînement, on parle de surentraînement. Dans ce cas-là, les arbres sont devenus trop bien adaptés à un cas très spécifique et ont moins de marge d’adaptation pour le lot de données réelles.

Afin de vérifier la fiabilité des BDT et de se prévenir d'un éventuel surentraînement, ils sont testés sur un lot de données différent avant d'être appliqués aux données.

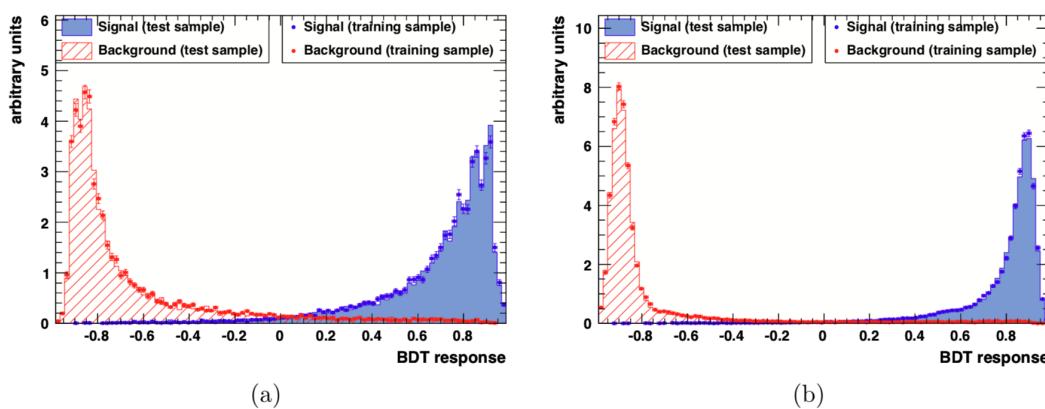


FIGURE 2.13 – Exemple de distribution de la réponse du BDT ζ pour des photons γ (en bleu) et des hadrons (en rouge) ayant une énergie comprise entre 1 et 2 TeV et un angle zénithal entre 10 et 20° pour les lots d’entraînement (points) et de test (en trait plein). Le graphique de gauche (a) correspond à une prise de données avec deux télescopes, tandis que celui de droite (b) avec 3 et 4 télescopes. Crédit : [86].

2.6.2.6 Autres chaînes d'analyse

Il existe trois chaînes d'analyse dans H.E.S.S. : *Paris Analysis*, HAP (pour Hess Analysis Package) et HAP-FR, celle utilisée pour les analyses de cette thèse.

Pour la calibration, *Paris Analysis* utilise la calibration décrite dans la section 2.6.2.3, HAP utilise une calibration indépendante et HAP-FR peut utiliser les deux (par défaut celle de *Paris Analysis*).

Pour la reconstruction, HAP-FR utilise les moments de Hillas avec (ou sans) *Model 3D* (décris section 2.6.2.4) et Paris-MVA/APC-MVA (section 2.6.2.5) pour la discrimination.

HAP utilise Hillas ou *ImPACT* pour la reconstruction et une analyse multivariée pour la discrimination TMVA. *ImPACT* est un algorithme de reconstruction qui utilise des simulations Monte Carlo massives pour avoir des abaques (ou templates) d'images de gerbes auxquelles sont comparées, pixel par pixel, les données, par l'intermédiaire d'un maximum de vraisemblance [87].

Paris Analysis utilise *Model / Model ++* pour la reconstruction des événements [88]. Initialement développée pour le télescope CAT ([89]), c'est une méthode semi-analytique qui consiste à ajuster des simulations Monte Carlo pour avoir une expression analytique du nombre d' $e^{+/-}$ en fonction de l'énergie, de la profondeur atmosphérique, de la distribution longitudinale, latérale et angulaire. L'ajustement est ensuite effectué grâce à un maximum de vraisemblance dont la qualité est utilisée pour la discrimination.

2.6.2.7 S'affranchir du bruit de fond résiduel

Même après avoir appliqué l'algorithme de discrimination, la majorité des événements sont des hadrons. Par exemple, pour le pulsar de Vela, en mode stéréoscopique au-delà de 3 TeV, on a environ 20 photons sur 100 événements. En mode monoscopique entre 20 et 80 GeV, on a environ 16000 photons sur ~ 2.5 millions d'événements, soit moins d'1% de signal. La pression de discrimination est bien plus faible en mode monoscopique : à basse énergie les images sont moins fournies, et il n'y en a qu'une.

Même après la discrimination, on ne peut pas déterminer, événement par événement, lesquels sont des photons et des hadrons. En revanche, on peut estimer, statistiquement, le nombre de photons.

Pour ce faire, on commence par estimer le niveau de bruit de fond. On détermine une "région OFF", c'est-à-dire une région dans laquelle on n'attend pas de photon γ car on ne connaît aucune source dans cet endroit du ciel. Le nombre d'événements détectés dans cette région N_{OFF} est donc purement dû au bruit. Le rayonnement cosmique est isotrope, et l'acceptance n'est pas uniforme dans la caméra, elle diminue en s'éloignant du centre. On s'attend au même taux de hadrons pour une distance donnée au centre du champ de vue.

Le nombre N_{ON} d'événements dans la région ON est la somme du nombre de hadrons et du nombre de photons. Comme on connaît N_{OFF} , on peut estimer le nombre de signaux. Si la région ON et OFF font la même taille, alors on a un excès qui vaut $N_{\text{ON}} - N_{\text{OFF}}$. En général, on souhaite que la région OFF soit la plus étendue possible pour avoir une meilleure estimation du bruit de fond. Quant à la région ON, elle doit être choisie de sorte à avoir à la fois le plus de signaux possibles, et le meilleur rapport signal sur bruit. Pour les sources étendues, la région ON correspond à la taille estimée de la source. Pour les sources ponctuelles, on choisit souvent $R_{68\%}$, le

rayon qui contient 68% des signaux. Avec des tailles respectives t_{ON} et t_{OFF} , on pose $\alpha = t_{\text{ON}}/t_{\text{OFF}}$.

L'excès (le nombre de photons estimé) vaut $N_{\text{ON}} - \alpha \times N_{\text{OFF}}$.

Pour l'analyse des pulsars, on peut définir des régions ON et OFF en phase, toutes deux dans la région autour de la source pour estimer N_{ON} et N_{OFF} . L'estimation du nombre de photons pulsés est toujours $N_{\text{ON}} - \alpha \times N_{\text{OFF}}$. Cela augmente la sensibilité de l'analyse, car la principale source d'erreurs dans l'estimation de N_{OFF} provient des inhomogénéités dans le champ de vue (physiques, comme une source de photons encore inconnue située dans la zone OFF, ou instrumentales, comme des problèmes dans la caméra).

Pour les analyses non-pulsées, ce qui est le cas la plupart du temps, les zones sont des régions spatiales comme dans la figure 2.14.

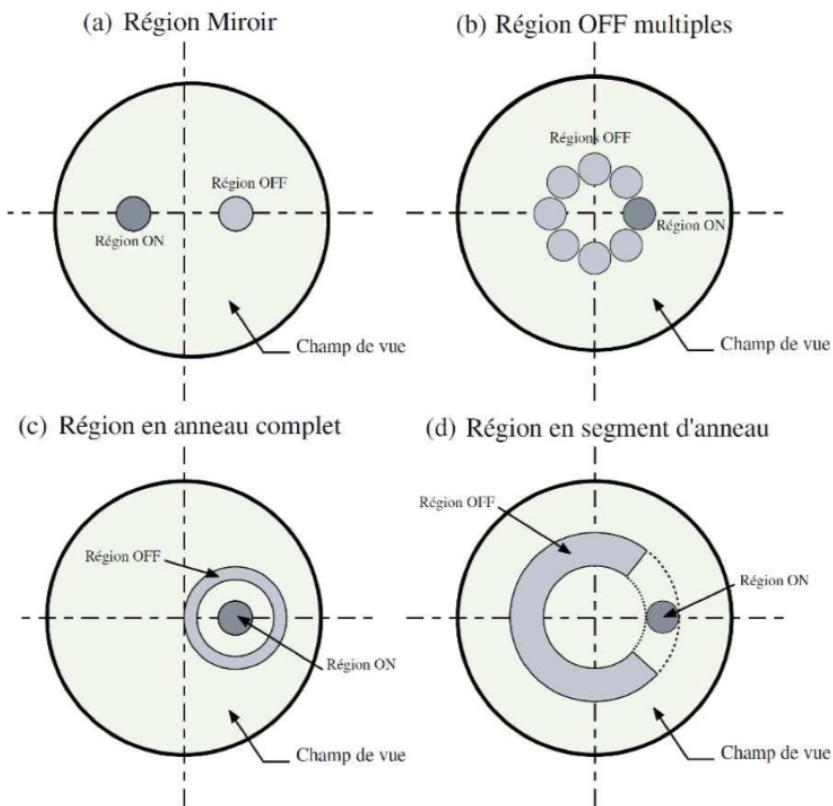


FIGURE 2.14 – Différentes configurations pour les régions ON et OFF utilisées. Source : [90]

On utilise le plus souvent la configuration (b), dite *wobble*. Comme l'acceptance a une dépendance radiale, le mieux est d'évaluer le bruit de fond au même offset (distance au centre de la caméra) que la source. En prévision de cela, on choisit souvent de faire des observations à un offset de 0.7° du centre de la caméra de sorte à avoir la place de mettre une région OFF suffisamment étendue à la même distance du centre.

2.6.2.8 Les fonctions de réponse de l'instrument (IRF)

Pour une source ponctuelle qui émet des photons à exactement la même énergie, on veut que l'instrument reconstruise tous ces photons à la position de la source et à

l'énergie en question. La mesure parfaite n'existe pas ; et dans le cas d'une détection indirecte comme pour HESS, la mesure dépend de la gerbe, de l'atmosphère, du nombre de télescopes ayant détecté le flash Tcherenkov, de l'état des caméras, etc.

La position des événements ainsi que leur énergie est mesurée avec une certaine dispersion autour de la valeur vraie, et éventuellement avec un certain biais.

Les IRFs (ou fonctions de réponse de l'instrument) sont construites à l'aide de simulations Monte Carlo massives et servent à connaître l'instrument pour pouvoir interpréter les observations.

La PSF (point spread function ou fonction d'étalement du point) est l'image obtenue d'une source ponctuelle. Il peut arriver qu'elle soit biaisée (en cas d'erreurs de pointé), mais il s'agit avant tout d'une dispersion autour de la position de la source. La figure 2.15 (haut gauche) montre la précision angulaire pour la méthode d'analyse APC-MVA à différentes énergies. La résolution est meilleure à haute énergie car le nombre de p.e. est plus important, les images ont plus de charge et les axes des ellipses peuvent être évalués avec une meilleure précision.

À titre de comparaison, le diamètre angulaire de la Lune fait $\sim 0.5^\circ$; un objet ponctuel vu à travers les télescopes HESS est vu comme une tache de la moitié de la taille de la Lune.

La probabilité de mesurer une énergie E' en sachant que l'énergie de l'événement est de E est caractérisée par la résolution et le biais en énergie. Ils sont montrés en bas de la figure 2.15. La différence entre l'énergie vraie et l'énergie reconstruite est telle qu'il est nécessaire de spécifier de laquelle il s'agit quand on fait une analyse spectrale.

Enfin, pour interpréter un nombre de photons γ mesurés durant l'observation en un flux par seconde et par centimètre carré, il faut connaître la surface efficace de détection (c'est-à-dire après les coupures de sélection). Comme les gerbes de haute énergie émettent plus de lumière que celles de basse énergie, elles sont visibles à plus grande distance (voir figure 2.7). En conséquence, la surface efficace de détection augmente avec l'énergie (vraie), comme sur la figure 2.15 en haut à droite.

En analyse monoscopique pour les pulsars, nous sommes descendus à un seuil inférieur à 20 GeV, ce qui est sans précédent pour ce type d'instruments. Les surfaces efficaces et résolutions en énergie à ces énergies sont montrées figure 2.16.

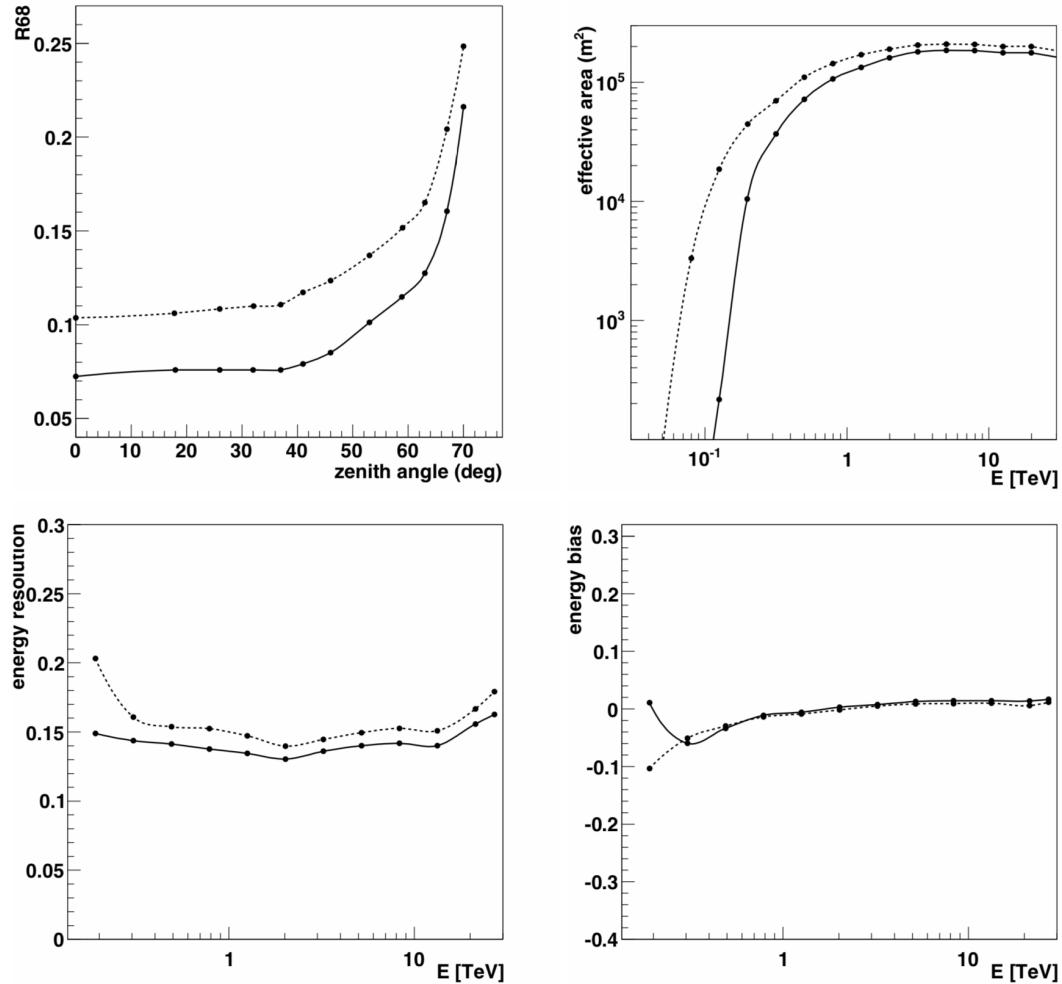


FIGURE 2.15 – IRFs de l'instrument en mode stéréo. Précision angulaire en haut à gauche, surface efficace en haut à droite, résolution en énergie en bas à gauche et biais en énergie en bas à droite. Les deux courbes correspondent à deux configurations d'analyse, avec une coupure à 40 p.e. en pointillé et une coupure à 150 p.e. en ligne continue. Source : BECHERINI et al. [86], 2011.

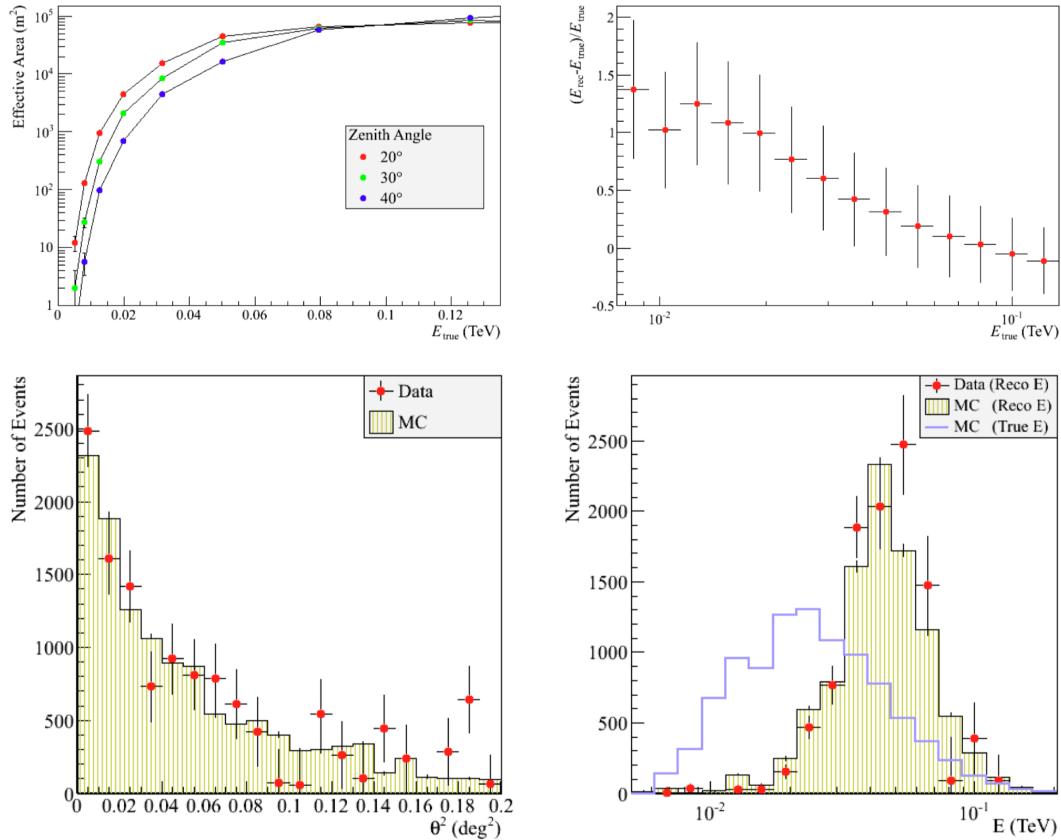


FIGURE 2.16 – Les IRF en mode monoscopique mises au point pour la détection des pulsations de Vela qui a révélé un seuil inférieur beaucoup plus bas de l'instrument que pour les analyses non-pulsées. En haut à gauche, on voit la surface efficace en fonction de l'énergie, avec une dépendance importante en l'angle zénithal. En bas à gauche, on voit la PSF sous la forme d'une distribution d'événements reconstruits. Les deux figures de droite représentent la résolution de l'énergie, avec en bas la distribution des énergies vraies et reconstruites. Les simulations ont été faites pour une source d'indice de 4 entre 5 et 120 GeV, observée à un zénith de 20°. Source : [91]

2.6.2.9 Analyse spectrale et méthode de forward-folding

Pour connaître le spectre d'une source, on estime, pour chaque unité d'énergie, le nombre de γ arrivant au cours d'une unité de temps et traversant une unité de surface :

$$\Phi(E) = \frac{dn}{dEdAdt}$$

Pour que l'estimation soit correcte, il faut prendre en compte le fait que tous des photons qui traversent une surface donnée ne sont pas détectés ou pas forcément à la bonne énergie. Il est essentiel d'avoir une bonne connaissance des fonctions de réponse de l'instrument (la surface efficace A et la résolution en énergie R), qui dépendent de l'énergie E , de l'angle zénithal Z , de l'offset θ et de l'efficacité optique ϵ .

Pour reconstruire le spectre, on utilise la méthode du forward-folding [92]. Le principe consiste à se donner une loi spectrale a priori (par exemple une loi de puissance), à la convoluer avec les fonctions de réponse de l'instrument et à prédire le nombre de photons détectés à chaque bin en énergie reconstruite. Si on note E l'énergie vraie et E_i l'énergie reconstruite, on a, pour un spectre de la source $\Phi(E)$, étant données une surface efficace A et une résolution en énergie R donnant probabilité de reconstruire E à E_i :

$$\frac{dN_i(E_i)}{dE_i} = \int_{E=0}^{\infty} \Phi(E) \times A(E, Z, \theta, \epsilon) \times R(E_i, E, Z, \theta, \epsilon) dE$$

Les paramètres spectraux sont ajustés par un maximum de vraisemblance qui compare ces prédictions avec les observations bin par bin.

2.6.2.10 Production de cartes et cartes pulsées

On peut calculer l'excès et la significativité de cet excès avec un test de Li&Ma dans chaque pixel. En analyse non-pulsée, on évalue le fond par une méthode comme celle de l'anneau complet (voir figure 2.14) autour de chaque pixel en excluant les sources du champ de vue. En analyse pulsée, on a simplement une carte en OFF-phase, une carte en ON-phase, et la carte des excès est une soustraction pour chaque pixel selon la formule :

$$\text{carte}_{\text{exc}} = \text{carte}_{\text{on}} - \alpha \times \text{carte}_{\text{off}}$$

On lisse l'image en convoluant la valeur des pixels avec une fonction gaussienne dont l'écart-type est de l'ordre de celui de la PSF, ou avec une méthode basée sur la moyenne des valeurs des pixels voisins.

Des cartes pulsées sur les données de Vela sont présentées dans les figures 4.15, 4.16 et 4.17.

CHAPITRE 3

Tests statistiques de périodicité

Résumé

Ce chapitre rapporte une étude Monte Carlo que nous avons faite pour préparer la détection de pulsars dans le domaine des très hautes énergies. Dans ce domaine, le régime statistique consiste en un faible nombre de photons couplé avec une faible proportion de signal.

Nous commençons par présenter quatre tests statistiques de périodicité utiles pour la détection des pulsars à toute longueur d'onde. Nous évaluons leur performance dans les conditions défavorables des observations à très haute énergie. Nous avons en particulier étudié les déviations à basse statistique du test du cosinus et mis au point une formule pour les corriger, que nous utilisons dans les chapitres d'analyses de pulsars.

Nous étudions également les possibilités d'avoir des tests statistiques pondérés afin d'augmenter leur puissance.

Sommaire

3.1	Aperçu du problème	69
3.2	Introduction à la statistique fréquentiste	70
3.3	Quatre tests de périodicité	74
3.4	Une étude Monte Carlo sur la puissance des tests	80
3.5	Tests pondérés	91
3.6	Phases très rapprochées et test de Kolmogorov	95
3.7	Résumé	101

3.1 Aperçu du problème

Dans les détections au TeV, les photons arrivent au compte-goutte dans un raz-de-marée de hadrons. Or, le petit nombre d'événements et la faible fraction de signal sont deux obstacles majeurs pour tout test statistique. Il existe un seuil, pour ces deux paramètres, en-dessous duquel les tests deviennent muets.

À titre d'illustration, des simulations Monte Carlo de phasogrammes sont représentées en figure 3.1.

Dans ce chapitre, nous présentons une étude Monte Carlo sur les différents tests statistiques de périodicité qui peuvent être utilisés pour la détection des pulsars. Cette étude cherche premièrement à quantifier les seuils en nombre d'événements et fraction de signal en-dessous desquels les tests deviennent muets. De cette façon on

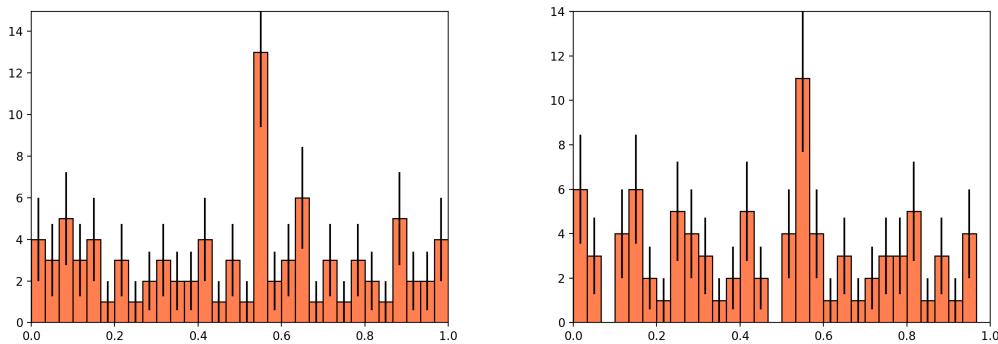


FIGURE 3.1 – Phasogrammes obtenus avec des simulations Monte Carlo. Celui de gauche contient 90 événements générés uniformément; il correspond à un cas où une fluctuation de fond ressemble à une pulsation. Celui de droite est généré avec 80 événements uniformes et 10 événements dans $[0.5, 0.6]$. À basse statistique et faible portion de signal, il est difficile de distinguer des fluctuations de bruit de fond et des pulsations.

peut estimer la faisabilité d'une détection pulsée depuis le sol, avec les conditions et les flux propres à ce domaine.

Par ailleurs, le manque de statistiques peut mener à surestimer la significativité d'une détection. On connaît la correspondance entre la valeur d'un test et la significativité "quand N tend vers l'infini". Mais appliqués à des petits sets de données, les tests peuvent dévier notablement de leur comportement asymptotique. Nous utilisons des simulations numériques pour caractériser leur comportement à basse statistique.

Enfin, nous cherchons à explorer les différentes options possibles pour améliorer les tests existants, à travers des poids dépendants d'autres paramètres, ou pour la mise en place de nouveaux tests statistiques.

3.2 Introduction à la statistique fréquentiste

3.2.1 Qu'est-ce qu'une probabilité ?

La probabilité est un outil mathématique pour rendre compte des effets d'incertitude ou de hasard. Afin de formaliser cette idée, une application \mathbb{P} doit vérifier les axiomes de Kolmogorov :

- Pour tout événement A , on a $0 \leq \mathbb{P}(A) \leq 1$
- Si Ω désigne l'ensemble de toutes les issues possibles d'une expérience, alors $\mathbb{P}(\Omega) = 1$
- Si A_i désignent des événements disjoints alors $\mathbb{P}(A_1 \cup A_2 \cup \dots) = \sum \mathbb{P}(A_i)$

Plusieurs façons d'interpréter $\mathbb{P}(A)$ sont possibles. Il existe en particulier deux interprétations qui sont à la base des deux grandes écoles de probabilité et de statistique. Dans l'école fréquentiste, $\mathbb{P}(A)$ est interprété comme une fréquence. Quand on tire à pile ou face, dire que la probabilité d'obtenir pile est de 50% signifie que si l'on tire un très grand nombre de fois, la fraction des fois où l'on obtient pile tend vers 1/2 quand le nombre de tirage tend vers l'infini. En revanche, dans l'école bayésienne, la probabilité est interprétée comme un degré de certitude. Dire que la

probabilité d'obtenir pile est de 50% signifie qu'il est aussi probable d'avoir pile que face. L'étude décrite dans ce chapitre se place dans un cadre fréquentiste.

3.2.2 Principe d'un test fréquentiste

L'idée générale d'un test fréquentiste consiste à estimer la probabilité qu'un événement soit dû à une fluctuation du bruit de fond, et si cette probabilité est trop faible (inférieure à un seuil donné), à écarter l'hypothèse d'une simple fluctuation, c'est-à-dire à considérer qu'il y a au moins en partie du signal.

On formule donc une hypothèse \mathcal{H}_0 : il n'y a que du bruit de fond. On cherche à estimer la probabilité d'obtenir le jeu de données que l'on a si cette hypothèse est vraie. Si cette probabilité est trop faible (inférieure à une valeur arbitrairement prédéfinie), alors on écarte \mathcal{H}_0 pour privilégier l'hypothèse alternative \mathcal{H}_1 : il y a du signal. Le test apporte donc une réponse binaire : oui, on peut écarter \mathcal{H}_0 ou non, on ne peut pas.

Quelques remarques importantes :

- On ne calcule pas la probabilité que \mathcal{H}_0 soit vraie, on calcule la probabilité d'obtenir le résultat du test si \mathcal{H}_0 est vraie.
- Si on n'écarte pas \mathcal{H}_0 , cela ne veut pas dire qu'on a éliminé l'hypothèse alternative \mathcal{H}_1 .

3.2.3 Écarter l'hypothèse \mathcal{H}_0 et erreurs de type I et II

Le test statistique prend en entrée les données et renvoie une valeur appelée la statistique de test ou la valeur du test. C'est elle qui aide à déterminer si les données contiennent seulement du bruit de fond ou aussi du signal. Dans un monde idéal, un test renverrait par exemple une valeur de 0 en l'absence de signal et de 1 en présence de signal. On pourrait alors savoir avec une certitude parfaite si l'on se trouve dans le cas \mathcal{H}_0 ou \mathcal{H}_1 .

En réalité, il peut arriver que des fluctuations du bruit de fond ressemblent à du signal (on aurait donc des valeurs supérieures à 0 même sous l'hypothèse \mathcal{H}_0) ou que du signal soit très difficile à distinguer du bruit de fond (on aurait alors des valeurs inférieures à 1 même sous l'hypothèse \mathcal{H}_1).

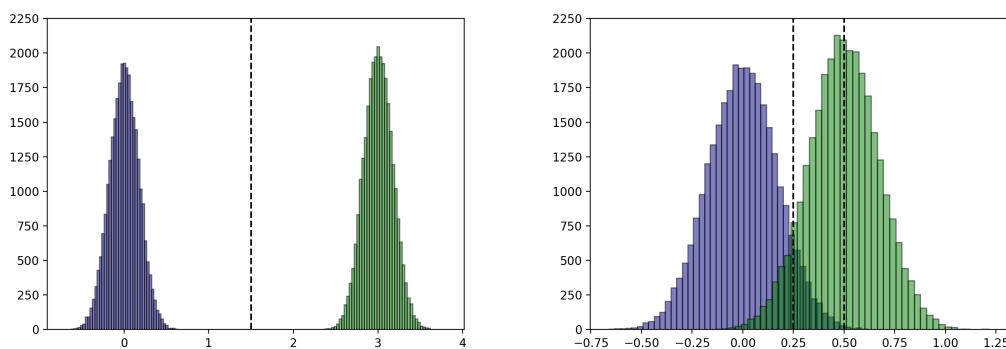


FIGURE 3.2 – Distributions obtenues avec des simulations Monte Carlo. Elles représentent les valeurs que peut prendre un test selon l'hypothèse \mathcal{H}_0 (à gauche, en bleu) et selon l'hypothèse \mathcal{H}_1 (à droite, en vert).

La figure 3.2 montre à gauche un cas où le test renvoie des valeurs autour de 0 sur du bruit de fond et autour de 3 sur du signal. Dans les deux cas, on observe des fluctuations dans la valeur du test, mais le recouvrement minime entre les deux permet de trancher avec une probabilité extrêmement faible de se tromper. Si la statistique de test vaut moins de 1.5, on considère qu'on est sous \mathcal{H}_0 et si elle vaut plus, on considère qu'on est sous \mathcal{H}_1 . En revanche, dans le cas de droite, le recouvrement entre les deux distributions est important. Si on place la limite au milieu, à 0.25, on va identifier comme appartenant à l'hypothèse \mathcal{H}_1 des cas qui appartiennent en réalité à \mathcal{H}_0 et vice-versa.

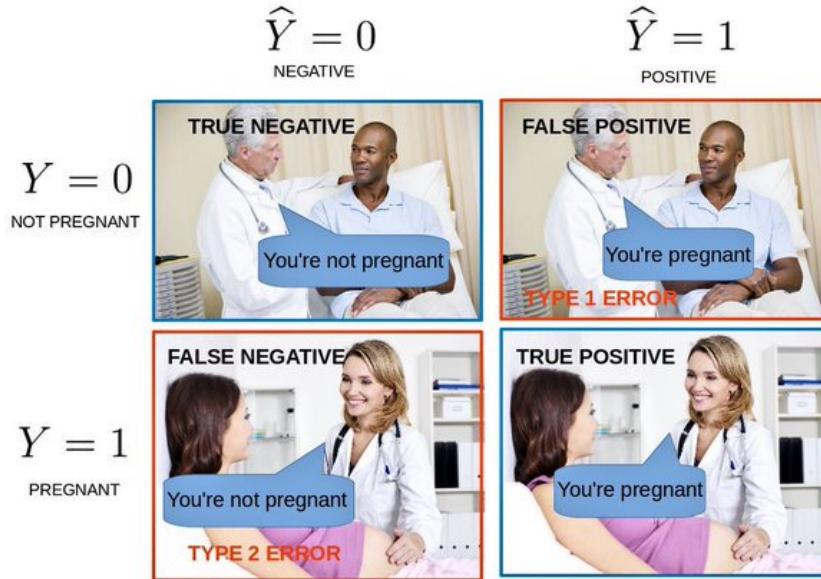


FIGURE 3.3 – Dans cette BD, les quatre cas de figure sont représentés. La grossesse correspond à du signal, détecté ou non, lorsqu'il est présent (et où voudrait le détecter) et lorsqu'il est absent (et où on voudrait ne pas le détecter!).

En divisant l'ensemble des possibilités entre deux hypothèses \mathcal{H}_0 et \mathcal{H}_1 , il peut y avoir quatre cas de figure : les vrais positifs, les faux positifs, les vrais négatifs et les faux négatifs (cf figure 3.3). Les faux positifs sont désignés comme des erreurs de type I et les faux négatifs comme des erreurs de type II. Souvent, le risque de faire une erreur de type I et de type II n'est pas symétrique. On préfère absolument éviter de faire de fausses découvertes (de voir du signal lorsqu'il n'y a que du bruit de fond), et donc on déplace la limite d'un côté, quitte à manquer de potentiels signaux, comme la limite à $x = 0.5$ dans la figure de droite l'illustre.

3.2.4 Valeur p et seuil à 5σ

Connaître la distribution sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 d'un test statistique est donc la première étape. Elle permet d'associer à chaque valeur du test t la probabilité $p(t)$ d'obtenir une valeur au moins égale à t étant donnée \mathcal{H}_0 . Cette probabilité, aussi appelée valeur p (p -value en anglais) est simplement obtenue par :

$$p(t) = \frac{\text{Nombre de cas où le test } \geq t}{\text{Nombre total de cas}}$$

Si la distribution des valeurs du test sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 est une gaussienne centrée ($\mu = 0$) réduite ($\sigma = 1$), les probabilités d'obtenir une valeur t appartenant à un certain intervalle sont montrées figure 3.4.

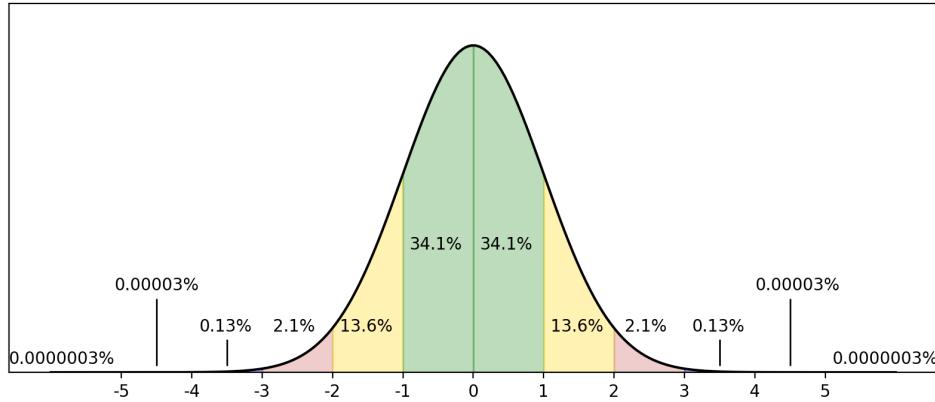


FIGURE 3.4 – Probabilités qu'une variable suivant une loi normale centrée réduite appartienne aux intervalles indiqués. La probabilité d'avoir plus de 5σ par hasard (c'est-à-dire la valeur p associée à 5σ) est de 0.0000003%.

Ainsi, la probabilité d'avoir une valeur supérieure ou égale à 5σ sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 est de 3×10^{-7} . C'est le seuil généralement fixé en physique pour rejeter l'hypothèse \mathcal{H}_0 .

Par extension, même si une distribution n'est pas gaussienne, on présente la significativité en nombre d'écart standards σ correspondant à la valeur p . Quelle que soit la distribution de la statistique de test sous \mathcal{H}_0 , la valeur au-delà de laquelle on trouve une fraction de 3×10^{-7} des cas est considérée comme le seuil à 5σ .

3.2.5 Puissance d'un test statistique

Une fois le seuil de détection fixé de sorte à avoir α notre taux d'erreur de type I suffisamment faible, on peut déduire β , le taux d'erreur de type II. Étant donné le seuil de détection, on a un certain taux de découvertes manquées. La puissance vaut $1 - \beta$: c'est la fraction des vrais positifs, ou des détections sachant \mathcal{H}_1 , ou encore la probabilité de détecter le signal lorsqu'il y en a.

Dans la suite, la puissance est exprimée comme un pourcentage.

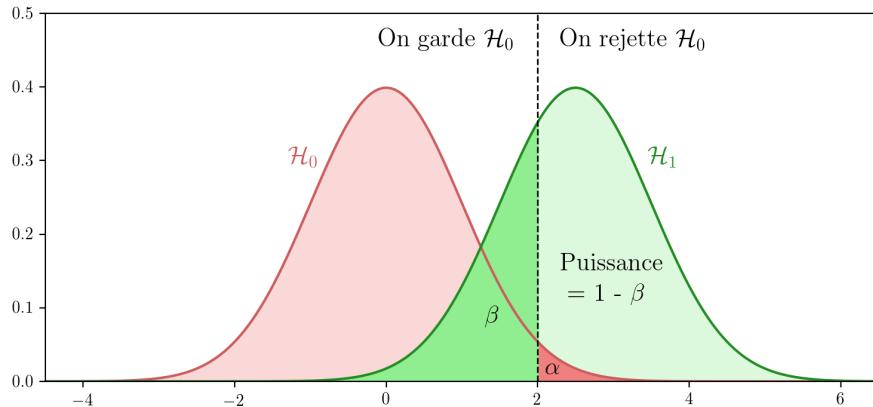


FIGURE 3.5 – Distributions \mathcal{H}_0 et \mathcal{H}_1 de la valeur d'un test et seuil ici fixé à 2σ (pour avoir la place de mettre α !), ce qui est équivalent à choisir d'avoir 2.3% de faux positifs. Ensuite, on regarde la fraction de la distribution \mathcal{H}_1 au-dessus et en-dessous du seuil : cela nous donne le taux de faux négatifs β et la puissance du test $1 - \beta$.

3.2.6 Nombre de trials, significativités pré/post-trials

Une étape importante pour évaluer la significativité d'une détection est la prise en compte du nombre de trials.

Prenons un exemple pour illustrer cette notion. On prétend être capable de lancer une pièce de telle sorte qu'elle rebondisse trois fois pour effectuer une trajectoire très spécifique qui l'amène dans un gobelet posé quelque part. Comme preuve, on fournit une vidéo de soi-même en train de le faire. Qu'on ait eu besoin de se filmer deux fois ou mille fois avant d'obtenir cette vidéo est une information importante pour évaluer le niveau du lanceur.

Une détection à 3σ correspond à une probabilité de 0.13% d'avoir un lot de données sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 . Si on a eu besoin de tester 5 coupures angulaires, 3 coupures en énergie et d'utiliser 4 tests pour avoir une seule valeur de significativité qui atteigne 3σ , la probabilité de l'avoir eue est multipliée par $5 \times 3 \times 4$. Elle vaut 8.1% c'est-à-dire que la significativité de la détection est en réalité de 1.4σ .

Il s'agit donc de ne pas multiplier les trials. Comme on le verra, dans la quête de pulsations à très haute énergie, quatre seuils en énergie ont été prédéfinis : 0.5, 1, 3 et 7 TeV, pour ne pas manquer de signal qui s'amenuiseraient trop rapidement ou au contraire qui n'apparaîtrait qu'à haute énergie. En revanche, on n'utilise qu'une seule coupure angulaire de $\theta^2 = 0.01^\circ$ pour cette raison.

3.3 Quatre tests de périodicité

Dans cette section nous introduisons quatre tests couramment utilisés pour la détection des pulsars avant de les comparer dans la section suivante.

3.3.1 Le test du maximum de vraisemblance

Le test du maximum de vraisemblance est un test connu en physique et dans d'autres disciplines, loin d'être limité à la recherche de pulsations. Il permet de quantifier la vraisemblance qu'un jeu de données corresponde à une fonction de densité

de probabilité (PDF) plutôt qu'une autre. Le lemme de Neyman-Pearson, démontré en 1933 ([93]) a permis de montrer que c'est le test le plus puissant uniformément pour tester des hypothèses simples (c'est-à-dire pour estimer la vraisemblance qu'un paramètre α vaille α_0 ou α_1). Il peut être utilisé pour comparer deux modèles pour le signal ou une PDF de signal et une PDF de bruit de fond. S'il est utilisé sur les phases dans la recherche de pulsations, on utilise une PDF uniforme pour modéliser le bruit de fond (pas de phase privilégiée) et la courbe de lumière pour la PDF du signal. Le paramètre α correspond alors au nombre de signaux et une optimisation permet de trouver à la fois une estimation d' α et le rapport des vraisemblances par rapport au cas $\alpha = 0$ (absence de signal).

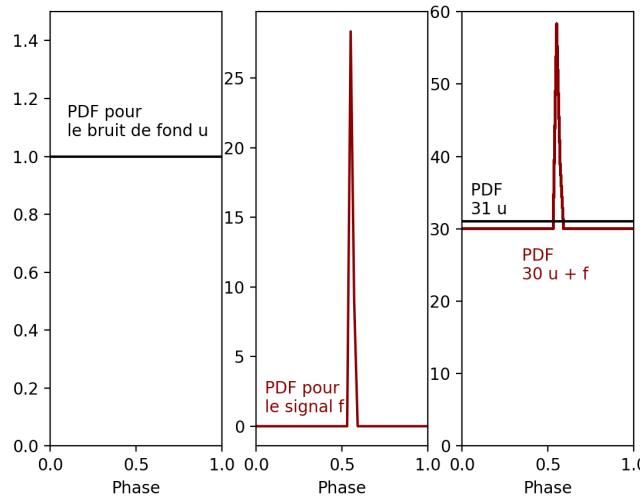


FIGURE 3.6 – À gauche : PDF uniforme pour le bruit de fond. Au milieu : PDF pour le signal. À droite : pour tester un cas avec 31 événements, on compare des combinaisons de PDF (par exemple 30 bruits + 1 signal) à la PDF 31 bruits.

Calculons maintenant l'expression du rapport de vraisemblance $2 \ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_0)$ (on pose l'expression de la vraisemblance \mathcal{L} à la page suivante).

Appelons f la fonction PDF du signal et u la fonction PDF du bruit de fond comme dans la figure 3.6. Le nombre moyen μ d'événements attendus dans l'intervalle $[\phi_0, \phi_0 + \delta\phi]$ est la somme du nombre de signaux μ_S et du nombre d'événements de bruit de fond μ_B attendus dans cet intervalle de phase :

$$\mu = \mu_S + \mu_B = Sf(\phi_0)\delta\phi + Bu(\phi_0)\delta\phi$$

Ici S et B sont des facteurs qui dépendent de l'intensité respective de la source et du bruit de fond, ainsi que des paramètres d'observation comme le temps d'observation, la sensibilité de l'instrument, son pouvoir de discrimination entre signaux et bruits de fond, etc. Comme f et u sont des PDF (donc normalisées à 1), S est le nombre des signaux attendus et B le nombre d'événements de bruit de fond attendu entre $\phi = 0$ et $\phi = 1$.

Maintenant, imaginons que nous avons effectué une observation et que nous avons $N = N_S + N_B$ événements en tout. La probabilité d'avoir n événements dans l'intervalle $[\phi_0, \phi_0 + \delta\phi]$ sachant μ est :

$$P(n) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}$$

Choisissons $\delta\phi$ arbitrairement fin de sorte que $n = 0$ ou $n = 1$. Cela nous permet de dériver un maximum de vraisemblance non binné dans la suite. On note i l'indice sur les bins $[\phi_i, \phi_i + \delta\phi]$ avec n_i le nombre d'événements par bin qui vaut 0 ou 1. On note j l'indice sur les événements qui varie entre 1 et N (qui correspond aux bins avec $n_i = 1$). Dans la suite, le produit ou la somme notés $n_i = 1$ sont les mêmes que ceux sur les j allant de 1 à N :

$$\sum_{n_i=1} = \sum_{j=1}^N$$

On introduit la vraisemblance \mathcal{L} comme la probabilité d'avoir la distribution observée, c'est-à-dire le produit des probabilités d'avoir 0 ou 1 événement à chaque intervalle $[\phi_i, \phi_i + \delta\phi]$ entre $\phi = 0$ et $\phi = 1$:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \prod_i P(n_i) = \prod_{n_i=0} P(0) \prod_{n_i=1} P(1) \\ &= \prod_{n_i=0} \frac{\mu^0 e^{-\mu}}{0!} \prod_{n_i=1} \frac{\mu^1 e^{-\mu}}{1!} \\ &= \prod_{n_i=0} e^{-\mu} \prod_{n_i=1} \mu e^{-\mu} \\ &= \prod_i e^{-\mu} \prod_{n_i=1} \mu \end{aligned}$$

On passe au logarithme :

$$\begin{aligned} \ln(\mathcal{L}) &= \sum_i -\mu + \sum_{n_i=1} \ln(\mu) \\ &= \sum_i -(Sf(\phi_0)\delta\phi + Bu(\phi_0)\delta\phi) + \sum_{n_i=1} \ln(Sf(\phi_0)\delta\phi + Bu(\phi_0)\delta\phi) \end{aligned}$$

Le premier terme est donc une somme de bandes arbitrairement fines sur tout l'intervalle de définition : on le calcule comme une intégrale. Le deuxième est une somme sur toutes les bandes qui contiennent un événement et qui sont disjointes a priori.

$$\begin{aligned} \ln(\mathcal{L}) &= \int_0^1 -(Sf(\phi_0) + Bu(\phi_0))d\phi + \sum_{i=j}^N \ln((Sf(\phi_j) + Bu(\phi_j))\delta\phi) \\ &= -S - B + \sum_{n_i=1} \ln(\delta\phi) + \sum_{j=1}^N \ln(Sf(\phi_j) + Bu(\phi_j)) \end{aligned}$$

Écrivons maintenant la vraisemblance \mathcal{L}_0 sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 . On attend donc un nombre d'événements dans le bin i de $\mu_i = \mu_B = Bu(\phi_i)\delta\phi_i$.

$$\ln(\mathcal{L}_0) = -B + \sum_{n_i=1} \ln(\delta\phi) + \sum_{j=1}^N \ln(Bu(\phi_j))$$

Le nombre d'événements observés N est notre estimation du nombre d'événements attendus $S + B$ sous \mathcal{H}_1 et juste B sous \mathcal{H}_0 . Cette estimation peut s'avérer faussée si l'on a un petit nombre d'événements. À haute statistique, sous l'hypothèse \mathcal{H}_1 , on a $N_S \rightarrow S$ et $N_B = N - N_S \rightarrow B$, tandis que sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 , on a $S = 0$ et $N_B/N \rightarrow B$.

On peut donc faire le rapport des vraisemblances :

$$\begin{aligned} \ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_0) &= \ln(\mathcal{L}) - \ln(\mathcal{L}_0) \\ &= \sum_{j=1}^N \ln \left(\frac{N_S f(\phi_j) + (N - N_S) u(\phi_j)}{N u(\phi_j)} \right) \end{aligned}$$

On peut simplifier davantage en prenant $u(\phi) = 1$:

$$\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_0) = \sum_{j=1}^N \ln \left(\frac{N_S f(\phi_j) - 1}{N} + 1 \right)$$

Inversement, si on veut appliquer le maximum de vraisemblance à plusieurs paramètres et non seulement la phase (comme l'énergie, la position), prenons un paramètre quelconque θ avec une PDF signal g et une PDF de bruit de fond t :

$$\ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_0) = \sum_{j=1}^N \ln \left(\frac{N_S f(\phi_j) g(\theta_j) + (N - N_S) u(\phi_j) t(\theta_j)}{N u(\phi_j) t(\theta_j)} \right)$$

La statistique de test vaut $2 \ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_0)$ et on cherche le nombre de signaux N_S pour lequel ce rapport est maximal. L'optimisation est faite numériquement¹. La distribution de la statistique de test suit une fonction de χ_k^2 où k , le degré de liberté, est égal au nombre de paramètres ajustés (ici, un seul : N_S).

Comme on l'a dit, ce test est le plus puissant de sa famille pour tester des hypothèses simples. Mais la source de sa puissance est aussi son défaut : la nécessité d'avoir une PDF pour le signal est parfois gênante, par exemple pour une première détection dans une bande en énergie où on ne connaît pas la courbe de lumière du pulsar. Si on se trompe de PDF de signal, on peut avoir un rapport de vraisemblance défavorable, non pas parce qu'il n'y a pas de signal, mais parce que la PDF de signal donnée est encore plus éloignée du jeu de données que celle du bruit de fond.

3.3.2 Le H-test

Au contraire du test du maximum de vraisemblance, le H-test ([94]) est dit aveugle car il permet de s'affranchir complètement d'hypothèses sur la courbe de lumière et est donc particulièrement recommandé si on ne connaît pas la forme du signal. Si en revanche on connaît la PDF du signal, il est nettement moins puissant qu'un rapport de vraisemblances.

Il est basé sur le test de Z_m^2 , lui-même basé sur un principe simple : un signal périodique peut toujours se décomposer en série de Fourier jusqu'à une harmonique m .

1. On minimise l'opposé car on a des minimisateurs et non des maximisateurs. Dans cette thèse nous avons utilisé Minuit dans Python.

$$Z_m^2 = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^m \left(\left(\sum_{i=1}^N \cos(2\pi j \phi_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin(2\pi j \phi_i) \right)^2 \right) \quad (3.1)$$

Le test de Z_m^2 nécessite de choisir au préalable un seul paramètre : l'harmonique m . Il ne nécessite pas d'information préalable sur la forme des pulsations, si ce n'est que l'harmonique est elle-même une information ou une hypothèse sur la largeur des pulsations. Le choix d'une harmonique élevée favorise la détection de pics fins et de variations abruptes dans la courbe de lumière tandis que le choix d'une harmonique faible augmente la puissance de détection de pics larges.

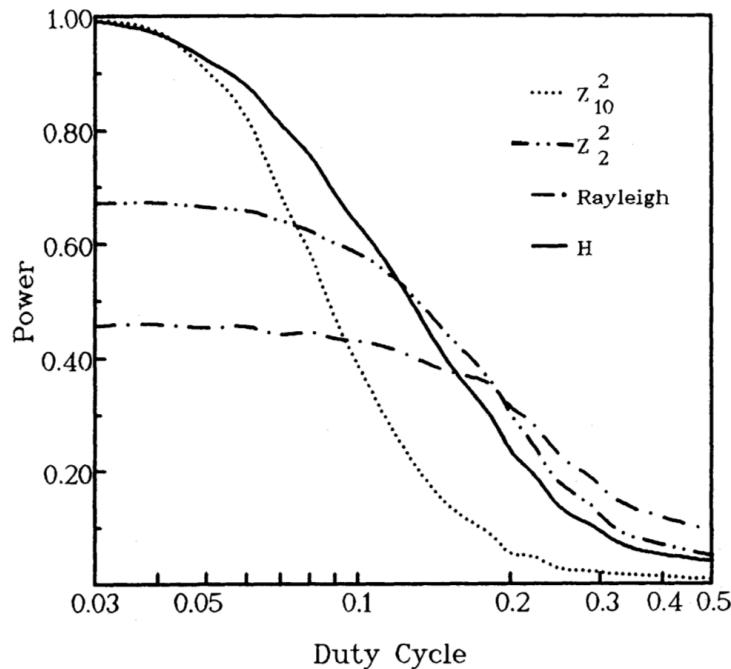


FIGURE 3.7 – Puissance du test en fonction du rapport cyclique (duty cycle) d'un pic unique. Une harmonique de 10 décroît rapidement si la largeur du pic dépasse 0.1 ; une harmonique de 2 n'est au contraire pas optimale pour la détection de pics fins. Le H-test a une puissance toujours égale ou comparable à celle du Z_m^2 avec l'harmonique la plus adaptée. Source : [94].

Comme on peut le voir sur la figure 3.7, ce n'est pas parce que le H-test est aveugle que sa puissance est indépendante des courbes de lumière : tous les tests ont une bien meilleure performance avec des pics très fins : même l'harmonique de 2 préfère un pic fin ! Nous reviendrons à cette dépendance.

Le H-test renvoie donc une valeur H et une harmonique m . La distribution de H ne suit pas de loi analytique mais il est possible de traduire H en significativité grâce à une loi de probabilité ajustée sur des simulations [94] :

$$\text{Prob}(H > h) = a \exp(-bh) \text{ if } 0 < h < 23$$

$$\text{Prob}(H > h) = c \exp(-dh + eh^2) \text{ if } 23 < h < 50$$

où $a = 0.9999755$, $b = 0.39802(5)$, $c = 1.210597$, $d = 0.45901(4)$ and $e = 0.0022900(5)$.

Cette loi est valide pour des sets de données de plus de 100 événements.

3.3.3 Le test de Li et Ma

Mis au point en 1983 [95], le test de Li&Ma est un test de rapport de vraisemblance binné qui compare le nombre d'événements dans une zone ON N_{on} avec le nombre d'événements dans une zone OFF N_{off} . Étant données les tailles respectives des zones t_{on} et t_{off} et leur rapport $\alpha = t_{\text{on}}/t_{\text{off}}$, on en déduit un nombre d'excès qui vaut $N_{\text{on}} - \alpha \times N_{\text{off}}$. Cet excès peut être à une position du ciel par rapport à d'autres (détection en non-pulsé), ou dans une région en phase par rapport à une autre (détection d'une pulsation). Quelles que soient les natures des zones ON et OFF, la statistique de test (directement interprétable en significativité) est la suivante :

$$S_{\text{Li \& Ma}} = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{on}} \ln \left[\frac{1 + \alpha}{\alpha} \left(\frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] + N_{\text{off}} \ln \left[(1 + \alpha) \left(\frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] \right\}^{1/2}$$

À partir de N_{on} et N_{off} , on peut aussi calculer l'excès $N_{\text{on}} - \alpha \times N_{\text{off}}$, avec une erreur sur l'excès de $\sqrt{N_{\text{on}} + \alpha^2 \times N_{\text{off}}}$. Cette estimation est indépendante du test de Li et Ma mais l'accompagne souvent puisque les deux reposent sur le nombre d'événements dans la zone ON et OFF.

3.3.4 Le test du cosinus

Un autre test adapté à la recherche de pulsations est le test du cosinus, développé par Okkie de Jager en 1994[96]. Depuis tombé dans l'oubli, il peut se révéler très puissant pour la recherche d'un pic fin dont on connaît la position et la largeur. C'est avec ce test que nous avons établi l'existence d'une pulsation > 3 TeV venant du pulsar de Vela.

Le test du cosinus consiste à calculer la valeur suivante :

$$C_m = \sqrt{\frac{2}{mN}} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^m \cos(2\pi j(\phi_i - \phi_0))$$

Comme son nom l'indique, il est basé sur une propriété du cosinus : intégré sur une (ou plusieurs) périodes, il vaut 0. Si on n'a pas de signal et que les phases ϕ_i sont distribuées uniformément, sommer les $\cos(2\pi\phi_i)$ doit donc tendre vers 0.

En revanche, s'il y a une pulsation à la position ϕ_0 alors les $\cos(2\pi(\phi - \phi_0))$ sont plus souvent proches de 1 que des autres valeurs. La somme peut augmenter significativement. Cette idée simple se révèle très efficace.

Une deuxième somme est ajoutée sur les harmoniques. Le test du cosinus requiert une connaissance préalable de la position ϕ_0 du pic et de la largeur δ . L'harmonique optimale est $m \sim 1/(2\delta)$.

Ce test est particulièrement recommandé pour des pics uniques en raison des interférences destructrices qui peuvent avoir lieu avec deux pics, surtout séparés de 0.5 (les +1 des cosinus sur un pic s'annulent avec les -1 de l'autre pic).

Le facteur devant les sommes est une normalisation qui permet de ramener la distribution des C_m à celle d'une loi normale centrée réduite. Ainsi, la valeur de C_m peut être directement interprétée comme une significativité lorsque $N \rightarrow \infty$. Comme nous le verrons, la convergence vers le régime de haute statistique est lent

dans le cas du test du cosinus ($\sim 10^{3-4}$ événements) et nous traiterons le cas à faible statistiques dans la section 3.4.1.1.

3.4 Une étude Monte Carlo sur la puissance des tests

Nous avons fait des simulations Monte Carlo pour caractériser la puissance des différents tests introduits précédemment.

La puissance de chaque test dépend de différents paramètres. Trois paramètres universels sont essentiels pour tous les tests :

- Le nombre total d'événements N : comme les fluctuations du bruit de fond augmentent avec \sqrt{N} et que le signal augmente avec N , le rapport entre un pic de signal et une fluctuation augmente avec \sqrt{N} .
- La fraction de signal : bien sûr, le rapport entre un pic de signal et une fluctuation est proportionnel au nombre de signaux.
- La courbe de lumière : tous les tests, y compris le H-test aveugle, sont plus sensibles à des pics très fins. À nombre égal de photons pulsés, si le signal est concentré dans un intervalle de phase très fin, il est moins probable que ce soit dû au bruit de fond que s'il est étalé sur l'ensemble du phasogramme. Les pulsars observés en rayons γ ont des courbes de lumière variées souvent composées de deux pics séparés de 0.4/0.5 en phase et connectés par un pont [15]. Le phasogramme peut varier notablement avec l'énergie, par exemple pour le pulsar de Vela, que nous prenons comme modèle pour cette étude. Il a deux pics nommés P1 et P2 avec un pont P3 au milieu, et P2, situé à 0.565 (d'après un ajustement de la courbe de lumière montré figure 4.5), devient prédominant quand l'énergie augmente. Il est difficile de quantifier l'influence de la courbe de lumière sur la puissance des tests de façon très générale, mais nous allons l'illustrer sur deux phasogrammes. Tous deux sont obtenus à partir des données de *Fermi-LAT* > 10 GeV. Un KDE² est appliqué sur les données pour en extraire une PDF. Dans un cas, seul un pic P2 très fin est considéré entre 0.54 et 0.59 (phasogramme 1) (cf chapitre 4). Dans le deuxième cas, toutes les phases sont utilisées (phasogramme 2).

². Kernel Density Estimator : un histogramme "amélioré" où au lieu de sommer des petits rectangles pour chaque événement, on somme des gaussiennes. Cela permet de répondre à certains des problèmes causés par les histogrammes, notamment le fait que la position arbitraire des bords des bins peut changer notablement l'allure d'un histogramme selon que les événements arrivent juste à droite ou juste à gauche du bord du bin. En revanche, une certaine dose d'arbitraire persiste : il faut choisir une variance caractéristique pour la gaussienne de même qu'il faut choisir la largeur d'un bin.

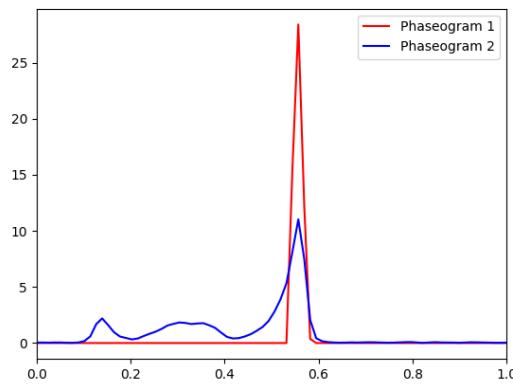


FIGURE 3.8 – Phasogrammes 1 et 2. Ce sont des PDF et donc normalisées. L'amplitude du phasogramme 1 est localement plus élevée que celle du phasogramme 2 ce qui nécessite moins de signaux pour distinguer du bruit de fond.

Tous les tests sont utilisés dans leur régime optimal : pour le rapport de vraisemblances, la PDF pour tester le signal est la même que celle pour générer le signal, même si en réalité on ne connaît pas forcément parfaitement la courbe de lumière, ce qui implique que les résultats du test seront un peu optimistes. Le test du cosinus cherche un pic situé à 0.565 avec une harmonique de 20. Le test de Li&Ma a une région OFF entre 0.7 et 1 (cf chapitre 4) et une région ON entre 0.54 et 0.59 (on ne l'appliquera que sur le phasogramme 1). De cette façon, l'intervalle de 0.05 est directement comparable à l'harmonique de 20 du test du cosinus.

L'effet de ces paramètres et de la courbe de lumière est montré figure 3.9 pour le test du cosinus et le H-test. Les zones rouges sont celles où il y a trop peu de signal et trop peu d'événements pour faire une détection. La figure permet de comparer les deux tests (le test du cosinus est plus puissant) et de mettre en lumière l'effet important de la courbe de lumière sur la puissance.

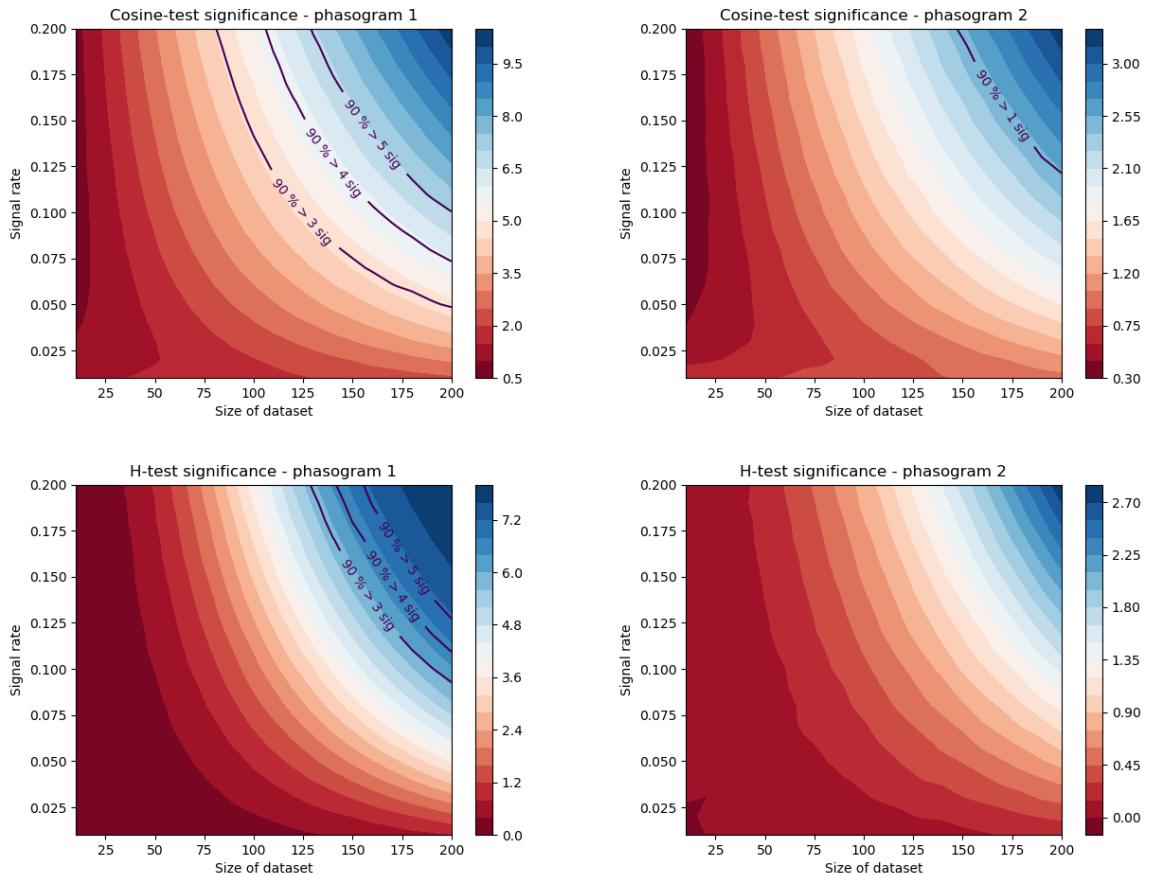


FIGURE 3.9 – Cartes des significativités moyennes avec le test du cosinus (en haut) et le H-test (en bas) avec des signaux simulés selon le phasogramme 1, le plus piqué, (à gauche) et 2 (à droite). L’axe des ordonnées représente un taux de signal variant entre 1% et 20%, l’axe des abscisses un nombre total d’événements entre 10 et 200. Le code couleur de la valeur de la significativité est indiqué par la barre à droite (l’échelle change entre les plots). Les lignes indiquent la limite au-delà de laquelle 90% des cas donnent une significativité supérieure à un seuil indiqué. Les corrections à basse statistiques décrites partie 3.4.1 sont prises en compte ici.

Une autre façon de comparer les tests est d'en faire une courbe ROC (taux de vrais positifs en fonction du taux de faux positifs) montrée figure 3.10. Pour cette courbe, nous faisons 1000 tirages de 100 événements dont une partie de signal. Deux cas sont simulés : 10% et 20% de signal. Le signal est généré avec le phasogramme 1 seulement pour ne pas encombrer davantage la courbe. Des fluctuations poissonniennes sur le nombre de signaux sont prises en compte et donc il n'y a pas toujours 10 ou 20 événements sur 100 de signaux. Les corrections à basse statistiques décrites section 3.4.1 sont prises en compte.

Comme la courbe le montre, les tests les plus puissants sont ceux qui ont les hypothèses les plus fortes sur le phasogramme. Dans l'ordre décroissant, on trouve en premier le test du maximum de vraisemblance, puis le test du cosinus (dont c'est le cas d'application optimale avec un pic unique et fin), ensuite le test de Li&Ma et enfin le H-test. Le moins on en sait sur la courbe de lumière que l'on veut tester, le plus ces derniers tests deviennent appropriés.

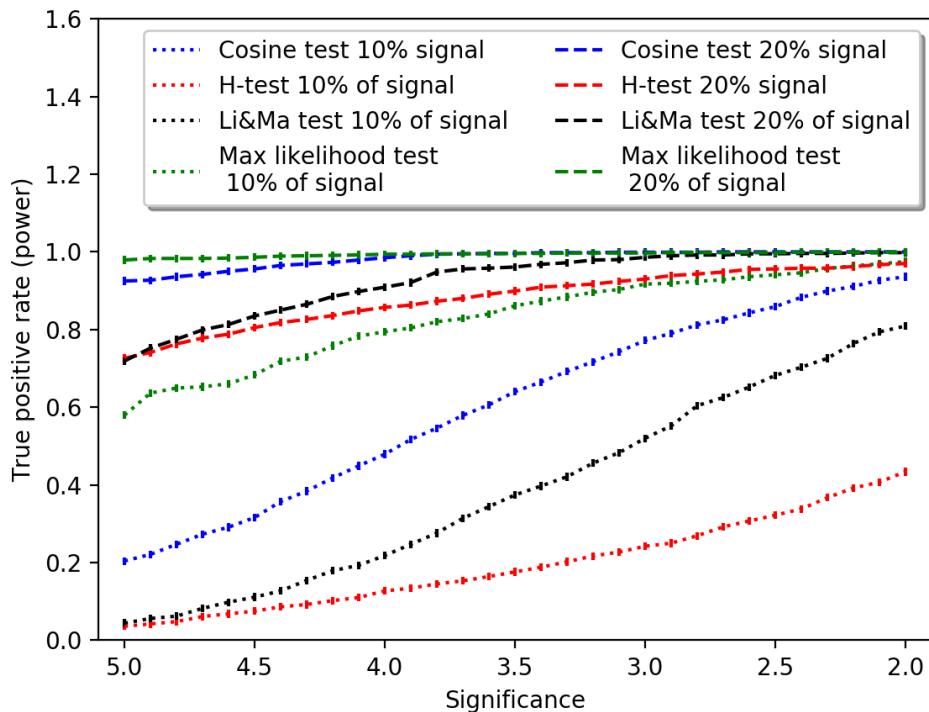


FIGURE 3.10 – Courbe ROC pour tous les tests, pour 100 événements avec un signal qui suit le phasogramme 1, avec 2 cas : 10 and 20% de signal (avec fluctuations poissonniennes).

Comme tous les tests n'ont pas la même performance, on s'attend à des résultats différents pour la significativité entre différents tests appliqués aux mêmes données. Néanmoins, il pourrait sembler étrange d'avoir plus de 5σ avec un test et une valeur beaucoup plus faible avec un autre : on s'attend aussi à une certaine corrélation.

Or, celle-ci peut être bien inférieure à 1. Il est impossible de donner une valeur unique car elle dépend des aléas du jeu de données, du régime statistique, de la courbe de lumière et de notre degré de connaissance. Nous présentons un exemple basé sur 500 000 tirages de 100 événements comprenant 14 signaux générés avec le phasogramme 1. Pour chacun des tirages nous calculons la significativité avec le test du cosinus (corrigée basse stats) et le H-test. Le coefficient de corrélation vaut alors 0.65. Dans 55% des cas, la significativité est $> 5\sigma$ avec le test du cosinus et parmi eux, seuls 25% ont aussi une significativité $> 5\sigma$ et 44% ont $> 4\sigma$ avec le H-test. Ces nombres ne peuvent en aucun cas être généralisés à d'autres situations et ont purement une vocation illustrative.

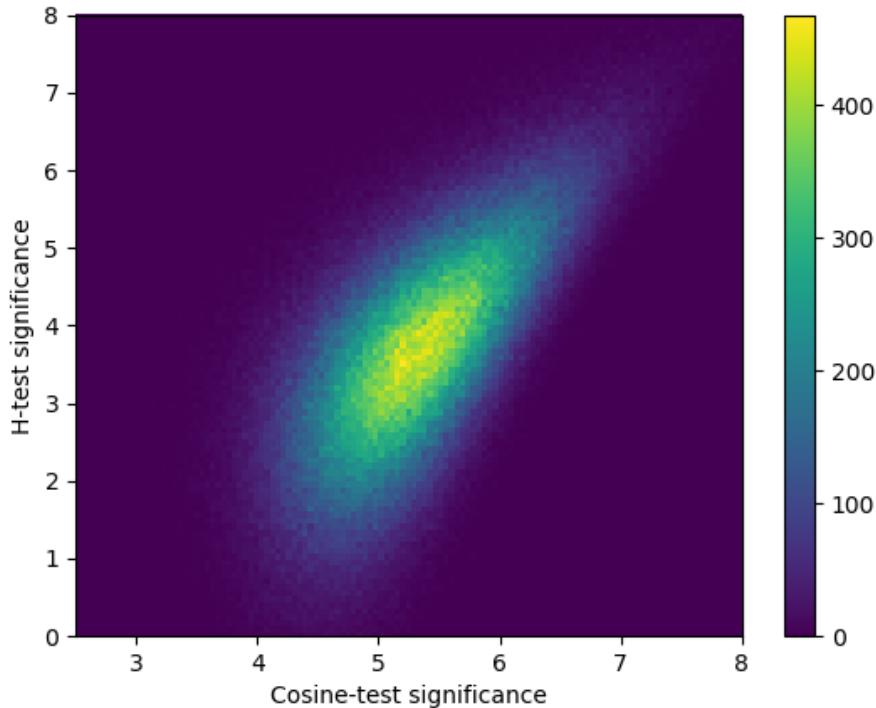


FIGURE 3.11 – Histogramme 2D de 500 000 tirages avec 100 événements dont 14 signaux avec le phasogramme 1, avec, pour chaque tirage, une valeur de significativité obtenue avec le test du cosinus (valeur corrigée en prenant en compte les basses statistiques) et avec le H-test.

3.4.1 Déviations à basses statistiques

Les propriétés des tests statistiques sont bien connues "lorsque N tend vers l'infini" : il est possible de dériver une PDF analytiquement pour certains tests comme le maximum de vraisemblance ou le test du cosinus, ou numériquement comme pour le H-test. En général, à basse statistique, ces propriétés doivent être déterminées grâce à des simulations numériques. Une information essentielle est de quantifier la vitesse de convergence : à partir de combien d'événements peut-on se fier au comportement asymptotique ?

3.4.1.1 Le cas du test du cosinus

Pour le test du cosinus, la convergence est lente. À très basse statistique ($N \lesssim m$ ou quelques m), non seulement la distribution n'est pas une gaussienne, mais elle n'est même pas mono-modale (cf figure 3.12-). À plus haute statistique ($m \lesssim N \lesssim$ quelques milliers), la distribution est mono-modale avec une variance supérieure à 1 qui converge lentement vers 1. Le régime asymptotique est atteint pour quelques milliers d'événements.

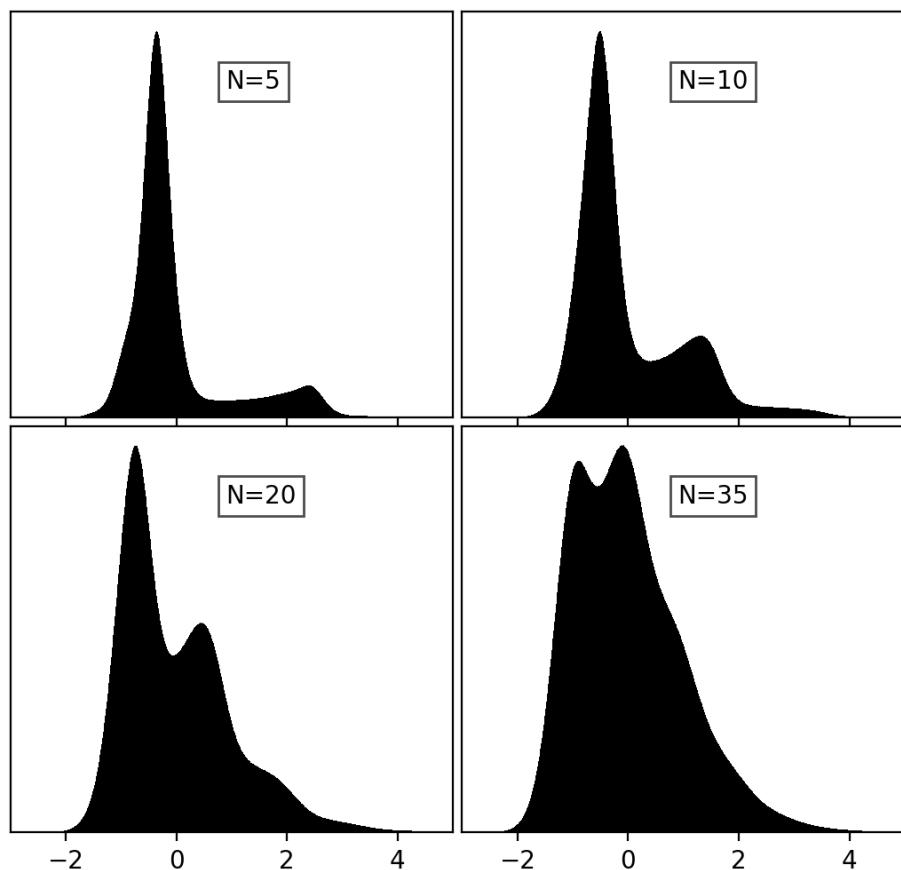


FIGURE 3.12 – Histogrammes simulés de la distribution \mathcal{H}_0 des valeurs du test du cosinus pour N événements ($N=5, 10, 20, 35$) générés uniformément et testés avec une harmonique de 20 avec un milliard de tirages. L'axe des abscisses représente donc la valeur du test et l'axe des ordonnées la hauteur des bins dans une unité arbitraire. On distingue plusieurs modes qui convergent vers une gaussienne.

Des simulations intensives ont été entreprises pour encapsuler précisément le comportement du test du cosinus à basse statistique. Le but est d'être capable d'interpréter la statistique de test C_m comme une significativité σ . À partir des simulations on dérive un modèle de $\sigma(C_m)$ qui nous permet de calculer la significativité avec une bonne précision.

Un milliard de tirages ont été générés pour diverses tailles d'échantillons, ce qui nous permet d'atteindre des probabilités de quelques 10^{-9} et d'estimer la significativité jusqu'à 5.5σ . Les événements sont distribués uniformément entre 0 et 1 de façon à modéliser la distribution sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 . Les tailles des échantillons sont de 5, 10, 20, 35, 50, 75, 100, 125, 150, 200, 500 events, ce qui recouvre les tailles typiques pour des observations en astronomie de très haute énergie. Le test du cosinus est utilisé à l'harmonique $m = 20$, bien adapté à un cas d'utilisation pertinent du test du cosinus.

Cependant, le résultat n'est pas valable seulement pour $m = 20$: **nous avons observé que la distribution dépendait seulement du ratio N/m et pas de N ou m séparément**. Nous avons ajouté un cas avec 400 événements et $m = 5$ ce qui a la même distribution qu'un cas à 1600 événements avec $m = 20$. Les simulations couvrent des cas de $N/m = 0.25$ à $N/m = 80$.

Comme on peut le voir dans la figure 3.13, pour chacune des tailles d'échantillon, nos simulations nous donnent accès à la correspondance entre C_m et σ . Nous avons remarqué que $\sigma(C_m)$ s'ajustait très bien avec une fonction linéaire par morceaux avec une cheville à 3σ (le seuil à 3σ est indiqué pointillés sur la figure 3.13).

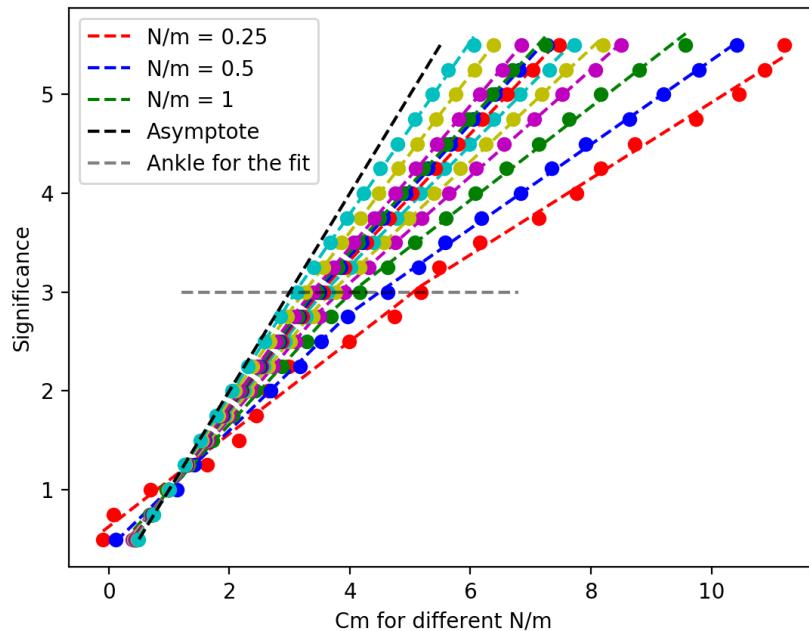


FIGURE 3.13 – Significativité σ en fonction de C_m pour différentes valeurs de N/m , représentées dans les couleurs différentes. À droite, on trouve les valeurs les plus faibles de N/m , et en noir tout à gauche, l'asymptote quand $N \rightarrow \infty$. Les points sont les résultats des simulations et les courbes tiretées sont les ajustements de ces résultats pour chaque valeur de N/m qui parcourt, de droite à gauche, les valeurs 0.25, 0.5, 1, 1.75, 2.5, 3.75, 5, 6.25, 7.5, 10, 25 and 80.

On appelle a et b les paramètres de l'ajustement linéaire tels que $y = a + bx$. Avec les valeurs au-dessus et en-dessous de la cheville, cela fait quatre paramètres. Ils sont représentés figure 3.14 en fonction de N/m . Ils sont ajustés à leur tour par une loi de puissance avec une exponentielle avec $a \rightarrow 0$ et $b \rightarrow 1$.

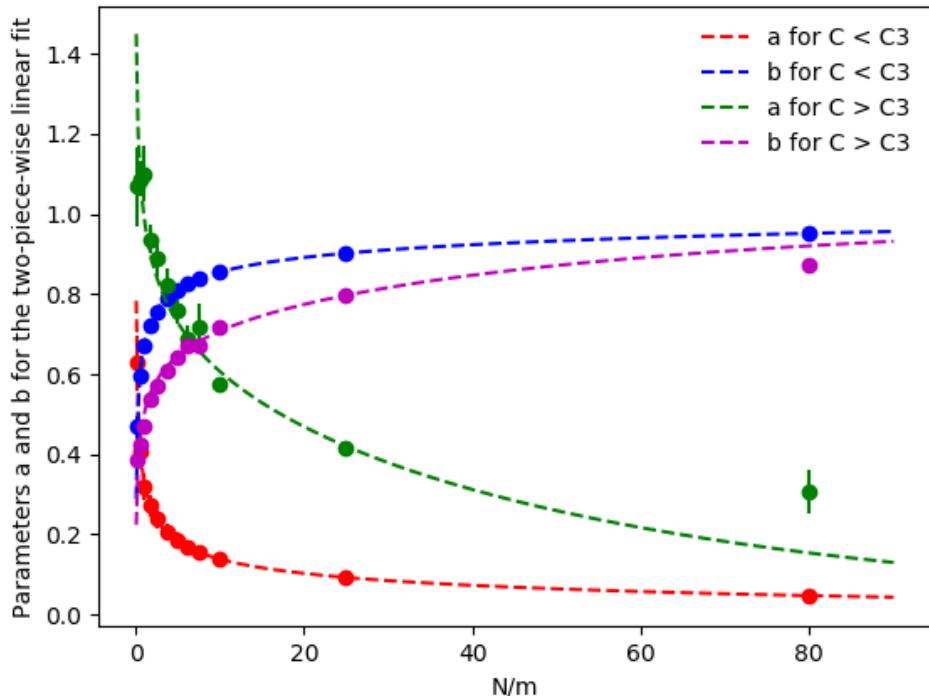


FIGURE 3.14 – Paramètres a and b du ajustement linéaire, et leur ajustement en fonction N/m . C_3 est la valeur du test du cosinus correspondant à 3σ .

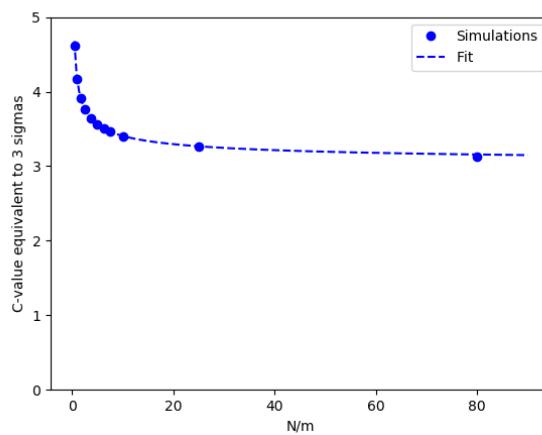


FIGURE 3.15 – La valeur de C correspondant à 3σ en fonction de N/m . Les points viennent de simulations et sont ajustés par l'ajustement en tireté. Selon que la valeur de C soit supérieure ou inférieure à C_3 , on utilise un cas ou l'autre.

L'ajustement à la valeur du test du cosinus correspondant à une cheville de 3σ est représenté figure 3.15 et ajusté avec la fonction suivante :

$$C_{3\sigma} \left(\frac{N}{m} \right) = 3 + 1.16499 \times \left(\frac{N}{m} \right)^{-0.45840} \quad (3.2)$$

Une fois que l'on sait si notre C est plus grand ou plus petit que $C_{3\sigma}$, nous pouvons calculer la significativité. La formule est :

$$\sigma = a \left(\frac{N}{m} \right) + b \left(\frac{N}{m} \right) \times \text{C-value} \quad (3.3)$$

avec $a \left(\frac{N}{m} \right)$ et $b \left(\frac{N}{m} \right)$:

Si $C < C_{3\sigma}$:

$$\begin{aligned} a \left(\frac{N}{m} \right) &= 0.337024 \times \left(\frac{N}{m} \right)^{-0.36656} \times e^{-0.00446(N/m)} \\ b \left(\frac{N}{m} \right) &= 1 - 0.33079 \times \left(\frac{N}{m} \right)^{-0.33279} \times e^{-0.00584(N/m)} \end{aligned}$$

Si $C > C_{3\sigma}$:

$$\begin{aligned} a \left(\frac{N}{m} \right) &= 1.011983 \times \left(\frac{N}{m} \right)^{-0.15667} \times e^{-0.014963(N/m)} \\ b \left(\frac{N}{m} \right) &= 1 - 0.50923 \times \left(\frac{N}{m} \right)^{-0.18342} \times e^{-0.013168(N/m)} \end{aligned}$$

Ce calcul permet d'estimer correctement la significativité. Dans la table ci-dessous, la précision après correction est donnée et comparée à celle avant correction mise entre parenthèses pour une valeur de 4σ . Par exemple, pour $N = 10$ et $m = 20$, une significativité de 4σ correspond à une valeur $C_{20} = 7$ (75% de différence), et la correction permet de trouver 4.1 (2.4% d'écart).

m	$N = 10$	$N = 50$	$N = 100$	$N = 500$
8	2.2% (42%)	1.8% (22%)	0.7% (19 %)	1.2 % (7%)
12	0.4% (54%)	1.6% (26%)	0.5% (22 %)	0.4 % (8%)
16	0.3% (63%)	2.1% (29%)	0.1% (24 %)	0.6 % (10%)
20	2.4 % (75 %)	2.3% (35%)	0.1% (28 %)	0.4 % (12%)

TABLE 3.1 – Précisions après corrections comparées à celles entre parenthèses d'avant corrections.

3.4.1.2 Le H-test

Pour le H-test, le régime asymptotique est atteint avant 100 événements. En-dessous, des simulations peuvent être utilisées pour s'assurer de ne pas surestimer la détection. Un milliard de tirages de tailles de 10, 20, 35, 50, 75 et 100 événements ont été faits pour décrire le comportement du H-test à basse statistique. Une table est donnée et peut servir de base pour une interpolation. La figure 3.16 montre une représentation graphique de cette table avec l'interpolation linéaire que nous utilisons. On y voit que le risque de surestimer la significativité a lieu essentiellement en-dessous de 50 événements et avec plus de 4σ .

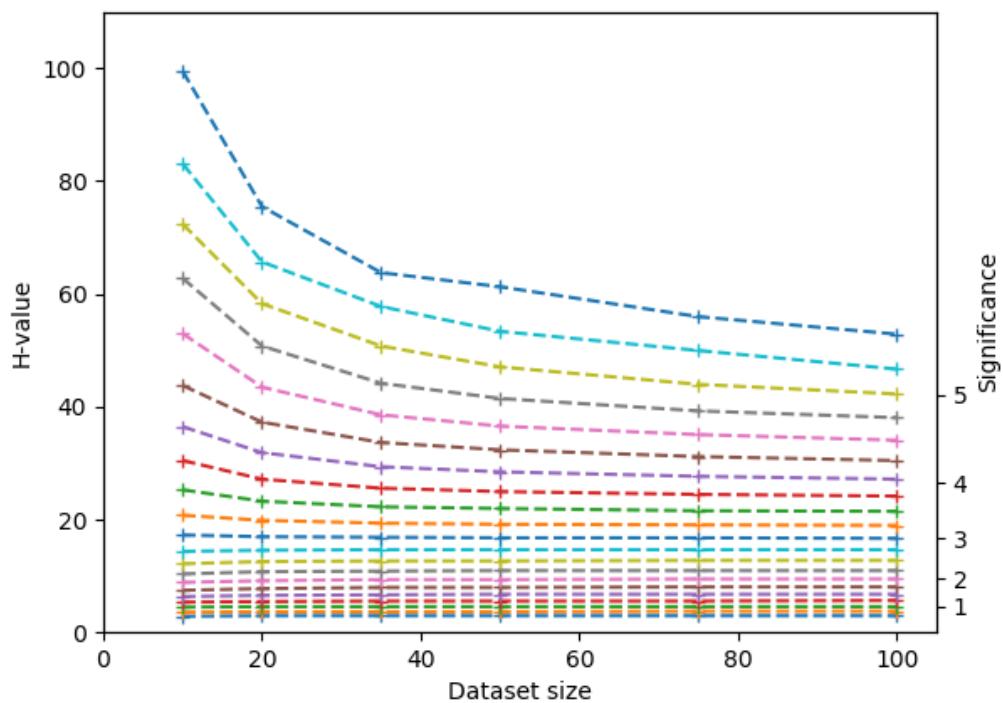


FIGURE 3.16 – Courbes d'équi-significativité. La valeur de H est indiquée sur l'axe des ordonnées à gauche, tandis que son interprétation en significativité pour la loi asymptotique est donnée à droite. Le plot met en évidence que la loi surestime la significativité d'une détection à basse statistiques (<50) et haute significativité ($>4\sigma$).

σ	H	10 év	20 év	35 év	50 év	75 év	100 év
0.5	3.0	2.8	2.9	2.9	2.9	2.9	2.9
0.75	3.7	3.5	3.6	3.6	3.6	3.7	3.7
1.0	4.6	4.4	4.6	4.6	4.6	4.6	4.6
1.25	5.6	5.4	5.4	5.5	5.5	5.5	5.6
1.5	6.8	6.4	6.5	6.6	6.7	6.7	6.7
1.75	8.1	7.4	7.7	8.0	8.0	8.0	8.0
2.0	9.5	8.8	9.2	9.4	9.4	9.4	9.4
2.25	11.1	10.4	10.8	10.8	11.0	11.0	11.0
2.5	12.8	12.2	12.5	12.6	12.6	12.8	12.8
2.75	14.6	14.4	14.6	14.6	14.6	14.6	14.6
3.0	16.6	17.2	17.0	16.8	16.8	16.8	16.6
3.25	18.7	20.8	19.8	19.3	19.2	19.0	19.0
3.5	21.0	25.2	23.2	22.2	22.0	21.5	21.4
3.75	23.5	30.4	27.2	25.5	25.0	24.4	24.2
4.0	26.5	36.4	31.8	29.4	28.4	27.6	27.2
4.25	29.8	43.7	37.2	33.6	32.3	31.2	30.4
4.5	33.4	53.0	43.4	38.6	36.6	35.0	34.0
4.75	37.5	62.7	50.7	44.1	41.4	39.2	38.0
5.0	42.1	72.4	58.2	50.7	47.0	43.9	42.2
5.25	47.3	83.0	65.6	57.7	53.4	49.9	46.6

TABLE 3.2 – Première colonne : significativité en nombre d'écart standards. Deuxième colonne : valeur de H correspondant à la significativité, tel que modélisé en 1989 par O.C. De Jager et al. Toutes les autres colonnes : valeurs de H correspondant à la significativité, trouvées par des simulations à basse statistique.

3.5 Tests pondérés

Il est possible d'ajouter une pondération à un test statistique pour en augmenter la sensibilité. En réalité, c'est déjà le cas à travers des coupures en énergie et en position : ce sont des cas particuliers de poids où celui-ci vaut 0 ou 1, et il est intuitif qu'un poids plus progressif devrait améliorer le test.

On recourt à toute l'information possible : la position (si l'événement a été reconstruit pile sur la source, il est plus probable qu'il soit du signal), le spectre du signal et du bruit de fond (par exemple dans HESS le bruit de fond dû aux rayons cosmiques diminue avec l'énergie donc un événement de 50 TeV a beaucoup plus de chances d'être un photon qu'un événement de 100 GeV à la même phase et position).

Pour ce faire, on ajoute un poids w_i aux événements un par un et on change la normalisation pour prendre en compte ces poids.

Pour le maximum de vraisemblance, la prise en compte d'autres paramètres est très naturelle et a déjà été discutée dans la section 3.3.1.

Pour le test de Li&Ma, c'est un test binné avec seulement un compte N_{on} et N_{off} donc il semble difficile d'y ajouter des poids individuels.

Après avoir introduit le poids, nous traitons donc ici les cas du test du cosinus et du H-test.

3.5.1 La définition des poids

Pour calculer un poids, on cherche la probabilité qu'un événement vienne de la source ou du bruit sur la base des spectres, des positions, et des IRF. Si on a un paramètre λ (la position ou l'énergie), dont la PDF pour le signal est décrite par la fonction g et celle du bruit de fond par la fonction t , on a [97] :

$$w_i = \frac{\alpha g(\lambda_i)}{\alpha g(\lambda_i) + (1 - \alpha)t(\lambda_i)}$$

avec α la fraction de signal, si on la connaît, ce qui n'est pas le cas. Si elle est faible, on considère que :

$$w_i \approx \frac{\alpha g(\lambda_i)}{t(\lambda_i)}$$

$$w_i \propto \frac{g(\lambda_i)}{t(\lambda_i)}$$

Un autre poids, dérivé spécifiquement pour être adapté à la PSF de *Fermi*-LAT a été proposé par BRUEL [98] en 2018.

3.5.2 Le test du cosinus pondéré

Dérivons ici la formule du test du cosinus pondéré. À chaque événement i est associé un poids w_i qui dépend de la position ou de l'énergie. Ce poids est placé devant chaque terme ce qui nous donne une double somme non normalisée C_{mw} non norm. Dérivons le facteur de normalisation. Comme le test tend vers une loi normale quand $N \rightarrow \infty$, nous n'avons qu'à calculer l'écart-type de C_{mw} non norm et la normalisation sera l'inverse.

On a :

$$C_{mw \text{ non norm}} = \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^N w_i \cos(2\pi j(\phi_i - \phi_0))$$

Calculons la variance :

$$\begin{aligned} \text{Var}(C_{mw \text{ non norm}}) &= \langle C_{mw \text{ non norm}}^2 \rangle - \langle C_{mw \text{ non norm}} \rangle^2 \\ &= \left\langle \left(\sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^N w_i \cos(2\pi j(\phi_i - \phi_0)) \right)^2 \right\rangle - 0^2 \\ &= \left\langle \left(\sum_{j_1, i_1} w_{i_1} \cos(2\pi j_1(\phi_{i_1} - \phi_0)) \right) \left(\sum_{j_2, i_2} w_{i_2} \cos(2\pi j_2(\phi_{i_2} - \phi_0)) \right) \right\rangle \\ &= \left\langle \sum_{\substack{j_1=j_2 \\ i_1=i_2}} (w_{i_1} \cos(2\pi j_1(\phi_{i_1} - \phi_0)))^2 \right\rangle \quad (1) \\ &\quad + \left\langle \sum_{\substack{j_1 \neq j_2 \\ \text{or } i_1 \neq i_2}} w_{i_1} w_{i_2} \cos(2\pi j_1(\phi_{i_1} - \phi_0)) \cos(2\pi j_2(\phi_{i_2} - \phi_0)) \right\rangle \quad (2) \end{aligned}$$

Regardons le terme (1). S'il n'y a que du bruit de fond (ce qui est le cas ici car nous calculons la variance de la distribution sous \mathcal{H}_0), les variables ϕ (la phase) and w (le poids basé sur d'autres paramètres) sont indépendants. Donc :

$$\begin{aligned} (1) &= \sum_{\substack{j_1=j_2 \\ i_1=i_2}} \langle w_i^2 \rangle \langle \cos^2(2\pi j_1(\phi_{i_1} - \phi_0)) \rangle \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\substack{j_1=j_2 \\ i_1=i_2}} \langle w_i^2 \rangle \\ &= \frac{m}{2} \sum_{i_1=i_2} w_i^2 \end{aligned}$$

Regardons maintenant le terme (2). Une fois encore, nous utilisons l'absence de corrélation entre les différents termes, mais cette fois entre les différents événements (et non plus entre les différents paramètres d'un même événement). Donc :

$$\begin{aligned} (2) &= \sum_{\substack{j_1 \neq j_2 \\ \text{or } i_1 \neq i_2}} \langle w_{i_1} \cos(2\pi j_1(\phi_{i_1} - \phi_0)) \rangle \langle w_{i_2} \cos(2\pi j_2(\phi_{i_2} - \phi_0)) \rangle \\ &= 0 \end{aligned}$$

D'où :

$$C_{mw} = \sqrt{\frac{2}{m \sum w_i^2}} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^m w_i \cos(2\pi j(\phi_i - \phi_0)) \quad (3.4)$$

On peut en dériver la formule du test non pondéré : si $w_i = 1$ alors $\sum w_i^2 = N$.

Nous avons dérivé un test qui tend vers une loi normale centrée réduite quand $N \rightarrow \infty$. Néanmoins, la convergence est encore plus lente que celle du test non pondéré, et la formule dérivée section 3.4.1.1 n'est plus valide. Il serait difficile de dériver une formule équivalente car elle dépend des fonctions de réponse de l'instrument utilisé, de la coupure angulaire, en énergie, etc. Si on veut utiliser cette formule, nous recommandons de simuler la distribution \mathcal{H}_0 dans les conditions de l'expérience pour en dériver la significativité.

3.5.3 H-test pondéré

Le test de Z_{mw2}^2 pondéré est donné par :

$$Z_{mw2}^2 = \frac{2}{\sum w_i^2} \sum_{k=1}^m \left(\sum_{i=1}^N w_i \cos(2\pi k\phi_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N w_i \sin(2\pi k\phi_i) \right)^2$$

La formule pour dériver le H-test à part du test de Z_m^2 est inchangée.

3.5.4 Optimisation de la coupure angulaire

L'image d'une source ponctuelle par n'importe quel système optique n'est jamais un point mais une tache caractérisée par la PSF (Point Spread Function ou fonction d'étalement du point) propre à l'instrument.

Une coupure angulaire trop serrée autour de la position de la source risque d'éliminer des signaux reconstruits un peu au-delà ; au contraire, une coupure trop large ne rajoute que peu de signaux et, pour les instruments où le bruit de fond est important, beaucoup plus de bruit de fond. La coupure angulaire optimale pour les tests non pondérés est $R_{68\%}$: le rayon qui contient 68% des signaux [99].

Cette valeur peut être remise en question en cas de pondération sur la position. Une valeur plus large permet de récupérer davantage de signaux tandis que les poids limitent la contamination du bruit de fond. Nous recommandons une coupure angulaire de 1.5 $R_{68\%}$ ce qui recouvre à la fois des risques d'erreurs de pointé / de sous-estimation de la PSF et un gain de signaux. Comme le poids diminue avec la distance, on atteint rapidement un plateau dans la puissance en fonction de la coupure angulaire. Au-delà de 1.5 $R_{68\%}$, rajouter des événements supplémentaires ne change pas la valeur du test car cela rajoute des termes quasi-nuls.

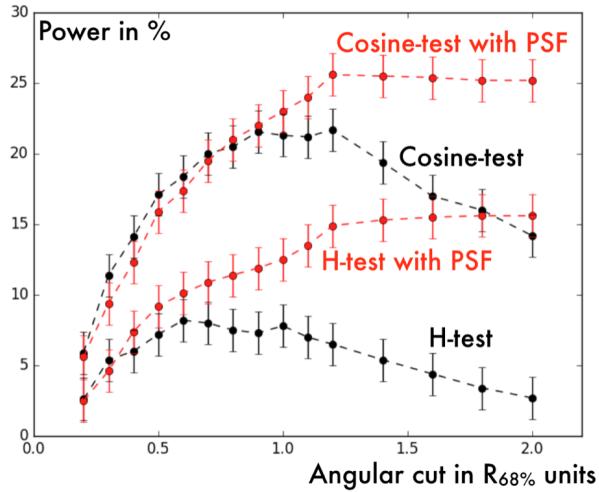


FIGURE 3.17 – Puissance en fonction de la coupure angulaire pour le test du cosinus avec 1000 signaux uniformes générés jusqu'à 0.2° dont 20 signaux. Après coupure angulaire à $R_{68\%}$, il reste en moyenne 120 événements. Pour les tests pondérés, un effet de plateau est dû au fait de rajouter des termes avec un poids proche de 0.

3.5.5 Effets de la PSF sur la puissance des tests

Si le poids peut augmenter la puissance des tests, il importe de rappeler un effet bien plus important de la PSF. Une meilleure résolution angulaire signifie un bien meilleur ratio signal/bruit ce qui a un impact beaucoup plus important que les tests. La figure 3.18 l'illustre. Pour modéliser la PSF, un toy model avec une gaussienne est utilisée. Les valeurs pour $R_{68\%}$ sont celles typiquement attendues pour CTA pour 1 TeV ($R_{68\%} = 0.05^\circ$, en bleu) et 100 TeV ($R_{68\%} = 0.02^\circ$, en rouge).

Dans les deux cas un signal d'en moyenne 15 photons avec les fluctuations poissonniennes est simulé. Le nombre d'événements de bruit de fond varie avec la coupure angulaire au carré (avec la surface sélectionnée). Pour les tests pondérés, la coupure angulaire est de $1.5 R_{68\%}$ et pour les tests non pondérés, de $R_{68\%}$. L'effet de la variation drastique du rapport signal / bruit l'emporte sur celui lié à la pondération.

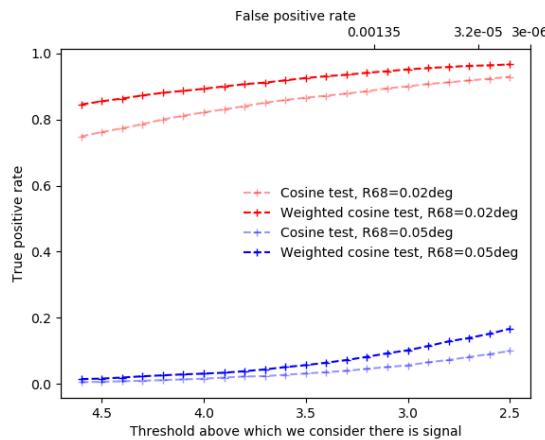


FIGURE 3.18 – ROC pour le test du cosinus pour différent cas.

3.5.6 La présence de photons non pulsés

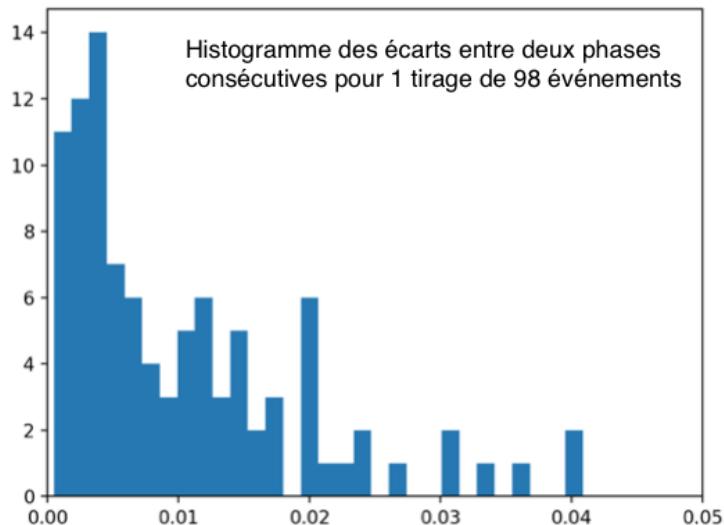
Les deux premiers pulsars détectés depuis le sol, le Crabe et Vela, sont tous deux entourés d'une nébuleuse brillante en rayons γ qui est une source plus importante que le pulsar. Ce bruit (au sens des pulsations) est irréductible avec des discriminations photon / hadron car ce sont des photons. Si la taille de l'émission non-pulsée est comparable avec la taille de la PSF, l'effet sur les tests pondérés est négatif. Des événements non pulsés, surreprésentés à la position de la source, vont hériter d'un poids important et aplanir le phasogramme.

3.6 Phases très rapprochées et test de Kolmogorov

Nous avons observé dans les données de Vela, qui contenaient à ce moment-là 98 événements dont 19 signaux, des paires et triplets d'événements très ressemblants. On y trouve des phases très rapprochées, avec un écart de $10^3 - 10^4$, et événements dans la zone ON très rapprochés dans le temps (à 300 secondes d'écart, sachant qu'on a 19 excès sur 60 heures). Nous nous sommes demandés la probabilité d'obtenir ces paires par hasard et avons exploré la possibilité d'un test de Kolmogorov pour la détection des signaux pulsés.

3.6.1 Le cas des paires de phases très rapprochées

On tire uniformément 98 phases (intervalle = $[0, 1]$). Voici, pour 1 tirage, la distribution de l'écart entre deux phases consécutives.



On s'intéresse à la probabilité de trouver des paires d'événements très rapprochés. Voici maintenant, pour 10 000 tirages, la distribution du plus petit écart entre deux phases consécutives.

Dans 62% des cas, l'écart minimal entre deux phases consécutives est inférieur à 10^{-4} . Comme on a plusieurs et non juste une de ces paires, regardons figure 3.19 la distribution des très faibles écarts après le plus petit.

Cette étude montre qu'il est tout à fait plausible d'avoir par hasard plusieurs paires d'événements rapprochés de quelques $10^{-5/4}$ en phase, et ce, même en considérant une répartition des événements sur un intervalle de 1 (un cas conservateur car l'intervalle du pic de Vela est plus petit).

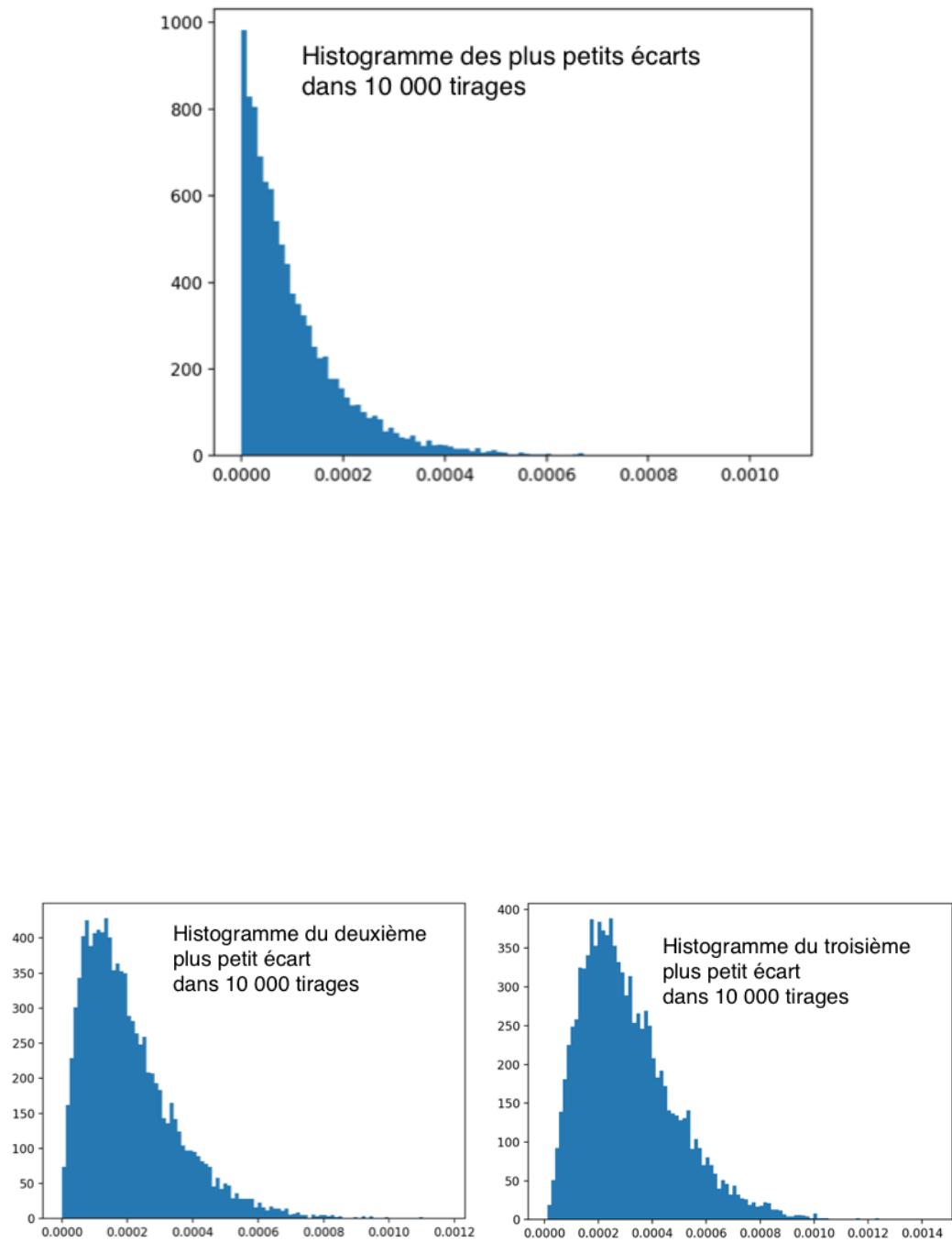
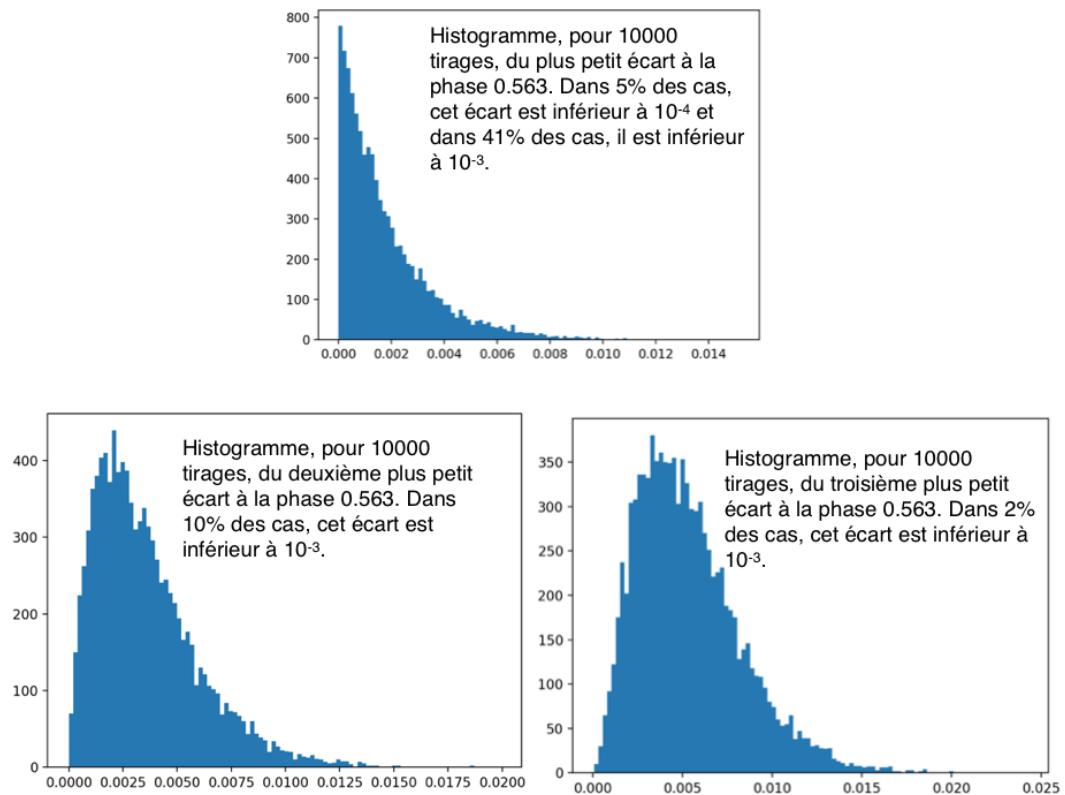


FIGURE 3.19

3.6.2 Le cas des phases très rapprochées d'une phase prédefinie

Après avoir quantifié la probabilité d'avoir quelques paires d'événements très proches en phase, on peut regarder la probabilité d'avoir des événements extrêmement proches d'une phase donnée. C'est le cas dans les données de Vela : le pic principal est situé à une phase de 0.565 et on a quelques phases qui sont reconstruites juste à côté.

On simule 98 événements, parmi lesquels 19 spécifiquement dans l'intervalle [0.5, 0.6] (l'intervalle ON-phase).



Si on avait trois phases situées à un écart inférieur à 10^{-4} d'une certaine phase ϕ_0 , la probabilité que ce soit dû au hasard serait de l'ordre de 10^{-4} , soit une significativité de 3.7σ . Dans les données de Vela, l'écart est plus grand, donc la probabilité que ce soit dû au hasard également.

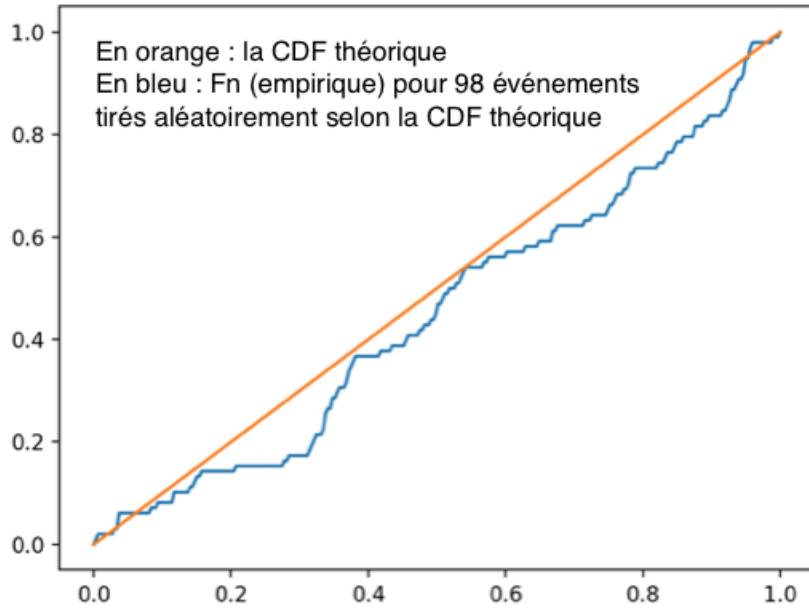
3.6.3 Le test de Kolmogorov pour les signaux pulsés

Le test de Kolmogorov (ou Kolmogorov-Smirnov) est un test d'hypothèse basé sur la distance à une fonction de répartition ou CDF.

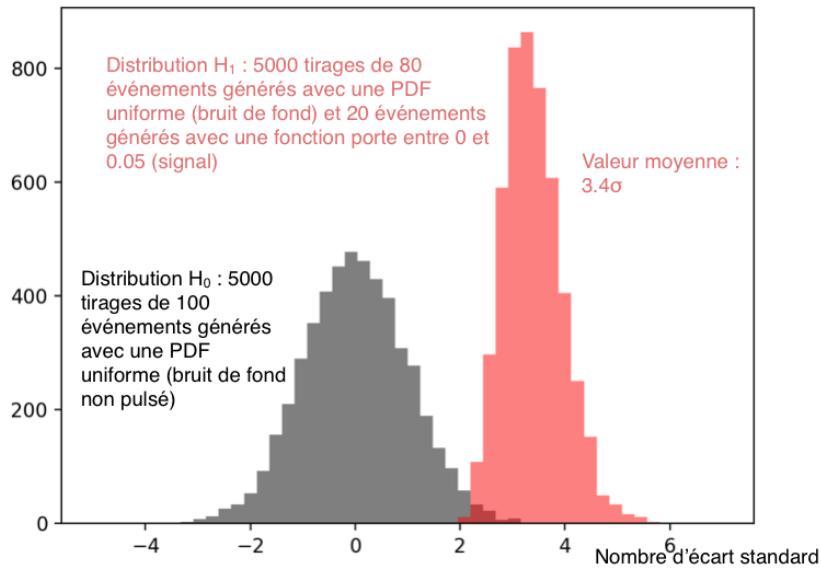
En l'absence de signal pulsé, la PDF théorique pour les phases est constante égale à 1 et la CDF théorique $F(x)$ est la fonction identité définie sur $[0, 1]$. On définit F_n la fonction de répartition empirique $F_n(x) = (1/n) \times \sum 1(X_i < x)$ où $1(X_i < x) = 1$ si $X_i < x$.

On définit D_n la distance de Kolmogorov : $D_n = \sup(\text{abs}(F_n(x) - F(x)))$. Dans l'exemple, $D_n = 0.084$.

En utilisant le théorème de Kolmogorov pour n fini, on obtient la significativité. Voici par exemple à la page suivante quelques histogrammes illustrant différents cas, en simulant le signal avec une fonction porte.



Le fait d'avoir le signal autour de 0.5 ou autour de 0 change la puissance du test, car la distance de Kolmogorov D_n peut être « coupée en deux » si le signal se trouve autour de 0.5 (voir figure 3.20) mais aussi si le pic est centré autour de 0 ! En d'autres termes, ce serait un test à utiliser dans un cas où on s'attend à un pic à une certaine phase ϕ_0 et d'une certaine largeur δ . On soustrairait alors les phases de typiquement $\sim \phi_0 - \delta/2$ (cela nécessiterait d'être raffiné).



Par ailleurs, la puissance du test dépend également de la largeur du pic : plus celui-ci est fin et plus la distance de Kolmogorov est importante car les événements se cumulent rapidement « au même endroit ».

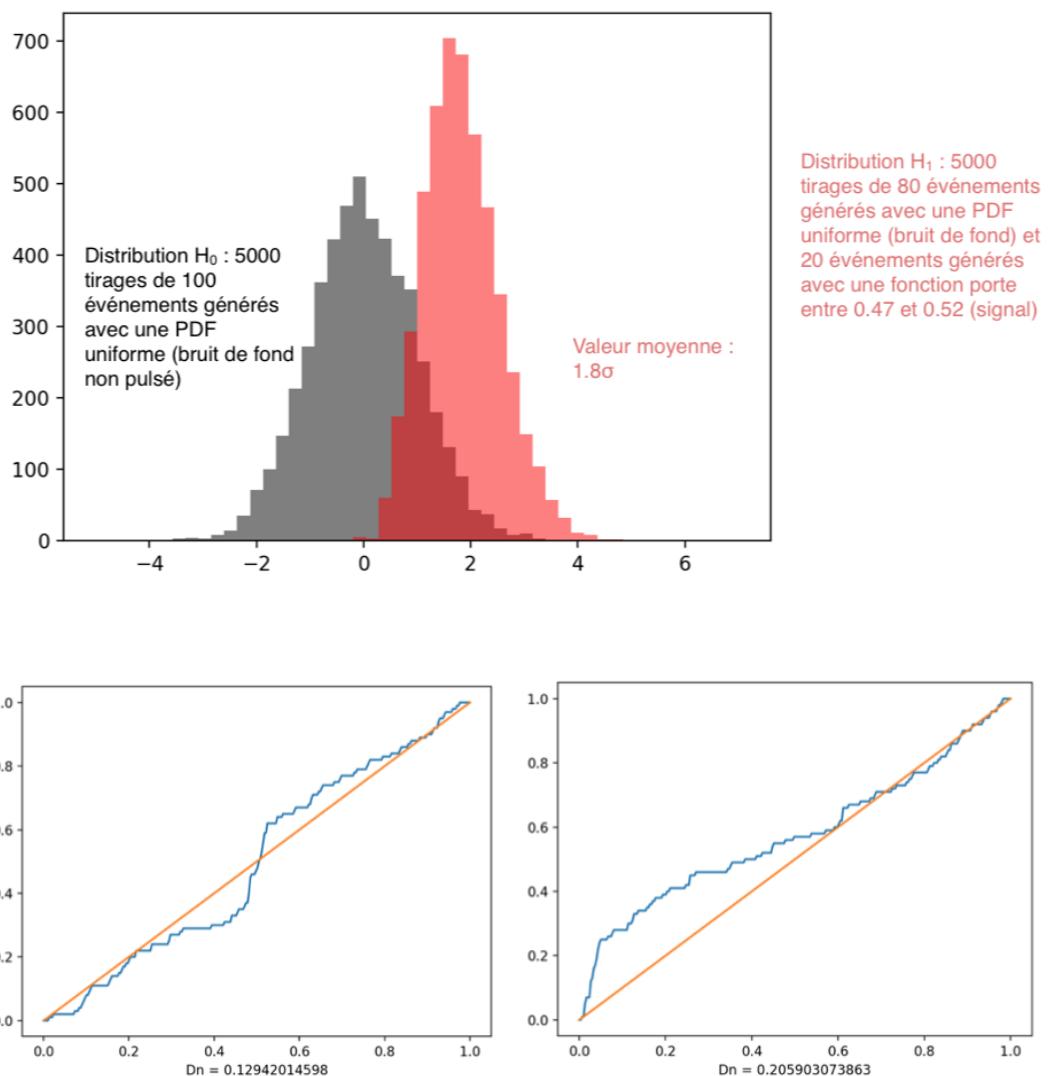
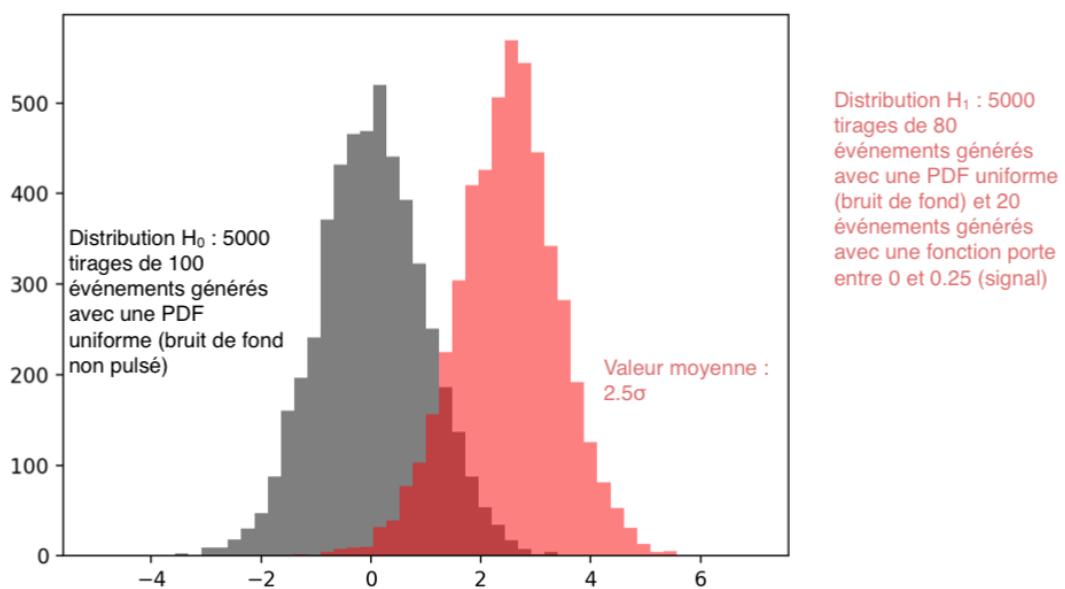
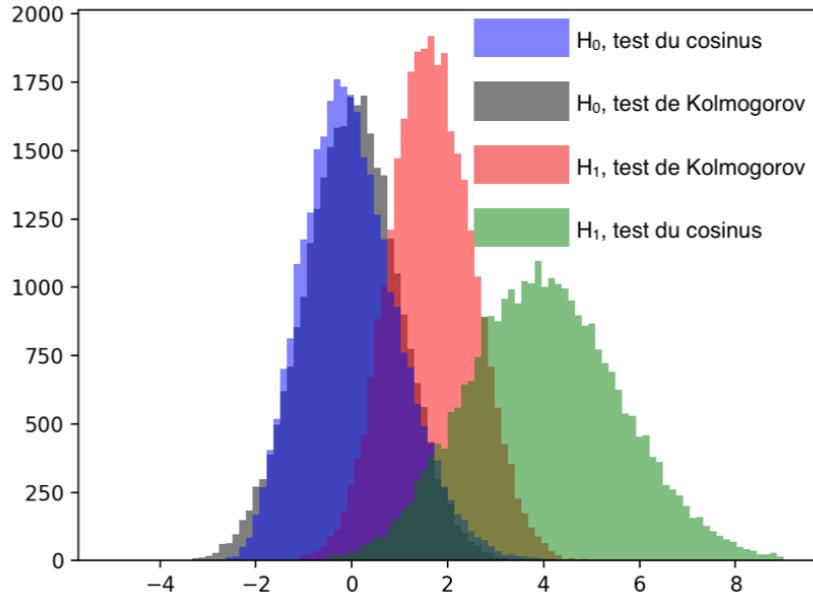


FIGURE 3.20



Pour finir, on peut regarder la puissance du test de Kolmogorov pour un phasogramme comme celui de Vela, et le comparer au test du cosinus qui a été le plus puissant pour cette détection. On applique tout d'abord le test au phasogramme sans faire de translation en phase.



Si on prend un seuil à 3σ , on a une puissance de 57% pour le test du cosinus et de 8% pour le test de Kolmogorov.

Comme démontré ci-dessus, pour optimiser la puissance du test de Kolmogorov, on doit retirer aux phases un peu moins de 0.565. En ajustant le décalage de façon à trouver la meilleure valeur, on peut augmenter la puissance du test de Kolmogorov de 8 à 23%. Ces cas d'étude simples montrent que la puissance du test de Kolmogorov n'est pas meilleure que celle du test du cosinus. Pour conclure en toute rigueur il faudrait faire les courbes ROC à différents niveaux de statistiques, de rapport signal/bruit, de largeur etc. Mais cela dépasserait le cadre de cette étude préliminaire qui montre cependant que pour aller plus loin, des variantes du test de Kolmogorov devraient être inventées.

3.6.4 Test du cosinus pour des phases successives

Nous avons aussi exploré l'idée d'avoir une sorte de deuxième test du cosinus pour détecter des groupes de phases rapprochées avec des termes de type $\cos(2\pi(\phi_j - \phi_i))$. Il se trouve qu'un tel test n'utilise pas du tout la fonction cosinus de la même façon que celui de type $\cos(2\pi(\phi_j - \phi_0))$. Le deuxième utilise le cosinus globalement, et utilise le fait que des +1 vont se simplifier avec des -1 en l'absence de pulsation. Le premier utilise le cosinus localement, et tous les termes sont proches de +1. Comme le cosinus varie lentement autour de 0, il lisse les écarts de phase, ce qui est tout le contraire de l'effet recherché. Nous n'avons donc pas exploré davantage cette idée.

3.7 Résumé

Dans ce chapitre nous avons analysé quatre tests de périodicité existants. Pour un pulsar déjà détecté dans la bande en énergie considérée, la courbe de lumière est connue et on peut utiliser le test le plus puissant : celui du maximum de vraisemblance. Dans le cas opposé, si la courbe de lumière est totalement inconnue, on ne peut utiliser que le H-test. Parfois, on a une connaissance intermédiaire. Si on peut identifier des zones ON et OFF, le test de Li&Ma est bien adapté. Si on veut tester la présence d'un pic à une position et une largeur donnée, le test du cosinus peut se révéler très puissant.

Le problème principal du test du cosinus est sa convergence lente vers un régime de haute statistique. Nous avons dérivé un modèle pour connaître la significativité du test du cosinus sans avoir à faire de simulations.

Après avoir comparé les tests entre eux, nous avons pris en compte les autres paramètres qui peuvent jouer dans la détection, comme l'énergie et la position. Les tests pondérés sont légèrement plus puissants que leurs homologues non pondérés, mais l'effet est plutôt faible au regard des autres caractéristiques de l'expérience.

Dans la dernière section, nous avons étudié le cas de phases très rapprochées et exploré deux idées de tests pour la détection des pulsars. Le test de Kolmogorov serait utilisé dans un cas très similaire au test du cosinus : celui où on connaît la largeur et la position d'un pic, mais il est moins puissant. La deuxième idée consistait en une variation du test du cosinus non concluante.

Cette étude a joué un rôle important dans la détection de la composante VHE du pulsar de Vela, comme nous le verrons dans le chapitre 4.

CHAPITRE 4

Le pulsar de Vela

Résumé

Ce chapitre est consacré à l'analyse du pulsar de Vela. Après une introduction sur le pulsar et son environnement, nous utilisons huit années de données de *Fermi*-LAT pour dériver la courbe de lumière jusqu'à > 30 GeV, sur la base de laquelle nous avons étudié les pulsations depuis le sol. Nous avons détecté le pulsar en mode monoscopique dans la bande $\sim [20, 100]$ puis en mode stéréoscopique au-delà de 3 TeV. Ce sont les énergies les plus élevées jamais détectées pour un signal pulsé, et la première découverte d'une composante au TeV distincte de celle du GeV pour un pulsar.

Sommaire

4.1	Introduction	103
4.2	Les observations de <i>Fermi</i> -LAT	108
4.3	Détection de H.E.S.S. en mode monoscopique	110
4.4	Recherche de pulsations dans le domaine multi-TeV	114
4.5	Données supplémentaires de 2017/2018	129
4.6	Conclusion	130

4.1 Introduction

4.1.1 La constellation des Voiles

Dans l'Antiquité grecque, la constellation du Navire Argo occupait une immense portion du ciel de 1884 degrés carrés. Elle faisait référence au mythe de Jason, un des héros de la mythologie grecque, qui a embarqué sur le navire Argo pour sa quête de la Toison d'Or.

En 1750, l'astronome Nicolas-Louis de Lacaille décide de diviser la constellation du Navire Argo en trois constellations plus petites : la Carène (la partie immergée du navire), la Poupe (l'arrière du navire), et les Voiles (Vela en latin).

On appelle Vela plusieurs astres se situant dans cette constellation : le pulsar de Vela, la nébuleuse à vent de pulsar associée Vela X, le vestige de supernova associé Vela SNR, mais aussi Vela X-1, une binaire X composée d'une étoile à neutron et d'une supergéante, ou encore une nébuleuse nommée Vela Junior. Cette dernière, découverte en 1998, se trouve à une distance de 200 parsecs et son âge estimé est

de seulement 700 ans. Malgré sa proximité et sa jeunesse, il ne semble exister aucun témoignage historique de l'observation de la supernova qui lui a donné naissance.

C'est également le cas pour Vela X et le pulsar de Vela ; mais dans ce cas-là, on soupçonne que la supernova a dû être très lumineuse sur Terre, a certainement été observée, mais que la date de l'événement était simplement trop reculée pour que les observateurs de l'époque aient moyen de le consigner.

4.1.2 Le pulsar de Vela

Le pulsar de Vela a une période de 89 ms qui s'allonge de 1.23×10^{-13} s/s. On estime son âge à ~ 11000 ans avec le modèle du dipôle en rotation dans le vide (c'est-à-dire avec un indice de freinage de 3), mais l'indice de freinage semble valoir ~ 1.4 [100], ce qui met en doute le résultat obtenu. De plus, des glitches surviennent tous les 2 à 3 ans et complexifient le calcul de l'âge. Le pulsar a un taux de perte d'énergie \dot{E} de 6.9×10^{36} erg/s. Sa distance, longtemps estimée à 500 parsecs, a été révisée à la baisse en 2001 par une mesure plus fiable par parallaxe grâce aux données de Hubble : elle est maintenant estimée à 294_{-76}^{+50} parsecs [101].

Les premières pulsations ont été observées en radio en 1968, peu de temps après la découverte du premier pulsar [102]. L'association avec le SNR est immédiatement mentionnée, même si elle est débattue par la suite avant d'être acceptée pour de bon (cf partie 4.1.3).

Le pulsar de Vela fait partie des très rares pulsars à avoir été observé sur tout le spectre électromagnétique. Après la radio, ce sont en premier les pulsations dans les rayons X mous au keV qui sont découvertes en 1973, grâce à un capteur mis à bord d'une fusée sonde (Aerobee 170, lancée depuis la base de l'armée américaine de White Sands) [103].

En 1975, les pulsations sont détectées en rayons γ par SAS-2 [104], puis par COS-B en 1980 [105], EGRET en 1994 [106], AGILE en 2009 [107] et *Fermi*-LAT la même année [108].

En 1976, une contrepartie optique non pulsée est découverte à la position du pulsar [109] ; l'année suivante, les pulsations sont détectées en optique [110]. La magnitude du pulsar de Vela en optique est de 24 ; à titre de comparaison, le pulsar du Crabe (le plus brillant des pulsars optiques) a une magnitude de 17, et la limite de l'oeil humain est de ~ 6 la nuit dans des conditions typiques d'observation.

En 2003, le VLT (avec l'instrument ISAAC) détecte le pulsar de Vela en non-pulsé dans l'infrarouge proche, dans les bandes J_s et H [111]. En 2011, le télescope Spitzer détecte à son tour Vela dans l'infrarouge en non-pulsé [112]. En 2005, avec les détecteurs HST STIS MAMA-UV, les pulsations sont observées dans l'ultraviolet proche et lointain [113]. En 2017, Vela devient le premier pulsar détecté par ALMA (submillimétrique, [114]), en non-pulsé comme en infrarouge.

Enfin, en 2017 et 2018, nous avons détecté pulsar en mode monoscopique dans l'intervalle [20, 100] GeV [91] et en mode stéréoscopique > 3 TeV.

La distribution d'énergie spectrale du pulsar de Vela présente une composante thermique dans les rayons X mous qui vient de la surface de l'étoile à neutron [116], avec deux températures mesurées : l'ensemble de la surface est à $\sim 10^5$ K et deux hot spots de 5 km de rayon sont à $\sim 10^6$ K car ils sont chauffés par des courants de retour. Le reste du spectre est purement non-thermique et généralement ajusté avec plusieurs lois de puissance (voir figure 4.2). La discontinuité entre l'émission radio et infrarouge est interprétée comme une transition entre des processus d'émission cohérents en-deçà de quelques centaines de GHz et incohérents au-delà [114].

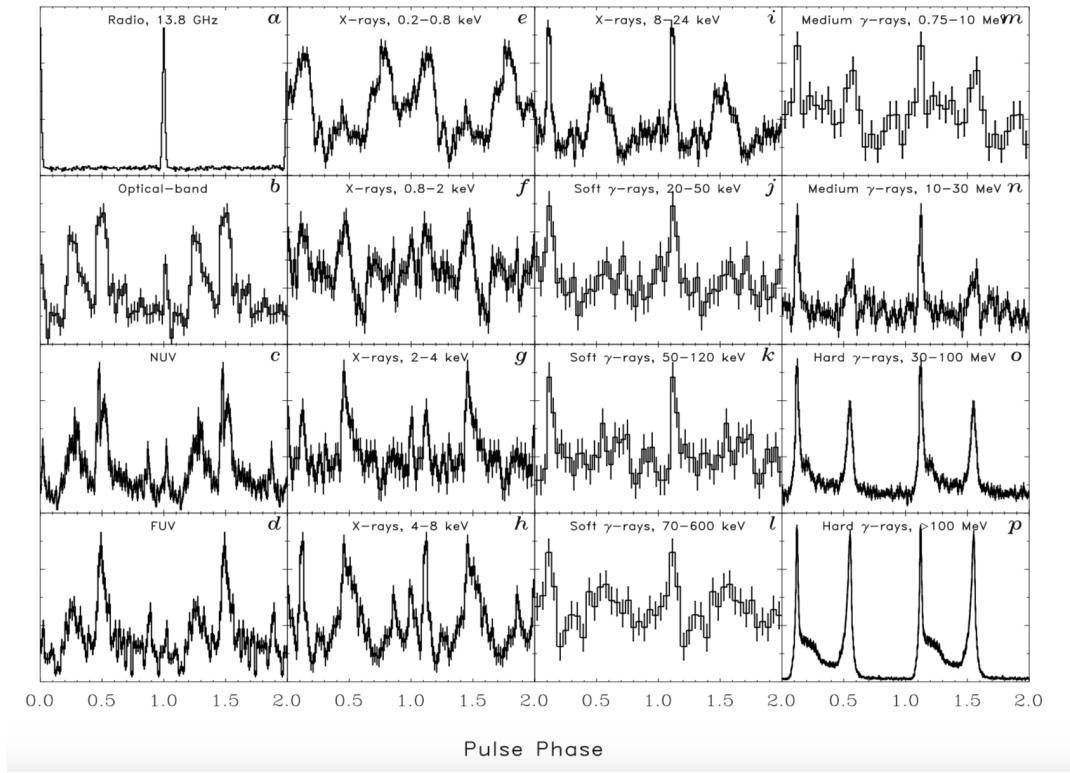


FIGURE 4.1 – Courbe de lumière de Vela en radio, optique, UV, rayons X et γ . Source : [115]

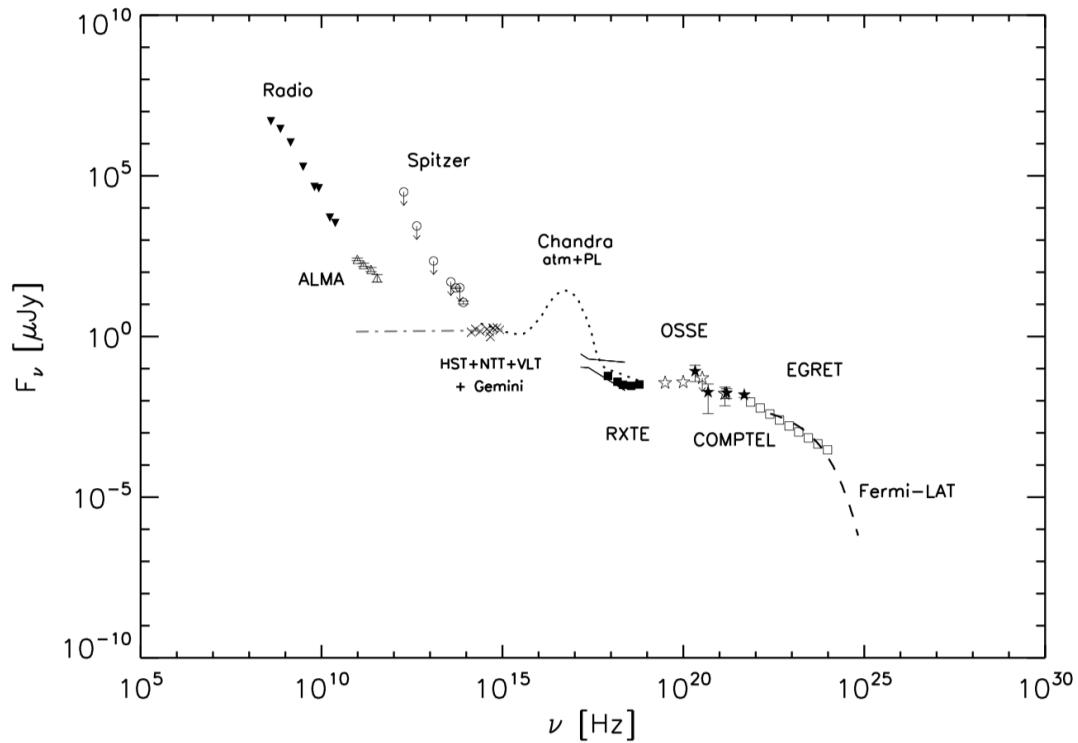


FIGURE 4.2 – Spectre du pulsar de Vela moyen en phase (pulsations non détectées par ALMA et Spitzer) sur 18 décades en fréquence, des ondes radio aux rayons γ . Source : [114]

4.1.3 Vela X

Vela X est découverte en 1958 en tant que source radio étendue de $3^\circ \times 2^\circ$ dans la constellation des Voiles [117]. Sa polarisation, son spectre plat et la présence du pulsar de Vela ont permis de l'interpréter comme une nébuleuse à vent de pulsar en 1980 [118]. Cette association a été débattue notamment à cause de la position excentrée du pulsar de Vela (voir figure 4.3). En 1995, le télescope à rayons X ROSAT révèle la présence d'une immense coquille de 8° de diamètre tout autour de la nébuleuse [119] : c'est le vestige de la supernova formé par l'onde de choc et qui continue son expansion.

La même année, ROSAT découvre aussi une structure allongée de 1° , qui part du pulsar vers le Sud et qui a été surnommée le "cocon" [120]. En 2006, H.E.S.S. révèle une émission à très haute énergie (dans la bande $[0.5, 65]$ TeV) venant du cocon [121]. Cette découverte a renforcé l'hypothèse de l'association avec le pulsar qui semble alimenter le cocon. Son asymétrie par rapport au pulsar peut s'expliquer par un gradient de densité dans le milieu externe [122] et justement, les observations montrent un gaz plus dense au Nord. Les inhomogénéités du milieu rendent l'onde de retour anisotrope, ce qui pousse le cocon vers le Sud.

Comprendre les propriétés des PWN est complémentaire avec l'étude des pulsars. Le problème de la dissipation dans le vent du pulsar (introduit section 1.5.2), avec une transition entre une magnétisation très forte en sortie du pulsar et très faible près du choc trouvera sans doute des réponses dans l'étude conjointe des pulsars et de leurs nébuleuses. Par contraste, l'étude des vestiges de supernova se distingue davantage de la physique des pulsars et une description de Vela SNR dépasserait du cadre de ce manuscrit.

Vela X est généralement modélisée par une structure à deux zones, pour le cocon et pour le reste du PWN. Le cocon serait beaucoup plus jeune et résulterait de l'interaction avec l'onde de retour. Deux populations d'électrons distinctes sont probablement associées à ces deux zones. Celle du cocon, accélérée plus récemment, irradie du synchrotron (l'émission X) et fait une diffusion IC (l'émission VHE) sur les photons du CMB et ceux émis par la poussière interstellaire en infrarouge lointain. De plus, on observe la présence d'éjectas qui émettent un rayonnement thermique.

Des simulations hydrodynamiques ont été faites avec un gradient de densité compatible avec les observations de Vela SNR [123]. Elles permettent de retrouver la formation d'un cocon excentré par rapport au pulsar, dont la morphologie correspond bien aux observations. Elles mettent aussi en évidence que l'onde de retour asymétrique favorise le mélange des populations thermiques et non-thermiques. Le spectre obtenu est plus dur près du pulsar qui continue d'injecter des particules, tandis que les régions plus éloignées sont soumises à des pertes par synchrotron.

Parmi les questions ouvertes sur les PWN et Vela X se trouve celle du transport des particules au fur et à mesure de l'extension du PWN. Les deux modes de transfert, l'advection et la diffusion, sont a priori envisageables et ont été étudiés afin d'identifier le processus dominant. Cependant, la diffusion à travers le champ magnétique structuré d'un PWN est difficile, notamment en raison de l'importance de la composante toroïdale qui ne permet pas aux particules chargées de diffuser pour un objet de l'âge de Vela [124].

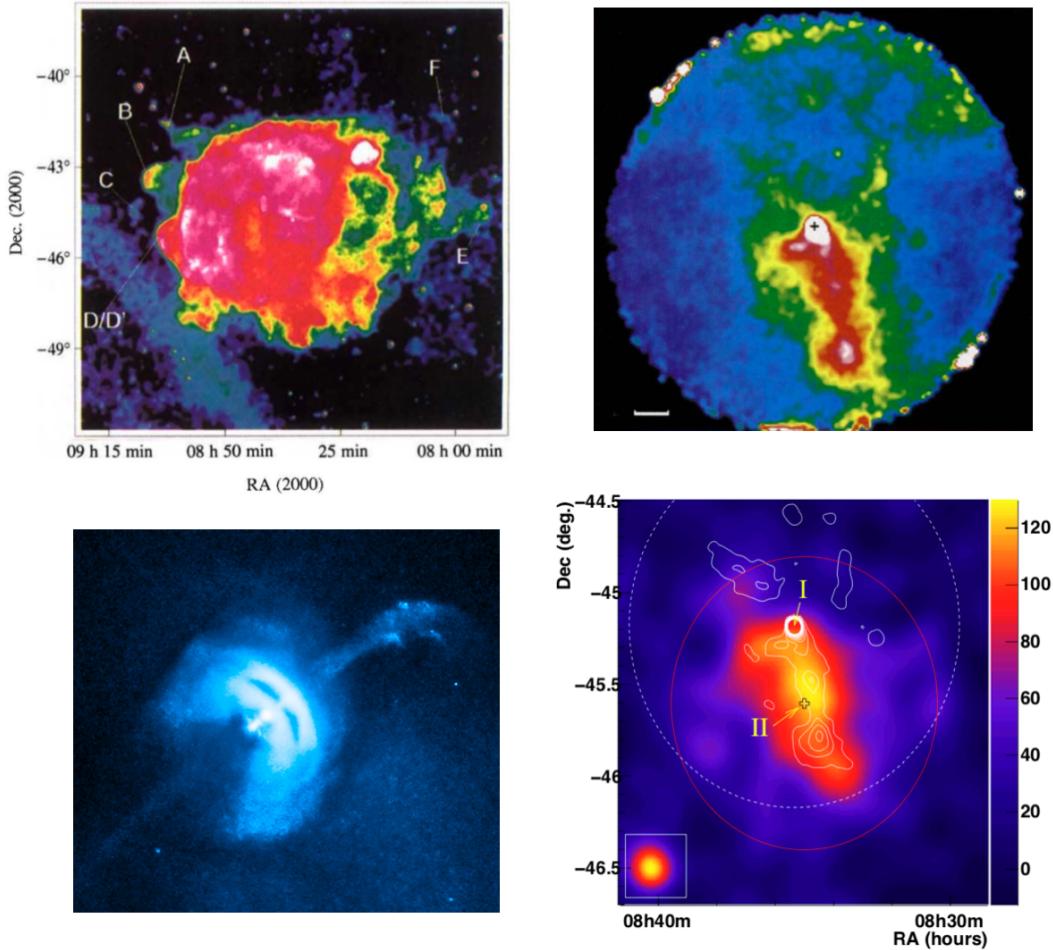


FIGURE 4.3 – En haut à gauche : la coquille du SNR détectée par ROSAT en rayons X [119]. En bas à gauche : la structure avec un tore et un jet du PWN détectée par Chandra en rayons X. En haut à droite : le cocon vu en rayons X avec ROSAT, où la position du pulsar est indiquée par un + [120]. En bas à droite : le cocon vu en rayons γ VHE avec HESS [121], avec une position marquée I pour le pulsar et une position II pour le centre de gravité de l'excès.

4.2 Les observations de *Fermi*-LAT

La première détection du pulsar de Vela par *Fermi*-LAT a été faite après 75 jours d'observation, suffisants pour atteindre des énergies de 10 GeV [108]. Un an d'observations plus tard, un signal est détecté au-delà de 20 GeV [125]. En 2014, 62 mois de données ont été utilisées pour étudier les pulsations jusqu'au-delà de 50 GeV, avec alors seulement 5 photons et une significativité de 4σ [126].

4.2.1 Données et éphémérides

Nous utilisons 96 mois de données du LAT allant du 4 août 2008 au 26 juillet 2016. Des événements ont été sélectionnés dans une région d'intérêt (ROI) de 10° de rayon autour du pulsar, entre 100 MeV et 500 GeV, dans la classe de sources P8 (event class : 128, event type : 3). Seulement les photons ayant un angle zénithal plus petit que 90° ont été sélectionnés pour éviter une contamination terrestre. Les phases ont été calculées avec le logiciel *Tempo2* et des éphémérides du télescope radio Parkes valides entre le 16 mars 2007 et le 24 août 2016. Elles ont une précision d'une milli-période sauf au moment des glitches où la précision vaut ~ 10 mP.

Pour générer les courbes de lumière, une sélection angulaire de 0.8° a été appliquée, ce qui correspond à 68% et 95% du rayon de la PSF (containment radius) à 1 et 10 GeV, ce qui permet de garder la majorité des événements les plus énergétiques en limitant le bruit de fond de plus faible énergie.

4.2.2 Phasogramme de *Fermi*-LAT

En rayons γ HE, la courbe de lumière de Vela présente deux pics nommés P1 et P2 à des positions respectives de 0.13 et 0.56, reliés par un pont P3 à ~ 0.25 (montrés figure 4.4). Alors que le pic P1 est prédominant jusqu'à 300 MeV (voir figure 4.1), c'est P2 qui devient dominant à partir du \sim GeV (figure 4.4). Cette tendance se poursuit à plus haute énergie. Le fait d'avoir huit années de données de *Fermi*-LAT a permis de récolter suffisamment de photons pour sonder la courbe de lumière jusqu'au-delà de 30 GeV. On y voit que les pics P1 et P3 se réduisent de plus en plus par rapport à un pic P2 qui s'affine.

Nous ajustons la courbe de lumière au-dessus de 15 GeV pour avoir de quoi ajuster P1 et P2 par deux lorentziennes asymétriques et P3 par une gaussienne. L'ajustement et le résultat sont montrés figure 4.5. On voit dans les résidus que l'ajustement est satisfaisant, mais n'arrive pas à épouser parfaitement la courbe de lumière.

Le spectre est ajusté par une loi de puissance avec coupure sous-exponentielle (voir figure 4.7 pour la distribution spectrale d'énergie et table 4.2 pour les valeurs de l'ajustement).

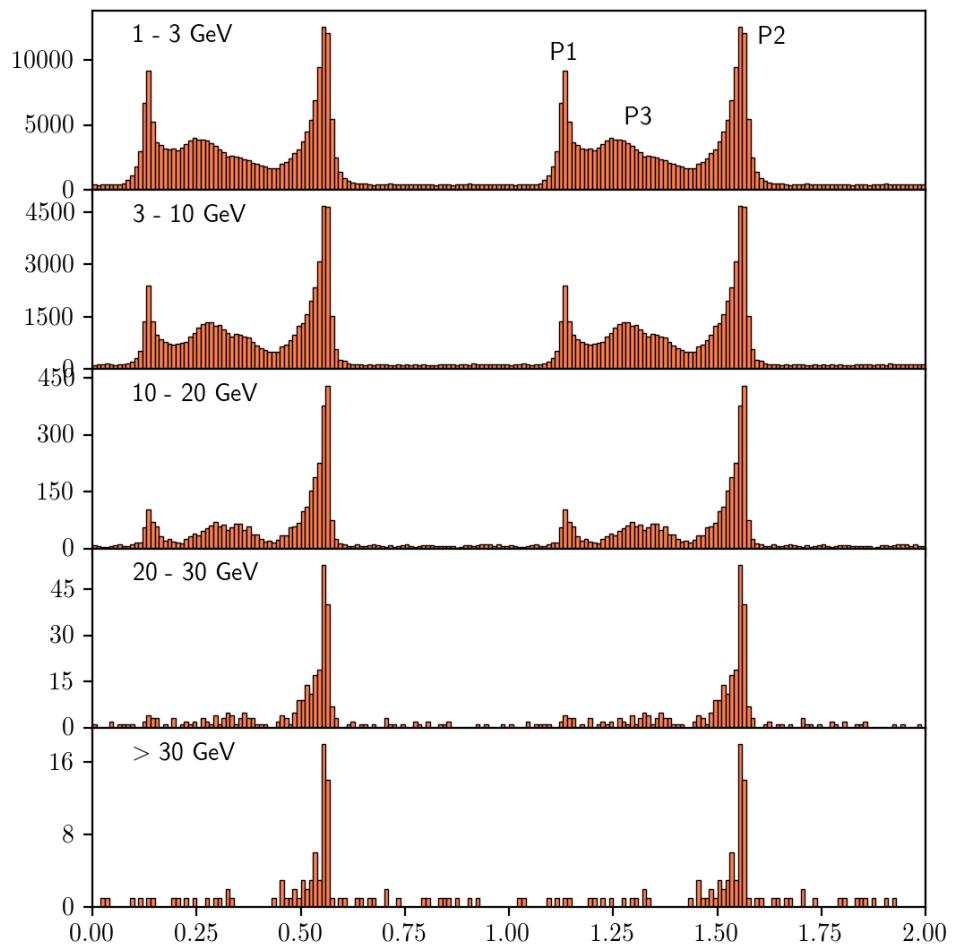


FIGURE 4.4 – Phasogramme de Vela à partir des données de *Fermi-LAT* pour différentes bandes en énergie.

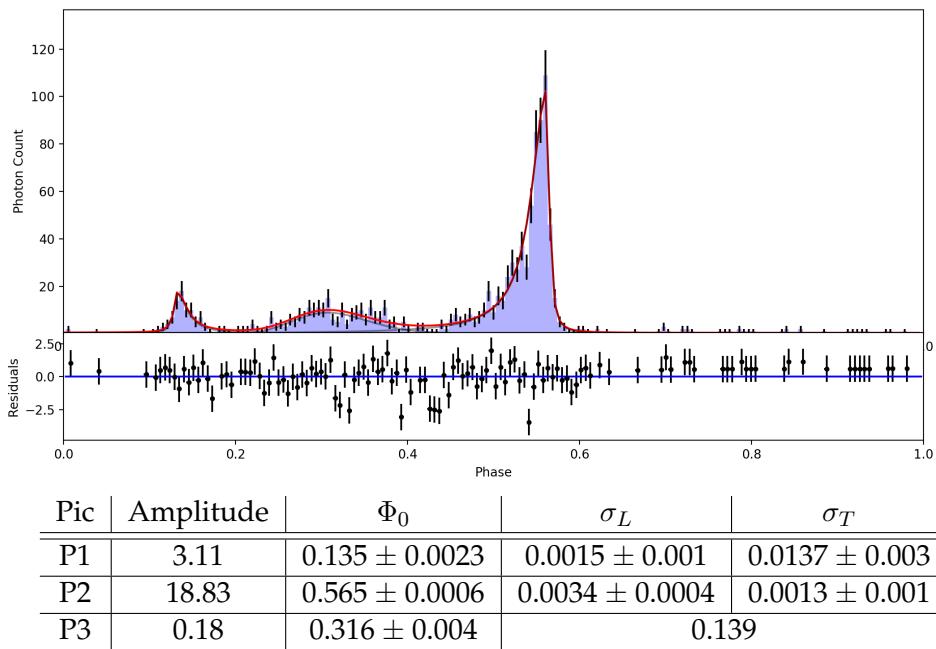


FIGURE 4.5 – P1 et P2 sont ajustés par des lorentziennes asymétriques (σ_L pour "leading wing" et σ_T pour "trailing wing") et P3 par une gaussienne sur les données > 15 GeV. La somme des trois est montrée en rouge.

4.3 Détection de H.E.S.S. en mode monoscopique

L'installation de CT5 en 2012, permettant d'abaisser le seuil en énergie de l'instrument de telle sorte à avoir un recouvrement avec *Fermi*-LAT, a rendu possible la détection de la composante HE du pic P2 de Vela. Cette détection a lieu avant le début de cette thèse ([91]) sur la base d'observations menées entre 2013 et 2015, contenant 40.3 heures de données après sélection, à un offset de 0.7° et à un angle zénithal inférieur à 40° . Nous donnons un bref compte-rendu de cette publication tout en mettant à jour certains résultats avec des données prises en 2015/2016 et analysées après la publication du papier.

Les différentes étapes de l'analyse sont décrites dans la section 2.6.2. Deux configurations ont été utilisées : la configuration 1 avec une coupure de charge réduite au strict minimum de 30 p.e. pour baisser le seuil en énergie le plus possible, et la configuration 2 avec une coupure à 60 p.e. pour étudier le comportement du spectre à plus haute énergie.

Les phases ont été calculées avec le logiciel `tempo2` [127], sur la base des mêmes éphémérides que pour l'analyse des données du LAT (qui proviennent du télescope radio Parkes, valides entre le 16 mars 2007 et le 24 août 2016). La précision est d'une milli-période sauf autour du glitch où elle se détériore, mais aucune observation de HESS n'a eu lieu à ce moment-là. Les éphémérides et le logiciel `tempo2` sont présentés dans l'annexe A.

4.3.1 Phasogramme

Nous utilisons les informations venant de l'analyse de *Fermi* pour la définition a priori des zones ON et OFF pour l'analyse des données de H.E.S.S.

La zone OFF retenue par *Fermi* pour le pulsar de Vela est entre 0.8 et 1 pour éviter toute contamination de la fin du pic de P2 en-dessous du GeV, mais ici, avec un seuil d'énergie à 10 GeV au minimum, cette précaution est trop conservatrice et la zone OFF considérée est de (0.7, 1) pour gagner en statistiques.

Les pulsations détectées par *Fermi*-LAT sont découpées en quatre zones : P1 de 0.1 à 0.2, P2 de 0.5 à 0.6, le pont P3 entre 0.2 et 0.4 et LW2 (pour "leading wing" ou aile montante de P2) entre 0.45 et 0.5. Un test de Li&Ma appliqué successivement à chacune de ces zones révèle une pulsation détectée avec une significativité supérieure à 5σ uniquement pour P2 (voir tableau 4.1). Ceci est attendu puisque dans la continuité de la tendance discutée plus haut.

Par ailleurs, un test du rapport de vraisemblance est mené pour comparer la significativité de la détection des pulsations de HESS-II. La courbe de lumière utilisée pour le test est obtenue avec l'ajustement sur les données de *Fermi*-LAT avec les lorentziennes asymétriques pour P1 et P2 / gaussienne pour P3. Le test favorise à 3.4σ une courbe de lumière comprenant P1, P2 et P3 par rapport à P2 seul.

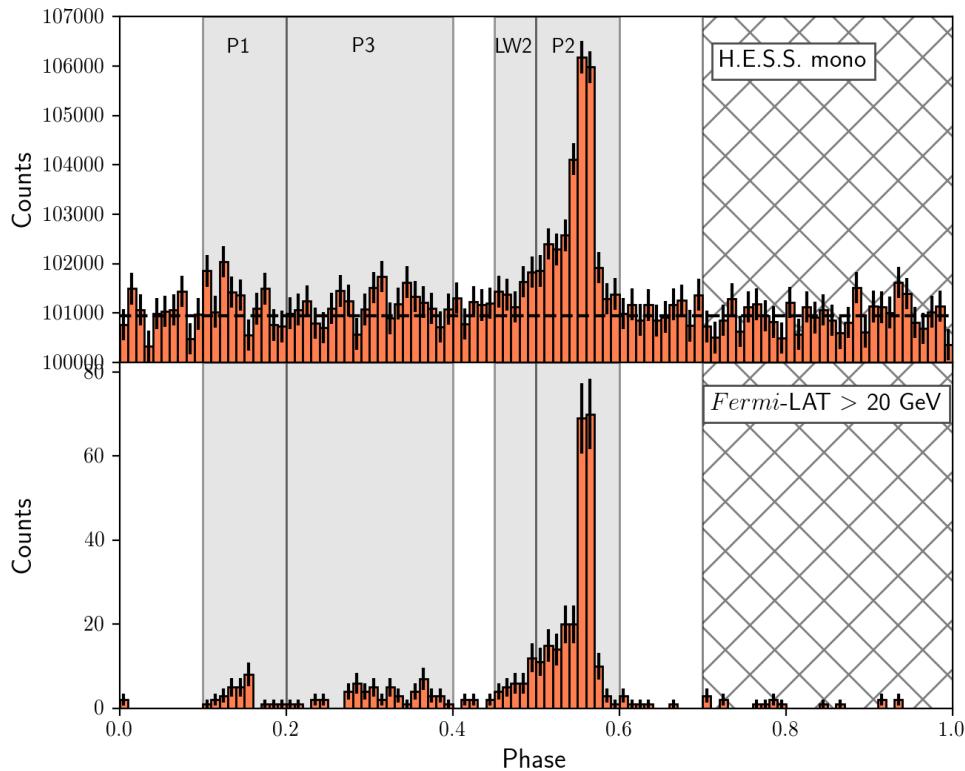


FIGURE 4.6 – Phasogramme de Vela obtenu avec N heures de données de H.E.S.S.-II mono (en haut) et avec 96 mois de données de *Fermi*-LAT (en bas). Les pointillés représentent le niveau du bruit de fond estimé sur la zone OFF (0.7, 1).

		H.E.S.S.-II			<i>Fermi</i> -LAT > 20 GeV	
Intervalle		Événements	Excès	Sig	Photons	Sig
P1	[0.1, 0.2]	1012349	2963	2.6	21	5.1
LW2	[0.45, 0.5]	507408	2715	3.5	29	8.3
P2	[0.5, 0.6]	1030001	20615	17.7	228	23.2
P3	[0.2, 0.4]	2022696	3924	2.1	43	6.3

TABLE 4.1 – Significativité des pics de Vela dans les données de HESS-II et de *Fermi*-LAT > 20 GeV.

4.3.2 Spectre

Les résultats de l'analyse spectrale sont ceux du papier pour lequel un travail approfondi d'études des systématiques a été mené et que nous n'avons pas mis à jour depuis. Mais une analyse rapide montre que les résultats de l'analyse spectrale sont les mêmes en incluant les données récentes.

Les distributions d'énergies spectrales obtenues avec les observations de *Fermi*-LAT et de HESS-II sont montrées figure 4.7 et les valeurs de l'ajustement sont données dans la table 4.2, pour un spectre moyen et résolu en phase. Au-dessus de 10 GeV, le spectre semble plus dur pour P2 et LW2 que pour P1 et P3, à l'image de l'évolution de la courbe de lumière avec l'énergie. Pour toutes les régions en phase et l'ensemble, le paramètre b est nettement inférieur à 1 : un ajustement avec une coupure sous-exponentielle est clairement favorisé.

La loi de puissance pour P2 de HESS-II est ajustée au-dessus de 20 GeV pour indice de 4.06 ± 0.16 et une normalisation de $30.6 \pm 1.9 \times 10^{-9} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ à $E_0 = 25$ GeV. L'indice est donc très compatible avec celui de *Fermi*-LAT > 10 GeV. Le flux mesuré est inférieur de 25% pour HESS-II mais cela reste compatible avec les erreurs systématiques.

4.3.2.1 Une occasion en or de calibrer les techniques de détection indirecte

L'analyse pulsée présente un intérêt particulier pour la calibration des techniques de détection indirecte. On évalue un excès pulsé sur une même région, ce qui permet d'éliminer un certain nombre d'effets systématiques. Si on considère que le décalage en flux des deux lois de puissance (*Fermi* et HESS) est en réalité un décalage en énergie, on peut l'estimer à moins 8 % entre les énergies mesurées avec H.E.S.S. et *Fermi*-LAT. Un travail de recalibration du LAT basé sur le spectre des électrons du rayonnement cosmique ([128]) a permis d'estimer la résolution en énergie à 4 % à 10 GeV à 8% à 800 GeV. On en déduit que le décalage des énergies des spectres dérivés avec HESS est au maximum de 4 à 5% avec les énergies vraies.

4.3.2.2 Mesure de la courbure au-delà de 10 GeV

Les pulsars détectés avec *Fermi* présentent tous un comportement spectral similaire, ajustés par une loi de puissance avec une coupure sous-exponentielle quand la statistique le permet, ou simplement exponentielle sinon.

Or, des mesures des pulsations du Crab de VERITAS et MAGIC ont remis en question l'universalité de cette courbure. Comme on peut le voir sur la figure 4.14, le spectre du Crabe est ajusté par une loi du puissance (c'est-à-dire sans courbure) du GeV au TeV.

Nous avons donc enquêté sur la présence d'une courbure dans le spectre de Vela. Pour cela, nous avons ajusté une quadratique dans les données de *Fermi* > 10 GeV. Un test de maximum de vraisemblance permet d'établir une préférence à 3.3σ en faveur d'une courbure (pour la quadratique plutôt que la loi de puissance).

Dans les données de HESS, le rapport signal sur bruit est trop faible pour avoir un résultat qui converge proprement lors de l'ajustement d'une quadratique. Une alternative a consisté à ajuster une loi de puissance sur deux seuils distincts en énergie. Si le spectre n'a pas de courbure, l'indice devrait être le même sur les différentes bandes en énergie. Avec la configuration 2 (donc un seuil environ double à celui de la configuration 1), un indice de 5.05 ± 0.25 est trouvé, ce qui est significativement plus qu'avec la configuration 1 (4.06 ± 0.16). On peut en déduire une courbure avec une significativité $\approx (5.05 - 4.10)/\sqrt{0.08^2 + 0.25^2} = 3.3\sigma$, ce qui est conservateur car ce sont les mêmes données (s'il y a un biais ou des effets systématiques, ils se retrouvent dans les deux cas, donc la différence entre les indices est d'autant plus significative). Le même raisonnement dans *Fermi* aboutit à des valeurs d'indices compatibles, respectivement de 4.80 ± 0.30 et 4.10 ± 0.08 .

Les deux instruments trouvent des résultats cohérents et indiquent de manière indépendante une courbure à plus de 3σ . Cela marque une différence de comportement avec le Crabe dans la fin de la composante HE. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant.

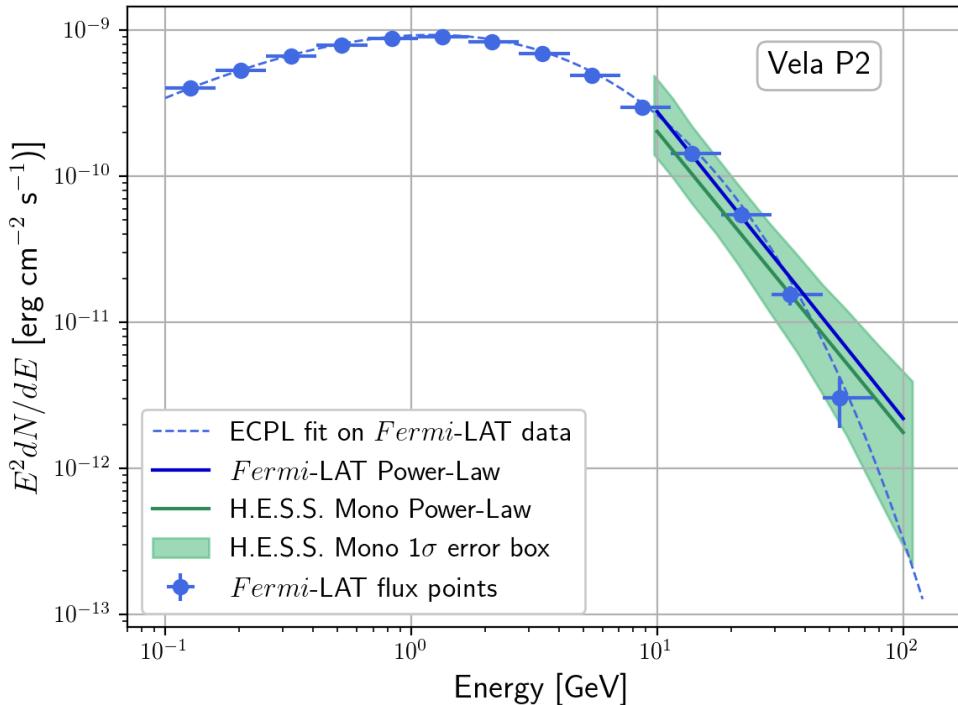


FIGURE 4.7 – Distribution spectrale d'énergie du pic P2 du pulsar de Vela. Les points de *Fermi*-LAT et le fit au-dessus de 100 MeV sont en bleu. Le papillon vert correspond à la boîte d'erreur à 1σ de 10 à 110 GeV pour le fit avec une loi de puissance des données de H.E.S.S.-II.

	ECPL (> 100 MeV) : $\Phi_0(E/E_0)^{-\Gamma} \exp[-(E/E_c)^b]$				PWL (> 10 GeV) : $\Phi_0(E/E_0)^{-\Gamma}$	
	Φ_0	Γ	b	E_c (MeV)	Φ_0	Γ
PA	17.64 ± 0.02	0.913 ± 0.003	0.439 ± 0.0001	143 ± 2	-	-
P1	4.36 ± 0.08	1.086 ± 0.005	0.468 ± 0.002	164 ± 4	3.48 ± 0.58	5.24 ± 0.27
P2	8.28 ± 0.13	0.890 ± 0.004	0.385 ± 0.001	78 ± 2	40.3 ± 1.8	4.10 ± 0.08
LW2	4.97 ± 0.22	0.916 ± 0.013	0.523 ± 0.007	385 ± 24	4.84 ± 0.73	4.17 ± 0.27
P3	3.70 ± 0.10	0.71 ± 0.07	0.51 ± 0.03	254 ± 89	12.7 ± 1.2	5.05 ± 0.16

TABLE 4.2 – Paramètres spectraux de l’ajustement de 96 mois de données de *Fermi*-LAT avec une loi de puissance avec coupure exponentielle (ECPL) > 100 MeV et une loi de puissance (PWL) > 10 GeV, moyenné en phase (PA) et résolu en phase. Φ_0 est donné en unités de 10^{-9} MeV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ à l’énergie de référence $E_0 = 1$ GeV pour le fit ECPL, et en unités de 10^{-9} TeV $^{-1}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$ à $E_0 = 25$ GeV pour le fit PWL.

4.4 Recherche de pulsations dans le domaine multi-TeV

Dès 1986, la production de pulsations γ par diffusion Compton inverse dans les cavités externes est évoquée [46] mais c’est Romani en 1996 qui propose le premier qu’une composante au TeV puisse être causée par une diffusion IC sur des photons infrarouges et optiques [129].

Des campagnes observationnelles pour détecter des pulsars dans le domaine du TeV ont été menées déjà à l’époque de Whipple et des premières sources à très haute énergie. Notons qu’une partie significative de ces sources consistait de fausses détections de pulsars. C’est dans ce contexte que les tests statistiques décrits au chapitre III ont été mis au point, notamment par Okkie de Jager (H-test [94], test du cosinus [96]). Dès sa mise en oeuvre, HESS a observé plus d’une dizaine de pulsars à la recherche de pulsations de très haute énergie. Plus de 300 heures ont été consacrées à ces observations pour n’aboutir finalement qu’à des limites supérieures [130]. Les données de Vela prises dans ce cadre ne peuvent pas être incluses dans notre analyse car le système de déclenchement central n’était pas encore installé à l’époque. La première indication d’un signal pulsé en provenance de Vela dans HESS a été obtenue en mode hybride sur la base de données prises entre le 11 janvier 2013 et le 27 avril 2014 (TAVERNIER [131]). Avec 95 runs à un offset $< 0.7^\circ$, ces données constituent le DS II (DS pour data set). Cette indication n’a pas pu être confirmée par une analyse croisée de *Model++* (voir section 2.6.2.6). Cependant, une étude des données d’archive prises entre le 21 janvier 2004 et le 16 février 2007 (qui constituent le DS I avec 65 runs à un offset $< 0.7^\circ$) avec l’analyse APC-MVA a permis d’obtenir un phasogramme avec plusieurs événements dans des bins fins (figure 4.8) et une indication supérieure à 4σ . Cette indication n’était alors toujours pas confirmée avec la chaîne d’analyse *Model++* ni par HAP avec l’algorithme ImPACT développé entre-temps.

Cette indication a néanmoins abouti à une nouvelle proposition d’observation (qui est devenue le DS III) : des données hybrides à un offset $< 1.2^\circ$ contenant 148 runs prises entre le 24 novembre 2014 et le 1er juin 2016. CT5 a été enlevé de l’analyse en raison de son rapport cyclique plus faible que CT1-4.

Des données supplémentaires ont été prises en 2018 mais n’ont pas encore pu être analysées.

Avant d’aller plus en avant dans la recherche du signal, les performances dans les trois chaînes d’analyse ont été comparées pour les trois lots de données. Pour s’assurer que l’analyse soit faite dans les meilleures conditions, il a été décidé d’estimer la qualité des données sur Vela X au-delà de 3 TeV, une source très dure, beaucoup plus brillante et dans le même champ de vue que le pulsar de Vela. L’analyse est faite en

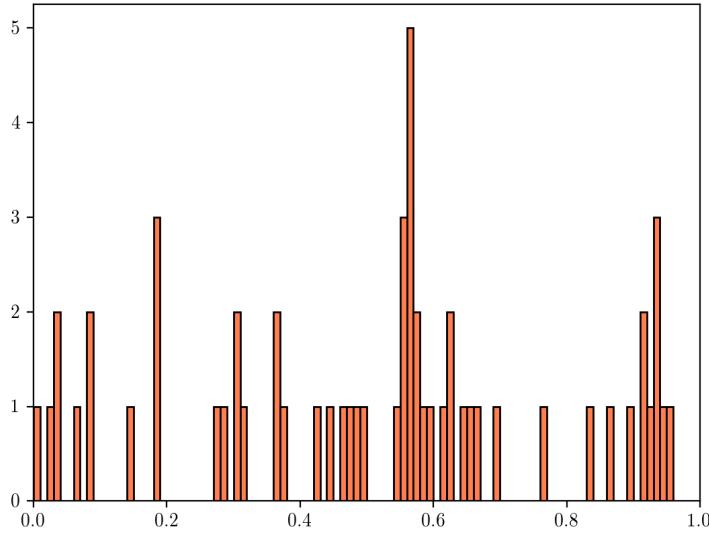


FIGURE 4.8 – Phasogramme de Vela obtenu avec les données d'archive 2004-2007 > 3 TeV. Plusieurs événements sont très rapprochés en phase et un test du cosinus donne une significativité de 4.6σ .

mode source ponctuelle afin de s'approcher au plus près des conditions de l'analyse du pulsar, mais elle ne peut pas être résolue en phase (elle est donc faite sur la base de zones ON et OFF spatiales).

Les performances pour chacun des sets sont indiqués pour l'analyse principale APC-MVA et *Model ++*. En comparant les performances des deux analyses, on comprend pourquoi l'indication d'un signal pulsé avec APC-MVA s'évanouissait avec l'analyse croisée. On peut y lire le taux d'excès (de photons γ pulsés) par minute, le taux de bruit de fond par minute, et la significativité rapportée à la racine carrée du temps.

	γ/min	background/min	σ/\sqrt{h}
DS I	0.041	0.020	1.7
DS II	0.013	0.011	0.80
DS III	0.02	0.011	1.2

TABLE 4.3 – Performances des trois lots de données sur Vela X de l'analyse principale APC-MVA

	γ/min	background/min	σ/\sqrt{h}
DS I	0.0095	0.0038	0.89
DS II	0.001	0.0026	0.14
DS III	0.0047	0.0040	0.48

TABLE 4.4 – Performances des trois lots de données sur Vela X de l'analyse *Model ++*

L'excès et la significativité sont bien plus élevés pour le DS I que les autres. Le taux de γ/min est trois fois plus faible dans le DS II et deux fois plus faible dans le

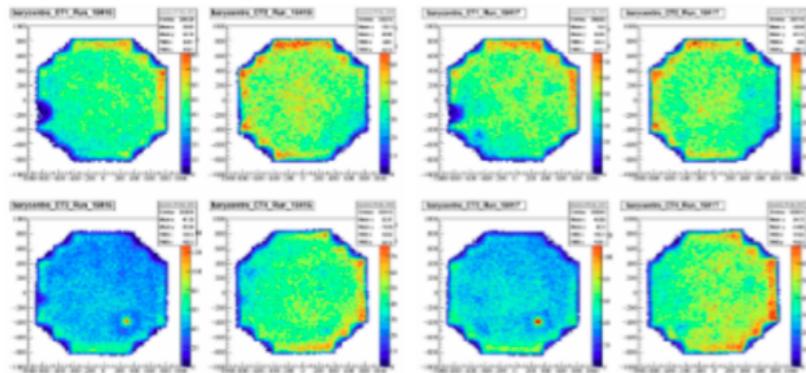
DS III. Le taux de la significativité est deux fois plus faible dans le DS II et d'un tiers plus faible dans le DS III.

Le DS II a été retiré de l'analyse en raison de sa mauvaise qualité. Comme on peut le constater sur la figure 4.9, qui montre la distribution des barycentres, les caméras se sont dégradées de manière importante au cours du temps, avec la pire situation durant la période du DS II.

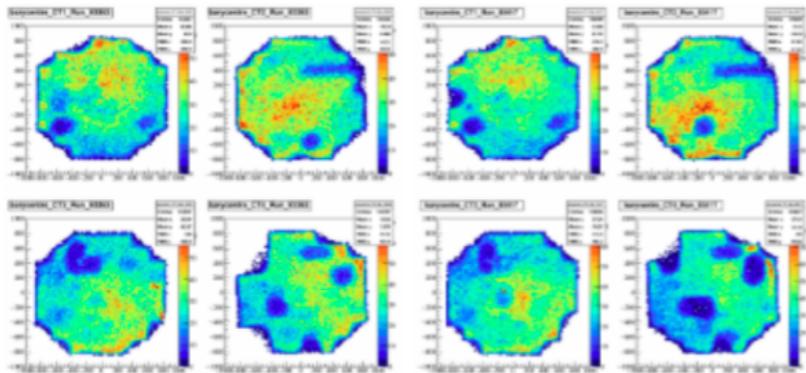
Le DS III a une perte de sensibilité en partie due au fait que CT1 était en cours de changement de caméra, et que les données ont été prises avec seulement trois télescopes. De plus, l'efficacité optique a diminué avec le vieillissement des miroirs et des cônes.

Les cartes des barycentres de quelques runs des DS I, II et III sont montrés figure 4.9.

DS I



DS II



DS III

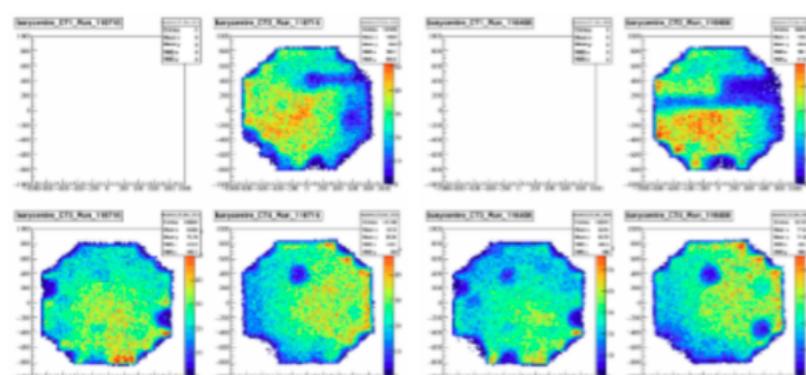


FIGURE 4.9 – À titre d’illustration, voici par exemple, pour les DS I, II et III, la carte des barycentres au cours de deux runs pour les quatre caméras. Alors que les caméras étaient récentes et en bon état au moment du DS I, leur qualité s’était fortement dégradée au moment du DS II. Certains étaient réparés au moment du DS III, mais CT1 était en cours de changement de caméra.

4.4.1 Analyse

Les éphémérides utilisées sont les mêmes que celles qui ont servi pour l'analyse mono et l'analyse des données de *Fermi*.

L'entraînement des arbres de décision et la configuration des coupures (voir section 2.6.2.5) ont été faits sur la base de simulations Monte Carlo pour les photons γ avec une source dotée d'un spectre dur ($\Gamma = 2$) et de faible intensité (1% du Crabe), et de vraies données pour le bruit de fond.

4.4.1.1 Seuils en énergie et stratégie pour les tests statistiques

Quatre seuils en énergie ont été prédéfinis pour l'analyse : 500 GeV, 1 TeV, 3 TeV et 7 TeV.

Trois tests ont été retenus pour détecter les pulsations à très haute énergie : le H-test, le test du cosinus et le test de Li&Ma. De plus, une version pondérée des tests (voir section 3.5) a été essayé sur le seuil à 3 TeV.

Pour minimiser le nombre d'essais, une seule coupure angulaire à 0.1° a été retenue pour tous les seuils.

Tests	0.5 TeV	1 TeV	3 TeV	7 TeV
Test du cosinus	X	X	X	X
H-test	X	X	X	X
Test de Li & Ma	X	X		
H-test pondéré			X	
Test du cosinus pondéré			X	

TABLE 4.5 – Tests et configurations essayés. Il y a 12 essais, ce qu'il faut prendre en compte dans le calcul final de la significativité.

En anticipant le resserrement du pic avec l'énergie observé sur les données de *Fermi* et de HESS Mono, la zone ON est définie entre 0.55 et 0.6 (plutôt qu'entre 0.5 et 0.6). La zone OFF reste entre 0.7 et 1.

L'utilisation du test du cosinus nécessite une position ϕ_0 et une harmonique m . Nous avons choisi celles-ci sur la base des données de *Fermi* et de l'ajustement de la courbe de lumière présentée dans la section 4.2.2. Le pic P2 y est ajusté à la position de 0.565 (la valeur que nous prenons pour ϕ_0). Nous utilisons une harmonique de $m = 20$, bien adaptée à un pic de 0.05 de largeur.

4.4.2 Résultats

4.4.2.1 Phasogramme

On retrouve dans le phasogramme à très haute énergie le pic P2, affiné par rapport aux plus basses énergies comme on peut le voir figure 4.10. Ce pic est détecté à plus de 5σ avec un test du cosinus au-dessus de 3 et de 7 TeV, et à plus de 4σ avec un test du cosinus au-dessus de 20 TeV.

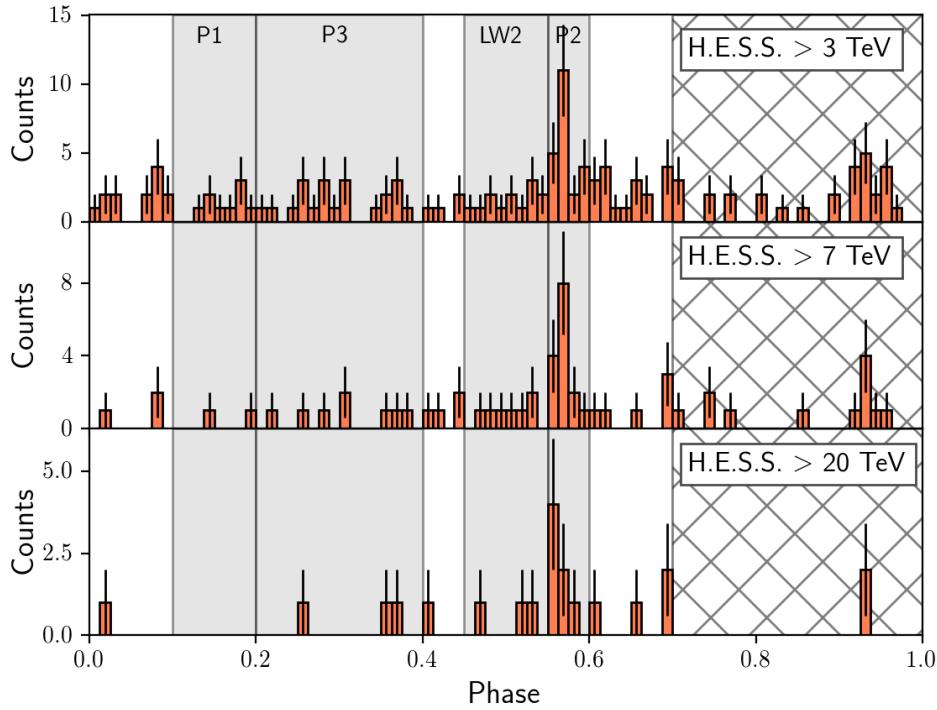


FIGURE 4.10 – Phasogramme de Vela avec les données stéréoscopiques de H.E.S.S. du DS I et du DS III. Le pic P2 est détecté au-delà de 3 et de 7 TeV et montre une indication au-delà de 20 TeV également.

4.4.2.2 Tests statistiques

Les valeurs avant la correction due au nombre de trials sont indiquées entre parenthèses.

	0.5 TeV	1 TeV	3 TeV	5 TeV	7 TeV	20 TeV
Test du cosinus	3.7 (4.3) σ	4.3 (4.8) σ	4.9 (5.4) σ	5.8 σ	5.6 (6.0) σ	4.6 σ
H-test	3.4 σ	3.0 σ	4.5 σ	4.7 σ	5.0 σ	3.1 σ
Test de Li&Ma	3.8 (4.4) σ	3.8 (4.4) σ	4.7 (5.2) σ	5.03 σ	4.8 (5.3) σ	4.28 σ

TABLE 4.6 – Résultats des tests statistiques APC-MVA

Test	0.5 TeV	1 TeV	3 TeV	5 TeV	7 TeV	20 TeV
Test du cosinus	0.5 σ	1.2 σ	2.8 σ	3.5 σ	2.7 σ	3.1 σ
H-test	0.8 σ	0.9 σ	0.1 σ	0.0 σ	0.2 σ	0.3 σ
Test de Li&Ma	1.0 σ	1.7 σ	2.7 σ	2.6 σ	2.0 σ	2.7 σ

TABLE 4.7 – Résultats des tests statistiques ImPACT. Des études pour comprendre ces faibles valeurs ont été menées et sont présentées section 4.4.2.6.

L'excès et la significativité augmentent avec le nombre d'événements accumulés, au cours des observations, comme on peut le voir figure 4.11.

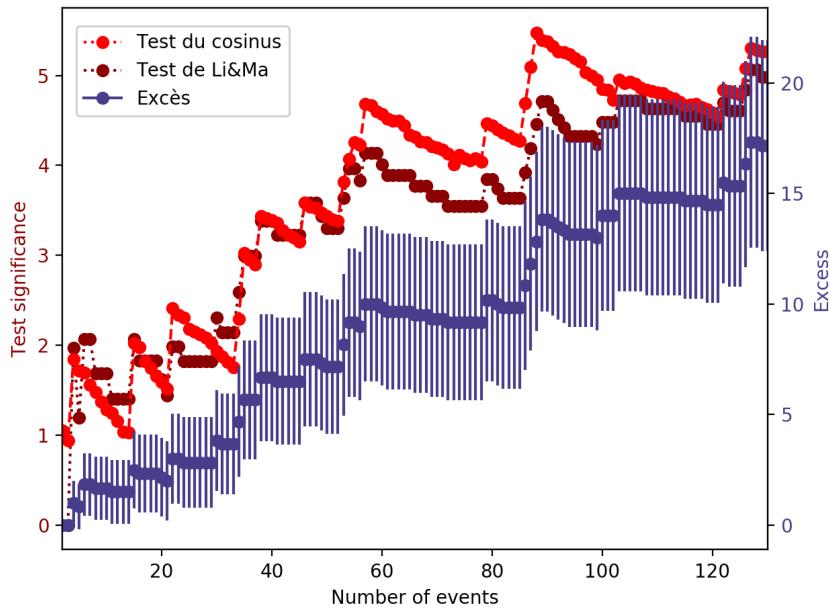


FIGURE 4.11 – Évolution de l'excès et de la significativité avec un test de Li&Ma sur les DS I + III, ainsi que le test du cosinus (après corrections dues aux basses statistiques présentées section 3.4.1.1).

4.4.2.3 Tests pondérés, coupure angulaire et effets systématiques sur la PSF

Dans le chapitre précédent, à la section 3.5, nous avons vu qu'il était possible d'appliquer une pondération au H-test et au test du cosinus. Cette pondération basée par exemple sur la position et / ou l'énergie augmente en principe la significativité de la détection. Dans les simulations, nous avons montré qu'en utilisant la même PSF (point spread function) pour la simulation des distributions des positions des signaux et pour le calcul des poids, la significativité des tests augmente comme on s'y attend. C'est un résultat optimiste car en réalité il existe des différences entre la PSF que l'on croit avoir (évaluée par des simulations Monte Carlo) et celle que l'on a réellement (c'est-à-dire avec les effets systématiques de l'instrument).

Nous avons aussi montré qu'un test avec une pondération sur la position gagnait à être appliqué sur un lot de données pour lequel la coupure angulaire est relâchée (typiquement $1.5R_{68\%}$ au lieu de $R_{68\%}$). L'idée est de recouvrir une partie des signaux tout en diminuant la contamination du fond grâce à une pondération progressive.

Après avoir établi la détection du signal, nous avons mené une étude sur la valeur des tests pondérés et non-pondérés en fonction de la coupure angulaire. Cela ne fait pas partie de la détection (il faut éviter de multiplier les trials) mais c'est une étude destinée à étudier les systématiques de l'instrument grâce à une détection déjà effectuée.

Nous avons donc quatre tests : le test du cosinus et le H-test dans leurs versions non pondérée et pondérée avec la PSF. Le test du cosinus pondéré est écarté car il nécessite de dériver à chaque fois (pour chaque modèle de PSF et chaque coupure angulaire) la distribution \mathcal{H}_0 jusqu'à plus de 6σ ce qui prend longtemps et est superflu pour l'étude que nous menons qui se contente bien des résultats du H-test pondéré.

Les résultats du H-test sont plus faciles à interpréter car la convergence est beaucoup plus rapide vers la distribution déjà connue des hautes statistiques (donnée à la section 3.3.2). Nous sommes quand même dans un régime de faible statistique, surtout au-delà des seuils de plus hautes énergies, et qui n'est pas entièrement recouvert par nos simulations (qui ne vont que jusqu'à 5.5σ). Donc on s'attend quand même à surestimer la significativité : les valeurs absolues du test ne doivent pas être trop prises au pied de la lettre, mais on sait que les déviations sont raisonnables et surtout on s'intéresse ici aux variations relatives plus qu'aux valeurs absolues des tests.

La PSF en stéréo est ajustée avec une somme de trois gaussiennes sur les simulations effectuées dans les conditions (zénith, énergie, offset) des données :

$$PSF_{\text{idéale}}(\theta^2) = a_1 \times e^{-\theta^2/2\sigma_1^2} + a_2 \times e^{-\theta^2/2\sigma_2^2} + a_3 \times e^{-\theta^2/2\sigma_3^2}$$

Avec :

a_1	a_2	a_3	σ_1	σ_2	σ_3
300.066	175.872	21.691	0.0182787	0.0353893	0.0909635

On s'attend à ce que cette PSF soit en réalité un peu plus large à cause d'effets systématiques que l'on peut prendre en compte grâce à une convolution avec une gaussienne d'écart-type σ_{sys} :

$$PSF_{\text{sys}}(\theta^2) = \text{Renorm} \times \left(a_1 \times e^{-\theta^2/2(\sigma_1^2 + \sigma_{\text{sys}}^2)} + a_2 \times e^{-\theta^2/2(\sigma_2^2 + \sigma_{\text{sys}}^2)} + a_3 \times e^{-\theta^2/2(\sigma_3^2 + \sigma_{\text{sys}}^2)} \right)$$

La coupure traditionnellement utilisée est $\theta = 0.1^\circ$ ce qui correspond à 80% de containment radius (pour la PSF idéale et avec de légères systématiques de l'ordre de $\sigma_{\text{sys}} \sim 0.02^\circ$).

Nous montrons dans la figure 4.12 l'évolution de la significativité en fonction de la coupure angulaire pour différents cas. Les quatre figures correspondent à quatre seuils en énergie (1, 3, 7 et 20 TeV). Le test du cosinus qui a permis la détection est montré en gris. Comme on peut le voir, notre choix de coupure à $\theta = 0.1^\circ$ ($\theta^2 = 0.01^\circ\circ$) pour ne pas multiplier les trials n'était pas le choix idéal, il aurait mieux valu couper à $\theta^2 = 0.006^\circ\circ$. Le H-test est montré en noir dans sa version non-pondérée et en couleurs dans sa version pondérée. Les couleurs, dans l'ordre du spectre visible, codent des effets systématiques croissants. Des valeurs de σ_{sys} de 0 (PSF idéale) ou de 0.02° ($\sigma_{\text{sys}}^2 = 0.004^\circ\circ$) aboutissent à des sous-performances des tests pondérés. Cela se comprend par le fait que si les événements signaux sont reconstruits plus loin que ce qui est prévu par les Monte Carlo, on leur attribue un poids faible et on se prive d'une partie du signal. Les valeurs maximales sont atteintes pour $\sigma_{\text{sys}} \sim 0.05^\circ$. Cela invite à revoir à la hausse les estimations des effets systématiques à haute énergie. Enfin, si le σ_{sys} utilisé est beaucoup trop grand, la PSF devient plate et les poids sont tous égaux, ce qui revient à une absence de pondération.

On a donc trouvé comme un résultat supplémentaire une méthode indirecte pour estimer l'importance des effets systématiques.

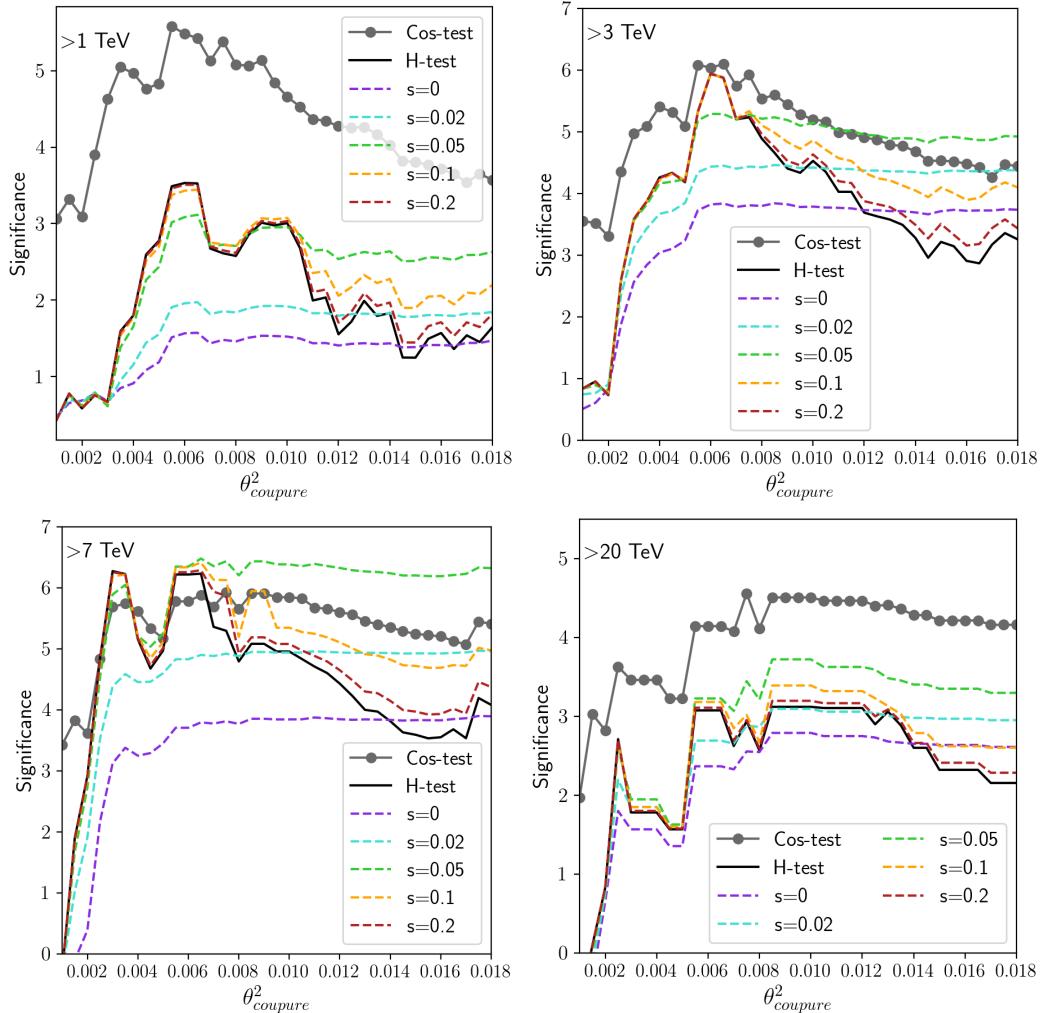


FIGURE 4.12 – Évolution de la significativité en fonction de la coupure angulaire en θ^2 . Le test du cosinus est indiqué en gris avec des ronds, le H-test en ligne noire. Les différents H-test pondérés pour différentes valeurs de σ_{sys} sont en couleur. Les effets systématiques sont de l'ordre de 0.05° (ou 0.0025°) ce qui était sous-estimé et explique la mauvaise performance des tests pondérés. On voit aussi que la coupure angulaire choisie était trop large par rapport au maximum de significativité atteint vers 0.006° plutôt que 0.01° .

4.4.2.4 Spectre

Le spectre est dérivé en utilisant la méthode de forward-folding décrite au chapitre II.

Le spectre est obtenu par un maximum de vraisemblance non binné, dérivé avec 4 bins par décade entre 100 GeV et 100 TeV. L'ajustement est fait sur l'intervalle (658 GeV, 28.5 TeV). Il est résolu en phase, avec une zone ON entre 0.55 et 0.6, et une zone OFF entre 0.7 et 1. Il contient un excès de 20.2 avec une significativité de 4.2 (test de Li&Ma).

Le tableau ci-dessous donne les informations pour les quatre regroupés de sorte à avoir une significativité de plus de 2σ .

E_{\min} (TeV)	E_{moyenne} (TeV)	E_{\max} (TeV)	ON	OFF	Excès	Significativité
0.658	1.738	4.329	18	60	8	2.07σ
4.329	5.945	8.111	7	7	5.83	3.16σ
8.111	11.140	15.199	5	8	3.67	2.15σ
15.199	20.874	28.480	3	2	2.67	2.36σ

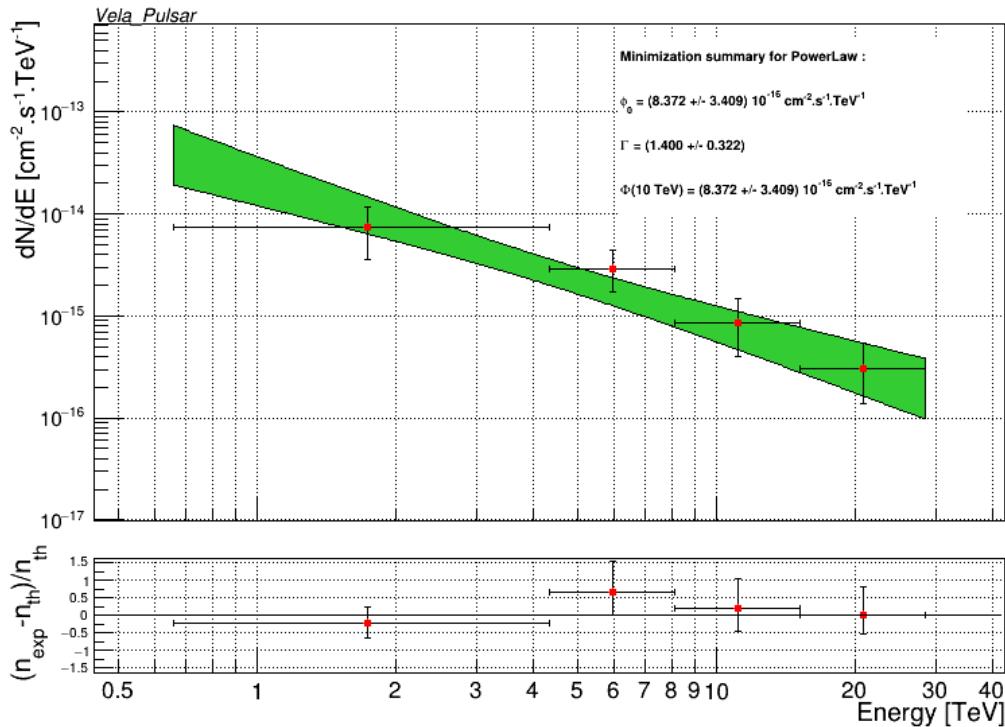


FIGURE 4.13 – Spectre de Vela. Le papillon correspond à une boîte d'erreur à 1σ et les points de flux à ce qui est indiqué dans le tableau.

L'indice sur les photons est de 1.40 ± 0.32 . Le flux différentiel à 10 TeV est de $(8.4 \pm 3.4) \times 10^{-16} / \text{cm}^2 / \text{s} / \text{TeV}$.

Cet indice, proche de celui du cocon, correspond à une source très dure en VHE, tous types d'objets confondus.

La distribution d'énergie spectrale, montrée figure 4.14, a donc un indice de 0.6 (si $dN/dE \propto E^{-1.4}$ alors $E^2 dN/dE \propto E^{0.6}$).

La différence entre les indices (-2.1 entre ~ 20 GeV et 80 GeV versus 0.6 au-delà de 3 TeV), la courbure de la composante au GeV, les limites maximales sur le flux entre 100 GeV et 1 TeV sont autant d'indices convergeant vers le fait qu'on a affaire à une composante spectrale distincte en VHE qu'en HE. Néanmoins, la continuité

remarquable de la position du pic P2 entre le GeV et le TeV semble indiquer qu'une même population de particules est à l'origine des deux composantes. Dans le chapitre 7, nous essayons d'utiliser les informations de cette nouvelle composante pour en déduire des contraintes sur les modèles.

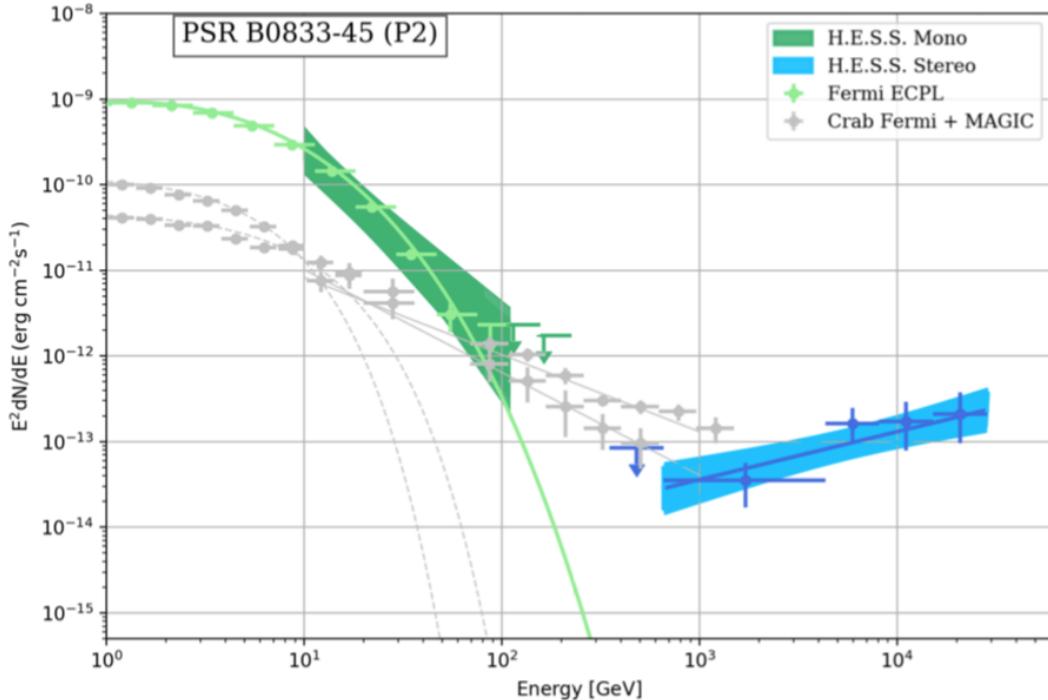


FIGURE 4.14 – SED résolu en phase des pulsars de Vela (vert et bleu) et du Crabe (en gris). Les deux pics P1 et P2 du pulsar du Crabe sont tous les deux ajustés avec une loi de puissance qui permet de connecter les points de MAGIC à ceux de *Fermi-LAT*, suggérant qu'il s'agit de la même composante spectrale au GeV et au TeV. Le pulsar de Vela a un comportement spectral différent, avec une composante HE (*Fermi-LAT* et CT5 en mono, en vert) qui présente une coupure au GeV, tandis que la composante VHE (HESS stéréo, en bleu) est détectée à partir de 3 TeV et au-delà.

4.4.2.5 Cartes du ciel

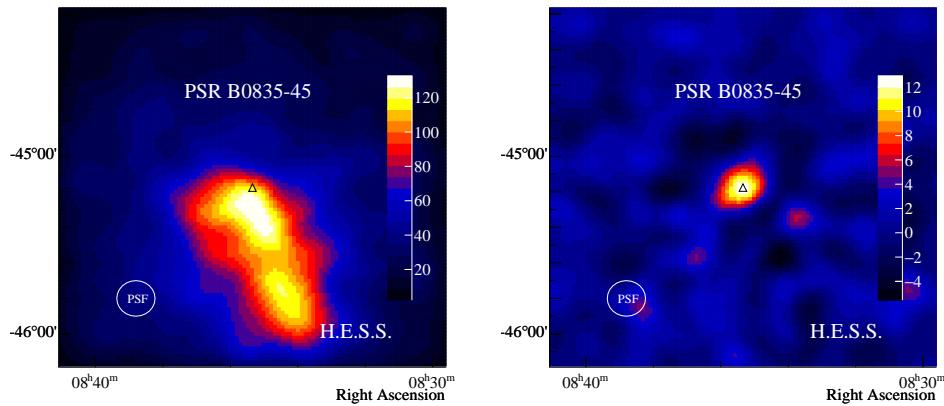


FIGURE 4.15 – À gauche : le nombre d'événements en tout. À droite : le nombre d'événements en excès pulsé.

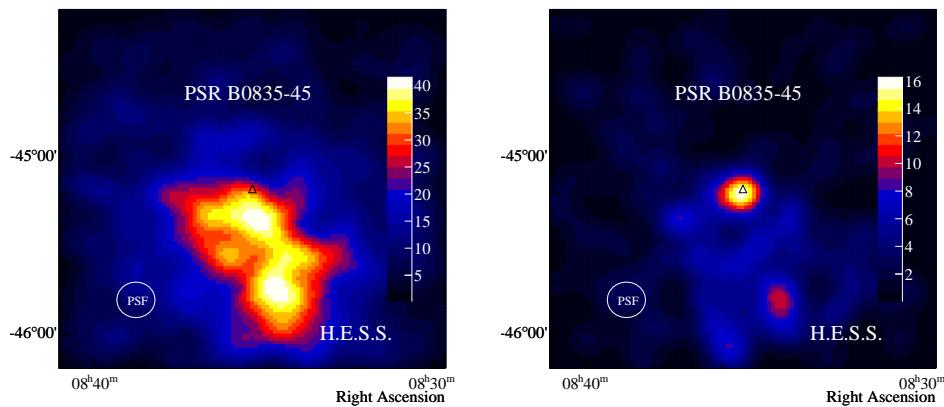


FIGURE 4.16 – À gauche : le nombre d'événements dans la zone OFF et à droite dans la zone ON.

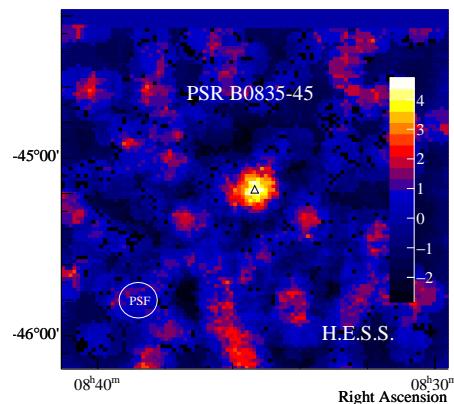


FIGURE 4.17 – Carte des significativités associées aux excès (test de Li&Ma).

4.4.2.6 Événements remarquables

Voici un tableau de quelques "golden events" : des événements à très haute énergie et dont la phase est située entre 0.5 et 0.6.

Run	Temps (secondes)	θ^2	Énergie (TeV)	Phase
18575	1075165151.515919400	0.000730	21	0.5544
20163	1080424694.302460300	0.002417	22	0.5545
36703	1168815000.417902300	0.005214	39	0.5575
118227	1460232985.142030200	0.007750	30	0.5333
120492	1464458383.445038700	0.008085	43	0.5769

On remarque des événements surprenamment proches en phase, espacés de seulement 10^{-4} (donc essentiellement la même phase puisque la précision des éphémérides est de 10^{-3}), et avec des énergies proches également, même s'il faut tempérer ce dernier constat à la lumière de la résolution en énergie de $\sim 15\%$ (voir figure 2.15) : 0.5544 et 0.5545 (énergies respectives de 21 et 20 TeV) mais aussi d'autres paires qui ne sont pas dans le tableau. De plus, trois événements ont été détectés au cours du même run (116262), et dans un laps de temps de 318 secondes (énergies de 6, 8 et 5 TeV, phases de 0.566, 0.567 et 0.569). Cette observation intrigante a motivé l'étude de la probabilité d'obtenir ces paires / triplets par hasard, présentée dans la section 3.6, ainsi que l'exploration de tests associés décrits dans la même section. Elle n'est pas si faible, comme l'étude des probabilités l'a montré, mais pourrait peut-être être explorée dans le futur si cette tendance se maintenait. Si c'était le cas, ce serait très intrigant au niveau de la physique des pulsars : se pourrait-il que des faisceaux extrêmement fins (associés à des intervalles de phases très étroits) puissent être quasiment monochromatiques (énergies très proches), avec un phénomène de caustique par exemple ?

Nous montrons dans les figures 4.18, 4.19, 4.20 et 4.21 deux événements du tableau, celui à 22 TeV du run 20163 et celui à 43 TeV du run 120492. Le premier est reconstruit correctement mais dans le deuxième, une des images de la gerbe est tronquée en raison d'au moins un tiroir manquant dans CT3. Le θ^2 de l'événement est reconstruit à 0.008° par APC-MVA (il est sélectionné) et à 0.018434° par HAP-HD pour l'analyse croisée et donc rejeté. Si on retire le télescope CT3 contenant l'image tronquée, on a 0.0031° avec HAP-HD et l'événement aurait été sélectionné. On note aussi que le retrait de CT3 donne une reconstruction à peine meilleure de 0.0069° avec APC-MVA. Cette analyse basée sur les moments de Hillas est bien plus robuste aux effets de pixels manquants. Cette étude menée *a posteriori* a permis d'expliquer les faibles significativités obtenues avec l'analyse croisée. Pour *Model++*, une perte très importante d'efficacité a également été montrée aux plus hautes énergies.

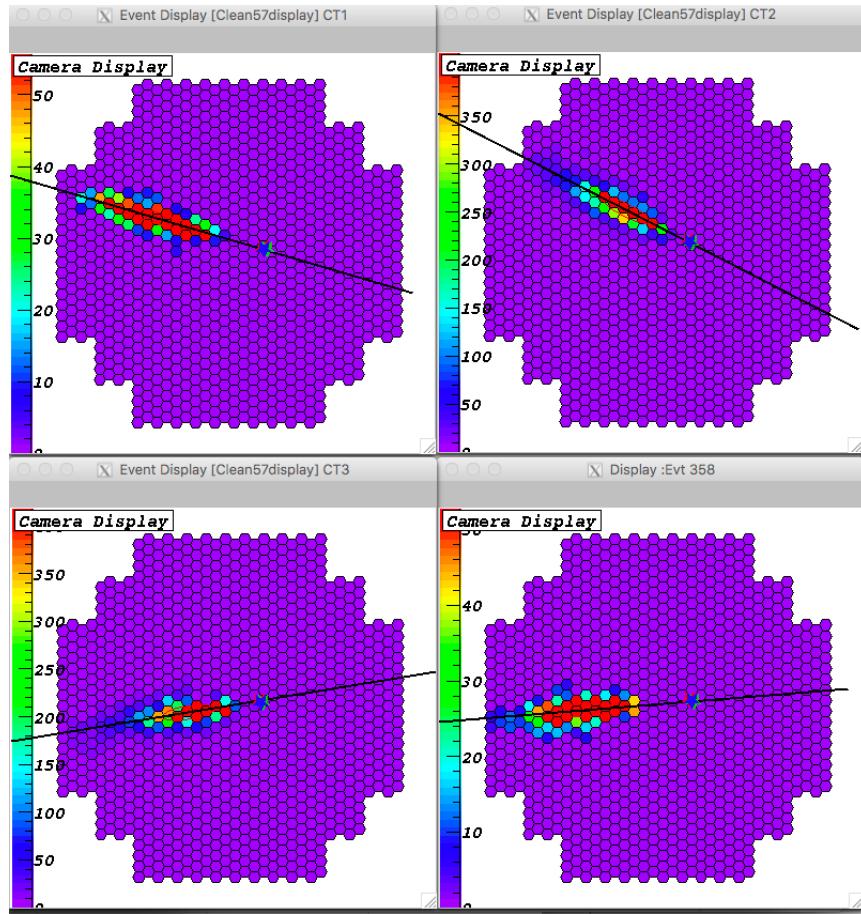


FIGURE 4.18 – Images sur les quatre caméras de l'événement à 22 TeV du run 20163. L'échelle de couleur montre le nombre de p.e. par pixel.

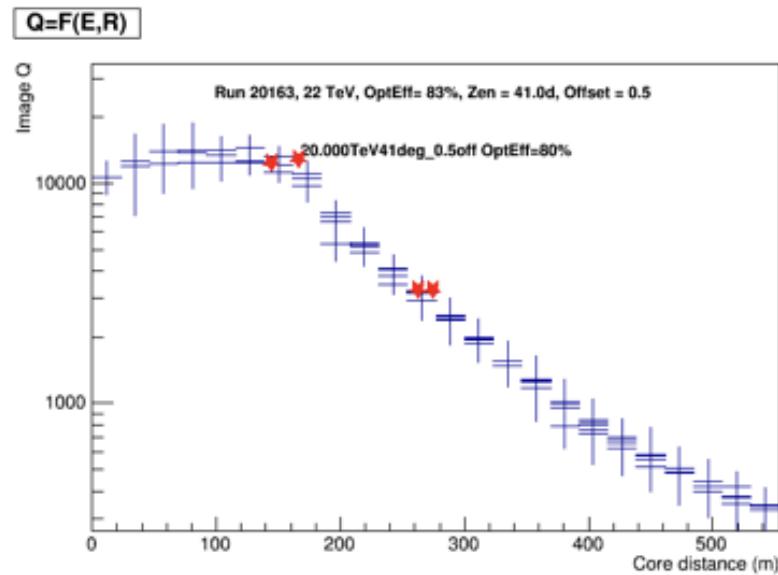


FIGURE 4.19 – Charge mesurée en p.e. des caméras en fonction du pied de gerbe à chaque télescope pour des photons γ simulés à 20 TeV, un angle zénithal de 41° , un offset de 0.5° et une efficacité de 80%. Les quatre points rouges correspondent aux charges des 4 télescopes pour l'événement à 22 TeV dans le run 20163.

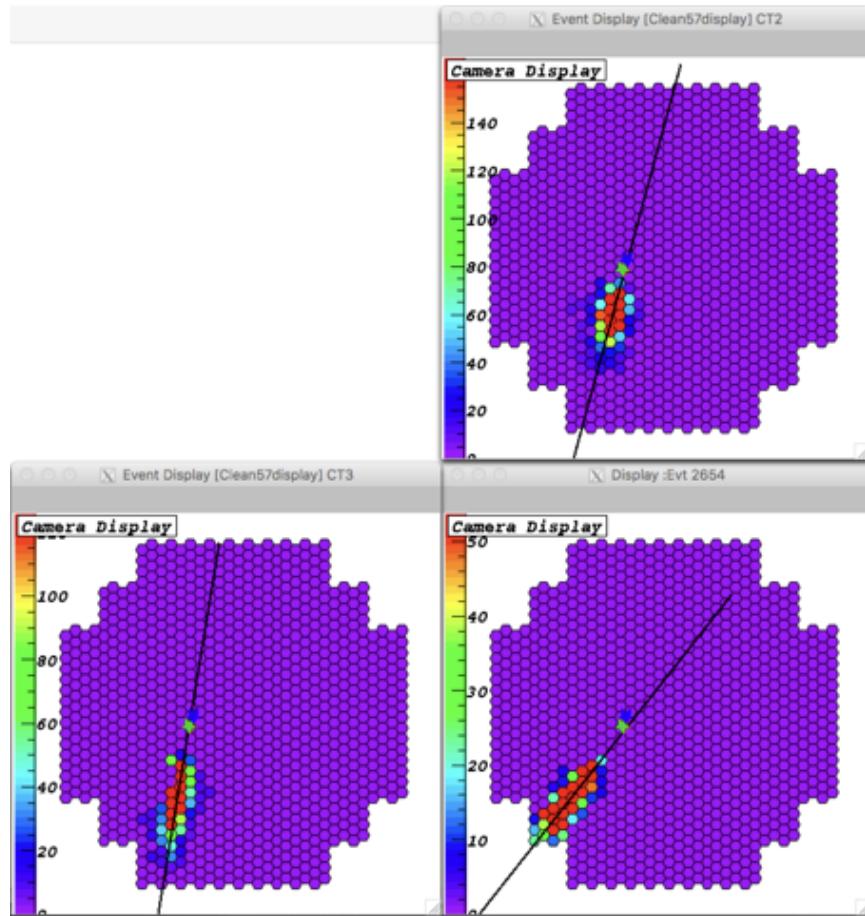


FIGURE 4.20 – Images sur les trois caméras de l'événement à 43 TeV du run 120492. L'échelle de couleur montre le nombre de p.e. par pixel.

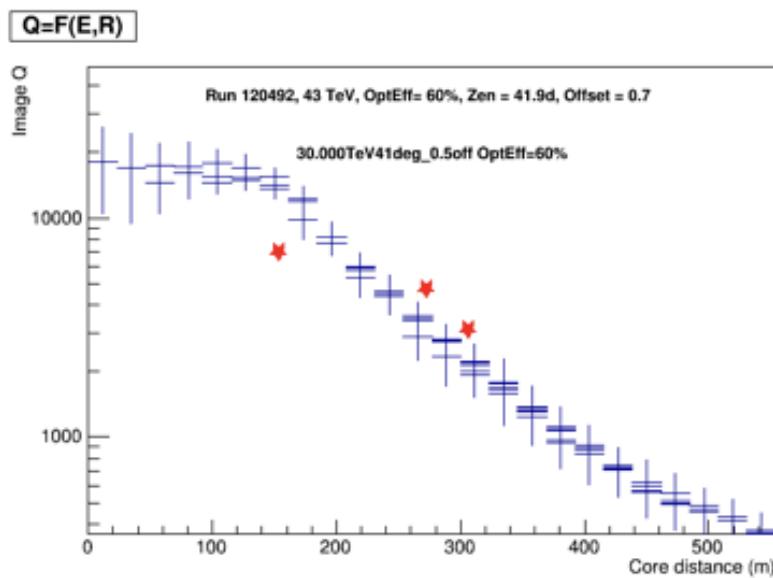


FIGURE 4.21 – Charge mesurée en p.e. des caméras en fonction du pied de gerbe à chaque télescope pour des photons γ simulés à 30 TeV, un angle zénithal de 41° , un offset de 0.5° et une efficacité de 60%. Les trois points rouges correspondent aux charges des 3 télescopes pour l'événement à 43 TeV dans le run 120492.

4.4.2.7 Une éventuelle pulsation dans la zone 0.91-0.96 ?

Nous avons remarqué la présence d'un petit amas de phases dans l'intervalle [0.91, 0.96] et enquêtons sur la possibilité que ce soit une nouvelle pulsation. Bien sûr, la significativité est à prendre avec beaucoup de pincettes puisque l'intervalle en phase est déterminé à vue sur le phasogramme *a posteriori*. Il ne s'agit donc aucunement d'une détection ni même d'une indication forte, mais simplement d'une enquête préliminaire pour de futures observations.

On applique un test de Li&Ma sur la zone ON [0.91, 0.96] en prenant comme zone OFF [0.7, 0.9]. Au-dessus de 3 TeV, on obtient l'évolution de l'excès et de la significativité montrée à la figure 4.22. Il sera intéressant à l'avenir de prêter attention à cette peut-être nouvelle pulsation.

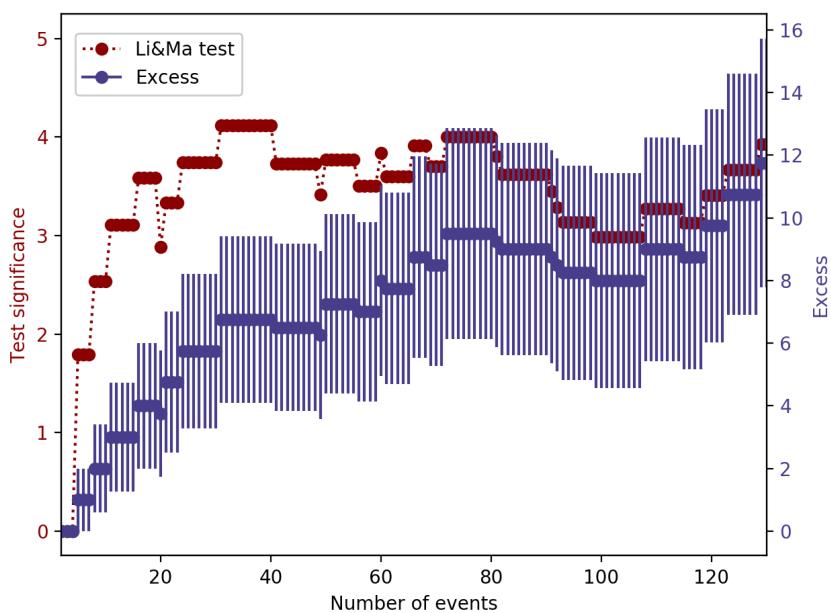


FIGURE 4.22 – Évolution de l'excès et de la significativité avec un test de Li&Ma sur les DS I + III, zone ON : 0.91-0.96, OFF : 0.7-0.9 au-dessus de 3 TeV

Comme ces événements sont dans la zone OFF, s'il s'agit de signal, ils seraient susceptibles de biaiser le spectre résolu en phase. Nous avons vérifié cela : le spectre avec une zone OFF de [0.7, 0.9] aboutit à un résultat très proche de celui avec une zone OFF de [0.7, 1].

4.5 Données supplémentaires de 2017/2018

Des données supplémentaires ont été prises entre le 26 décembre 2016 et le 27 janvier 2018. Les éphémérides disponibles vont jusqu'au 13 janvier 2018. L'analyse des données a donc été limitée à cette date-là. La figure 4.23 montre l'évolution de l'excès et de la significativité en fonction du nombre d'événements pour l'analyse stéréo (gauche) et mono (droite). En mode stéréo, on constate comme attendu une montée du signal mais qui s'arrête et s'inverse au 31 janvier 2017 (run 128073). Le même comportement se retrouve en mode mono. Diverses hypothèses ont été formulées et testées pour expliquer ce phénomène. La qualité des éphémérides est hors de cause puisqu'elle a été validée sur les données de *Fermi* sur toute sa durée de

validité. Un problème spécifique au mode d'observation mono a été décelé : le datage GPS des événements purement mono était affecté par une sur-écriture du temps GPS central par le temps GPS de CT5, ce dernier étant défectueux. Le graphique à droite a été produit après cette correction et le problème persiste. Il est clair qu'il ne s'agit pas d'un dysfonctionnement de CT5 ni des télescopes CT1-4 en stéréo puisque les deux modes sont affectés de la même manière. Le problème reste ouvert et des enquêtes supplémentaires devraient être menées au sein de la collaboration H.E.S.S. pour comprendre la ou les origines de ce problème. Nous verrons dans la section 6.3.4 consacrée aux données 2018 du pulsar J1509-5850 qu'il est possible que ce problème ait disparu à partir du mois de juin 2018.

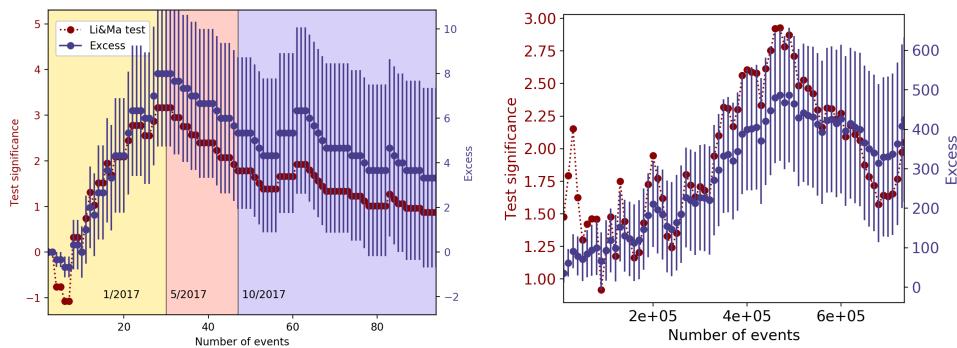


FIGURE 4.23 – Évolution de l'excès et de la significativité sur les données de 2017 en stéréo à gauche et mono à droite. En stéréo, on voit une période de montée suivie d'une période de descente quasi-continues. La transition entre les deux correspond à un saut temporel dans les prises de données qui a lieu au run 128073 du 31 janvier 2017. Dans les données monoscopiques, on observe le même phénomène au même run. Tout cela est indicatif de problèmes instrumentaux.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit l'analyse du pulsar de Vela à haute énergie basée sur les données de *Fermi*-LAT et de H.E.S.S. mono. La courbe de lumière et le spectre sont compatibles entre les deux instruments, ce qui a été l'occasion de calibrer H.E.S.S. sur le LAT et de s'assurer d'une bonne maîtrise de l'instrument. Une mesure de la courbure au-delà de 10 GeV aboutit à une indication de plus de 3σ sur les deux instruments indépendamment, ce qui contraste avec les mesures spectrales du Crabe qui sont ajustées par une loi de puissance dans la même bande en énergie.

L'analyse en mode stéréoscopique a permis d'établir l'existence d'une nouvelle composante spectrale très dure à partir de 3 TeV et jusqu'au-dessus de 20 TeV. L'indice de 1.4 est en discontinuité avec la composante à haute énergie, à la différence de l'émission pulsée au TeV du Crabe. C'est donc la première découverte d'une telle composante en provenance d'un pulsar.

CHAPITRE 5

PSR B1706-44

Résumé

Ce chapitre est dédié à l'étude du pulsar PSR B1706-44. Nous commençons par introduire le pulsar et son environnement avant de rappeler les observations de *Fermi*-LAT. À partir d'observations en mode monoscopique, nous avons détecté le pulsar de ~ 10 GeV à 80 GeV. La courbe de lumière et le spectre sont compatibles avec ceux du LAT, et l'indice est proche de celui de Vela dans la même bande en énergie. Nous analysons une potentielle nouvelle pulsation qui fait son apparition à quelques dizaines de GeV. Des données stéréo d'archive sont également disponibles. Aucun signal pulsé n'est détecté mais on trouve une indication de la persistance de la même potentielle nouvelle pulsation au-delà de 7 TeV.

Sommaire

5.1	Introduction et historique	131
5.2	Les observations de <i>Fermi</i> -LAT	133
5.3	Données et éphémérides	134
5.4	Détection en mode monoscopique	134
5.5	Analyse en mode stéréoscopique	143
5.6	Une éventuelle nouvelle pulsation dans la zone 0.7-0.85?	147
5.7	Résumé	153

5.1 Introduction et historique

5.1.1 Le pulsar

Le pulsar B1706-44 est le troisième pulsar le plus brillant en rayons γ et le deuxième de l'hémisphère Sud après Vela. Alors qu'il se trouve à une distance plutôt élevée de ~ 2.3 kpc (par rapport à Vela qui est à 300 pc), il n'est que trois fois moins lumineux. Son taux de perte d'énergie est de 3.4×10^{36} erg/s (moitié moins que Vela) et son âge est d'environ 1.7×10^4 ans (un peu plus âgé que Vela). Il a été détecté initialement comme une source non identifiée par le satellite COS-B [132]. Une décennie plus tard, le télescope radio Parkes permet de l'identifier comme un pulsar de période 102 ms [133]. La même année, en 1992, les pulsations sont détectées par EGRET en HE [134]. Dix ans plus tard, c'est au tour des rayons X avec le télescope spatial *Chandra* [135] de voir les pulsations, suivi de XMM-Newton en 2003 [136]. En 2009, il est vu par AGILE en HE [137] puis par *Fermi*-LAT [138].

La courbe de lumière en ondes radio et en rayons X est montrée figure 5.1, et en rayons γ figure 5.2.

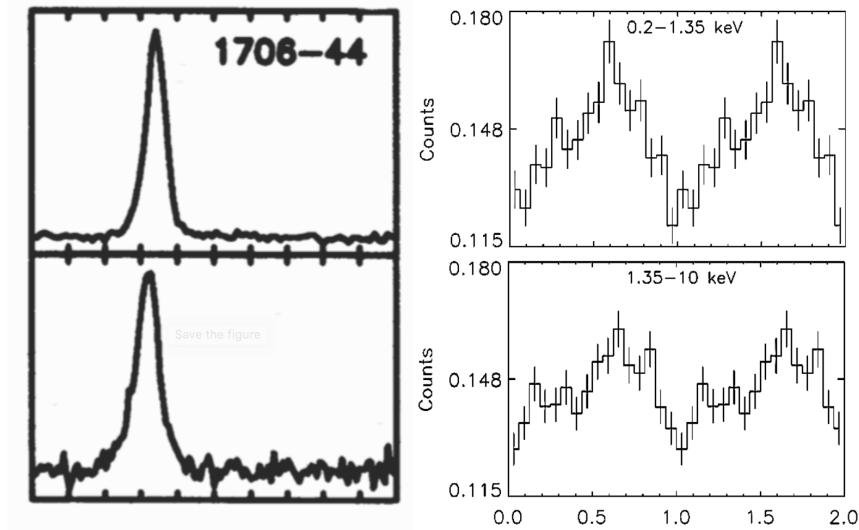


FIGURE 5.1 – Courbes de lumière du pulsar PSR B1706-44 en radio (à gauche, 1500 MHz en haut et 640 MHz en bas) avec les données du télescope Parkes [133] et en rayons X (0.2-1.35 keV en haut et 1.35-10 keV en bas) avec les données de XMM-Newton [136] sur deux périodes.

5.1.2 L'environnement du pulsar

En 1994, des observations radio ont révélé la présence d'une nébuleuse synchrotron autour de la position du pulsar [139]. La polarisation et l'indice spectral suggèrent que c'est un PWN mais le flux radio serait alors étonnamment bas étant donné le taux de perte d'énergie du pulsar, par comparaison aux autres sources radio PWN [140]. Des observations radio de la nébuleuse par ROSAT et ASCA ont montré une structure avec un tore et un jet [141]. En rayons γ VHE, une source étendue de 0.29° est découverte par H.E.S.S. au-delà de 600 GeV [142]. L'association avec le pulsar est possible mais pas fermement confirmée, en raison d'un décalage entre la position du pulsar et la position centrale de la source VHE.

5.2 Les observations de *Fermi-LAT*

En rayons γ , le pulsar présente une courbe de lumière avec deux pulses et un pont, dont les positions sont constantes avec l'énergie tandis que le rapport des amplitudes de P1 sur P2 a tendance à diminuer lentement avec l'énergie comme on peut le voir figure 5.2. Au-delà de 20 GeV, l'essentiel des photons se situent entre 0.25 et 0.55 (ce qui sera dans la suite la zone ON, tandis que la zone OFF est prise entre 0.6 et 0.2).

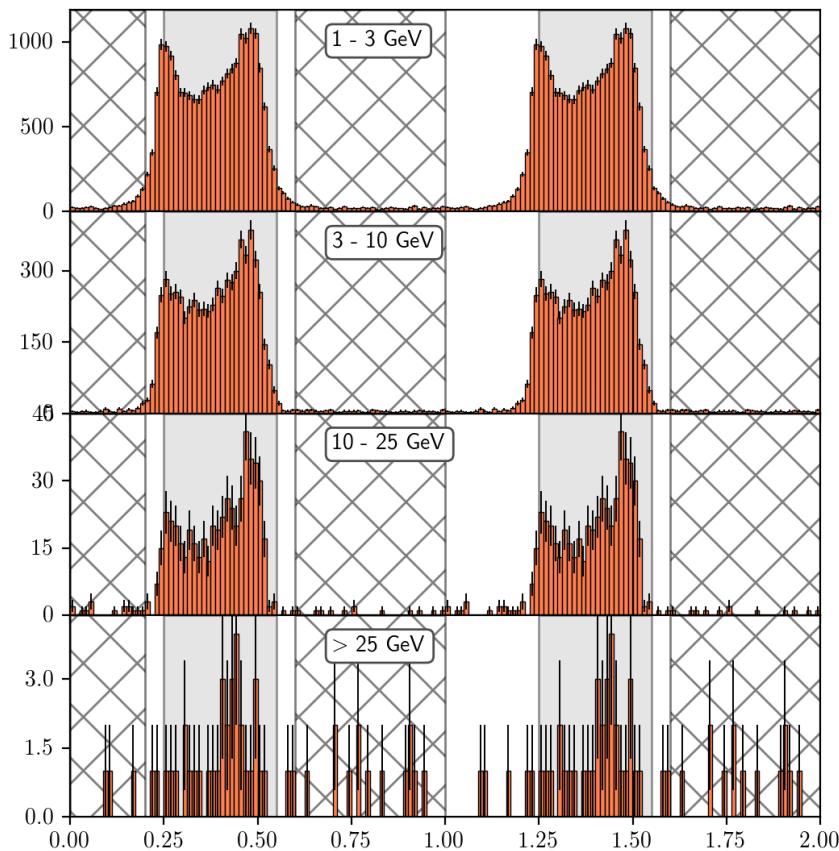


FIGURE 5.2 – Courbes de lumière du pulsar PSR B1706-44 pour différentes bandes en énergie des données de *Fermi*.

Nous ajustons la courbe de lumière de PSR B1706-44 dans les données de *Fermi-LAT* au-dessus de 10 GeV avec deux lorentziennes asymétriques pour les pics P1 et P2 (voir figure 5.3).

	x	A	σ_L	σ_T
P1	0.288	4.47	0.0064	0.094
P2	0.542	9.30	0.0715	0.0079

Le spectre obtenu avec les données de *Fermi-LAT* est montré figure 5.12. Il est ajusté par une loi de puissance avec une coupure sous-exponentielle dont les paramètres sont donnés section 5.4.3.

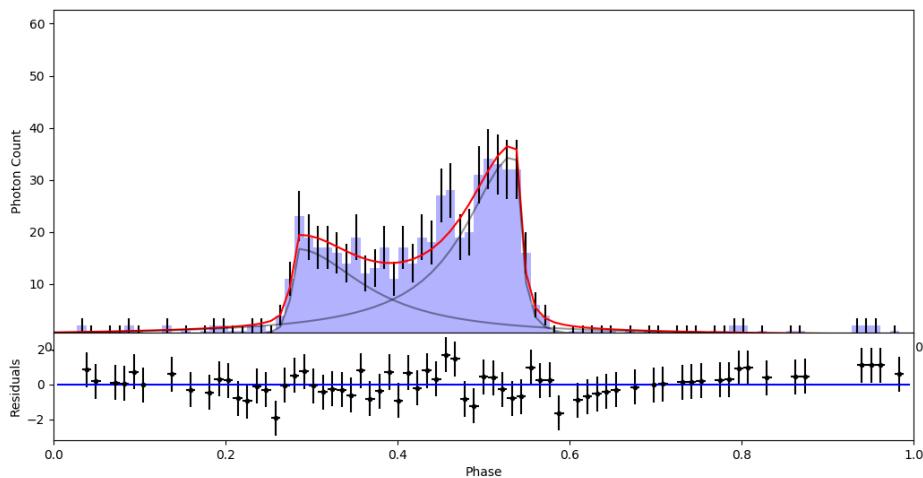


FIGURE 5.3 – Fit avec deux lorentziennes asymétriques des données de *Fermi*-LAT > 10 GeV.

5.3 Données et éphémérides

Deux lots de données en mode monoscopique ont été prises sur PSR B1706-44 :

- Du 14 mars 2013 au 28 août 2013
- Du 18 avril 2015 au 20 août 2015

Cela correspond à 38 heures d'observation avant les sélections. L'angle zénithal moyen des observations est de 24.5° et l'offset est compris entre 0.2 et 0.7° .

Les éphémérides utilisées viennent du télescope radio Parkes et sont valides entre le 22 juillet 2007 et le 11 septembre 2015 et les phases sont calculées avec le logiciel *Tempo2*. La précision des phases est de l'ordre de la milli-période.

5.4 Détection en mode monoscopique

Les données de *Fermi*-LAT nous permettent de définir une zone de ON dans l'intervalle $[0.25, 0.55]$ et une zone OFF dans $[0.6, 0.2]$. Nous cherchons un excès avec un test de Li&Ma et avec un test de maximum de vraisemblance.

La configuration d'analyse est la configuration 1 utilisée pour Vela.

5.4.1 Sélection des données

Si on prend les 38 heures de données sans sélection et qu'on y applique un Li&Ma sur les runs accumulés, on obtient les courbes montrées figure 5.4. Ces courbes montrent un nombre d'excès et une significativité en augmentation comme on s'y attend, mais aussi une période au milieu, colorée en bleu, où l'excès et la significativité n'augmentent pas.

De plus, la figure 5.5 montre la carte résolue en phase de l'excès (c'est-à-dire la carte obtenue avec les événements dans la zone ON moins celle avec les événements de la zone OFF, en normalisant selon les rapports des tailles des zones ON et OFF) et de la significativité associée. C'est une carte "pulsée" (cf section 2.6.2.10) sur la base des phases calculées avec les éphémérides de PSR B1706 dont les zones rouges et jaunes montrent les régions de l'espace qui pulsent à cette fréquence (normalement, seulement le pulsar). Or, on voit d'autres régions, à des distances élevées de $\sim 0.6^\circ$.

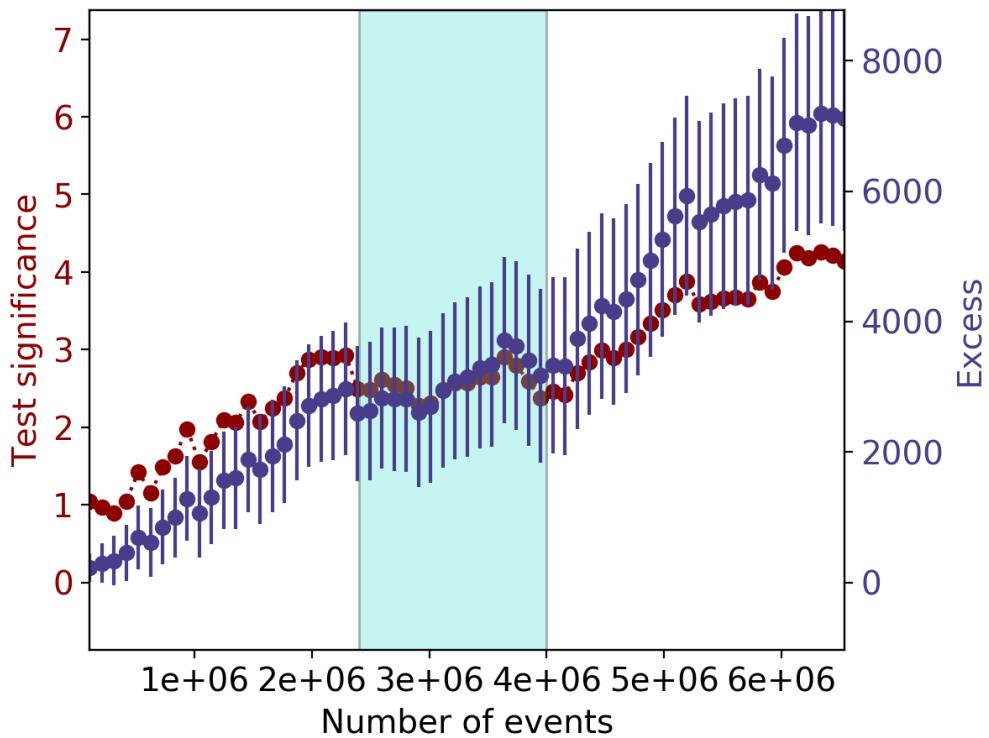


FIGURE 5.4 – Évolution de l'excès et de la significativité (Li&Ma) en fonction du nombre de runs. Durant toute une période au milieu, les deux sont quasiment plats.

C'est anormal : cela montre que des photons γ pulsés ont été reconstruits loin de la source et notamment à $3/4$ positions à environ un demi-degré.

Ce constat a motivé une enquête plus approfondie sur la cause de ces reconstructions pathologiques.

La première chose a été de vérifier les cartes de bruit de fond nocturne (NSB pour Night Sky Background), avec un exemple figure 5.6. Ces cartes montrent l'emplacement des étoiles : elles permettent de vérifier des erreurs de pointé éventuelles. Ici ce ne semble pas être le cas.

Ensuite, nous avons vérifié les cartes, run par run, des barycentres des événements au cours du run. C'est une façon de vérifier si lors de la prise de données ou du calcul des barycentres des événements, un biais dans la position des données a eu lieu, qui aurait pu être lié à une erreur dans la reconstruction de la position. Nous montrons deux exemples figure 5.7 : à gauche, un run "correct" (qui pulse à la position du pulsar), et à droite un run pathologique (qui pulse à une distance de 0.6°). Nous n'avons pas remarqué de pathologie particulière dans les cartes de barycentre.

Enfin, nous avons vérifié les cartes de participation des pixels (avec deux exemples figure 5.8). Ces cartes auraient pu révéler, par exemple, qu'un pixel cassé ou hyperactif aurait détourné les reconstructions des événements toujours dans la même direction. Or, ce ne semble pas être le cas non plus.

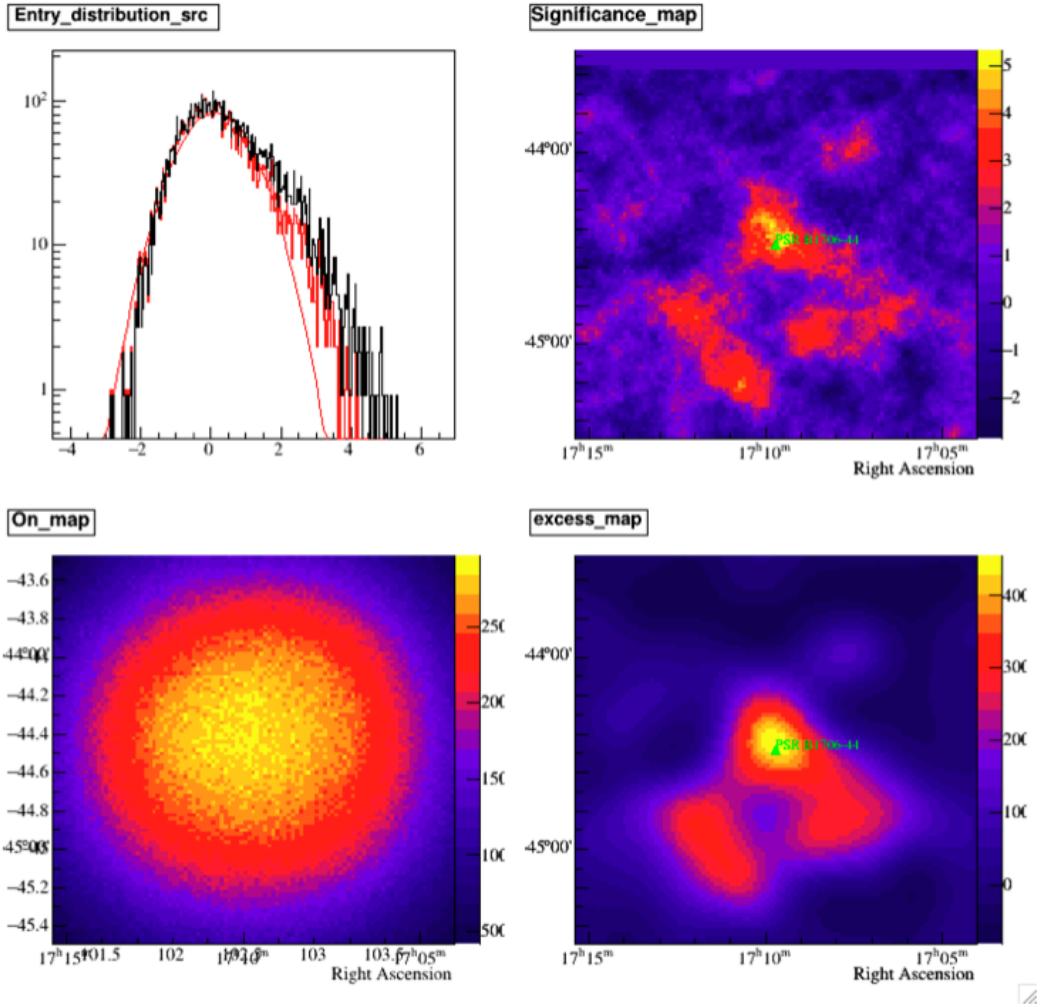


FIGURE 5.5 – En haut à droite : carte de la significativité pulsée, en bas à droite : carte de l'excès pulsé. Il y a bien un excès à la position du pulsar, mais il y a plusieurs régions situées à un demi degré de la position du pulsar qui présentent un excès pulsé également.

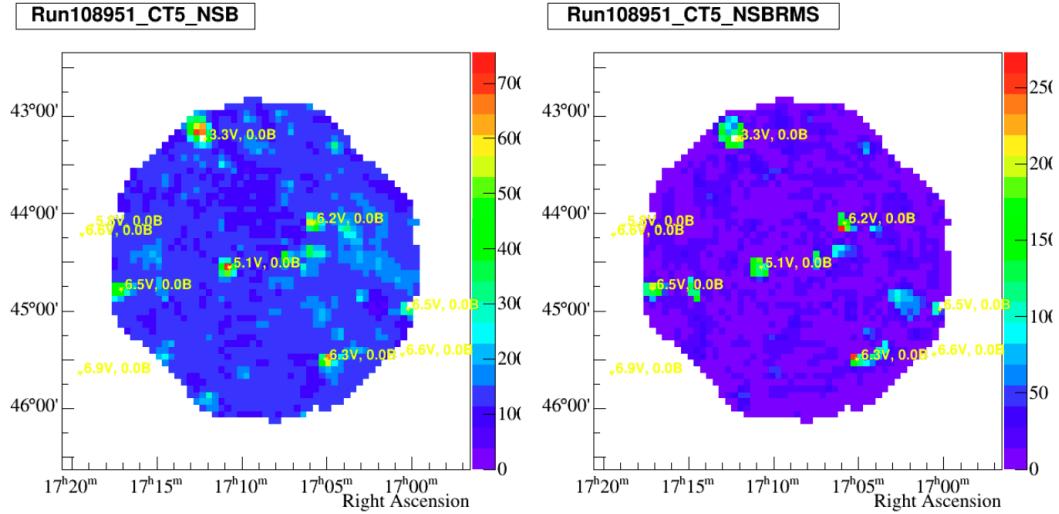


FIGURE 5.6 – NSB (Night Sky Background) pour un run pathologique. Les positions des étoiles sont correctes : les erreurs de pointé sont écartées.

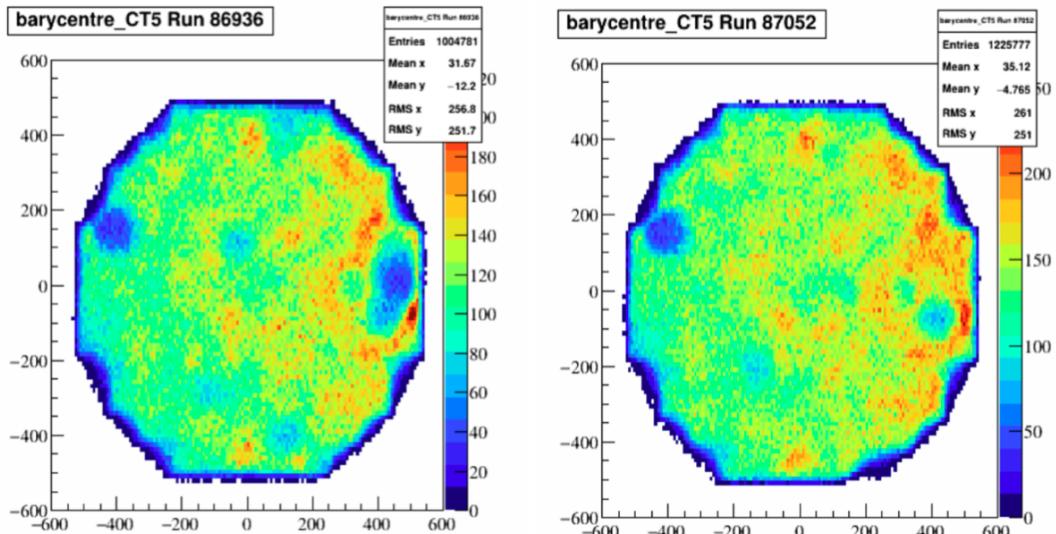


FIGURE 5.7 – Cartes des barycentres sur un run. À gauche : l'excès est situé sur la position de la source. À droite : il est situé à 0.6° de la source. Les zones froides (bleues) correspondent aux pixels faisant le moins souvent partie d'une image de gerbe sauvegardée, aux bords ou dans les tiroirs manquants. Les zones chaudes (oranges/rouges) correspondent aux pixels faisant le plus souvent partie d'une image, dont une partie importante est due au bruit. En-dehors des inhomogénéités habituelles, nous n'identifions rien qui puisse nous aider à identifier le problème du signal pulsé reconstruit loin de la source.

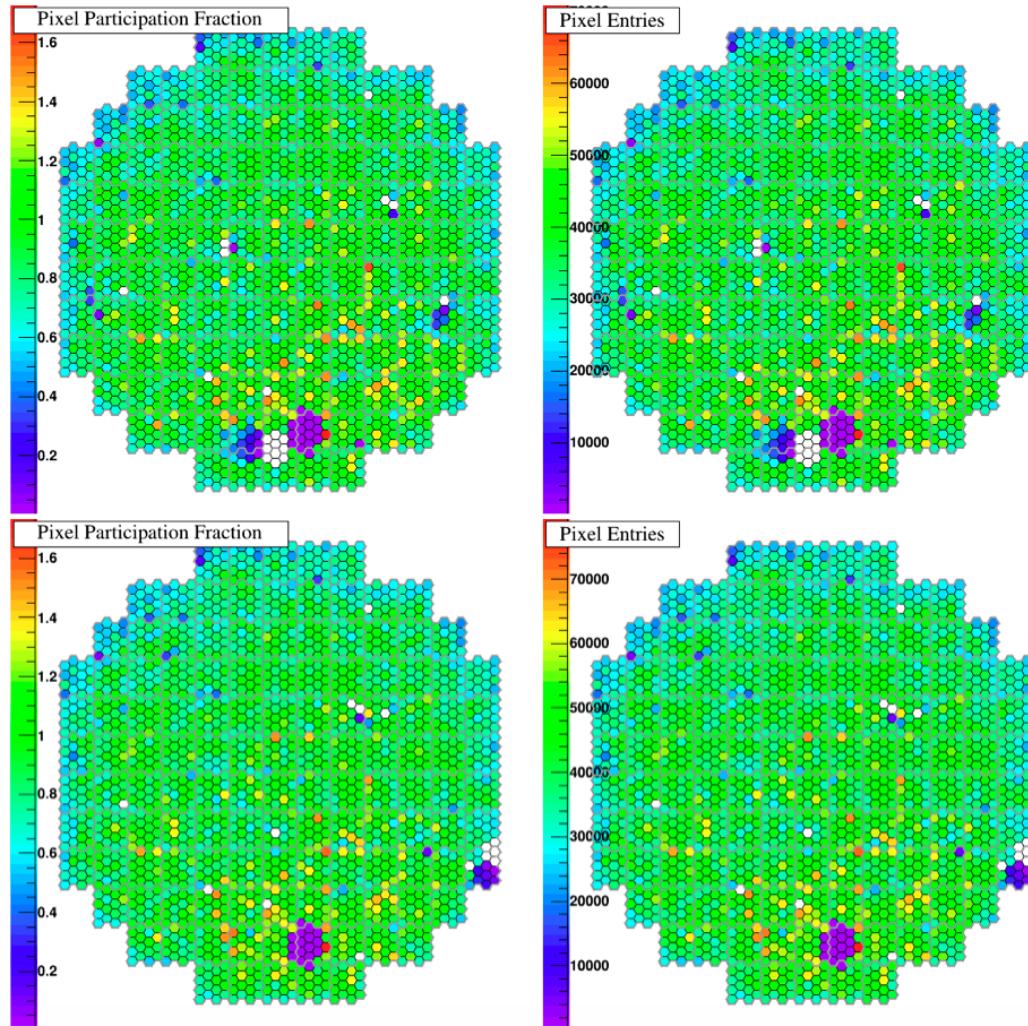


FIGURE 5.8 – Cartes des participations des pixels moyennées sur un run : en-dehors d'un drawer manquant ou de quelques pixels cassés, les cartes sont uniformes avec un effet de bord dû au fait que les pixels ne sont retenus que s'ils font partie d'un ensemble de pixels activés et cela est moins probable aux bords. En haut : l'excès est situé sur la position de la source. En bas : il est situé à 0.6° de la source.

Nous n'avons pas pu établir la cause de ce problème, ni personne d'autre au sein de la collaboration. Une sélection très dure, ne laissant passer que les runs montrant un taux de déclenchement particulièrement stable, permet toutefois d'éliminer le problème, ce qui montre la nature instrumentale du problème, même si celui-ci reste incompris. Une piste possible serait que des anomalies aient eu lieu temporairement au cours de certains runs. Les cartes moyennées ne permettraient alors pas d'identifier le problème, et il faudrait scinder les runs pour y accéder. Comme le pulsar (déjà connu dans cette bande en énergie grâce au LAT) était détecté dès le début, malgré les problèmes de reconstruction, nous n'avons pas continué cette enquête au-delà.

Après une sélection basée sur la qualité des observations (taux de déclenchement stable, état des caméras satisfaisant), nous retenons 28.3 des 38 heures de données.

5.4.2 Phasogramme et détection d'un excès pulsé dans la zone 0.25-0.55

Le phasogramme vu par HESS-II est compatible avec celui vu par *Fermi*-LAT. On retrouve un excès dans la zone ON avec un pic dans le même bin à une phase de ~ 0.48 .

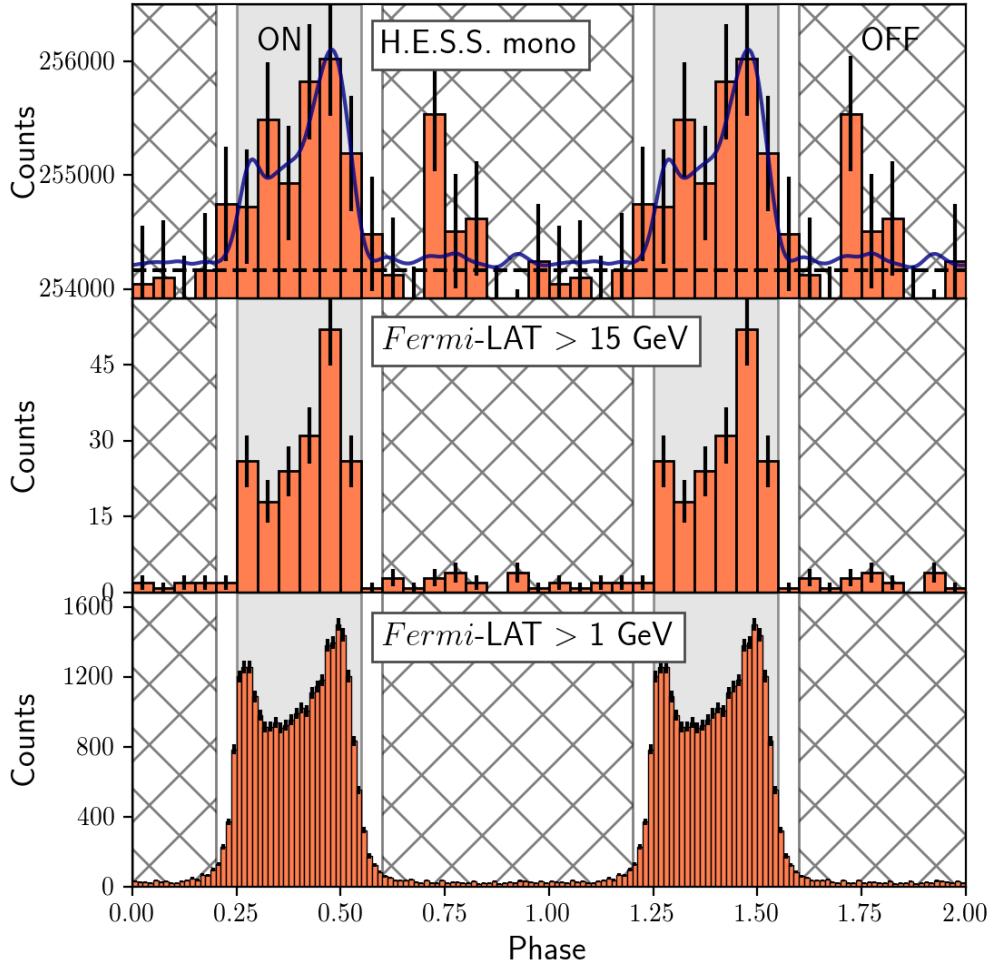


FIGURE 5.9 – Phasogrammes du pulsar B1706-44 avec des données de Fermi > 1 GeV (en bas), > 15 GeV (au milieu) et de H.E.S.S. II (en haut). Le bruit de fond, estimé dans la zone $(0.6, 0.2)$, est tracé en tiretés.

Un test de Li&Ma est mené sur la base d'une zone ON de $[0.25, 0.55]$ et d'une zone OFF de $[0.6, 0.2]$). Un test du maximum de vraisemblance est fait en utilisant un KDE sur les données de *Fermi*-LAT > 15 GeV et avec une variance de 0.025. Les résultats des tests sont montrés dans la table 5.1.

De plus, un cross-check interne a été effectué, et trouve les pulsations à une significativité de plus de 3σ .

Test	N_{tot}	N_{on}	N_{off}	Excès	Significativité
Li&Ma	5 091 420	1 532 177	3 050 011	7171.5 ± 1515	4.74σ
Max vrais				8139	4.6σ

TABLE 5.1 – Résultats des tests pour le lot de données

5.4.3 Spectre

Le spectre résolu en phase est dérivé. Pour toute l'étude spectrale, les mêmes zones définies a priori (ON=0.25-0.55, OFF=0.6-0.2) sont utilisées.

Les points de *Fermi*-LAT sont ajustés avec une loi de puissance avec coupure exponentielle en gris sur la figure 5.12.

$$\frac{dN}{dE} = A \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-\alpha} e^{-(E/E_c)^b}$$

Avec :	Normalisation à 1 GeV	Indice	E_c (MeV)	b
	$1.0537 \times 10^{-9} \text{ MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	1.18971	403.9	0.47565

Des points de flux, un ajustement avec une loi de puissance et une boîte d'erreur à 1σ sont dérivés à partir des données de HESS Mono.

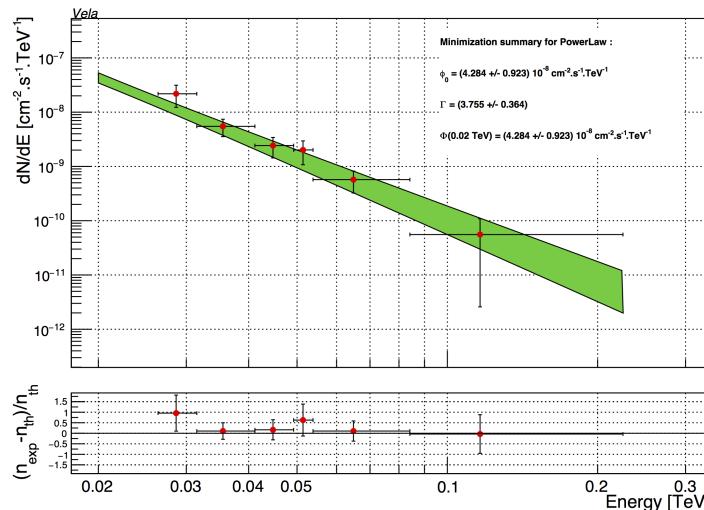


FIGURE 5.10 – Spectre sur sélection dure.

Un cross-check a été effectué par une autre chaîne d'analyse de la collaboration H.E.S.S., HAP-HD. On retrouve des résultats compatibles entre les chaînes et avec *Fermi*.

	Indice	Normalisation à 20 GeV ($\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
<i>Fermi</i> -LAT	3.94 ± 0.1	$(4.4 \pm 0.3) \times 10^{-8}$
APC-MVA	3.755 ± 0.4	$(4.3 \pm 0.9) \times 10^{-8}$
HAP-HD	3.3 ± 0.2	$(8.7 \pm 1.1) \times 10^{-9}$ à 33 GeV

TABLE 5.2 – Valeurs des fits du spectre en loi de puissance.

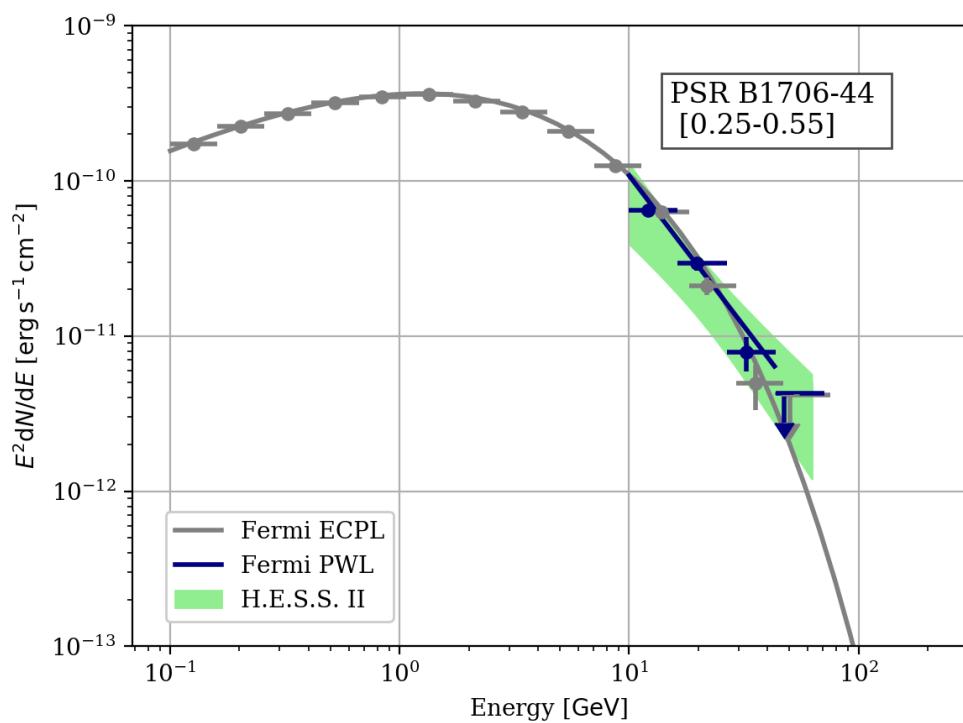


FIGURE 5.11 – Spectre de PSR B1706-44 avec des données de Fermi (en gris et bleu) et de H.E.S.S. (en vert et orange). Le spectre montre un bon accord entre l'analyse de Fermi et de H.E.S.S.

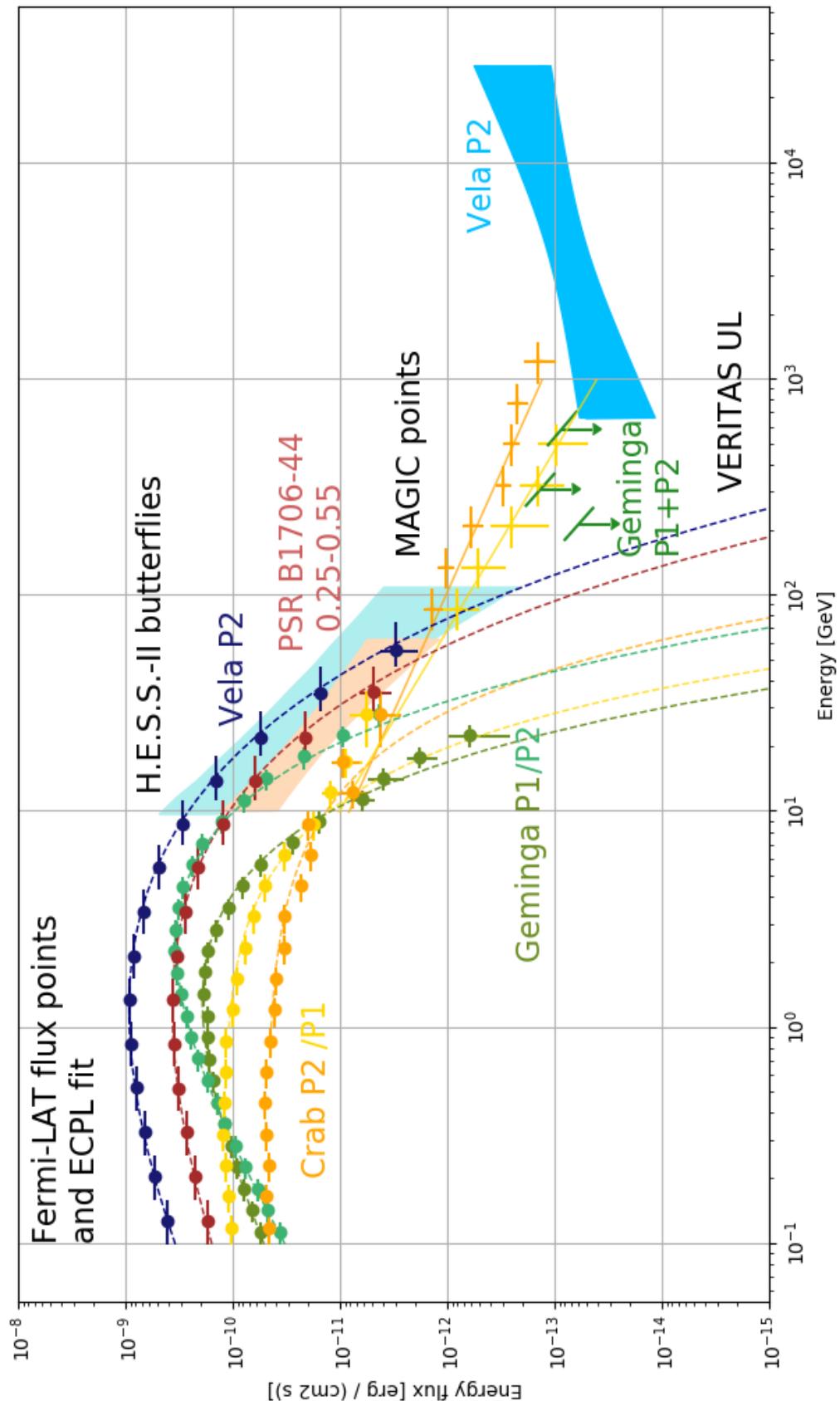


FIGURE 5.12 – Spectre des quatre pulsars détectés depuis le sol avec les points et l'ajustement de *Fermi-LAT*, les points de MAGIC, les limites supérieures de VERITAS et la boîte d'erreur à 1σ de H.E.S.S.

5.5 Analyse en mode stéréoscopique

5.5.1 Données, éphémérides et stratégie d'analyse

Des données d'archive en stéréo ont été prises du 11 juin 2007 au 22 juin 2007, du 1er avril 2012 au 21 mai 2012, du 10 au 20 mars 2013 et du 9 juillet au 28 août 2013, avec 47 heures d'observation en tout.

Les éphémérides utilisées sont les mêmes qu'en mode monoscopique.

La configuration d'analyse est la même que pour Vela en mode stéréoscopique.

On utilise comme pour l'analyse en mode monoscopique les résultats de *Fermi* pour définir des zones ON et OFF et pour dériver une PDF pour l'optimisation du rapport de vraisemblance (en prenant les données > 15 GeV et avec une variance de 0.025 pour le KDE).

Comme pour Vela, on définit 4 seuils en énergie : 0.5 TeV, 1 TeV, 3 TeV et 7 TeV.

5.5.2 Résultats

Le phasogramme au-dessus des quatre seuils en énergie est montré figure 5.13. Nous avons une faible indication pour un signal au-delà de 500 GeV, comme on peut le voir dans la table 5.3. Dans les figures 5.15, 5.16, on peut voir l'évolution de la significativité avec le test de Li & Ma, ainsi que l'excès au-dessus des deux premiers seuils en énergie (au-delà de 3 et à fortiori 7 TeV, il n'y a plus assez d'événements et plus de signal détecté du tout).

Des limites supérieures sont dérivées et montrées figure 5.17.

Seuil en énergie	Nombre total	Max vraisemblance		Li&Ma	
		Signaux	Signi	Excès	Signi
0.5 TeV	219	19.8	1.4	12.5	1.2
1 TeV	101	6.3	0.2	4.5	0.7
3 TeV	27	-4.5	0.7	-3.5	-1.1
7 TeV	8	-1.2	0	-3.0	-2.2

TABLE 5.3 – Valeurs des tests en utilisant le KDE de *Fermi* > 15 GeV pour le test du maximum de vraisemblance, et les zones ON = 0.25-0.55 et OFF = 0.6-0.2 pour le test de Li&Ma.

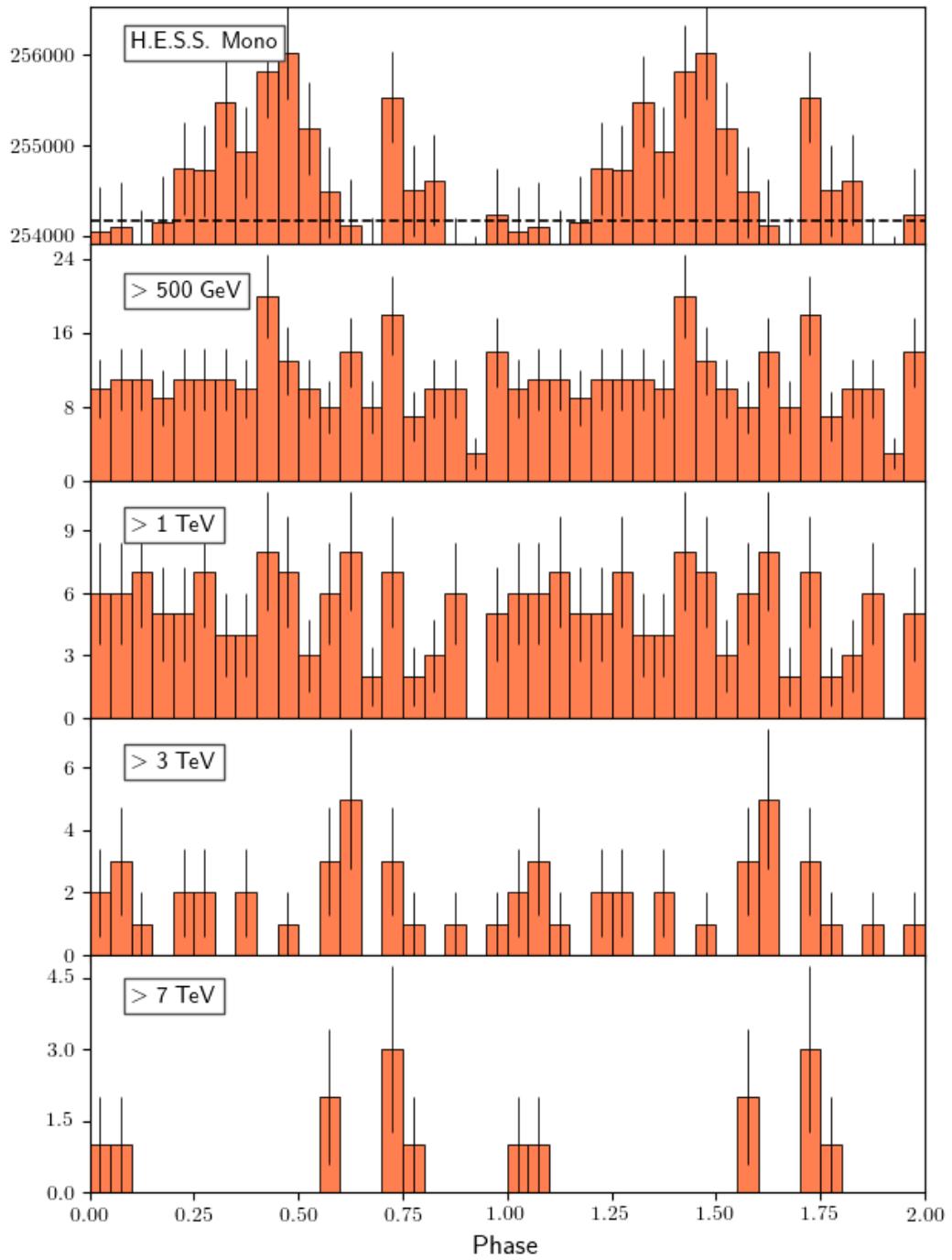


FIGURE 5.13 – Phasogrammes au-dessus des quatre seuils en énergie des données stéréo de PSR B1706-44 et phasogramme mono.

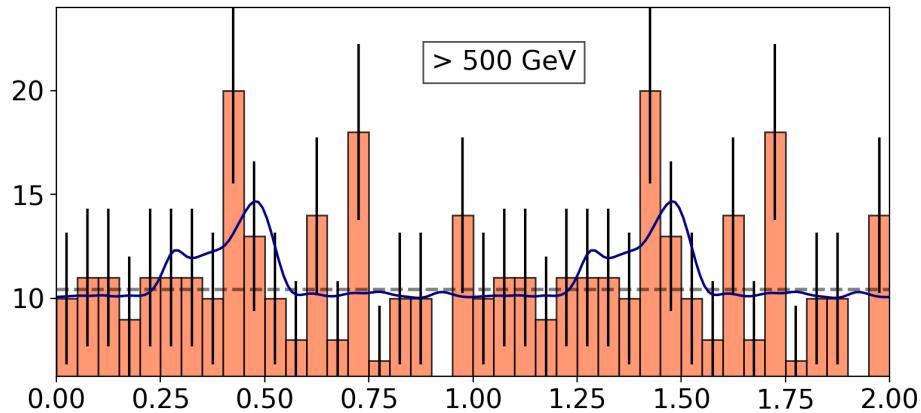


FIGURE 5.14 – Phasogramme des données stéréo > 0.5 TeV avec en bleu un KDE sur les données de *Fermi-LAT* > 15 GeV tel qu'optimisé par le test du maximum de vraisemblance.

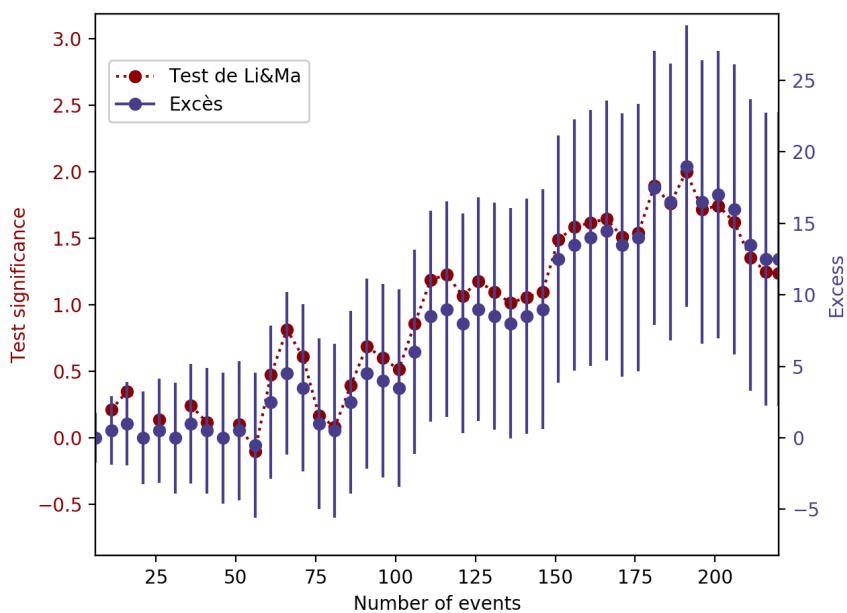


FIGURE 5.15 – Évolution de l'excès (en bleu) et de la significativité (en rouge) obtenus avec un test de Li&Ma sur les données de PSR B1706-44 > 500 GeV en fonction du nombre d'événements.

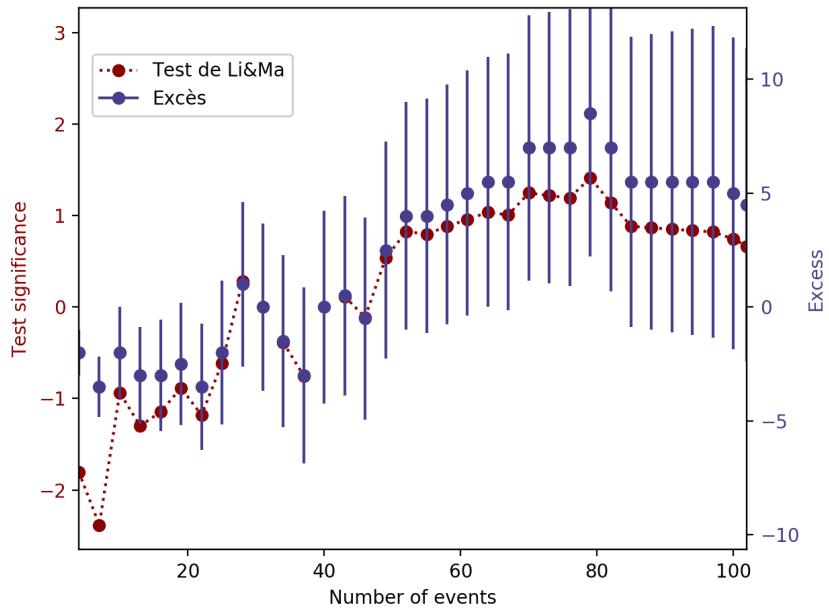


FIGURE 5.16 – Évolution de l'excès (en bleu) et de la significativité (en rouge) obtenus avec un test de Li&Ma sur les données de PSR B1706-44 > 1 TeV en fonction du nombre d'événements.

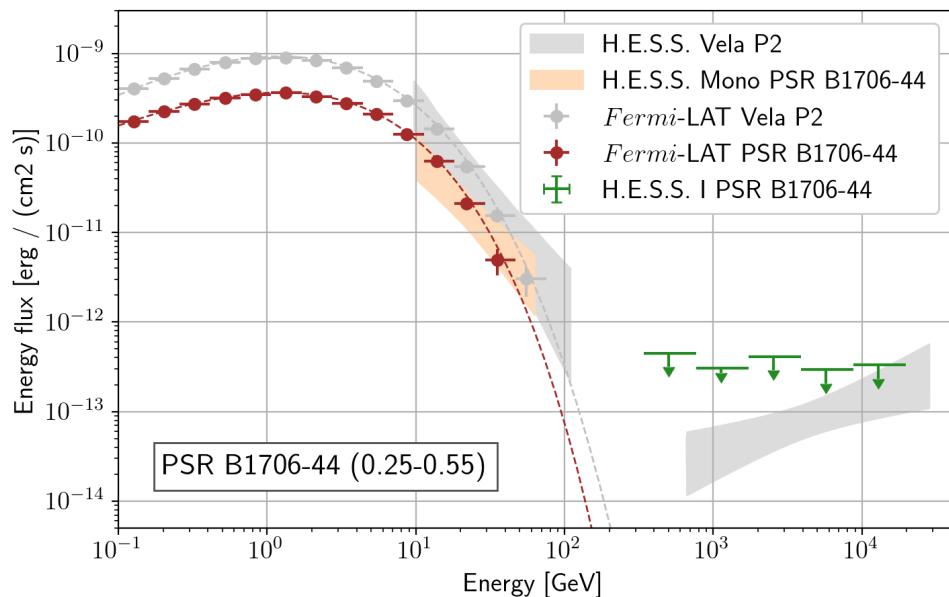


FIGURE 5.17 – Distribution d'énergie spectrale résolue en phase du pulsar B1706-44. La zone ON est $[0.25, 0.55]$ et la zone OFF est $[0.6, 0.2]$. Les points en rouge sont ceux de *Fermi*-LAT; le papillon orangé est dérivé à partir des données mono de HESS et les points verts sont ceux des données stéréo. Le SED de Vela est représenté en gris.

5.6 Une éventuelle nouvelle pulsation dans la zone 0.7-0.85?

L'observation du phasogramme obtenu avec les données monoscopiques (voir figure 5.9) et stéréoscopiques (voir figure 5.13) a attiré notre attention sur une potentielle nouvelle pulsation située à 0.7/0.8 en phase. Celle-ci est présente dans les deux types de données, qui sont indépendantes. Un examen du phasogramme de *Fermi-LAT* > 15 GeV avec les yeux de la foi montre d'ailleurs un très léger excès dans ces bins également.

Cette section est construite de la façon suivante. Nous regardons l'évolution de l'excès et de la significativité dans cette zone. Un nouveau test spécifique est mis au point pour établir la réalité de la pulsation dans les données mono. Enfin, nous recherchons cette pulsation dans les données stéréo.

5.6.0.1 Le test de Li&Ma sur les données monoscopiques

Nous comparons trois configurations différentes que nous appliquons sur les données monoscopiques et stéréoscopiques :

- P1P2offS (étudiée à la section précédente) : ON = (0.25-0.55), OFF = (0.6, 0.2)
- P1P2offR : ON = (0.25, 0.55), OFF = (0.85, 0.2) ce qui permet de comparer deux zones ON avec la même zone OFF
- P3offR : ON = (0.7, 0.85), OFF = (0.85, 0.2) pour cette nouvelle potentielle pulsation

Les résultats des données monoscopiques sont montrées dans le tableau 5.4. Notons tout de suite la valeur plus élevée d'excès pour P1P2offR que pour P1P2offS : comme la région OFF a été redéfinie pour enlever ce potentiel signal, le nombre d'excès est réévalué à la hausse. Cette pulsation a une significativité de 2.75σ . Bien sûr, cette valeur est à prendre avec beaucoup de pincettes, puisque nous avons choisi les zones ON et OFF après connaissance du phasogramme (nous discutons des corrections à appliquer à la significativité section 5.6.0.2).

	P1P2offS	P1P2offR	P3offR
N_{ON}	1532177	1532177	764665
N_{OFF}	3050011	1777529	1777529
Excès	7171.5	8580	2867
Significativité	4.74	5.09	2.75

TABLE 5.4 – Test de Li&Ma appliqué sur les données monoscopiques.

L'évolution de l'excès et de la significativité pour les trois définitions de zones ON et OFF sont montrées figure 5.18. On y remarque une évolution similaire, correspondant à ce qu'on attend si c'est du signal.

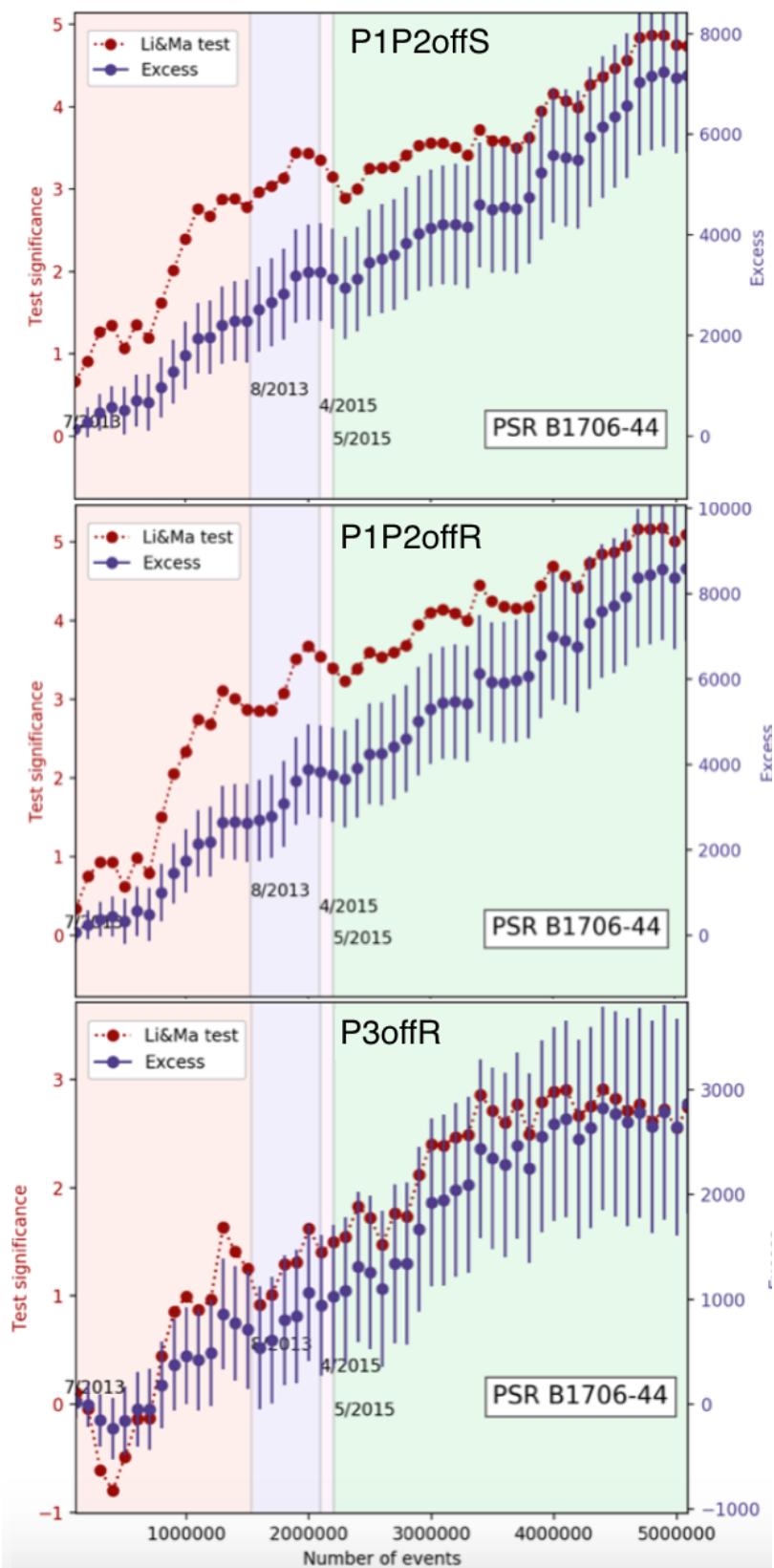


FIGURE 5.18 – Évolution de l'excès et de la significativité pour les trois configurations. La croissance de la fluctuation à 0.7 correspond à celle attendue d'un signal.

Enfin, nous étudions la distribution des excès en énergie (c'est-à-dire la distribution des énergies dans la zone ON moins α fois celle dans la zone OFF). On voit que pour P3offR, l'excès est situé vers des énergies plus élevées, ce qui est cohérent avec l'hypothèse d'une pulsation plus dure dans la zone 0.7-0.85 que dans la zone 0.25-0.55. La médiane des excès en énergie vaut 49 GeV pour P1P2offR et 59 GeV pour P3offR.

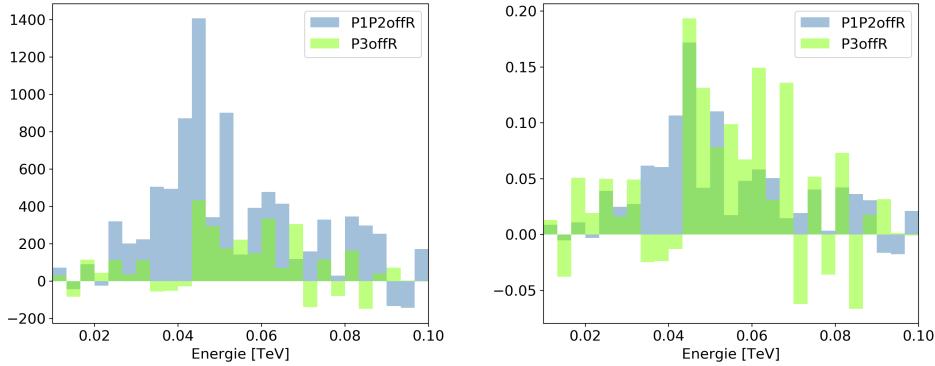


FIGURE 5.19 – Histogramme des excès en énergie pour la configuration P1P2offR et P3offR (à gauche). Mêmes histogrammes mais normalisés à droite. Ces histogrammes sont purement indicatifs, aucun bin n'est réellement significatif.

5.6.0.2 Test supplémentaire mis au point pour tester la pulsation

Si la courbe de lumière obtenue en mono (cf 5.6.0.1) présente effectivement une nouvelle pulsation, alors on s'attend à ce que le nombre de photons arrivant dans $ON_2 = [0.7, 0.85]$ soit proportionnel à celui arrivant dans $ON_1 = [0.25, 0.55]$ au fur et à mesure des observations. Nous nous appuyons sur ce point-là pour développer une méthode supplémentaire afin de tester la réalité de cette nouvelle pulsation dans les données mono. Le test consiste en un rapport de vraisemblance binné. On confronte deux hypothèses : l'hypothèse \mathcal{H}_0 où on a un signal dans la zone ON_1 et pas de signal dans la zone ON_2 et l'hypothèse \mathcal{H}_1 où on a un signal dans la zone ON_1 et un signal proportionnel à celui-ci dans la zone ON_2 . On appelle β ce facteur de proportionnalité : $s_2 = \beta s_1$ où s_1, s_2 correspondent à l'intensité du signal dans les zones 1 et 2. Sous l'hypothèse \mathcal{H}_0 , $\beta = 0$.

On pose α_1 le rapport ON_1/OFF et α_2 le rapport ON_2/OFF .

On note, pour chaque run d'indice i , le nombre d'événements dans les zones ON et OFF ainsi que les excès associés $N_{ON_1}^i$, exc_1^i , $N_{ON_2}^i$, exc_2^i et N_{OFF}^i .

On s'attend en théorie à mesurer dans chaque run i , dans les zones ON_1 et ON_2 :

$$\begin{aligned}\mu_1 &= s_1 + \alpha_1 b \\ \mu_2 &= s_2 + \alpha_2 b = \beta s_1 + \alpha_2 b\end{aligned}$$

Étant donnés des excès attendus μ_1 et μ_2 , on s'attend à mesurer un excès de :

$$P^i(N_{\text{ON}_{1,2}}^i | \mu_{1,2}) = \frac{\mu_{1,2}^{N_{\text{ON}_{1,2}}^i} e^{-\mu_{1,2}}}{N_{\text{ON}_{1,2}}^i}$$

Posons le logarithme de la vraisemblance :

$$\begin{aligned} \ln(\mathcal{L}_{\mathcal{H}_1}) &= \sum_i (N_{\text{ON}_1}^i \times \ln(s_1 + \alpha_1 b) - (s_1 + \alpha_1 b) - \ln(N_{\text{ON}_1}^i !)) \\ &\quad + \sum_i (N_{\text{ON}_2}^i \times \ln(\beta s_1 + \alpha_2 b) - (\beta s_1 + \alpha_2 b) - \ln(N_{\text{ON}_2}^i !)) \\ \ln(\mathcal{L}_{\mathcal{H}_0}) &= \sum_i (N_{\text{ON}_1}^i \times \ln(s_1 + \alpha_1 b) - (s_1 + \alpha_1 b) - \ln(N_{\text{ON}_1}^i !)) \\ &\quad + \sum_i (N_{\text{ON}_2}^i \times \ln(\alpha_2 b) - (\alpha_2 b) - \ln(N_{\text{ON}_2}^i !)) \end{aligned}$$

Le test du rapport de vraisemblance est donc :

$$2 \times \ln \left(\frac{\mathcal{L}_{\mathcal{H}_1}}{\mathcal{L}_{\mathcal{H}_0}} \right) = 2 \left(\sum_i N_{\text{ON}_2}^i \times \ln \left(\frac{\beta s_1}{\alpha_2 b} + 1 \right) - \beta s_1 \right)$$

Avec l'optimiseur numérique Minuit, nous trouvons un rapport maximal pour $\beta = 0.344 \pm 0.088$ avec une significativité de 5.4σ en faveur de cette valeur plutôt que $\beta = 0$. Cette valeur élevée de significativité (sans tenir compte des trials) nous a paru surprenante a posteriori. Une origine possible pour cette valeur élevée tient à la corrélation introduite entre les excès pour les deux zones ON du fait de l'utilisation de la même zone OFF. Cette corrélation supplémentaire étant un artefact de la méthode, nous y pallions en séparant la zone OFF en deux parties distinctes. Le calcul reste inchangé mais le fond b a deux estimateurs b_1, b_2 , chacun évalué sur une région. La formule du rapport de vraisemblance est identique mais l'estimateur s_1 doit être calculé à partir de b_1 et le fond b devient b_2 :

$$2 \times \ln \left(\frac{\mathcal{L}_{\mathcal{H}_1}}{\mathcal{L}_{\mathcal{H}_0}} \right) = 2 \left(\sum_i N_{\text{ON}_2}^i \times \ln \left(\frac{\beta s_1}{\alpha_2 b_2} + 1 \right) - \beta s_1 \right)$$

Avec cette correction, la valeur n'est plus que de 2.5σ . Une étude Monte Carlo préliminaire sur cette méthode tend à montrer qu'elle pourrait être plus puissante en moyenne que le test de Li et Ma. En effet, avec 500 tirages de 5 millions d'événements répartis sur 67 runs, avec en tout 9000 signaux dans la zone 0.25-0.55 et 2600 dans la zone 0.7-0.85 (ces valeurs correspondent aux observations de PSR B1706-44), on obtient les distributions \mathcal{H}_1 des deux tests, représentées figure 5.20. Les distributions \mathcal{H}_0 sont obtenues avec les mêmes conditions mais aucun signal dans 0.7-0.85. On y voit une distribution décalée vers les plus hautes significativités pour la nouvelle méthode, avec toutefois une distribution \mathcal{H}_0 plus étendue. De plus, l'estimation du signal dans la nouvelle pulsation, exprimée comme une fraction de celui de la pulsation principale, ne semble pas être biaisée (voir la figure de droite de 5.20). Cela reste à confirmer avec des études plus approfondies.

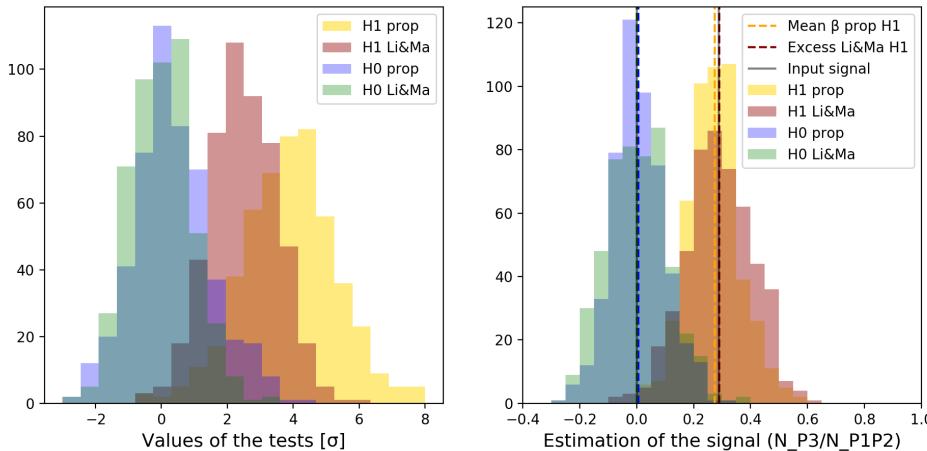


FIGURE 5.20 – Gauche : distributions des significativités obtenues avec le test de Li&Ma et avec la nouvelle méthode basée sur la proportionnalité, sous les hypothèses \mathcal{H}_0 (0 signal dans 0.7-0.85, 9000 dans 0.25-0.55, 5 millions d'événements non-pulsés) et \mathcal{H}_1 (2600 signal dans 0.7-0.85, 9000 dans 0.25-0.55, 5 millions d'événements non-pulsés), avec 500 tirages. Droite : valeurs d'excès trouvés avec le test de Li&Ma dans la zone 0.7-0.85 divisés par 9000, et valeurs du coefficient de proportionnalité β estimé par la nouvelle méthode. Les deux tests ne sont pas biaisés.

Quelle que soit la valeur obtenue, elle doit être de plus corrigée des trials que nous évaluons comme suit. Le phasogramme sur lequel on s'est basé a 20 bins dont 6 dans la zone ON₁. Cela fait donc 14 bins dans lesquels on peut être amené à voir une fluctuation de bruit de fond comme une pulsation ; mais si cela avait été un des bins limitrophes de la zone ON, on n'aurait pas interprété l'excès comme une pulsation distincte. Parmi les 12 bins restants, nous en avons sélectionné 3 consécutifs. On aurait aussi bien pu en prendre 1 seul, ou deux consécutifs, ou 4, 5 ou 6. Au-delà de 6 (la moitié), on n'aurait pas non plus identifié une nouvelle pulsation. Le nombre de trials est donc $12 + 11 + 10 + 9 + 8 + 7$ (12 possibilités de choisir un bin, 11 possibilités d'en choisir 2 consécutifs, 10 possibilités d'en choisir 3 consécutifs, etc jusqu'à 7 possibilités d'avoir 6 bins consécutifs). Cela fait 57 trials.

Après correction, on n'a plus que 1σ . Ceci ne constitue qu'une très faible indication.

5.6.0.3 Tests sur les données stéréoscopiques

Malgré cette faible indication, nous reprenons les tests utilisés dans l'analyse des données stéréoscopiques (section 5.5) en les étendant pour tester la présence d'une pulsation dans la zone 0.7-0.85.

Nous commençons par le test du Li&Ma sur les trois cas de figure (P1P2offS, P1P2offR et P3offR) présentés à la section précédente, 5.6.0.1. Les résultats sont indiqués dans le tableau 5.5. La plus haute significativité est obtenue > 7 TeV avec 1.8σ pré-trial.

Comme le test du cosinus est plus puissant pour les pulsations étroites, nous l'appliquons à cette nouvelle pulsation. Pour déterminer l'harmonique et la position du pic que nous voulons tester, nous faisons un KDE sur les données Mono avec une variance de 0.1 (montré en bleu figure 5.21). Nous trouvons une position à 0.73 avec une harmonique de 16. Les résultats du test du cosinus appliqué aux données

		P1P2offS		P1P2offR		P3offR	
Seuil	Nombre total	Exc	Sig	Exc	Sig	Exc	Sig
0.5 TeV	219	12.5	1.2σ	16.7	1.5σ	5.8	0.9σ
1 TeV	101	4.5	0.7σ	3.0	0.4σ	-3.0	-0.7σ
3 TeV	27	-3.5	-1.1σ	-1.8	-0.6σ	0.6	0.3σ
7 TeV	8	-3	-2.2σ	-1.7	-1.6σ	3.1	1.8σ

TABLE 5.5 – Test de Li&Ma appliqué sur les données stéréoscopiques en incluant dans la recherche la zone 0.7-0.85.

stéréo sont donnés dans le tableau 5.6. On trouve une significativité pré-trial de 3.4σ au-delà de 7 TeV.

Seuil en énergie	0.5 TeV	1 TeV	3 TeV	7 TeV
Significativité	1.8σ	1.0σ	1.7σ	3.4σ

TABLE 5.6 – Valeurs du test du cosinus (après avoir corrigé les déviations à basse statistique) pour le pic à une position de 0.73 et une harmonique de 16.

Enfin, nous effectuons un test du rapport de vraisemblance en utilisant le KDE sur les données mono montrée figure 5.21 sur les données stéréo. Les résultats sont mis dans le tableau 5.7.

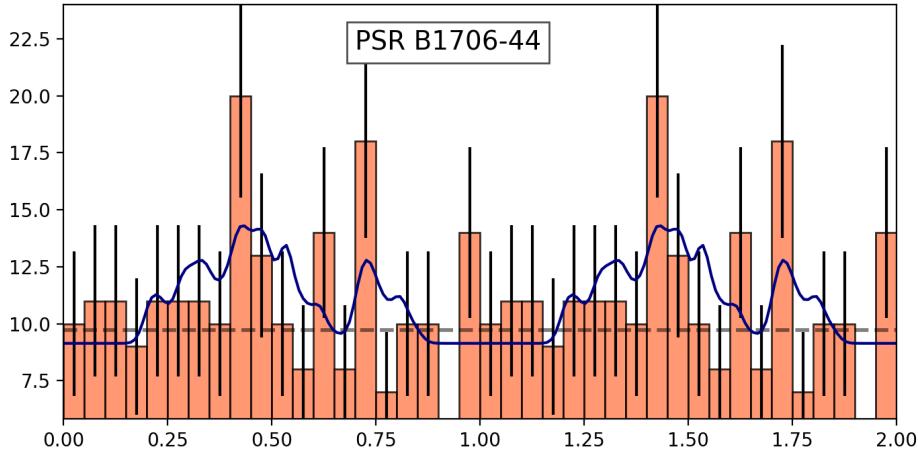


FIGURE 5.21 – KDE obtenu sur les données mono avec une variance de 0.1 et appliqué aux données stéréo (ici > 500 GeV).

Seuil en énergie	0.5 TeV	1 TeV	3 TeV	7 TeV
Significativité	2.1σ	0.3σ	-0.4σ	-0.5σ
Signaux	35.9	0.7	-2.8	1.4

TABLE 5.7 – Valeurs du test de maximum de vraisemblance en utilisant une KDE sur les données mono et en l'appliquant aux données stéréo.

On a utilisé trois tests et quatre seuils dans les données stéréoscopiques, il faut donc appliquer 12 trials à l'estimation de la significativité. De tous les tests, celui qui donne la plus forte indication est celui du test du cosinus avec 3.4σ .

Après la prise en compte du nombre de trials, la significativité n'est que de 2.6σ . Des données supplémentaires seront nécessaires pour investiguer cette éventuelle pulsation.

5.7 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons analysé les données du pulsar B1706-44 à haute et très haute énergie.

Grâce à une sélection de 28 heures de données prises avec CT5 en 2013 et 2015, nous avons détecté les pulsations dans la bande de 10-80 GeV. C'est le quatrième pulsar détecté depuis le sol après le Crabe, Vela et Geminga. Le spectre et la courbe de lumière trouvés sont compatibles avec les analyses de *Fermi*-LAT. Comme le spectre de Vela présente une courbure dans cette gamme en énergie mais pas le spectre du Crabe, il aurait été instructif de mesurer la courbure dans le spectre de PSR B1706-44. Malheureusement, le rapport signal sur bruit est trop défavorable pour effectuer cette mesure.

Dans les données mono, nous avons remarqué un excès dans la zone 0.7-0.85 et avons mis au point une méthode pour tester son existence, ce qui n'a aboutit qu'à une faible indication de 2.5σ pré-trials.

Nous avons également 47 heures de données d'archive prises entre 2007 et 2013 dans lesquelles nous recherchons un potentiel signal pulsé. Au-delà de 500 GeV, nous obtenons une faible indication de 1.4σ en faveur de la présence de pulsations et cette indication disparaît totalement au-delà de 1 TeV, 3 TeV et 7 TeV, les trois autres seuils prédéfinis pour la recherche des pulsations à très haute énergie.

Nous avons testé la persistance dans les données stéréo de l'éventuelle nouvelle pulsation. Avec un test du cosinus recherchant un pic à 0.73, nous trouvons une indication de 2.6σ post-trials, ce qui ferait de PSR B1706-44 un candidat sérieux pour la détection de pulsations à très haute énergie à l'image de Vela. Ces résultats, même faibles statistiquement, constituent de fortes motivations pour obtenir de nouvelles données en mono et en stéréo sur cette source.

CHAPITRE 6

PSR J1509-5850

Résumé

Ce chapitre est dédié à l'analyse de PSR J1509-5850 à très haute énergie. Nous commençons par une brève présentation du pulsar et de son environnement. Dans une deuxième section, nous analysons des données d'archive prises entre 2004 et 2010 dans lesquelles nous trouvons une indication de plus de 3σ pour un signal pulsé au-delà de 500 GeV. Si cette indication était confirmée, les flux de Vela et PSR J1509-5850 seraient similaires vers le TeV, alors que le rapport des flux des deux pulsars est de 70 au GeV. Nous avons demandé et obtenu des données supplémentaires en 2018 mais celles-ci présentent une indication beaucoup plus faible en faveur d'un signal pulsé. Les données récentes se divisent en deux périodes : une où on ne voit pas du tout le signal, et une où on le voit au même taux de γ/min que dans les données d'archive. Nous suspectons des problèmes de configuration dans la première moitié des prises de données mais n'avons pas pu recouvrir ces données pour le moment.

Sommaire

6.1	Présentation du pulsar et de son environnement	155
6.2	Observations de <i>Fermi</i> -LAT	156
6.3	Recherche de pulsation à très haute énergie	159
6.4	Résumé	164

Une étude des données d'archive de H.E.S.S. a montré qu'on avait une dizaine de pulsars (parmi lesquels Vela, B1706-44, J1413-6205, J1016-5857, J1813-1246, J1028-5819) pour lesquels quelques dizaines d'heures d'observation avec des éphémérides étaient disponibles. Une recherche préliminaire de pulsations a abouti à une indication en provenance de PSR J1509-5850. Son faible flux au GeV comparé à Vela et B1706-44 met hors de portée une détection en mode monoscopique, étant donnée la sensibilité limitée de ce mode d'observation. Dans ce chapitre, nous poursuivons la recherche de pulsations au-dessus de 500 GeV en provenance de PSR J1509-5850.

6.1 Présentation du pulsar et de son environnement

Découvert en 2003 lors d'un survey du télescope radio Parkes [143], le pulsar J1509-5850¹ a une période de 89 ms (comme Vela !) et ralentit à un rythme de 9×10^{-15} s/s. Son taux de perte d'énergie est estimé à 5.1×10^{35} erg/s et son âge à $1.5 \times$

1. À ne pas confondre avec PSR B1509-58, un des premiers pulsars détectés en rayons γ avant le lancement de *Fermi*, qui est très jeune (environ 1500 ans) et situé dans le SNR composite MSH 15-52.

10^5 ans, ce qui en fait un pulsar dix fois plus âgé que Vela. Il est situé à une distance assez élevée de 3.8 kpc (environ douze fois plus loin). Il est détecté par *Fermi*-LAT en 2010 ([144]) avec un flux mesuré de 1.27×10^{10} erg/cm²/s : il est donc 70 fois moins lumineux que Vela en rayons γ HE.

En 2006, des observations du télescope en rayons X Chandra permettent de découvrir une traînée qui part du pulsar vers le Sud-Ouest sur une longueur exceptionnelle de plus de 6', ce qui correspond à une taille physique de plus de 5 parsecs [145]. En 2008, des observations supplémentaires de Chandra et XMM-Newton permettent de détecter cette trace jusqu'à une distance de 7' du pulsar, ainsi qu'une autre trace, similaire mais plus faible, vers le Nord [146]. Les luminosités de ces deux traînées valent respectivement 1×10^{33} erg/s et 4×10^{32} erg/s. À la position du pulsar, une nébuleuse compacte présente deux queues latérales et une axiale (voir figure 6.1). La morphologie de la nébuleuse compacte est très similaire à celle du PWN de Geminga et permet d'en déduire un mouvement du pulsar vers le Nord-Est. Le spectre d'émission dans la trace au Sud n'est pas plus mou en s'éloignant du pulsar : cela indique soit une accélération des particules dans cette région même, soit un déplacement très rapide des particules accélérées le long de la trace. Dans la trace au Nord, des indications semblent montrer que le spectre pourrait être plus mou avec la distance au pulsar : la propagation des particules serait donc plus lente au Nord. L'écoulement au Nord est interprété à une fuite du choc en arc dans le milieu interstellaire, tandis que celui au Sud serait la queue du vent du pulsar en aval du choc derrière le pulsar en mouvement 6.1.

En 2007, des observations radio [147] à une fréquence de 843 MHz révèlent une émission dans la même direction que la traînée Sud et de 7 arcmin de longueur (voir figure 6.2). Deux îlots émergent, une au centre de l'image et une davantage au Sud. Celle au centre est identifiée au candidat SNR MSC 319.9-0.7. Ce SNR n'est probablement pas associé à la naissance de PSR J1509-5850 car le rayon du SNR n'est pas du tout compatible avec celui auquel on s'attend pour l'âge du pulsar, même en prenant en compte les difficultés de la mesure précise de cet âge.

6.2 Observations de *Fermi*-LAT

Nous utilisons 96 mois de données de *Fermi*-LAT pour faire les phasogrammes montrés figure 6.3. On y voit une courbe de lumière très semblable à celle de PSR B1706-44, avec deux pics et un pont d'amplitude élevé, mais à la différence de PSR B1706-44, il semble y avoir une émission continue importante. Le phasogramme de *Fermi* permet de définir une zone OFF entre 0.5 et 1 et une zone ON dans un intervalle allant environ de 0.1 à 0.5. Afin de gagner en efficacité, nous utilisons une zone ON légèrement plus resserrée, entre 0.15 et 0.45, d'autant plus que les ailes montantes et descendantes montrent, comme pour Vela et PSR B1706-44, une tendance à s'affiner avec l'énergie.

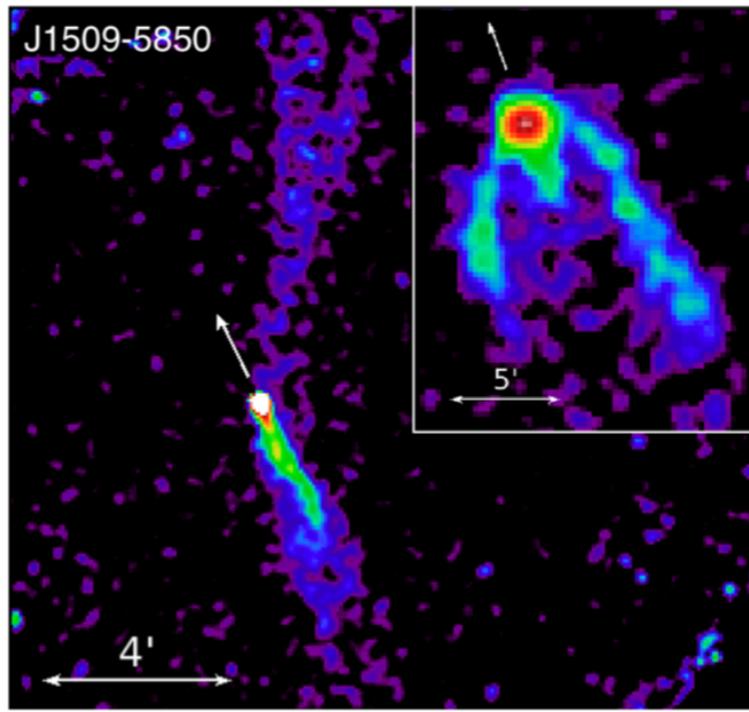


FIGURE 6.1 – Observations dans la bande de 0.5 à 8 keV de Chandra de la région. Le Nord est en haut et l'Est à gauche. On voit une trace très lumineuse et étendue vers le Sud-Ouest, ainsi qu'une trace similaire mais plus diffuse vers le Nord. L'image en haut à droite montre la nébuleuse compacte. La flèche blanche représente le vecteur vitesse supposé du pulsar (situé dans la région la plus lumineuse en rouge).

Source : [148]

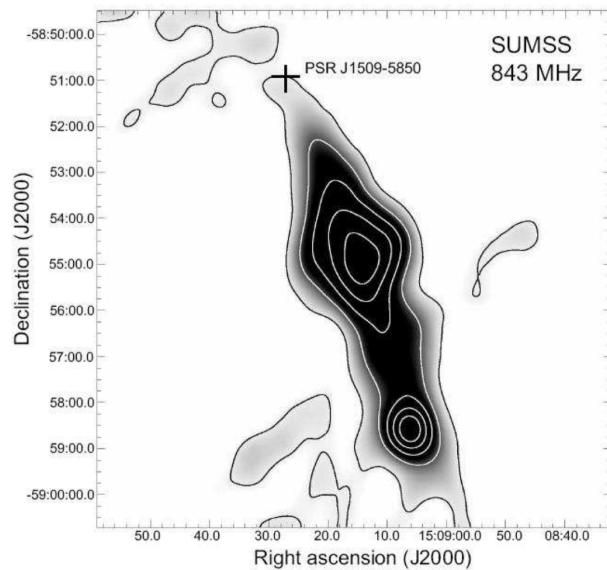


FIGURE 6.2 – Observations radio de la région. Le Nord est aussi en haut et l'Est à gauche. Source : [147]

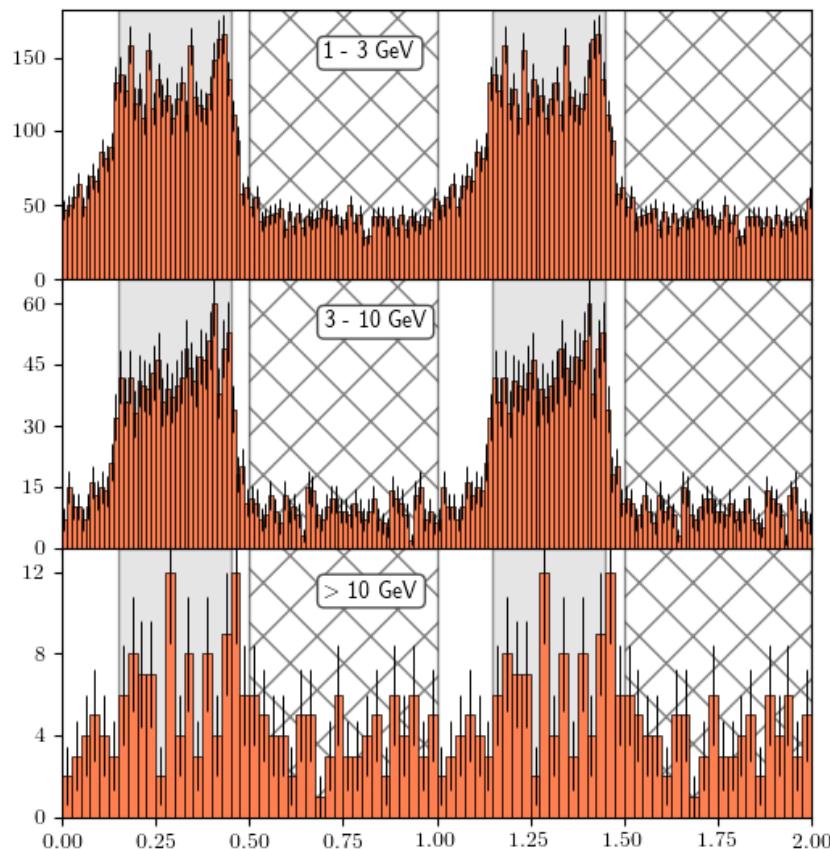


FIGURE 6.3 – Phasogramme de PSR J1509-5850 pour trois bandes en énergie sur les données du LAT. Le pic radio à 1.4 GHz est situé à la phase 0. La zone OFF entre 0.5 et 1 est hachurée. La zone ON entre 0.15 et 0.45 est grisée.

6.3 Recherche de pulsation à très haute énergie

6.3.1 Données

Des données d'archive ont été prises entre 2004 et 2010. Elles contiennent 94 heures d'observation à un offset inférieur à 2.2° entre la position de la source et le centre du champ de vue. Parmi elles, 50 heures sont prises à un offset inférieur à 1.5° . Les 44 heures prises à un offset compris entre 1.5° et 2.2° sont écartées car l'acceptance de la caméra diminue beaucoup avec la distance au centre.

Nous avons demandé et obtenu 42h de données supplémentaires à un offset de 0.7° en 2018.

Nous utilisons des éphémérides du télescope radio Parkes valides entre le 5 février 1999 et le 21 août 2011.

6.3.2 Seuils et stratégie d'analyse

L'analyse est la même que celle qui a été développée pour le pulsar de Vela à très haute énergie et est décrite section 4.4.1.

Comme pour Vela et PSR B1706-44, nous suivons les seuils d'énergie prédéfinis à 0.5, 1, 3 et 7 TeV. Nous utilisons deux tests statistiques : le test de Li&Ma avec comme zone ON [0.15, 0.45] et comme zone OFF [0.5, 1] et le test du maximum de vraisemblance. Pour ce dernier, nous dérivons la PDF du signal grâce à un KDE sur les données de *Fermi*-LAT au-dessus de 5 GeV, avec une variance de 0.025.

6.3.3 Significativité du signal dans les données d'archive

La figure 6.4 montre, pour les quatre seuils en énergie, l'évolution de l'excès et de la significativité obtenue par un test de Li&Ma en fonction du nombre d'événements détectés. On y voit un comportement plutôt encourageant, qui tend à signer la présence de photons γ pulsés. Les résultats finaux des tests sont indiqués dans le tableau 6.1.

6.3.4 Significativité du signal dans les données de 2018

La figure 6.5 montre l'évolution de l'excès et de la significativité sur les 42 heures de données prises en 2018. On distingue deux périodes : une qui va jusqu'à ~ 100 événements (ce qui correspond au mois de juin 2018) et où on ne détecte aucun signal, et une deuxième où le taux de γ s'approche de celui des données d'archive ($\sim 0.7 \gamma$ pulsé par heure).

Dans la première période, la significativité descend même jusqu'à -1.4σ (en raison d'un excès dans la zone OFF), et dans la deuxième, elle augmente continûment de -1.4σ à $+1.4\sigma$.

Les résultats de la première partie de 2018 contrastent fortement avec ceux des données d'archive alors que la deuxième partie semble en accord avec ces dernières. Cela rappelle des problèmes rencontrés lors de l'analyse aussi bien mono que stéréo des données de 2017 du pulsar de Vela décrits au paragraphe 4.5. En attendant de plus amples investigations au sein de la collaboration H.E.S.S., on peut seulement inférer qu'il est probable qu'une mise à jour du logiciel d'acquisition mi-2018 ait résolu les problèmes apparus depuis la fin du commissionning du renouvellement des caméras de CT1-4.

Les résultats présentés dans la section suivante ne contiennent pas ces données-là.

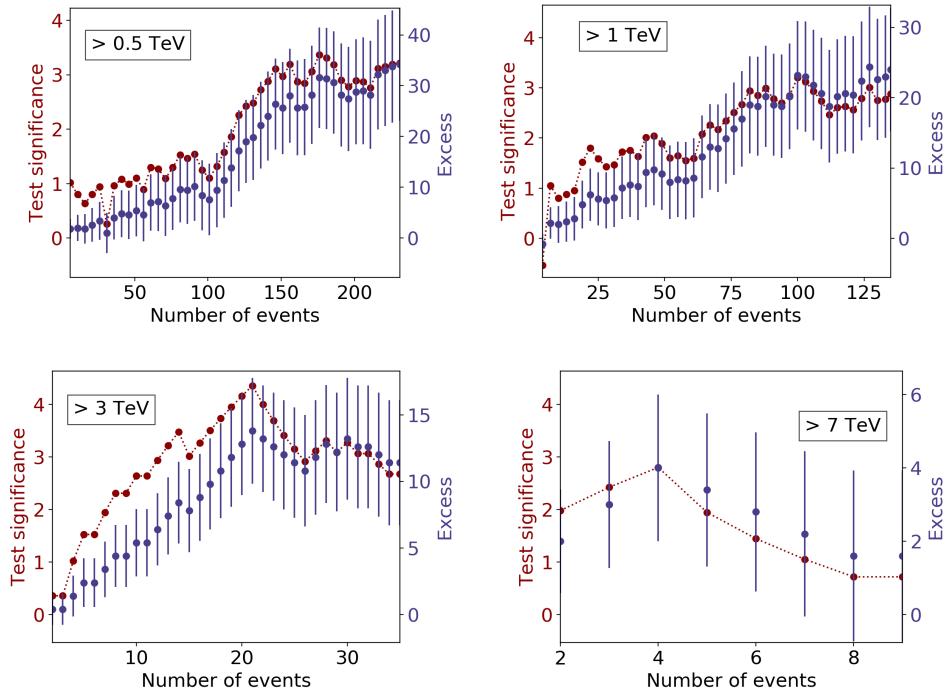


FIGURE 6.4 – Évolution de l'excès et de la significativité avec un test de Li&Ma sur les 50 heures de données d'archive.

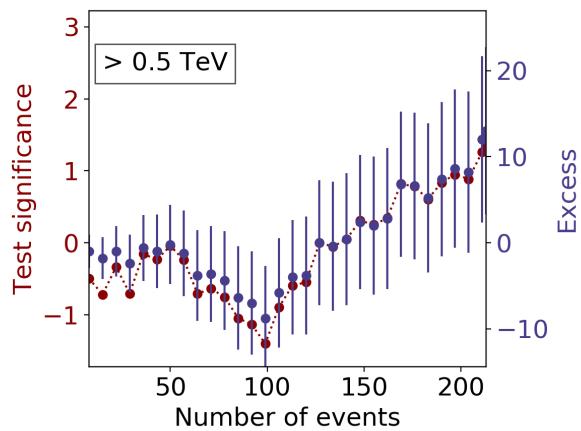


FIGURE 6.5 – Évolution de l'excès et de la significativité avec un test de Li&Ma (ON : (0.15-0.45), OFF : (0.5, 1)) sur les 42 heures de données prises en 2018.

6.3.5 Résultats des tests statistiques

Nous présentons dans le tableau 6.1 les résultats obtenus avec les deux tests statistiques et sur les 4 seuils en énergie pour les 50 heures de données d'archive.

Les deux tests sont en accord pour la significativité, $> 2\sigma$ au-dessus de 3 TeV et $> 3\sigma$ au-dessus de 500 GeV. Ceci constitue donc une bonne indication pour un signal de très haute énergie venant du pulsar, même si ce n'est pas assez pour être une détection.

Seuil en énergie	Nombre total	Max vraisemblance		Li&Ma	
		Signaux	Signi	Excès	Signi
0.5 TeV	230	41.5	3.2	34.2	3.2
1 TeV	134	29.7	2.7	24.0	2.9
3 TeV	34	11.8	2.3	11.4	2.7
7 TeV	8	1.4	-0.1	1.6	0.7

TABLE 6.1 – Pour les quatre seuils en énergie, sur les données d'archive à un offset $< 1.5^\circ$, nombre total d'événements, nombre estimé de signaux et significativité associée pour le test de maximum de vraisemblance et le test de Li&Ma.

La figure 6.6 montre les phasogrammes obtenus à partir des données de HESS, avec les quatre sélections en énergie. Le taux de bruit de fond, estimé dans la zone OFF (hachurée), est représenté en tiretés. Un excès reste présent jusqu'au-delà de 3 TeV, avec une significativité qui diminue toutefois fortement. Le KDE sur les données de *Fermi*-LAT est représenté tel qu'optimisé par le test de maximum de vraisemblance.

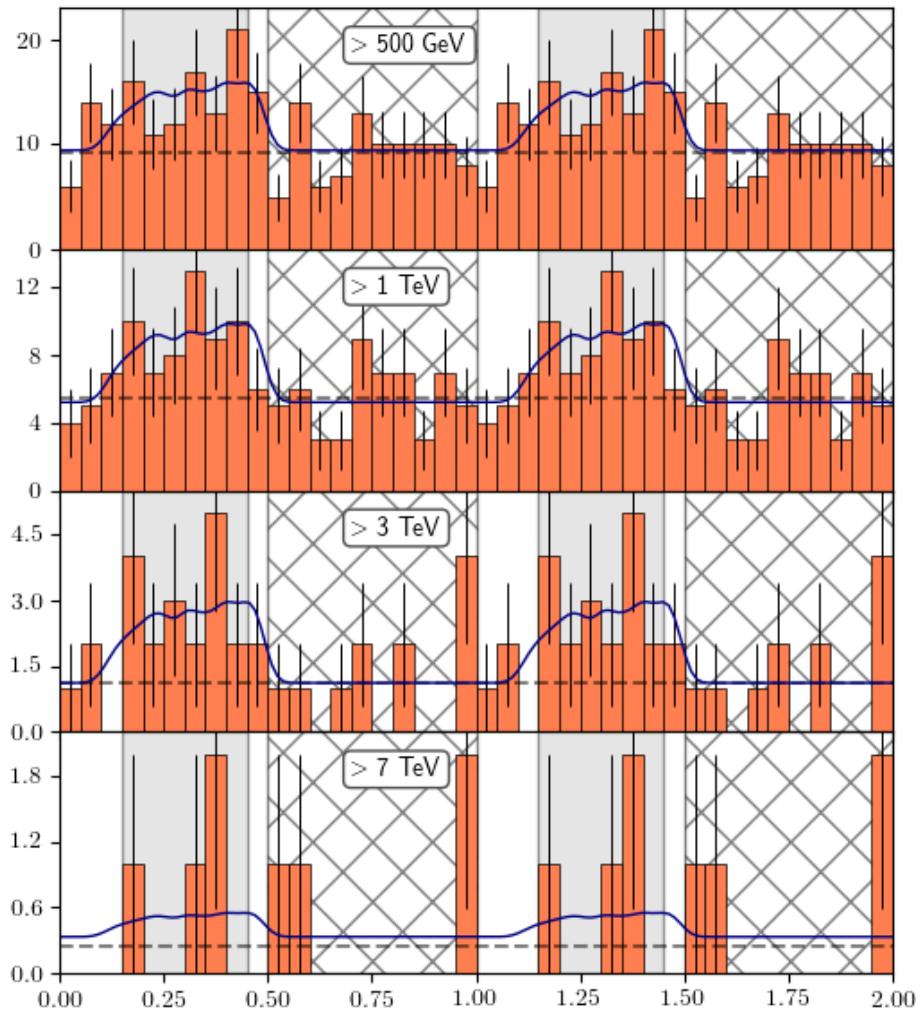


FIGURE 6.6 – Phasogramme des données de H.E.S.S. prises en 2004-2010 sur le pulsar J1509-5850 pour quatre seuils en énergie. Le KDE sur les données de *Fermi-LAT* > 5 GeV est représenté en bleu tel qu'ajusté par un maximum de vraisemblance. Le niveau de fond estimé sur la zone OFF (hachurée) est représenté en tiretés.

6.3.6 Analyse spectrale

Nous dérivons trois points de flux très préliminaires puisque la significativité n'est que de 3σ . Ils sont représentés figure 6.7 et les détails sont donnés table 6.2.

E_{\min}	E_{moy}	E_{\max}	N_{ON}	N_{OFF}	α	Excès	σ	$F_{-1\sigma}$	F	$F_{+1\sigma}$
0.42	0.91	2.60	103	129	0.6	25.6	2.2	3.3×10^{-14}	7.2×10^{-14}	3.5×10^{-14}
2.60	4.14	7.16	21	16	0.6	11.4	2.4	2.1×10^{-15}	4.9×10^{-15}	2.3×10^{-15}
7.16	20.34	100	7	5	0.6	4	1.46	UL à 2σ à 2.7×10^{-16}		

TABLE 6.2 – Détail des points de flux. Les énergies sont en TeV et les flux en $\text{TeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

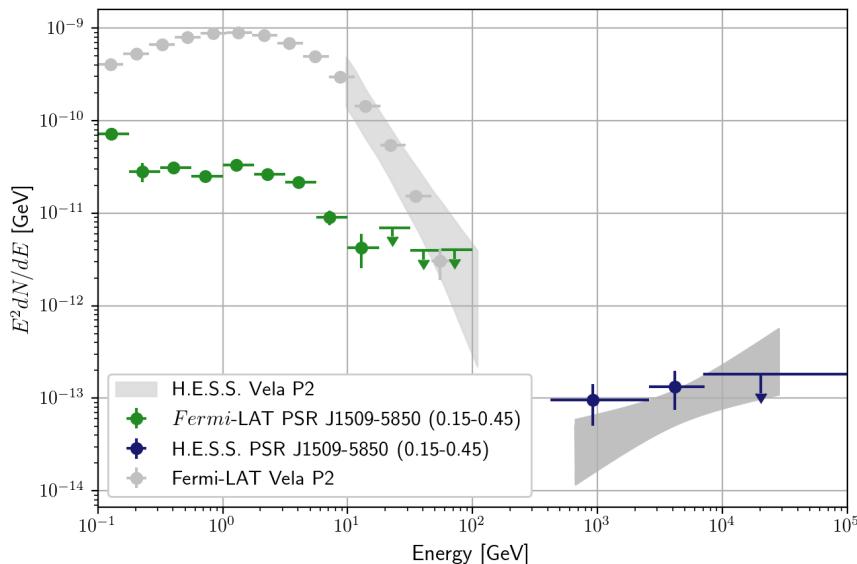


FIGURE 6.7 – Distribution d'énergie spectrale de PSR J1509-5850 résolue en phase dans l'intervalle [0.15, 0.45]. Le SED de Vela est rappelé en gris pour la comparaison.

Nous remarquons que le rapport des flux entre Vela et PSR J1509-5850 entre le GeV et le TeV n'est pas du tout le même. Alors que le flux est 70 fois plus faible dans les mesures de *Fermi*-LAT, il est similaire dans les mesures de H.E.S.S. stéréo. Nous représentons le rapport entre le flux de PSR J1509-5850 et celui de Vela figure 6.8. Pour estimer les flux de Vela aux énergies des points de PSR J1509-5850, nous avons utilisé la valeur donnée par les ajustements ECPL de *Fermi* et de la loi de puissance au TeV de HESS Stéréo.

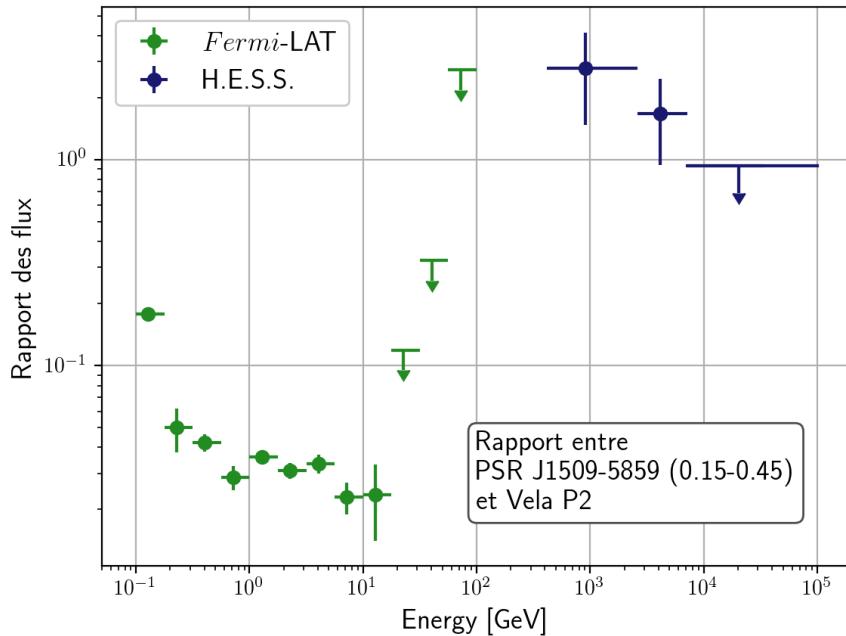


FIGURE 6.8 – Rapport des flux de PSR J1509-5850 dans l'intervalle [0.15, 0.45] sur les flux de Vela P2. Ce rapport est dérivé sur la base des points de flux de PSR J1509-5850 et des ajustements pour le pulsar de Vela (ECPL sur les données du LAT et loi de puissance sur les données de HESS).

6.4 Résumé

Dans ce chapitre nous avons analysé 50 heures de données d'archive prises entre 2004 et 2010. Elles montrent une indication à 3.2σ avec le test du maximum de vraisemblance et avec le test de Li&Ma en faveur de pulsations au-dessus de 500 GeV. Sur la base de cette indication, nous avons demandé des données en 2018 et nous en avons obtenu 42h. Dans ces données, on distingue deux périodes. Dans la première, on ne trouve aucune trace de signal. Dans la deuxième, l'excès et la significativité augmentent à un taux proche de celui des données d'archive. Cela pourrait être un signe de problèmes instrumentaux, par exemple liés à la calibration, dans la première période. Nous n'avons pas trouvé la cause du problème et donc pas pu intégrer ces nouvelles données dans l'analyse.

Si toutefois ce signal était confirmé, cela voudrait dire que le rapport TeV / GeV de PSR J1509-5850 serait bien plus favorable que celui de Vela pour les détections de très haute énergie, par exemple pour des raisons d'effets géométriques dans l'émission anisotropique des pulsars. Que le rapport des composantes HE et VHE des pulsars soit susceptible de varier notablement d'un pulsar à l'autre autorise une dose d'optimisme pour le futur des détections de l'émission pulsée dans le domaine du TeV.

CHAPITRE 7

Phénoménologie

With four parameters I can fit an elephant, and with five I can make him wiggle his trunk.

John Von Neumann

Résumé

Ce chapitre est dédié à une étude phénoménologique de l'émission pulsée multi-TeV de Vela. Après une revue de l'état de l'art, nous nous plaçons dans le cadre du modèle du vent strié au-delà du cylindre de lumière. L'émission γ est due à des particules accélérées par reconnection magnétique dans la feuille de courant. Elles émettent un rayonnement synchrotron (l'émission au GeV de Vela) et font une diffusion Compton inverse sur des photons cibles (l'émission pulsée au TeV). Jusque là, seule l'émission SSC a été considérée dans le cadre de ce modèle auquel nous ajoutons d'autres champs de photons cibles, dont le principal est le rayonnement de corps noir de l'étoile à neutrons. Ce modèle se distingue des autres peut-être avant tout par son boost relativiste qui participe à expliquer les énergies si élevées que nous avons mesurées dans les pulsations de Vela.

Les paramètres du modèle sont ajustés sur les données de *Fermi*-LAT et de H.E.S.S. : on trouve de bons ajustements pour différentes valeurs de facteur de Lorentz du vent et de distance au pulsar. Nous avons prêté une attention particulière aux simulations PIC à deux reprises : pour suivre une accélération réaliste du vent et pour le spectre des particules accélérées par reconnection magnétique.

Davantage d'observations qui permettraient de prolonger le spectre de Vela au-delà de quelques dizaines de TeV offriraient un moyen de discriminer les modèles sans boost (qui prévoient une coupure vers 10 ou 20 TeV) des modèles avec boost (où la coupure peut avoir lieu bien au-delà de 100 TeV).

Enfin, nous proposons d'expliquer les pulsations du Crabe au TeV par un modèle apparenté.

Sommaire

7.1	Introduction	166
7.2	Description du modèle	174
7.3	Les paramètres du modèle	181
7.4	Méthode d'optimisation	186
7.5	Résultats	187
7.6	Application du même modèle à PSR B1706-44, PSR J1509-5850 et au Crabe	199

7.7 Résultats principaux / conclusion	204
---	-----

7.1 Introduction

Nous avons mesuré une nouvelle composante spectrale en provenance du pulsar de Vela qui émet à des énergies jusque là jamais détectées pour des émissions pulsées, ce que nous avons détaillé dans le chapitre 4. Cette composante implique des sites, quelque part autour du pulsar, dans la magnétosphère ou bien dans le vent, où des particules sont accélérées à des énergies fantastiques et où elles rayonnent avec l'intensité que l'on observe.

Nous avons présenté les principaux modèles de pulsar dans le chapitre I. Alors que la magnétosphère a longtemps été considérée comme la région d'émission par la majorité des modèles, l'idée que l'émission de haute énergie se situe plutôt au-delà du cylindre de lumière se répand de plus en plus, guidée par les résultats récents des simulations.

Nous rappelons d'abord brièvement les éléments fondamentaux des observations de pulsars à très haute énergie que tout modèle bien élevé devrait (essayer de) prendre en compte avant de passer en revue les modèles incluant une telle composante.

7.1.1 Résumé des points essentiels des observations pulsées de Vela et du Crabe en VHE

C'est le même pic P2 que celui des données de Fermi et de H.E.S.S. II (10-100 GeV) qui est détecté au-delà de 3 TeV. Une même population de particules est donc très probablement à l'origine du pic P2 au GeV comme au TeV. Par ailleurs, d'un point de vue spectral, il s'agit de deux composantes distinctes, ce qui s'explique par deux mécanismes radiatifs distincts.

Le pic P1, en revanche, n'est pas détecté au-delà de 3 TeV, mais étant données les très faibles statistiques déjà pour le pic P2, le plus fort et le seul détecté, il se pourrait simplement que le pic P1 soit noyé dans le bruit. L'importance relative des pics P1 et P2 s'inverse déjà dans les données de Fermi, entre les basses énergies où P1 est plus fort que P2, et les hautes énergies où c'est l'inverse, une tendance confirmée par les données de HESS-II [91]. Le pic P2 montre une tendance à s'affiner vers les hautes énergies. L'évolution de la courbe de lumière avec l'énergie fait partie des clés fondamentales qui permettent de sonder les processus d'émission pulsée, mais c'est peut-être l'une des plus délicates à interpréter. La largeur d'une pulsation est généralement attribuée à l'extension de la région d'émission, et celle-ci est le plus souvent ad hoc.

Enfin, nous reviendrons au cas du Crabe plus loin, mais rappelons dès maintenant qu'au contraire de Vela, il est possible d'ajuster une loi de puissance unique du GeV au TeV, pour chacun des pics P1 et P2 du Crabe. S'il n'est pas exclu de pouvoir expliquer l'émission VHE du Crabe et de Vela avec le même modèle, il semble au moins au premier abord que dans un cas (celui de Vela) il existe les deux composantes spectrales distinctes, et dans l'autre cas (le Crabe) ce n'est pas nécessairement le cas.

7.1.2 Aperçu des modèles d'émission pulsée VHE

7.1.2.1 Historique

En 1986, Cheng suggère pour la première fois que des électrons ultra-relativistes puissent faire une diffusion Compton inverse sur un champ de photons mous dans les cavités externes et que cet effet puisse participer à l'émission γ [46]. Dix ans plus tard, Romani propose que ce processus donne lieu à une composante spectrale de très haute énergie distincte de celle de haute énergie [129]. D'autres modèles font suite (Shibata et Hirotani en 2001 [149], Aharonian et Bogovalov en 2002 [150]) mais prédisent des flux trop intenses qui sont exclus par les limites supérieures posées par H.E.S.S. en 2007 [130].

Suite à la détection des pulsations du Crabe dans le domaine de 100 à 400 GeV [72], le rayonnement de courbure est remis en cause car il devient difficile d'expliquer le spectre à très haute énergie avec lui. D'autres processus d'émission, comme le synchrotron, le SSC ou le Compton inverse sont considérés, encore dans les cavités externes. En 2012, Aharonian et al proposent un modèle d'émission dans un vent froid accéléré abruptement [151].

Afin de retrouver les courbes de lumière de *Fermi*, des modèles *force – free* sont favorisés comme le modèle "FIDO" (Force-free Inside, Dissipative Outside) par Brambilla, Kalapotharakos et Harding en 2015 [152].

En 2012, Arka et Dubus étudient l'émission γ dans un plasma chaud dans le vent strié près du cylindre de lumière [153]. La même année, Pétri propose qu'en plus du réservoir d'énergie rotationnelle, le champ magnétique pourrait accélérer des particules par reconnection magnétique et que cela pourrait participer à l'émission γ dans la feuille de courant [154] (plasma froid).

Après avoir eu connaissance de la découverte de l'émission pulsée au TeV de Vela, deux modèles ont été proposés pour l'expliquer. Par commodité, nous les appellerons A et B dans la suite. Un modèle C les rejoint sur la base du modèle du vent strié auquel nous rajoutons des champs de photons cibles.

7.1.2.2 Modèle A

Dans le modèle A (de Rudak et Dyks, 2017 [155]), l'émission HE et VHE est localisée dans les cavités externes. Un champ électrique parallèle supposé constant dans la cavité accélère des paires primaires à des facteurs de Lorentz de l'ordre de quelques 10^7 .

Le modèle ne décrit pas le processus de création de paires, mais place une couche au-dessus des cavités externes dans lesquelles des paires secondaires émettent un rayonnement synchrotron allant des rayons X jusqu'à l'infrarouge proche ou lointain. Les deux cavités ont la même épaisseur, chacune de 10% du rayon des calottes polaires.

L'émission ainsi décrite mène à une courbe de lumière qui dépend de deux angles : α l'inclinaison entre le dipôle et l'axe de rotation et ζ l'angle entre la ligne de vue et l'axe de rotation. Les meilleures valeurs, ajustées de façon reproduire au plus près la courbe de lumière de Vela (voir figure 7.1), sont de $\alpha = 70^\circ$ et $\zeta = 79^\circ$.

Les composantes HE et VHE sont attribuées aux particules primaires de la cavité externe. L'émission HE correspond à un rayonnement de courbure tandis que l'émission VHE est expliquée par un effet Compton inverse sur le rayonnement synchrotron optique et infrarouge des paires secondaires de la couche superposée à la cavité externe. Le spectre prédit par ce modèle est montré figure 7.2.

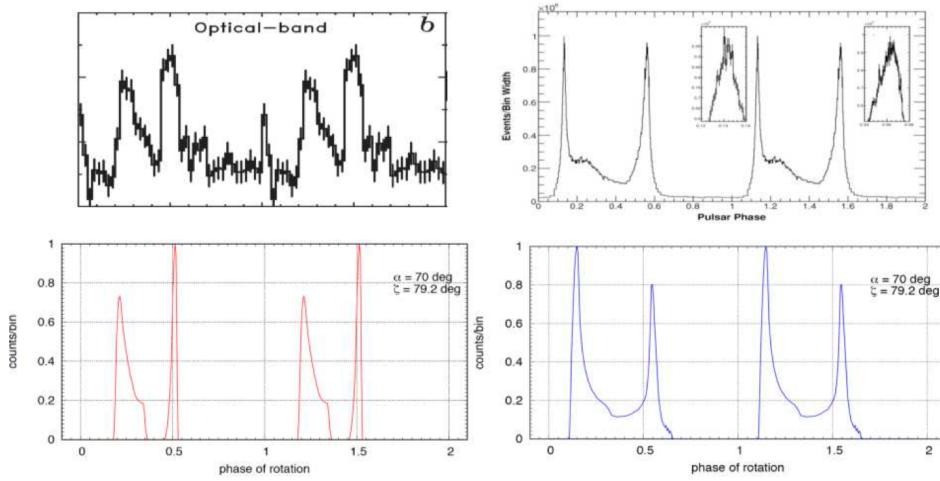


FIGURE 7.1 – En haut à gauche : phasogramme de Vela en optique. En haut à droite : phasogramme de Vela dans les données de Fermi > 100 MeV. En bas : courbes de lumière obtenues avec le modèle A. Ces émissions sont attribuées à une radiation synchrotron des paires secondaires, et à un rayonnement de courbure des paires primaires, respectivement. Source : Rudak et Dyks 2017 [155].

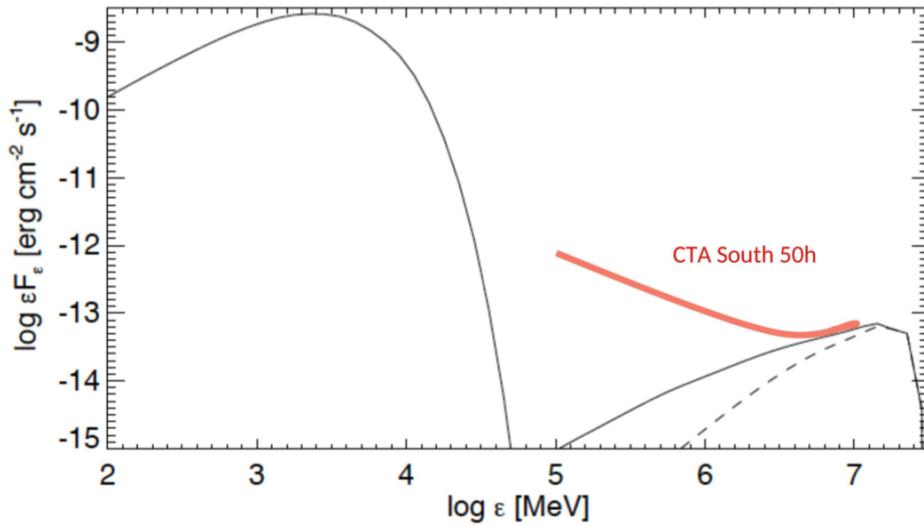


FIGURE 7.2 – SED moyen en phase des composantes HE et VHE de Vela dans le modèle A. La composante HE est attribué à un rayonnement de courbure de paires primaires dans les cavités externes. La composante VHE est due à un effet Compton inverse des paires primaires sur une émission synchrotron en provenance de paires secondaires. Aux tiretés correspond un spectre synchrotron qui va de l'optique à l'IR proche, tandis qu'au trait continu correspond un spectre de l'optique à l'IR lointain. Source : Rudak et Dyks 2017 [155].

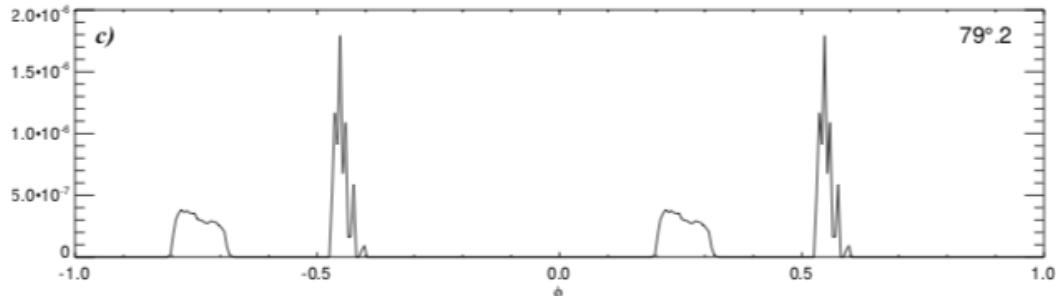


FIGURE 7.3 – Courbe de lumière de l'émission VHE de Vela prédictie par le modèle A. Source : Rudak et Dyks 2017 [155].

La courbe de lumière prédictie pour l'émission VHE de Vela est montrée en figure 7.3.

7.1.2.3 Modèle B

Dans le modèle B (Harding et al 2018 [156]), la région d'accélération et d'émission des particules est très étendue puisqu'elle part de la magnétosphère, depuis les calottes polaires, pour aller jusque dans le vent strié, à $2.5 R_{LC}$. Néanmoins, l'essentiel de l'accélération et de l'émission est concentré dans la feuille de courant près du cylindre de lumière.

L'accélération est due à un champ électrique parallèle supposé constant à l'intérieur du cylindre de lumière et constant également mais avec une valeur plus élevée à l'extérieur. Cet écart a pour vocation de s'aligner davantage avec les prédictions des simulations PIC et MHD qui situent l'accélération des particules à haute énergie dans la feuille de courant au-delà du cylindre de lumière plutôt que dans la magnétosphère.

L'émission HE est due à un rayonnement de synchro-courbure (principalement de courbure) tandis que l'émission VHE est attribuée à un effet Compton inverse sur un rayonnement infrarouge et optique en provenance des cascades près des pôles.

Malgré le grand nombre de paramètres de ce modèle, la distribution spectrale d'énergie n'est pas bien ajustée (voir figure 7.5).

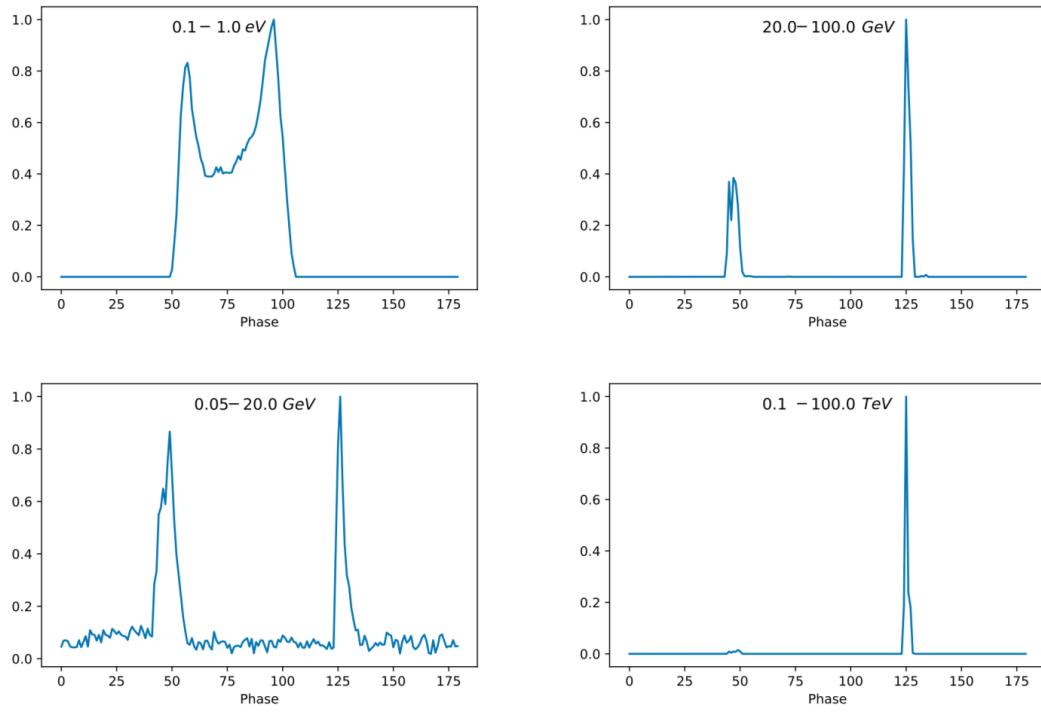


FIGURE 7.4 – Courbes de lumière prédictes par le modèle B à différentes énergies. Source : Harding et al 2018 [156]

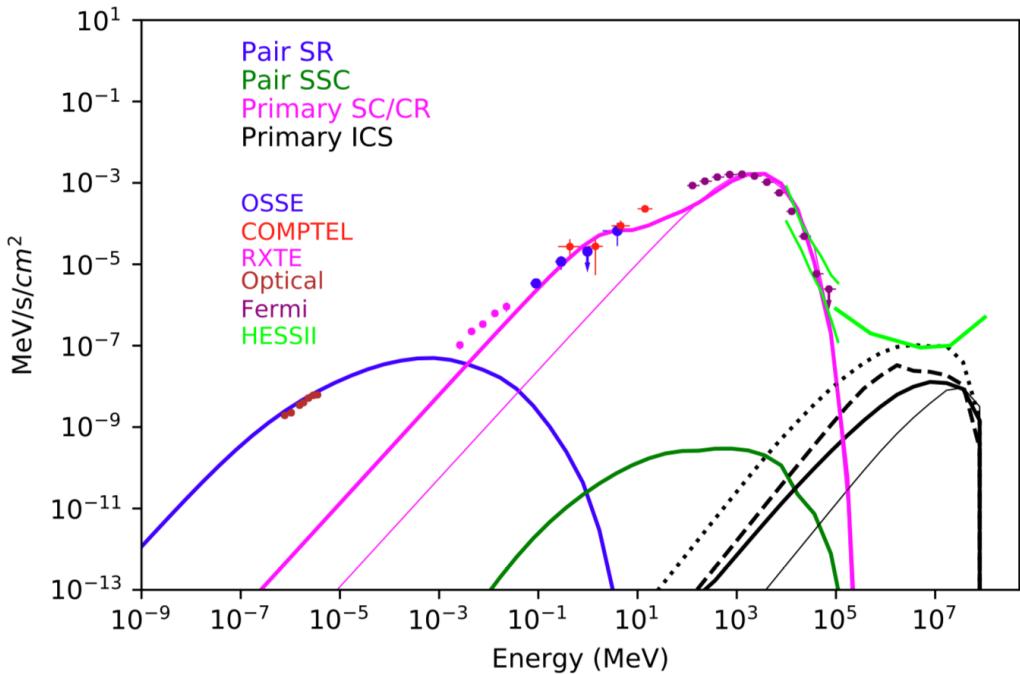


FIGURE 7.5 – SED moyen en phase du modèle B. La composante VHE est en noir : les traits pleins sont pour des particules émettrices de synchro-courbure (en gras) ou de courbure (en fin) qui font de l'IC sur le synchrotron (en bleu), tandis que les tiretés / pointillés sont pour des particules émettrices de synchro-courbure qui font de l'IC sur de l'IR/optique de 0.5 à 4 eV ou de 0.005 à 4 eV respectivement.
Source : Harding et al 2018 [156]

7.1.2.4 Modèle C

Le modèle C (Mochol et Pétri 2015 [157], Mochol 2017 [158]) propose que l'émission pulsée ait lieu dans la feuille de courant du vent strié (présenté dans la partie 1.6.3), à des distances variant entre le cylindre de lumière (ou $2R_{LC}$) à des dizaines de R_{LC} .

À l'intersection des deux hémisphères de polarité opposée, un phénomène de reconnection magnétique accélère les particules dans une feuille de courant. Des plasmoïdes s'y forment, dans lesquels un champ magnétique turbulent provoque une émission synchrotron (HE). Une composante SSC pour l'émission VHE a été étudiée. Si elle pourrait expliquer l'émission au TeV du pulsar du Crabe, elle est en revanche des ordres de grandeur plus faible que le flux VHE détecté de Vela.

Comme ce vent est doté d'une vitesse ultra-relativiste, des effets de la relativité restreinte sont à prendre en compte. Le vent s'éloigne du pulsar dans toutes les directions, et la région du vent émettant les photons vus par l'observateur va donc vers lui. Des effets de bleuisslement et de focalisation entrent en jeu, ce qui permettrait peut-être d'expliquer la détection de photons particulièrement énergétiques : dans le repère du vent où ils auraient été produits, il suffit alors d'un flux de plus basse énergie, qui serait ensuite boosté.

7.1.2.5 Comparaison des modèles A, B et C

Les modèles A et B sont plus apparentés entre eux qu'avec le modèle C. Dans les deux cas, l'accélération est attribuée à un champ électrique parallèle dans une cavité magnétosphérique. En revanche, dans le modèle C, celle-ci est due à la reconnection magnétique se déroulant au contact des deux hémisphères de polarité opposée. Mais la distinction sans doute la plus fondamentale entre les modèles magnétosphériques (A et B) et les modèles dans le vent (C) réside dans les effets de focalisation et de bleuissement dus au mouvement relativiste de l'ensemble de la feuille de courant.

Cette différence se retrouve dans le SED prédit par les modèles (voir figure) : si les modèles A et B arrivent à prédire une émission VHE, une coupure arrive systématiquement à quelques TeV. En revanche, le modèle C peut prédire une composante VHE jusqu'à plusieurs dizaines voire plus de 100 TeV.

Les modèles A et B permettent de retrouver la courbe de lumière de Vela, ce qui n'est pas (encore ?) le cas dans le modèle C.

Nous résumons dans le tableau 7.1 les principaux éléments des trois modèles.

	Modèle A	Modèle B	Modèle C
Type de modèle	Magnétosphérique	Magnétosphérique et vent	Vent strié
Boost de Lorentz	Non	Non	Oui
Localisation de l'émission	Cavités externes	Cavités à fentes et feuille de courant	Feuille de courant au-delà du LC
Mécanisme d'émission HE	Courbure	Synchro-courbure	Synchrotron
Mécanisme d'émission VHE	ICS sur opt+IR d'une couche adjacente aux OG	ICS sur opt+IR de cascades polaires	ICS sur des rayons X thermiques
Mécanisme d'accélération	E_{\parallel}	E_{\parallel}	Reconnection magnétique
Courbe de lumière	Prédictions	Prédictions	Pulsations attendues mais peu de prédictions

TABLE 7.1 – Tableau résumant les similarités et différences des trois modèles.

Nous proposons également une illustration des différentes régions candidates pour l'émission HE et VHE du pulsar de Vela figure 7.6.

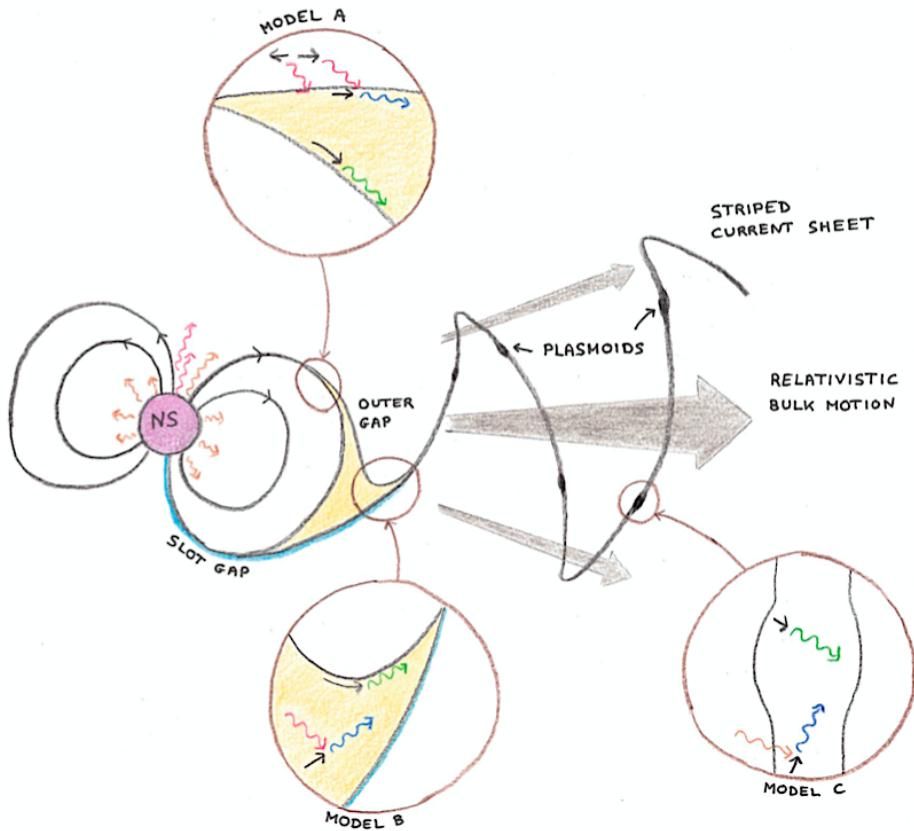


FIGURE 7.6 – Illustration des différents modèles pour l'émission HE et VHE de Vela. Aucune échelle n'est respectée : si c'était le cas, les plasmoides (~ 10 cm) et même l'étoile à neutrons (~ 10 km) devraient être si petits qu'ils en seraient invisibles sur ce schéma. La longueur d'onde du vent serait ~ 6 (2π) fois le rayon du cylindre de lumière (4250 km). De plus, les différents modèles proposent en réalité des processus d'accélération et d'émission plus étendus que les petits cercles dans lesquels ils sont confinés ici (pour plus de lisibilité). Les photons ont un code couleur selon leur énergie : en vert l'émission HE et en bleu l'émission VHE. Les photons de plus basse énergie ne sont représentés qu'en tant que cibles pour l'effet Compton inverse : rouge pour l'optique-infrarouge et marron pour les X thermiques.

7.2 Description du modèle

7.2.1 Idée générale

Dans la suite de ce chapitre, nous nous plaçons dans le cadre du modèle du vent strié (C).

L'étoile à neutron et l'observateur sur Terre sont immobiles dans un référentiel \mathcal{R} tandis que le vent est doté de son référentiel propre \mathcal{R}' se déplaçant avec un certain facteur Lorentz Γ par rapport à \mathcal{R} . La région d'émission s'éloigne de l'étoile à neutron et se dirige vers l'observateur. La distribution de vitesses de cette population de particules émettrices peut être considérée comme isotrope dans le référentiel \mathcal{R}' (mais pas dans \mathcal{R} !). Pour cette raison, nous faisons les calculs de l'émission synchrotron et Compton inverse dans le référentiel \mathcal{R}' . Il faudra donc prendre en compte les transformations relativistes du rayonnement thermique de l'étoile de \mathcal{R} vers \mathcal{R}' , puis celles sur des flux émis de \mathcal{R}' vers \mathcal{R} . Nous décrivons ces calculs dans la section 7.2.2.

L'accélération des particules provient de la reconnection magnétique qui a lieu au niveau de la feuille de courant, entre les plasmoïdes (voir figure 7.7). Les spectres des particules accélérées par ce processus ont été étudiées en particulier par des simulations PIC que nous rappellerons dans la partie 7.2.3.

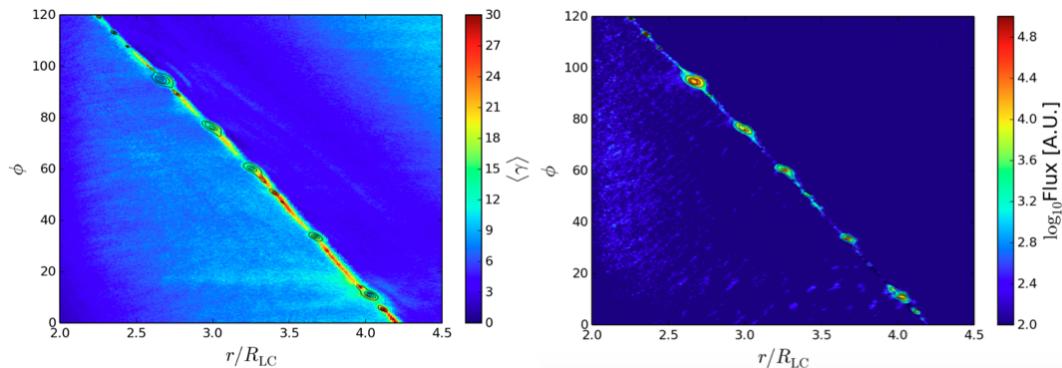


FIGURE 7.7 – À gauche : le facteur de Lorentz des particules est plus élevé entre les plasmoïdes. À droite : l'émission synchrotron est localisée dans les plasmoïdes. Source : [34].

La radiation synchrotron causée par le champ magnétique turbulent des plasmoïdes (voir figure 7.7) est ajustée pour expliquer l'émission HE de Vela. Un effet Compton inverse sur différents champs de photons cibles (décris partie 7.2.4) est étudié en plus du SSC – c'est une extension au modèle C. Le champ de photons cible dominant est le rayonnement thermique du hot spot de l'étoile à neutrons (TAVERNIER [131]). Contrairement à l'émission synchrotron, l'émission Compton inverse peut avoir lieu à l'intérieur comme en-dehors des plasmoïdes puisque le champ magnétique n'y joue aucun rôle.

Les régions d'accélération et d'émission ne sont donc pas confondues, contrairement à de nombreux modèles. Cela implique que l'accélération des particules n'est pas limitée par leur rayonnement synchrotron puisqu'elles émettent cette radiation seulement à leur entrée dans les plasmoïdes.

7.2.2 Calculs des effets relativistes

Les calculs du synchrotron et de l'effet Compton inverse sont faits dans le référentiel \mathcal{R}' (celui du vent), tandis que les mesures sur Terre sont prises dans le référentiel \mathcal{R} (le même référentiel que celui de l'étoile). Deux effets relativistes sont en jeu : le décalage vers le rouge / le bleu des photons et des effets de (dé-)focalisation du flux dans la direction de l'observateur.

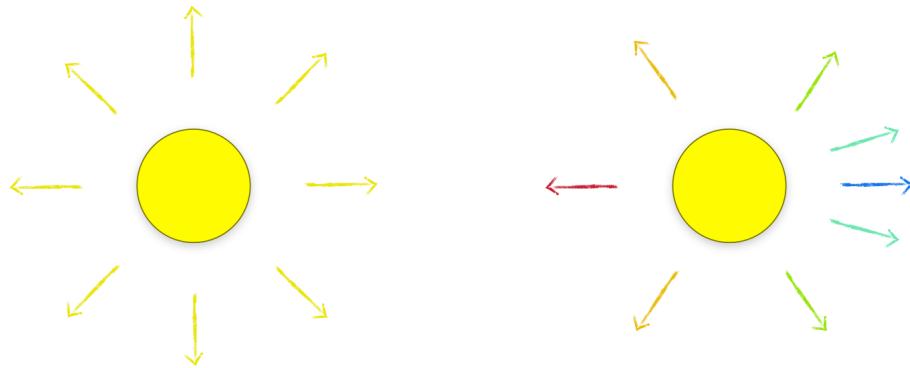


FIGURE 7.8 – À gauche : représentation d'un astre qui émet un rayonnement monochromatique isotrope immobile dans un référentiel \mathcal{R} . À droite : le même astre est cette fois doté d'une vitesse vers la droite par rapport à \mathcal{R} . Les deux astres sont vus par des observateurs immobiles dans \mathcal{R} se trouvant tout autour de l'étoile. Le code couleur représente le bleuisissement des photons vus dans la direction vers lequel l'astre se dirige, et le rougissement de ceux vus dans l'autre direction. Le nombre de flèches représente la focalisation dans la direction du mouvement.

Des corrections de changement de \mathcal{R}' à \mathcal{R} s'appliquent pour traduire l'émission calculée dans le repère du vent à celle vue depuis la Terre (aussi bien pour le synchrotron que pour la diffusion IC). Pour la diffusion Compton inverse sur les photons émis par l'étoile à neutron, il faut en plus prendre en compte les transformations du champ de photons avant l'interaction $\mathcal{R} \rightarrow \mathcal{R}'$.

On peut définir deux angles θ et ψ_{obs} associés aux deux changements de repère, comme sur la figure 7.9. L'angle θ est celui entre le vecteur des photons cibles incidents et le vecteur vitesse du vent $\vec{\beta}_{\text{vent}}$ et l'angle ψ_{obs} est celui entre le vecteur vitesse du vent $\vec{\beta}_{\text{vent}}$ et le vecteur en direction de l'observateur.

Le cas le plus favorable consisterait à avoir $\theta = 180^\circ$ (si le vent se dirige vers la source des photons cibles, il en voit plus) et $\psi_{\text{obs}} = 0^\circ$ (de sorte à avoir une émission dans le vent focalisée en direction de la Terre).

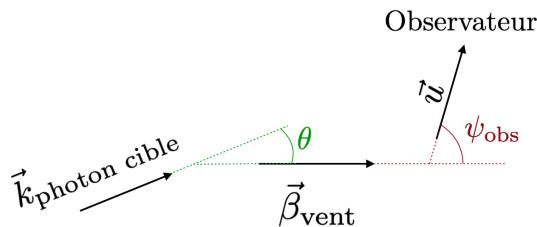


FIGURE 7.9 – Schéma des angles θ et ψ_{obs} .

À un angle ψ on peut associer le facteur Doppler :

$$D = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos(\psi))}$$

Si $\psi_{\text{obs}} = 0^\circ$ (le vent va en direction de la Terre) :

$$D = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta)} = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta} = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}}$$

Dans ce cas, si $\beta \approx 1$ alors :

$$D \approx \sqrt{\frac{2}{1 - \beta}} = \frac{2}{\sqrt{2(1 - \beta)}} \approx \frac{2}{\sqrt{(1 + \beta)(1 - \beta)}} = 2\Gamma$$

Si $\psi_{\text{obs}} = 180^\circ$ (le vent s'éloigne de la Terre) :

$$D = \frac{1}{\Gamma(1 + \beta)}$$

Avec $\beta \approx 1$ on obtient alors :

$$D \approx \frac{1}{2\Gamma}$$

On retrouve en toute logique que $D_{\psi=0^\circ} = D_{\psi=180^\circ}^{-1}$.

Écrivons maintenant comment les quantités sont modifiées lors d'un changement de référentiel. Commençons par poser individuellement les transformations des différentes grandeurs en jeu. On a :

$$dt' = \frac{1}{D}dt$$

$$d\epsilon' = Dd\epsilon$$

$$d\Omega' = \frac{1}{D^2}d\Omega$$

$$dV' = dS' \times cdt' = dS \times c\frac{dt}{D} = \frac{1}{D}dV$$

On peut maintenant calculer la transformation de la densité énergétique du champ de photons cibles X thermiques venant de l'étoile à neutrons telle que vue dans le référentiel du vent qui s'éloigne (cas $\theta = 180^\circ$) :

$$\frac{\epsilon' dN}{dV'} = D_{\theta=180^\circ}^2 \frac{\epsilon dN}{dV} = \frac{1}{4\Gamma^2} \frac{\epsilon dN}{dV}$$

Des photons du rayonnement thermique de l'étoile qui, dans un calcul classique, se trouvent dans le cône de ceux qui devraient arriver dans le vent n'y sont pas en raison de l'aberration relativiste des angles (une "défocalisation"). Le champ de photons cible est d'autant plus raréfié que le facteur de Lorentz du vent est élevé. Comme de plus chacun des photons est de plus basse énergie dans le référentiel du vent d'un facteur D , la densité énergétique diminue d'un facteur $(1/2\Gamma)^2$.

On calcule dans le référentiel \mathcal{R}' du vent les radiations émises par les particules du vent, ce qui aboutit à une valeur du flux pour l'émission synchrotron et l'effet Compton inverse.

On mesure ce flux dans le référentiel \mathcal{R} de la Terre. Cela correspond au cas $\psi_{\text{obs}} = 0^\circ$, ce qui va augmenter le flux de la façon suivante :

$$\frac{dN}{dtd\epsilon d\Omega} = D_{\psi=0^\circ}^2 \frac{dN}{dt'd\epsilon'd\Omega'} = 4\Gamma^2 \frac{dN}{dt'd\epsilon'd\Omega'}$$

C'est cette relation qui est au cœur du modèle C : on explique une composante VHE en partie grâce à des effets relativistes. Le bleuissement des photons déplace la composante spectrale associée vers les énergies élevées, tandis que la focalisation relativiste augmente le flux de cette composante.

Afin de s'assurer de l'exactitude de ces calculs, nous avons comparé les résultats obtenus à ceux de la thèse de Benoît CERUTTI [159]. La figure 7.10 montre le flux Compton inverse pour différentes valeurs de β , sur un exemple choisi dans la thèse de Benoît [159] (à droite) et avec nos calculs et scripts (à gauche). Les deux sont bien en accord.

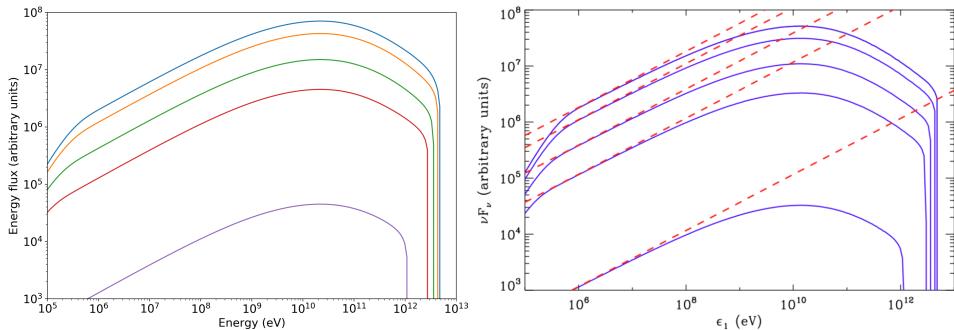


FIGURE 7.10 – Comparaison de deux spectres Compton inverse avec celui issu de [159] à droite et le nôtre à gauche. Différentes valeurs de β sont choisies : 0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.9, de haut en bas. Le flux est d'autant plus faible que le vent est ultra-relativiste car ici, on est dans un cas doublement défavorable : $\theta = 0^\circ$ et $\psi_{\text{obs}} = 180^\circ$ (le vent s'éloigne à la fois des photons cibles et de l'observateur). Les particules ont un indice de 2 et un facteur de Lorentz compris entre 10^2 et 10^7 . Les photons cibles sont ceux d'un rayonnement de corps noir de 39 000 K dans le repère \mathcal{R} .

7.2.3 La population de particules dans la feuille de courant

Le spectre des particules accélérées par un processus de reconnection magnétique a notamment été caractérisé par Werner en 2014 [160] grâce à des simulations PIC en deux dimensions dont nous rappelons les résultats principaux ici.

Le processus de reconnection magnétique est efficace lorsque la densité d'énergie du champ magnétique, $B_0^2/8\pi$, est grande devant la densité d'énergie de masse du plasma, nmc^2 . Deux paramètres sont particulièrement déterminants pour le spectre des particules accélérées. Le premier est la magnétisation $\sigma = B_0^2/(4\pi nmc^2)$, qui correspond au rapport entre le flux de Poynting et le flux cinétique des particules. Une accélération relativiste par reconnection nécessite d'avoir $\sigma \gg 1$. Le deuxième est la taille caractéristique du système L , car cela détermine l'énergie à laquelle les termes de fuite deviennent dominants. À partir de l'énergie où le rayon de Larmor des particules devient comparable à L , le spectre présente une coupure sur-exponentielle due à la fuite de ces particules.

Dans cet article, les auteurs trouvent empiriquement le spectre suivant :

$$f(\gamma) \propto \gamma^{-\alpha} \exp(-\gamma/\gamma_{c1} - (\gamma/\gamma_{c2})^2)$$

Avec $\gamma_{c1} \sim 4\sigma$ et $\gamma_{c2} \sim 0.1L/\rho_0$ (avec $\rho_0 = mc^2/eB_0$ ici). On distingue deux régimes. Pour des systèmes de grande taille, le spectre devient indépendant de la taille et est déterminé essentiellement par la magnétisation du plasma – en réalité, un système de trop grande taille se fractionne en de multiples plasmoïdes. Pour des systèmes de petite taille, le facteur limitant le spectre à haute énergie est la fuite des particules les plus énergétiques.

L'indice de la loi de puissance α approche une valeur de ~ 1.2 pour des grandes valeurs de L et de σ (son évolution en fonction de σ est représentée figure 7.11).

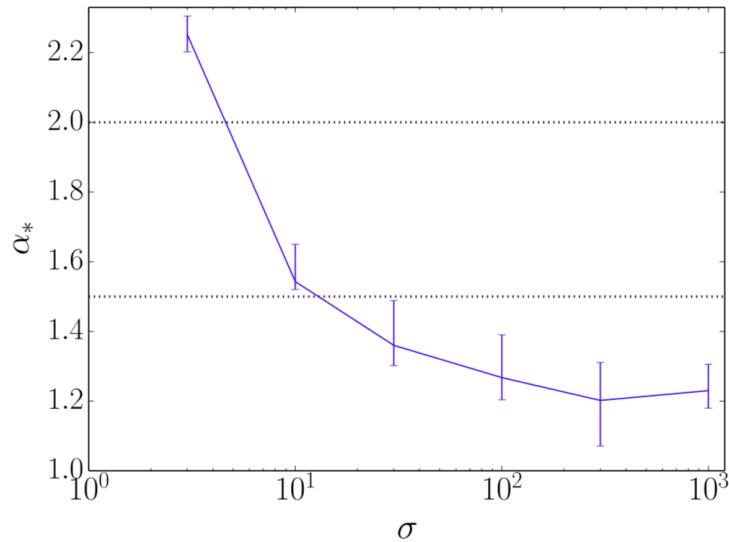


FIGURE 7.11 – Paramètre α pour $L \rightarrow \infty$ en fonction de σ , obtenu à partir de simulations PIC, tiré de [160].

On modélise la distribution en énergie de ces particules (dans \mathcal{R}') par une loi de puissance avec coupure (sur-)exponentielle :

$$\frac{dN}{dE} = A \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} e^{-(E/E_c)^\beta}$$

L'amplitude A , les paramètres α et β ainsi que l'énergie de coupure E_c sont autant de paramètres laissés libres d'être ajustés. L'énergie de référence E_0 est fixée par convention à 10 TeV. Comme on le verra dans la suite, le paramètre α converge à des valeurs proches de 1.2. Le paramètre β peut valoir 1 si la magnétisation domine ou 2 si les termes de fuite dominent. Il est ajusté à 2 pour Vela et à moins de 1 pour le Crabe.

On modélise les particules entre γ_{\min} et γ_{\max} avec :

$$\gamma_{\min} = 10^2$$

$\gamma_{\max} = \gamma'_{\text{sl}}$ de l'expression (8) de Mochol et Pétri 2015 [157]

$$= 2 \times 10^8 \zeta_{-1} \Delta_{-1} \hat{r}_1^{-1} \dot{E}_{38}^{1/2} \left(\frac{\Gamma_1^2 \hat{r}_1^{-2} + \sin^2 \theta}{1 + \sin^2 \chi} \right)^{1/2}$$

Pour ζ (facteur géométrique), on prend la valeur de référence égale à 0.1. Pour Δ , on prend la largeur du pic P2 qui vaut 0.05. Le taux de perte d'énergie de Vela vaut 6.9×10^{36} erg/s. Pour les angles, on prend $\theta = 65^\circ$ et $\chi = 75^\circ$. Il s'agit là de valeurs indicatives extraites de tentatives d'ajustement des courbes de lumière de Vela [156]. Le résultat varie avec Γ et avec la distance au cylindre de lumière \hat{r} et est plotté figure 7.12.

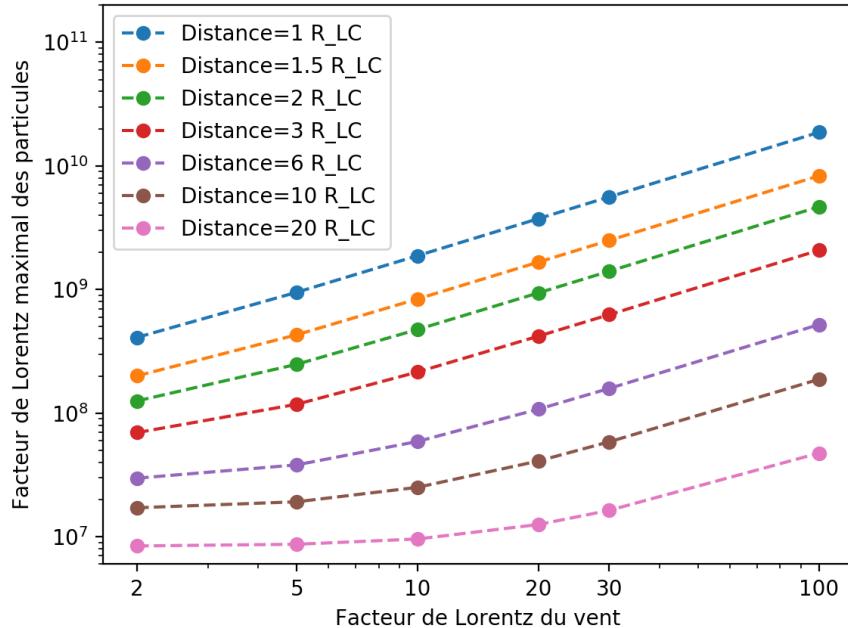


FIGURE 7.12 – Facteur de Lorentz maximal pour les particules en fonction du facteur de Lorentz du vent et pour différentes distances au cylindre de lumière.

7.2.4 Les différents champs de photons cibles

La diffusion Compton inverse est certainement le processus à l'origine des photons pulsés de plus haute énergie, puisque c'est un processus au cours duquel l'essentiel de l'énergie de la particule chargée peut être transférée au photon. Elle pourrait avoir lieu sur différents champs de photons cibles que nous décrivons maintenant. Nous considérons a priori que la composante VHE est la somme des flux IC associés à différents champs de photons cibles, même si on montrera que certains d'entre eux sont négligeables.

7.2.4.1 Le rayonnement de corps noir X

Un des champs de photons dominants que ces particules peuvent rencontrer vient du rayonnement de corps noir de l'étoile à neutron. Celle-ci a une température d'environ 10^5 K sur sa surface avec un hot spot d'environ $\sim 10^6$ K et de 5 kilomètres de rayon d'après une mesure de *XMM-Newton* (MANZALI, DE LUCA et CARAVEO [116]). Ce hot spot domine largement l'émission thermique et nous ne considérons que celui-ci dans la suite.

Le flux émis par un corps noir est $F_{BB} = S\sigma_{sb}T^4$ où S est la surface émettrice et σ_{sb} la constante de Stefan-Boltzmann.

Ici $S = 1.73\pi(5\text{km})^2$. On reconnaîtra la surface d'un cercle de 5 kilomètres de rayon avec un facteur correctif de 1.73 (calculé analytiquement en intégrant sur une portion de sphère) dû à la courbure non négligeable de cette surface.

Comme pour les champs de photons suivants, il diminue avec la distance au carré, et également lors du changement de repère (voir partie 7.2.2).

Dans le repère \mathcal{R} , au cylindre de lumière, la densité d'énergie est de $7 \times 10^{14} \text{ eV/cm}^3$ et la densité de photons de $8 \times 10^{12} \text{ par cm}^3$. À $2 R_{LC}$, la densité d'énergie est de $1.7 \times 10^{14} \text{ eV/cm}^3$ et la densité de photons de $2 \times 10^{12} \text{ par cm}^3$.

Dans toute la suite jusqu'à la partie 7.5.6, nous ne considérons que ce champ-là.

7.2.4.2 Le CMB (Cosmic Microwave Background)

Le CMB, ou fond diffus cosmologique en français, est la plus ancienne image électromagnétique de l'Univers. Environ 380 000 ans après le Big Bang, la densité d'énergie devient suffisamment basse pour que les atomes se forment (c'est la "re-combinaison"), libérant les premiers photons qui étaient auparavant réabsorbés immédiatement dans un plasma trop dense pour laisser la lumière s'échapper. Le spectre thermique de ces photons a été décalé vers le rouge jusqu'à sa température actuelle de 2.7 K. La densité d'énergie du CMB est de 0.25 eV/cm^3 et la densité photonique de 400-500 photons par cm^3 . La diffusion IC sur ce champ est, comme nous le calculerons, très largement inférieure aux autres, et peut être négligée.

7.2.4.3 Le SSC

L'effet synchrotron-self-compton est une diffusion IC sur les photons synchrotron de la même population de particules. L'étude d'une potentielle composante VHE SSC de Vela a montré qu'elle est trop faible pour être détectée [157] et des ordres de grandeur en-dessous du flux mesuré. Si nous retrouvons en effet ce résultat pour bon nombre de configurations, nous verrons que dans certains cas limites (à très faibles distance et facteur de Lorentz du vent), le SSC devient comparable à l'IC sur les X thermiques. Mais cela correspond justement à des cas où ni l'un ni l'autre ne permet d'ajuster la composante VHE de Vela.

7.2.4.4 Champ infrarouge / optique

Un champ de photons optique et infrarouge est considéré comme le champ cible dominant par les modèles A et B. Dans le modèle A, il provient d'une couche adjacente aux cavités externes à proximité du lieu où l'IC a lieu et dans le modèle B, il provient de cascades dans les calottes polaires / cavités à fentes, avec une émission uniforme entre R_{NS} et $0.5R_{LC}$.

Un rayonnement optique et infrarouge a effectivement été observé entre 0.5 eV et 4 eV. Dans les modèles A et B, la possibilité qu'il s'étende jusqu'à 0.005 eV est envisagée, ce qui se traduirait par de nombreuses cibles supplémentaires si c'était le cas.

Nous comparons le niveau des flux IC avec différents champs de photons cibles partie 7.5.6. Comme on le verra, proche du cylindre de lumière, l'IC sur ces photons peut atteindre voire dépasser celui sur les photons X thermiques ; mais, comme pour le SSC, cela correspond à des configurations où il est difficile de reproduire l'indice très dur de la composante VHE de Vela, même avec tous ces champs réunis.

7.3 Les paramètres du modèle

Ce modèle comporte 7 paramètres que nous détaillons dans cette partie. Le spectre des particules est modélisé par une loi de puissance avec coupure exponentielle :

$$\frac{dN}{dE} = N_{\text{part}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-p} e^{-(E/E_c)^\beta}$$

On y trouve 4 des 7 paramètres : le nombre de particules émettrices (par seconde) N_{part} , l'indice de la loi de puissance p , l'énergie de coupure E_c et la puissance dans l'exponentielle β .

Trois autres paramètres essentiels sont le facteur de Lorentz du vent Γ_w , la distance au pulsar, et le champ magnétique dans les plasmoïdes pour l'émission synchrotron.

Le problème est dégénéré : le flux synchrotron, par exemple, peut augmenter aussi bien avec l'intensité du champ magnétique qu'avec le nombre de particules émettrices qu'avec le boost lié au changement de repère entre le vent et l'observateur. La composante IC sur les X thermiques est aveugle au champ magnétique et lève une partie de la dégénérescence, mais on peut quand même trouver des solutions très différentes qui s'ajustent aussi bien aux données. Par exemple, si on s'éloigne davantage du pulsar, on va être amené à augmenter le facteur de Lorentz du vent, le nombre de particules et leur énergie de coupure.

Dans cette partie, nous commençons par présenter les paramètres un par un afin de décrire précisément leur rôle. À chaque fois, nous les faisons varier en gardant tous les autres paramètres fixés, ce qui permet de quantifier leur impact.

7.3.1 Distance au pulsar

La distance au cylindre de lumière est exprimée en unité de R_{LC} . Elle influence la bosse du synchrotron et celle du Compton inverse, mais pour des raisons différentes.

Pour un double demi-monopôle, le champ magnétique diminue linéairement avec la distance au pulsar ([161], [162]). Or, le flux synchrotron varie avec $B \propto 1/r$ et le spectre du synchrotron se décale vers les basses énergies puisque l'énergie de coupure varie également avec $B \propto 1/r$, comme décrit dans la section sur l'émission synchrotron 2.3.1.

La variation du champ magnétique n'a bien sûr aucun effet sur la bosse Inverse Compton ; en revanche, le flux de photons cibles diminue avec le carré de la distance et donc le flux IC également.

On fait varier ce paramètre en gardant les autres à l'identique figure 7.13.

7.3.2 Facteur de Lorentz du vent

Les calculs effectués dans la section 7.2.2 montrent le rôle prépondérant du facteur de Lorentz sur les flux synchrotron et Compton inverse. Toutes les énergies sont bleuies lors du changement de repère vent→Terre, et donc les spectres sont décalés vers la droite d'un facteur D . De même, l'effet de focalisation dû au changement de repère relativiste augmente le flux mesuré sur Terre (indépendamment du processus radiatif) d'un facteur D^2 .

Une différence entre la dépendance du synchrotron et celle de l'IC vient du fait que si le facteur de Lorentz augmente, la dilution des photons cibles est plus marquée (d'un facteur D), ce qui tempère l'augmentation du flux pour l'IC.

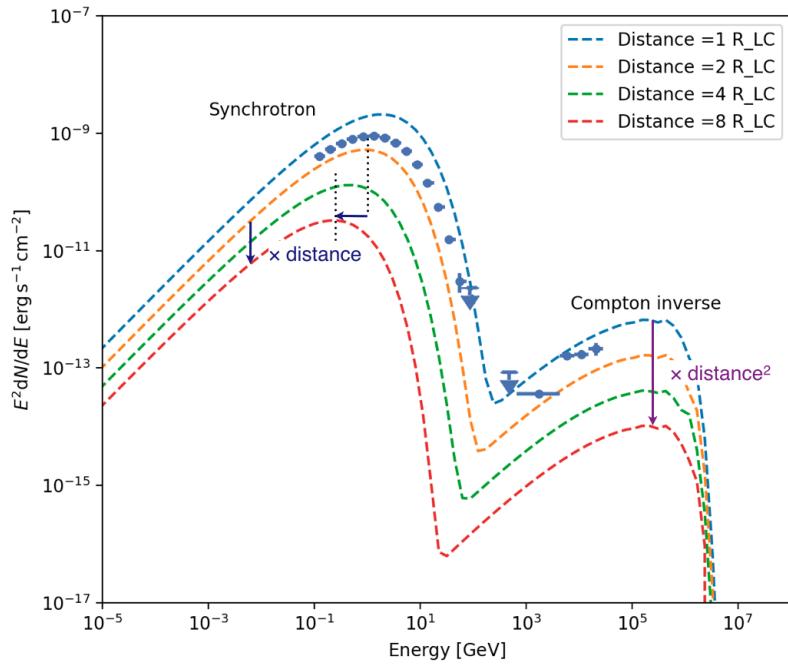


FIGURE 7.13 – Différents spectres avec tous les paramètres identiques ($\Gamma_w = 20$, $N_{\text{part}} = 7 \times 10^{14}$, $p = 1.15$, $\beta = 2$, $E_{\text{cut}} = 23$ TeV, $B = 4 \times 10^{-5} B_r$) sauf la distance. La diminution du champ magnétique qui s'ensuit décale la bosse synchrotron vers le haut et la droite avec l'inverse de la distance. Le flux IC sur les X thermiques varie avec l'inverse du carré de la distance comme le nombre de photons cibles.

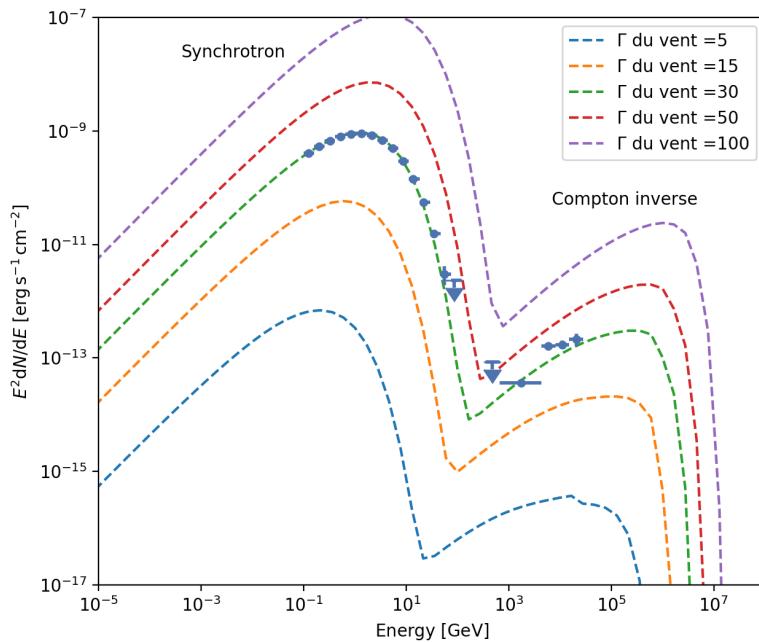


FIGURE 7.14 – Flux pour différents facteurs de Lorentz du vent Γ_w . (Avec $N_{R_{LC}} = 1.5$, $N_{\text{part}} = 7 \times 10^{14}$, $p = 1.15$, $\beta = 2$, $E_{\text{cut}} = 23$ TeV, $B = 4 \times 10^{-5} B_r$).

7.3.3 Indice de la loi de puissance des particules

Une population de particules ayant un spectre en loi de puissance avec un indice p engendre la même loi de puissance pour le synchrotron avant la coupure et le Compton inverse dans le régime Thomson.

Si on a une population émettrice avec une loi de type :

$$\frac{dN_{\text{part}}}{dE} \propto E^{-p}$$

Alors les spectres synchrotron et IC dans le régime Thomson auront pour indice $(p + 1)/2$:

$$\frac{dN_{\text{phot}}}{dE} \propto E^{-(p+1)/2}$$

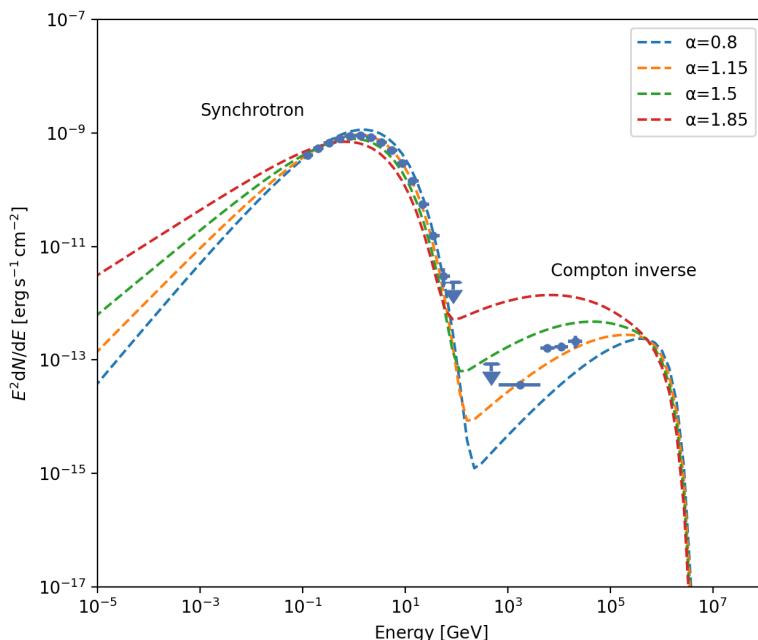


FIGURE 7.15 – Différents spectres avec différents indices pour la population de particules. (Avec $\Gamma_w = 20$, $N_{R_{LC}} = 1.5$, $N_{\text{part}} = 7 \times 10^{14}$, $\beta = 2$, $E_{\text{cut}} = 23$ TeV, $B = 4 \times 10^{-5} B_r$).

Dans nos fits, l'indice de la population de particules est toujours proche de 1.15. Cette valeur est proche de 1.2, l'indice d'un spectre de particules accélérées par reconnection magnétique dérivé grâce à des simulations par Werner, 2014 [160] (section 7.2.3).

7.3.4 Champ magnétique

Le champ magnétique dans la feuille de courant s'annule à l'inversion de polarité, mais sa valeur, pas exactement égale à zéro, reste inconnue (elle pourrait valoir 10^{-9} comme $10^{-2} B_r$ a priori). C'est cette fraction de B_r que nous ajustons.

Le flux du synchrotron dépend directement de B (l'énergie de coupure et le flux sont tous deux proportionnels à B) mais pas le flux IC, toutes choses égales par ailleurs.

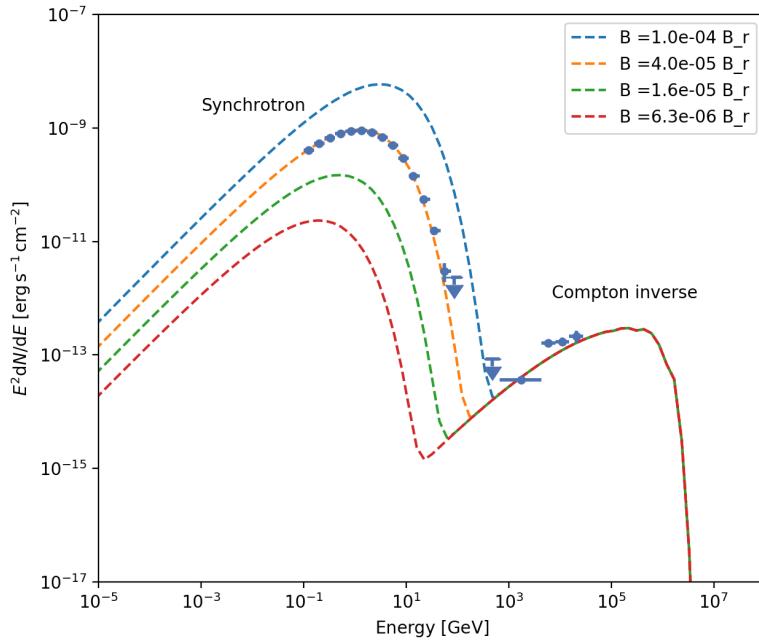


FIGURE 7.16 – La bosse synchrotron dépend de B mais pas le flux IC.
(Avec $\Gamma_w = 20$, $N_{R_{LC}} = 1.5$, $N_{\text{part}} = 7 \times 10^{14}$, $p = 1.15$, $\beta = 2$, $E_{\text{cut}} = 23$ TeV).

7.3.5 Énergie de coupure des particules

L'énergie de coupure exponentielle E_c du spectre des particules est ajustée à des valeurs de l'ordre de $\gamma_c \sim 10^{7-8}$ qui peuvent s'approcher de γ_{\max} . Si γ_c s'approche de γ_{\max} , le spectre devient déformé : puisque cela concerne les particules émettrices de plus hautes énergies, c'est-à-dire celles qui émettent les photons de plus haute énergie, ce paramètre change essentiellement l'allure de la coupure des bosses synchrotron et IC.

Le paramètre β de la coupure (sur-)exponentielle des particules peut adoucir ou durcir la coupure. Les points de Fermi permettent de contraindre la coupure à des valeurs très proches de 2 ($\pm \sim 0.03$) pour le pulsar de Vela.

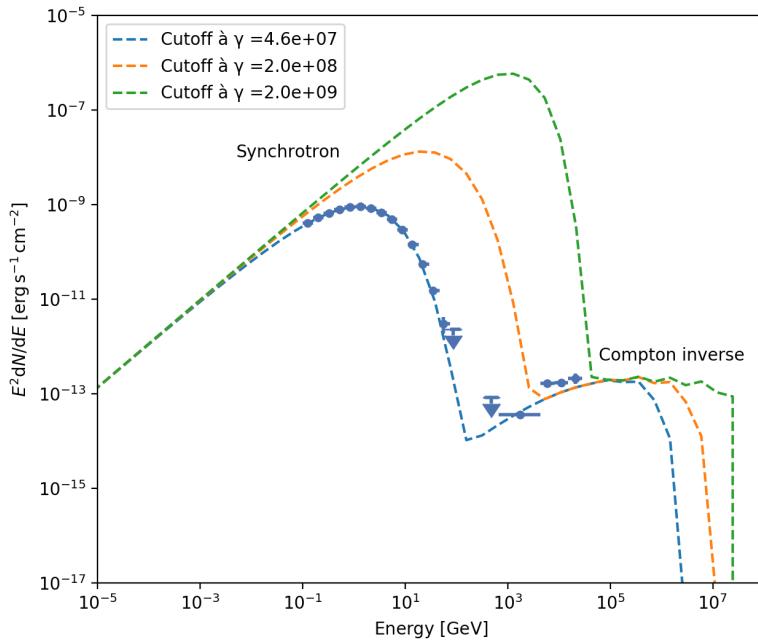


FIGURE 7.17 – Spectre pour différentes énergies de coupure. (Avec $\Gamma_w = 20$, $N_{R_{LC}} = 1.5$, $N_{\text{part}} = 7 \times 10^{14}$, $p = 1.15$, $\beta = 2$, $B = 4 \times 10^{-5} B_r$.) (Bug de Naima pour le plot de l'IC dans le régime de Klein-Nishina.)

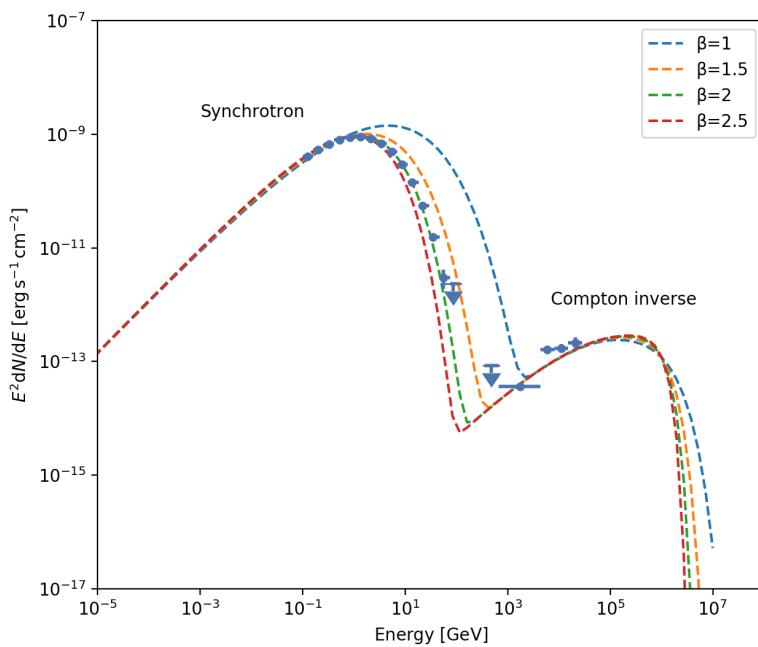


FIGURE 7.18 – SED pour différents β . (Avec $\Gamma_w = 20$, $N_{R_{LC}} = 1.5$, $N_{\text{part}} = 7 \times 10^{14}$, $p = 1.15$, $E_{\text{cut}} = 23 \text{ TeV}$, $B = 4 \times 10^{-5} B_r$).

7.3.6 Nombre de particules

Enfin, le dernier paramètre ajusté est le nombre de particules émettrices N_{part} par seconde. Les flux y sont directement proportionnels.

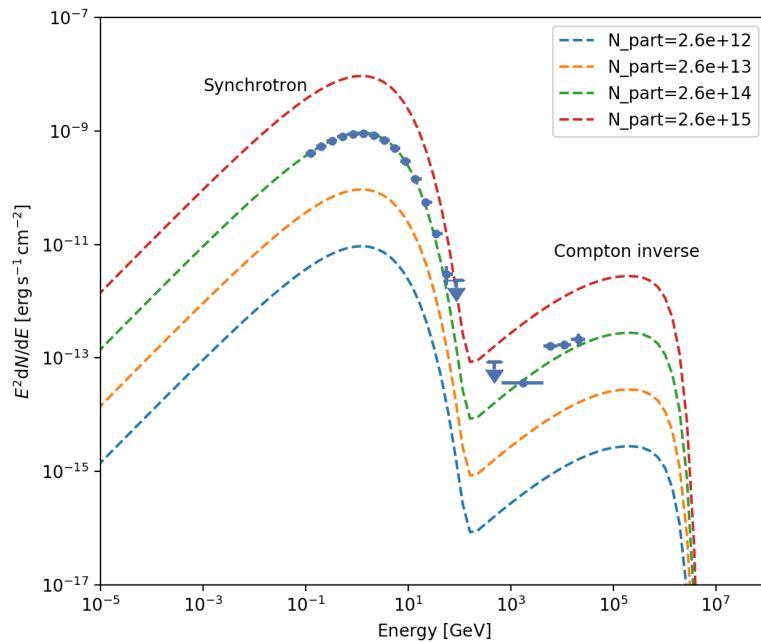


FIGURE 7.19 – Différents spectres avec un nombre de particules émettrices différent. (Avec $\Gamma_w = 20$, $N_{R_{LC}} = 1.5$, $p = 1.15$, $\beta = 2$, $E_{\text{cut}} = 23$ TeV, $B = 4 \times 10^{-5} B_r$).

On cherche à savoir si ce nombre est raisonnable physiquement en le comparant à un taux d'injection de particules par seconde en provenance du pulsar \dot{N} .

On a $\dot{N} = 4\pi\epsilon_0\Omega^2 B_P R_{NS}^3/e$ (livre de Michel, Ch2, sect 5, p111). En prenant $R_{NS} = 12$ km et $B_P = 3 \times 10^{12}$ Gauss, on trouve $\dot{N} \sim 10^{33}$ particules injectées par seconde. Dans la suite, on ramènera la valeur de N_{part} à une fraction de 10^{33} . Dans tous les cas, aussi bien le nombre de particules nécessaires que leur énergie ramené au taux de perte d'énergie du pulsar sont une fraction infime du réservoir du pulsar.

7.4 Méthode d'optimisation

Nous utilisons le package python `naima`, un package python dédié à l'inférence de spectres de particules relativistes à l'origine de spectres non thermiques observés (Zabalza, 2015 [163]). Pour l'optimisation, il utilise le package python `emcee` (Foreman-Mackey et al 2013 [164]), qui implémente en python une famille de méthodes de chaînes de Markov Monte Carlo (MCMC) invariantes par transformation affine de Goodman et Weare 2010 [165].

Nous ajustons avec `naima` le SED prédit par notre modèle aux points de *Fermi*-LAT et de H.E.S.S. résolus en phase autour de P2 défini dans l'intervalle (0.5, 0.6). Le grand nombre de paramètres décrits précédemment rend le problème dégénéré

pour l'optimisation. Par conséquent, nous choisissons de fixer certains paramètres alternativement.

Les indices p et β du spectre de particules sont le plus souvent laissés fixes à 1.15 et 2 respectivement. Les laisser libres aboutit à des valeurs proches car les points de Fermi contraint la forme de la coupure et l'indice avant la coupure. C'est particulièrement remarquable pour le paramètre β , ajusté à des valeurs de $\sim 1.96/1.99$ au lieu de 2 s'il est libre. Le paramètre p peut avoir des solutions avec $p \sim 1/1.4$ si on se base juste sur les points dans le domaine γ . En revanche, si on inclut des observations de plus basse énergie, on peut éliminer des valeurs de ~ 1.4 . Les points de RXTE résolus en phase autour du pulse P1 peuvent être utilisés comme des limites supérieures pour le flux de P2 (non détecté par RXTE). Situés cinq décades en énergie en-dessous de *Fermi*-LAT, ils offrent un bras de levier idéal pour contraindre p .

Il reste donc cinq paramètres libres : la distance au pulsar $N_{R_{LC}}$, le nombre de particules N , le facteur de Lorentz du vent Γ_w , l'énergie de coupure E_c et le champ magnétique (on ajuste $\ln(B/B_r)$). C'est encore trop pour l'optimisation. Nous cherchons pour différents couples fixés de $(N_{R_{LC}}, \Gamma_w)$ les meilleures valeurs pour $(N, E_c$ et $\ln(B/B_r)$).

7.5 Résultats

7.5.1 Premières considérations

Nous explorons des solutions à des distances comprises entre 1 et 20 R_{LC} et pour des Γ_w de 2 à 100. Certaines de ces configurations (par exemple un Γ_w de 100 au cylindre de lumière) sont exclues physiquement, comme on le verra dans la section 7.5.4. Il est néanmoins intéressant de les inclure dans un premier temps, car on connaît mal l'accélération du vent en fonction de la distance au pulsar. On découpe donc la recherche d'ajustements qui marchent et celle d'ajustements plausibles physiquement, avant de chercher ceux qui sont au chevauchement des deux dans la section 7.5.4.

La figure 7.20 montre les ajustements pour chacune de ces configurations. Les points de flux de *Fermi*-LAT et de H.E.S.S. sur lesquels le modèle est ajusté y figurent, ainsi que des points de RXTE de P1 que nous utilisons comme des limites supérieures pour P2. On s'assure également que le rayonnement synchrotron trouvé passe bien en-dessous des limites supérieures pour P2 en optique/infrarouge /ultraviolet.

Certaines solutions permettent un bon ajustement aux données. D'autres, en revanche (celles avec un petit Γ_w et à une grande distance du cylindre de lumière), se trouvent des ordres de grandeur en-dessous du flux mesuré par H.E.S.S. et ont même du mal à coller aux derniers points de flux du LAT.

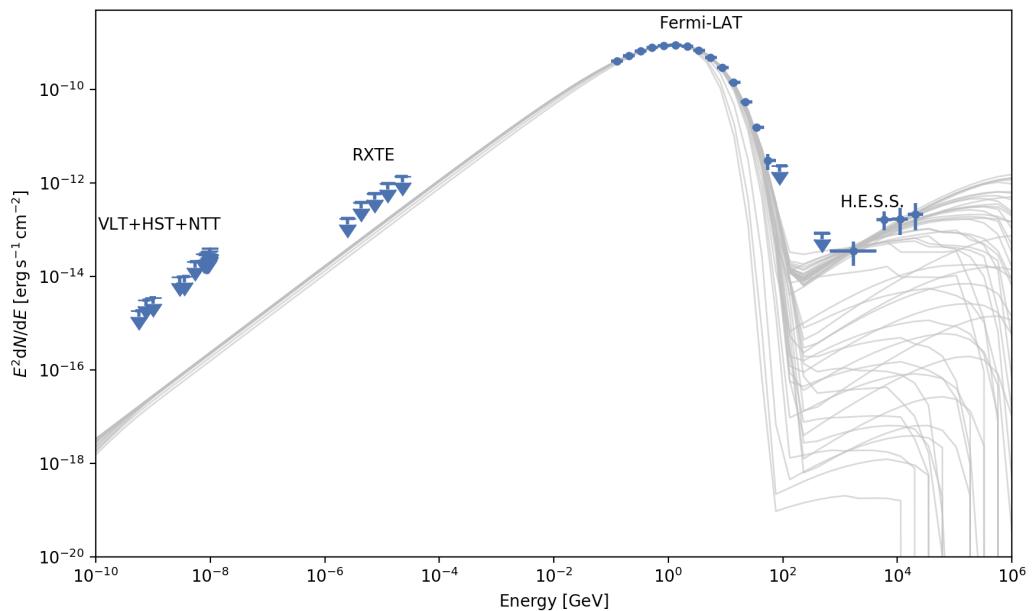


FIGURE 7.20 – Ensemble des ajustements trouvés. On passe bien en-dessous des limites supérieures à basse énergie dans tous les cas. Certains cas permettent un bon ajustement de l'émission γ (ceux avec un grand Γ_w et une faible distance au cylindre de lumière) et d'autres (petit Γ_w et grand $N_{R_{LC}}$), non.

7.5.2 Cartographie 2D de l'optimisation

Nous estimons maintenant la qualité du fit pour les différentes régions définies par les deux paramètres (Γ_w , $N_{R_{LC}}$).

La qualité du fit est quantifiée par un χ^2 . Nous l'appliquons au logarithme des valeurs du SED de façon à pouvoir quantifier des écarts allant jusqu'à plusieurs ordres de grandeur entre le fit et les points de flux le cas échéant. Si on appelle obs_i les valeurs des points de flux, fit_i les valeurs du fit aux mêmes énergies et σ_i les barres d'erreurs, on a :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{\log(\text{obs}_i) - \log(\text{fit}_i)}{\log(\text{obs}_i) - \log(\text{obs}_i - \sigma_i)}$$

Comme il y a $N_{Fermi} = 14$ points de *Fermi*-LAT et $N_{H.E.S.S.} = 4$ points de HESS, nous ajoutons un poids qui permet de compenser la différence de nombre de points de façon à ce que le χ^2 ne soit pas dominé par les points de *Fermi*-LAT :

$$\chi^2 = w_{\text{HESS}} \times \chi^2_{\text{HESS}} + w_{\text{Fermi}} \times \chi^2_{\text{Fermi}}$$

Avec $w_{\text{HESS}} = 0.5 \times (N_{Fermi} + N_{H.E.S.S.})/N_{H.E.S.S.}$ et $w_{\text{Fermi}} = 0.5 \times (N_{Fermi} + N_{H.E.S.S.})/N_{Fermi}$. De cette façon, si le χ^2 de chacun des points vaut 1, cela fait 18 pour les 18 points, moitié pour Fermi et moitié pour HESS.

Pour mieux apprécier la qualité de l'ajustement des deux instruments, nous allons aussi définir un χ^2 réduit (divisé par le nombre de points moins le nombre de degrés de liberté) juste pour les points de HESS et de *Fermi*-LAT.



FIGURE 7.21 – χ^2 réduit sur les points de HESS. Il est impossible de fitter la composante VHE au-delà d'une certaine distance qui dépend de Γ_w : $1.5 R_{LC}$ pour $\Gamma_w = 2$, $3R_{LC}$ pour $\Gamma_w = 5$ ou 10 , $6 R_{LC}$ pour $\Gamma_w = 20$ ou 30 , $10 R_{LC}$ pour $\Gamma_w = 100$.

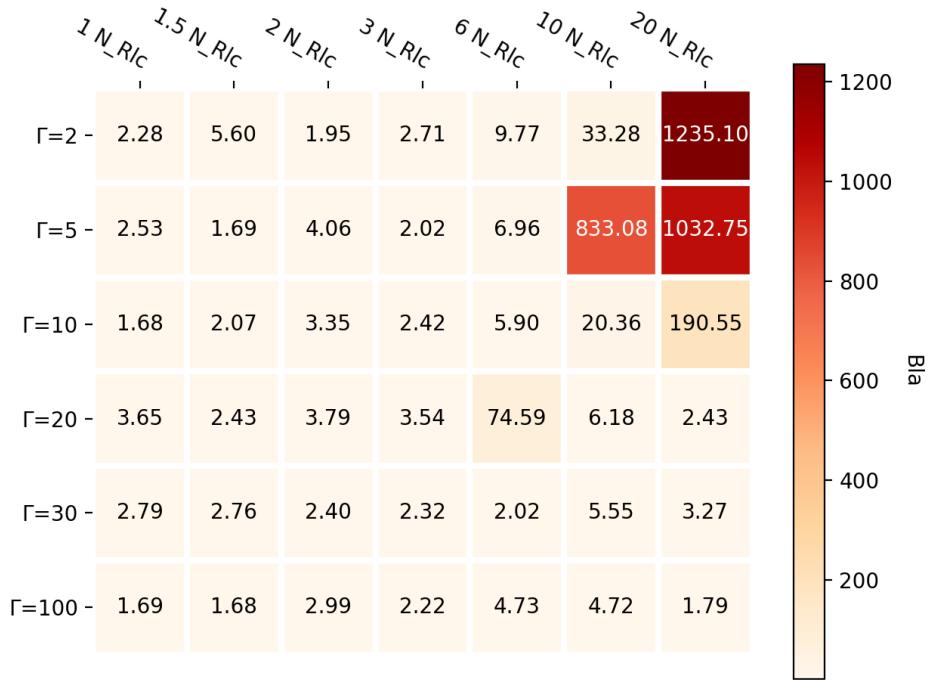


FIGURE 7.22 – χ^2 réduit sur les points de Fermi. Il est possible de trouver des ajustements corrects des points de *Fermi* sauf sans boost et à grande distance du pulsar.

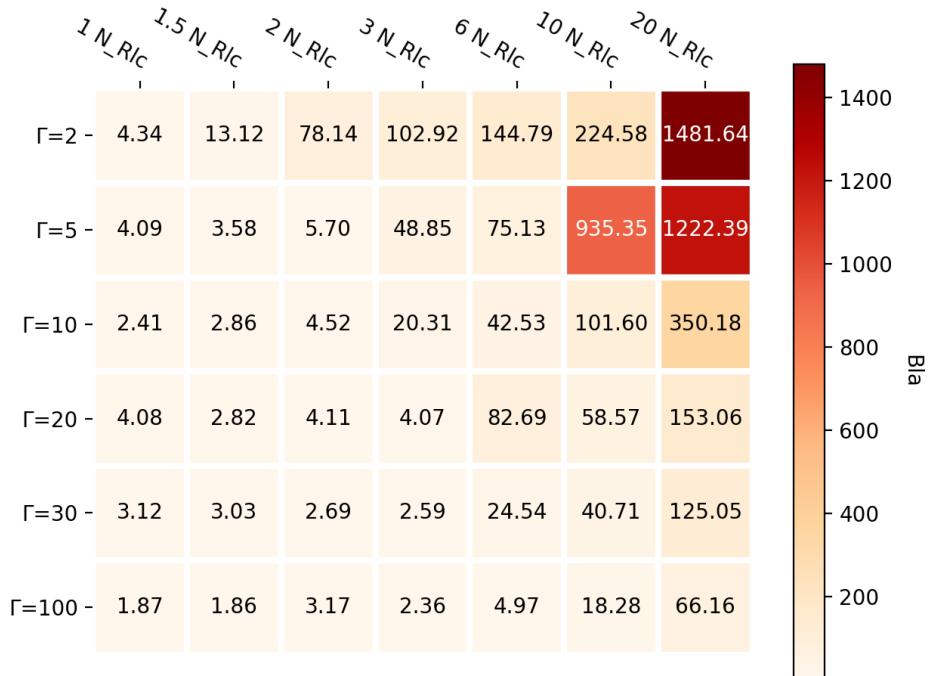


FIGURE 7.23 – χ^2 réduit sur l'ensemble des points de HESS et de Fermi. C'est essentiellement la composante VHE qui est critique et on retrouve les mêmes restrictions que dans la figure 7.21.

7.5.3 Évolution des paramètres

En plus d'une carte sur la qualité de l'ajustement en fonction de $(N_{R_{LC}}, \Gamma_w)$, nous pouvons cartographier les trois paramètres ajustés (le champ magnétique, l'énergie de coupure et le nombre de particules). Ils présentent un gradient de valeurs dans la zone où la convergence se passe sans pathologie, c'est-à-dire pour des valeurs élevées de Γ_w et faibles de $N_{R_{LC}}$. En revanche, dans le triangle en haut à droite des cartes, la composante VHE n'est plus ajustée, et les valeurs peuvent changer brusquement.



FIGURE 7.24 – Logarithme (en base 10) de la fraction du champ magnétique B/B_r . Dans la partie en bas à gauche, où le fit se passe bien, on a une tendance à avoir des champs magnétiques proportionnellement plus faibles à grand facteur de Lorentz et grande distance en raison du plus grand nombre de particules nécessaire pour l'inverse Compton qui aboutit à un flux synchrotron élevé. Dans la partie en haut à droite, la composante VHE n'est plus du tout ajustée, et on se retrouve avec des forts champs magnétiques pour retrouver la bosse synchrotron.

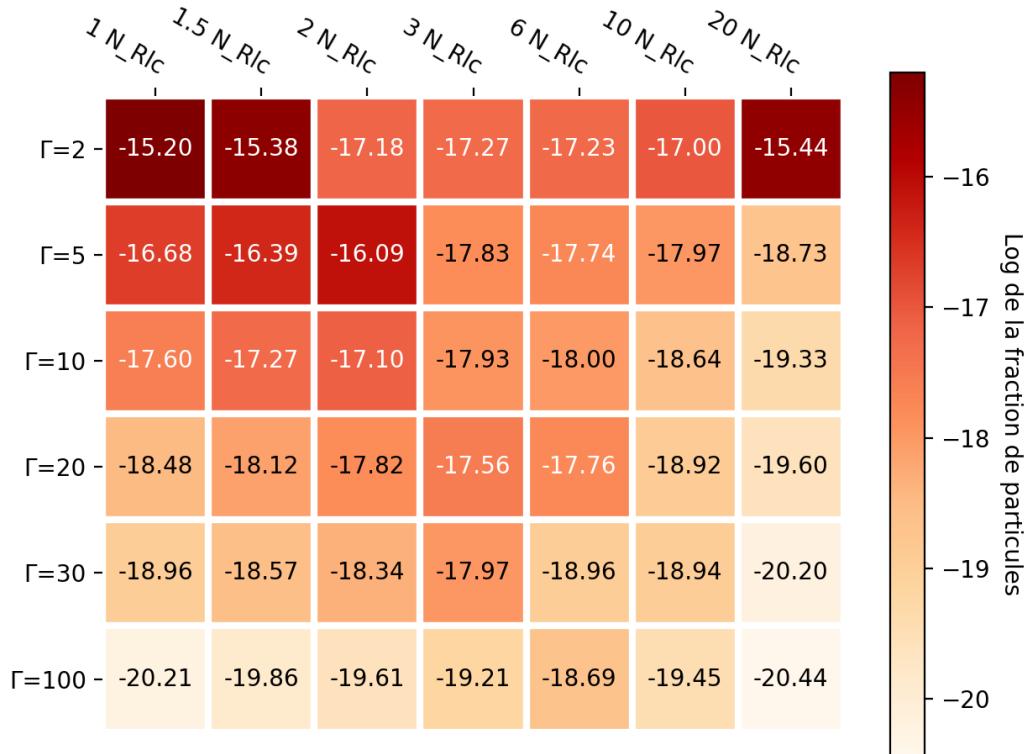


FIGURE 7.25 – Logarithme (en base 10) du nombre de particules sur $\dot{N}_{\text{total}} = 10^{33}$ / seconde. On a besoin de $\sim 10^5$ fois plus de particules pour $\Gamma_w = 2$ que 100. La tendance est claire dans le triangle bas/gauche de la grille et devient chaotique en haut à droite là où la composante VHE n'est plus ajustée.

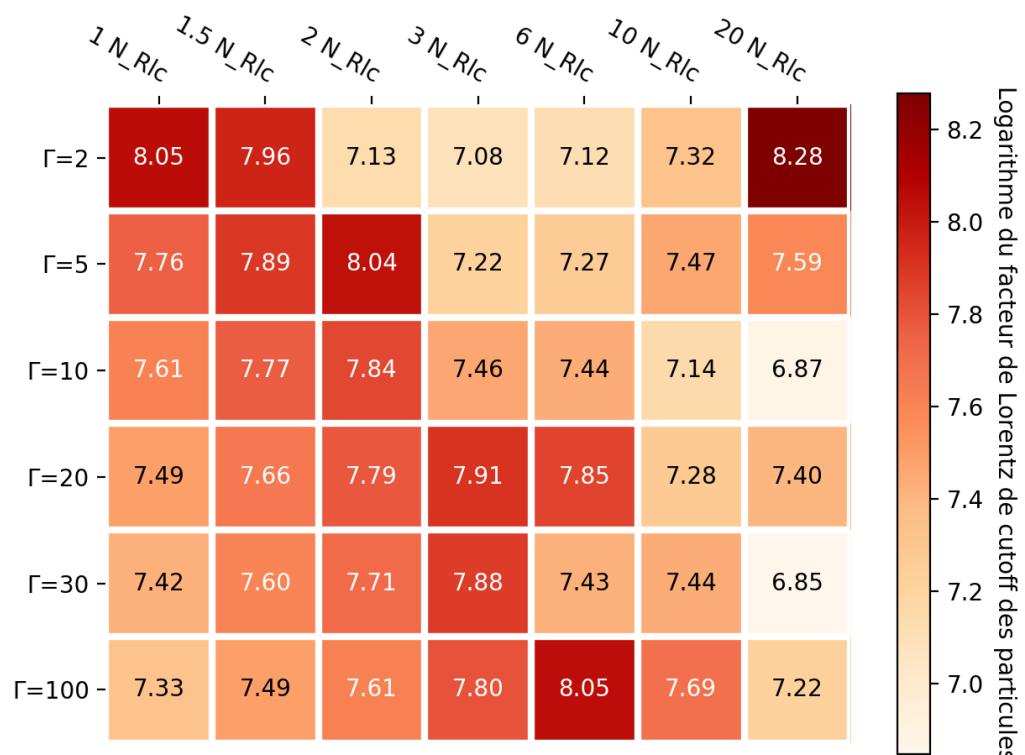


FIGURE 7.26 – Logarithme (en base 10) de l'énergie de coupure des particules. L'énergie de coupure est plus faible à grand Γ_w et faible distance là où le fit se déroule normalement.

7.5.4 Région d'exclusion non-physique

Les cartographies de la partie 7.5.2 montrent que le modèle ajuste d'autant mieux les données que Γ_w est élevé et qu'on est proche du cylindre de lumière. Or, c'est justement cette configuration qui est la moins plausible physiquement : on sait que le facteur de Lorentz du vent augmente progressivement avec la distance. Des simulations PIC sur la dissipation dans la feuille de courant [34] nous permettent de quantifier les domaines d'exclusion non-physiques de nos cartes.

La figure 7.27, issue de simulations PIC ([34]), permet de connaître l'évolution de Γ en fonction de la distance. Deux régimes se distinguent. À l'intérieur du cylindre de lumière, le mouvement est surtout transverse et le vent accélère avec $(1 + r^2/R_{LC}^2)^{1/2}$. Après quelques R_{LC} , il évolue avec $\sigma_*^{1/3} \ln^{1/3}(r/r_{FMS})$. Le paramètre μ_M vaut $\Gamma\sigma$. Le point où $\mu_M^{1/3} = \Gamma$ correspond au moment où la vitesse du vent dépasse la vitesse d'Alfvén (le fast point, en jaune).

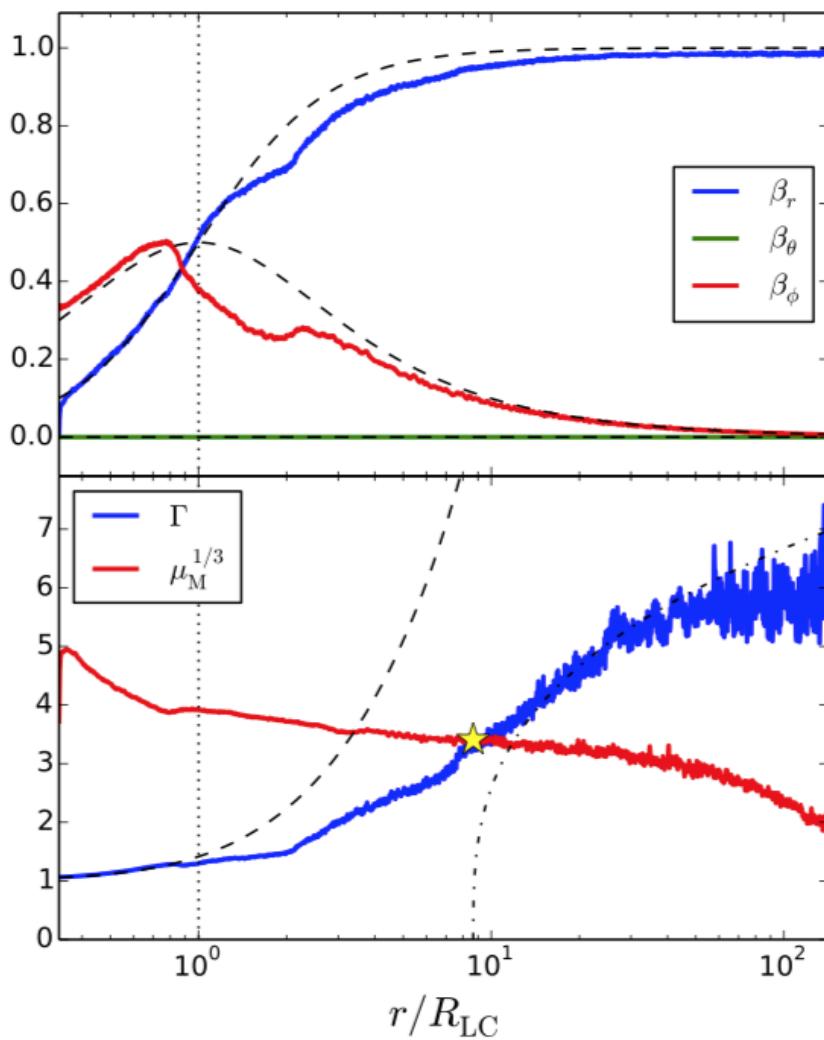


FIGURE 7.27 – Issu de [34]. La vitesse du vent suivant les trois composantes, et le facteur Γ_w sont trouvés par des simulations PIC et représentés en fonction de la distance.

Comme toujours avec les simulations PIC, les valeurs ne sont pas à l'échelle (cf partie 1.6.5) et mais on peut les y remettre. Comme on peut le voir sur la figure 7.27, le facteur de Lorentz du vent atteint des valeurs de 7 en sortie des simulations ;

les auteurs nous indiquent que cette valeur pourrait être équivalente à ~ 100 après avoir remis à l'échelle. Pour aller de $1 \equiv 1$ à $6 \equiv 100$, on considère que chaque unité correspond à 20, donc $2 \equiv 20$, $3 \equiv 40$, etc.

$N_{R_{LC}}$	Γ_w PIC	Γ_w après rescaling
1	1.3	6
2	1.5	9.3
3	2.0	17.7
4	2.3	22.7
5	2.5	26
6	2.7	29.3
7	2.9	32.7
8	3.3	38.5
10	3.5	43.3

Or nous avons vu qu'il était possible d'ajuster la composante pour un Γ_w au moins égal à une valeur qui dépend de la distance mais qu'on pourrait résumer par :

$N_{R_{LC}}$	Γ_w minimum
1	10/20
2	20
3	20/30
6	40/50

Les valeurs de Γ_w dont nous avons besoin pour ajuster le spectre sont au-delà de celles obtenues par les simulations PIC, mais l'équivalence entre 6/7, la valeur en sortie des simulations, et ~ 100 après remise à l'échelle est elle-même très approximative. Nous sommes à la lisière des valeurs autorisées par les simulations.

7.5.5 Deux exemples d'ajustements de bonne qualité et relativement réalistes physiquement

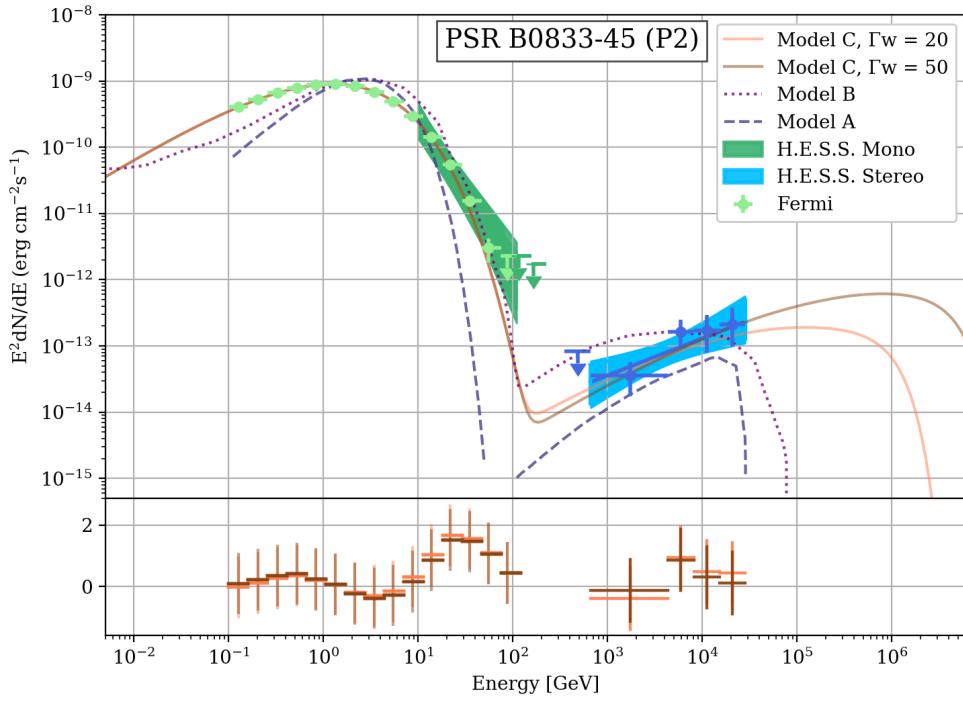
Nous choisissons deux exemples de configurations pour lesquelles il est possible de trouver des bonnes solutions et qui ne sont pas trop exclues par les simulations PIC : ($\Gamma_w = 20$ à $2 R_{LC}$) et ($\Gamma_w = 50$ à $5 R_{LC}$), c'est-à-dire avec un facteur de Lorentz double par rapport à ce que prédisent les simulations PIC.

La table 7.2 montre ces deux ajustements sur les données ainsi que les flux prédits par les modèles A et B.

L'ajustement de la composante au GeV est meilleur pour un rayonnement de synchrotron plutôt que de courbure ou synchro-courbure, ce qui rejoint les difficultés déjà connues pour ajuster le spectre du Crabe avec un rayonnement de courbure. L'indice très dur de la composante multi-TeV ne figure pas dans le modèle B. Le modèle A permet de retrouver l'indice mais présente une coupure à 10 TeV. En revanche, dans le modèle C, avec un facteur de Lorentz de 50, on peut atteindre le PeV dans le référentiel de l'observateur, et avec 15 ou 20 on peut dépasser 100 TeV. Connaître l'allure du spectre au-delà de 30 TeV permettrait de discriminer entre les modèles avec et sans boost, comme on peut le voir sur le SED. De futures données permettront peut-être de lever un voile sur cette question.

Rappelons tout de même que les modèles A et B permettent d'expliquer la courbe de lumière, tandis que le modèle C dans sa déclinaison analytique s'y prête moins

bien. Nous n'avons pas du tout abordé ce pan-là, néanmoins il est important de noter que des simulations PIC situant l'émission γ dans le vent du pulsar et avec une émission synchrotron prédisent des courbes de lumière similaires aux observations (CERUTTI, PHILIPPOV et SPITKOVSKY [64]).



Γ	N_{RLC}	$N_{\text{part}}/N_{\text{tot}}$	B/B_r	E_c particules
20	2	10^{-18}	3.4×10^{-5}	30 TeV
50	5	10^{-18}	1.0×10^{-5}	55 TeV

TABLE 7.2 – Distribution d'énergie spectrale du pic P2 de Vela. Les données de haute énergie de *Fermi* et de HESS-II Mono sont en vert, celles de très haute énergie de HESS-I sont en bleu. Les prédictions des modèles A et B (après une correction pour passer des flux moyennés en phase à résolus en phase) sont montrées, ainsi que les deux solutions que nous avons ajustées dans le cadre du modèle C. Les paramètres que nous avons trouvés sont indiqués dans le tableau.

7.5.6 Autres champs de photons cibles

Nous avons décrit les différents champs de photons cibles potentiels pour une diffusion IC partie 7.2.4. Les modèles A et B, sans boost, prennent comme champ de photons cibles des photons infrarouges et optiques. Il existe des mesures d'un tel champ en provenance de Vela, dans la bande de 0.5 à 4 eV. Il est peu probable que ce rayonnement s'interrompe brutalement aux bornes de sensibilité de l'instrument, et les modèles A et B étendent ce rayonnement jusqu'à 0.005 eV, ce qui permet de rajouter de nombreuses cibles supplémentaires pour l'IC. Dans le modèle A, ces photons sont émis dans des couches adjacentes aux cavités externes par des paires secondaires. Dans le modèle B, ils sont émis dans une sorte de cavité à fente, uniformément entre R_{NS} et $0.5R_{LC}$. Pour cette étude et par commodité, nous situons la source de photons infrarouge à $0.25R_{LC}$. L'IC sur ces photons détectés entre 0.5 et 4 eV est illustré en pointillés sur la figure 7.28 et celui sur un spectre étendu jusqu'à 0.005 eV est en tiretés. On y représente également le SSC et l'IC sur les photons du CMB. Ce dernier est toujours négligeable. Par contre, l'émission IC sur un rayonnement infrarouge étendu ainsi que l'effet SSC sont des composantes importantes voire plus importantes que l'IC sur les X thermiques dans les cas près du cylindre de lumière et sans boost. Comme on peut le voir dans les résidus de la figure 7.28, l'ajustement du synchrotron reste assez médiocre ce qui diminue la vraisemblance de ce scénario.

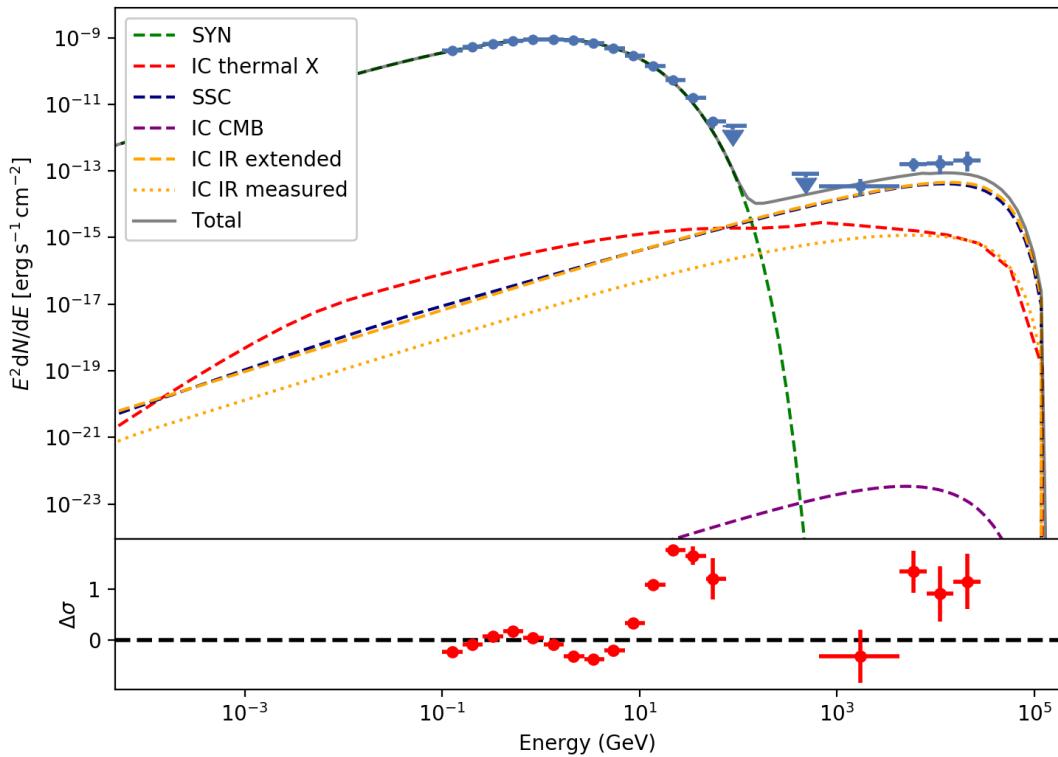


FIGURE 7.28 – Cas $\Gamma_w = 1$ et au cylindre de lumière.

Cela a lieu seulement dans les conditions suscitées, dès qu'on s'éloigne un peu plus et qu'on augmente le boost, c'est bien l'IC sur les X thermiques qui domine (voir figure 7.29). On retrouve une distinction nette entre le cas non boosté avec une coupure au niveau du dernier point de flux, et le cas boosté où la coupure a lieu beaucoup plus tard.

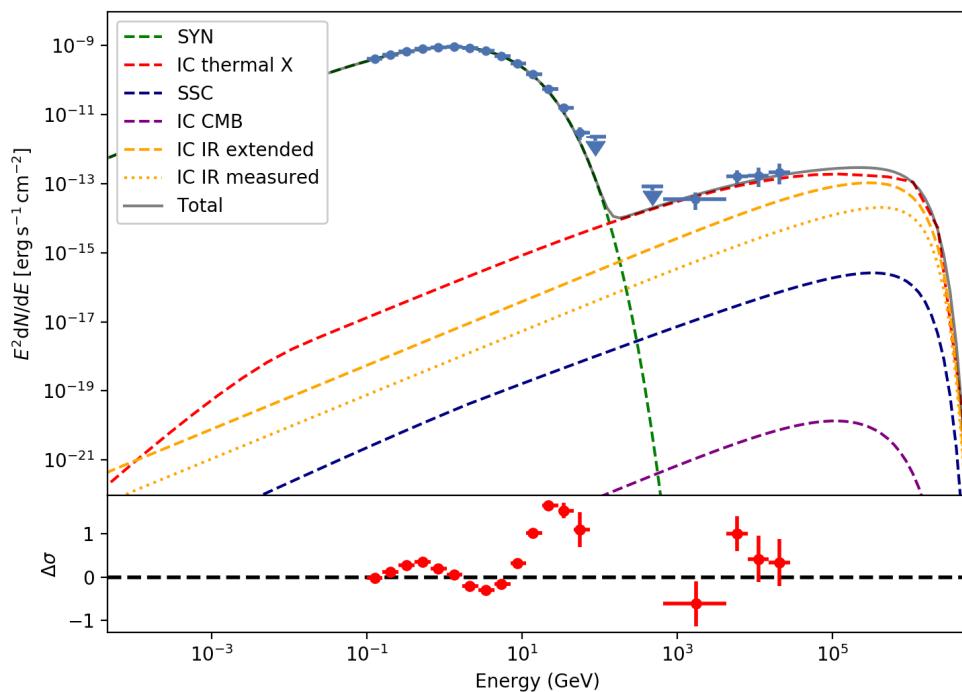


FIGURE 7.29 – Cas $\Gamma_w = 20$ et à $2R_{LC}$. Il y a un bug dans le plot des barres d'erreur des résidus de naima, à corriger avant les versions imprimées

7.6 Application du même modèle à PSR B1706-44, PSR J1509-5850 et au Crabe

L'objet de cette section est d'estimer s'il est possible de trouver rapidement des ajustements corrects à partir du même modèle appliqué aux autres pulsars : PSR B1706-44 et PSR J1509-5850 ainsi qu'au cas du Crabe, l'autre pulsar que Vela à avoir été détecté dans le domaine du TeV.

7.6.1 Le cas de PSR B1706-44

Un rayonnement de corps noir a été détecté en provenance de PSR B1706-44 et ajusté à une température de 1.66×10^5 K pour un rayon du hot spot de 4.3 km (MARELLI [166]). Le champ magnétique est un peu plus faible que celui de Vela, avec une valeur de 2.7×10^4 Gauss au cylindre de lumière. Nous prenons toutes ces différences en compte et cherchons un ajustement pour un cas à une distance de $2R_{LC}$ pour un Γ_w de 20. Le paramètre β est laissé fixe à 2 tandis qu'on ajuste numériquement les paramètres N_{part} , p , E_{cut} et B/B_r .

On estime le taux d'injection de particules $\dot{N} = 4\pi\epsilon_0\Omega^2 B_P R_{NS}^3/e$ avec $R_{NS} = 12$ km, $\Omega = 62$ rad/s et $B_P = 3 \times 10^{12}$ Gauss ce qui nous donne un réservoir qui fournit 10^{33} particules par seconde comme pour Vela.

Nous trouvons qu'il est possible de trouver des ajustements satisfaisants pour la bosse au GeV, avec un flux IC en-dessous, mais pas des ordres de grandeur en-dessous des limites supérieures, ce qui est cohérent avec la petite indication que nous avons dans les données stéréo.

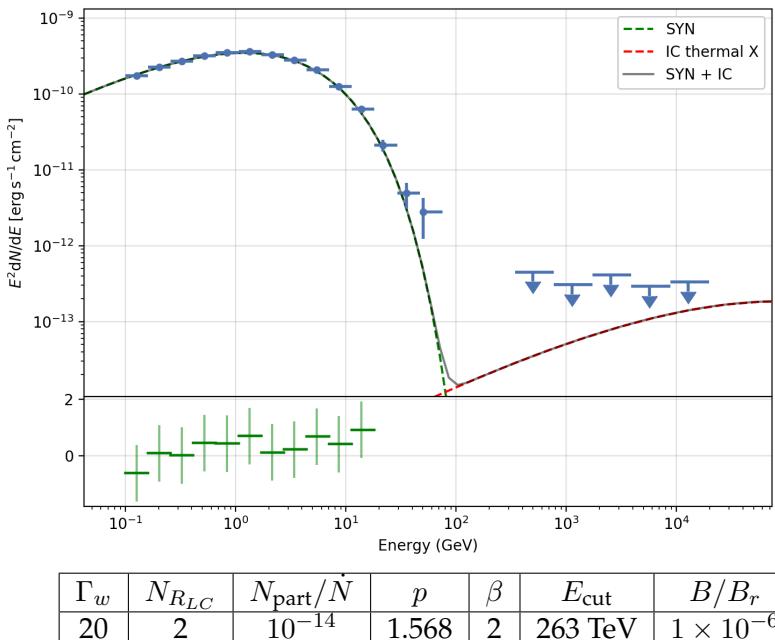


FIGURE 7.30 – Ajustement du modèle sur le spectre résolu en phase (0.25-0.55) de PSR B1706-44. Les résidus sur les points du LAT sont en vert.

7.6.2 Le cas de PSR J1509-5850

Le rayonnement de corps noir n'a pas été mesuré en provenance de PSR J1509-5850, ce qui veut dire qu'il n'est pas suffisamment élevé pour être détecté à sa distance de 3.37 kpc (MARELLI [166]). Comme les températures mesurées en provenance des étoiles à neutrons semblent toujours supérieures à 10^5 K, nous prenons une valeur de 10^5 K sur un rayon de 5 km comme pour Vela (la taille de la surface d'émission correspond à un facteur correctif sur le nombre de cibles).

Les points de flux de *Fermi*-LAT avant la coupure présentent un indice assez plat, ce qui indique que l'indice p du spectre de la population de particules est plus élevé que le 1.15/1.2 qui permet d'ajuster les spectres de Vela et de PSR B1706-44 et qui correspond aux simulations d'une reconnection magnétique. Nous gardons le cas $N_{R_{LC}} = 2$ et $\Gamma_w = 20$. Nous augmentons un peu $\beta = 2.5$ et nous ajustons numériquement N_{part} , p , E_{cut} et B/B_r .

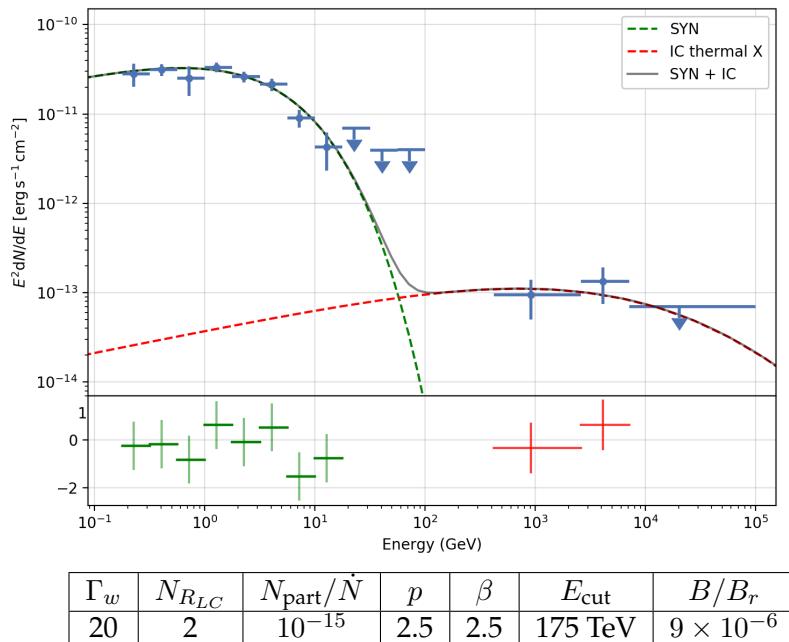


FIGURE 7.31 – Ajustement du modèle sur le spectre résolu en phase de PSR J1509-5850. Les résidus entre l'émission synchrotron et les points de *Fermi*-LAT sont en vert, ceux entre l'émission IC et les points de H.E.S.S. en rouge.

Nous trouvons qu'il est possible d'ajuster raisonnablement le spectre ; un indice de 2.5 pour le spectre des particules permet de retrouver la partie plate des premiers points de *Fermi* et en même temps de passer par les points de flux de H.E.S.S. sans dépasser la limite supérieure dérivée. L'indication à 3σ au-delà de 500 GeV, qui diminue au-delà de 1 et 3 TeV, est cohérente avec un tel spectre mou.

Il semble donc possible de trouver des solutions en cohérence avec le travail précédent sur Vela pour des données d'autres pulsars. Ce constat encourageant doit quand même être tempéré : le problème est dégénéré entre tous les paramètres du modèle, dans le cas de PSR B1706-44, l'analyse des données stéréo n'a donné lieu qu'à des limites supérieures, et dans le cas de PSR J1509-5850, les points de flux sont très préliminaires avec des grandes barres d'erreur, à l'image de l'indication à 3σ .

7.6.3 Expliquer l'émission pulsée du Crabe dans le même cadre ?

Dans le cas du pulsar du Crabe, au contraire de Vela, l'émission VHE détectée par MAGIC et VERITAS semble alignée avec sa composante HE détectée par *Fermi*-LAT. Une étude spectrale résolue en phase a montré la possibilité d'ajuster l'émission HE et VHE avec une même loi de puissance pour les pulses P1 et P2 [73], comme on peut le voir figure 7.32.

Le pulsar du Crabe est souvent une exception par rapport à d'autres pulsars, et cela pourrait bien être le cas ici aussi. Nous montrons le spectre du Crabe et d'autres pulsars sur huit décades en énergies allant des rayons X aux γ de 10 GeV (figure 7.32). Là où Vela et de nombreux autres pulsars ont un spectre qui monte avant de présenter une coupure au GeV, le spectre du Crabe présente deux bosses, une en X et une au GeV. La composante VHE du Crabe se comprend peut-être à la lumière de ce spectre plus étendu en énergie.

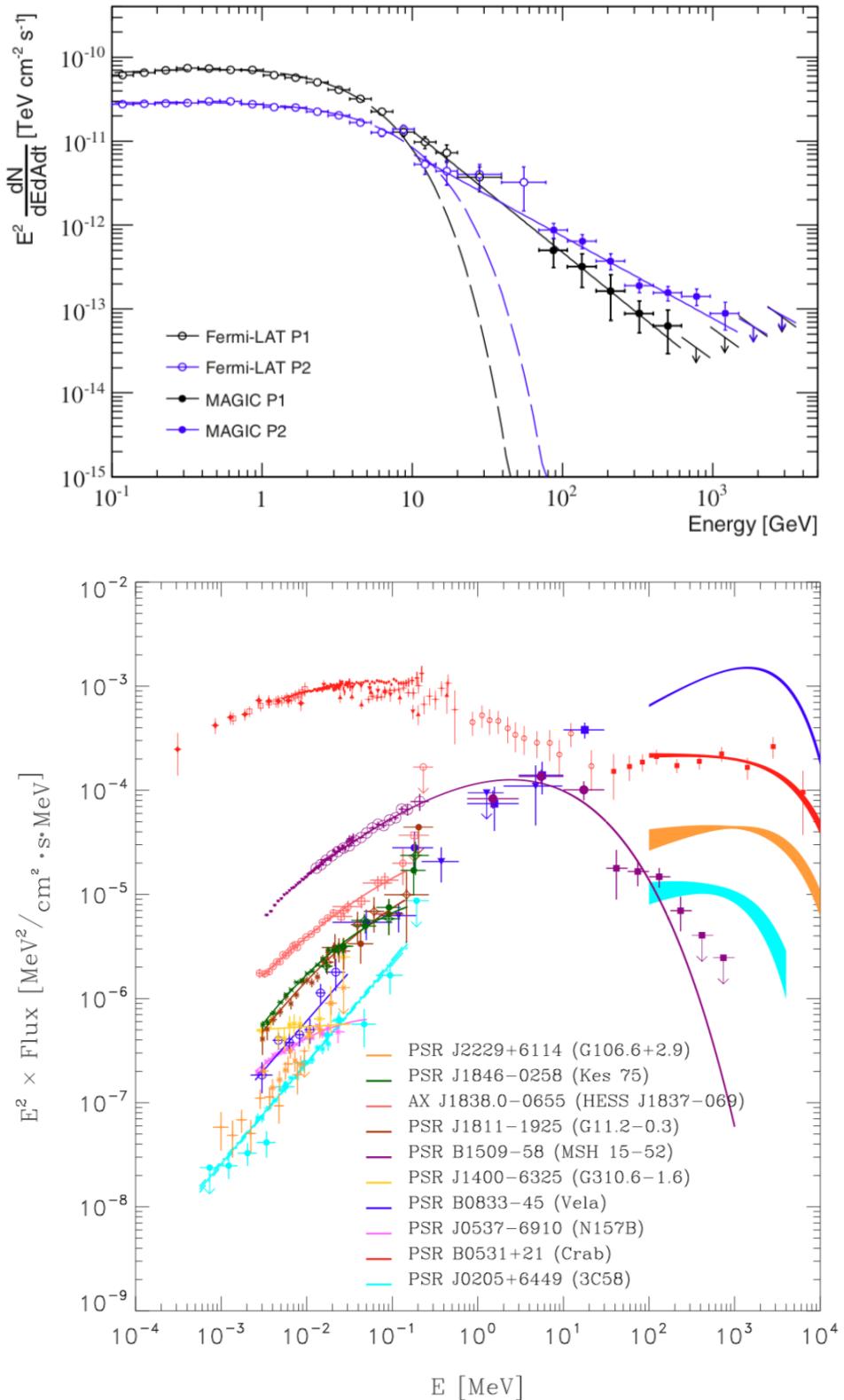


FIGURE 7.32 – En haut : SED dans le domaine de 100 MeV au TeV résolu en phase pour les pics P1 (en noir) et P2 (en bleu) du pulsar du Crabe. Pour chaque pic, une même loi de puissance permet d’ajuster la composante VHE et la fin de la composante HE après la brisure. Source : the MAGIC collaboration, 2015 [73]. En bas : SED moyen en phase de 100 eV à 10 GeV de différents pulsars, le Crabe est en rouge, source : KUIPER et HERMSEN [115] (2015).

Nous proposons d'ajuster la bosse X avec une émission synchrotron dans la feuille de courant et la bosse γ (HE et VHE) avec une émission IC sur différents champs de photons cibles. À la différence de Vela, l'émission IC dominante est le SSC.

Étant donnée la forme du spectre en rayons X autour de 10 keV, nous utilisons un spectre en loi de puissance brisée pour modéliser les particules émettrices (au lieu d'une loi de puissance avec coupure exponentielle comme pour Vela).

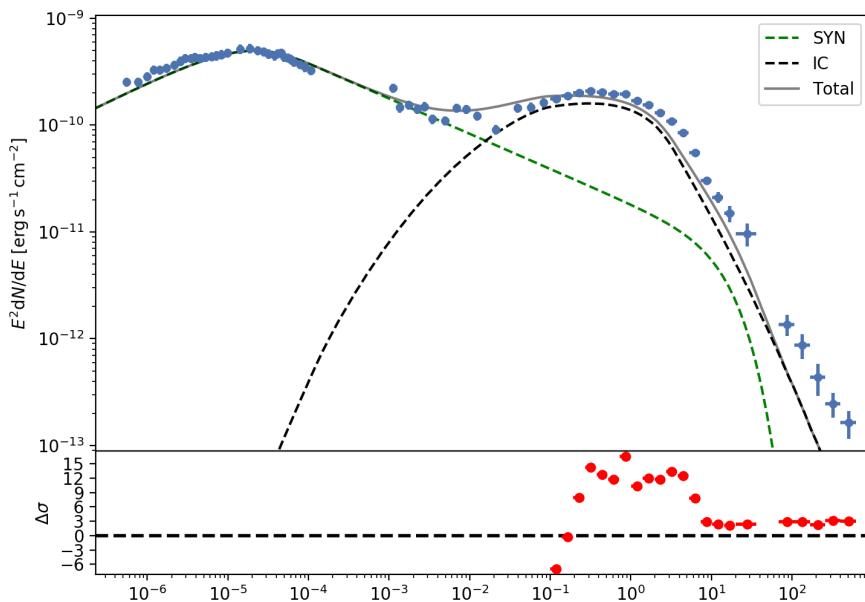


FIGURE 7.33 – Données résolues en phase pour le pic P1. Ici la bosse en X est ajustée par une émission synchrotron et la bosse γ par un effet SSC.

Comme on peut le voir, nous trouvons un ajustement préliminaire qui reproduit l'allure du spectre en première approche sans atteindre la même qualité que celle obtenue pour Vela. Nous arrivons à ajuster correctement la transition entre la bosse X et γ (comme sur la figure 7.33) mais nous n'obtenons pas le bon indice au début de la bosse des X et à la fin de la bosse γ , ou bien l'inverse (nous trouvons des résultats qui ajustent correctement la loi de puissance du GeV au TeV mais qui surestiment la transition à 10 MeV).

Voici les valeurs des paramètres utilisés pour l'ajustement montré figure 7.33.

B	N_{part} (/ eV)	p_1	p_2	$N_{R_{LC}}$	Γ_w	γ_{\min}	γ_{\max}	E_{brisure}
$0.029 \times B_{LC}$	10^{17} à 10 TeV	2.259	3.459	1	1	200	5×10^6	3.5 GeV

TABLE 7.3 – B est le champ magnétique utilisé pour le synchrotron et SSC; les paramètres pour la loi de puissance brisée sont N_{part} , p_1 , p_2 et E_{brisure} entre γ_{\min} et γ_{\max} . On se place au cylindre de lumière sans boost.

Ce modèle est différent du modèle C (Mochol et Pétri, 2015 [157]) car dans celui-ci, l'émission HE était attribuée au synchrotron et l'émission VHE au SSC. En revanche, un modèle analogue du point de vue des processus d'émission (synchrotron et SSC) mais situé à l'intérieur du cylindre de lumière a été suggéré par LYUTIKOV [167].

Par ailleurs, des simulations PIC ont permis de mettre en évidence une double bosse causée par une émission de synchro-courbure à l'intérieur du cylindre de lumière et de synchrotron à l'extérieur (voir figure 7.34). Cependant, l'amplitude relative des deux bosses dépend fortement de l'obliquité et on n'a essentiellement qu'une bosse pour $\chi > 45^\circ$ ce qui est le cas pour Vela et pour le Crabe. Cela pourrait en revanche peut-être expliquer l'absence de coupure entre le GeV et le TeV du pulsar du Crabe.

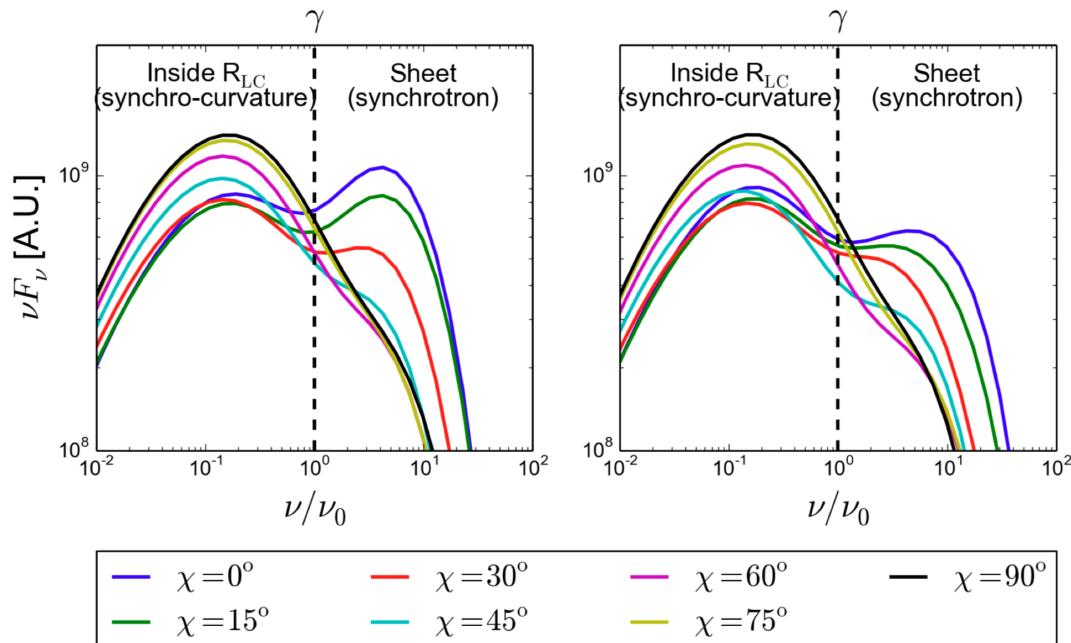


FIGURE 7.34 – Dans les simulations PIC, il peut y avoir deux bosses, avec une émission synchro-courbure dans la magnétosphère et une émission synchrotron au-delà du cylindre de lumière. Source : CE-RUTTI, PHILIPPOV et SPITKOVSKY [64].

7.7 Résultats principaux / conclusion

L'étude phénoménologique menée dans ce chapitre sur le pulsar de Vela constitue à notre connaissance la première du genre résolue en phase et reliant deux composantes distinctes en rayons γ , du GeV jusqu'aux dizaines de TeV. Résumons en quelques points les résultats principaux :

- On trouve les meilleurs résultats avec une population de particules dotée d'un spectre remarquablement proche ($\alpha = 1.15, \beta = 2$) de celui obtenu par un processus de reconnexion magnétique grâce à des simulations PIC (WERNER et al. [160]).
- La composante VHE peut être correctement ajustée à partir d'un Γ_w seuil, qui augmente avec la distance au cylindre de lumière ($\Gamma_w \gtrapprox 10$ au cylindre de lumière, $\gtrapprox 30$ pour $3 R_{LC}$ et $\gtrapprox 100$ pour $6 R_{LC}$).

- Ces valeurs sont un peu au-delà de la limite prédictive par les simulations PIC (CERUTTI et PHILIPPOV [34]), mais raisonnablement compte tenu de l'incertitude sur les valeurs quantitatives obtenues avec ces simulations.
- Il est nécessaire d'avoir des particules avec un facteur de Lorentz jusqu'à 10^{7-8} dans le repère du vent, ce qui est largement compatible avec une estimation analytique (MOCHOL et PÉTRI [157]).
- La même population produisant une émission synchrotron permet d'ajuster correctement la composante HE résolue en phase autour de P2. La prolongation de cette composante prédit un flux inférieur à celui des limites supérieures de RXTE au keV, avec un indice proche des points de P1.
- Des observations plus poussées de façon à sonder le spectre à quelques dizaines de TeV permettraient sans doute de discriminer entre les modèles reposant sur un boost et les autres (magnétosphériques), car ces derniers parviennent difficilement à ~ 10 TeV. En revanche, avec un facteur de Lorentz de ~ 20 , on a une coupure aux alentours de 100 TeV, et un Γ_w de 100 pourrait même aboutir à une coupure au PeV.
- La très bonne qualité des ajustements spectraux au GeV et au TeV plaide en faveur du modèle du vent strié / boosté. Il faut rappeler néanmoins que les modèles géométriques de type A et géométriques et dynamiques de type B ont une meilleure capacité prédictive des courbes de lumière. Les modèles de type C et les simulations PIC n'en sont qu'à leur début et des améliorations sur la prédiction de la courbe de lumière sont largement envisageables. Des simulations PIC ont déjà montré que l'on peut avoir des effets de caustiques dans la feuille de courant.
- Une application de ce modèle aux données du pulsar du Crabe permet de reproduire l'allure générale du spectre des rayons X au TeV. Même si l'ajustement reste meilleur que d'autres modèles plus complexes (le modèle B décliné pour le Crabe), nous considérons que sa qualité n'est pas suffisante pour revendiquer sa pertinence quant au Crabe. C'est un travail préliminaire qu'il s'agirait de développer plus en avant.

CHAPITRE 8

Futur et perspectives avec CTA

Résumé

Dans ce dernier chapitre, nous discutons des perspectives pour les pulsars en astronomie γ depuis le sol. Le futur observatoire CTA devrait permettre de sonder le ciel γ à des énergies sans précédent. Des chaînes d'analyses de haut niveau sont en cours de développement dans la communauté, notamment Gammapy, un logiciel python adapté aux formats de données et méthodes d'analyse de télescopes Tchérénkov à imagerie atmosphérique. Nous avons participé au développement de l'analyse des pulsars dans Gammapy. Un data challenge (DC1) a été organisé, ce qui a été l'occasion de tester ces outils et de s'assurer de leur bon fonctionnement. Enfin, nous dérivons des courbes de sensibilité pulsées sur la base des IRFs de CTA.

Sommaire

8.1	Futur des recherches de pulsations à haute et très haute énergie depuis le sol	207
8.2	L'observatoire CTA : la quatrième génération de télescopes Tchérénkov à imagerie atmosphérique	208
8.3	Gammapy , un package python pour l'analyse de haut niveau	210
8.4	Le DC1 (Data Challenge 1)	210
8.5	Courbes de sensibilité en analyse pulsée	215
8.6	Conclusions	219

8.1 Futur des recherches de pulsations à haute et très haute énergie depuis le sol

La comparaison des spectres pulsés de Vela et du Crabe semble dévoiler deux types différents de comportements dans le domaine γ . Le Crabe a un spectre qui, au lieu d'une coupure sous-exponentielle, présente plutôt une inflexion au GeV dans la loi de puissance. Les spectres des deux pulsations P1 et P2 sont ajustés avec un indice qui permet de relier continûment les points au GeV et au TeV.

Le pulsar Vela se comporte différemment : sa courbure est vue indépendamment par le LAT et HESS à quelques dizaines de GeV, et la composante au TeV a un indice très dur, en discontinuité avec le spectre à haute énergie.

Il n'est pas exclu que les deux cas puissent s'expliquer par un même modèle, ce qui a été notre approche dans le chapitre 7.

Connaître le comportement d'autres pulsars à très haute énergie éclaircirait notre compréhension : combien d'entre eux présentent comme Vela une courbure au-delà de 10 GeV et quid d'une émission au TeV pour d'autres pulsars ?

Les détections récentes de Geminga et de PSR B1706-44 depuis le sol en sont encore à leur tout premier stade : les pulsars sont détectés mais le rapport signal sur bruit est trop défavorable pour mesurer une courbure.

Nous avons dérivé des points de flux très préliminaires associés à l'indication de pulsations au TeV venant de PSR J1509-5850. Si cette détection était confirmée, cela voudrait dire que le ratio des flux au GeV et au TeV pourrait être plus favorable à des détections au sol que celui du pulsar de Vela laisse présager.

L'expérience HESS tend vers sa fin, qui était à l'origine prévue pour 2019 et qui a été reportée de 3 ans. L'observatoire CTA devrait commencer à prendre des données peu de temps après. Dans ce dernier chapitre, nous cherchons à estimer les possibilités de détections de pulsars en quelques dizaines d'heures d'observation avec CTA.

8.2 L'observatoire CTA : la quatrième génération de télescopes Tcherenkov à imagerie atmosphérique

Le futur observatoire CTA est conçu en deux sites, un dans chaque hémisphère.

Le site Nord est en cours d'installation sur l'île de La Palma, à 2200 mètres d'altitude, au bord d'un cratère volcanique éteint, dans un observatoire qui héberge déjà MAGIC et d'autres télescopes optiques.

Le site Sud devrait être situé dans le désert d'Atacama au Chili, près de l'observatoire du Cerro Paranal, à 2600 mètres d'altitude, dans des conditions d'observation connues pour être idéales.

Trois types de télescopes sont développés : les SST (Small Size Telescopes), les MST (Medium Size Telescopes) et les LST (Large Size Telescopes). Les télescopes les plus grands permettent de détecter les lumières Tcherenkov les plus faibles, émises par les gerbes des photons γ de plus basse énergie. Les petits télescopes, nettement moins coûteux, ont l'avantage du nombre et permettent de constituer un réseau étendu avec une grande surface efficace pour récolter les rares photons γ de plus haute énergie.

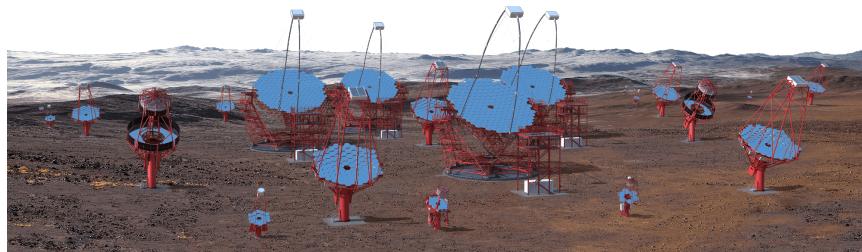


FIGURE 8.1 – Illustration du réseau de télescopes CTA avec les SST, les MST et les LST dans le site Sud.

Le choix des prototypes pour les télescopes, leur nombre et arrangement est encore en discussion, surtout pour le site Sud ; nous présentons le projet dans son stade actuel, susceptible d'évoluer.

Il devrait y avoir 70 SST de 4 à 6 mètres de diamètre, tous installés dans le site Sud pour sonder le ciel de l'hémisphère Sud à des énergies jusque là jamais atteintes.

Les MST, au nombre de 40 et d'un diamètre d'environ 12 mètres de diamètre seraient être répartis entre les deux sites (25 dans le site Sud et 15 dans le site Nord).

Les 8 LST de 24 mètres de diamètre seraient également répartis entre les deux sites. Ils devraient être capables de se repositionner en 20 secondes et d'avoir un seuil à 10-20 GeV pour détecter des phénomènes transitoires et réagir rapidement à des alertes.

La figure 8.2 montre la disposition des réseaux Nord et Sud.

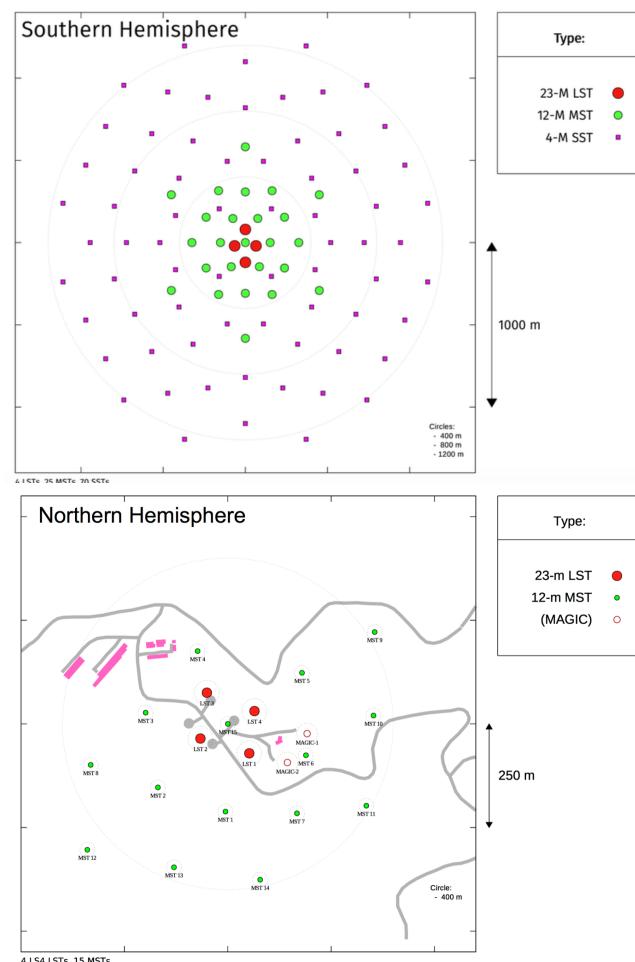


FIGURE 8.2 – Prototype d'arrangement du réseau de télescopes du site Sud (en haut) et Nord (en bas).

8.3 Gammapy, un package python pour l'analyse de haut niveau

Nous ne décrivons pas l'instrumentation de CTA sur laquelle je n'ai pas travaillé mais la philosophie de l'instrument reste la même que pour les générations précédentes de télescopes Tcherenkov à imagerie atmosphérique (voir section 2.5.2). En revanche, nous avons travaillé un peu sur l'analyse de haut niveau, qui consiste à passer du DL3 au DL4 (voir section 2.6.2.2), c'est-à-dire à produire des cartes du ciel, des spectres, des courbes de lumière à partir des événements gamma-like.

Pour cela, deux outils sont développés au sein de la collaboration CTA : `ctools` en C++ et `Gammapy` en python et c'est à ce dernier nous avons participé.

`Gammapy` est un logiciel open-source basé sur des packages python existants, en particulier `Astropy` (pour l'astronomie à toute longueur d'onde [168], [169]) et `NumPy` (Numerical Python). En cours de développement, il contient les outils permettant de mener une analyse de haut niveau sur les données de CTA, selon les techniques développées pour l'imagerie Tcherenkov atmosphérique (comme l'extraction de fond), mais aussi d'autres techniques, par exemple d'analyse combinée entre plusieurs instruments.

L'analyse de haut niveau des pulsars se découpe en deux catégories : le phasage, qui est l'objet de logiciels à part entière comme `Tempo2` en C/C++ ou `PINT` en python (`Pint Is Not Tempo2`), et l'analyse des pulsations dans un deuxième temps (phasogramme, spectre des pulsations, carte pulsée). Un phasogramme consiste en un simple histogramme des phases et ne nécessite donc pas d'implémentation propre. De même, l'ajustement d'une courbe de lumière est un cas d'application sans spécificité particulière d'ajustement de fonction, même si on pourrait implémenter des modèles de courbes de lumière.

Les cartes du ciel pulsées s'obtiennent par simple soustraction de cartes des zones ON-phase et OFF-phase (voir section 2.6.2.10 pour la production de cartes), modulo le rapport de leur tailles respectives : $\text{image pulsée} = \text{image ON} - \alpha \times \text{image OFF}$.

Les spectres résolus en phase, en revanche, bénéficient d'avoir une classe dédiée. Par analogie avec des classes de `Gammapy` permettant d'extraire le fond sur des régions OFF, nous avons ajouté une classe qui fait la même chose mais en phase. Au lieu d'une région ON et OFF physiques, cette classe prend des régions ON et OFF en phase sur la même région ON. Le bruit de fond de l'observation traitée est évalué sur la zone OFF-phase, et le spectre du signal est reconstruit dans la zone ON-phase grâce aux IRFs selon la méthode de forward-folding décrite à la section 2.6.2.9.

8.4 Le DC1 (Data Challenge 1)

Un data challenge consiste en l'analyse de simulations de futures observation de CTA. Le but d'un DC est multiple : anticiper les potentiels premiers résultats qui pourraient être obtenus avec CTA et en combien d'heures, donner une occasion aux différentes chaînes d'analyse de se développer davantage sur des simulations qui s'approchent autant que possible de vraies données, et comparer les différentes chaînes de haut niveau (`ctools` et `Gammapy`).

Le premier data challenge (DC1) a été mené entre l'automne 2017 et l'été 2018 et le DC2 devrait être mis en place en dans les prochains mois.

Pour modéliser le ciel dans le DC1, toutes sortes de sources γ de haute et très haute énergie ont été inclus. Chaque source est associée à une certaine position, à

un spectre d'émission, et d'autres caractéristiques comme une courbe de lumière le cas échéant. Les observations ne sont pas uniformes et ne couvrent pas tout le ciel : à l'image des futures observations de CTA, certaines régions du ciel comme le centre galactique sont observées durant de longues périodes, tandis que d'autres ne sont pas observées du tout.

Les modèles utilisés pour les pulsars du DC1 ont été basés sur une étude de BURTOVOI et ZAMPIERI [170]. Douze pulsars détectés au-delà de 25 GeV dans les données du LAT ont été sélectionnés pour rejoindre les sources du DC1 et dix d'entre eux ont été couverts par les simulations d'observations. Leur spectre a été étendu à très haute énergie sur le modèle du Crabe, avec une loi de puissance unique de 30 GeV à 160 TeV. Celle-ci est ajustée sur les données de *Fermi*-LAT > 10 GeV pour chaque pulsar, aboutissant à des indices compris entre 3 et 4.7. Pour le pulsar de Vela, le modèle utilisé pour les simulations n'a donc pas grand-chose à voir avec le spectre observé ; quant aux autres pulsars, on ne sait pas mais il paraît un peu expéditif de tous les prolonger avec une loi de puissance jusqu'à 160 TeV ! Les modèles de spectres utilisés pour le DC1 sont très contestables, et devraient être corrigés pour le DC2 (par exemple avec certains pulsars Vela-like, d'autres Crab-like). La courbe de lumière est constante avec l'énergie et correspond à celle de *Fermi*-LAT au-dessus de 25 GeV, ce qui pourrait aussi être rendu plus réaliste pour le DC2. Les temps d'arrivées sont modélisés à partir des pulsations grâce à un modèle très simple qui ne prend en compte aucun terme de retard mais seulement les termes de phasage basés sur la période du pulsar et ses deux premières dérivées :

$$\phi = \phi_0 + f(t - t_0) + \frac{1}{2!} \dot{f}(t - t_0)^2 + \frac{1}{3!} \ddot{f}(t - t_0)^3$$

Afin de pouvoir commencer à travailler avec PINT, il serait utile que les termes de retard, éventuellement des glitches, soient pris en compte pour le DC2.

Parmi ces douze pulsars, seul Vela a été détecté par `ctools` et par `Gammapy`. Les résultats obtenus avec les deux chaînes sont similaires, nous présentons notre analyse avec `Gammapy`.

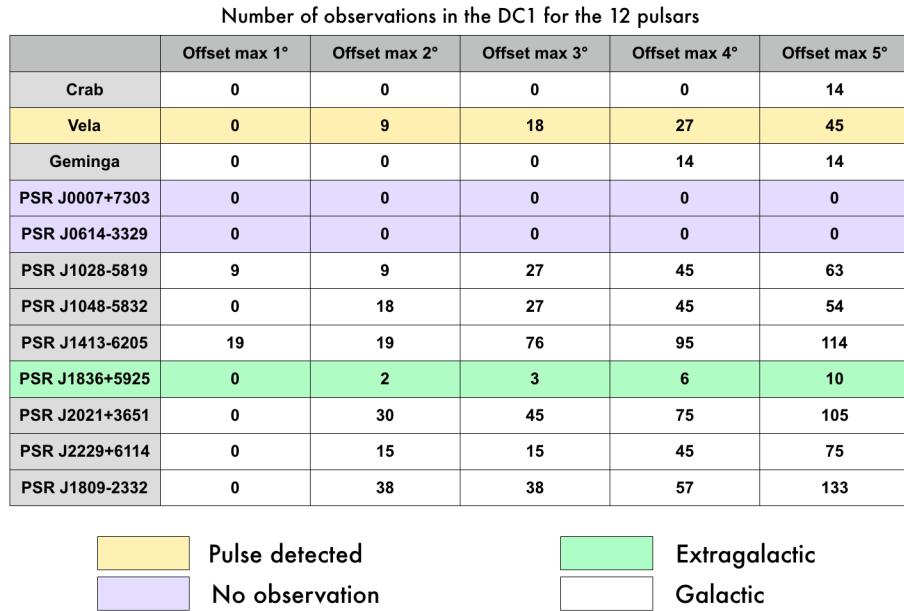


FIGURE 8.3 – Nombre d’observations pour différentes valeurs maximales de l’offset, pour les douze pulsars du DC1. Parmi eux, dix ont été observés et un seul détecté : Vela.

Les pulsations de Vela sont détectées avec le H-test avec une significativité $\gg 5\sigma$ ($H = 146$). Le phasogramme est représenté figure 8.4.

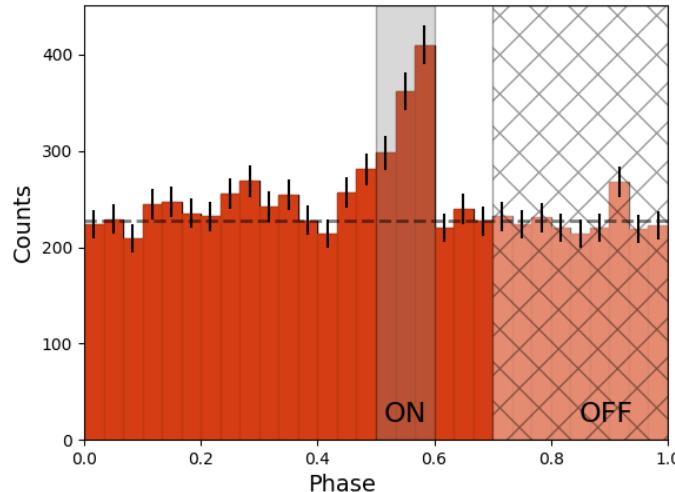


FIGURE 8.4 – Phasogramme de Vela dans le DC1.

Les autres pulsars, en revanche, ne sont pas détectés (la significativité maximale est de 2.2σ pour les pulsations de PSR J1048-5832).

La détection des pulsations de Vela nous a permis de dériver un spectre résolu en phase (zone ON : 0.5-0.6, zone OFF : 0.7-1) avec **Gammify**, tandis que l’analyse effectuée dans le cadre de **ctools** est moyennée en phase. Les deux chaînes permettent de retrouver un indice et un flux compatibles avec ceux du modèle utilisé.

Nous avons aussi fait une carte pulsée (avec les mêmes zones ON et OFF que pour le spectre) des observations de Vela du DC1, montrée figure 8.7.

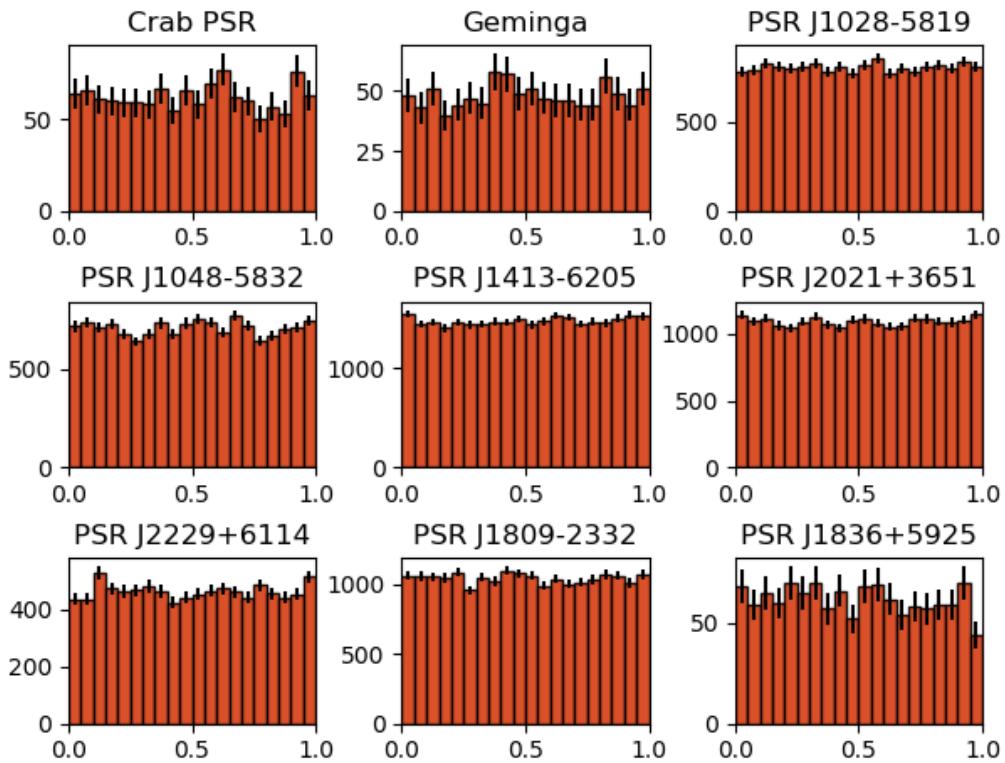


FIGURE 8.5 – Phasogrammes des neuf autres pulsars que Vela "observés" dans le DC1.

Chaîne	Énergie seuil	Normalisation à 20 GeV en $\text{MeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	Indice
Résolu en phase 0.5-0.6			
Modèle	-	1.1×10^{-13}	4.45
Gammapy	> 50 GeV	$(1.3 \pm 0.5) \times 10^{-13}$	4.49 ± 0.27
Moyenné en phase			
Modèle	-	1.94×10^{-13}	4.45
ctools	> 30 GeV	$(1.93 \pm 0.26) \times 10^{-13}$	4.68 ± 0.18

TABLE 8.1 – Résultats des analyses spectrales effectuées avec Gammapy et ctools comparés au modèle utilisé pour les simulations.

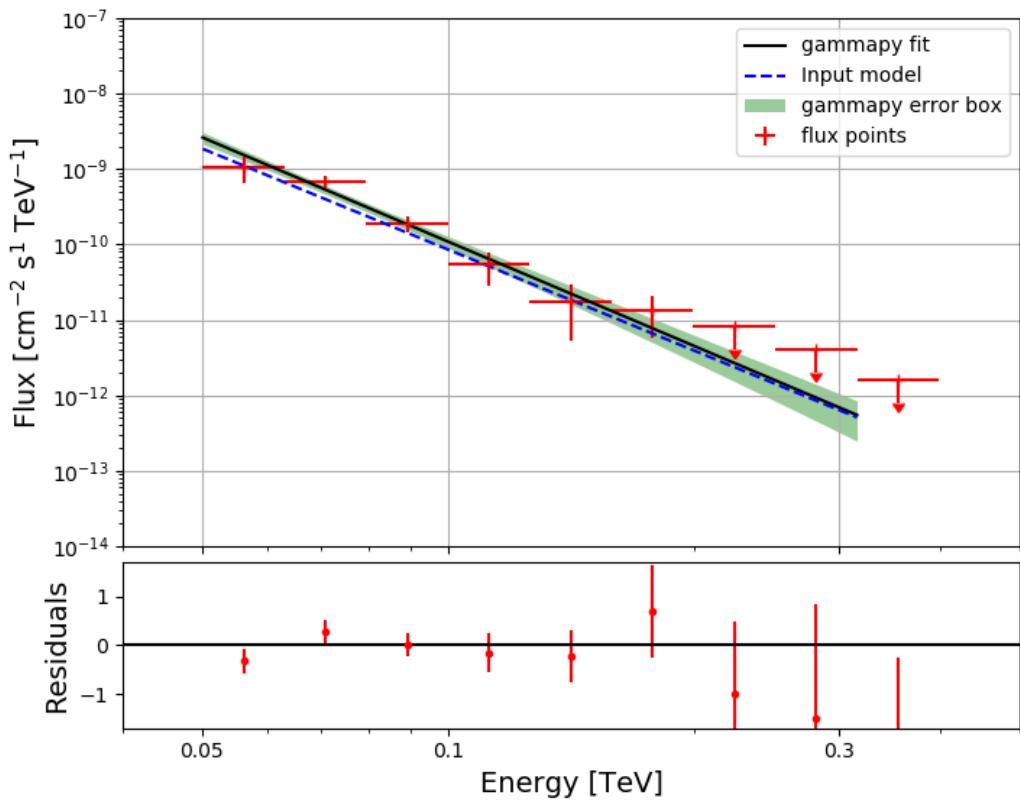


FIGURE 8.6 – Spectre résolu en phase de Vela dans le DC1. Le modèle utilisé est en tiretés bleus, la loi de puissance retrouvée est en noir, la boîte d'erreur à 1σ en vert et les points de flux en rouge.

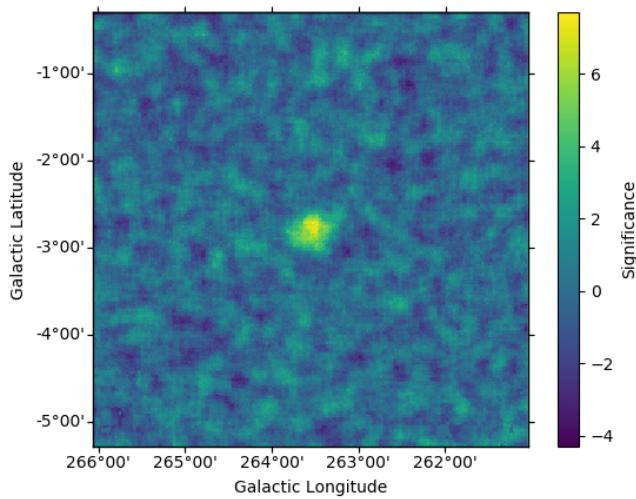


FIGURE 8.7 – Carte pulsée de Vela dans le DC1.

Cette analyse montre que les outils pour analyser des pulsars sont en place dans Gammapy, mais il serait instructif d'avoir des simulations plus réalistes pour le DC2.

8.5 Courbes de sensibilité en analyse pulsée

Connaître ce qui est à portée de détection avec un instrument peut se résumer efficacement par une courbe de sensibilité. Par contre, pour comparer ce qui est comparable, il faut définir un certain nombre de critères qui déterminent le seuil de sensibilité. Celui-ci dépend de plusieurs paramètres ou fonctions :

- Les fonctions de réponse de l'instrument : la sensibilité ne sera pas la même dans les sites Sud et Nord qui n'auront pas le même réseau de télescopes, et elle dépend comme pour H.E.S.S. de l'angle zénithal, de l'offset, etc. Les IRFs choisies doivent donc être précisées avec chaque courbe de sensibilité, de même que le site Nord / Sud, l'angle zénithal, etc.
- Le nombre d'heures d'observation, qui diminue le seuil de ce qui est détectable.
- La significativité par bin : on la fixe par convention à 5σ par bin dans les courbes de sensibilité. C'est un choix conservateur puisque 5σ est normalement plutôt le seuil d'une détection et donc de l'ensemble des bins. Les spectres de HESS sont généralement dérivés de sorte à avoir au moins 2σ par bin.
- Le nombre de bins par décade en énergie : il est fixé à 5 bins par décade. C'est une convention nécessaire puisque ce n'est pas la même chose d'avoir 20 bins à 5σ par décade ou d'en avoir 4.
- Le nombre minimal de γ : pour éviter d'avoir des bins avec trop peu de photons, le nombre de photons γ minimal par bin est fixé à 10 par bin. Ce critère devient dominant à haute énergie, lorsqu'il n'y a presque plus de bruit de fond.
- La fraction minimale de signal. À basse énergie, le bruit de fond est tellement intense qu'on rajoute une contrainte supplémentaire : il faut avoir au moins 5% de signal. C'est cette contrainte qui détermine le seuil à basse énergie.
- Enfin, pour faire correspondre un nombre de signaux dans un bin à un niveau de flux, il faut une loi spectrale. Si celle-ci est très dure, la répartition des événements au sein d'un bin n'est pas la même que si celle-ci est molle. Par convention, une loi de puissance avec un indice de 2 est utilisée.

Nous avons généré des courbes de sensibilité propres à la détection des pulsars. Étant donné un certain niveau de bruit de fond, nous avons trouvé le nombre d'excès pulsé nécessaire à la détection et traduit en un niveau de flux correspondant. Nous avons utilisé trois tests statistiques, le test du cosinus, le H-test et le test de Li&Ma, sur deux courbes de lumière montrées figure 3.8 (LC1 : pic P2 fin de Vela, LC2 : Vela 10 GeV de *Fermi*).

En plus de la courbe de sensibilité différentielle, nous avons fait une version intégrée. La première donne le flux minimal auquel on est sensible par bin en énergie ce qui permet de dire si une étude spectrale sera possible. La deuxième donne le flux minimal auquel on est sensible au-delà d'une énergie seuil, en rassemblant les événements de tous les bins supérieurs en énergie. Elle permet de dire si une détection sera possible.

Nous avons fait deux intervalles en énergie : le premier à très haute énergie, entre 100 GeV et 100 TeV, et le deuxième à haute et très haute énergie.

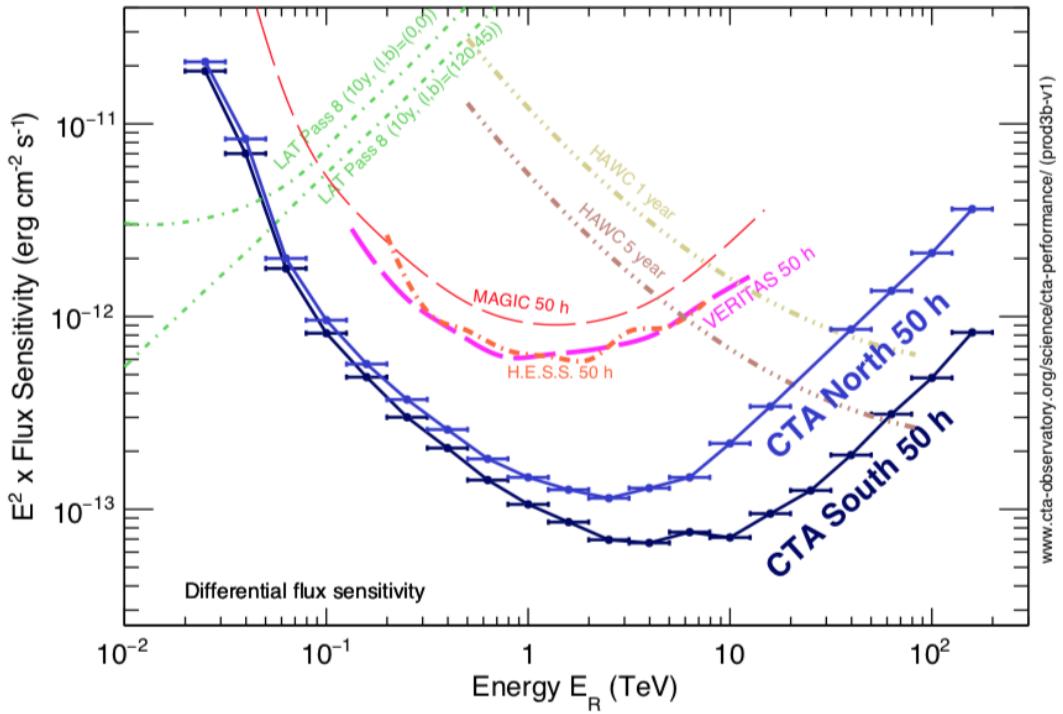


FIGURE 8.8 – Courbe de sensibilité différentielle en non-pulsé pour différents instruments γ . Crédit : [171]

Pour ces courbes, nous avons relâché certains des critères utilisés pour les courbes de sensibilité : nous n'avons plus le critère des 5% du bruit de fond, nous avons au moins 5 au lieu de 10 photons, au moins 3σ par bin pour la courbe différentielle et 4σ pour la courbe intégrée.

Les IRFs utilisées sont celles de CTA Sud à un angle zénithal de 20° et à un offset de 0.5° pour 50 heures d'observation. L'indice utilisé pour passer du nombre de photons au flux est de 2.

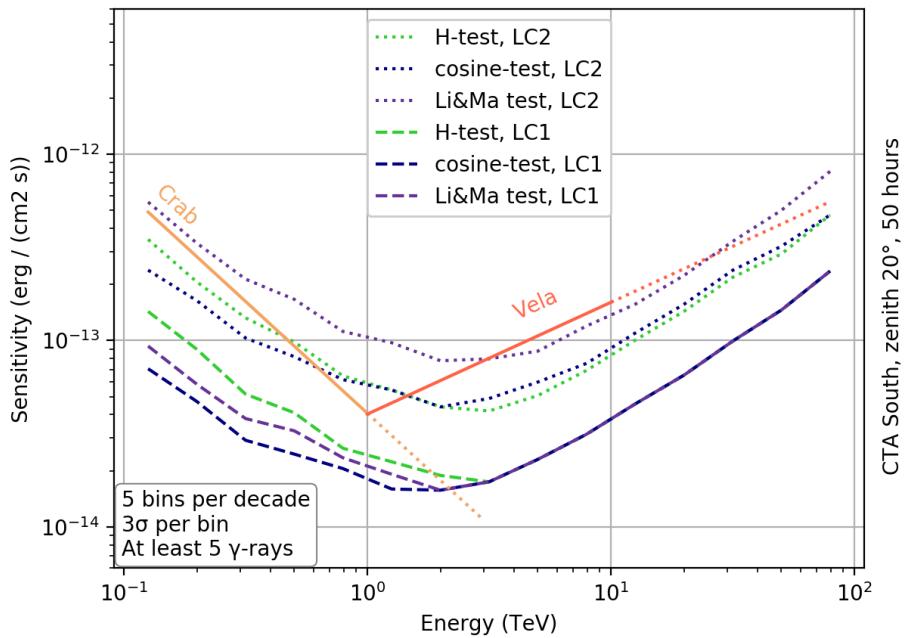


FIGURE 8.9 – Courbe de sensibilité pulsée différentielle pour la distribution d'énergie spectrale. Les lois de puissance du pic P1 du Crabe et de P2 de Vela dans le domaine du TeV sont représentées, avec une extrapolation en pointillé.

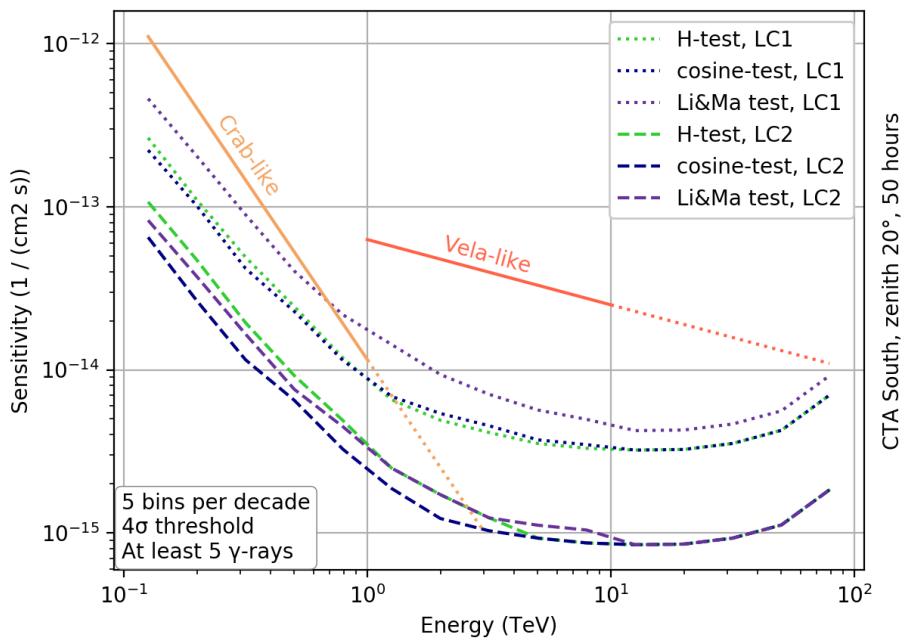


FIGURE 8.10 – Courbe de sensibilité pulsée intégrale (en nombre de photons et non plus en flux d'énergie). La version intégrée de la loi de puissance du Crabe et de Vela est mise pour comparaison.

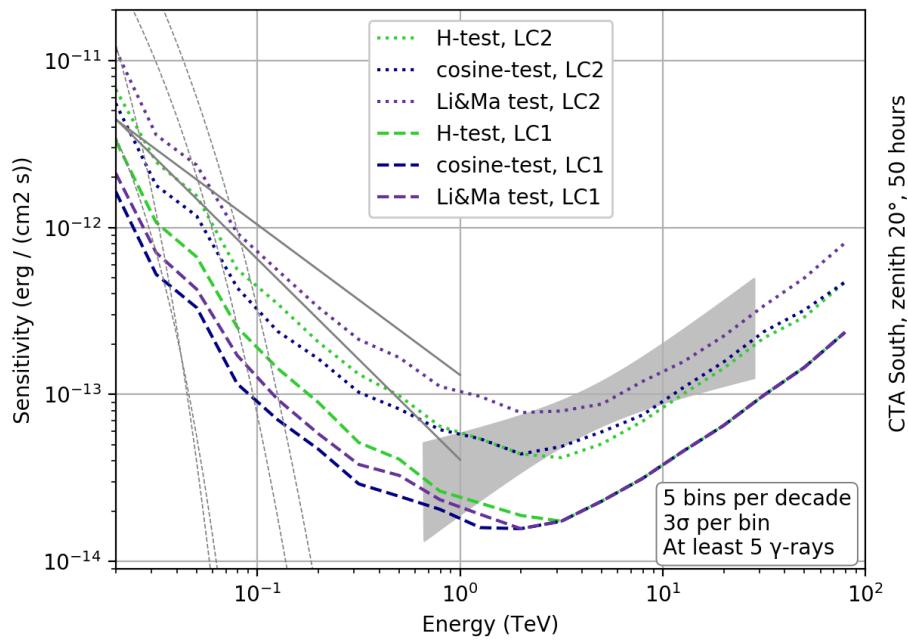


FIGURE 8.11 – Courbe de sensibilité pulsée différentielle pour la distribution d'énergie spectrale. On a en gris les flux de plusieurs pulsars : le papillon de Vela au TeV, les deux lois de puissance de P1 et P2 du Crabe, et les quatre lois de puissance avec coupure sous-exponentielle des quatre pulsars les plus brillants de *Fermi* (Vela P2, Geminga P2, PSR B1706-44 et le Crabe P2).

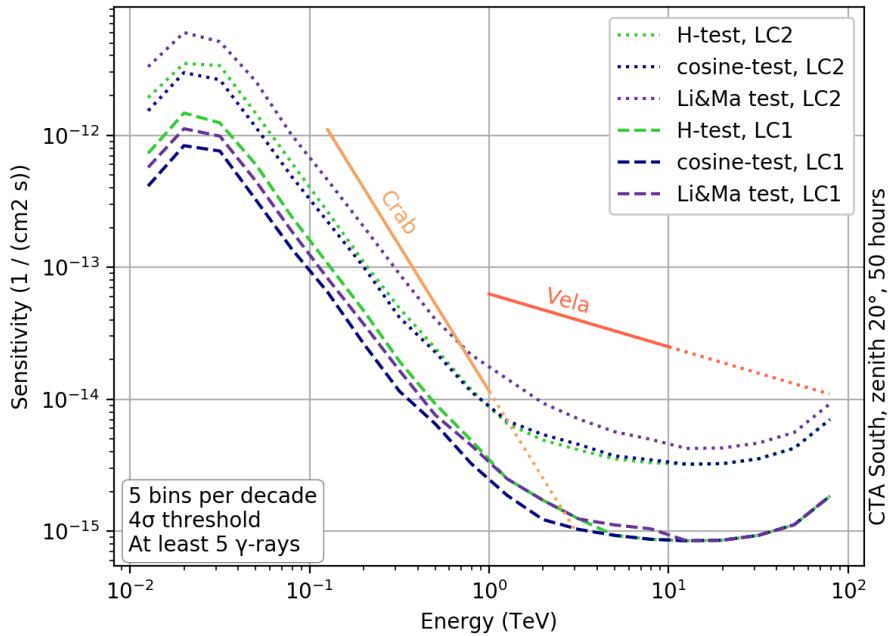


FIGURE 8.12 – Courbe de sensibilité pulsée intégrale (en nombre de photons et non plus en flux d'énergie). La version intégrée de la loi de puissance du Crabe et de Vela est mise pour comparaison.

8.6 Conclusions

Si les 70 SST sont bien installés dans le site Sud (ce qui est incertain), la sensibilité dans l'intervalle 100 GeV - 100 TeV sera telle qu'en quelques dizaines d'heures d'observation, on devrait être capables de détecter des flux de l'ordre de 5-10% de celui de Vela. Il est difficile d'estimer le nombre de pulsars supplémentaires détectés au TeV qui deviendraient à portée de main : on ne sait pas si ceux-ci suivraient plutôt le comportement de Vela ou du Crabe, ni à quel point le rapport de la bosse au GeV et au TeV peut fluctuer suivant les pulsars.

On peut sans doute affirmer avec un meilleur degré de certitude que le spectre du pulsar de Vela devrait être détecté à de plus hautes énergies, et cela pourrait permettre de discriminer entre les modèles sans boost qui prédisent une coupure vers 10 TeV et ceux avec boost qui prédisent une coupure au-delà de 100 TeV.

Conclusion

Cette thèse a eu lieu à une période riche en grandes nouvelles et premières détections dans le domaine de l'astrophysique des hautes énergies. En août 2017, des ondes gravitationnelles signant une fusion de deux étoiles à neutrons ont été observées pour la première fois, et ce signal a été suivi par de nombreuses observations sur tout le spectre électromagnétique. En janvier 2019, H.E.S.S. a détecté le premier GRB vu depuis le sol jusqu'à 440 GeV. En avril 2019, la première image d'un trou noir supermassif a été dévoilée. En juillet 2019, une nouvelle composante dans le spectre des rayons cosmiques à 10^{19-20} eV a été confirmée. Dans notre domaine plus particulièrement, nous avons détecté une émission pulsée au-delà de 3 TeV et jusqu'à plus de 20 TeV avec un spectre très dur en provenance de Vela. Cette émission est une composante spectrale distincte de l'émission au GeV, et la première de ce type détectée pour un pulsar. Mise en perspective avec l'autre pulsar détecté dans le domaine du TeV, le Crabe, cette découverte invite à repenser les modèles d'émission pulsée γ . Alors que seules les pulsations du Crabe au TeV et de Vela à quelques dizaines de GeV étaient vues depuis le sol au début de cette thèse, deux pulsars brillants de *Fermi*-LAT, PSR B1706-44 et Geminga, ont pu être détectés à quelques dizaines de GeV depuis le sol, portant leur nombre à quatre : deux à haute énergie seulement et deux à haute et très haute énergie. Une porte est en train de s'ouvrir dans le domaine des pulsars à très haute énergie.

Pour pouvoir détecter des pulsations avec très peu de photons, nous avons utilisé un test datant de 1994 et depuis tombé dans l'oubli : le test du cosinus. Grâce à des simulations Monte Carlo intensives, nous avons pu asseoir sa puissance par rapport à d'autres tests et développer une méthode pour corriger ses déviations à basses statistiques. Ce travail fait l'objet d'un article en préparation. Après avoir comparé et quantifié la puissance de différents tests, nous avons exploré d'autres pistes pour de nouveaux tests de périodicité, sans succès.

Grâce à cette étude, nous avons pu établir l'existence d'une nouvelle composante spectrale dans le domaine multi-TeV en provenance de Vela. Le spectre est très dur, avec un indice de 1.4, et s'étend jusqu'au-delà d'une vingtaine de TeV. Non seulement ce sont les plus hautes énergies jamais mesurées dans des émissions pulsées, mais il s'agit en plus d'une composante clairement distincte de celle du GeV. C'est la première détection d'une telle composante, qui fait également l'objet d'un article en préparation.

Nous avons analysé d'autres pulsars. Le deuxième après Vela, PSR B1706-44, est détecté en mode monoscopique, à quelques dizaines de GeV, sur la fin de la composante vue par *Fermi*-LAT, sans pour autant qu'une contrainte sur la courbure ait

pu être dérivée en raison du faible rapport signal sur bruit en mode monoscopique. Cette détection a été présentée à l'ICRC 2019, a fait l'objet d'un proceeding et est aussi l'objet d'un article en préparation. Nous avons testé la présence d'une éventuelle nouvelle pulsation par rapport au phasogramme de *Fermi*. Celle-ci ferait son apparition à quelques dizaines de GeV. Nous n'avons pas pu le confirmer en mono. En revanche, une indication de 3.4σ (2.6σ post-trials) en faveur d'une persistance au-delà de 7 TeV de cette éventuelle pulsation a été obtenue grâce au test du cosinus étudié dans cette thèse. Enfin, une analyse en mode stéréoscopique de données d'archive n'a abouti qu'à des limites supérieures pour la pulsation principale.

Le troisième pulsar, PSR J1509-5850, est loin d'être aussi brillant que Vela ou PSR B1706-44 dans le domaine du GeV. En revanche, il présente des pulsations au TeV à une significativité de plus de 3σ . Si c'était confirmé, cela montrerait que le rapport GeV sur TeV des pulsars pourrait varier notablement, par exemple en raisons d'effets géométriques dans l'émission autour du pulsar.

Nous avons aussi mené un travail phénoménologique. Nous voulions voir s'il était possible d'ajuster correctement les données au GeV et au TeV avec un modèle dans le vent ultra-relativiste au-delà, mais près du cylindre de lumière. Le boost permet d'expliquer la production de rayons γ aussi énergétiques et avec un indice aussi dur dans le référentiel de la Terre. Avec des hypothèses simples et en accord avec les simulations, nous montrons qu'il est possible d'expliquer la composante à très haute énergie par une diffusion Compton inverse sur le champ de photons thermique X émis par la surface de l'étoile à neutrons. La population de particules à l'origine des deux composantes est ajustée et correspond remarquablement aux prédictions fournies par des simulations PIC sur les spectres de particules accélérées par reconnection magnétique. Les ajustements spectraux obtenus avec des paramètres raisonnables sont de bien meilleure qualité que les derniers modèles proposés. Une prédiction très claire de ce modèle est la continuation du spectre jusqu'à des énergies dépassant 100 TeV. Ceci contraste fortement avec les modèles sans boost où l'énergie maximale du spectre émis correspond directement à l'énergie maximale des particules et ne peut pas aller au-delà de 20 TeV. Ce travail devrait également faire l'objet d'un article.

Des observations plus approfondies avec H.E.S.S. ou à plus grande sensibilité avec CTA devraient permettre de trancher clairement entre les modèles avec et sans boost. La découverte d'une nouvelle pulsation spécifiquement à très haute énergie détectée en provenance de PSR B1706-44, le rapport TeV sur GeV beaucoup plus favorable s'il était confirmé de PSR J1509-5850 par rapport à celui de Vela, sont autant d'éléments supplémentaires qui permettent d'augurer une physique des pulsars bien plus riche au TeV que ce qui était attendu jusqu'à récemment.

Dans ce paysage, la découverte de la nouvelle composante multi-TeV émise par le pulsar de Vela restera sans doute comme un jalon majeur dans l'historique des pulsars émettant en rayons γ .

ANNEXE A

Le phasage

A.1 Phases, phasogrammes et courbes de lumière

A.1.1 Qu'est-ce que la phase d'un pulsar ?

Le signal d'un pulsar consiste en une série de pics se succédant à intervalles réguliers, comme lors des premières mesures de pulsations radio (figure 1.1). Les observations sont très différentes en astronomie γ où les photons sont détectés un par un, à un grand nombre de périodes d'écart (par exemple pour la détection au TeV de Vela on a un photon toutes les $\sim 10^5$ périodes).

Cette périodicité est due à la rotation de l'astre et l'intervalle temporel entre deux pics successifs correspond à une période de rotation P .

On associe à chaque temps t une phase $\phi(t)$ qui correspond à un moment de la rotation du pulsar. On peut la voir comme un angle Ω où $\dot{\Omega}$ est la vitesse angulaire qui vaut $2\pi/P$. De même qu'un angle ne peut se définir que par référence à un axe, la valeur absolue de la phase est arbitraire. L'observable physique se situe dans le nombre de pics, leur forme, leur position relative, mais pas dans leur position absolue.

Comme la phase correspond à un angle, on peut la consigner de 0 à 2π ou 360° mais la plupart du temps, on ramène l'intervalle des phases à $[0, 1]$. Temporellement chaque phase correspond à un moment de la période modulo un nombre entiers de périodes.

A.1.2 Courbe de lumière, phasogramme et pulsations individuelles

En astronomie γ (et X), les données se présentent sous la forme d'un tableau d'événements dotés chacun d'une énergie, d'une position, et mesurés à un temps très précis. On phase la colonne des temps d'arrivée des photons (la méthode est décrite dans la partie A.2) et on obtient une colonne de phases.

À partir de là, un phasogramme est un simple histogramme des phases. La courbe de lumière peut être utilisée comme quasi-synonyme de phasogramme, avec peut-être la nuance que la courbe de lumière se réfère à une propriété physique du pulsar dont le phasogramme n'est qu'un aperçu bruité ou trop pauvre en photons pour en déceler toutes les structures fines.

En astronomie radio, on n'observe pas les photons comme des particules mais on mesure l'amplitude de l'onde en fonction du temps. Le temps d'arrivée d'un pic désigne celui où l'amplitude est maximale.

Les pulsations individuelles présentent des variations assez importantes tandis que la moyenne des pulsations, elle, reste stable. On fait parfois une analogie avec le climat (la valeur moyenne de l'amplitude à une phase donnée est stable dans le temps) et la météo (la valeur de l'amplitude mesurée à la même phase d'une période à l'autre peut varier beaucoup plus).

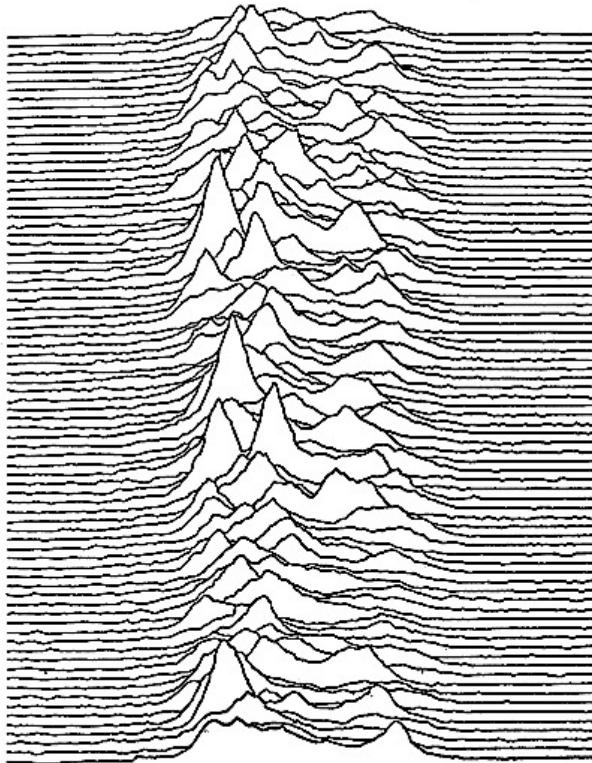


FIGURE A.1 – Pulsations individuelles du premier pulsar détecté, CP1919, de 1.33s de période. Le groupe Joy Division a pris le négatif de cette image pour la couverture de leur album Unknown Pleasures.

A.2 Le phasage

On peut voir le phasage comme un pliage ou feuillement de l'axe des temps de sorte à empiler les pulsations les unes sur les autres. La très courte période des pulsars rend l'opération particulièrement délicate.

A.2.1 Les termes de phasage et de retard

Le calcul des phases à partir des temps passe par deux types de termes : les termes de phasage et les termes de retard.

Les termes de phasage sont une expansion de Taylor exprimée avec la fréquence ou période du pulsar, sa dérivée, et éventuellement sa dérivée seconde si elle a pu être calculée :

$$\phi(t) = \phi_0 + f(t - t_0) + \frac{1}{2!} \dot{f}(t - t_0)^2 + \frac{1}{3!} \ddot{f}(t - t_0)^3$$

De plus, un ou plusieurs glitches ont pu avoir lieu durant les observations. Pour un glitch ayant survenu à un temps t_g , on a un décalage induit en phase $\Delta\phi_g$, une augmentation durable de la fréquence du pulsar $\Delta\nu_g$ ainsi que de sa dérivée $\Delta\dot{\nu}_g$, et une augmentation momentanée de la fréquence $\Delta\nu_d$ qui décroît exponentiellement sur un temps caractéristique τ_d :

$$\phi_g(t) = \Delta\phi_g + (t - t_g)\Delta\nu_g + \frac{1}{2}\Delta\dot{\nu}_g(t - t_g)^2 + \tau_d\Delta\nu_d(1 - e^{-(t-t_g)/\tau_d})$$

Des termes de retard se rajoutent en amont des termes de phasage de sorte à traduire les temps mesurés sur Terre en des temps dans le repère du pulsar. On a :

$$\Delta t = \Delta_C + \Delta_{E_\odot} + \Delta_{R_\odot} + \Delta_{S_\odot} + \Delta_{VP} + \Delta_A - D/f^2 + \Delta_B$$

- Δ_C contient les termes de conversions d'horloges. Les temps d'arrivées sont mesurés par le GPS de l'instrument. Ces temps peuvent être convertis en UTC (Universal Coordinated Time), dont l'échelle temporelle est basée sur une pondération d'un ensemble d'horloges atomiques autour du monde, puis en TAI (Temps Atomique International) par l'ajout d'un nombre entier de secondes qui sont insérées pour maintenir la synchronicité avec la rotation de la Terre ou en TT (Temps Terrestre) libéré des irrégularités dans la rotation de la Terre. Tous ces temps battent à la même seconde définie par le système international mais le but de ce processus est de transformer la mesure d'un temps sur Terre à celle d'un système barycentrique qui, en raison de la rotation et de la gravitation, ne bat pas exactement au même rythme. Ce dernier calcul est ici séparé dans le terme Δ_{E_\odot} mais il peut être compris comme la conversion d'une horloge à une autre.
- Δ_{E_\odot} le retard d'Einstein¹ causé par le champ gravitationnel et la rotation de la Terre. Il vaut ~ 1.6 ms. Il peut être inclus dans Δ_C si on calcule les TDB (Temps Dynamiques Barycentriques) qui prennent en compte ces effets-là.
- Δ_{R_\odot} le retard de Römer qui est un terme classique lié au mouvement de la Terre autour du Soleil (la Terre s'éloigne et se rapproche du pulsar au cours d'une année). Ce terme dépend de l'angle β entre le plan de l'orbite de la Terre et le pulsar, et varie sinusoïdalement au cours de l'année avec une amplitude de $\sim 500 \cos(\beta)$ secondes.
- Δ_{S_\odot} le retard de Shapiro causé par le passage de la lumière dans des trous gravitationnels sur son chemin. Celui lié au Soleil vaut $112 \mu\text{s}$, celui de Jupiter 180 ns . Pour avoir une précision de l'ordre de 10 ns , il faut prendre en compte la déformation de l'espace-temps causée par la masse des autres planètes.
- Δ_{VP} est liée à la vitesse propre du pulsar, c'est l'effet Shklovskii [172] : le mouvement propre des pulsars augmente la dérivée de leur période dans le référentiel d'un observateur sur Terre.
- Δ_A un retard de propagation atmosphérique (la lumière ne va pas tout à fait à c dans l'atmosphère) de l'ordre de 1.5 ns .

1. Une recherche internet du "retard d'Einstein" redirige vers un phénomène bien différent, qui séduit de nombreux parents, selon lequel un bambin ayant un retard de langage serait certainement un futur génie, car Einstein aurait parlé tard. Mais ne généralisons pas : ça marche "surtout pour les garçons", d'après les explications fournies.

- $-D/f^2$ avec ici f la fréquence de l'onde radio et non celle du pulsar. C'est un délai dû à la dispersion dans le milieu interstellaire qui dépend de la fréquence (c'est propre aux ondes radio, cet effet ne concerne pas les rayons γ).
- Δ_B contient les retards dûs aux mouvements orbitaux des pulsars dans des systèmes binaires.

A.2.2 Méthode de phasage, éphémérides et logiciels dédiés : Tempo2 et PINT

Le phasage repose sur les caractéristiques du pulsar et sur les différences de temps de propagation de la lumière jusqu'à l'observateur. Comme la période du pulsar évolue et que la distance Terre-pulsar change en permanence, nos "pliures" sur l'axe des temps ne sont pas exactement régulières. Pour les trouver, un processus itératif est mené avec des logiciels dédiés. On commence avec un modèle de l'évolution temporelle de notre pulsar. Ce modèle permet de prédire les temps d'arrivée au cours d'une certaine période. Ces temps prédits par le modèle sont comparés aux temps réellement mesurés dans cette même période. La différence des deux forment les "résidus". Meilleur est le modèle et plus ceux-ci s'approchent de 0. En plus de leur valeur absolue, l'évolution des résidus renseigne sur la qualité du modèle. On cherche à avoir un bruit blanc et non rouge, c'est-à-dire un bruit chaotique centré autour de 0, et sans évolution temporelle particulière.

Par exemple, si la position du pulsar est mal estimée, la différence de trajet optique entre deux moments de l'année (deux positions de la Terre sur son orbite) aussi, et on verra dans les résidus une évolution périodique sur l'année.

Ces résidus sont ajustés par des polynômes qui sont ensuite rajoutés au modèle. L'itération continue jusqu'à avoir un bruit blanc. Une fois le modèle mis au point, il est consigné dans des éphémérides, des fichiers contenant toutes les informations nécessaires au calcul des phases de ce pulsar : période, dérivée, glitches, distance, dates de référence et dates de validité, termes d'onde pour absorber les résidus, etc.

Ces éphémérides nous sont fournies par des télescopes radio ou par *Fermi* mais nous sommes encore loin en astronomie γ depuis le sol de pouvoir en mettre au point car les photons pulsés détectés sont trop rares et trop noyés dans le bruit pour savoir à quelle phase les associer sans les observations d'autres instruments. Une recherche de pulsations à l'aveugle n'est pas à portée de main à très haute énergie aujourd'hui.

Les éphémérides sont produites et utilisables par des logiciels comme **Tempo2** [173] ou **PINT**. Le premier est le successeur de **Tempo**, en C, et est doté de plugins adaptés à différents instruments comme H.E.S.S. ou *Fermi*. Le second, développé plus récemment en python, est l'acronyme de Pint Is Not Tempo². Comme son nom l'indique, **PINT** est un logiciel indépendant de **Tempo**/**Tempo2** ce qui permet de mener des analyses croisées indépendantes. Il a vocation à atteindre une très grande précision de l'ordre de quelques nanosecondes afin de former un "pulsar timing array" pour la détection d'ondes gravitationnelles.

PINT était encore trop récent et en développement pour être utilisé pour l'analyse des pulsars de cette thèse (les termes d'onde des éphémérides n'étaient pas compris par **PINT** jusqu'en 2018). Comme de plus nous avons rencontré des obstacles dans le phasage des données et que nous en sommes aux deux premiers pulsars détectés avec H.E.S.S., il nous a semblé préférable de nous en tenir à **Tempo2** pour asseoir la chaîne d'analyse des pulsars. Mais en janvier 2019, nous avons regardé les

2. <https://github.com/nanograv/PINT>
<https://nanograv-pint.readthedocs.io/en/latest/>

différences de phases entre Tempo2 et PINT sur des données de *Fermi* du pulsar de Vela, en utilisant les mêmes éphémérides de *Fermi* valides entre le 16 mars 2007 et le 24 août 2016. Le résultat est montré figure A.2. À part un décalage de 0.15 facile à corriger, l'accord est excellent, de l'ordre de 10^{-4} , entre les deux logiciels.

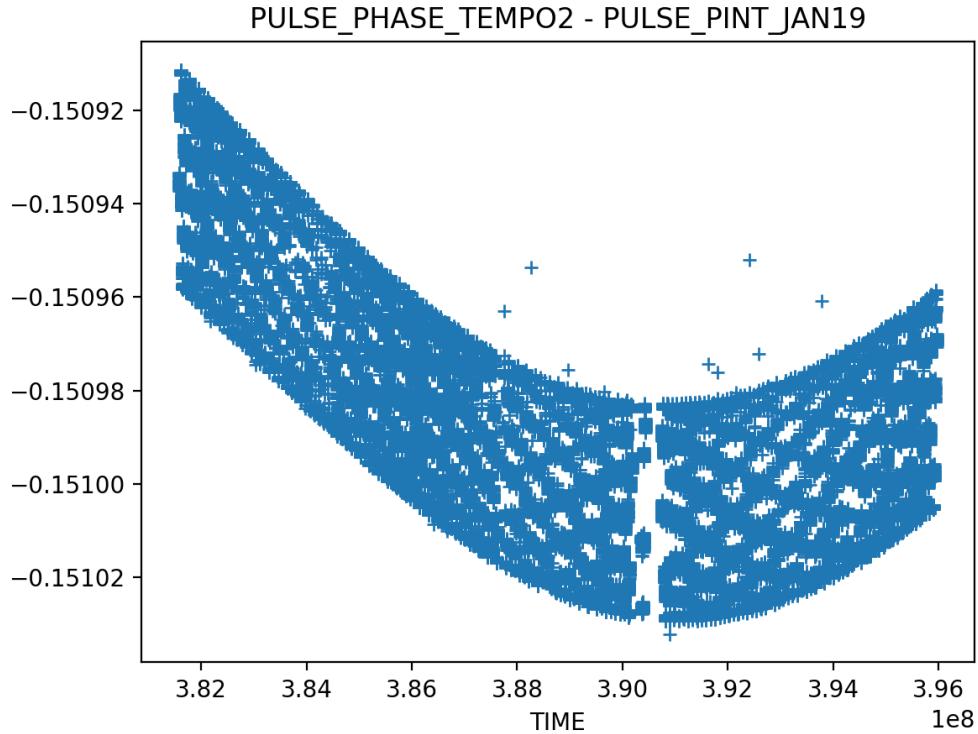


FIGURE A.2 – Différence entre les phases obtenues avec Tempo2 et PINT en fonction du temps. Un décalage de ~ 0.15 peut se corriger facilement, et une variation de 0.0001 d'amplitude est très satisfaisante.

Bibliographie

- [1] J. R. OPPENHEIMER et G. M. VOLKOFF. « On Massive Neutron Cores ». In : *Phys. Rev.* 55 (4 1939), p. 374–381. DOI : [10.1103/PhysRev.55.374](https://doi.org/10.1103/PhysRev.55.374). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.374>.
- [2] A.G. CAMERON. « Neutron Star Models. » In : *Astrophysical Journal* 130 (1959), p. 884. DOI : [10.1086/146780](https://doi.org/10.1086/146780).
- [3] F. PACINI. « Energy Emission from a Neutron Star ». In : *Nature* 216 (1967), p. 567–568.
- [4] A. HEWISH et S.J. BELL. « Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source ». In : *Nature* 217 (1968), p. 709–713.
- [5] Victoria M. KASPI et Andrei BELOBORODOV. « Magnetars ». In : *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 55 (2017), p. 261–301. DOI : [10.1146/annurev-astro-081915-023329](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081915-023329). arXiv : [1703.00068 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1703.00068).
- [6] Chandreyee MAITRA et al. « NGC 300 ULX1 : A new ULX pulsar in NGC 300 ». In : 2018. arXiv : [1811.04807 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1811.04807).
- [7] Bureau international des poids et MESURES. « BIPM Annual Report on Time Activities ». In : *Astrophys. J. Suppl.* 10 (2015).
- [8] S. Johnston et AL. « Discovery of a very bright, nearby binary millisecond pulsar ». In : *Nature* 361 (1993), p. 613–615.
- [9] C. M. Espinoza et AL. « The Braking Index of PSR J1734-3333 and the Magnetar Population ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 741 (2011), p. L13.
- [10] R. F. Archibald et ALL. « A High Braking Index for a Pulsar ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 819 (2016), p. L16.
- [11] R. F. ARCHIBALD et al. « On the Braking Index of the Unusual High-b Rotation-powered Pulsar psr J1846-0258 ». In : *Astrophys. J.* 810.1 (2015), p. 67. DOI : [10.1088/0004-637X/810/1/67](https://doi.org/10.1088/0004-637X/810/1/67). arXiv : [1506.06104 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1506.06104).
- [12] Simon JOHNSTON et Aris KARASTERGIOU. « Pulsar braking and the P - \dot{P} diagram ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 467.3 (2017), p. 3493–3499. DOI : [10.1093/mnras/stx377](https://doi.org/10.1093/mnras/stx377). arXiv : [1702.03616 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1702.03616).
- [13] P. W. ANDERSON et N. ITOH. « Pulsar glitches and restlessness as a hard superfluidity phenomenon ». In : *Nature* 256.5512 (1975), p. 25–27. DOI : [10.1038/256025a0](https://doi.org/10.1038/256025a0).

- [14] Avishek BASU et al. « Glitch Behavior of Pulsars and Contribution from Neutron Star Crust ». In : *Astrophys. J.* 866.2 (2018), p. 94. DOI : [10.3847/1538-4357/aaddf4](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaddf4). arXiv : [1806.01521 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1806.01521).
- [15] A. A. ABDO et al. « The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars ». In : *Astrophys. J. Suppl.* 208 (2013), p. 17. DOI : [10.1088/0067-0049/208/2/17](https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/17). arXiv : [1305.4385 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1305.4385).
- [16] D. J. THOMPSON. « Gamma radiation from psr b1055-52 ». In : *Astrophys. J.* 516 (1999), p. 297. DOI : [10.1086/307083](https://doi.org/10.1086/307083). arXiv : [astro-ph/9811219 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9811219).
- [17] A. SOURIE. « Modèles superfluides d'étoiles à neutrons en relativité générale : applications à la dynamique des pulsars (thèse de doctorat) ». In : *Paris Sciences et Lettres, LUTH* (2017).
- [18] J. M. WEISBERG, D. J. NICE et J. H. TAYLOR. « Timing Measurements of the Relativistic Binary Pulsar PSR B1913+16 ». In : *Astrophys. J.* 722 (2010), p. 1030–1034. DOI : [10.1088/0004-637X/722/2/1030](https://doi.org/10.1088/0004-637X/722/2/1030). arXiv : [1011.0718 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1011.0718).
- [19] K. R. PECHENICK, C. FTACLAS et J.M. COHEN. « Hot spots on neutron stars - The near-field gravitational lens ». In : *Astrophys. J.* 274 (1983), p. 846–857. DOI : [10.1086/161498](https://doi.org/10.1086/161498).
- [20] S. GUILLOT. « First results on the Equation of state constraints from NICER ». In : *MODE (talk)* (2019).
- [21] H.-T. JANKA. « Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae ». In : *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 62 (nov. 2012), p. 407–451. DOI : [10.1146/annurev-nucl-102711-094901](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102711-094901). arXiv : [1206.2503 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1206.2503).
- [22] Wynn C.G. HO et Craig O. HEINKE. « A neutron star with a carbon atmosphere in the Cassiopeia A supernova remnant ». In : *Nature* 462 (2009), p. 71–73. DOI : [10.1038/nature08525](https://doi.org/10.1038/nature08525).
- [23] Fridolin WEBER et al. « Ultra-Dense Neutron Star Matter, Strange Quark Stars, and the Nuclear Equation of State ». In : *Int. J. Mod. Phys. E* 16 (2007), p. 1165–1180. DOI : [10.1142/S0218301307006599](https://doi.org/10.1142/S0218301307006599). arXiv : [astro-ph/0606093 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606093).
- [24] J. M. LATTIMER et M. PRAKASH. « Neutron star structure and the equation of state ». In : *Astrophys. J.* 550 (2001), p. 426. DOI : [10.1086/319702](https://doi.org/10.1086/319702). arXiv : [astro-ph/0002232 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0002232).
- [25] P. HAENSEL. « Apparent radii of neutron stars and equation of state of dense matter ». In : *Astron. Astrophys.* 380 (2001), p. 186. DOI : [10.1051/0004-6361:20011358](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011358). arXiv : [astro-ph/0105485 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0105485).
- [26] B. P. ABBOTT et al. « Gravitational Waves and Gamma-rays from a Binary Neutron Star Merger : GW170817 and GRB 170817A ». In : *Astrophys. J.* 848.2 (2017), p. L13. DOI : [10.3847/2041-8213/aa920c](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa920c). arXiv : [1710.05834 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1710.05834).
- [27] B. P. ABBOTT et al. « GWTC-1 : A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs ». In : (2018). arXiv : [1811.12907 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1811.12907).
- [28] LIGO et Virgo COLLABORATIONS. « Gravitational waves hint at detection of black hole eating star ». In : *Nature* 569 (). DOI : [10.1038/d41586-019-01377-2](https://doi.org/10.1038/d41586-019-01377-2).

- [29] W. BAADE et F. ZWICKY. « On Super-novae ». In : *Proceedings of the National Academy of Science* 20 (1934), p. 254–259. DOI : [10.1073/pnas.20.5.254](https://doi.org/10.1073/pnas.20.5.254).
- [30] Stephen P. REYNOLDS. « Dynamical Evolution and Radiative Processes of Supernova Remnants ». In : (2017). DOI : [10.1007/978-3-319-21846-5_89](https://doi.org/10.1007/978-3-319-21846-5_89). arXiv : [1708.05386 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1708.05386).
- [31] S.J. STURNER et al. « Temporal Evolution of Nonthermal Spectra from Supernova Remnants ». In : *Astrophys. J.* 490 (1997), p. 619–632. DOI : [10.1086/304894](https://doi.org/10.1086/304894).
- [32] A. TOMIMATSU. « Asymptotic collimation of magnetized winds far outside the light cylinder ». In : *Publications of the Astronomical Society of Japan* 46 (1994), p. 123–130.
- [33] Jerome PETRI et Yuri LYUBARSKY. « Magnetic reconnection at the termination shock in a striped pulsar wind ». In : *Int. J. Mod. Phys. D* 17 (2008), p. 1961–1967. DOI : [10.1142/S0218271808013637](https://doi.org/10.1142/S0218271808013637). arXiv : [0707.1782 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0707.1782).
- [34] B. CERUTTI et A. A. PHILIPPOV. « Dissipation of the striped pulsar wind ». In : *Astron. Astrophys.* 607 (2017), A134. DOI : [10.1051/0004-6361/201731680](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731680). arXiv : [1710.07320 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1710.07320).
- [35] Y. LYUBARSKY et J. G. KIRK. « Reconnection in a striped pulsar wind ». In : *Astrophys. J.* 547 (2001), p. 437. DOI : [10.1086/318354](https://doi.org/10.1086/318354). arXiv : [astro-ph/0009270 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0009270).
- [36] Bryan M. GAENSLER et Patrick O. SLANE. « The evolution and structure of pulsar wind nebulae ». In : *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 44 (2006), p. 17–47. DOI : [10.1146/annurev.astro.44.051905.092528](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092528). arXiv : [astro-ph/0601081 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601081).
- [37] Patrick SLANE. « Pulsar Wind Nebulae ». In : (2017). DOI : [10.1007/978-3-319-21846-5_95](https://doi.org/10.1007/978-3-319-21846-5_95). arXiv : [1703.09311 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1703.09311).
- [38] H. ABDALLA et al. « The population of TeV pulsar wind nebulae in the H.E.S.S. Galactic Plane Survey ». In : *Astron. Astrophys.* 612 (2018), A2. DOI : [10.1051/0004-6361/201629377](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629377). arXiv : [1702.08280 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1702.08280).
- [39] Peter GOLDREICH et William H. JULIAN. « Pulsar electrodynamics ». In : *Astrophys. J.* 157 (1969), p. 869. DOI : [10.1086/150119](https://doi.org/10.1086/150119).
- [40] C. MICHEL et H. LI. « ELECTRODYNAMICS OF NEUTRON STARS ». In : *Physics Reports* 318 (1999), p. 227–297.
- [41] P.A. STURROCK. « A Model of Pulsars ». In : *Astrophys. J.* 164 (1971), p. 529. DOI : [10.1086/150865](https://doi.org/10.1086/150865).
- [42] J. A. HIBSCHMAN et J. ARONS. « Pair-production multiplicities in rotation-powered pulsars ». In : *Astrophys. J.* 560 (2001), p. 871. DOI : [10.1086/323069](https://doi.org/10.1086/323069). arXiv : [astro-ph/0107209 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0107209).
- [43] M. A. RUDERMAN et P. G. SUTHERLAND. « Theory of pulsars : Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation ». In : *Astrophys. J.* 196 (1975), p. 51. DOI : [10.1086/153393](https://doi.org/10.1086/153393).
- [44] J. ARONS et E.T. SCHARLEMANN. « Pair formation above pulsar polar caps - Structure of the low altitude acceleration zone ». In : *Astrophys. J.* 231 (1979), p. 854–879. DOI : [10.1086/157250](https://doi.org/10.1086/157250).
- [45] Alexander A. PHILIPPOV et al. « Ab-initio pulsar magnetosphere : the role of general relativity ». In : *Astrophys. J.* 815.2 (2015), p. L19. DOI : [10.1088/2041-8205/815/2/L19](https://doi.org/10.1088/2041-8205/815/2/L19). arXiv : [1510.01734 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1510.01734).

- [46] K. S. CHENG, C. HO et Malvin A. RUDERMAN. « Energetic Radiation from Rapidly Spinning Pulsars. 1. Outer Magnetosphere Gaps. 2. Vela and Crab ». In : *Astrophys. J.* 300 (1986), p. 500–539. DOI : [10.1086/163829](https://doi.org/10.1086/163829).
- [47] Roger W. ROMANI et I. A. YADIGAROGLU. « Gamma-ray pulsars : emission zones and viewing geometries ». In : *Astrophys. J.* 438 (1995), p. 314–321. DOI : [10.1086/175076](https://doi.org/10.1086/175076). arXiv : [astro-ph/9401045 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9401045).
- [48] S. SHIBATA et K. HIROTANI. « One-dimensional electric field structure of an outer gap accelerator? I. γ -ray production resulting from curvature radiation ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 308.1 (sept. 1999), p. 54–66. ISSN : 0035-8711. DOI : [10.1046/j.1365-8711.1999.02696.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02696.x).
- [49] Jaroslaw DYKS et B. RUDAK. « Caustic model for high-energy lightcurves of pulsars ». In : *Astrophys. J.* 598 (2003), p. 1201–1206. DOI : [10.1086/379052](https://doi.org/10.1086/379052). arXiv : [astro-ph/0303006 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0303006).
- [50] J. DYKS et B. RUDAK. « Shaping the gamma-ray pulsar profiles : caustic effects versus intrinsic emissivity ». In : *PoS ICRC2013* () .
- [51] J. PÉTRI. « Polarized emission from of an off-centred dipole ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 466 (2017), p. L73. DOI : [10.1093/mnrasl/slw234](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slw234). arXiv : [1611.06057 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1611.06057).
- [52] F. OCTAU. « Exploration d'un grand relevé à Nançay et diversité de la population de pulsars (thèse de doctorat) ». In : (2017).
- [53] F.C. MICHEL. « Coherent Neutral Sheet Radiation from Pulsars ». In : *Comments on Astrophysics and Space Physics* 3 (1971), p. 80.
- [54] Y.E. LYUBARSKII. « A model for the energetic emission from pulsars. » In : *Astronomy and Astrophysics* 311 (1996), p. 172–178.
- [55] Jerome PETRI et J. G. KIRK. « Polarization of high-energy pulsar radiation in the striped wind model ». In : *Astrophys. J.* 627 (2005), p. L37–L40. DOI : [10.1086/431973](https://doi.org/10.1086/431973). arXiv : [astro-ph/0505427 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505427).
- [56] Y. A. Gallant J. G. KIRK O. Skjæraasen. « Pulsed radiation from neutron star winds ». In : *Astronomy and Astrophysics* 388 (2002), p. L29–L32.
- [57] Anatoly SPITKOVSKY. « Time-dependent force-free pulsar magnetospheres : axisymmetric and oblique rotators ». In : *Astrophys. J.* 648 (2006), p. L51–L54. DOI : [10.1086/507518](https://doi.org/10.1086/507518). arXiv : [astro-ph/0603147 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603147).
- [58] Ioannis CONTOPOULOS, Demosthenes KAZANAS et Christian FENDT. « The axisymmetric pulsar magnetosphere ». In : *Astrophys. J.* 511 (1999), p. 351. DOI : [10.1086/306652](https://doi.org/10.1086/306652). arXiv : [astro-ph/9903049 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9903049).
- [59] X. N. BAI et A. SPITKOVSKY. « Modeling of Gamma-ray Pulsar Light Curves Using the Force-free Magnetic Field ». In : *Astrophys. J.* 715 (2010), p. 1282–1301.
- [60] J. LI, A. SPITKOVSKY et A. TCHEKHOVSKOY. « Resistive Solutions for Pulsar Magnetospheres ». In : *Astrophys. J.* 746 (2012), p. 60. DOI : [10.1088/0004-637X/746/1/60](https://doi.org/10.1088/0004-637X/746/1/60).
- [61] C. KALAPOTHARAKOS et al. « Toward a Realistic Pulsar Magnetosphere ». In : *Astrophys. J.* 749 (2012), p. 2. DOI : [10.1088/0004-637X/749/1/2](https://doi.org/10.1088/0004-637X/749/1/2).
- [62] C. KALAPOTHARAKOS et al. « Gamma-Ray Light Curves from Pulsar Magnetospheres with Finite Conductivity ». In : *Astrophys. J. Letters* 754 (2012), p. 2. DOI : [10.1088/2041-8205/754/1/L1](https://doi.org/10.1088/2041-8205/754/1/L1).

- [63] Lorenzo SIRONI et Benoit CERUTTI. « Particle Acceleration in Pulsar Wind Nebulae : PIC Modelling ». In : *Astrophys. Space Sci. Libr.* 446 (2017), p. 247–277. DOI : [10.1007/978-3-319-63031-1_11](https://doi.org/10.1007/978-3-319-63031-1_11). arXiv : [1705.10815 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1705.10815).
- [64] Benoît CERUTTI, Alexander A. PHILIPPOV et Anatoly SPITKOVSKY. « Modeling high-energy pulsar light curves from first principles ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 457.3 (2016), p. 2401–2414. DOI : [10.1093/mnras/stw124](https://doi.org/10.1093/mnras/stw124). arXiv : [1511.01785 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1511.01785).
- [65] R.W. KLEBESADEL, I. B. STRONG et R. A. OLSON. « Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin ». In : (1973).
- [66] Masahiro HOSHINO. « Energy Partition between Ion and Electron of Collisionless Magnetic Reconnection ». In : *Astrophys. J.* 868.2 (2018), p. L18. DOI : [10.3847/2041-8213/aaef3a](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aaef3a). arXiv : [1811.03226 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1811.03226).
- [67] J. H. OORT et Th. WALRAVEN. « Polarization and composition of the Crab nebula ». In : *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands* 12 (1956), p. 285.
- [68] G. B. RYBICKI et A. P. LIGHTMAN. *Radiative Processes in Astrophysics*. 1986, p. 400.
- [69] V. L. GINZBURG et S. I. SYROVATSKII. « Cosmic Magnetobremssstrahlung (synchrotron Radiation) ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 3 (1965), p. 297. DOI : [10.1146/annurev.aa.03.090165.001501](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.001501).
- [70] Robert BUSCHAUER et Gregory BENFORD. « General Theory of Coherent Curvature Radiation ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 177.1 (1976), p. 109–136. DOI : [10.1093/mnras/177.1.109](https://doi.org/10.1093/mnras/177.1.109).
- [71] G. VOISIN. « Numerical simulation of pulsar magnetospheres : detailed study of radiative processes (thèse de doctorat) ». In : *LUTH - Laboratoire Univers et Théorie* (2017).
- [72] The VERITAS COLLABORATION. « Detection of the Crab Pulsar with VERITAS above 100 GeV ». In : *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference* (2011). DOI : [10.7529/ICRC2011/V07/1090](https://doi.org/10.7529/ICRC2011/V07/1090).
- [73] S. ANSOLDI et al. « Teraelectronvolt pulsed emission from the Crab pulsar detected by MAGIC ». In : *Astron. Astrophys.* 585 (2016), A133. DOI : [10.1051/0004-6361/201526853](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526853). arXiv : [1510.07048 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1510.07048).
- [74] K. S. CHENG et J. L. ZHANG. « General Radiation Formulae for a Relativistic Charged Particle Moving in Curved Magnetic Field Lines : The Synchrocurvature Radiation Mechanism ». In : *The Astrophysical Journal* 463 (1996), p. 271. DOI : [10.1086/177239](https://doi.org/10.1086/177239).
- [75] Daniele VIGANÒ et al. « Compact formulae, dynamics and radiation of charged particles under synchro-curvature losses ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 447.2 (2015), p. 1164–1172. DOI : [10.1093/mnras/stu2456](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2456). arXiv : [1411.5836 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1411.5836).
- [76] Guillaume VOISIN, Silvano BONAZZOLA et Fabrice MOTTEZ. « Quantum theory of curvature and synchro-curvature radiation in a strong and curved magnetic field, and applications to neutron star magnetospheres ». In : *Phys. Rev. D* 95.10 (2017), p. 105008. DOI : [10.1103/PhysRevD.95.105008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.105008). arXiv : [1705.03790 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1705.03790).

- [77] H. BETHE et W. HEITLER. « On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons ». In : *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 146 (1934), p. 83–112. DOI : [10.1098/rspa.1934.0140](https://doi.org/10.1098/rspa.1934.0140).
- [78] George R. BLUMENTHAL et Robert J. GOULD. « Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases ». In : *Reviews of Modern Physics* 42 (1970), p. 237–271. DOI : [10.1103/RevModPhys.42.237](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.42.237).
- [79] P.A. ČERENKOV. « Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light ». In : *Physical Review* 52 (1937), p. 378–379. DOI : [10.1103/PhysRev.52.378](https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.378).
- [80] W. GALBRAITH et J.V. JELLEY. « GeneralLight Pulses from the Night Sky associated with Cosmic Rays ». In : *Nature* 171.4347 (1953), p. 349–350. DOI : [10.1038/171349a0](https://doi.org/10.1038/171349a0).
- [81] C. M. HOFFMAN et al. « Gamma-ray astronomy at high energies ». In : *Rev. Mod. Phys.* 71 (4 1999), p. 897–936. DOI : [10.1103/RevModPhys.71.897](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.71.897). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.71.897>.
- [82] A. D. LEWIS. « Optical characteristics of the Whipple observatory TeV gamma-ray imaging telescope ». In : *Experimental Astronomy* 1 (1990), p. 213–216. DOI : [10.1007/BF00428516](https://doi.org/10.1007/BF00428516).
- [83] R. CHALME-CALVET, ME de NAUROIS et J.-P. for the H.E.S.S. Collaboration TAVERNET. « Muon efficiency of the H.E.S.S. telescope ». In : (2014).
- [84] A. M. HILLAS. « Cerenkov Light Images of EAS Produced by Primary Gamma Rays and by Nuclei ». In : *International Cosmic Ray Conference* 3 (1985), p. 445.
- [85] M. LEMOINE-GOUMARD, B. DEGRANGE et M. TLUCZYKONT. « Selection and 3D-Reconstruction of Gamma-Ray-induced Air Showers with a Stereoscopic System of Atmospheric Cherenkov Telescopes ». In : *Astropart. Phys.* 25 (2006), p. 195–211. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2006.01.005](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.01.005). arXiv : [astro-ph/0601373 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601373).
- [86] Y. BECHERINI et al. « A new analysis strategy for detection of faint γ -ray sources with Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes ». In : *Astroparticle Physics* 34 (2011), p. 858–870. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2011.03.005](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2011.03.005).
- [87] R. D. PARSONS et J. A. HINTON. « A Monte Carlo Template based analysis for Air-Cherenkov Arrays ». In : *Astropart. Phys.* 56 (2014), p. 26–34. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2014.03.002](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.03.002). arXiv : [1403.2993 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1403.2993).
- [88] Mathieu de NAUROIS et Loic ROLLAND. « A high performance likelihood reconstruction of gamma-rays for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes ». In : *Astropart. Phys.* 32 (2009), p. 231. DOI : [10.1016/j.astropartphys.2009.09.001](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2009.09.001). arXiv : [0907.2610 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/0907.2610).
- [89] S. LE BOHEC et al. « A New analysis method for very high definition imaging atmospheric Cherenkov telescopes as applied to the CAT telescope ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A416 (1998), p. 425–437. DOI : [10.1016/S0168-9002\(98\)00750-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00750-5). arXiv : [astro-ph/9804133 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9804133).
- [90] A. LEMIÈRE. « Electrons reliques de très haute énergie dans les nébuleuses de pulsar : étude et identification d'une population de sources gamma du TeV avec H.E.S.S. ». In : *Université Paris Diderot* 7 (2006).

- [91] H. ABDALLA et al. « First Ground-based Measurement of Sub-20 GeV to 100 GeV γ -rays from the Vela Pulsar with H.E.S.S. II ». In : *Astron. Astrophys.* 620 (2018), A66. DOI : [10.1051/0004-6361/201732153](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732153). arXiv : [1807.01302 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1807.01302).
- [92] F. PIRON. « Etude des Propriétés Spectrales et de la Variabilité de l'émission Gamma Supérieure à 250 GeV des Noyaux Actifs de Galaxies de Type Blazar Observé Dans le Cadre de l'expérience C.A.T (thèse de doctorat) ». In : *Université Paris Sud-Paris XI* (2000).
- [93] E. S. Pearson J. NEYMAN. « On the problem of the most efficient tests of statistical hypotheses ». In : *The royal society* 231.10 (1933), p. 694–706.
- [94] J.W.H Swanepoel O.C. DE JAGER et B.C. RAUBENHEIMER. « A powerful test for weak periodic signals with unknown light curve shape in sparse data ». In : *Astronomy and Astrophysics* 221 (1989), p. 180–190.
- [95] Yu-Qian Ma TI-PEI LI. « Analysis methods for results in gamma-ray astronomy ». In : *The Astrophysical Journal* 272 (1983), p. 317–324.
- [96] O.C. De JAGER. « On periodicity tests and flux limit calculations for gamma-ray pulsars ». In : *The Astrophysical Journal* 436 (1994), p. 239–248.
- [97] Bas Klein PETER BICKEL et John RICE. « Event-weighted tests for detecting periodicity in photon arrival times ». In : *The Astrophysical Journal* 685 (2008), p. 384–389.
- [98] P. BRUEL. « Extending the Event-weighted Pulsation Search to Very Faint Gamma-ray Sources ». In : *Astron. Astrophys.* 622 (2019), A108. DOI : [10.1051/0004-6361/201834555](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834555). arXiv : [1812.06681 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1812.06681).
- [99] Stefan KLEPSER. « The optimal on-source region size for detections with counting-type telescopes ». In : *The Astrophysical Journal* 89.10 (2017).
- [100] A.G. LYNE et al. « Very low braking index for the Vela pulsar ». In : *Nature* 381 (1996), p. 497–498.
- [101] P. A. CARAVEO et al. « The distance to the vela pulsar gauged with hst parallax oservations ». In : *Astrophys. J.* 561 (2001), p. 930. DOI : [10.1086/323377](https://doi.org/10.1086/323377). arXiv : [astro-ph/0107282 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0107282).
- [102] M. I. LARGE, A. E. VAUGHAN et B. Y. MILLS. « A pulsar supernova association? ». In : *Nature* 220 (1968), p. 340–341. DOI : [10.1038/220340a0](https://doi.org/10.1038/220340a0).
- [103] F. R. HARNDEN et Gorenstein P. « Evidence for soft X-ray pulsations from PSR0833-45* ». In : (1973).
- [104] Thompson D. J. et al. « SAS-2 HIGH-ENERGY GAMMA-RAY OBSERVATIONS OF THE VELA PULSAR ». In : *The Astrophysical Journal* 200 (1975), p. L79–L82. DOI : [10.1086/181902](https://doi.org/10.1086/181902).
- [105] G. KANBACH et al. « Detailed characteristics of the high-energy gamma radiation from PSR 0833-45 measured by COS-B. » In : *Astronomy and Astrophysics* 90 (1980), p. 163–169.
- [106] G. et al KANBACH. « EGRET observations of the VELA pulsar, PSR 0833-45. » In : *Astronomy and Astrophysics* 289 (1994), p. 855–867.
- [107] Pellizzoni A. et AL. « Discovery of new gamma-ray pulsars with AGILE ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 695 (2009), p. L115.

- [108] Aous A. ABDO et al. « Fermi LAT Observations of the Vela Pulsar ». In : *Astrophys. J.* 696 (2009), p. 1084. DOI : [10.1088/0004-637X/696/2/1084](https://doi.org/10.1088/0004-637X/696/2/1084). arXiv : [0812.2960 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0812.2960).
- [109] Barry M. LASKER. « A possible optical identification for PSR 0833-45 ». In : *Astrophys. J.* 203 (1976), p. 193–195. DOI : [10.1086/154064](https://doi.org/10.1086/154064).
- [110] P. T. WALLACE et al. « Detection of optical pulses from the VELA PSR ». In : *Nature* 266 (1977), p. 692–694. DOI : [10.1038/266692a0](https://doi.org/10.1038/266692a0).
- [111] Y. A. SHIBANOV et al. « The vela pulsar in the near-infrared ». In : *Astron. Astrophys.* 406 (2003), p. 645–656. DOI : [10.1051/0004-6361:20030652](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030652). arXiv : [astro-ph/0305273 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305273).
- [112] A. Danilenko ANDREY et al. « The Vela and Geminga pulsars in the mid-infrared ». In : *MNRAS* 415 (2011), p. 867–880. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.18753.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18753.x).
- [113] Roger W. ROMANI, Oleg KARGALTSEV et George G. PAVLOV. « The Vela pulsar in the ultraviolet ». In : *Astrophys. J.* 627 (2005), p. 383–389. DOI : [10.1086/430269](https://doi.org/10.1086/430269). arXiv : [astro-ph/0503331 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0503331).
- [114] Roberto P. MIGNANI et al. « The first detection of a pulsar with ALMA ». In : *Astrophys. J.* 851 (2017), p. L10. DOI : [10.3847/2041-8213/aa9c3e](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa9c3e). arXiv : [1708.02828 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1708.02828).
- [115] L. KUIPER et W. HERMSEN. « The soft γ -ray pulsar population : a high-energy overview ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 449.4 (2015), p. 3827–3866. DOI : [10.1093/mnras/stv426](https://doi.org/10.1093/mnras/stv426). arXiv : [1502.06769 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1502.06769).
- [116] A. MANZALI, A. DE LUCA et P. A. CARAVEO. « Phase resolved spectroscopy of the Vela pulsar with XMM-Newton ». In : *Astrophys. J.* 669 (2007), p. 570. DOI : [10.1086/521387](https://doi.org/10.1086/521387). arXiv : [0706.3194 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0706.3194).
- [117] Rishbeth H. « Radio Emission from the Vela-Puppis Region ». In : *Australian Journal of Physics* 11 (1958), p. 550.
- [118] Weiler K. W. et Panagia N. « Vela X and the evolution of plerions. » In : *Astronomy and Astrophysics* 90 (1980), p. 269–282.
- [119] B. ASCHENBACH, R. EGGER et J. TRÜMPER. « Discovery of explosion fragments outside the Vela supernova remnant shock-wave boundary ». In : *Nature* 373 (1995), p. 587–590. DOI : [10.1038/373587a0](https://doi.org/10.1038/373587a0).
- [120] C. B. MARKWARDT et H. ÖGELMAN. « An X-ray jet from the Vela pulsar ». In : *Nature* 375 (1995), p. 40–42. DOI : [10.1038/375040a0](https://doi.org/10.1038/375040a0).
- [121] F. AHARONIAN et al. « First detection of a vhe gamma-ray spectral maximum from a cosmic source : h.e.s.s. discovery of the vela x nebula ». In : *Astron. Astrophys.* 448 (2006), p. L43–L47. DOI : [10.1051/0004-6361:200600014](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200600014). arXiv : [astro-ph/0601575 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601575).
- [122] John M. BLONDIN, Roger A. CHEVALIER et Dargan M. FRIERSON. « Pulsar wind nebulae in evolved supernova remnants ». In : *Astrophys. J.* 563 (2001), p. 806. DOI : [10.1086/324042](https://doi.org/10.1086/324042). arXiv : [astro-ph/0107076 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0107076).
- [123] P. SLANE et al. « Investigating the Structure of Vela X ». In : *Astrophys. J.* 865.2 (2018), p. 86. DOI : [10.3847/1538-4357/aada12](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aada12). arXiv : [1808.03878 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1808.03878).
- [124] O. C. de JAGER et A. DJANNATI-ATAI. « Implications of H.E.S.S. observations of pulsar wind nebulae ». In : (2008). DOI : [10.1007/978-3-540-76965-1_17](https://doi.org/10.1007/978-3-540-76965-1_17). arXiv : [0803.0116 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0803.0116).

- [125] A.A. ABDO et al. « The Vela Pulsar : Results from the First Year of Fermi LAT Observations ». In : *Astrophys. J.* 713 (2010). DOI : [10.1088/0004-637X/713/1/154](https://doi.org/10.1088/0004-637X/713/1/154).
- [126] Gene C. K. LEUNG et al. « Fermi-LAT Detection of Pulsed Gamma-rays Above 50 GeV from the Vela Pulsar ». In : *Astrophys. J.* 797.2 (2014), p. L13. DOI : [10.1088/2041-8205/797/2/L13](https://doi.org/10.1088/2041-8205/797/2/L13). arXiv : [1410.5208 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1410.5208).
- [127] Russell T. EDWARDS, G. B. HOBBS et R. N. MANCHESTER. « Tempo2, a new pulsar timing package. 2. The timing model and precision estimates ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 372 (2006), p. 1549–1574. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2006.10870.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10870.x). arXiv : [astro-ph/0607664 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0607664).
- [128] S. ABDOLLAHI et al. « Cosmic-ray electron-positron spectrum from 7 GeV to 2 TeV with the Fermi Large Area Telescope ». In : *Phys. Rev. D* 95.8 (2017), p. 082007. DOI : [10.1103/PhysRevD.95.082007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.082007). arXiv : [1704.07195 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1704.07195).
- [129] R.W. ROMANI. « Gamma-Ray Pulsars : Radiation Processes in the Outer Magnetosphere ». In : *Astrophys. J.* 470 (1996), p. 469. DOI : [10.1086/177878](https://doi.org/10.1086/177878).
- [130] F. AHARONIAN et al. « Search for Pulsed VHE Gamma-Ray Emission from Young Pulsars with H.E.S.S ». In : *Astron. Astrophys.* 466 (2007), p. 543. DOI : [10.1051/0004-6361:20066737](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066737). arXiv : [astro-ph/0702336 \[ASTRO-PH\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702336).
- [131] T. TAVERNIER. « Une quête de l'émission du pulsar de Vela aux hautes et très hautes énergies : observation, détection et étude, du GeV au TeV avec le satellite Fermi et les télescopes à imagerie Tcherenkov H.E.S.S. (thèse de doctorat) ». In : *Université Paris Diderot 7* (2015).
- [132] B. N. Swanenburg et AL. « Second COS B catalog of high-energy gamma-ray sources ». In : *The Astrophysical Journal Letters* 243 (1981), p. L69–L73.
- [133] S. Johnston et AL. « A high-frequency survey of the southern Galactic plane for pulsars ». In : *MNRAS* 255 (1992), p. 401–411.
- [134] Z. Arzoumanian D. J. THOMPSON. « Pulsed high-energy γ -rays from the radio pulsar PSR1706-44 ». In : *Nature* 359 (1992), p. 615–616.
- [135] E. V. Gotthelf et AL. « Detection of Pulsed X-Ray Emission from PSR B1706-44 ». In : *The Astrophysical Journal* 567 (2002), p. L125–L128.
- [136] Katherine E. McGOWAN et al. « XMM - Newton observations of PSR B1706-44 ». In : *Astrophys. J.* 600 (2004), p. 343–350. DOI : [10.1086/379787](https://doi.org/10.1086/379787). arXiv : [astro-ph/0309445 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0309445).
- [137] C. Pittori et AL. « First AGILE catalog of high-confidence gamma-ray sources ». In : *Astronomy and Astrophysics* 506 (2009), p. 1563–1574.
- [138] Fermi LAT COLLABORATION. « Fermi Large Area Telescope Observations of Gamma-ray Pulsars PSR J1057-5226, J1709-4429, and J1952+3252 ». In : *Astrophysical Journal* 720 (2010), p. 26–40. DOI : [10.1088/0004-637X/720/1/26](https://doi.org/10.1088/0004-637X/720/1/26).
- [139] W. M. Goss D. A. FRAIL et J. B. Z. WHITEOAK. « The radio lifetime of supernova remnants and the distribution of pulsar velocities at birth ». In : *The Astrophysical Journal* 437 (1994), p. 781–793.
- [140] W. M. Goss E. B. GIACANI D. A. Frail et M. VIEYTES. « Pulsar Wind Nebulae around the Southern Pulsars PSR B1643-43 and PSR B1706-44 ». In : *The Astronomical Journal* 121 (2001), p. 3133–3137.

- [141] J. P. Finley et AL. « A Broadband X-Ray Study of the Young Neutron Star PSR B1706-44 ». In : *The Astrophysical Journal* 493 (1998), p. 884–890.
- [142] H.E.S.S. COLLABORATION. « Detection of very-high-energy γ -ray emission from the vicinity of PSR B1706-44 and G 343.1-2.3 with H.E.S.S. » In : *Astronomy & Astrophysics* 528 (2011). DOI : [10.1051/0004-6361/201015381](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015381).
- [143] Michael KRAMER et al. « The Parkes multibeam pulsar survey. 3. Young pulsars & the discovery and timing of 200 pulsars ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 342 (2003), p. 1299. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06637.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06637.x). arXiv : [astro-ph/0303473](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0303473) [astro-ph].
- [144] Fermi Pulsar Timing Consortium FERMI LAT COLLABORATION. « The first Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars ». In : *Astrophysical Journal* 708 (2010). DOI : [10.1088/0004-637X/708/2/1426](https://doi.org/10.1088/0004-637X/708/2/1426).
- [145] Oleg KARGALTSEV. « Studying the longest pulsar trail ». In : (2006).
- [146] O. KARGALTSEV et al. « X-ray Observations of Parsec-Scale Tails behind Two Middle-Aged Pulsars ». In : *Astrophys. J.* 684 (2008), p. 542. DOI : [10.1086/589145](https://doi.org/10.1086/589145). arXiv : [0802.2963](https://arxiv.org/abs/0802.2963) [astro-ph].
- [147] C. Y. HUI et W. BECKER. « Radio and X-ray nebulae associated with PSR J1509-5850 ». In : *Astron. Astrophys.* 470 (2007), p. 965. DOI : [10.1051/0004-6361:20077628](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077628). arXiv : [0704.1265](https://arxiv.org/abs/0704.1265) [astro-ph].
- [148] Noel KLINGLER et al. « Chandra Observations of Outflows From psr J1509-5850 ». In : *Astrophys. J.* 828.2 (2016), p. 70. DOI : [10.3847/0004-637X/828/2/70](https://doi.org/10.3847/0004-637X/828/2/70). arXiv : [1601.07174](https://arxiv.org/abs/1601.07174) [astro-ph.HE].
- [149] K. HIROTANI et S. SHIBATA. « Gamma-ray emission from pulsar magnetospheres ». In : *20th Texas Symposium on relativistic astrophysics* 586 (2001), p. 532–537. DOI : [10.1063/1.1419605](https://doi.org/10.1063/1.1419605).
- [150] F. A. AHARONIAN et S. V. BOGOVALOV. « Exploring physics of rotation powered pulsars with sub-10 GeV imaging atmospheric Cherenkov telescopes ». In : *New Astron.* 8 (2002), p. 85–103. DOI : [10.1016/S1384-1076\(02\)00200-2](https://doi.org/10.1016/S1384-1076(02)00200-2). arXiv : [astro-ph/0208036](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0208036) [astro-ph].
- [151] F. AHARONIAN, S.V. BOGOVALOV et D. KHANGULYAN. « Abrupt acceleration of a ‘cold’ ultrarelativistic wind from the Crab pulsar ». In : *Nature* 482 (2012), p. 507–509. DOI : [10.1038/nature10793](https://doi.org/10.1038/nature10793).
- [152] Gabriele BRAMBILLA et al. « Testing dissipative magnetosphere model light curves and spectra with FERMI pulsars ». In : *Astrophys. J.* 804.2 (2015), p. 84. DOI : [10.1088/0004-637X/804/2/84](https://doi.org/10.1088/0004-637X/804/2/84). arXiv : [1503.00744](https://arxiv.org/abs/1503.00744) [astro-ph.HE].
- [153] I. ARKA et G. DUBUS. « Gamma-ray pulses from pulsar winds : Exploring the near wind region ». In : *American Institute of Physics Conference Series* 1505 (2012), p. 333–336. DOI : [10.1063/1.4772265](https://doi.org/10.1063/1.4772265).
- [154] Jérôme PÉTRI. « High-energy emission from the pulsar striped wind : a synchrotron model for gamma-ray pulsars ». In : *MNRAS* 424.3 (2012), p. 2023–2027. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2012.21350.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21350.x).
- [155] B. RUDAK et J. DYKS. « The modeling of the Vela pulsar pulses - from optical to hard gamma-ray energy ». In : *PoS ICRC2017* (2018). [35,680(2017)], p. 680. DOI : [10.22323/1.301.0680](https://doi.org/10.22323/1.301.0680). arXiv : [1708.01556](https://arxiv.org/abs/1708.01556) [astro-ph.HE].
- [156] Alice K. HARDING et al. « Multi-TeV Emission From the Vela Pulsar ». In : *Astrophys. J.* 869.1 (2018), p. L18. DOI : [10.3847/2041-8213/aaf3b2](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aaf3b2). arXiv : [1811.11157](https://arxiv.org/abs/1811.11157) [astro-ph.HE].

- [157] Iwona MOCHOL et Jérôme PÉTRI. « Very high energy emission as a probe of relativistic magnetic reconnection in pulsar winds ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 449.1 (2015), p. L51–L55. DOI : [10.1093/mnrasl/slv018](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slv018). arXiv : [1501.07123 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1501.07123).
- [158] Iwona MOCHOL. « Pulsar striped winds ». In : *Astrophys. Space Sci. Libr.* 446 (2017), p. 135–159. DOI : [10.1007/978-3-319-63031-1_7](https://doi.org/10.1007/978-3-319-63031-1_7). arXiv : [1702.00720 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1702.00720).
- [159] B. CERUTTI. « Emission gamma de haute énergie dans les systèmes binaires compacts (thèse de doctorat) ». In : *Université de Grenoble* (2010).
- [160] G. R. WERNER et al. « The extent of power-law energy spectra in collisionless relativistic magnetic reconnection in pair plasmas ». In : *Astrophys. J.* 816.1 (2016), p. L8. DOI : [10.3847/2041-8205/816/1/L8](https://doi.org/10.3847/2041-8205/816/1/L8). arXiv : [1409.8262 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1409.8262).
- [161] F.C. MICHEL. « Rotating Magnetospheres : an Exact 3-D Solution ». In : *APJL* 180 (1973), p. L133. DOI : [10.1086/181169](https://doi.org/10.1086/181169).
- [162] S. V. BOGOVALOV. « On the physics of cold mhd winds from oblique rotators ». In : *Astron. Astrophys.* 349 (1999), p. 1017–1026. arXiv : [astro-ph/9907051 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9907051).
- [163] Víctor ZABALZA. « naima : a Python package for inference of relativistic particle energy distributions from observed nonthermal spectra ». In : *PoS ICRC2015* (2016). [34,922(2015)], p. 922. DOI : [10.22323/1.236.0922](https://doi.org/10.22323/1.236.0922). arXiv : [1509.03319 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1509.03319).
- [164] Hogg D. W. FOREMAN-MACKEY D. AND, Lang D. et J. GOODMAN. « emcee : The MCMC Hammer ». In : *Astronomical Society of the Pacific* 125.925 (2013), p. 306.
- [165] J. GOODMAN et J. WEARE. « Ensemble samplers with affine invariance ». In : *Communications in Applied Mathematics and Computational Science* 5.1 (2010), p. 65–80.
- [166] M. MARELLI. « The X-ray behaviour of Fermi/LAT pulsars (thèse de doctorat) ». In : *UNIVERSITA' DEGLI STUDI DELL'INSUBRIA* (2012).
- [167] M. LYUTIKOV. « Inverse Compton model of pulsar high-energy emission ». In : *MNRAS* 431 (2013), p. 2580–2589. DOI : [10.1093/mnras/stt351](https://doi.org/10.1093/mnras/stt351).
- [168] The Astropy COLLABORATION. « Astropy : A community Python package for astronomy ». In : *Astronomy and Astrophysics* 558 (2013). DOI : [10.1051/0004-6361/201322068](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322068).
- [169] The Astropy COLLABORATION. « The Astropy Project : Building an Open-science Project and Status of the v2.0 Core Package ». In : *The Astronomical Journal* 156 (2018). DOI : [10.3847/1538-3881/aabc4f](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aabc4f).
- [170] A. BURTOVOI et L. ZAMPIERI. « Simulated Gamma-Ray Pulse Profile of the Crab Pulsar with the Cherenkov Telescope Array ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 459.4 (2016), p. 3783–3791. DOI : [10.1093/mnras/stw883](https://doi.org/10.1093/mnras/stw883). arXiv : [1604.04066 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1604.04066).
- [171] B. S. ACHARYA et al. *Science with the Cherenkov Telescope Array*. WSP, 2018. ISBN : 9789813270084. DOI : [10.1142/10986](https://doi.org/10.1142/10986). arXiv : [1709.07997 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1709.07997).
- [172] I. S. SHKLOVSKII. « Possible Causes of the Secular Increase in Pulsar Periods ». In : *Soviet Astronomy* 13 (1970), p. 562.

- [173] George HOBBS, R. EDWARDS et R. MANCHESTER. « Tempo2, a new pulsar timing package. 1. overview ». In : *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 369 (2006), p. 655–672. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2006.10302.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10302.x). arXiv : [astro-ph/0603381](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603381) [astro-ph].