

Etude des vestiges de supernova en interaction avec l'expérience d'astronomie H.E.S.S. et étalonnage de la caméra H.E.S.S. II

Diane Fernandez Gangoso

► **To cite this version:**

Diane Fernandez Gangoso. Etude des vestiges de supernova en interaction avec l'expérience d'astronomie H.E.S.S. et étalonnage de la caméra H.E.S.S. II. Astrophysique [astro-ph]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2014. Français. <NNT: 2014MON20154>. <tel-01727581>

HAL Id: tel-01727581

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01727581>

Submitted on 9 Mar 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de
Docteur

Délivré par l'Université Montpellier II

Préparée au sein de l'Ecole doctorale I2S
Et de l'unité de recherche UMR 5299

Spécialité : **Physique**

Présentée par **Diane FERNANDEZ GANGOSO**

Etude des vestiges de supernova
en interaction avec l'expérience
d'astronomie γ H.E.S.S. et
étalonnage de la caméra de
H.E.S.S. II

Soutenue le 25 octobre 2014 devant le jury composé de :

Pr. Etienne PARIZOT	APC, Paris	Président du Jury
Dr. Stefano GABICI	APC, Paris	Rapporteur
Dr. Mathieu DE NAUROIS	LLR, Palaiseau	Rapporteur
Dr. Jean BALLETT	AIM/SAP, CEA Saclay	Examineur
Pr. Pascal VINCENT	LPNHE, Paris	Examineur
Dr. Alexandre MARCOWITH	LUPM, Montpellier	Examineur
Dr. George VASILEIADIS	LUPM, Montpellier	Directeur
Dr. Matthieu RENAUD	LUPM, Montpellier	Co-directeur

Résumé

La découverte du rayonnement cosmique remonte à plus d'un siècle, mais son origine est encore incertaine aujourd'hui. Divers éléments théoriques et observationnels tendent à confirmer que les vestiges de supernova (SNRs) sont à l'origine de la majeure partie du rayonnement cosmique galactique jusqu'à des énergies de ~ 3 PeV, voire au-delà. Mais ce paradigme requiert encore une preuve irréfutable. Lors de l'expansion d'un SNR, les particules chargées du milieu circumstellaire/interstellaire sont accélérées par l'onde de choc et peuvent alors rayonner depuis le domaine radio jusqu'aux très hautes énergies (>100 GeV). Les mécanismes d'accélération et les processus d'émission des particules ont été étudiés et modélisés au cours de cette thèse. Les instruments d'astronomie γ permettent de détecter les rayonnements émis par les particules accélérées au choc des SNRs. En particulier, le télescope à création de paires *Fermi*-LAT et le réseau de télescopes au sol à imagerie Tcherenkov atmosphérique H.E.S.S. détectent, à eux deux, des photons γ d'énergie comprise entre ~ 30 MeV et plusieurs dizaines de TeV. Au cours de cette thèse, réalisée dans le cadre de l'expérience H.E.S.S., les données observationnelles de plusieurs SNRs ont été analysées et interprétées. Les études menées ont conduit à la détection d'une des sources les plus faibles encore jamais détectée et dont l'émission γ est associée à l'interaction du SNR G349.7+0.2 avec un nuage moléculaire adjacent. Des limites supérieures sur les flux intégrés de nombreux SNRs ont été extraites afin de contraindre les modèles d'accélération de particules. Le SNR Puppis A présente notamment un comportement spectral inattendu, difficile à expliquer dans le cadre des modèles d'accélération de particules actuels. Un cinquième télescope, de plus grande taille, a été ajouté mi-2012 au réseau de quatre petits télescopes H.E.S.S. afin d'abaisser le seuil en énergie et d'améliorer la sensibilité du réseau. Dans ce cadre, j'ai activement participé au développement, à l'intégration et à l'analyse des données du dispositif d'étalonnage de la caméra de ce cinquième télescope.

Abstract

The discovery of Cosmic Rays (CRs) dates back more than one century ago, however their origin remains unclear. There is rather convincing evidence that the bulk of Galactic CRs, up to ~ 3 PeV, and possibly beyond, is accelerated in supernova remnants (SNRs). However this paradigm still needs a conclusive proof. While the SNR expands, charged particles from the circumstellar/interstellar medium are accelerated at the SNR shock wave and radiate from radio to very high energies (>100 GeV). Particle acceleration and broad band radiation mechanism were studied and modelled during this PhD. γ -ray astronomy instruments enable to detect radiation from particles accelerated at the SNR shock wave. In particular the pair creation telescope *Fermi*-LAT and the array of imaging atmospheric Cherenkov telescopes H.E.S.S., enable together to detect γ -ray photons in the ~ 30 MeV-30 TeV energy range. As a member of the H.E.S.S. collaboration, I analysed and interpreted observational data from several Galactic SNRs. These studies led to the discovery of one of the faintest sources ever detected whose γ -ray emission is associated with the interaction of the SNR G349.7+02 with an adjacent molecular cloud. Upper limits on the integrated flux of many SNRs were extracted in order to constrain models of particle acceleration. In particular, the SNR Puppis A shows an unexpected spectral behavior difficult to explain with current models. A fifth bigger telescope was added mid 2012 to the H.E.S.S. array of four small telescopes to lower the energy threshold and to improve the sensitivity of the array. In this context I actively participated to the development, integration and data analysis of the calibration hardware of the camera of this fifth telescope.



Table des matières

1	Introduction	9
1.1	Le rayonnement cosmique	9
1.2	Le développement de l'astronomie γ	13
1.2.1	L'astronomie γ des hautes énergies	13
1.2.2	L'astronomie γ des très hautes énergies	15
1.3	Vestiges de supernova et rayonnement cosmique	17
1.3.1	Des Supernovae aux vestiges de supernova	17
1.3.2	Les SNRs comme sources principales de rayons cosmiques galactiques	21
I	L'Expérience H.E.S.S.	31
2	Le réseau de télescopes H.E.S.S.	35
2.1	Les télescopes	36
2.2	Les miroirs	36
2.3	Les caméras	38
2.3.1	Photomultiplicateurs et cônes de Winston	39
2.3.2	Electronique de la caméra	39
2.4	Le système de déclenchement	40
2.5	Autres instruments du réseau	41
2.6	Chaîne d'acquisition des données	41
3	L'étalonnage des détecteurs	43
3.1	Principe de l'étalonnage des caméras	44
3.2	Les piédestaux	45
3.3	L'amplification de la voie haut gain	45
3.4	L'amplification de la voie bas gain et la correction des inhomogénéités de collection	48
3.4.1	Le dispositif de calibration de la caméra de CT5	48
3.4.2	L'analyse des runs de FlatField	53
3.5	L'efficacité de collection de lumière	61
4	L'analyse des données H.E.S.S.	63
4.1	Reconstruction des événements	63
4.1.1	Méthode des moments réduits	64
4.1.2	Analyse <i>Model</i>	65
4.2	Soustraction du fond	67
4.3	Performances de H.E.S.S.	68
4.4	Reconstruction spectrale	70

4.4.1	Limites supérieures sur les flux de photons	70
4.4.2	Analyse spectrale de sources étendues	71
II Description et modélisation des vestiges de supernova		73
5	Evolution dynamique des SNRs	77
5.1	SN thermonucléaires	78
5.2	SN à effondrement gravitationnel	80
5.3	Interaction du SNR avec un milieu neutre dense	83
6	L'accélération des particules dans les SNRs	85
6.1	L'accélération diffusive par onde de choc	85
6.2	L'amplification du champ magnétique	86
6.3	Spectre des particules accélérées au choc	93
7	Processus non-thermiques d'émission de photons par les SNRs	99
7.1	Rayonnement synchrotron	99
7.2	Rayonnement Compton inverse	100
7.3	Rayonnement de freinage	100
7.4	Interactions proton-proton	101
III Etude des vestiges de supernova avec H.E.S.S.		105
8	Le vestige de supernova G349.7+0.2	107
8.1	Les données multi-longueur d'onde sur la région de G349.7+0.2	107
8.2	Observations à haute énergie avec <i>Fermi</i> -LAT	110
8.3	Observations à très haute énergie avec H.E.S.S.	110
8.4	Discussion	113
8.4.1	Emission γ en provenance de la coquille du SNR	114
8.4.2	Emission γ résultant de l'interaction SNR-MC	116
8.5	Conclusion	117
9	Le vestige de supernova Puppis A	119
9.1	Données multi-longueur d'onde sur la région	119
9.2	Observations à très haute énergie avec H.E.S.S.	122
9.2.1	Analyse des données	122
9.2.2	Contraintes sur le spectre des particules accélérées au choc du SNR	125
9.3	Discussion : Origine de l'absence de signal à très hautes énergies	126
10	Le balayage galactique avec H.E.S.S. et le catalogue des SNRs	131
10.1	Création des échantillons de SNRs	134
10.2	Analyse des régions sélectionnées	135
10.2.1	Echantillon sûr	135
10.2.2	Echantillon confus	136
10.3	Discussion	140
10.3.1	Effet du type du SNR et de son environnement	140
10.3.2	Limites supérieures sur le flux VHE et extension des SNRs	141
10.3.3	Luminosité et âge des SNRs	142

10.3.4 SNRs en interaction détectés à HE	142
10.4 Conclusion	144
11 Conclusion	147
Annexe A Evolution dynamique des SNRs	155
A.1 Solution unifiée de l'évolution dynamique de l'onde de choc	155
A.2 Evolution dynamique pour des profils en densité plus réalistes	156
A.3 Dépendance de l'évolution dynamique du choc en fonction de la coquille formant la cavité	158
Annexe B Spectre en énergie des particules au choc	159
B.1 Champ magnétique circumstellaire	159
B.2 Evolution du temps caractéristique d'accélération des particules pour atteindre 1 et 100 TeV	160
B.3 Evolution de la normalisation de l'injection de particules au choc	161
Annexe C SNR G349.7+0.2	163
C.1 Détails du jeu de runs d'observation utilisés pour l'analyse H.E.S.S. de G349.7+02163	
C.2 Effet du gradient d'exposition sur les erreurs systématiques de l'analyse . . .	165
C.3 Effet du gradient d'exposition sur la position de la source	167
C.4 Extension de l'émission H.E.S.S.	168
Annexe D SNR Puppis A	169
D.1 Représentation des limites supérieures dans la bande en énergie 0.26-10 TeV .	169
Annexe E Le Catalogue SNR H.E.S.S.	171
E.1 Selection des SNRs à analyser	171
E.2 Comparaison des résultats obtenus avec les analyses Hap-TMVA et Model . .	172
E.3 Etude du décalage dans la distribution de significativité de l'échantillon sûr .	173
Annexe F Publications H.E.S.S. sur les SNRs G349.7+0.2 et Puppis A	175

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Le rayonnement cosmique	9
1.2	Le développement de l'astronomie γ	13
1.2.1	L'astronomie γ des hautes énergies	13
1.2.2	L'astronomie γ des très hautes énergies	15
1.3	Vestiges de supernova et rayonnement cosmique	17
1.3.1	Des Supernovae aux vestiges de supernova	17
1.3.2	Les SNRs comme sources principales de rayons cosmiques galactiques	21

1.1 Le rayonnement cosmique

Plus de cent ans après la découverte du rayonnement cosmique par Victor Hess en 1912, son origine demeure un des grands mystères de l'astrophysique. Les Rayons Cosmiques (CRs, *Cosmic Rays*) sont des particules chargées dont la densité d'énergie dans la Galaxie atteint $\sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$. Leur spectre en énergie mesuré sur Terre s'étend jusqu'à des énergies extrêmes de $\sim 10^{20} \text{ eV}$. On rappelle que les énergies atteintes par l'accélérateur de particules LHC (*Large Hadron Collider*) sont de l'ordre de 10^{13} eV par proton et $5 \times 10^{14} \text{ eV}$ pour des éléments plus lourds tels que le Pb. Environ 99% de ces CRs sont des noyaux et seulement $\sim 1\%$ sont des électrons. Parmi les noyaux, $\sim 90\%$ sont des protons et $\sim 9\%$ sont des particules alpha. Des noyaux plus lourds composent le 1% restant. Le spectre des CRs détectés sur Terre est présenté en Figure 1.1.

La courbure observée à basse énergie ($\lesssim 10 \text{ GeV}$) résulte du vent solaire qui empêche les particules de plus basse énergie de se propager dans le système solaire. Le spectre des CRs suit une loi de puissance ($\Phi \propto E^{-p}$) d'indice spectral $p \sim 2.7$ jusqu'à une énergie de $3 \times 10^{15} \text{ eV}$, appelée le *genou*, au delà de laquelle est observé un infléchissement spectral, avec un indice $p \sim 3.1$. La composition des CRs évolue alors en énergie, avec une contribution graduellement plus élevée des éléments plus lourds à mesure que l'énergie des CRs augmente et ce jusqu'à des énergies de $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ eV}$ (voir Höörandel 2006; Höörandel 2013, pour des revues). Un *second genou* a été détecté vers $4 \times 10^{17} \text{ eV}$ (e.g. Bergman & Belz 2007, pour une revue). En dessous de $\sim 10^{18} \text{ eV}$, les CRs semblent être produits par des sources d'origine galactique telles que les vestiges de supernova, ou les pulsars et leurs nébuleuses

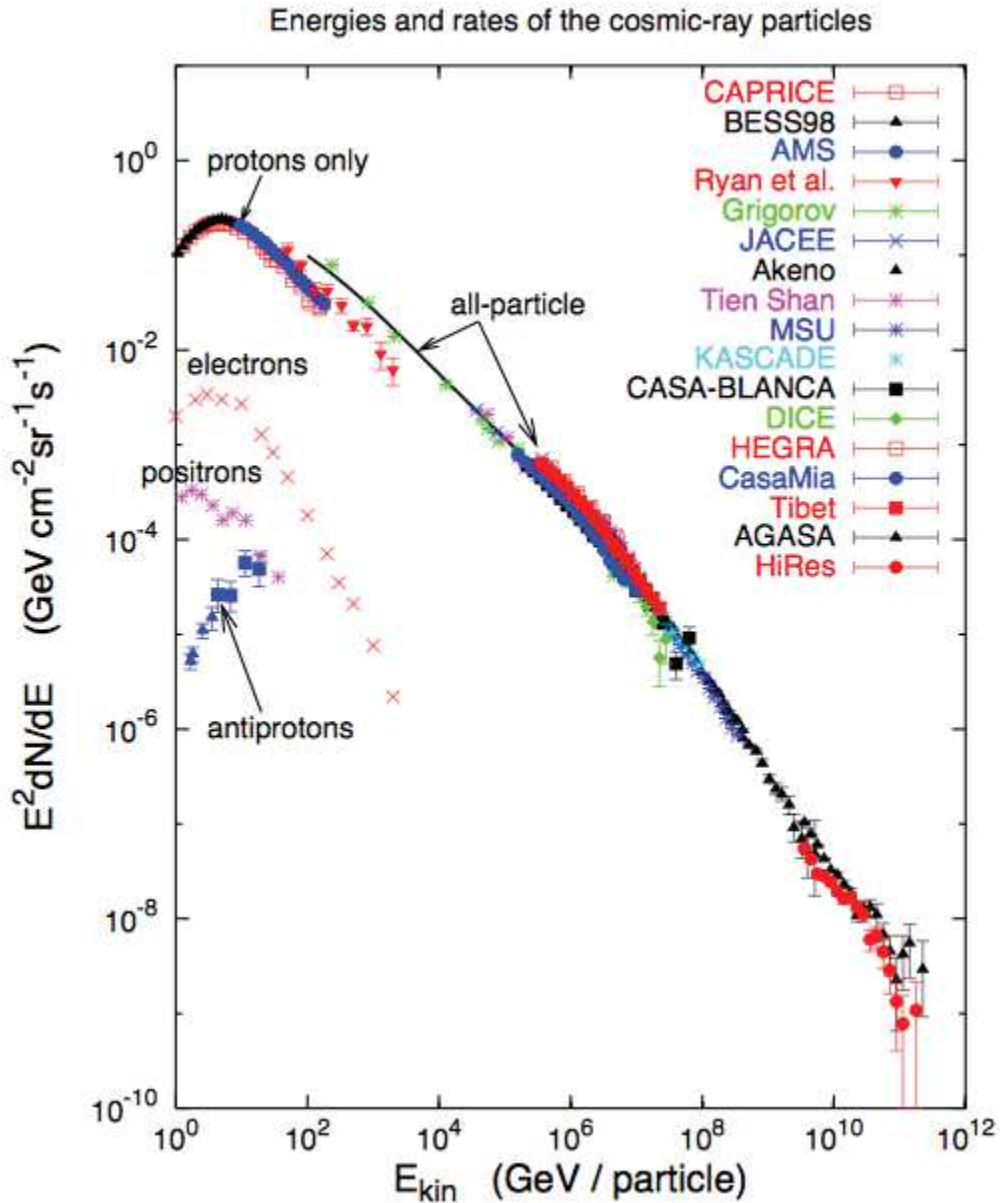


FIGURE 1.1 – Spectre des CRs détectés sur Terre. Les contributions des leptons et antiprotons mesurés par l’expérience PAMELA sont également représentées (Extrait de Gaisser 2006).

pour les leptons. La *cheville* (à $\sim 3 \times 10^{18}$ eV), marquant le redressement du spectre des CRs, est l’énergie à laquelle est attendue la transition entre la composante galactique et la composante extra-galactique, moins pentue. En effet, des protons de 10^{19} eV, évoluant dans un champ magnétique interstellaire de $\sim 3\mu\text{G}$, ont un rayon de Larmor¹ de ~ 3 kpc, soit bien supérieur à l’épaisseur du disque galactique. Si des CRs d’une telle énergie étaient produits au sein de la Galaxie, ils devraient nous parvenir en suivant une trajectoire rectiligne, et leur distribution devrait être anisotrope. Au delà de la *cheville*, la production des CRs est donc

1. $r_L = E/qB$ est le rayon de Larmor d’une particule relativiste d’énergie E dans un champ magnétique B , où $q = Ze$ est la charge de la particule avec e la charge élémentaire et Z le numéro atomique.

associée à des sources extragalactiques, telles que les noyaux actifs de galaxie, les sursauts gamma ou les mas de galaxie. La coupure spectrale observée vers 10^{20} eV, appelée *coupure GZK*², s'explique par l'interaction des CRs d'énergie supérieure à 5×10^{19} eV avec les photons du fond diffus cosmologique.

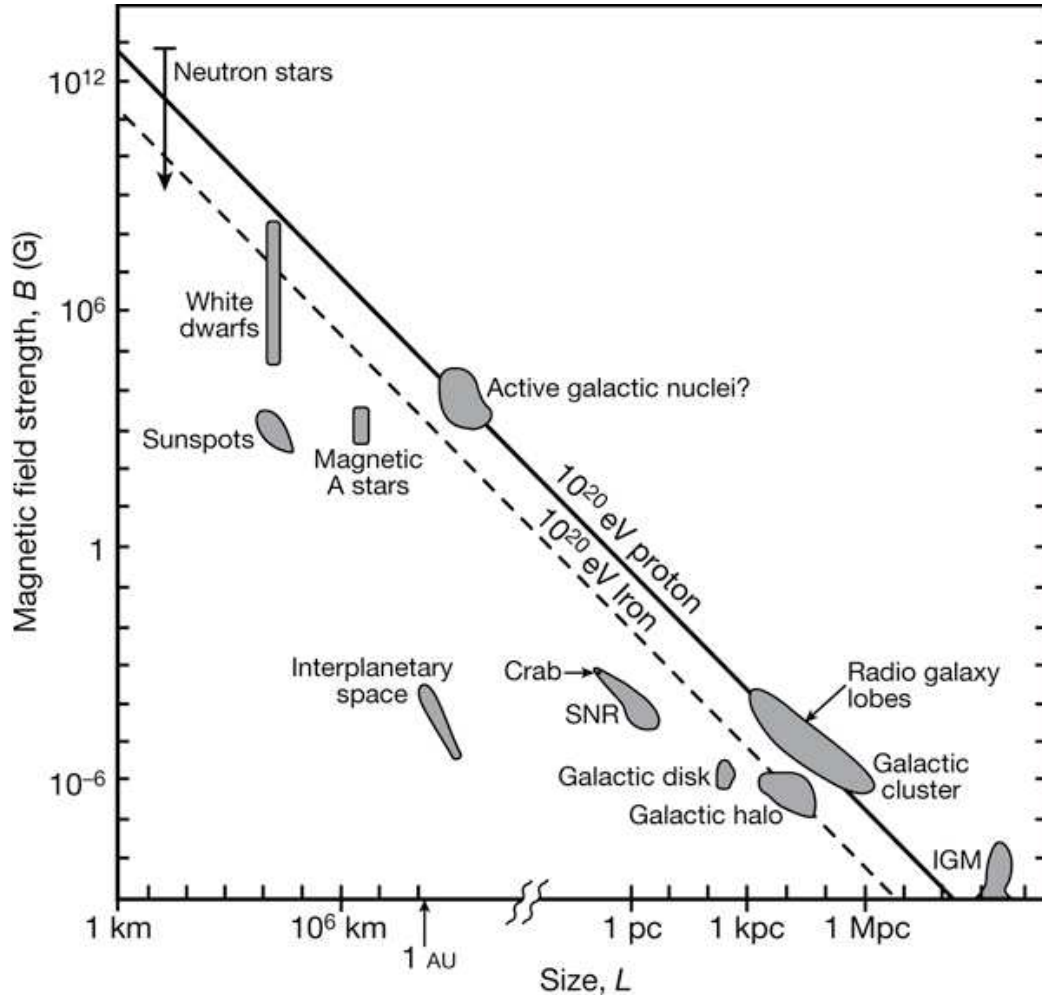


FIGURE 1.2 – Diagramme de Hillas appliqué à des protons et des noyaux de Fer de 10^{20} eV. (Extrait de Bauleo & Rodríguez Martino 2009).

Bien que des hypothèses, non sans fondement comme nous le verrons un peu plus tard, soient émises à l'égard des sources du rayonnement cosmique, plusieurs preuves observationnelles font encore défaut. L'origine galactique ou extragalactique des CRs suivant leur énergie se justifie, mais la nature exacte des sources de CRs est encore incertaine. Les accélérateurs cosmiques candidats sont habituellement représentés dans un diagramme dit de Hillas (Figure 1.2) donnant l'énergie maximale à laquelle les particules peuvent être accélérées en fonction du champ magnétique moyen et de la taille caractéristique de ces sources. En effet, pour être accélérées jusqu'aux très hautes énergies, les particules ont besoin d'être confinées au sein de l'accélérateur. Or la rigidité des particules augmente avec leur énergie, ce qui rend d'autant plus difficile l'inflexion de leur trajectoire par le champ magnétique

2. du nom des physiciens Greisen (1966) et Kuzmin et Zatsepin (1966) ayant calculé cette limite théorique.

de l'accélérateur, à mesure qu'elles gagnent de l'énergie. Lorsque le rayon de courbure de la particule dépasse la taille de l'accélérateur, la particule s'échappe et diffuse dans le milieu interstellaire. On peut donc estimer une limite supérieure à l'énergie atteinte dans un accélérateur cosmique en imposant que le rayon de Larmor de la particule accélérée soit inférieure à la taille caractéristique de l'accélérateur L . Ceci conduit à une énergie maximale $E_{\max} = \Gamma qBL$, avec Γ le facteur de Lorentz adapté aux sources en mouvement telles que les jets de noyaux actifs de galaxies. Ainsi, pour atteindre les énergies les plus élevées, il faut des accélérateurs très étendus et/ou des champs magnétiques très élevés. Les performances des différents accélérateurs cosmiques connus sont comparées à celles requises pour accélérer des protons et des noyaux de Fer jusqu'à 10^{20} eV, dans le diagramme de Hillas présenté en Figure 1.2.

Les particules chargées accélérées et relâchées dans l'Univers ne se propagent pas en ligne droite en raison de la présence de champs magnétiques, principalement galactiques, le long de leur trajectoire. Leur distribution est isotrope jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{12} eV. Au delà, plusieurs expériences telles que ARGO-YBJ, IceCube ou encore Milagro ont mesuré une anisotropie dans les directions d'arrivée des CRs, à des niveaux de l'ordre de 0.1% à ~ 1 TeV et qui s'intensifie avec l'énergie (Abbasi et al. 2010; Abdo et al. 2009c; Bartoli et al. 2013). L'origine de l'anisotropie des CRs en dessous de $\sim 10^{19}$ eV n'est pas encore comprise. Elle peut résulter d'effets dus aux champs magnétiques locaux (e.g. Battaner et al. 2009), à la distribution stochastique de sources proches ($\lesssim 1$ kpc) (e.g. Blasi & Amato 2012) ou encore à des turbulences magnétohydrodynamiques anisotropes (e.g. Malkov et al. 2010). Identifier les accélérateurs cosmiques par la détection des CRs traversant l'atmosphère terrestre est donc impossible, hormis aux ultra-hautes énergies, au-delà de 10^{19} eV, comme vu précédemment. Néanmoins, au sein des sources les accélérant et tout au long de leur parcours une fois relâchées, ces particules interagissent avec le champ magnétique, la matière interstellaire et les champs de photons et rayonnent suivant différents processus d'émission depuis le domaine radio ($E_\gamma \gtrsim 10^{-7}$ eV) jusqu'aux très hautes énergies ($E_\gamma \gtrsim 10^{11}$ eV). L'observation du ciel dans le domaine des rayonnements γ de très hautes énergies permet donc de mettre en évidence la présence de particules accélérées à des énergies proches du genou et ainsi de remonter aux sources de rayonnement cosmique.

1.2 Le développement de l'astronomie γ

L'atmosphère est opaque au rayonnement γ . La détection de photons γ nécessite donc l'utilisation de satellites. Mais les événements γ sont rares, ils le sont d'autant plus que leur énergie est élevée. Pour les détecter, les instruments doivent donc avoir une surface effective suffisamment grande. Or les satellites sont limités à une surface effective de l'ordre de $\sim 1 \text{ m}^2$, insuffisante pour détecter des photons d'énergie supérieure à quelques centaines de GeV. La détection de photons de très hautes énergies repose donc sur le développement de techniques au sol. A partir de la seconde moitié du XX^{ème} siècle, les techniques d'observation du ciel γ entre 10 MeV et 100 TeV se sont considérablement développées. Deux types d'instruments sont principalement utilisés : les satellites à production de paires dédiés à l'observation de photons γ de hautes énergies (HE, $\sim 10 \text{ MeV}$ -100 GeV) et les télescopes au sol à imagerie Tcherenkov atmosphérique dédiés à l'observation de photons γ de très hautes énergies (VHE, $\sim 100 \text{ GeV}$ -100 TeV). Les réseaux de cuves dédiés à la détection du rayonnement Tcherenkov dans l'eau produit des particules secondaires de gerbes atmosphériques, tels que HAWC (*High Altitude Water Cherenkov γ -ray Observatory*, González 2011) sont également utilisés pour détecter les photons d'énergie $\sim 100 \text{ GeV}$ –100 TeV.

1.2.1 L'astronomie γ des hautes énergies

Peu de temps après la découverte expérimentale du positron par Anderson, en 1932, Blackett découvrit l'interaction par création de paires en 1933. A partir des années 1970, la production de paires fut utilisée dans les satellites SAS 2³ et COS-B pour détecter les rayons γ d'énergie comprise entre 30 MeV et 10 GeV. Les satellites à production de paires sont équipés d'un trajectographe permettant la création d'une paire électron-positron. Le cheminement des leptons dans le trajectographe est suivi grâce aux couches de superconducteurs et permet de remonter à la direction du photon incident. L'énergie des leptons est ensuite mesurée dans un calorimètre afin de reconstruire l'énergie du photon. Les CRs pénétrant la magnétosphère terrestre sont près de 10^3 à 10^5 fois plus fréquents que les photons γ et interagissent avec le trajectographe. Ils constituent donc un fond qui est grandement rejeté grâce à un détecteur à anti-coïncidence, constitué par un scintillateur en plastique et entourant le détecteur principal. Une représentation de l'instrument à création de paires *Fermi*-LAT est montrée en Figure 1.3.

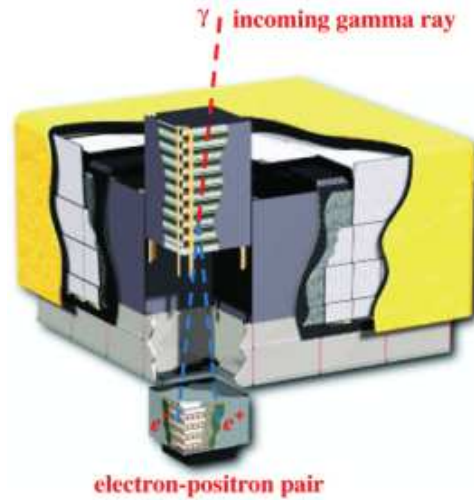
Pendant son fonctionnement, d'août 1975 à avril 1982, COS-B a permis la découverte de 25 sources de rayonnement γ (Swanenburg et al. 1981) dont les pulsars du Crabe, Vela et Geminga (Halpern & Holt 1992; Ruderman & Cheng 1988). COS-B a par ailleurs produit la première carte de la Voie Lactée en rayons γ , et a ainsi révélé, le long du plan galactique, une émission γ diffuse qui résulte de l'interaction de CRs avec les nuages de gaz et les fonds de photons galactiques (Bloemen 1989). De 1991 à 2000, le télescope EGRET⁴, à bord du CGRO⁵, succède à COS-B. 271 sources de rayonnement γ ont été détectées avec EGRET, dont 5 pulsars, 66 noyaux actifs de galaxie, la radio galaxie Centaurus A et le Grand Nuage de Magellan (Hartman et al. 1999). En juin 2008, le LAT (*Large Area Telescope*), télescope à effet de paires de troisième génération, est mis en orbite à bord du satellite *Fermi* de la NASA (Atwood et al. 2009). Grâce à un grand champ de vue de $\sim 2.4 \text{ sr}$, *Fermi*-LAT effectue un

3. Small Astronomy Satellite 2 est le premier satellite destiné à l'étude des sources de rayons γ . Sa durée de fonctionnement fut brève (Novembre 1972-Juin 1973), en raison d'un problème d'alimentation électrique.

4. Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope

5. Compton Gamma Ray Observatory

FIGURE 1.3 – Représentation du détecteur *Fermi*-LAT. Le passage du photon γ (rouge) dans le trajectographe, la création d'une paire électron-positron (bleu) puis l'arrivée des deux leptons dans le calorimètre sont schématisés. (Extrait de www-glast.stanford.edu/instrument.html).



relevé du ciel en rayons γ au-dessus de 20 MeV toutes les trois heures. Après seulement deux ans d'observation, cet instrument avait déjà découvert près de 1900 sources de rayonnement γ (Nolan et al. 2012), et a permis d'obtenir l'image de la Galaxie au GeV d'une précision et profondeur inégalées (voir Figure 1.4). Plus de la moitié de ces sources γ sont des noyaux actifs de galaxie et plus de 30% des sources cataloguées sont encore aujourd'hui sans contrepartie évidente. Les $\sim 10\%$ restants se composent de pulsars, nébuleuses de pulsars et vestiges de supernova. Les sensibilités de EGRET et *Fermi*-LAT sont présentées avec celles d'autres instruments dans les domaines X et γ en Figure 1.6.

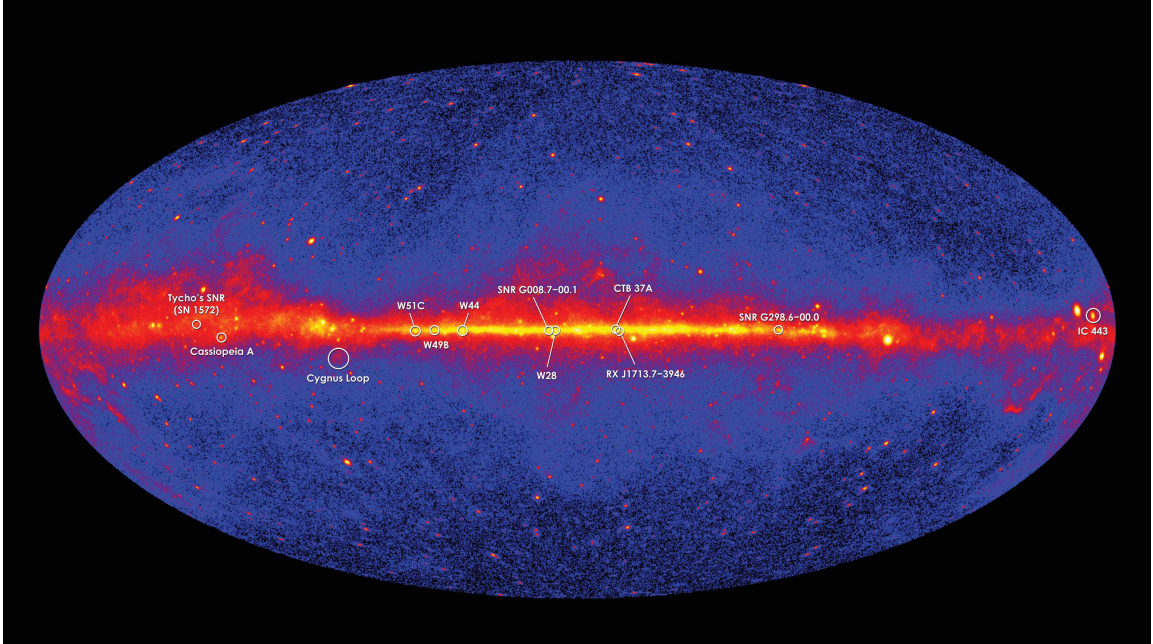


FIGURE 1.4 – Carte de ciel γ ($E > 1$ GeV) produite après deux ans d'observations avec *Fermi*-LAT. Les cercles blanc donnent les positions de douze vestiges de supernova. Credit : NASA/DOE/*Fermi* LAT Collaboration.

Les données *Fermi*-LAT ont été utilisées dans le cadre de cette thèse pour l'étude des vestiges de supernova présentés en Partie III.

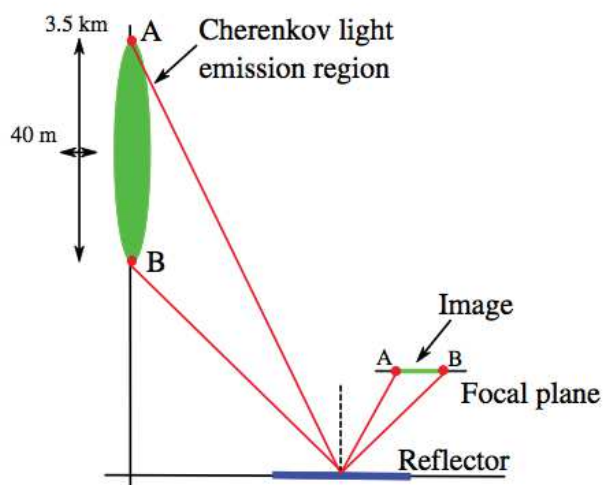


FIGURE 1.5 – Représentation du principe de production d’une image de gerbe atmosphérique par les télescopes à imagerie Tcherenkov atmosphérique. Les photons Tcherenkov issus de la gerbe atmosphérique, formée à plusieurs kilomètres d’altitude, sont réfléchis par les miroirs du télescope et atteignent la caméra située dans le plan focal des miroirs. (Extrait de Hoppe 2008).

1.2.2 L’astronomie γ des très hautes énergies

En 1953, Galbraith et Jelley détectèrent, pour la première fois, depuis le sol des impulsions de lumière Tcherenkov provenant du ciel et produites par le rayonnement cosmique (Galbraith & Jelley 1953). Les techniques d’identification de rayonnement γ de très hautes énergies (VHE, Very High Energy) sont fondées sur l’observation au sol du rayonnement Tcherenkov des gerbes électromagnétiques initiées par l’entrée dans l’atmosphère de photons d’énergie $E_\gamma \gtrsim 10^{11}$ eV. Le rayonnement Tcherenkov émis résulte du passage des particules secondaires chargées de la gerbe atmosphérique à des vitesses supérieures à celle de la lumière dans l’atmosphère. Tout au long de leur trajectoire, les particules secondaires chargées perturbent le champ électromagnétique local et polarisent les atomes de l’atmosphère. L’interférence des ondes, émises lorsque les atomes se dépolarisent, génère un front d’onde dont le spectre s’étend continûment entre l’optique et l’ultraviolet. L’atmosphère étant opaque en ultraviolet, seule l’émission Tcherenkov dont la longueur d’onde est supérieure à environ 300 nm est observable.

Les techniques d’identification des photons de VHE ont commencé à porter leurs fruits avec l’observatoire Whipple. Construit en 1968 en Arizona (Etats-Unis), ce télescope était initialement composé d’une surface réfléchissante de 10 m de diamètre et d’un photomultiplicateur. Le photomultiplicateur fut ensuite remplacé, en 1982, par une caméra constituée de 37 photomultiplicateurs. Une représentation du principe de production de l’image d’une gerbe atmosphérique est donnée en Figure 1.5. En 1989, la première source de rayonnements γ est détectée, il s’agit de la Nébuleuse du Crabe (Lewis et al. 1989; Weekes et al. 1989). La première source extragalactique détectée au TeV, quelques années après, fut le noyau actif de galaxie Markarian 421 (Akerlof et al. 1992; Punch et al. 1992).

Deux techniques majeures ont alors vu le jour afin d’améliorer les performances des télescopes à imagerie Tcherenkov. De 1987 à 2000, le premier réseau de télescopes à imagerie Tcherenkov fonctionnant en stéréoscopie, HEGRA⁶, a observé le ciel en γ . La méthode dite de stéréoscopie consiste en l’observation conjointe de plusieurs télescopes en coïncidence et permet de réduire les détections accidentelles de muons. Cette méthode représente une avancée majeure de la technique de détection Tcherenkov car elle permet en plus d’observer une gerbe atmosphérique sous des angles différents et améliore la précision de la reconstruction de la direction d’incidence du photon. La seconde révolution dans la méthode de détection

6. High Energy Gama-Ray Astronomy, Îles Canaries, Espagne.

Tcherenkov intervient avec CAT⁷ en 1996. CAT a généralisé l'utilisation de caméras finement pixellisées, permettant l'échantillonnage de l'image de la gerbe sur plusieurs pixels voisins simultanément, et ainsi de la distinguer du bruit de fond ambiant qui se répartit uniformément sur la caméra. La caméra de CAT comptait 560 photomultiplicateurs.

Les flashes Tcherenkov des gerbes atmosphériques ont une durée moyenne de 5 ns et jusqu'à 2 ns à environ 150 m du point d'impact. Afin de différencier les flash Tcherenkov des gerbes atmosphériques du bruit de fond de lumière ambiante, il est nécessaire d'avoir un temps d'enregistrement du signal adapté à la durée des événements Tcherenkov. En plus de la stéréoscopie et de la fine pixellisation, ces instruments ont eu recours à une électronique rapide capable d'échantillonner les observations sur des échelles de temps de la nanoseconde pour optimiser la fenêtre d'intégration du signal sur le flash Tcherenkov et ainsi réduire la contamination due au fond de lumière ambiante.

Les trois principaux systèmes de télescopes à imagerie Tcherenkov atmosphérique aujourd'hui en utilisation sont VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*, Arizona, Etats-Unis), MAGIC (*Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescopes*, Îles Canaries, Espagne) et H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*, Namibie). La sensibilité de H.E.S.S. est donnée en Figure 1.6. D'autres petits réseaux de télescopes à imagerie Tcherenkov atmosphérique tels que FACT (*First G-APD Cherenkov Telescope*, Anderhub *et al.* 2013) sont également en cours de développement.

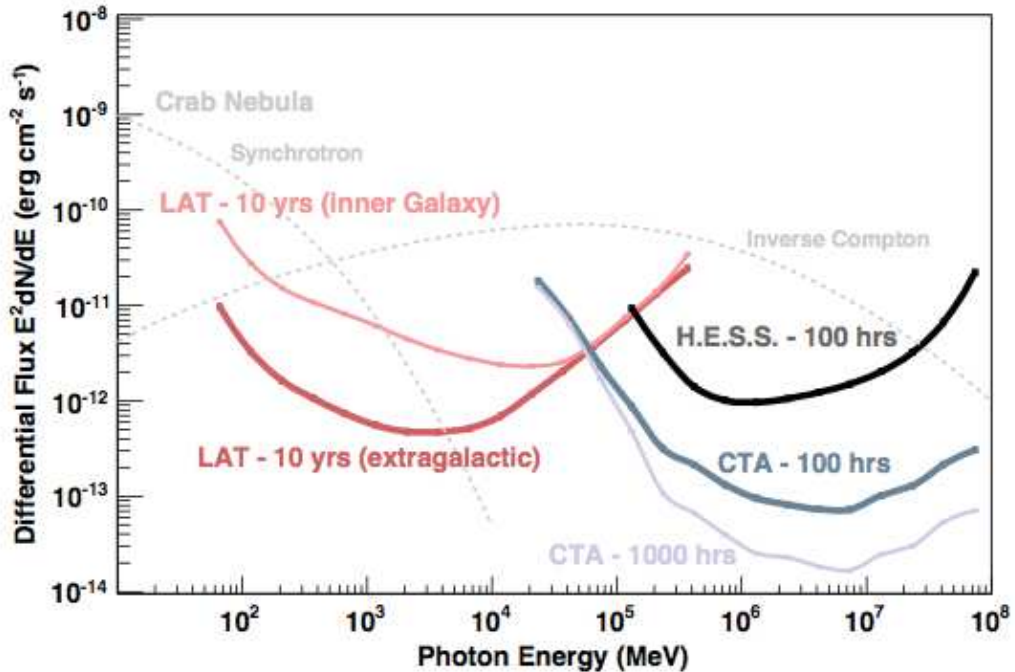


FIGURE 1.6 – Sensibilités différentielles de *Fermi*-LAT, H.E.S.S. et CTA (en projet) pour une source ponctuelle, pour différents temps d'observations. La ligne en tirets gris donne le flux différentiel synchrotron et Compton inverse de la nébuleuse du Crabe. La sensibilité donnée pour H.E.S.S. correspond à la Phase I uniquement (Extrait de Funk *et al.* 2013).

Cette thèse a été réalisée dans le cadre de l'expérience H.E.S.S. Le réseau de quatre télescopes est en fonctionnement depuis 2003, et un cinquième télescope de plus grande

7. Cherenkov Array at Thémis, Pyrénées, France

taille a été ajouté afin d'abaisser le seuil en énergie et d'améliorer la sensibilité du réseau. J'ai activement participé au développement, à l'intégration et à l'analyse des données du dispositif d'étalonnage de ce cinquième télescope, inauguré en Septembre 2012. J'ai d'autre part analysé et interprété les données d'observation de l'expérience sur les vestiges de supernova.

1.3 Vestiges de supernova et rayonnement cosmique

Bien que la nature des sources de rayonnements cosmiques soit encore aujourd'hui débattue, de nombreux arguments semblent confirmer que la majeure partie des CRs galactiques est produite par les vestiges de supernova.

1.3.1 Des Supernovae aux vestiges de supernova

Les Supernovae (SN) sont classées suivant différents paramètres physiques tels que la masse du progéniteur, le mécanisme d'explosion ou encore leur métallicité (Turatto et al. 2007). Pour accéder à ces informations, des études spectroscopiques et photométriques sont réalisées sur les SN afin de les catégoriser suivant les raies d'absorption de leur spectre optique et la forme de leur courbe de lumière. La présence (absence) de raies de l'Hydrogène définit les SN de types I (I). Ces deux classes principales sont subdivisées en différents sous-types suivant la présence de raies d'absorption supplémentaires telles que celles du Si (type Ia) ou de l'He (types Ib et Ic). La position du pic, la présence (type II-P) ou non (type II-L) d'un plateau dans la courbe de lumière, ainsi que la rapidité avec laquelle la luminosité décroît dans le temps sont différentes caractéristiques permettant également de classer les SN. Une représentation schématique de la classification actuelle des SN est donnée en Figure 1.7. Les courbes de lumières de quelques SN de différents types sont montrées en Figure 1.8.

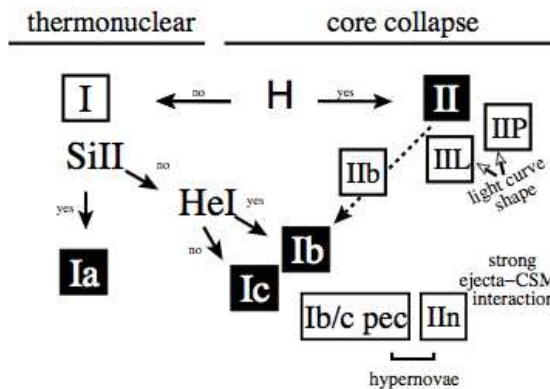


FIGURE 1.7 – Représentation schématique de la classification des SN (extraite de Turatto 2003). Les SN à effondrement gravitationnel dont les caractéristiques sont similaires à celles de SN 1997D regroupent les SN II-P de faible luminosité. De possibles nouvelles catégories de SN produites suite à l'observation de cas rares sont discutées dans Turatto et al. (2007), telles que les SN super-Chandrasekhar ou celles issues d'étoiles variable lumineuse bleue (*LBV*, *Luminous Blue Variable*)

Li et al. (2011) ont utilisé la détection de plus de 700 SNe dans l'Univers proche avec le LOSS (*Lick Observatory Supernova Search*) pour estimer la fréquence des SNe de différents types dans les galaxies hôte. Des tendances sur celle-ci ont été extraites en fonction de trois

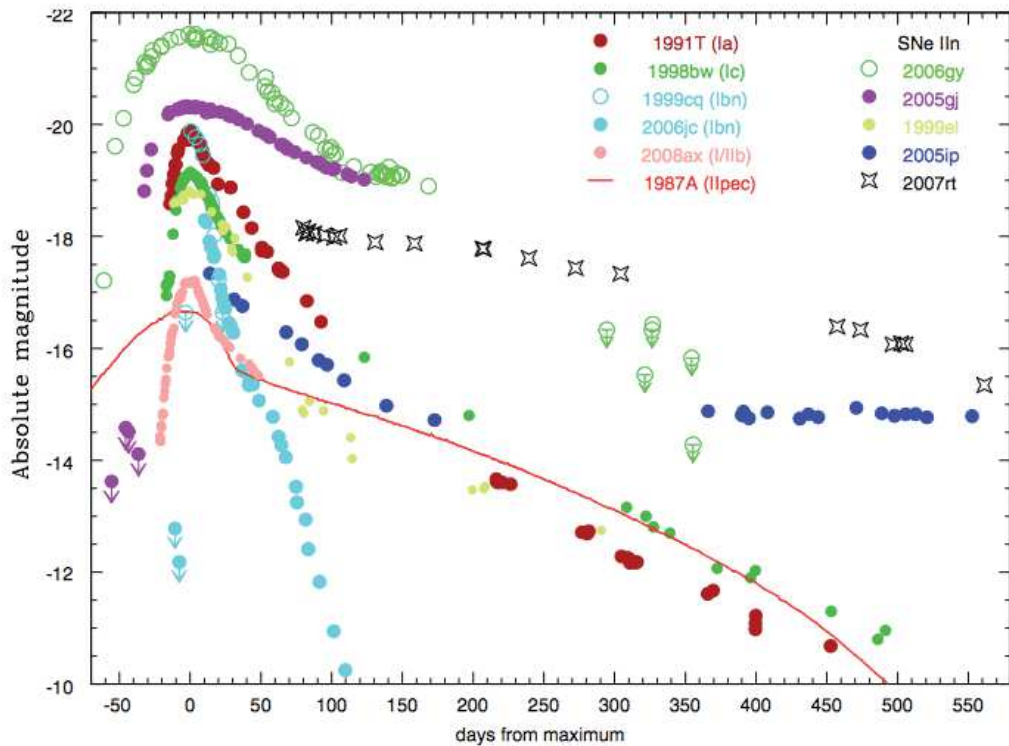


FIGURE 1.8 – Courbes de lumière dans la bande R de SNe de différents types : Ia, Ib, Ic, IIP et IIn. Tandis que les SNe de type Ia présentent des courbes de lumière homogènes, il existe une grande diversité dans celles des autres types, et en particulier dans le cas des SNe de type IIn. (Extrait de Trundle et al. 2009).

paramètres : la luminosité dans les bandes B et K, la masse stellaire et le type morphologique des galaxies. Ces tendances ont ensuite été appliquées à la Voie Lactée en la supposant de type spirale barrée (Sbc) et de taille similaire à la galaxie d'Andromède. Les estimations obtenues pour la Galaxie sont de $\sim 20\%$ de SN Ia, $\sim 26\%$ de SN Ib-c et $\sim 54\%$ de type II (b,P,L,n), avec une fréquence moyenne de SN tous types confondus de ~ 2.8 SNe par siècle, compatible avec les estimations antérieures.

Les SN Ia résultent de l'explosion d'une naine blanche en système binaire ayant atteint la pression de dégénérescence électronique (limite de Chandrasekhar) suite à l'accumulation de matière de son compagnon. En effet, la structure de la naine blanche repose sur l'équilibre hydrostatique entre la pression de dégénérescence des électrons et la force gravitationnelle. Lorsque la naine blanche atteint une masse de $\sim 1.4 M_{\odot}$, dite masse de Chandrasekhar, l'astre se contracte, déclenchant des réactions de fusion du carbone. La pression et la densité du gaz dégénéré d'électrons n'étant pas dépendante de la température, les réactions nucléaires s'emballent et libèrent une forte quantité d'énergie. Dès lors que l'énergie libérée dépasse l'énergie de liaison gravitationnelle de la naine blanche, cette dernière explose en SN, ne laissant aucun objet compact derrière elle. Une telle explosion libère $\sim 10^{51}$ erg. Les SN Ia sont utilisées comme chandelles standards en cosmologie en raison de leur brillance et de l'uniformité de leur courbe de lumière. Quelques SN Ia s'écartent néanmoins du comportement moyen de par leur luminosité exceptionnellement forte et leur faible énergie cinétique (e.g. Howell et al. 2006). Ces SN Ia sont dite *super-Chandrasekhar* car leur progéniteur peut atteindre une masse supérieure à celle de Chandrasekhar (e.g. $\sim 2.1 M_{\odot}$ dans le cas de SN

2003fg, Howell et al. 2006). On rencontre des SN Ia dans tous les types morphologiques de galaxies.

Toutes les autres SNe résultent de l'explosion d'étoiles massives par effondrement gravitationnel. Elles sont principalement observées dans les galaxies jeunes qui forment encore des étoiles. Les étoiles massives de masse $\gtrsim 8 M_{\odot}$ passent par tous les cycles de fusion nucléaire successifs : fusion de l'Hydrogène pendant la séquence principale (Température interne $T_{\text{int}} \sim 10^7$ K), de l'Hélium ($T_{\text{int}} \sim 10^8$ K) puis du Carbone, du Néon, de l'Oxygène et du Silicium dans les phases avancées de l'astre ($T_{\text{int}} \gtrsim 10^9$ K). Il en résulte un astre structuré en couches concentriques composées chacune d'un élément chimique différent, depuis l'enveloppe extérieure d'Hydrogène au cœur composé de Fer, issu de la fusion du Silicium. Si cette enveloppe extérieure est radiative, l'étoile est une supergéante bleue (BSG, *Blue Supergiant*), si elle est convective, l'étoile est une supergéante rouge (RSG, *Red Supergiant*). Des vents stellaires émis lors des différentes phase d'évolution de l'étoile perturbent le milieu circumstellaire (CSM, *Circumstellar Medium*) créant une bulle dans laquelle se propagera l'onde de choc résultant de l'explosion en SN. Dans les étoiles les plus massives, les couches périphériques (généralement l'Hydrogène, mais éventuellement la couche d'Hélium, voire de Carbone) peuvent avoir été éjectées lors d'épisodes de fortes pertes de masse et donner une étoile de type *Wolf-Rayet* (WR).

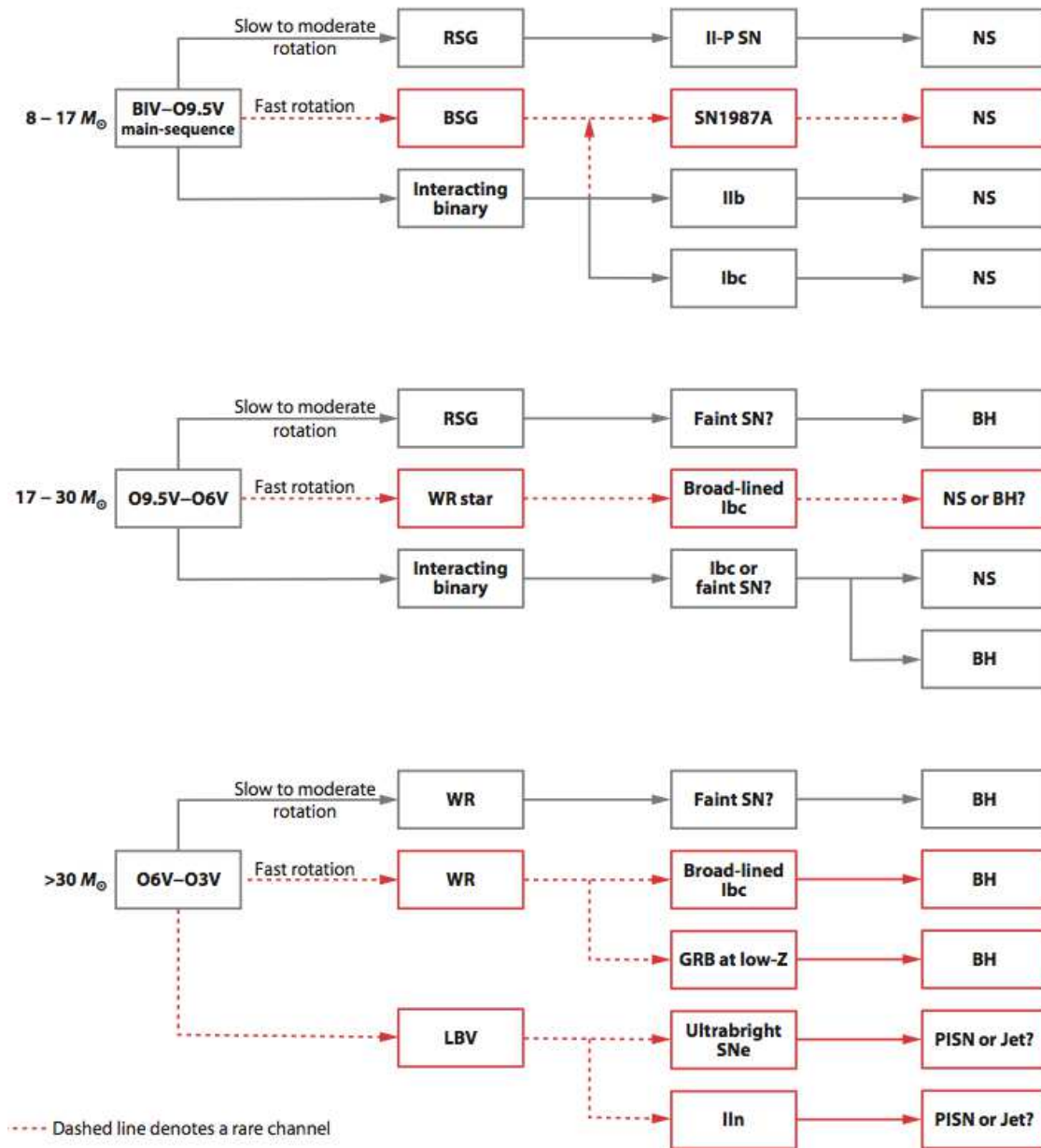


FIGURE 1.9 – Diagramme résumant les différents états évolutifs des étoiles massives, ainsi que le produit de l’explosion en SN. Des acronymes sont utilisés pour étoile à neutrons (NS, *Neutron Star*), trou noir (BH, *Black Hole*), SN par production de paires (PISN, *Pair-Instability SN*), sursaut gamma (GRB, *Gamma Ray Burst*) et étoile variable lumineuse bleue (LBV, *Luminous Blue Variable*). Les évolutions encore incertaines sont présentées avec une ligne rouge en tirets. (Extrait de Smartt 2009)

La pression dans le cœur de Fer est dominée par la pression de dégénérescence des électrons. Lorsque sa masse atteint la masse de Chandrasekhar (différente de celle des naines blanches), il devient instable gravitationnellement et commence à s’effondrer. En même temps, le cœur s’enrichit progressivement en neutrons par des réactions de capture électronique successives, initiées sur les atomes de Fer. La densité de la matière augmente considérablement au cours de l’effondrement jusqu’à ce que l’interaction forte entre les nucléons

génère une pression suffisante pour stopper l’effondrement du cœur, qui devient alors une étoile à neutrons. L’effondrement extrêmement rapide du cœur (quelques ms) est suivi de l’effondrement des couches périphériques sur l’étoile à neutron générant une onde de choc. Ce rebond des enveloppes sur l’étoile à neutron initie l’explosion en SN. Les SNe à effondrement gravitationnel peuvent également donner naissance à des trous noirs. Différents paramètres tels que la métallicité de l’étoile, la binarité ou encore la rotation influent sur l’histoire d’une étoile massive en fin de vie et le produit de l’explosion en SN (Smartt 2009). De nombreuses études sont encore en cours à ce jour sur les différents scénarios relatifs aux derniers stades évolutifs des étoiles massives. Le diagramme en Figure 1.9 résume ces scénarios et montre la diversité des évolutions et explosions possibles.

Les éjecta libérés lors de l’explosion se propagent dans le milieu environnant à des vitesses supersoniques, et entraînent la formation d’une onde de choc se propageant à des vitesses de l’ordre de 10^4 km s^{-1} . Ce *choc principal* balaye et chauffe le milieu interstellaire. La différence de pression entre les éjecta et le milieu interstellaire (ISM) choqué conduit à la formation d’une seconde onde de choc, dite *choc en retour*, se propageant in fine en direction du centre de l’explosion, choquant et freinant l’expansion des éjecta. Ces deux ondes de chocs constituent le vestige de supernova (SNR, *Supernova Remnant*). L’étude du choc principal est l’objet des travaux présentés en Parties II et III de ce manuscrit⁸.

1.3.2 Les SNRs comme sources principales de rayons cosmiques galactiques

Lors de l’explosion en supernova, une onde de choc, capable d’accélérer des particules jusqu’aux VHE suivant le processus d’accélération de Fermi du premier ordre (e.g. Bell 1978a,b), se forme. Le spectre des particules accélérées ainsi produit suit une loi de puissance $N(E) \propto E^{-p}$ de pente $p \sim 2$ dans le cas d’un choc fort de rapport de compression 4 pour une accélération en régime linéaire. Le temps caractéristique d’échappement des CRs du disque galactique τ_{disc} évoluant en $E^{-\delta}$ avec $\delta \simeq 0.5 - 0.6$, le spectre des CRs résultant $N(E) \times \tau_{\text{disc}}$ suit une pente $p \sim 2.5$, légèrement moins forte que celle du spectre des CRs galactiques ($p \sim 2.7$). Par ailleurs, près de 10^{51} erg sont libérés et transférés sous forme d’énergie cinétique à l’onde de choc. Etant donnée la fréquence de SNe dans la Galaxie ($\sim 2-3$ par siècle, Cappellaro et al. 1999; Li et al. 2011), $\sim 5-20\%$ de l’énergie libérée lors de l’explosion et utilisée pour accélérer les particules lors de l’expansion de l’onde de choc suffirait à expliquer le flux du rayonnement cosmique galactique observé sur Terre (Fields et al. 2001; Strong et al. 2010). Ces deux arguments permettent de positionner les SNRs comme meilleurs candidats en tant que sources principales des CRs galactiques.

Récemment, différents éléments observationnels sont venus conforter cette hypothèse. Les particules accélérées au choc des SNRs peuvent rayonner suivant différents processus (voir détails au chapitre 7). Dans le domaine γ , les leptons rayonnent par Compton inverse ou Bremsstrahlung. L’interaction de protons accélérés à l’onde de choc avec des noyaux du milieu interstellaire conduit, entre autres, à la production de pions neutres qui se désintègrent alors en deux photons γ . La détection de rayonnement γ en provenance de SNRs peut donc être d’origine leptonique ou hadronique. Ce dernier type d’émission est particulièrement

8. Les rémanents compacts issus de l’explosion (étoile à neutrons, pulsar, nébuleuse de pulsar, trou noir stellaire) peuvent également être considérés comme des SNRs. Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons principalement à ceux pour lesquels une *coquille* est détectée en radio et/ou rayons X, et ainsi à la propagation de l’onde de choc dans le ISM/CSM uniquement.

intéressant puisqu'il permet de mettre en évidence la présence de protons et noyaux accélérés qui composent la majeure partie du spectre des CRs mesuré sur Terre. Or, des émissions de rayonnement γ associé à la désintégration de pions neutres ont été détectées au sein de SNRs en interaction avec des nuages moléculaires tels que W44 et IC443 (Ackermann et al. 2013a), bien qu'il s'agisse de particules de relativement basse énergie (\sim GeV, ce qui ne permet pas d'affirmer que les SNRs accélèrent effectivement des particules jusqu'au PeV voire au-delà). Par ailleurs, l'observation en rayons X de filaments brillants dessinant l'onde de choc de jeunes SNRs tels que Tycho, Cassiopeia A (Cas A) ou Kepler (Parizot et al. (2006); Vink (2012) et références associées) témoigne de l'amplification du champ magnétique au sein de ces sources⁹. De nombreux modèles théoriques expliquent cette amplification du champ magnétique par les instabilités produites par le flux de particules (protons et noyaux principalement) accélérées au niveau de l'onde de choc (e.g. Bell & Lucek 2001). Les SNRs seraient donc bien des sources des CRs galactiques, mais le questionnement sur leur capacité à accélérer ces particules jusqu'au *genou*, voire au-delà, reste néanmoins en suspens.

Le cas du SNR RX J1713.7-3946

De nombreuses études portant sur l'émission large-bande des SNRs détectés en rayons γ ont été menées afin de contraindre les scénarios d'accélération de particules en leur sein. Afin d'introduire les propos à venir, je présente ci-dessous une étude menée par Ellison et al. (2012) sur le SNR RX J1713.7-3946 (G347.3-00.5). Ce SNR (noté RX J1713 par la suite) est émetteur de rayonnements radio, X non-thermique (e.g. Acero et al. 2009), γ de hautes et très hautes énergies (Abdo et al. 2011; Aharonian et al. 2007a). L'image H.E.S.S. de RX J1713 est montrée en Figure 1.10.

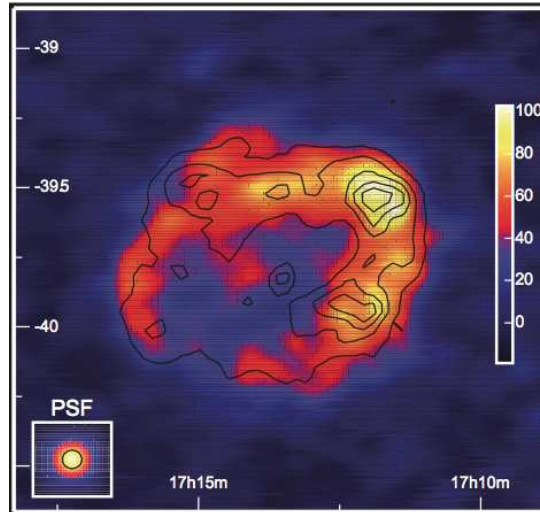


FIGURE 1.10 – Carte d'excès H.E.S.S. du SNR RX J1713 avec les contours ASCA entre 1 et 3 keV superposés (Extrait de Aharonian et al. 2007a).

Trois principales populations de particules accélérées par le SNR peuvent être à l'origine du rayonnement γ du SNR RX J1713 : les leptons confinés à l'onde de choc et rayonnant par Compton inverse ou bremsstrahlung ; les ions (protons) confinés au choc et rayonnant par interaction avec les noyaux de l'ISM/CSM choqué ; ou encore les ions (protons) échappés de

9. L'amortissement brutal du champ magnétique en aval du choc pourrait également expliquer la présence de ces filaments (Pohl et al. 2005).

l'onde de choc et rayonnant par interaction avec des noyaux de l'ISM/CSM non choqué par l'onde de choc. Ellison et al. (2010) ont couplé des simulations de l'évolution hydrodynamique à une dimension, en milieu homogène, du SNR RX J1713 à l'accélération diffusive non-linéaire de particules par onde de choc (voir chapitre 6). Une émission hadronique produite par les ions confinés au choc nécessite une densité de protons cible n_p , et l'émission X thermique évolue en n_p^2 . Ellison et al. (2010) ont donc simulé le spectre de l'émission X thermique grâce à un modèle d'ionisation hors équilibre afin de contraindre la densité n_p en comparant l'émission thermique attendue aux observations en rayons X. Cette première étude montrait que dans l'hypothèse d'un scénario hadronique, l'émission X thermique simulée ne pouvait pas être compatible avec l'émission X non-thermique détectée. Par la suite, Ellison et al. (2012) ont généralisé leurs travaux à une expansion du SNR dans un milieu non-homogène, à symétrie sphérique, afin de prendre en compte l'évolution dans la cavité formée par l'étoile progénitrice. Cette description est adaptée au SNR RX J1713 qui semble résulter d'un effondrement gravitationnel dans un environnement complexe (e.g. Fukui et al. 2003; Sano et al. 2010). Ellison et al. (2012) prennent également en compte l'échappement des particules et leur diffusion dans la coquille de matière entourant la cavité formée par l'étoile progénitrice, en suivant la paramétrisation détaillée dans Ellison & Bykov (2011). Ces ions (protons) échappés peuvent diffuser dans un milieu dense et émettre un rayonnement γ sans qu'il n'y ait d'émission X-thermique associée.

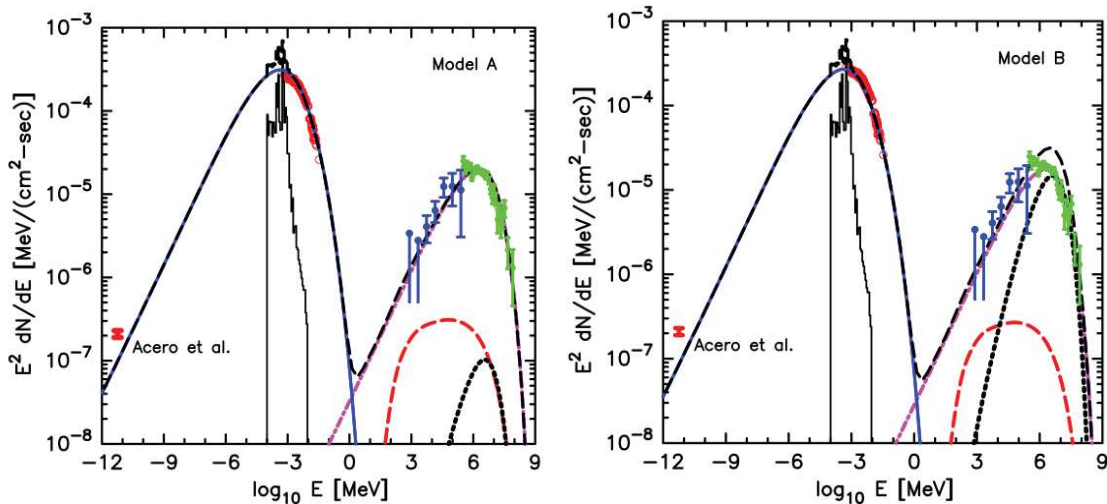


FIGURE 1.11 – Emission large bande du SNR RX J1713 dans le cas d'une coquille de masse $M_{\text{shell}} = 100 M_{\odot}$ (à gauche) et $M_{\text{shell}} = 10^4 M_{\odot}$ (à droite), entourant la cavité formée par le progéniteur. Les différents processus d'émission sont les rayonnements synchrotron (courbe bleue), Compton inverse (courbe magenta), la désintégration de π^0 issue de l'interaction des particules confinées au choc avec le gaz ambiant (courbe rouge en tirets) et celle due aux particules échappées de l'onde de choc (courbe noire en pointillés), et l'émission X thermique (courbe noire). La courbe noire en tirets montre la somme des différentes émissions. Les données H.E.S.S., *Fermi*-LAT et *Suzaku* sont en vert, bleu et rouge, respectivement (Extrait de Ellison et al. 2012).

Deux cas d'émissions large-bande obtenues avec ce modèle sont données en Figure 1.11 : à gauche, le SNR évolue dans la cavité formée par le progéniteur, entourée par une coquille de masse $M_{\text{shell}} = 100 M_{\odot}$; à droite, la situation est similaire mais la masse de la coquille a été augmentée à $M_{\text{shell}} = 10^4 M_{\odot}$ afin de prendre en compte la situation où l'étoile progénitrice se

situait dans un environnement dense. Dans les deux cas, le SNR n'entre pas en collision avec la coquille, seuls les particules échappées la rencontrent. Davantage de détails sur les paramètres utilisés pour chaque modèle peuvent être trouvés dans Ellison et al. (2012). Les deux cas considérés sont compatibles avec les observations, néanmoins le second cas est encore sujet à de nombreuses incertitudes quant à la forme exacte du spectre des ions échappés. Ellison et al. (2012) considèrent également le cas d'une émission γ à dominante hadronique résultant de l'interaction de l'onde de choc avec la coquille de masse $M_{\text{shell}} = 10^4 M_{\odot}$. Cependant ce scénario n'est pas favorable en raison de l'émission X thermique attendue.

Les SNRs galactiques

Dans la Galaxie, près de 280 SNRs ont été détectés avec une coquille traçant l'onde de choc en radio et/ou rayons X. Pourtant, seule une cinquantaine d'entre eux ont une contrepartie en rayons γ , et seulement 12 ont une émission à VHE effectivement détectée et clairement associée au SNR. Ces 12 SNRs sont listés en Table 1.1 avec leurs caractéristiques principales (âge, distance, vitesse de propagation de l'onde de choc et origine de l'émission à VHE). En Figure 1.12, les âges et distances des SNRs détectés à HE et/ou VHE sont catégorisés suivant qu'ils montrent ou non des signes d'interaction. Leurs caractéristiques sont comparées à celles de SNRs d'âge inférieur 10^4 ans, mais non détectés en γ .

En Figure 1.13, je dresse un bilan des flux γ associés aux SNRs, et intégrés sur deux bandes en énergie, 1–100 GeV et 1–100 TeV. On peut distinguer deux "classes" principales parmi les 12 SNRs détectés dans le domaine des VHE : les SNRs isolés, dont la morphologie en coquille est généralement observée au TeV, et les SNRs en interaction avec un nuage moléculaire (MC, *Molecular cloud*). Par interaction avec un MC, on entend ici un contact physique entre l'onde de choc et le milieu dense. Des masers OH (1720 MHz)¹⁰, l'élargissement de certaines raies moléculaires (CO, HCO⁺, CS...) ou encore des émissions en infra-rouge (e.g. raies de rotation/vibration H₂) permettent de tracer de telles interactions (voir Jiang et al. 2010, pour plus de détails). Un autre type d'interaction (sans contact physique) avec un MC, et à l'origine de rayonnement γ , peut intervenir suite à l'échappement des particules accélérées au sein du SNR et à leur diffusion dans le milieu interstellaire jusqu'à leur rencontre avec un MC non-adjacent (Gabici et al. 2009). Ce phénomène n'est cependant pas discuté ici car encore sujet à de nombreuses incertitudes, notamment concernant la distance entre le SNR et le MC associé, ou encore le régime de diffusion des particules.

Les détections à VHE comprennent les résultats des trois systèmes de télescopes à imagerie Tcherenkov atmosphérique (H.E.S.S., VERITAS et MAGIC) ; celles à HE correspondent aux mesures obtenues avec le *Fermi*-LAT.

Des tendances ressortent de la Figure 1.13 qui, une fois combinées aux études des sources individuelles, permettent d'identifier des formes spectrales caractéristiques de l'environnement et de l'âge du SNR. Au GeV, les SNRs isolés âgés de quelques milliers d'années (Fig. 1.13, en bleu), ont un flux faible et un spectre dur, tandis qu'au TeV, ces sources sont brillantes. Leur spectre présente généralement une coupure spectrale de type exponentiel aux alentours du TeV. Cette catégorie comprend les SNRs relativement jeunes, d'âge inférieur à ~ 5000 yr, comme présenté en Figure 1.14, et pour lesquels le signal TeV peut être

10. Les masers OH (1720 MHz) résultent d'une inversion de population de la molécule OH suite à des collisions. Un retour vers des niveaux d'énergie inférieure s'effectue via une émission stimulée.

SNR	Âge (yr)	Distance (kpc)	Vitesse du choc (km/s)	Association
Cas A	320	3.4	5200	Shell
Tycho	430	2.3	4600	Shell
SN1006	1007	2.2	2900	Shell
RX J1713.7-3946	1620	1.3	4000	Shell-Clumps ?
RCW 86	2200	2.3	2700	Shell
Vela Jr	1700-4300	0.75	3000	Shell
J1731-347	2500-27000	3.2	-	Shell
G349.7+0.2	1800	11.5	700	SNR-MC
W49B	4000	8-11	-	SNR-MC
IC443	20 000	1.5	-	SNR-MC
W51C	30 000	4.3	≤ 500	SNR-MC
W28N	36 000	1.9	≤ 100	SNR-MC

TABLE 1.1 – Caractéristiques principales des 12 SNRs détectés aux VHE et pour lesquels le signal γ est clairement associé au SNR. La cinquième colonne donne l’origine du signal γ . *Shell* signifie que l’émission provient de la coquille. *Clump ?* et *MC ?* signifient que des signes d’interaction avec des régions denses ont été identifiés et que l’émission γ peut (partiellement) résulter de l’interaction des particules accélérées avec ces régions. Dans le cas *Clump ?*, il s’agirait d’amas de gaz dense présents dans la cavité formée par l’étoile progénitrice. Dans le cas *MC ?*, il s’agirait plutôt de l’interaction avec un nuage moléculaire. Enfin, *SNR-MC* signifie que le signal détecté aux VHE résulte de l’interaction, par contact physique, de l’onde de choc avec un nuage moléculaire.

Références : Cas A, Tycho et SN1006 (Parizot et al. 2006, et références associées), RX J1713.7-3946 (Gabici & Aharonian 2014; Parizot et al. 2006, et références associées), RCW 86 (Aharonian et al. 2009; Sollerman et al. 2003; Vink et al. 2006; Yuan et al. 2014), Vela Jr (Aharonian et al. 2007b; Katsuda et al. 2008b; Tanaka et al. 2011), J1731-347 (Abdo et al. 2010d; Brun et al. 2011; H.E.S.S. Collaboration et al. 2011; Tian et al. 2008), G349.7+0.2 (Lazendic et al. 2005; Tian & Leahy 2014, et chapitre 8), W49B (Brogan & Troland 2001; Hwang et al. 2000; Lockhart & Goss 1978), IC443 (Acciari et al. 2009; Ackermann et al. 2013a; Lee et al. 2008; Welsh & Sallmen 2003), W28N (Abdo et al. 2010a; Aharonian et al. 2008; Rho & Borkowski 2002; Velázquez et al. 2002), W51C (Abdo et al. 2009a; Aleksić et al. 2012; Koo et al. 1995; Tian & Leahy 2013)

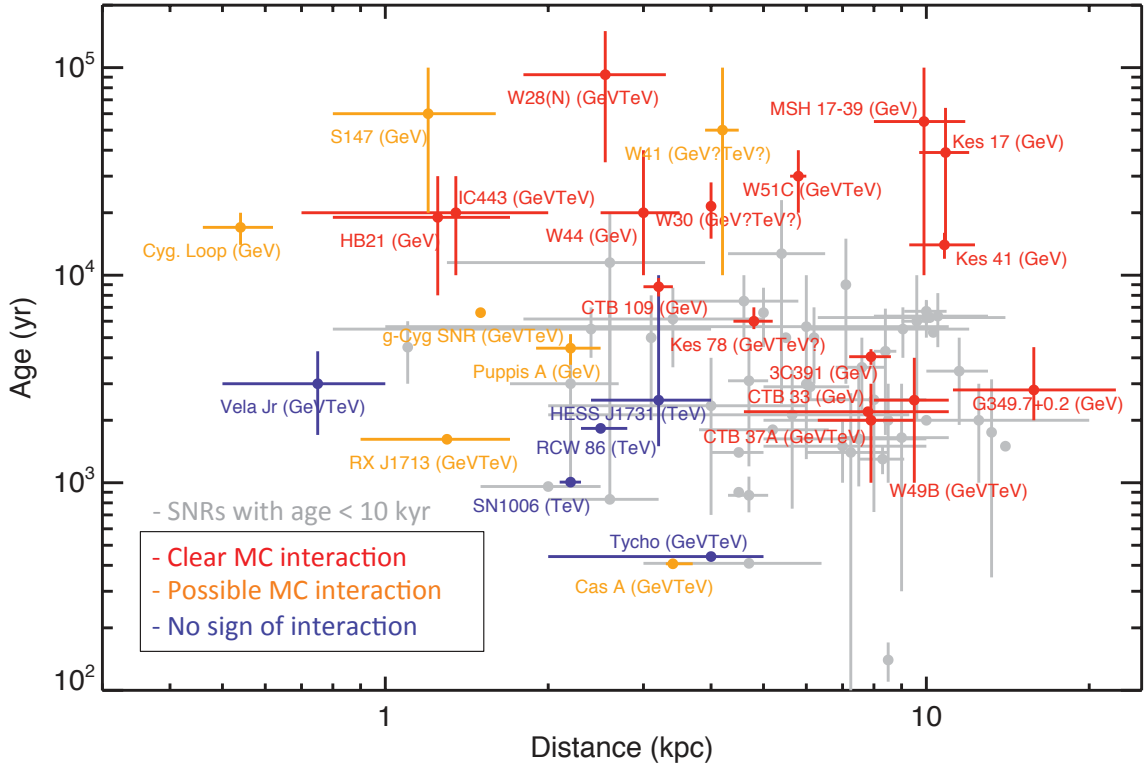


FIGURE 1.12 – Graphique comparant les âges et distances des SNRs détectés en γ (en couleurs) et de ceux détectés en radio et/ou rayons X mais non détectés en γ (en gris). Les SNRs détectés sont classés suivant qu'ils sont en interaction avec un milieu dense (rouge), présentent des signes d'interaction (orange) ou non (bleu). Le domaine γ dans lequel chaque SNR a été détecté est précisé entre parenthèse à côté de leur nom. Les caractéristiques des SNRs ont été extraites du catalogue SNR de l'Université du Manitoba *SNRcat* : www.physics.umanitoba.ca/snr/SNRcat/

associé à la coquille (*Shell* en Table 1.1). Le spectre γ des SNRs isolés se distinguent fortement de celui des SNRs en interaction avec des MCs (Fig. 1.13, en rouge). Ces SNRs sont des sources lumineuses aux HE et des sources faibles aux VHE. Leur spectre suit une loi de puissance "cassée" entre 1 et 20 GeV pour quatre d'entre eux et dont l'indice spectral augmente dans une gamme de 0.5 à 1.5 environ (SNRs W28N, W51C, IC 443 et W49B). Certains SNRs semblent cependant montrer des cassures spectrales à des énergies pouvant atteindre la centaine de GeV. Les spectres associés sont représentés par la seconde courbe rouge. En particulier, la cassure spectrale du SNR G349.7+0.2 intervient à des énergies plus élevées (~ 50 GeV), comme on le verra au chapitre 8. Les SNRs en interaction détectés en γ ont généralement des âges plus avancés que les SNRs isolés, allant jusqu'à plusieurs dizaines de milliers d'années, comme cela est visible en Table 1.1 et sur les Figures 1.12 et 1.14. Une troisième tendance concerne le spectre des SNRs historiques d'âge inférieur à 500 yr et évoluant dans milieu plus dense que dans le cas des SNRs isolés représentés en bleu : Tycho, Cas A et possiblement Kepler, pas encore détectée en γ . Ces SNRs sont des sources faibles à hautes et très hautes énergies. Leur spectre γ suit une loi de puissance avec un indice spectral compris entre ~ 2.3 et 2.6 . Pour l'un d'entre eux, Cas A, le spectre γ semble montrer une

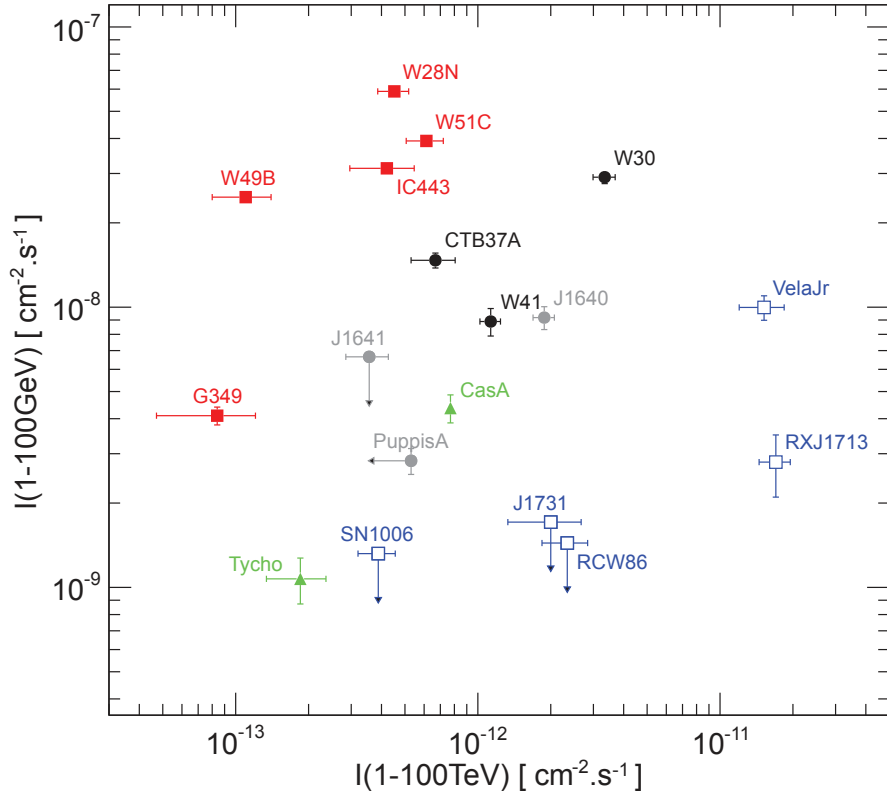


FIGURE 1.13 – Comparaison des flux intégrés I entre 1-100 GeV et entre 1-100 TeV pour des SNRs isolés (bleu et vert) et en interaction avec un MC (rouge). Les SNRs représentés en bleu se distinguent des SNRs représentés en vert par leur densité ambiante plus faible. Les points noirs et gris correspondent aux émissions γ pour lesquelles l'origine n'est pas encore clairement identifiée. En noir, l'émission γ est coïncidente avec un SNR en interaction mais l'association est encore incertaine, car pouvant être celle d'une nébuleuse de pulsar (W30, W41, CTB 37A). En gris, l'émission γ est associée au SNR sans qu'il soit clair qu'elle résulte d'une interaction avec un milieu dense (MC, région HII) situé à proximité (Puppis A, J1641, J1640). Les SNRs G349.7+0.2 (voir chapitre 8) et Puppis A (voir chapitre 9), étudiés au cours de cette thèse ont été inclus.

coupure exponentielle à quelques TeV. Enfin, une quatrième forme spectrale est observée chez les SNRs montrant des signes d'interaction et détectés à HE, mais pour lesquels aucune information n'est disponible aux VHE. Ces sources sont moins lumineuses que les SNRs en interaction détectés au TeV, et leur spectre au GeV est ajusté par une parabole en échelle logarithmique ou par une loi de puissance simple avec un indice spectral élevé (~ 2.2 - 2.5). Néanmoins, il est possible que ces sources présentent un spectre γ similaire à celui des SNRs en interaction détectés aux hautes et très hautes énergies. En effet, leur flux étant près d'un ordre de grandeur plus faible que celui de ces derniers, la sensibilité du *Fermi*-LAT après cinq ans d'observations limite la possibilité de distinguer une loi de puissance brisée dans le domaine du GeV. HB21, CTB 109, Kes 17, Cygnus Loop ou encore S147, font partie de cette catégorie.

Les quatre principales formes spectrales observées en γ et décrites ci-dessus sont sché-

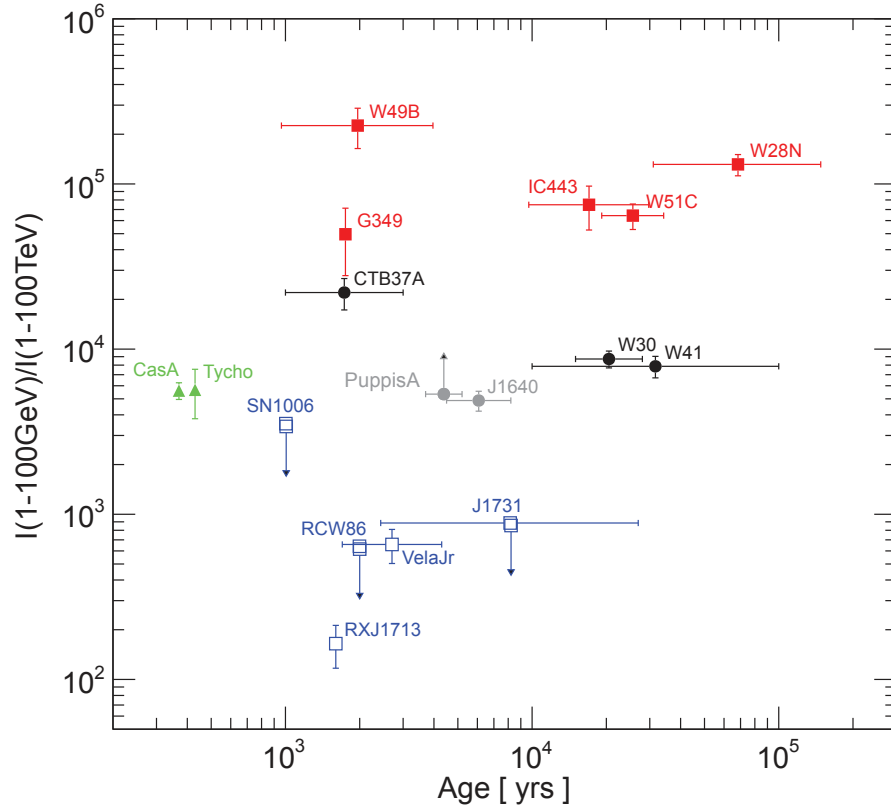


FIGURE 1.14 – Rapport des flux intégrés dans les bandes en énergie 1-100 GeV et 1-100 TeV en fonction de l’âge du SNR (même code de couleurs qu’en Figure 1.13). Les SNRs G349.7+0.2 (voir chapitre 8) et Puppis A (voir chapitre 9), étudiés au cours de cette thèse ont été inclus.

matisées en Figure 1.15. Parmi les détections de SNRs dans le domaine γ , aucune évidence d’accélération de particules jusqu’au PeV ne se dégage. De récents travaux de modélisation de l’accélération de particules au choc des SNRs et appliqués aux SNRs historiques Tycho, Cas A, Kepler et SN 1006, âgés de ~ 300 à ~ 1000 ans, montrent que ces SNRs n’accélèrent pas, à l’heure actuelle de particules au-delà de quelques centaines de TeV (Bell et al. 2013; Zirakashvili & Ptuskin 2008). Ceci semble mettre en défaut l’idée suivant laquelle les particules accélérées atteindraient le PeV lors de la transition entre la phase d’expansion libre et la phase de Sedov-Taylor (e.g. Helder et al. 2012), soit quelques centaines d’années après l’explosion en SN. Les particules pourraient néanmoins être accélérées jusqu’au PeV au tout début de l’expansion du SNR ($\lesssim 100$ yr) (e.g. Dwarkadas et al. 2014).

Dans ce manuscrit de thèse, je présente dans un premier temps ma contribution au développement de l’étalonnage de l’expérience H.E.S.S. (Partie I). Suite à quoi, mon travail de modélisation de l’émission large bande des SNRs tenant compte de l’évolution temporelle du spectre des particules accélérées est présenté en Partie II. L’analyse des observations H.E.S.S. de deux SNRs en interaction, G349.7+0.2 et Puppis A (G260.4-3.4), sont présentées en Partie III. Les spectres γ et celui des particules accélérées sont caractérisés afin de contraindre les processus d’accélération en jeu. Enfin, une étude plus générale menée sur l’émission VHE en

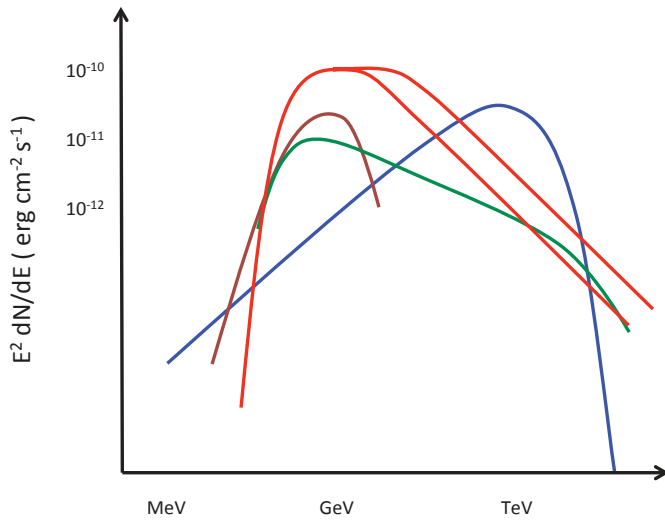


FIGURE 1.15 – Représentation schématique du spectre à large-bande des SNRs. Les formes spectrales γ des SNRs isolés de 1000-5000 yr sont représentées en bleu, celles des SNRs en interaction avec un MC en rouge, celles des SNRs de moins de 500 yr, évoluant dans un milieu plus dense que les SNRs représentés en bleu, en vert et celles des SNRs montrant des sites d'interaction mais sans information au TeV en marron.

provenance de l'ensemble des SNRs encore non détectés au TeV à partir des données H.E.S.S. du plan galactique, est présentée et les premières contraintes apportées sur la population de SNRs en tant qu'émetteurs de rayonnement γ sont discutées.

Première partie
L'Expérience H.E.S.S.

@

Chapitre 2

Le réseau de télescopes H.E.S.S.

Sommaire

2.1	Les télescopes	36
2.2	Les miroirs	36
2.3	Les caméras	38
2.3.1	Photomultiplicateurs et cônes de Winston	39
2.3.2	Electronique de la caméra	39
2.4	Le système de déclenchement	40
2.5	Autres instruments du réseau	41
2.6	Chaîne d'acquisition des données	41

L'expérience H.E.S.S. (High Energy Steroscopic System, système stéréoscopique de haute énergie) est un réseau de 5 télescopes à imagerie Tcherenkov dédié à la détection du rayonnement gamma de haute et très haute énergie (HE-THE : 10 GeV - 100 TeV). Le réseau est constitué de quatre télescopes de 12 m de diamètre disposés aux quatre coins d'un carré de 120 m de côté et d'un télescope de 28 m de diamètre au centre (Figure 2.1). Le réseau de quatre petits télescopes (H.E.S.S. Phase I) fonctionne depuis décembre 2003. Il détecte les rayons gamma d'énergie comprise entre $\sim 0.1 \sim 100$ TeV. Le cinquième télescope (H.E.S.S. Phase II), inauguré en septembre 2012 permet d'augmenter la sensibilité de l'instrument et d'abaisser son seuil en énergie à ~ 50 GeV. Les données des cinq télescopes peuvent être exploitées conjointement en mode hybride, mais les données du cinquième télescope peuvent également être exploitées seules, en mode mono-télescope.

Le réseau de télescopes H.E.S.S. est situé dans le Khomas Highland en Namibie, à 1800 m d'altitude. Le site étant dans une région semi-désertique et éloigné des grandes villes, l'atmosphère y est sèche, la couverture nuageuse faible et la pollution lumineuse minimale. Cette localisation assure ainsi une bonne qualité des données en raison de la qualité du ciel et de l'atmosphère. Sa situation dans l'hémisphère Sud permet de plus l'observation des régions centrales du plan galactique, riches en sources gamma telles que les vestiges de supernova et nébuleuses de pulsars.

La collaboration H.E.S.S. rassemble plus de 200 membres, répartis sur plus de 30 institutions, dans 14 pays différents.



FIGURE 2.1 – Site H.E.S.S., Khomas Highland, Namibie.

2.1 Les télescopes

Les télescopes H.E.S.S. ont une monture de type altazimutale en acier, montée sur un rail circulaire, permettant de pointer dans toutes les directions du ciel. La vitesse maximale de déplacement est de $100^\circ/\text{min}$ dans chaque direction ($200^\circ/\text{mn}$ pour les déplacements en azimut de CT5). De telles vitesses de déplacement rendent possible un pointé rapide afin d’observer des phénomènes transitoires tels que les sursauts gamma. La précision de pointé est de $\sim 0.01^\circ$, mais les télescopes sont équipés de caméra CCD qui peuvent prendre des photos du ciel dans le domaine optique afin de corriger les éventuelles erreurs de pointé. Les caractéristiques des télescopes sont résumées dans le tableau ??.

2.2 Les miroirs

Les miroirs ont pour fonction de focaliser sur la caméra la lumière Tcherenkov émise par les gerbes atmosphériques. La surface totale de réflexion ainsi que l’étalement de l’image d’une source ponctuelle (PSF, *Point Spread Function*) définissent les performances du système réflecteur.

Pour des raisons économiques et pratiques, la surface réfléchissante de chaque télescope est segmentée en plusieurs facettes réfléchissantes de forme circulaire (Phase I, Bernlöhr et al. 2003) ou hexagonale (Phase II). Elles sont disposées selon un montage Davies-Cotton sur une calotte sphérique de focale 15 m CT1-4 et selon un montage parabolique sur une calotte sphérique de focale 36 m pour CT5.

Un montage de type Davies-Cotton (Figure 2.2, à gauche) limite les aberrations de coma par rapport à un réflecteur parabolique, mais induit une plus grande dispersion en temps des photons après réflexion sur les miroirs. Celle-ci varie quadratiquement avec la distance au centre de la surface réfléchissante, jusqu’à atteindre ~ 4 ns pour des photons impactant les bords d’une surface réfléchissante de 6.5 m de rayon. Pour les télescopes de la Phase I,

Caractéristique	H.E.S.S. Phase I	H.E.S.S. Phase II
Télescope		
Montage	Alt-azimutale	Alt-azimutale
Système de déplacement en azimut	$v_{\max} = 100^\circ/\text{mn}$	$v_{\max} = 200^\circ/\text{mn}$
Système de déplacement en altitude	$v_{\max} = 100^\circ/\text{mn}$	$v_{\max} = 100^\circ/\text{mn}$
Longueur des bras	10 m	24 m
Miroirs		
Montage des miroirs	Davies-Cotton	Parabolique
Surface réfléchissante	108 m ² , $\varnothing = 12$ m	614 m ² , $\varnothing = 28$ m
Distance focale	15 m	36 m
Nombre de miroirs	382 miroirs circulaires	875 miroirs hexagonaux
Diamètre d'un miroir	60 cm	90cm
Seuil en énergie	~ 200 GeV	~ 50 GeV
Caméra		
Diamètre de la caméra	1.6 m	2.4 m
Nombre de pixels par caméra	960	2048
Champs de vue de la caméra	5°	3.2°
Champs de vue d'un pixel	0.16°	0.07°
Poids de la caméra	1 tonne	3 tonnes
Masse totale	60 tonnes	580 tonnes

TABLE 2.1 – Caractéristiques des télescopes H.E.S.S.

l'asynchronicité des photons arrivant sur la caméra a un effet négligeable sur la reconstruction des événements car elle est similaire à la durée d'un signal Tcherenkov. Ce type de montage n'est cependant pas adapté à des télescopes de grande taille, pour lesquels un asynchronisme trop important augmenterait en dispersant le signal, la part de bruit de fond dans les données. Les miroirs du cinquième télescope, dont la surface totale a un rayon de 14 m sont donc disposés suivant un montage parabolique (Figure 2.2, au centre). Néanmoins les aberrations de coma, plus importantes que pour les télescopes de la Phase I, augmentent la taille de la PSF du cinquième télescope CT5 en comparaison à la Phase I.

L'énergie de seuil de l'instrument est inversement proportionnel au carré du diamètre de la surface réfléchissante : $E_{seuil} \sim \varnothing^{-2}$. La volonté d'abaisser le seuil en énergie du système de ~ 200 GeV (Phase I) à ~ 50 GeV, a donc justifié un diamètre de la surface de réflexion du cinquième télescope bien supérieure à celles des télescopes de la Phase I. Les caractéristiques des surfaces réfléchissantes des différents télescopes sont données dans le tableau ??.

Les miroirs sont constitués de verre aluminisé dont la réflectivité moyenne à l'achat est de $\sim 80\%$ dans la gamme des longueurs d'onde de la lumière Tcherenkov (300-600 nm) (voir Bernlöhr et al. 2003, pour plus de détails sur les critères de conception des miroirs de la Phase I). En raison de l'exposition aux différentes conditions atmosphériques, la réflectivité des miroirs décroît d'environ 4% par an. En 2010, chaque miroir de chaque télescope de la Phase I a été réaluminisé.

L'alignement des miroirs s'effectue en pointant une étoile brillante du ciel (source ponctuelle) (Cornils et al. 2003). L'image de celle-ci est réfléchié par chaque miroir du télescope dans le plan focal (caméra avec capot fermé) et enregistrée par une caméra CCD située au centre de la surface réfléchive, face à la caméra. La méthode est schématisée en Figure 2.2,

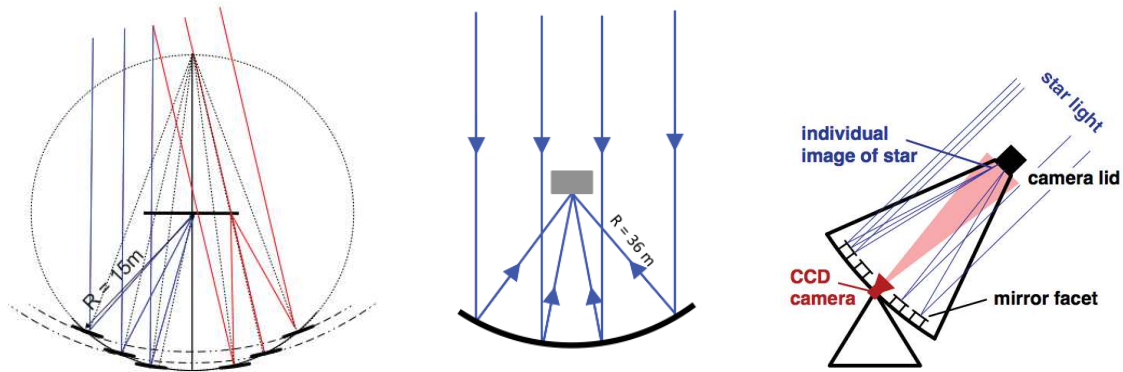


FIGURE 2.2 – *Gauche* : Principe du montage Davies-Cotton des miroirs des télescopes de la Phase I. *Centre* : Principe du montage parabolique des miroirs du télescope de la Phase II. *Droite* : Schéma représentant la méthode d’alignement des miroirs. Le télescope pointe en direction d’une étoile brillante. Chaque miroir en réfléchit l’image sur le capot de la caméra. L’ensemble des images de l’étoile sur la caméra est alors enregistrée grâce à la caméra CCD située au centre des miroirs. Chaque miroir est alors orienté de sorte que l’image de l’étoile sur le capot de la caméra soit la plus petite possible. Extrait de Cornils et al. (2003).

à droite. La position de chaque miroir est alors ajustée de sorte que les images de l’étoile soient toutes confondues et forment une tâche de lumière la plus petite possible. Pour une source située le long de l’axe optique, 80% des photons réfléchis sont contenus dans un disque de $\sim 0.03^\circ$ de diamètre pour les télescopes de la Phase I (Cornils et al. 2003). La taille de l’image formée augmente avec l’éloignement de la source de l’axe optique. En particulier, son diamètre double à $\sim 1.5^\circ$ de l’axe optique. Des informations complémentaires quant à la dépendance de la PSF avec l’altitude et la distance à l’axe optique du pointé des télescopes de la Phase I peuvent être trouvées dans Cornils et al. (2003).

2.3 Les caméras

Les caméras de l’expérience H.E.S.S. ont pour objectif d’enregistrer l’image de la gerbe atmosphérique en lumière Tcherenkov réfléchi par les miroirs du télescope. Afin de la restituer avec une précision suffisante, les caméras sont constituées de nombreux photomultiplicateurs (PMTs) : 960 PMTs pour les caméras de la Phase I, 2048 PMTs pour la caméra de la Phase II, organisés en *tiroirs* regroupant chacun 16 PMTs. Afin de réduire la contamination par la lumière du fond de ciel (NSB, *Night Sky Background*), les caméras sont équipées d’une électronique rapide embarquée. En effet, les photons du NSB sont détectés aléatoirement avec une fréquence d’environ 100 MHz. Afin que les caméras n’enregistrent qu’une part minimale, une fenêtre d’intégration de 16 ns, centrée sur le temps de déclenchement du télescope, est fixée pour les cinq caméras (Bolmont et al. 2014). Cette taille de la fenêtre d’intégration est optimisée afin d’accumuler la charge sur l’ensemble du flash Tcherenkov (~ 5 ns), diluée par l’asynchronisme dû au montage Davies-Cotton (4 ns) et le temps de réponse des PMTs (3 ns). Afin d’enregistrer un maximum d’événements, il faut également minimiser le temps mort de l’électronique. Ceci est particulièrement important pour la Phase II. En effet, les sources observées présentent généralement un spectre en loi de puissance ce qui implique que CT5, avec un seuil en énergie de ~ 50 GeV, détecte beaucoup plus d’événements que CT1-4. Le taux de déclenchement a été augmenté de ~ 500 Hz pour CT1-4 à ~ 5000 Hz pour CT5,

et le temps mort de l'électronique réduit par 10 pour CT5 (soit 15 μ s) (voir Bolmont et al. 2014, et références associées).

2.3.1 Photomultiplicateurs et cônes de Winston

Les PMTs sont soumis à des tensions comprises entre 0 et 1600 V. Afin de protéger les PMTs d'un rayonnement trop intense (étoile filante, étoiles très brillantes), leur tension d'alimentation est automatiquement réduite à 0 si le courant de sortie dépasse une valeur seuil de $\sim 200 \mu$ A. Cette mesure de sécurité permet de prolonger la durée de vie des PMTs.

Chaque PMT est équipé d'un *cône de Winston* permettant de guider les photons ayant un angle d'incidence inférieur à une valeur limite (déterminée par la géométrie du cône) vers la photocathode du PMT associé. Il permet en particulier d'une part, de limiter les pertes dues à l'espace vide entre chaque PMT, et d'autre part de réduire la contamination due à la lumière albédo du NSB et du sol. Les cônes de Winston utilisés pour les caméras des Phases I et II sont similaires. Un PMT et le cône de Winston associé constituent un pixel de la caméra. Chaque pixel couvre un angle de 0.16° (0.07°) sur le ciel, pour CT1-4 (CT5). Les caméras CT1-4 (CT5) ont un champ de vue total de 5.0° (3.2°).

2.3.2 Electronique de la caméra

L'électronique de la caméra est constituée de deux éléments principaux : les tiroirs et la baie électronique. Les tiroirs sont constitués chacun de 16 PMTs, deux cartes analogiques identiques chacune gérant 8 PMTs différents et d'une carte de *slow-control*. Ces dernières gèrent les communications entre le tiroir et le module de gestion de la caméra, dont principalement l'électronique de déclenchement du tiroir. Les cartes analogiques contiennent l'électronique d'acquisition, une partie de l'électronique de déclenchement et l'alimentation haute tension des 8 PMTs.

Le signal en sortie de chaque PMT est envoyé dans trois voies différentes : une voie de déclenchement et deux voies d'échantillonnage (haut gain et bas gain). La synoptique de l'électronique de la caméra est représentée en Figure 2.3. La voie de haute amplification (haut-gain, *HG*) est spécifique à la détection de signaux faibles (entre 1 et 200 photo-électrons (pe)). Son facteur d'amplification HG est de ~ 80 pour les caméras de la Phase I et ~ 50 pour celle de la Phase II. Cette voie d'amplification est en particulier utilisée pour résoudre le photo-électron unique, caractéristique nécessaire à l'étalonnage de la caméra. La voie de faible amplification (bas-gain, *LG*) est utilisée pour la détection de signaux de 20 à 2000 pe. Son facteur d'amplification LG est de ~ 6 pour CT1-4 et ~ 1.5 pour CT5 (plus de détails sont donnés au chapitre 3). Après amplification, les signaux sont envoyés dans des mémoires analogiques qui les échantillonnent à une fréquence de 1 ns et les mémorisent pendant l'élaboration du déclenchement. Les mémoires analogiques ont une fenêtre de 128 ns pour CT1-4 et 256 ns pour CT5. L'enregistrement des signaux sur la mémoire tampon est continu, écrasant continuellement ce qui a été sauvegardé précédemment. Si plusieurs pixels voient simultanément de la lumière au delà d'un certain seuil alors l'échantillonnage dans les mémoires analogiques est interrompu momentanément. Le signal d'intérêt est converti en pas d'ADC (Analogic to Digital Converter) et envoyé à l'unité centrale (CPU) de la caméra, situé dans la baie électronique de la caméra. La troisième voie d'acquisition, reliée au système de déclenchement de la caméra, permet d'identifier les événements accidentels (NSB), des événements d'intérêt par comparaison des charges mesurées avec les pixels voisins.

En plus de l'unité centrale, la baie électronique contient également l'électronique de déclenchement global de la caméra, ainsi que l'alimentation basse tension.

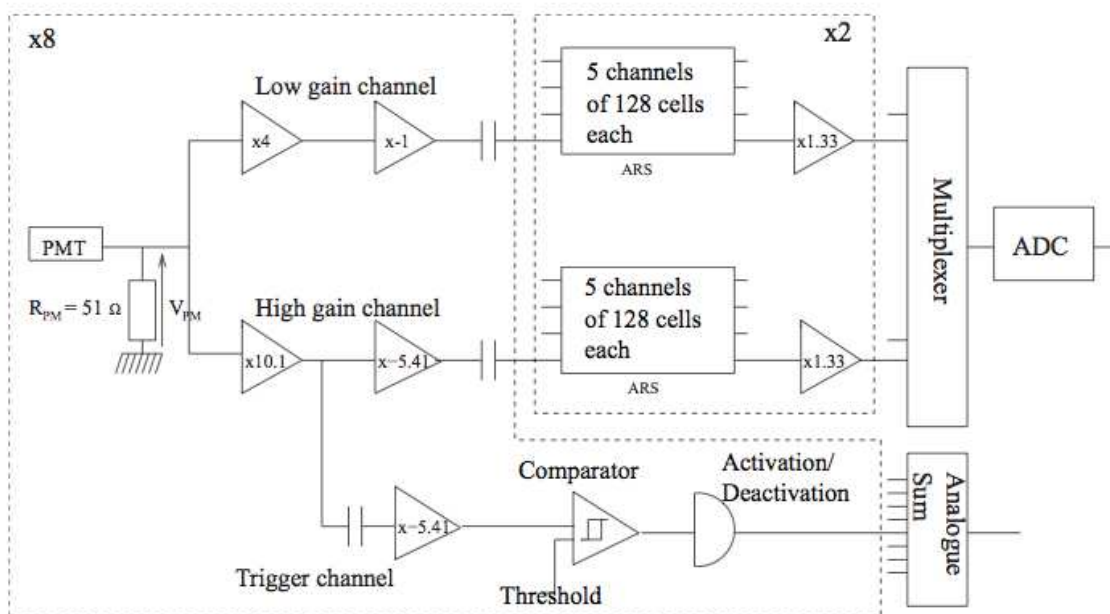


FIGURE 2.3 – Synoptique de l’électronique des caméras H.E.S.S. Phase I (Extrait de Rolland 2005). L’électronique de la caméra de CT5 est similaire, bien que les gains d’amplification et les mémoires analogiques utilisées soient différents (voir Bolmont et al. 2014, pour plus de détails sur l’électronique de la caméra CT5).

2.4 Le système de déclenchement

Le déclenchement du système stéréoscopique de H.E.S.S. s’effectue en deux phases. Le premier niveau de déclenchement, ou déclenchement local, est interne à chaque caméra et repose à la fois sur le nombre de photo-électrons détectés par pixels (seuil par pixel L_0) et sur la coïncidence temporelle des signaux entre pixels d’un même secteur de la caméra (seuil par secteur L_1). La sectorisation de la caméra permet de limiter les déclenchements fortuits dus au NSB. Les caméras de la Phase I sont divisées en 38 secteurs de 64 PMTs chacun qui se chevauchent. La décision de déclenchement local est transmise au système de déclenchement central par fibre optique si au moins $L_1 = 3$ pixels d’un même secteur détectent $L_0 = 4$ pe dans une fenêtre temporelle de ~ 2 ns. Les événements de charge inférieure à 4 pe sont très majoritairement issus du NSB. Ces seuils de déclenchement locaux autorisent un taux de déclenchement de ~ 1.4 kHz par caméra de la Phase I. Le second niveau de déclenchement repose sur la coïncidence entre les télescopes. Il faut qu’au moins 2 télescopes aient déclenché dans un intervalle de temps de ~ 80 ns pour achever la lecture des données. Le temps de déclenchement dû à une gerbe peut être décalé d’un télescope à l’autre suivant la direction du pointé. Ce décalage est pris en compte par le trigger central. La coïncidence entre les télescopes permet de rejeter un grand nombre d’événements générés par des muons et assure une meilleure reconstruction des gerbes atmosphériques par stéréoscopie. L’ajout de ce seuil de déclenchement central réduit le taux de déclenchement global à ~ 400 Hz pour la Phase I.

Lorsque CT5 fonctionne en mode monoscopique, un troisième seuil de déclenchement L_2 est prévu pour rejeter du bruit de fond en étudiant la topologie de la gerbe atmosphérique. Ce seuil de déclenchement s’appuie sur la charge mesurée par chaque pixel et est défini de sorte que $L_0 < L_2$. Les pixels dont la charge est inférieure à L_0 , comprise entre L_0 et L_2 , ou supérieure à L_2 sont identifiés afin de produire une image ternaire de la caméra. Un

algorithme analyse alors en ligne la topologie de l'image ternaire produite afin de rejeter les évènements de type hadronique.

Ces différents seuils sont ajustés de façon à minimiser les déclenchements dus à des évènements fortuits tels que ceux dus au NSB. Les seuils ne doivent cependant pas être trop élevés afin d'autoriser le déclenchement sur des gerbes de faible amplitude Tcherenkov. Celles-ci correspondent généralement à des gerbes peu énergétiques ou bien à des gerbes énergétiques mais à paramètre d'impact (distance entre le centre du rayonnement Tcherenkov et le télescope) important.

2.5 Autres instruments du réseau

En plus des composants principaux cités précédemment, le réseau de télescopes H.E.S.S. est équipé de plusieurs instruments secondaires permettant un suivi des composants principaux du réseau ainsi que de l'atmosphère :

- Des instruments équipés d'une LED ou d'un Laser pulsants et de diffuseurs isotropes permettent l'étalonnage des PMTs des caméras via des *runs* dits de *Single Photoelectron (SinglePe)* et de *Flat-Field* (plus de détails sont donnés au chapitre 3). Ces instruments sont placés au centre des miroirs pour ceux relatifs au *Flat-Field*, et dans l'abri de chaque caméra pour le *SinglePe*.
- Le site H.E.S.S. est équipé de divers instruments tels que des radiomètres sur chaque télescope et d'une station météo contrôlant la couverture nuageuse, la température, la pression, l'humidité ainsi que la vitesse du vent. Le site dispose également d'un *lidar* permettant de mesurer la composition en aérosol de l'atmosphère en fonction de l'altitude.

2.6 Chaîne d'acquisition des données

Comme renseigné précédemment, H.E.S.S. est un réseau de télescopes composé de nombreux sous-systèmes très différents les uns des autres. La chaîne d'acquisition des données (DAQ, Data Acquisition) a pour objectif de contrôler et de coordonner ces différents sous-systèmes. Pour cela, une infrastructure réseau uniforme (common network infrastructure) est requise. Le DAQ de H.E.S.S. se base sur un environnement Linux et une architecture logicielle de type CORBA (Common Object Request Broker Architecture) (Borgmeier et al. 2003). Celle-ci permet d'assembler des composants écrits dans des langages de programmation distincts, exécutés dans des processus séparés, voire déployés sur des machines distinctes, et permettant ainsi de construire une application complète capable de gérer divers processus indépendants. La communication entre les différents sous-systèmes s'effectue par fibre optique (communications des caméras vers le trigger central/central DAQ) ou par réseau ethernet entre les différents éléments du DAQ situés dans la salle des machines.

Le DAQ doit pouvoir traiter en direct l'ensemble des données envoyées par les différents sous-systèmes du réseau. Lors des observations, chaque caméra de la Phase I (Phase II) est susceptible d'envoyer ~ 4.5 kB (~ 10 kB) de données, à une fréquence de ~ 900 Hz (~ 3000 Hz). Le DAQ doit donc pouvoir traiter des données arrivant à un taux de ~ 50 MB/s. Il est conçu pour gérer un taux d'évènements de l'ordre de 80 MB/s (Balzer et al. 2014).

Pour limiter le volume des données et éviter de trop grandes fluctuations des conditions atmosphériques, mais également pour éviter une variation d'angle zénithal trop importante au sein d'une seule observation, les pointés d'observation, également appelés *runs*, ont une durée nominale de 28 minutes. Lorsqu'un évènement est accepté par le *trigger central*, chaque

noeud (*node*) reçoit l'intégralité des données pendant quatre secondes, et les mémorise dans une mémoire tampon. Lorsqu'un autre noeud est activé, les données sont converties dans un format commun puis enregistrées dans les serveurs de stockage. Le DAQ de H.E.S.S. comporte 10 noeuds et 5 serveurs de stockage. Les données brutes de H.E.S.S. sont formatées suivant le cadre d'analyse de données ROOT (Data Analysis Framework). La connexion internet étant très faible sur le site de H.E.S.S., les données brutes sont enregistrées sur des bandes magnétiques et envoyées en Europe après chaque période d'observation d'environ 24 jours (*shift*). Un à trois mois s'écoulent entre la prise de données en Namibie et leur étalonnage et exploitation en Europe. Chaque mois, ~ 420 GB de données sont enregistrées pour chaque télescope de la Phase I, et ~ 11 TB sont enregistrées pour CT5. La capacité de stockage du DAQ de 60 TB suffit à stocker les données pendant plus de 3 mois.

Outre les *runs* dédiés à l'observation de sources astrophysiques, environ 3% du *darktime* est consacré à l'étalonnage des détecteurs par le biais de runs de calibration.

Chapitre 3

L'étalonnage des détecteurs

Sommaire

3.1	Principe de l'étalonnage des caméras	44
3.2	Les piédestaux	45
3.3	L'amplification de la voie haut gain	45
3.4	L'amplification de la voie bas gain et la correction des inhomogénéités de collection	48
3.4.1	Le dispositif de calibration de la caméra de CT5	48
3.4.2	L'analyse des runs de FlatField	53
3.5	L'efficacité de collection de lumière	61

Lorsque le système de déclenchement accepte un événement, les signaux électriques amplifiés générés par l'arrivée des photons de la gerbe sur la photocathode des PMTs sont enregistrés dans des mémoires analogique en pas d'ADC. L'unité physique utilisable pour l'analyse des données étant un nombre de photons Tcherenkov, il est nécessaire de convertir les pas d'ADC en nombre de photo-électrons, puis en nombre de photons Tcherenkov. C'est via l'étalonnage des caméras que la première étape est possible. Le passage du nombre de photo-électrons à un nombre de photons Tcherenkov s'effectue ensuite via l'étalonnage de l'efficacité de collection de lumière.

J'ai activement participé au développement, à l'intégration et à l'analyse des données du dispositif d'étalonnage de la caméra CT5, développé au LUPM et intégré au cinquième télescope en aout 2012. Mon travail a consisté à développer des outils d'analyse de données recueillies suite à l'utilisation du dispositif en phase de test, d'abord, puis de fonctionnement, une fois intégré au télescope. Ce dispositif a été conçu pour effectuer les étapes suivantes dans l'étalonnage de la caméra :

- estimer le facteur de conversion entre photo-electron unique (SPE, Single Photo-Electron) et pas d'ADC,
- quantifier les inhomogénéités entre les pixels de la caméra afin de les corriger lors de l'analyse des données observationnelles. Cette étape de l'étalonnage est appelée le *flatfielding*.

Dans ce chapitre, je présente d'abord le principe de l'étalonnage des caméras ainsi que les piédestaux, paramètre nécessaire à l'étalonnage via le SPE et le flatfielding, mais sur lequel je n'ai pas activement travaillé. Les Section 3.3 et 3.4 présentent le dispositif d'étalonnage et

les résultats obtenus avec les algorithmes que j'ai développé.

3.1 Principe de l'étalonnage des caméras

Lorsqu'un photon Tcherenkov impacte la photocathode d'un PMT, un électron est arraché générant un signal électrique amplifié, une première fois, par les dynodes du PMT. La charge mesurée en sortie d'un PMT est donnée par $Q = n_{ph} \cdot \gamma_{PM} \cdot e$, où n_{ph} est le nombre de photons Tcherenkov incidents sur la photocathode du PMT, e est la charge élémentaire et γ_{PM} est le gain du PMT. Le gain moyen des PMT utilisé dans H.E.S.S. est de $2 \cdot 10^5$. Le signal en sortie du PMT est mesuré à travers une résistance notée R_{PM} sur la Figure 2.3, puis il est amplifié, une seconde fois, dans les voies d'acquisition avant d'être converti en pas d'ADC (1 pas d'ADC correspond à ~ 1.2 mV).

Dans les voies d'acquisition haut gain (HG) et bas gain (BG), le calcul de l'amplitude en photo-électrons à partir du nombre de pas d'ADC s'effectue suivant la formule 3.1 (?) :

$$\begin{aligned} A_{HG} &= \frac{ADC_{HG} - P_{HG}}{\gamma_{HG}} \times FF \\ A_{BG} &= \frac{ADC_{BG} - P_{BG}}{\gamma_{HG}} \times \left(\frac{HG}{BG} \right) \times FF \end{aligned} \quad (3.1)$$

où :

- ADC_{HG}, ADC_{BG} sont les nombres de pas d'ADC mesurés dans chaque voie d'acquisition du PMT (haut et bas gain, respectivement),
- P_{HG}, P_{BG} sont les positions des lignes de base de l'électronique, en pas d'ADC, dans chaque voie d'acquisition du PMT (haut et bas gain, respectivement).
- γ_{HG} , ou *gain*, est le facteur de conversion entre pas d'ADC et photo-électrons dans la voie haut gain.
- FF , ou *coefficient de FlatField* caractérise l'efficacité optique et quantique de chaque PMT par rapport à celle moyennée sur la caméra.
- $\frac{HG}{BG}$ est le rapport d'amplification entre les voies d'acquisition haut et bas gain.

Ces paramètres sont estimés en différentes étapes via différents *runs* de calibration :

- le gain γ_{HG} est estimé via les *runs* de *single photo-electron*, ou photo-électron unique. Des dispositifs composés d'une LED pulsante et de filtres atténuateurs sont installés dans les abris des caméras. L'intensité du signal est ajustée de sorte qu'à chaque pulse, chaque PMT de la caméra reçoive en moyenne 1 pe. Seule la voie d'amplification haut gain peut résoudre le photo-électron unique.
- les coefficients de *FlatField* sont estimés à partir des *runs* de *FlatField*. Des dispositifs composés d'une LED (CT1-4) ou d'un laser (CT5) pulsants, de diffuseurs et de filtres atténuateurs sont installés au centre des miroirs de chaque télescope. L'intensité du signal est ajustée de sorte qu'à chaque pulse, chaque PMT de la caméra reçoive ~ 100 pe. Une telle intensité permet de résoudre le signal dans les deux voies d'acquisition.
- le rapport $\frac{HG}{BG}$ peut-être estimé à partir des *runs* d'observations ou des *runs* de FlatField.
- les piédestaux P_{HG}, P_{BG} , ou ligne de base de l'électronique, sont déterminés directement dans les *runs* d'observations. Mais on suit également leur évolution à partir de *runs* pris avec le capot des caméras fermé afin de s'affranchir du NSB.

On détaille dans la suite, les méthodes utilisées pour estimer chacun de ces paramètres.

3.2 Les piédestaux

Pour chaque pixel, le piédestal est défini comme la distribution de charge collectée en l'absence de signal Tcherenkov. L'intensité d'un signal Tcherenkov est estimée par rapport à la moyenne de cette distribution (*position du piédestal*) dans chaque pixel. Leur position doit donc être étalonnée avec précision. Le bruit électronique et thermique de la caméra d'une part, ainsi que le bruit de fond du ciel d'autre part, influent sur la largeur et la position du piédestal. De plus, la position des piédestaux de CT5 varie aléatoirement à chaque mise sous tension.

Des *runs* de piédestaux électroniques sont pris avec le capot de la caméra fermé, afin de mesurer la position et la largeur des piédestaux résultant des fluctuations électroniques et thermiques de la caméra. Dans de telles conditions, la distribution des piédestaux est gaussienne, de valeur moyenne comprise entre - 11000 et - 13000 pas d'ADC et de largeur ~ 15 (~ 7) pas d'ADC dans la voie haut gain (bas gain). Ces valeurs dépendent fortement de la température dans la caméra et peuvent donc varier d'un pixel à l'autre suivant sa position par rapport aux systèmes de ventilation.

Les piédestaux doivent être étalonnés lors de chaque prise de données, car la largeur et la position de leur distribution varie significativement avec la présence du *NSB* (i.e. pointé du télescope dans le ciel) et certains facteurs instrumentaux, dont la température principalement. Ces variations peuvent intervenir sur des échelles de quelques minutes. Le taux de *NSB* varie suivant le pointé dans le ciel et la présence ou non d'étoiles plus ou moins brillantes dans le champ de vue. Pour un taux faible de *NSB* (~ 30 MHz en dehors du plan galactique) la distribution des piédestaux ressemble à celle obtenue avec le photo-électron unique (voir section 3.3). Plus le taux de *NSB* est important (jusqu'à ~ 300 MHz dans des régions lumineuses du plan galactique), plus la largeur de la distribution des piédestaux augmente et prend une forme symétrique. Les piédestaux mesurés dans les runs d'observation sont estimés à partir des données enregistrées lors d'un événement Tcherenkov (Aharonian et al. 2004). Plus exactement, l'algorithme utilise les informations reçues par les pixels n'ayant pas enregistré l'image de la gerbe atmosphérique. Une autre méthode consisterait à déclencher la sauvegarde des données de façon aléatoire afin d'avoir la distribution des piédestaux en présence du *NSB* relatif au pointé pour chaque pixel. Mais une telle procédure augmenterait significativement le volume des données et le temps mort moyen du système, réduisant alors le taux de déclenchement du système sur les événements d'intérêt.

3.3 L'amplification de la voie haut gain

Les gains de chaque PMT diminuent progressivement avec le temps (voir Figure 3.2). Il est donc nécessaire de les estimer avec précision quotidiennement pour quantifier proprement l'énergie de la gerbe atmosphérique. Comme les autres runs d'étalonnage, des runs de photo-électron unique (SPE, *Single Photo Electron*) sont pris tous les deux jours. Les abris des caméras sont équipés de LED pulsantes¹, positionnées à quelques mètres en face de la caméra

1. Le dispositif de calibration externe de la caméra CT5 (voir Sect. 3.4) est équipé d'un laser devant également permettre de faire des runs de SPE. Cependant ce dispositif n'a pas encore été testé pour le SPE en raison de l'absence de portes en mylar sur la caméra CT5, normalement prévues pour assurer la soustraction du NSB.

lorsque celle-ci est rangée. L'intensité de ces LED est réglée de sorte que chaque PMT de la caméra reçoive en moyenne un photon par pulse.

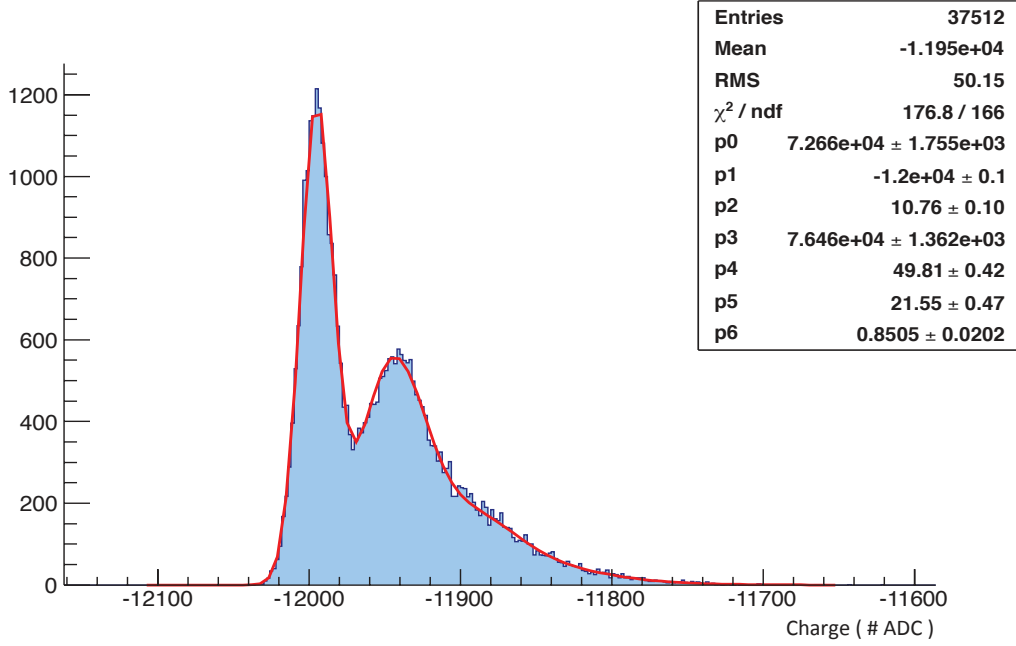


FIGURE 3.1 – Distribution des pas d'ADC du photo-électron unique pour un pixel de la caméra CT5. Les paramètres du fit nommés p0 à p6 correspondent respectivement à N , P_{HG} , σ_P , N_s , γ_{HG} , σ_{γ_e} et μ définis dans l'équation 3.2. Figure obtenue avec l'outil d'analyse de runs de SPE que j'ai développé.

La distribution des photons incidents sur la photocathode suit une loi de Poisson. La convolution de cette distribution avec l'efficacité quantique du PMT (loi binomiale) résulte en une distribution poissonnienne des photo-électrons produits dans le PMT. Ainsi, comme le montre la Figure 3.1, on peut décrire la distribution en pas d'ADC du photo-électron unique par une somme de gaussiennes normalisées suivant la probabilité de générer 0, 1, 2 à n photo-électrons :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F}(x) = & N \cdot \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi} \sigma_P} \exp\left(-\frac{(x - P_{HG})^2}{2\sigma_P^2}\right) \\
 & + N \cdot N_s \cdot \sum_{n=1}^{m \gg 1} \frac{e^{-\mu}}{\sqrt{2\pi} (\sigma_P^2 + n \sigma_{\gamma_e}^2)} \frac{\mu^n}{n!} \exp\left(-\frac{(x - (P_{HG} + n \gamma_{HG}))^2}{2(\sigma_P^2 + n \sigma_{\gamma_e}^2)}\right) \quad (3.2)
 \end{aligned}$$

Le premier terme gaussien correspond au piédestal dont la position en pas d'ADC est donnée par P_{HG} et la largeur, traduisant les variations du bruit électronique, par σ_P . μ correspond au nombre moyen de photo-électrons arrachés à la photocathode par événement ou pulse de la LED (idéalement proche de 1 dans le cadre de runs de SPE). Le second terme de l'équation 3.2 décrit les distributions pour le photo-électron unique ($n=1$), ainsi que les distributions produites par $n \geq 2$ photons impactant la photocathode. γ_{HG} est le gain d'amplification du signal, prenant en compte le gain du PMT et le facteur d'amplification de la voie d'acquisition haut gain. La distance en pas d'ADC entre le premier pic (piédestal) et le second (1 pe) correspond au gain γ_{HG} . Les constantes de normalisation N et N_s décrivent

respectivement le nombre total d'évènements et l'accord de la distribution obtenue avec une distribution de Poisson. Dans le cas d'une distribution parfaitement poissonnienne, $N_s = 1$.

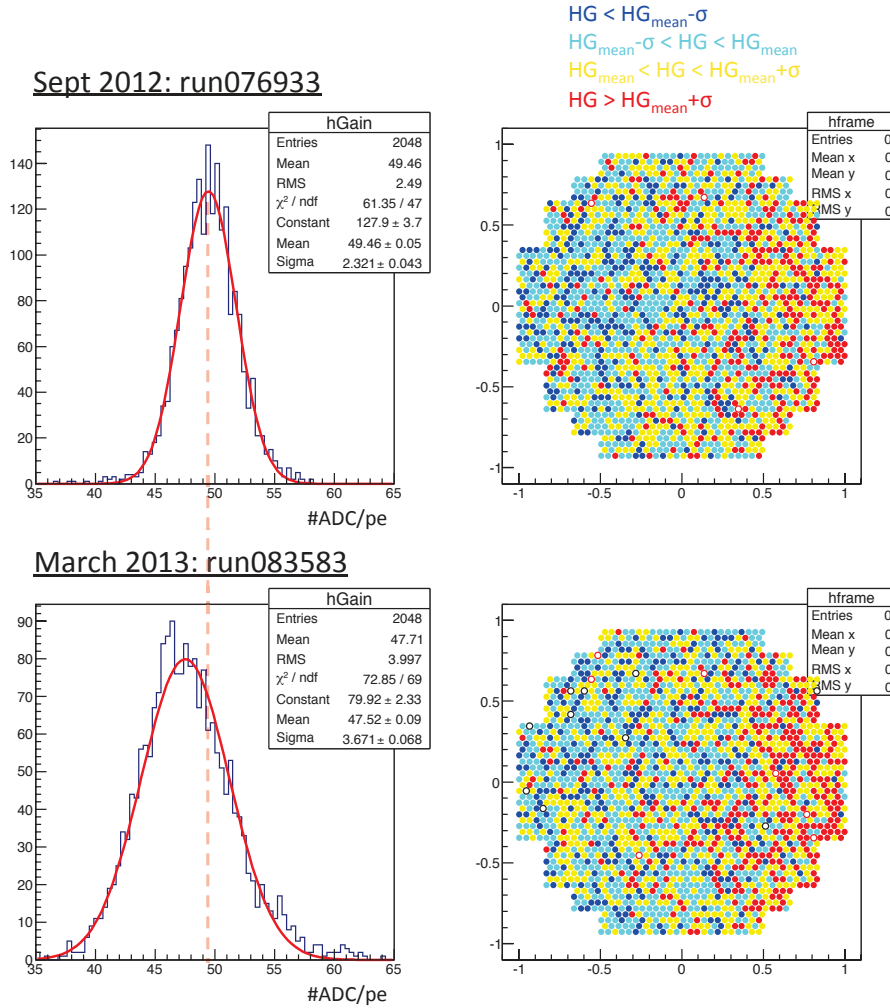


FIGURE 3.2 – Distribution des hauts gains γ_{HG} (*gauche*) pour tous les pixels de la caméra CT5 et image associée de la caméra (*droite*). Le code de couleur est indiqué en haut de la figure. *Haut* : pour le run 076933 pris en septembre 2012. *Bas* : pour le run 083583 pris en mars 2013. Résultats obtenus avec l'outil d'analyse de runs de SPE que j'ai développé.

La Figure 3.2 montre la distribution du facteur d'amplification dans la voie haut gain γ_{HG} en pas d'ADC/pe pour la caméra CT5. Les deux runs de SPE utilisés pour ces figures ont été pris dans l'abri (*SPE in shelter*). En septembre 2012, le gain moyen sur les 2048 pixels valait $\gamma_{HG} = 49.4 \pm 2.3$ #ADC/pe. Six mois plus tard, cette valeur moyenne a légèrement diminué ($\gamma_{HG} = 47.5 \pm 3.6$ #ADC/pe), mais la dispersion autour de la valeur moyenne reste stable, de l'ordre de quelques pas d'ADC par pe. La diminution des gains dans le temps est un comportement habituel des PMTs et est également observé pour les caméra de CT1-4.

On observe par ailleurs, en Figure 3.2, un gradient du facteur d'amplification sur la caméra de CT5, de gauche à droite. Normalement, les tensions d'alimentation des PMTs doivent être ajustées de sorte que les gains soient répartis de façon homogène sur la caméra. Aussi cet effet devrait être corrigé prochainement.

Un réajustement des gains de chaque PMTs des cinq télescopes a été réalisé récemment par l'équipe du LPNHE, courant mai 2014. Les valeurs des gains moyens avant et après l'ajustement sont données en Table 3.1.

Gain moyen (#ADC/pe)	CT1	CT2	CT3	CT4	CT5
Avant réajustement	75.4±4.1	73.0±4.7	80.0±4.1	80.2±4.1	39.6±6.9
Après réajustement	78.9±3.6	78.9±2.6	79.1±3.2	79.8±3.1	51.3±1.8

TABLE 3.1 – Valeurs des gains moyens en coups d'ADC par pe de chaque caméra du réseau, avant et après les réajustements réalisés par l'équipe du LPNHE, en mai 2014.

3.4 L'amplification de la voie bas gain et la correction des inhomogénéités de collection

Les coefficients de FlatField sont déterminés via les runs de FlatField et permettent de corriger les données brutes d'observation des inhomogénéités de collection de lumière entre les pixels. Ces runs sont également utilisés ici pour estimer le rapport haut gain-bas gain $\frac{HG}{BG}$ permettant de quantifier l'amplification de la voie bas gain².

3.4.1 Le dispositif de calibration de la caméra de CT5

Le LUPM s'est vu confié la réalisation du dispositif de calibration de la caméra de CT5. Ce dispositif de calibration comporte deux parties, une partie *Trigger*³ fonctionnant avec un PMT de déclenchement et son électronique installée au niveau de la caméra H.E.S.S. II, et la partie *Source* permettant de faire le Single Photo Electron et le FlatFielding, installée au centre de la surface réfléchissante de CT5. L'étude et la réalisation de ces systèmes, ainsi que les programmes informatiques pilotes ont été développés au LUPM.

Le dispositif a été installé sur le télescope CT5 en juillet 2012. L'année précédant l'installation, divers tests ont été réalisés avec la caméra de CT5, alors encore en développement au LPNHE (Université Paris VI). Les algorithmes nécessaires à l'analyse des runs de FlatField n'étant pas encore implémentés dans le software de H.E.S.S., j'ai dû développer ces outils afin de tester le dispositif et l'adapter aux besoins de l'expérience. Entre octobre 2011 et juillet 2012, diverses modifications ont ainsi été apportées au dispositif.

Le *hardware* du dispositif

Lorsque j'ai commencé ma thèse, en septembre 2011, la partie *Source* du dispositif de calibration externe de la caméra CT5 était constituée d'un laser de longueur d'onde 532 nm, pulsant à 10 kHz et destiné aux runs de SPE. Afin de reproduire au mieux la lumière Tcherenkov lors des runs de FlatField, une carte pulser comportant 3 LEDs de longueur d'onde 400, 465 et 532 nm pulsant à 500 Hz, était incluse au dispositif. Des roues à filtres,

2. Lors du traitement des données H.E.S.S. brutes, les rapports $\frac{HG}{BG}$ utilisés sont calculés à partir des runs d'observation.

3. Cette composante est destinée au déclenchement de la caméra par le PMT externe (2048ème PMT) dans le cadre des runs de SPE, et n'a donc pas été testée sur site, en raison de l'absence de portes en mylar (ou filtre astrosolar) sur la caméra de CT5.

constituées chacune de 7 filtres à densité neutres⁴ différents devaient permettre d'ajuster l'intensité du faisceau et tester la linéarité de la réponse de la caméra pour différents flux de photons incidents. Un schéma synoptique du dispositif est donné en Figure 3.3. Des tests réalisés entre septembre 2011 et février 2012 au LUPM et au LPNHE avec la caméra de CT5 ont conduit à des modifications profondes du design du dispositif.

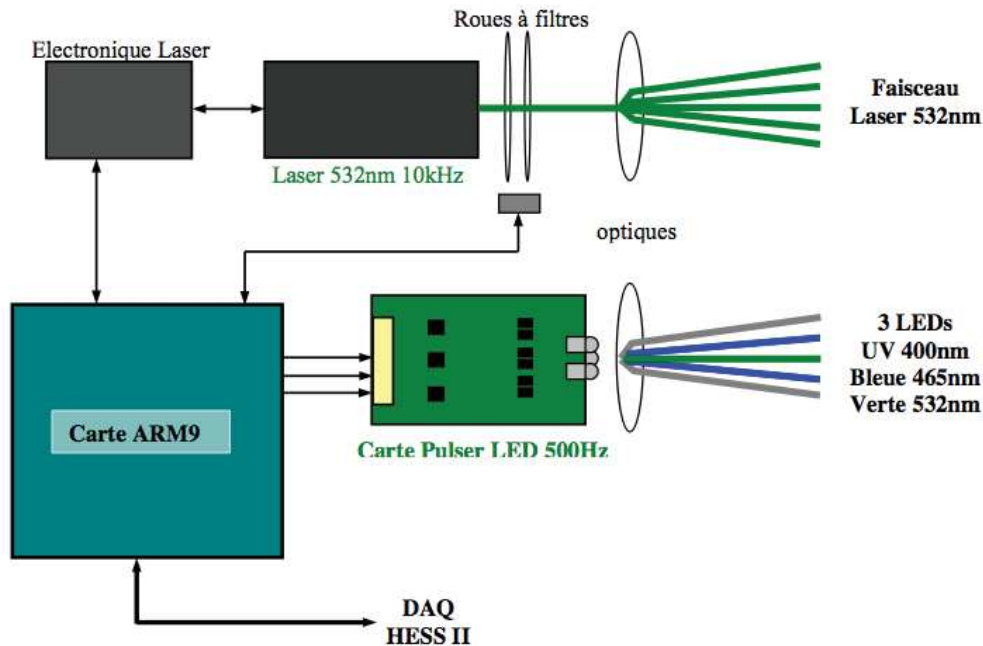


FIGURE 3.3 – Schéma synoptique du dispositif de calibration développé au LUPM, en septembre 2011.

Afin d'avoir un recouvrement des deux voies d'acquisition, la charge moyenne reçue par chaque PM de la caméra doit être comprise entre ~ 30 et 200 pe. La demande du LPNHE pour CT5 était de 100 - 150 pe. Des tests réalisés avec le banc de test du LUPM (voir schéma en Figure 3.4), puis avec la caméra de CT5, alors encore en développement au LPNHE, m'ont permis d'estimer le nombre moyen de photons arrivant sur les PMTs à chaque impulsion. Les tests étaient réalisés à une distance réduite de 3 m, et seule une petite partie de la caméra était éclairée par un faisceau filtré afin de ne pas saturer les PMTs. Les résultats obtenus étaient ensuite divisés par le facteur d'atténuation du filtre utilisé et extrapolés à 36 m, distance prévue entre la caméra et le centre des miroirs pour CT5.

Pour chaque impulsion d'une LED, la charge moyenne mesurée par PMT à 36 m était de ~ 10 pe, quantité très insuffisante pour le FlatFielding. J'ai alors réalisé des essais supplémentaires avec l'ingénieur en conception instrumentales du LUPM, Matthieu Compin. Comme la combinaison de trois LEDs identiques pulsant simultanément ne fournissait pas non plus assez de lumière, nous nous sommes dirigés vers des LED plus puissantes pour atteindre une charge moyenne de 100 pe. Le temps d'intégration du signal en sortie des PMTs est limité à

4. Les filtres à densité neutre (ND) absorbent de façon uniforme les rayonnements visibles quelle que soit la longueur d'onde. Chaque filtre ND est caractérisé par son facteur de transmission. Ceux alors utilisés pour le dispositif d'étalonnage de CT5 avaient des facteurs de transmittance variant de 80 à 0.005% .

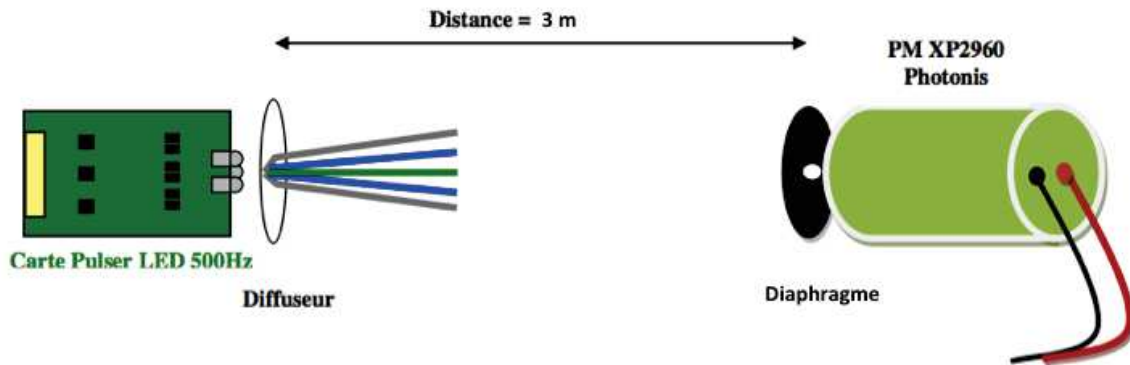


FIGURE 3.4 – Schéma synoptique du banc de test au LUPM. Des platines motorisées, non schématisées ici, permettent de déplacer le PMT afin de cartographier une surface de 20cm x 20cm pour tester l'homogénéité du faisceau.

12 ns. Or les LEDs plus puissantes, fournissaient assez de lumière, mais avaient une largeur temporelle de pulse de l'ordre de 40 ns, beaucoup trop importante pour les PMTs de la caméra (voir Figure 3.5).

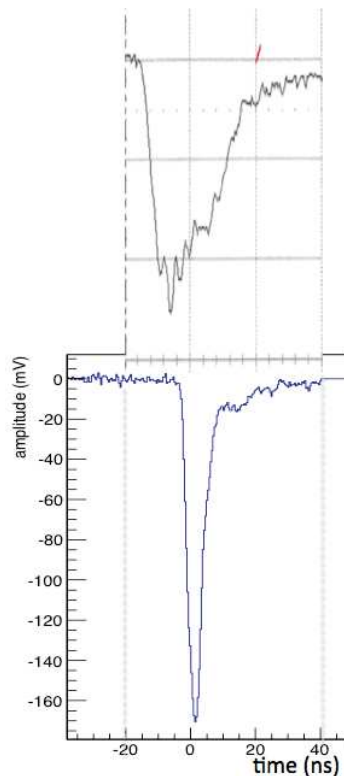


FIGURE 3.5 – Amplitude du pulse en fonction du temps pour la LED fournissant assez de lumière (*en haut*), et pour celle initialement intégrée au dispositif mais ne fournissant pas assez de lumière à 36 m (*en bas*).

La solution a donc été d'utiliser le laser, initialement prévu pour le SPE uniquement, pour le SPE et le FlatFielding. La carte pulser a donc été retirée et la fréquence des pulses laser réduite à 1 kHz afin de ne pas saturer la caméra et le trigger central.

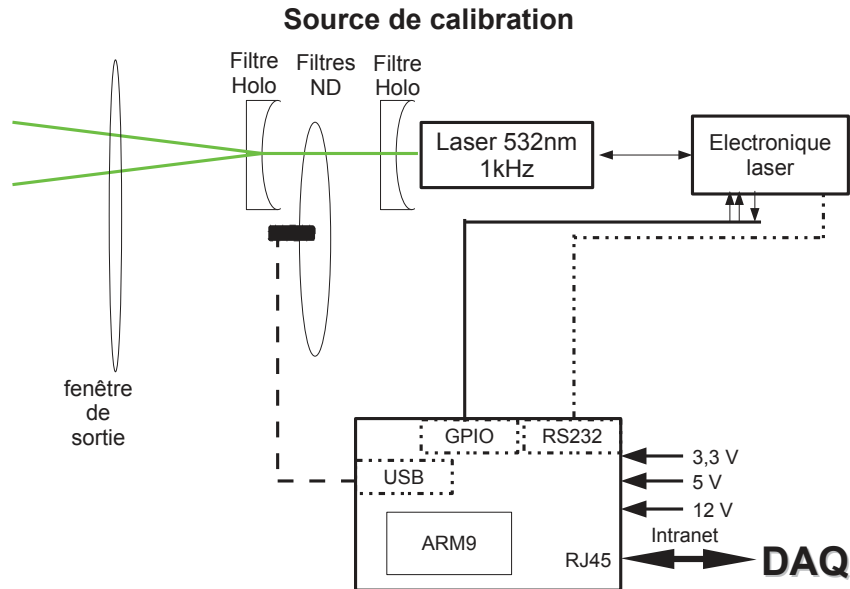


FIGURE 3.6 – Schéma synoptique du dispositif de calibration externe développé au LUPM.

La composante Source du dispositif de calibration de la caméra de CT5, telle qu'elle est aujourd'hui est schématisée en Figure 3.6. Elle est composée de plusieurs éléments :

- un laser de longueur d'onde 532 nm, pulsant à une fréquence de 1 kHz. La durée et l'énergie d'un pulse sont de $\lesssim 1$ ns et $4 \mu\text{J}$, respectivement.
- des filtres à densité neutre (filtres ND) montés sur une roue à filtre et permettant d'atténuer uniformément le faisceau laser. Les filtres ND montés sur la roue et utilisés pour les runs de Laser FlatFielding transmettent $\sim 0.1\%$ (filtre ND30) de la lumière incidente du laser.
- deux diffuseurs (ou filtres holographiques, ou *light shaping diffuser*) distribuent de façon homogène la lumière du faisceau laser dans un cône d'angle spécifique. Celui positionné après le laser a un angle d'ouverture de 10° FWHM, et celui positionné après la roue à filtre de 30° FWHM. L'efficacité de transmission de ces composants est élevée ($\sim 90\%$).
- le processeur ARM9 (CPU) permet de piloter les composants du dispositif.

Le tout est monté dans un conteneur cylindrique placé au centre de la surface réfléchissante de CT5.

Le software du dispositif

Le LUPM a également développé les programmes informatiques qui pilotent ces dispositifs, que ce soit en phase de maintenance ou en phase de fonctionnement. Dans le premier cas, un programme autonome avec une interface graphique a été développé et est accessible par tous depuis le DAQ. Une capture d'écran de cette interface est donnée en figure 3.7. Dans

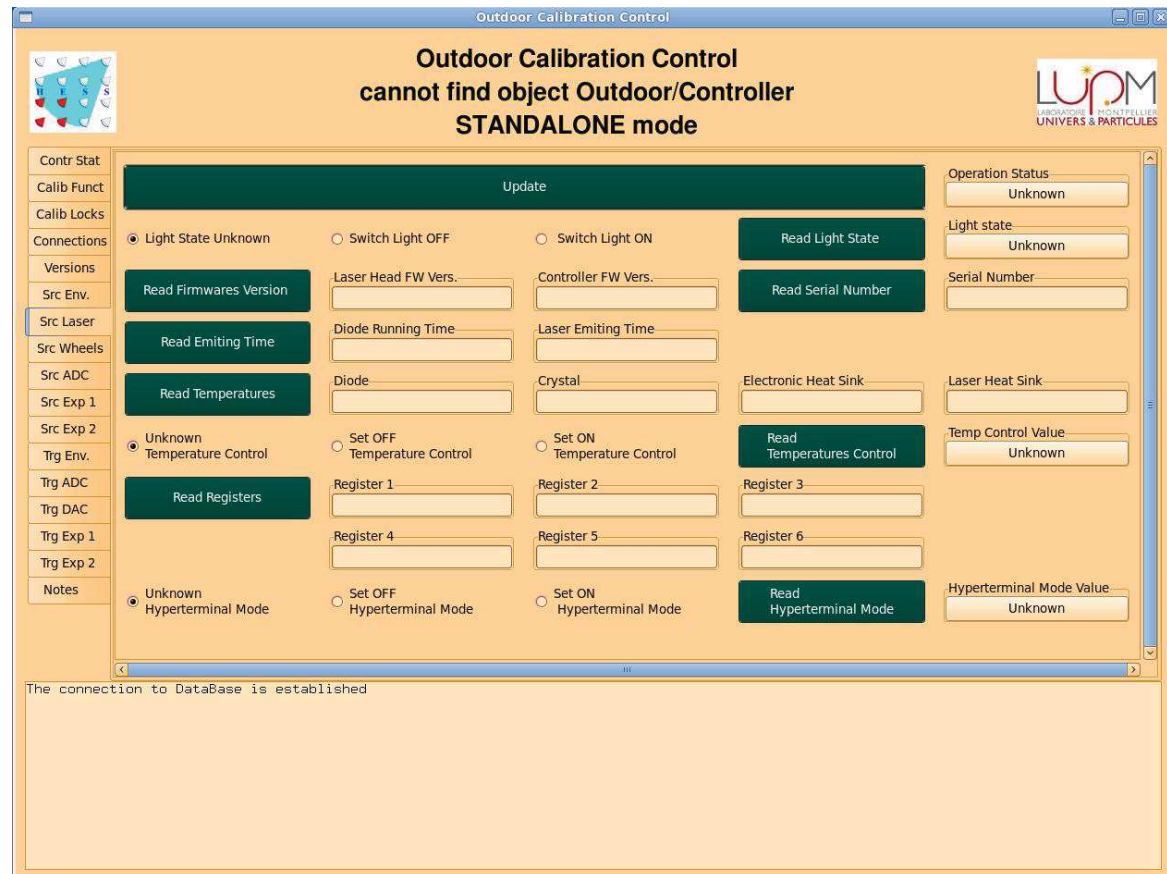


FIGURE 3.7 – Capture d'écran de l'interface graphique permettant de piloter le dispositif détalonnage.

le second cas, un module intégré a été développé et intégré au DAQ, afin d'automatiser les opérations et faciliter l'usage du dispositif par les personnes effectuant les prises de données sur site. Ces programmes qui assurent la communication du dispositif d'étalonnage avec le DAQ, ont été développés par Michèle Sanguillon, chef de projet informatique au LUPM.

Le suivi du dispositif

Au cours de chaque run de FlatField de 4 mn, des paramètres relatifs aux composants du dispositif sont relevés toutes les 20 s et enregistrés dans des fichiers spécifiques d'*Outdoor Calibration*. En cas d'un comportement inhabituel pouvant impacter les paramètres relatifs à l'étalonnage des données brutes, celui-ci peut-être repéré au travers du suivi quotidien du dispositif. Les paramètres relevés sont les températures, pressions et niveaux d'humidité des parties Source et Trigger du dispositif, ainsi que les températures de différents composants du laser : diode (source de lumière), cristal, sortie du boîtier (laser) et électronique du laser. J'ai développé un outil permettant d'accéder facilement aux informations stockées dans ces

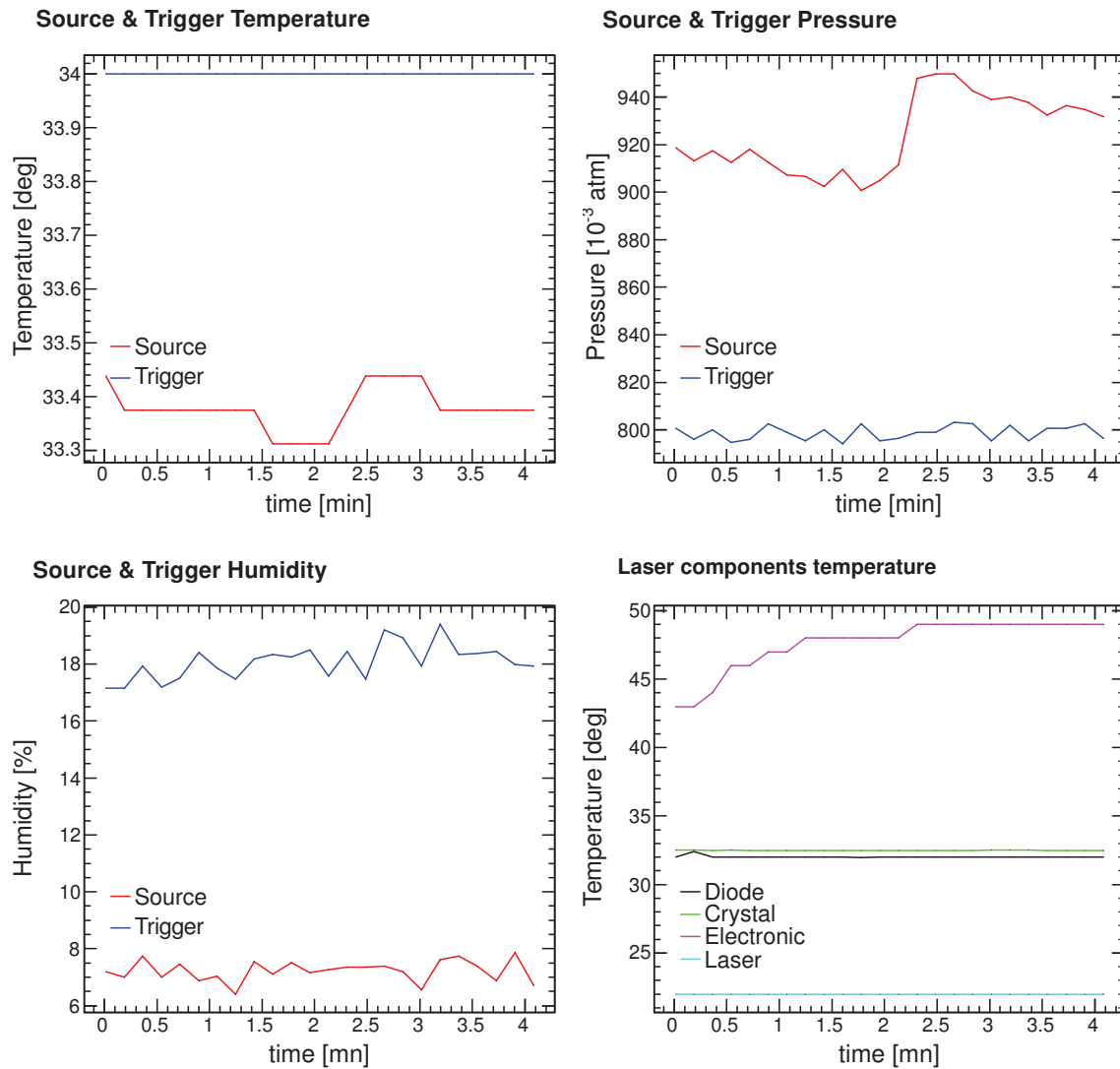


FIGURE 3.8 – Evolution de différents paramètres relatifs au dispositif de calibration, pendant un run de FlatField de 4 mn. Cette Figure a été obtenue avec l’outil de lecture des runs d’*Outdoor Calibration* que j’ai développé.

fichiers d’*Outdoor Calibration*, en les représentant au travers de graphiques. Un exemple d’évolution des paramètres relevés pendant un run de FlatField est donné en Figure 3.8.

3.4.2 L’analyse des runs de FlatField

A l’été 2012, j’ai adapté les algorithmes que j’avais développés au cours de l’année précédente, à l’analyse des runs de FlatField pris dans la configuration finale (c’est-à-dire avec un éclairage homogène de la caméra située à 36 m du dispositif).

Sur un run de FlatField de 3 à 4 mn, les évènements sont différenciés des évènements piédestaux de par leurs distributions. Comme présenté en Figure 3.9, la distribution des évènements piédestaux est étroite ($RMS \sim 30 \text{ \#ADC}$) et centrée sur $\sim -12000 \text{ \#ADC}$. La distribution des évènements laser est nettement plus large ($RMS \sim 500-800 \text{ \#ADC}$) et centrée sur $\sim -5000 \text{ \#ADC}$ pour le filtre utilisé.

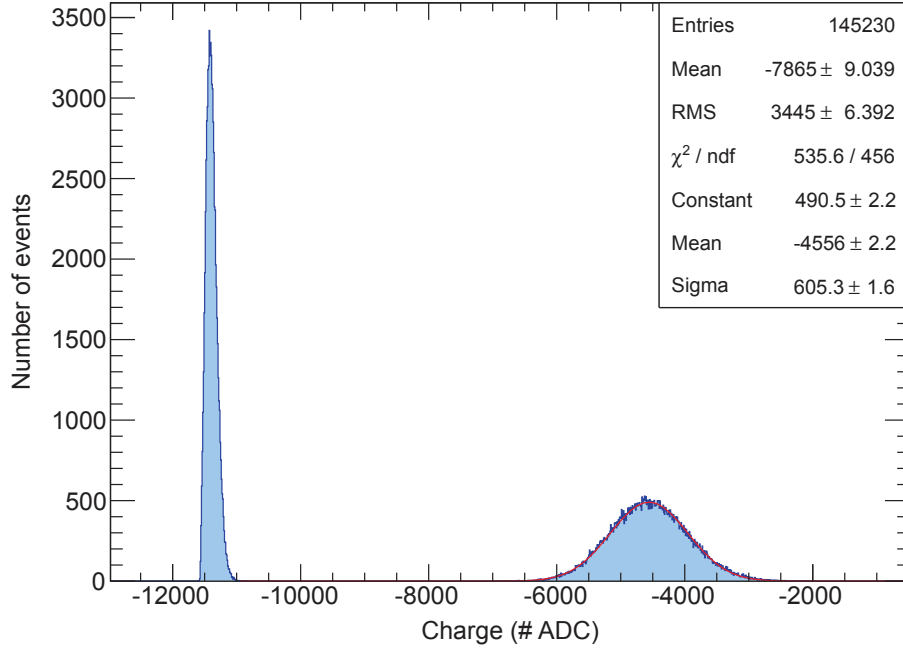


FIGURE 3.9 – Distribution des événements mesurés dans la voie haut gain d'un PMT de CT5, lors d'un run de FlatField. Le pic étroit à ~ -11500 #ADC est le piédestal. Les événements laser piquent à ~ -5000 #ADC. Figure obtenue avec l'outil d'analyse des runs de FlatField que j'ai développé.

Afin de prendre en compte les gains réels γ_{HG} des PMTs dans le calculs des coefficients de FlatField, et non les valeurs par défaut $\gamma_{HG} = 50$ pour tous les PMTs, j'ai également développé des algorithmes d'analyse des runs de SPE, tels que ceux décrits en section 3.3. La charge moyenne sur la caméra étant dans la gamme de recouvrement des deux voies d'acquisition lors des runs de FlatField, j'ai, de plus, implémenté le suivi du rapport haut gain-bas gain, dans mon outil d'analyse.

Un run de flat field de 4 mn compte environ 100 000 événements laser et à peu près autant d'événements piédestaux. Des résultats obtenus avec les algorithmes développés sont montrés en Figure 3.10 pour un run pris en mai 2013. La lumière émise par le faisceau laser est supposée homogène et la charge mesurée par chaque pixel de la caméra dans la voie haut gain est donnée par :

$$A_{HG} = \frac{ADC_{HG} - P_{HG}}{\gamma_{HG}} \quad (3.3)$$

On mesure une charge moyenne sur la caméra (i.e. sur les 2048 pixels) Q_{cam} de ~ 115 pe avec une dispersion de 15%.

Le coefficient de FlatField FF d'un pixel i est défini par le rapport de la charge moyenne mesurée par la caméra sur la charge mesurée par le pixel, moyennée sur tous les événements du run :

$$FF_i = \langle \frac{Q_{\text{cam}}}{Q_{\text{pix } i}} \rangle_{\text{evts}} \quad (3.4)$$

La distribution de ces coefficients est donc par définition centrée sur 1 et a une dispersion de 13 à 15% suivant que l'on ajuste cette distribution par une gaussienne ou non.

Le rapport haut gain-bas gain par pixel est donné par :

$$\frac{HG}{LG} = \frac{ADC_{HG} - P_{HG}}{ADC_{LG} - P_{LG}} \quad (3.5)$$

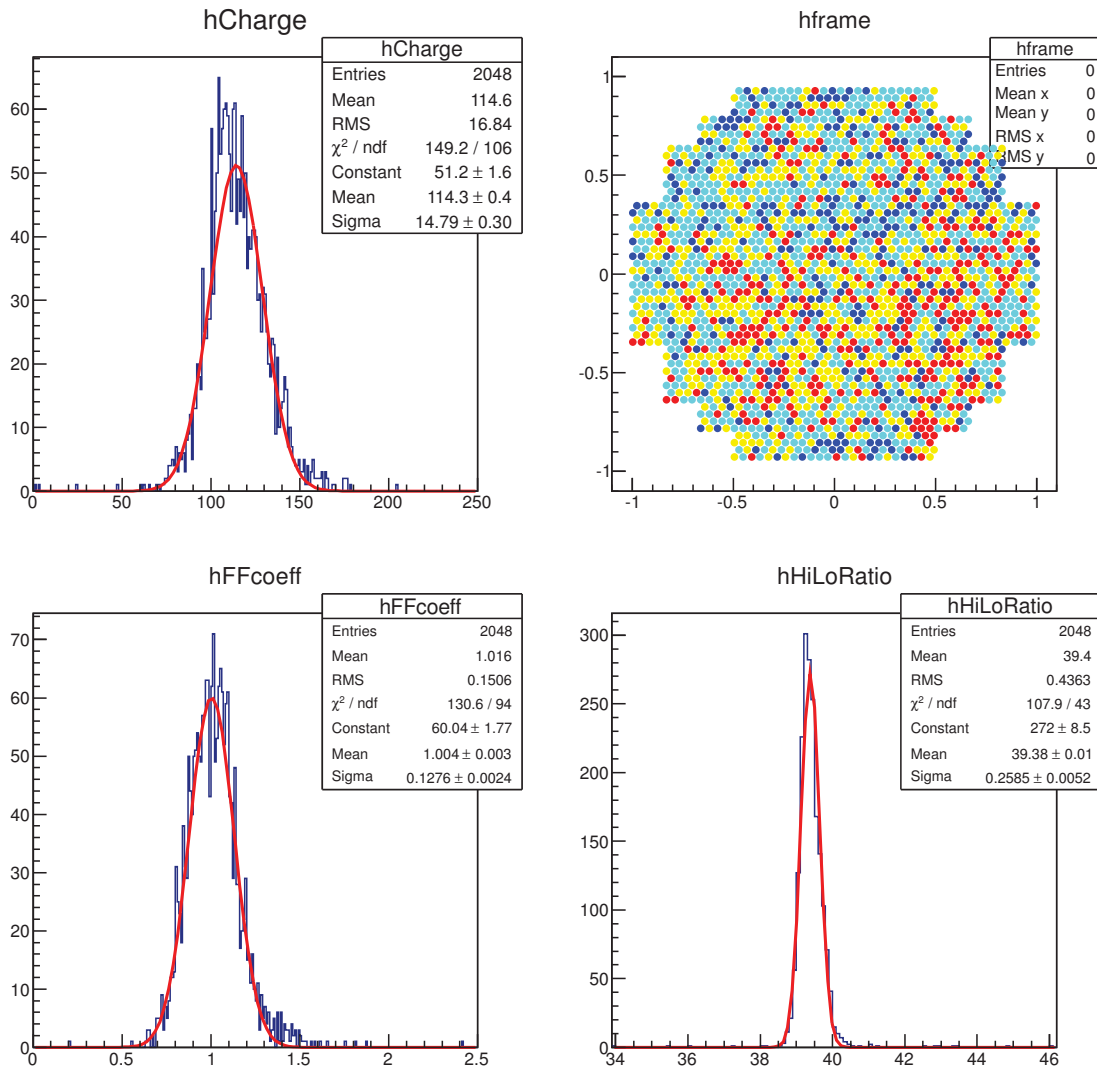


FIGURE 3.10 – *En haut, à gauche* : Distribution de la charge moyenne Q_{mean} (en pe) sur la caméra CT5 pour un run de FlatField. *En haut, à droite* : image de la caméra CT5. Les pixels en bleu ont une charge moyenne sur le run inférieure à $Q_{\text{mean}} - RMS$, en cyan comprise entre $Q_{\text{mean}} - RMS$ et Q_{mean} , en jaune comprise entre Q_{mean} et $Q_{\text{mean}} + RMS$ et en rouge, une charge supérieure à $Q_{\text{mean}} + RMS$. *En bas, à gauche* : Distribution des coefficients de FlatField sur l'ensemble des pixels de la caméra. *En bas, à droite* : Distribution des rapports haut gain-bas gain. Ces résultats ont été obtenus avec l'outil d'analyse des runs de FlatField que j'ai développé.

La distribution des rapports haut gain-bas gain de tous les pixels de la caméra est centrée sur 39.4 et a une dispersion de 0.3.

Ces résultats répondent parfaitement aux attentes de la collaboration et sont tout à fait compatibles avec les résultats obtenus actuellement avec le software de H.E.S.S. Le dispositif d'étalonnage de CT5 est donc maintenant figé dans la configuration décrite en Section 3.4.1.

Fin 2012-début 2013, la partie étalonnage CT1-4 du software H.E.S.S.-France a été adaptée à CT5 par Mathieu de Naurois. L'intégration des algorithmes au software général autorise l'écriture dans la base de données. Les informations sauvegardées sur plusieurs mois peuvent alors être combinées pour étudier la stabilité du système. Ma contribution a alors été de vérifier la compatibilité des résultats obtenus via les deux outils développés indépendamment et d'implémenter divers éléments décrits ci-dessous dans le software.

- La première étape a consisté à corriger le calcul des erreurs statistiques des coefficients de FlatField. Ces erreurs étaient jusqu'alors surestimées car dans le calcul du coefficient de FlatField de chaque pixel (voir eq. 3.4), les moyennes de l'inverse de la charge mesurée par pixel $\langle \frac{1}{Q_{\text{pix } i}} \rangle_{\text{evts}}$ étaient calculées en prenant l'inverse d'une différence de moyennes :

$$\langle \frac{1}{Q_{\text{pix } i}} \rangle_{\text{evts}} = \frac{1}{\gamma_{\text{HG}}} \times \frac{1}{\langle \#ADC_{\text{pix } i} \rangle_{\text{evts}} - P_{\text{HG}}} \quad (3.6)$$

La valeur du coefficient FF n'en était pas affectée, mais les erreurs, estimées par propagation des incertitudes n'étaient pas exactes. L'expression a été corrigée en prenant la moyenne d'une distribution d'inverses :

$$\langle \frac{1}{Q_{\text{pix } i}} \rangle_{\text{evts}} = \frac{1}{\gamma_{\text{HG}}} \times \langle \frac{1}{\#ADC_{\text{pix } i} - P_{\text{HG}}} \rangle_{\text{evts}} \quad (3.7)$$

La correction apportée a permis de déduire les erreurs directement à partir de l'écart type de cette distribution et d'effectuer des ajustements corrects sur les coefficients de FlatField de chaque pixel de CT5, comme cela est montré en Figure 3.12 et discuté par la suite. Cependant, ces erreurs statistiques restent encore trop importantes pour les pixels de CT1-4. Le facteur limitant pour une estimation correcte de ces erreurs est actuellement l'erreur statistique sur le gain moyen des PMTs. Ce paramètre est obtenu indépendamment des runs de FlatField, à partir des runs de SPE, en moyennant le gain de chaque PMT sur une période de trois à quatre semaines. Cette étape de l'étalonnage fait donc appel à une classe du software H.E.S.S.-France indépendante de celle associée au FlatField et que je n'ai pas eu le temps d'étudier en détails. Cette surestimation des erreurs statistiques pour les coefficients de FlatField des pixels de CT1-4 n'est tout de même pas bloquante pour l'étalonnage de l'instrument.

La distribution des coefficients de FlatField moyennés sur une période de sept mois et l'image de la caméra correspondante sont présentées en Figure 3.11 (en haut). Afin de quantifier la stabilité des coefficients de FlatField de chaque pixel dans le temps, ils peuvent être ajustés par une constante comme montré en Figure 3.12 (en bas). Le résultat obtenu sur une période de sept mois pour tous les pixels de la caméra est donné en Figure 3.12 (en haut). La distribution des χ^2 réduits est centrée sur 1 et a une dispersion compatible avec une statistique de χ^2 ; ce qui montre que les coefficients de FlatField ne sont pas significativement variables.

- Le suivi et la sauvegarde dans la base de données de la charge moyenne mesurée sur la caméra lors des runs de FlatField. En effet, une diminution progressive de cette charge moyenne sur une échelle de temps de plusieurs mois a été remarquée. On peut voir en Figure 3.13, une perte de ~ 10 pe sur la période d'août à décembre 2013, correspondant aux runs 87800 à 91500. Suite à une intervention du LUPM⁵ sur site pour changer un composant de la carte électronique du dispositif, il a alors été constaté que la fenêtre de sortie du dispositif d'étalonnage s'encrassait avec le temps en raison de la poussière

5. L'ingénieur Matthieu Compin et le chercheur George Vasileiadis effectuaient la mission sur site.

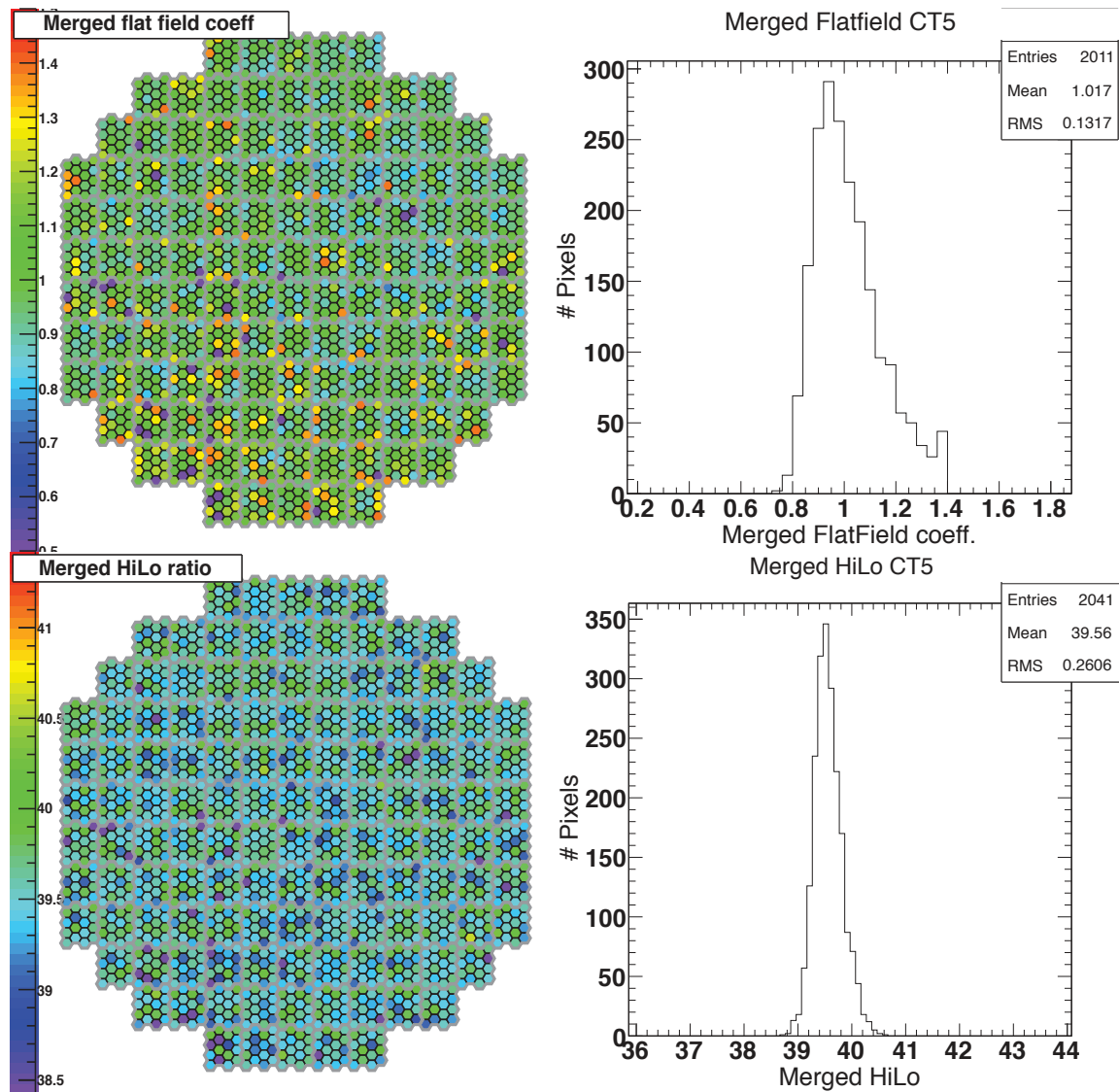


FIGURE 3.11 – *En haut* : Distribution (à droite) des coefficients de FlatField moyennés sur la période s'étendant de août 2013 (run 87800) à fin mars 2014 (run 93200) et image de la caméra correspondante (à gauche). *En bas* : Distribution (à droite) des coefficients haut gain-bas gain moyennés sur la même période en temps et image de la caméra correspondante (à gauche). Ces résultats sont obtenus avec le software H.E.S.S.-France suite aux modifications et corrections que j'ai implémentées.

et de la pluie, obstruant partiellement la fenêtre de sortie du faisceau laser, mais sans altérer significativement l'homogénéité du faisceau. Le nettoyage de la fenêtre de sortie a été effectuée en décembre 2013 (run \sim 91500) et les filtres ont été modifiés afin d'assurer une plus grande marge de sécurité et rester dans la gamme de charge demandée par le LPNHE (i.e. 100 à 200 pe). Cette étape est clairement visible en Figure 3.13. Les variations de la charge moyenne de l'ordre de quelques pe au sein d'une même période sont significatives comparées aux erreurs statistiques. Ces variations semblent être liées aux facteurs environnementaux (température, humidité, pression). En effet, on observe en Figure 3.14 un comportement similaire entre l'évolution de la charge

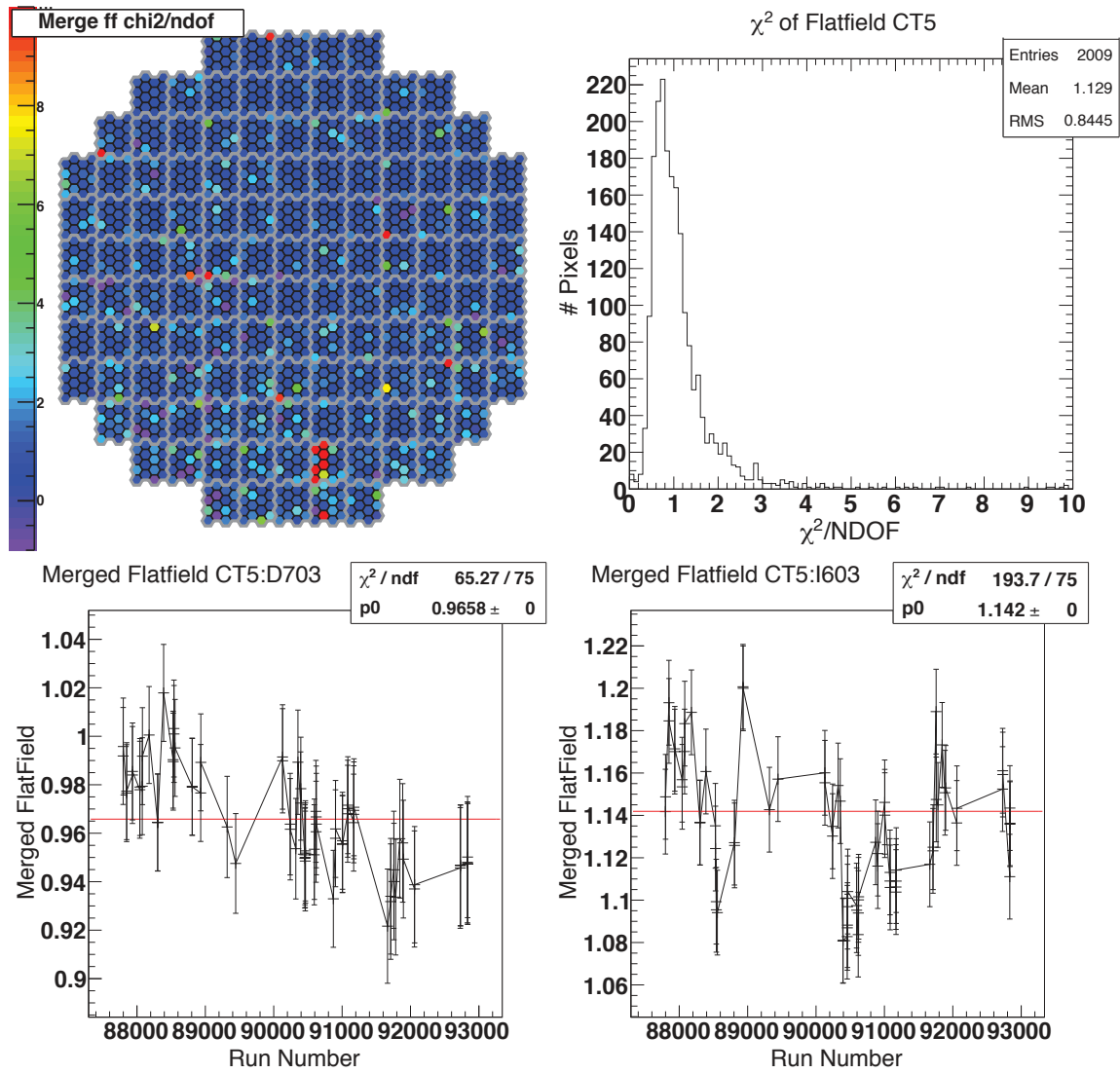


FIGURE 3.12 – Distribution (*en haut, à droite*) et image sur la caméra (*en haut, à gauche*) donnant le χ^2 réduit obtenu par l’ajustement de l’évolution des coefficients de FlatField de chaque pixel par une constante sur la période s’étendant de août 2013 (run 87800) à fin mars 2014 (run 93200). Les deux figures en bas montrent cet ajustement pour deux pixels (D407 et I603) de la caméra de CT5. Ces résultats sont obtenus avec le software H.E.S.S.-France suite aux modifications et corrections que j’ai implémentées.

moyenne mesurée et les évolutions de la température et de la pression au niveau de la source d’étalonnage (*source, laser*). La puissance d’une impulsion laser est sensible à la température et l’électronique de la caméra est également sensible à certains facteurs environnementaux. Les variations de charge observées peuvent donc résulter du laser lui-même, de la réponse de la caméra ou encore de la transmission/absorption de lumière dans la zone entre le dispositif d’étalonnage et la caméra (36 m). On rappelle que les conditions météorologiques sur site peuvent parfois varier significativement au cours d’une même nuit (jusqu’à $\Delta T \gtrsim 10^\circ$), ou entre deux nuits consécutives (vent fort et atmosphère de basse altitude chargée en poussières). La température dans la cavité

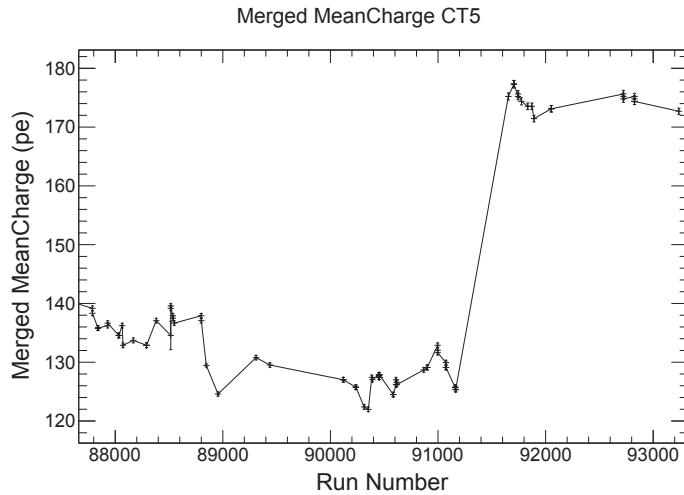


FIGURE 3.13 – Evolution de la charge moyenne mesurée sur la caméra lors des runs de FlatField en fonction du numéro du run. La période considérée s'étend de août 2013 (run 87800) à fin mars 2014 (run 93200). Ces résultats sont obtenus avec le software H.E.S.S.-France suite aux modifications et corrections que j'ai implémentées.

amplificatrice du laser (voir courbe associée à la température du cristal en Figure 3.14, au centre) restant parfaitement constante, la variation du flux du faisceau laser ne semble pas être à l'origine de ces variations de charges mesurées par la caméra. Ces variations de charges ne sont pas problématiques pour l'analyse de données car elles n'ont pas d'incidence sur les paramètres d'étalonnage.

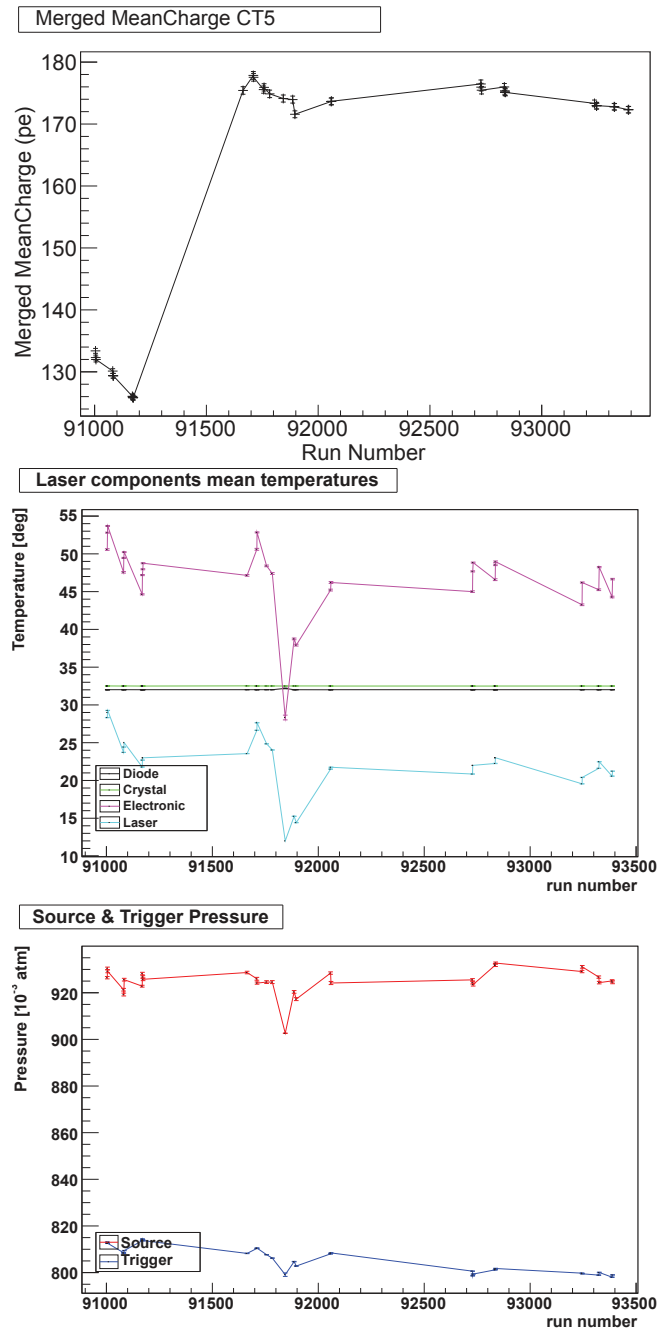


FIGURE 3.14 – Comparaison de l'évolution de la charge moyenne mesurée sur la caméra lors des runs de FlatField avec l'évolution de paramètres environnementaux mesurés avec le dispositif d'étalonnage. La période considérée s'étend de décembre 2013 (run 91000) à fin mars 2014 (run 93200). La variation de charge de ~ 40 pe (runs ~ 91200) résulte de l'intervention du LUPM sur site (nettoyage de la fenêtre de sortie du dispositif, changement de filtre). Celle entre les runs 91800 et 92200 semble clairement liée à des facteurs environnementaux. Ces résultats ont été obtenus avec l'outil de lecture des runs d'*Outdoor Calibration* que j'ai développé.

- Le suivi et la sauvegarde dans la base de données des rapports haut gain-bas gain $\frac{HG}{LG}$. Ces rapports utilisés pour l'étalonnage des données H.E.S.S. sont déterminés directement dans les runs d'observation. Cependant, pour CT5 uniquement, les valeurs $\frac{HG}{LG}$ ainsi estimées sont sensiblement différentes de celles obtenues à partir des runs de FlatField, comme on peut le voir en Table 3.2. La caméra de CT5 déclenche énormément sur des événements d'intensité inférieure à 30 pe, soit en dehors de la gamme de recouvrement des deux voies d'acquisition. Les événements de charge plus élevée étant rares, de nombreux événements d'intensité à la limite de la gamme dynamique sont acceptés pour le calcul des rapports haut gain-bas gain à partir des runs d'observation. Il est possible que la différence entre les ratio haut gain-bas gain obtenus via les runs de FlatField et d'observation provienne de l'acceptation d'évènement de charge trop faible.

Les paramètres suivis sur les cinq télescopes du réseau, à partir des implémentations réalisées dans le software H.E.S.S.-France sont résumées dans le tableau 3.2, pendant la période de septembre à décembre 2013. Les coefficients haut gain-bas gain moyens obtenus à partir des runs de FlatField sont comparés à ceux obtenus à partir des runs d'observation.

	CT1	CT2	CT3	CT4	CT5
Mean charge (pe)	32-35	35-41	49-62	27-33	125-140
FF coeff.	1.04±0.12	1.04±0.13	1.03±0.12	1.05±0.14	1.02±0.13
HiLo ratio (FF)	13.63±0.41	14.01±0.47	13.35±0.59	13.88±0.63	39.66±0.27
HiLo ratio (obs.)	13.16±0.47	13.2±0.43	13.10±0.44	12.96±0.50	33.93±0.71

TABLE 3.2 – Paramètres moyens de CT1-5 suivis à partir des runs de FlatField pris entre septembre et décembre 2013. Les rapports haut gain-bas gain obtenus sont comparés à ceux déterminés à partir des runs d'observations utilisés pour l'étalonnage des données.

3.5 L'efficacité de collection de lumière

L'efficacité absolue du système est mesurée à partir des images des muons atmosphériques reconstruits dans les caméras. Elle prend en compte la réflectivité des miroirs et des cônes de Winston, l'efficacité de la photocathode du PMT, l'efficacité quantique du PMT ainsi que l'absorption par l'atmosphère qui dépend de la position de l'objet observé dans le ciel. Un modèle analytique permet de prédire l'émission Tcherenkov produite par les muons, à partir des paramètres géométriques de la trajectoire du muon et de son énergie (Leroy 2004). Ces paramètres sont mesurés à partir des images enregistrées par les caméras et d'un modèle d'atmosphère. Les intensités prédites par le modèle sont comparées à celles mesurées pour estimer l'efficacité absolue du système. Cette étape de l'étalonnage permet de remonter au nombre de photon Tcherenkov détectés, c'est à dire à l'amplitude réelle du signal Tcherenkov, à partir du nombre de photo-électrons mesurés.

L'efficacité de collection de lumière est de l'ordre de 80% à l'installation des télescopes. Cette efficacité diminue progressivement au cours du temps, à raison de 10% par an en moyenne. Le vieillissement des PMTs d'une part, et la perte de réflectivité des cônes de Winston et des miroirs due aux dépôts poussières et à leur érosion en sont la cause. Pour corriger cette baisse de l'efficacité de collection de lumière, les miroirs peuvent être réaluminisés. Ceux de CT1-4 l'ont été en 2008.

Chapitre 4

L'analyse des données H.E.S.S.

Sommaire

4.1	Reconstruction des événements	63
4.1.1	Méthode des moments réduits	64
4.1.2	Analyse <i>Model</i>	65
4.2	Soustraction du fond	67
4.3	Performances de H.E.S.S.	68
4.4	Reconstruction spectrale	70
4.4.1	Limites supérieures sur les flux de photons	70
4.4.2	Analyse spectrale de sources étendues	71

Plusieurs étapes sont nécessaires à l'analyse des données H.E.S.S. une fois étalonnées. La première étape consiste à nettoyer les images enregistrées des gerbes atmosphériques du fond du ciel puis à reconstruire la direction et l'énergie des photons incidents. Plusieurs techniques de reconstruction des événements γ sont utilisées au sein de la collaboration. Pour l'analyse des vestiges de supernova discutés en Partie III de cette thèse, j'ai utilisé la méthode d'analyse dite *Model* (de Naurois & Rolland 2009). Je présente cet outil d'analyse dans ce chapitre, en l'introduisant à l'aide de la méthode historique des moments réduits de Hillas (Hillas 1985). La troisième étape de l'analyse consiste à estimer sur les cartes du ciel le fond issu des événements sélectionnés après reconstruction qui correspondent à des gerbes dues aux rayons cosmiques. Là encore, différentes méthodes peuvent être utilisées, mais j'ai principalement utilisée la méthode du *reflected background*, ou *multiple off* (Berge et al. 2007) pour mes analyses. Je décris également la méthode de reconstruction spectrale, notamment utilisée pour les vestiges de supernova étudiés.

4.1 Reconstruction des événements

L'image de la caméra obtenue lors de l'enregistrement du signal de la gerbe atmosphérique est d'abord nettoyée des pixels "hors gerbe" et recueillant ainsi du fond de ciel. Les pixels sont définis comme constituant l'image de la gerbe s'ils mesurent une charge ≥ 5 pe et qu'un de leur pixel voisin mesure une charge ≥ 10 pe, ou vice versa. Cette méthode permet de sélectionner les pixels spatialement corrélés, et donc provenant d'une seule et même gerbe

atmosphérique. Les pixels "hors gerbe" de la caméra sont utilisés pour estimer la position des piédestaux, qui comportent donc deux contributions : le bruit électronique et le NSB.

4.1.1 Méthode des moments réduits

Sur les images des caméras ainsi nettoyées, les gerbes d'origine électromagnétique apparaissent sous la forme d'ellipses, alors que celles d'origine hadronique ont une forme irrégulière et asymétrique. Des images nettoyées d'une même gerbe électromagnétique vue par chaque télescope sont montrées en Figure 4.1.

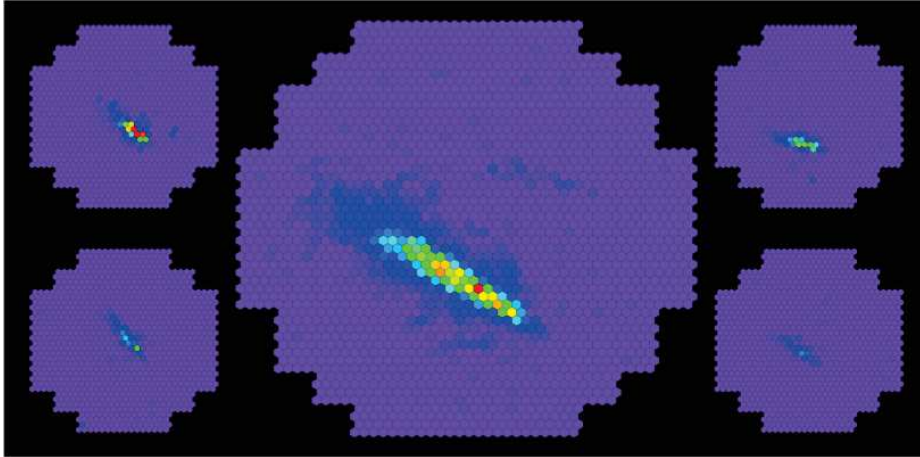
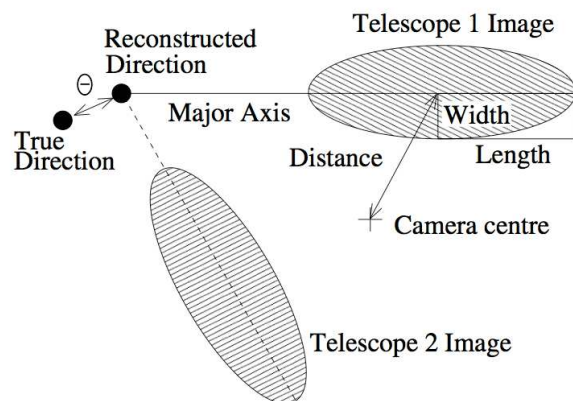


FIGURE 4.1 – Image de la gerbe électromagnétique d'un candidat γ enregistrée par les caméras de H.E.S.S. après sélection des pixels définissant la gerbe. Les petites images représentent les caméras de CT1 à 4 ; la plus grande image au centre représente la caméra de CT5.

L'estimation des paramètres géométriques de l'ellipse ajustant l'image, aussi appelés paramètres de Hillas (voir Figure 4.2) permet de remonter aux paramètres de la gerbe (Hillas 1985).

La combinaison des paramètres de Hillas obtenus pour chaque caméra, pour des événements observés en stéréoscopie, et donc sous différents angles, permet de remonter à la direction incidente du photon. On peut ainsi établir la distribution angulaire des événements mesurés en provenance de la source observée (cf. Figure 4.4 pour des analyses de type *Model*). Pour la reconstruction stéréoscopique, des coupures sur la distance de la gerbe au centre de

FIGURE 4.2 – Définition des paramètres de Hillas utilisés pour la reconstruction des événements. Les paramètres principaux sont la largeur, la longueur et la distance de l'ellipse au centre de la caméra. θ est la distance angulaire entre la direction de l'impact de la gerbe dans l'atmosphère et la position de la source observée dans le ciel. Sa distribution est donnée par la PSF (extrait de Aharonian et al. 2006a).



la caméra et sur l'intensité de l'image sont appliquées, notamment afin de rejeter les images tronquées en bords de caméra.

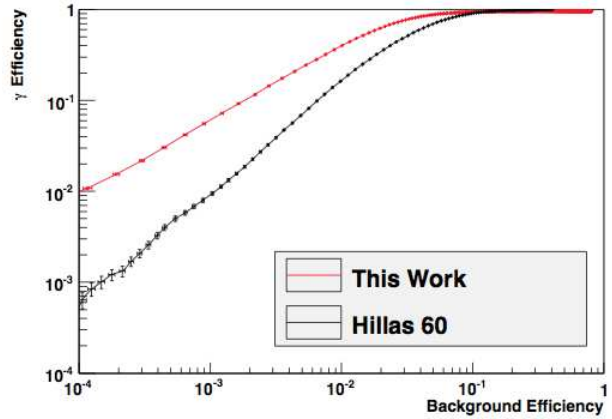
Un premier niveau de distinction entre les événements de type hadronique et ceux de type électromagnétique s'effectue en suivant la méthode *mean scaled width*, similaire à celle développée par Daum et al. (1997). Cette méthode est fondée sur la définition de variables discriminantes relatives aux paramètres de Hillas, dont la largeur (*mean reduced scaled width*) et la longueur (*mean reduced scaled length*) de l'image de la gerbe. Si la charge de l'image de la gerbe est suffisamment élevée, les paramètres de la gerbe sont alors comparés à ceux de simulations Monte Carlo de gerbes atmosphériques, stockés dans une banque de données. Cette comparaison s'effectue suivant une minimisation de χ^2 . Les simulations de gerbes atmosphériques sont produites en fonction des paramètres de la gerbe : angle zénithal (i.e. angle entre l'axe d'observation et le zénith), paramètre d'impacte (i.e. distance entre le centre de la gerbe et le télescope), énergie du photon incident. Ces simulations reproduisent la propagation de chaque particule de la gerbe dans une atmosphère suivant le modèle atmosphérique approprié au site de H.E.S.S. dans le Khomas Highland. Les générateurs de gerbe utilisés dans la collaboration sont CORSIKA (Heck et al. 1998) et KASKADE (Kertzman & Sembrski 1994). KASKADE a été fortement modifié (et traduit en C++) pour la collaboration. Pour prendre en compte la réponse instrumentale dans les simulations, les détecteurs sont également simulés. Ces simulations incluent l'efficacité de transmission globale du signal (réflectivité des miroirs, ombre de la structure et cônes de Winston) ainsi que la réponse de la chaîne d'acquisition électronique.

Les coupures sur les paramètres de la gerbe sont définis de façon à optimiser la détection de la source. Trois types de coupures sont définis dans l'analyse Hillas : *Hard*, *Standard* et *Loose*. Les coupures *Hard* sont adaptées à des sources faibles et pour lesquelles le spectre attendu est dur ($\Gamma \lesssim 2$). La coupure sur la charge de l'image de la gerbe produite par la caméra est de 200 pe. À l'inverse, les coupures *Loose* (charge minimale de 40 pe) sont adaptées aux sources intenses dont le spectre attendu est mou ($\Gamma \sim 3$). Sans a priori sur la dureté du spectre, les coupures *Standard* (charge minimale de 80 pe) sont utilisées. Pour des sources ponctuelles, la région d'analyse par défaut est défini telle que $\theta \sim 0.1^\circ$, soit approximativement la taille de la résolution angulaire de l'instrument. Pour les sources étendues, la coupure sur le θ^2 doit être adaptée à la taille de la source étudiée.

4.1.2 Analyse *Model*

L'analyse *Model* (de Naurois & Rolland 2009) repose sur un modèle semi-analytique de développement de gerbe atmosphérique. Ce modèle s'appuie sur une description précise des distributions longitudinale, latérale et angulaire des particules chargées dans la gerbe atmosphérique et inclue un paramètre supplémentaire à l'énergie, à la direction et au paramètre d'impact du photon incident : la profondeur de première interaction qui définit la profondeur dans l'atmosphère à laquelle est initiée la gerbe atmosphérique. L'introduction de ce paramètre dans le modèle de gerbe améliore la reconstruction des événements, les gerbes plus énergétiques étant plus pénétrantes dans l'atmosphère. Des simulations Monte-Carlo de gerbe atmosphérique suivant ce modèle semi-analytique sont produites pour 40 angles zénithaux, 40 paramètres d'impact (entre 0 et 400 m environ), 65 énergies de photon incident (entre 50 GeV et 20 TeV environ) et six profondeurs de première interaction (entre 0 et 5 longueurs de radiation X_0 dans la haute atmosphère). L'image du rayonnement Tcherenkov par les caméras est obtenu en tenant compte de l'absorption par l'atmosphère et de la réponse du détecteur à chaque photon Tcherenkov (efficacité quantique du détecteur et réflectivité

FIGURE 4.3 – Efficacité de sélection des évènements γ . Les performances de l'analyse *Model* obtenues avec la variable SG (rouge) sont comparées à celles de l'analyse Hillas (noir). Extrait de de Naurois & Rolland (2009).



des miroirs). Au total, près de 700 000 images simulées de gerbes sont stockés dans une banque de données. Les images observées sont ainsi ajustées par les images simulées de façon à obtenir les paramètres de la gerbe optimaux. Les paramètres de Hillas sont utilisés comme point de départ de la procédure d'ajustement.

Pour discriminer les évènements γ du fond hadronique, l'analyse *Model* utilise dans un premier temps la variable *goodness-of-fit* (G) qui compare la charge mesurée par chaque pixel de la caméra avec celle attendue par le modèle testé de gerbe simulée. A la différence des images de gerbes électromagnétiques, les images des gerbes hadroniques sont irrégulières en amplitude et peuvent présenter des régions intenses séparées de la gerbe principale ou encore un étalement, moins intense, de l'image sur une grande partie de la caméra. La *goodness-of-fit* d'une gerbe hadronique sera donc moins bonne que celle d'une gerbe électromagnétique, ce qui permet en théorie de les distinguer. Cependant, pour les gerbes les plus faibles, une grande partie de l'image de la caméra est composée de bruit de fond, ce qui dilue le signal dû à la gerbe. Deux variables discriminantes supplémentaires peuvent être utilisées pour l'ajustement des paramètres de la gerbe : la *shower goodness* (SG) et la *background goodness* (BG). Le coeur de la gerbe est défini par les pixels dont l'ajustement du modèle de gerbe prédit une charge supérieure à 0.01 pe. La *shower goodness* est une coupure similaire à la *goodness-of-fit*, mais elle ne compare que les pixels du coeur de la gerbe. Les pixels situés en dehors du coeur de la gerbe peuvent être utilisés pour définir la *background goodness* qui permettrait d'identifier les pixels en provenance des régions irrégulières des gerbes hadroniques. Ces variables de qualité permettent une soustraction du fond hadronique plus efficace que dans la méthode Hillas. La Figure 4.3 montre l'efficacité de discrimination des évènements γ , pour une sélection effectuée avec la variable discriminante *shower goodness*. Elle représente, après coupure sur SG , la fraction de photons conservés en fonction de la fraction de fond conservé. Cette efficacité de sélection est comparée à la sélection effectuée avec l'analyse Hillas, pour une amplitude d'image similaire (60 pe) et en utilisant la méthode *mean scaled width*. La SG permet donc d'avoir une efficacité de réjection du fond bien meilleure qu'avec la méthode Hillas.

Les coupures sur les paramètres de la gerbe sont définis afin d'optimiser la détection de source. Ceux adaptés à l'analyse *Model* sont résumés en table 4.1. Les valeurs données pour la taille de la région ON, θ_{\max}^2 , sont adaptées à l'analyse de sources non résolues par H.E.S.S. (voir Section 4.3 pour des informations sur la résolution angulaire de H.E.S.S.). Pour l'analyse de sources résolues (i.e. étendues), la taille de la région d'analyse doit être adaptée.

Nom	Charge min. (pe)	SG_{\max}	t_0 (X_0)	θ_{\max}^2 (deg ²)
Coupures <i>Standard</i>	60	0.6	[-1,4]	0.01
Coupures <i>Faint</i>	120	0.4	[-1,4]	0.005
Coupures <i>Loose</i>	40	0.9	[-1,4]	0.0125

TABLE 4.1 – Coupures optimales pour des analyses *Model*. t_0 est la profondeur de première interaction et θ_{\max}^2 la taille de la région ON.

4.2 Soustraction du fond

L'identification des évènements de type hadronique grâce aux variables discriminantes constitue une première étape à la soustraction du fond. Cependant, parmi les gerbes électromagnétiques sélectionnées ou évènements au titre de candidats γ , il est pratiquement impossible de dissocier l'image d'une gerbe initiée par un photon de l'image d'une gerbe initiée par un électron ou un positron. La méthode la plus couramment utilisée pour soustraire la contribution électronique (et ce qu'il reste d'hadronique) dans la région d'analyse, dite région ON, s'appelle *reflected background* (Berge et al. 2007) et doit être combinée à des observations réalisées en mode *wobble*. Le mode d'observation *wobble* consiste à pointer les télescopes à une distance angulaire d'environ 0.5° de la position nominale de la source, décalant ainsi la région d'analyse du centre de la caméra. Le bruit de fond est estimé à partir de régions de contrôle, dites régions OFF, de même géométrie et positionnées dans le champ de vue à égale distance angulaire du centre de la caméra que la région ON, dans des zones sans signal. L'acceptance étant, en première approximation, radiale par rapport au centre de la caméra, les régions OFF ont la même acceptance que la région d'analyse. L'acceptance dépend néanmoins de l'angle zénithal. Aussi, si la distance angulaire entre la région d'analyse et le centre de la caméra est important, certaines régions OFF peuvent avoir des angles zénithaux significativement différents de celui de la région ON et l'approximation d'une acceptance radiale n'est alors plus valide. Cette méthode peut donc introduire une source d'erreurs systématiques non négligeable si la distance angulaire entre la région d'analyse et le centre de la caméra est important. On rencontre ce cas avec l'analyse du SNR G349.7+0.2 pour lequel une grande partie des runs utilisés, dédiés à l'observation d'une source voisine, ont un décalage de pointé supérieur à 2° par rapport à la position nominale de G349.7+0.2 (voir chapitre 8 et annexe C). Afin de limiter le biais dû à cet effet, un gradient linéaire est ajusté sur la distribution des angles zénithaux des évènements de fond. Ce gradient d'angle zénithal est alors pris en compte dans le calcul de l'acceptance afin de corriger cet effet dans l'analyse *Model*.

Une fois les contributions ON et OFF mesurées, la significativité de la source est calculée à partir de l'équation 17 de Li & Ma (1983) et la distribution angulaire des évènements identifiés comme des γ en fonction de la distance angulaire au centre de la région d'analyse est représentée. Dans le cas d'une source émettrice, la distribution de la distance angulaire θ entre le centre de la région analysée et la position reconstruite des évènements identifiés comme des γ dans le ciel présente deux composantes : Une composante plate associée aux évènements de fond et une composante piquée en 0 associée aux évènements γ en provenance de la région analysée, en présence de signal. Des exemples de distribution angulaire des évènements γ sont montrés en Figure 4.4, pour les SNR G349.7+0.2 et Puppis A dont les analyses H.E.S.S. sont détaillées aux chapitres 8 et 9, respectivement. Le niveau de fond est deux fois plus important dans la région de Puppis A que dans la région de G349.7+0.2, et

aucun signal γ n'est détecté en provenance du SNR Puppis A. La significativité des régions émettrices est affichée sur les images en Figure 4.4.

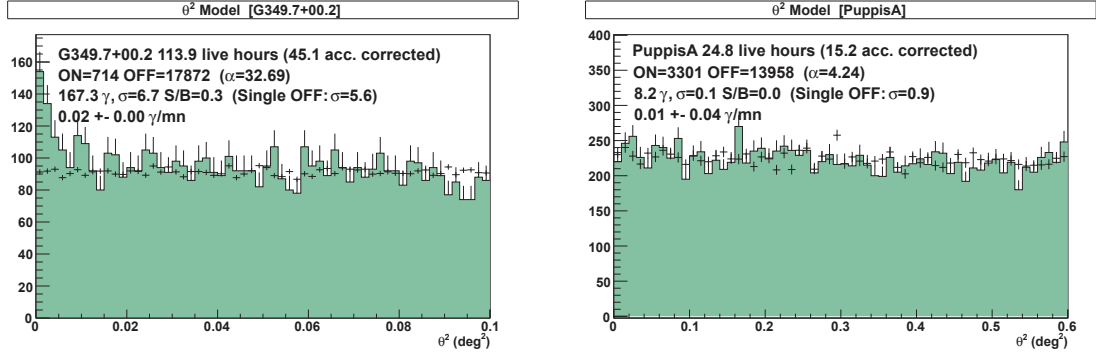


FIGURE 4.4 – *Gauche* : Distribution angulaire par rapport au centre de la région d'analyse, du nombre de candidats γ (vert) et du nombre normalisé de candidats de fond (croix noires), pour une analyse *Model*. La région d'analyse définie pour le SNR G349.7+0.2 (voir détails au chapitre 8) est adaptée à une source ponctuelle : $\theta = 0.1^\circ$ et les coupures standard ont été utilisées. *Droite* : Idem qu'à gauche, pour la région d'analyse définie pour le SNR Puppis A (voir détails au chapitre 9) et adaptée à une source étendue de rayon $\theta = 0.38^\circ$. Aucun excès significatif n'est mesuré en provenance du SNR Puppis A.

4.3 Performances de H.E.S.S.

Pour définir les performances de l'instrument, des gerbes électromagnétiques et leurs observations par les télescopes H.E.S.S. sont là encore simulées. Les gerbes sont simulées pour différents angles zénithaux, énergies et différentes natures de particules primaires initiant la gerbe. La production, la propagation dans l'atmosphère et enfin l'arrivée sur la caméra des photons Tcherenkov produits par les gerbes sont simulées photon par photon suivant le modèle semi-analytique détaillé dans (de Naurois & Rolland 2009) pour l'analyse *Model*.

La surface effective de H.E.S.S. est la surface moyenne sur laquelle une gerbe électromagnétique va déclencher le système et passer les coupures de l'analyse utilisée. Elle est approximativement plate à hautes énergies et chute brutalement à basses énergies, les gerbes étant alors trop peu énergétiques pour être détectées. Le seuil en énergie de l'instrument pour une source donnée, est défini comme l'énergie minimale pour laquelle la surface effective est à environ 15-20% de la surface effective nominale à haute énergie. La résolution en énergie de H.E.S.S., donnée en pourcentage de E_{true} , caractérise la taille de intervalle en énergie dans lequel 68% des événements d'énergie vraie E_{true} sont reconstruits à une énergie E_{reco} . Le biais en énergie caractérise le décalage moyen entre E_{reco} et E_{true} . La résolution angulaire θ donne la région dans laquelle 68% des événements sont reconstruits à une distance angulaire θ de la direction réelle du photon incident. Résolution angulaire et résolution en énergie dépendent faiblement de l'énergie au delà de ~ 100 GeV. Pour la Phase II, en mode monoscopique, la résolution angulaire se dégrade pour des énergies inférieures à ~ 80 GeV. Les performances de H.E.S.S. sont par ailleurs fortement dépendantes de l'angle zénithal de l'observation. En particulier, avec CT1-4, l'énergie de seuil varie de ~ 200 GeV pour une source observée proche du zénith à ~ 1 TeV pour des observations à angles zénithaux de $\sim 60^\circ$.

Les performances de H.E.S.S. sont données en Table 4.2 pour H.E.S.S. Phase I (coupures Standard, observations à angle zénithal $\theta_Z \sim 0^\circ$, énergies $E_\gamma \gtrsim 100$ GeV) et H.E.S.S. Phase

II en mode monoscopique (coupure Loose et Standard confondues, observations à $\theta_Z \sim 20^\circ$, $E_\gamma \gtrsim 40$ GeV). Les informations relatives à H.E.S.S. Phase II sont encore préliminaires et susceptibles d'être modifiées/améliorées.

	Résolution angulaire ($^\circ$)	Résolution en énergie (%)	Biais en énergie (%)	Acceptance (m^2)
H.E.S.S. I Stereo Std cuts, $\theta_Z \sim 0^\circ$ $E_\gamma \gtrsim 100$ GeV	0.08	$\lesssim 15\%$	$< 5\%$	10^5
H.E.S.S. II Mono Std/Loose cuts, $\theta_Z \sim 20^\circ$ $E_\gamma \gtrsim 40$ GeV	0.15-0.35	$\lesssim 30\%$	$\lesssim 5\%$	10^5

TABLE 4.2 – Performances de H.E.S.S.

4.4 Reconstruction spectrale

En raison des incertitudes sur l'énergie reconstruite des évènements, qui dépend elle-même de l'énergie, une méthode de convolution spectrale (*forward folding*, (Piron et al. 2001a)) a été développée au sein de la collaboration. Cette méthode prend en compte la réponse instrumentale par laquelle est convoluée la forme spectrale testée. Les formes spectrales utilisées pour l'étude des SNRs (voir Partie III) sont :

- la loi de puissance simple : $\phi(E) = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma}$
- la loi de puissance avec coupure exponentielle : $\phi(E) = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma} e^{-(E/E_{\text{cut}})^\beta}$
- la loi de puissance brisée : $\phi(E) = \begin{cases} \phi_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma_1} & \text{si } E < E_{\text{break}} \\ \phi_0 \left(\frac{E_{\text{break}}}{E_0}\right)^{\Gamma_2 - \Gamma_1} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma_2} & \text{si } E > E_{\text{break}} \end{cases}$

avec $\phi_0 = \phi(E_0)$, Γ l'indice spectral, E_{break} l'énergie de la cassure spectrale, E_{cut} l'énergie de coupure et β définit la forme de la coupure.

Les flux γ observés sont souvent trop faibles pour distinguer clairement un spectre en loi de puissance simple d'un spectre en loi de puissance brisée ou avec coupure exponentielle. Aussi, la loi de puissance brisée avec coupure exponentielle, bien que tout à fait réaliste, notamment dans le cas des SNR, n'est pas considérée.

Un algorithme de minimisation par un estimateur de vraisemblance est utilisé pour comparer le flux différentiel mesuré dans chaque bin en énergie à celui attendu pour la forme spectrale testée, une fois convoluée par la réponse instrumentale. Les évènements ON et OFF dans chaque bin en énergie sont supposés suivre une statistique de Poisson, autorisant en particulier le traitement de faibles taux de comptage.

Le nombre d'évènements γ attendus dans un bin d'énergie reconstruite $[\tilde{E}_{\text{min}}, \tilde{E}_{\text{max}}]$ pour la forme spectrale testée $\phi(E)$ est :

$$N = T_{\text{ON}} \int_{\tilde{E}_{\text{min}}}^{\tilde{E}_{\text{max}}} d\tilde{E} \int_0^\infty \phi(E) A(\theta_{\text{zen}}, E) P(\theta_{\text{zen}}, E \rightarrow \tilde{E}) dE \quad (4.1)$$

où T_{ON} est le temps d'exposition, $A(\theta_{\text{zen}}, E)$ l'acceptance et $P(\theta_{\text{zen}}, E \rightarrow \tilde{E})d\tilde{E}$ la probabilité de reconstruire une énergie \tilde{E} dans l'intervalle $[\tilde{E}, \tilde{E} + d\tilde{E}]$, pour un évènement d'angle zénithal θ_{zen} et d'énergie vraie E .

Le nombre d'évènements γ attendus est comparé au nombre d'évènements γ mesurés dans chaque bin en énergie suivant un processus de minimisation, afin d'estimer les paramètres de l'ajustement sur la forme spectrale testée. On peut voir un exemple de reconstruction spectrale en loi de puissance pour une source ponctuelle au chapitre 8, pour le SNR G349.7+0.2.

4.4.1 Limites supérieures sur les flux de photons

Si la significativité de la source n'est pas suffisante et ne permet pas la convergence de la minimisation présentée dans la section précédente, des limites supérieures sur le flux γ peuvent être extraites. Dans ce cas, la limite supérieure à $x\%$ de degré de confiance sur le flux mesuré dans un bin en énergie $[E_{\text{min}}, E_{\text{max}}]$, et pour une forme spectrale ϕ , est donné par :

$$\Phi_{99\%}^{UL}(\tilde{E}_{\text{min}} - \tilde{E}_{\text{max}}) = \frac{n_{x\%}^{UL}}{N} \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} \phi(E) dE \quad (4.2)$$

où N est le nombre d'évènements γ attendus, défini par l'équation 4.1. $n_{x\%}^{UL}$ est la limite supérieure sur le nombre d'évènements γ mesurés en provenance de la région d'analyse. Il est estimé en suivant l'approche de Feldman & Cousins (1998) ou Rolke et al. (2005). Cette dernière approche prend en compte les incertitudes sur le nombre d'évènements de fond et devient donc particulièrement pertinente lorsqu'il y a peu d'évènements.

Des limites supérieures différentielles de détection à 99% de degré de confiance ont été obtenues en provenance du SNR Puppis A, et sont présentées au Chapitre 9. Pour ce, j'ai été amenée à modifier le calcul de limites supérieures différentielles dans le software H.E.S.S.-France. En effet, les statistiques $n_{x\%}^{UL}$ et N des évènements par bin en énergie étaient correctement calculées, mais la forme spectrale supposée ϕ était intégrée entre E_{\min} et l'infini au lieu de l'être sur le bin en énergie choisi. Cette modification a permis de corriger de plus d'un facteur deux les limites supérieures différentielles de Puppis A. La comparaison des limites supérieures différentielles obtenues avant et après la correction apparaît en Figure 4.5. Les détails de l'analyse et l'interprétation de résultats est détaillée en Chapitre 9.

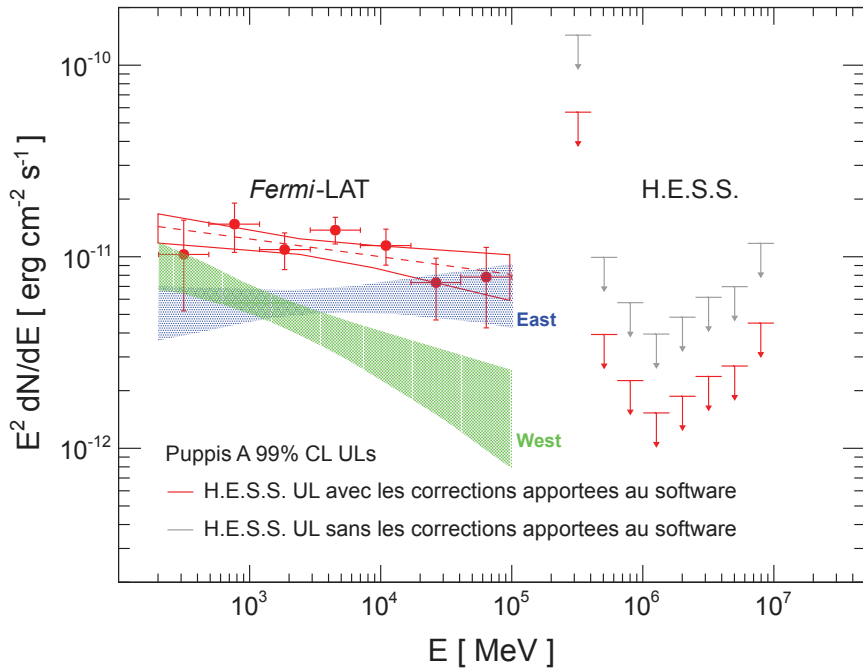


FIGURE 4.5 – Comparaison des limites supérieures différentielles sur le flux γ du SNR Puppis A, à 99% de degré de confiance, avant (gris) et après (rouge) correction du software H.E.S.S.-France.

4.4.2 Analyse spectrale de sources étendues

Les tables d'acceptance et de résolution en énergie disponibles par défaut pour les analyses spectrales ont été générées pour des sources ponctuelles, pour les trois tailles de région d'analyse données en Table 4.1. Or l'acceptance et la résolution en énergie dépendent de l'angle zénithal et du décalage par rapport au centre de la caméra du photon incident. Pour des sources étendues, il faut donc recalculer les tables spectrales pour la morphologie supposée de la source à l'aide de simulations Monte Carlo de l'instrument. En plus d'être lourde en calculs, cette méthode repose sur les hypothèses que la morphologie de la source étudiée est

parfaitement connue, d'une part, et d'autre part, que la forme spectrale ne varie pas au sein de la région étudiée.

Une autre méthode peut être utilisée pour l'analyse de sources étendues : la méthode *Full containment*. Cette méthode utilise les tables d'acceptance et de résolution en énergie produites en simulant le signal Tcherenkov d'une source infiniment grande devant la résolution angulaire de l'instrument (1° de rayon pour les tables spectrales associées à l'analyse *Model*). Le flux de la source étudiée est ensuite calculé dans la région d'intégration définie pour l'analyse, en utilisant les tables spectrales *Full containment*. Cette méthode repose sur le fait que les surfaces effectives et résolutions en énergie ne dépendent que faiblement de la taille de la source, dès lors que celle-ci est significativement supérieure à la PSF de l'instrument. L'utilisation de cette méthode suppose que la brillance de surface de la source est approximativement uniforme, c'est à dire que la migration des événements de la source en dehors de la région est compensée par la migration des événements extérieurs dans la région d'analyse, ou alors que toute l'émission est incluse dans la région. source.

La méthode du *Full containment* a été utilisée pour extraire les limites supérieures de Puppis A (voir Chap. 9) et des SNRs étudiés dans le cadre du catalogue SNR H.E.S.S. (voir Chap. 10).

Deuxième partie

Description et modélisation des vestiges de supernova

Les trois chapitres suivants présentent le modèle que j'ai développé, en collaboration avec A. Marcowith et M. Renaud, dans le but de calculer le flux non-thermique large bande issu des différents mécanismes d'émission des particules accélérées au choc principal des SNRs, et en particulier le flux γ de ces sources. Ceci est réalisé en suivant l'évolution dynamique du vestige dans différents environnements interstellaires/circumstellaires (Chapitre 5), au travers des solutions analytiques de l'évolution temporelle du choc principal. Ce travail portant sur l'hydrodynamique des SNRs est relié aux propriétés de l'accélération des particules au travers de la vitesse de propagation de l'onde de choc. Ce paramètre intervient en particulier dans la valeur de l'énergie maximale atteinte par les particules accélérées au choc principal. Dans un second temps, j'ai modélisé de façon simplifiée l'amplification du champ magnétique au choc ainsi que les pertes subies par les particules accélérées et confinées au choc (Chapitre 6). Le dernier chapitre détaille les processus d'émission de photons détectables depuis le domaine radio aux γ de très hautes énergies (Chapitre 7). Toutes les figures données dans la suite de cette partie sont obtenues via l'outil de modélisation que j'ai développé. Ce travail constitue la première étape complétée dans l'étude et la modélisation des SNRs. Certains développements restent cependant à mener¹. Une des prochaines étapes sera notamment d'étendre cette modélisation au passage d'une discontinuité de densité liée à un nuage moléculaire.

1. A cet égard, un séjour prévu à l'Université de Chicago d'ici la fin de l'année va me permettre de continuer le développement de cet outil, dans le cadre d'une collaboration avec V. Dwarkadas.



Chapitre 5

Evolution dynamique des SNRs

Sommaire

5.1	SN thermonucléaires	78
5.2	SN à effondrement gravitationnel	80
5.3	Interaction du SNR avec un milieu neutre dense	83

L'évolution dynamique de l'onde de choc résulte du transfert de l'énergie cinétique des éjecta vers le milieu extérieur choqué. Elle dépend donc du profil en densité du milieu dans lequel elle se propage.

La première phase de propagation de l'onde de choc dans le milieu interstellaire (ISM, *Interstellar Medium*) est dite phase *dominée par les ejecta*. Elle dure d'une centaine à un millier d'années, tant que la matière interstellaire balayée par l'onde de choc représente une masse faible devant la masse des éjecta, l'onde de choc étant alors faiblement décélérée. Le SNR passe ensuite en phase de *Sedov-Taylor* au cours de laquelle l'onde de choc est significativement freinée par la matière interstellaire balayée par le choc. La vitesse du choc diminue progressivement. Après plusieurs milliers d'années ($\gtrsim 10\,000$ yr), la matière interstellaire s'est accumulée derrière l'onde de choc. La vitesse du choc atteint alors des valeurs de l'ordre de la centaine de km/s et le temps caractéristique des pertes radiatives de la matière accumulée derrière le choc devient inférieure à l'âge du SNR. Le SNR entre alors dans une phase dite *radiative* ou du *chasse-neige* (*snow-plow*). Les solutions décrivant la dynamique du choc ne sont alors plus fondées sur la conservation de l'énergie. Après plusieurs centaines de milliers d'années, la coquille de matière balayée finit par se dissoudre dans le milieu environnant et le SNR disparaît.

Dans la suite de ce travail, l'évolution dynamique du choc *principal* pour les SNRs jeunes ($\lesssim 5\,000$ yr) est modélisée en supposant une expansion à symétrie sphérique de l'onde de choc et suivant la solution unifiée de Truelove & McKee (1999) généralisée à un milieu ambiant uniforme ou de type vent stellaire (voir détails en Annexe A.1 et Figure 5.1). Les différentes solutions donnant la position et la vitesse du choc sont résumées dans les Tables 5.1 et 5.2, respectivement. Elles sont semblables à celles données dans les travaux de Ptuskin & Zirakashvili (2005).

	SN Ia	cc-SN
ED	$5.3 \left(\frac{E_{51}^2}{n_{ISM} M_{ej}} \right)^{1/7} t_{kyr}^{4/7}$	$7.9 \left(\frac{E_{51}^{7/2} u_{w,6}}{M_{-5} M_{ej}^{5/2}} \right)^{1/8} t_{kyr}^{7/8}$
ST	$4.3 \left(\frac{E_{51}}{n_{ISM}} \right)^{1/5} t_{kyr}^{2/5} \left(1 - \frac{0.06 M_{ej}^{5/6}}{E_{51}^{1/2} n_{ISM}^{1/3} t_{kyr}} \right)^{2/5}$	Thin shell approx. (cf. Sec. 5.2)

TABLE 5.1 – Evolution de la taille du SNR R_{sh} (pc) dans les phases dominée par les éjecta (ED) et de Sedov-Taylor (ST), pour des SN thermonucléaire (à gauche, *SN Ia*) et gravitationnelle (à droite, *cc-SN*). Pour ces dernières, l'évolution est donnée dans la bulle formée par le progéniteur exclusivement. E_{51} , M_{ej} , n_{ISM} , M_{-5} , $u_{w,6}$ et t_{kyr} sont l'énergie d'explosion en SN en unité de 10^{51} erg, la masse des éjecta en unité de masse solaire, la densité de l'ISM en cm^{-3} , le taux de perte de masse du progéniteur en unité de $10^{-5} M_{\odot}$, la vitesse des vents émis par le progéniteur en unité de 10^6 m/s et l'âge du SNR en unité de 1000 yr, respectivement.

	SN Ia	cc-SN
ED	$2.7 \cdot 10^3 \left(\frac{E_{51}^2}{n_{ISM} M_{ej}} \right)^{1/7} t_{kyr}^{-3/7}$	$5.2 \cdot 10^3 \left(\frac{E_{51}^{7/2} u_{w,6}}{M_{-5} M_{ej}^{5/2}} \right)^{1/8} t_{kyr}^{-1/8}$
ST	$1.7 \cdot 10^3 \left(\frac{E_{51}}{n_{ISM}} \right)^{1/5} t_{kyr}^{-3/5} \left(1 - \frac{0.06 M_{ej}^{5/6}}{E_{51}^{1/2} n_{ISM}^{1/3} t_{kyr}} \right)^{-3/5}$	Thin shell approx. (cf. Sec. 5.2)

TABLE 5.2 – Evolution de la vitesse de l'onde de choc v_{sh} (km s^{-1}) dans les phases dominée par les éjecta (ED) et de Sedov-Taylor (ST), pour des SN thermonucléaire (à gauche, *SN Ia*) et gravitationnelle (à droite, *cc-SN*). Pour ces dernières, l'évolution est donnée dans la bulle formée par le progéniteur exclusivement. (Même définition des paramètres qu'en Table 5.1).

5.1 SN thermonucléaires

Dans le cas des SN de type Ia, l'étoile progéniteur n'émet pas de rayonnement ionisant et a un taux de perte de masse négligeable comparé aux étoiles plus massives. Elle ne modifie donc pas significativement son milieu circumstellaire (CSM, *Circumstellar Medium*) et celui-ci peut être considéré comme faiblement ionisé et homogène avec une densité en Hydrogène atomique de l'ordre $0.1\text{-}1 \text{ cm}^{-3}$.

On suppose donc que le milieu dans lequel évolue le SNR est homogène. Le profil en densité des éjecta est approximé par une loi de puissance de la forme $\rho_{ej} \propto r^{-k}$, avec $k = 7$, r étant la distance au centre de l'explosion. La dynamique du choc pour les SN thermonucléaires dépend essentiellement de l'énergie totale libérée lors de l'explosion E_{SN} (notée par la suite en unité $E_{51} = 10^{51}$ erg), de la densité du milieu environnant n_{ISM} (en cm^{-3}), et de la masse des éjecta M_{ej} (en unité de masses solaires M_{\odot}). Les évolutions temporelles du rayon R_{sh} et de la vitesse v_{sh} du choc au cours des phases dominée par les éjecta et adiabatique sont données dans les tableaux 5.1 et 5.2, respectivement (à gauche). Les évolutions du rayon, de la vitesse du choc et de la masse de matière balayée par le choc M_{su} pour une énergie d'explosion de 10^{51} erg et $1 M_{\odot}$ d'éjecta, dans un milieu homogène de densité $n_{ISM} = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ (voir Figure 5.1 en rouge) sont présentées en Figures 5.2 et 5.3 (en rouge, voir détails des calculs en Annexe A.1).

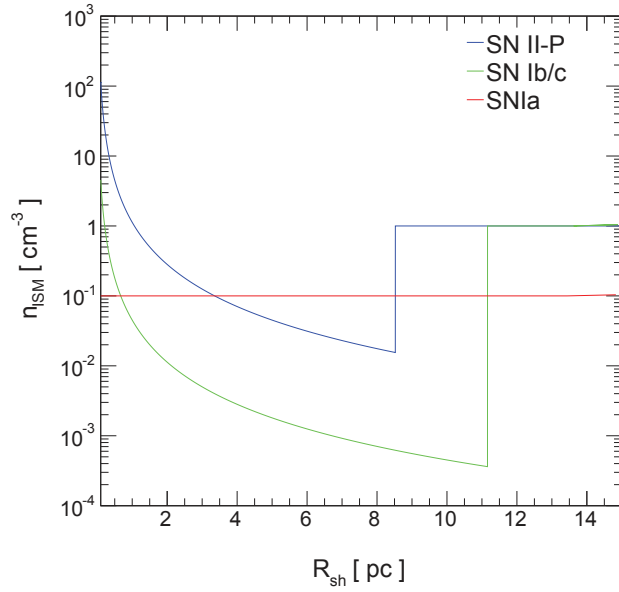


FIGURE 5.1 – Profils en densité simplifiés de l’ISM/CSM dans lequel évolue l’onde de choc pour des SNRs de type Ia (rouge), II-P (bleu) et Ib/c (vert). Les densités de l’ISM sont données en table 5.3. Le SNR de type II-P (Ib/c) évolue dans la bulle formée par le progéniteur jusqu’à $R_{\text{shell}} \sim 8$ pc ($R_{\text{shell}} \sim 11$ pc), où il rencontre alors, après un temps t_{shell} , la coquille de masse totale $M_{\text{shell}} \sim 10 M_{\odot}$ (non représentée sur le profil car supposée infiniment fine), puis poursuit son évolution dans un milieu homogène.

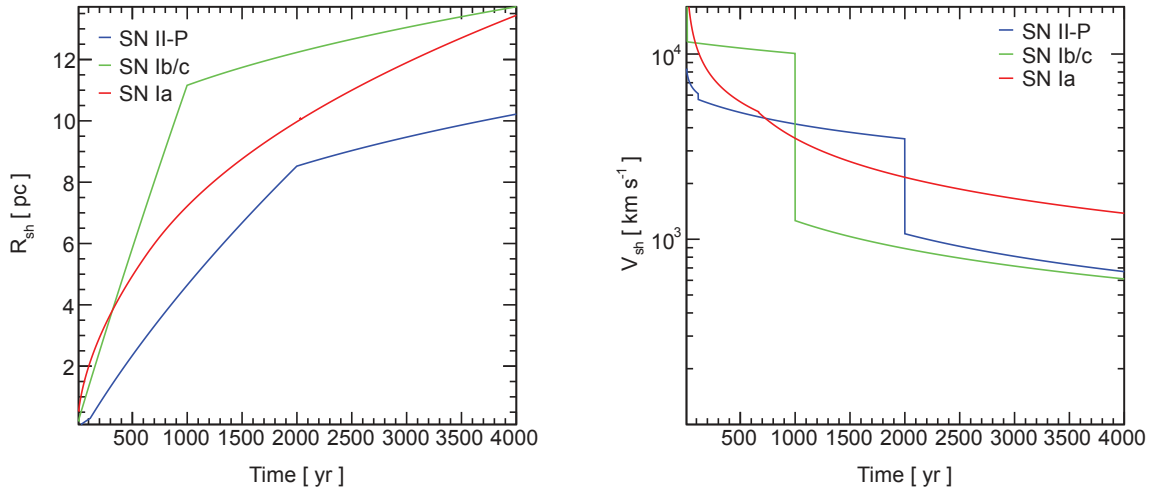


FIGURE 5.2 – Evolution temporelle du rayon (gauche) et de la vitesse (droite) du choc pour des SNRs de type Ia (rouge), II-P (bleu) et Ib/c (vert), pour des profils en densité donnés en Figure 5.1, et les jeux de paramètres donnés en Table 5.3.

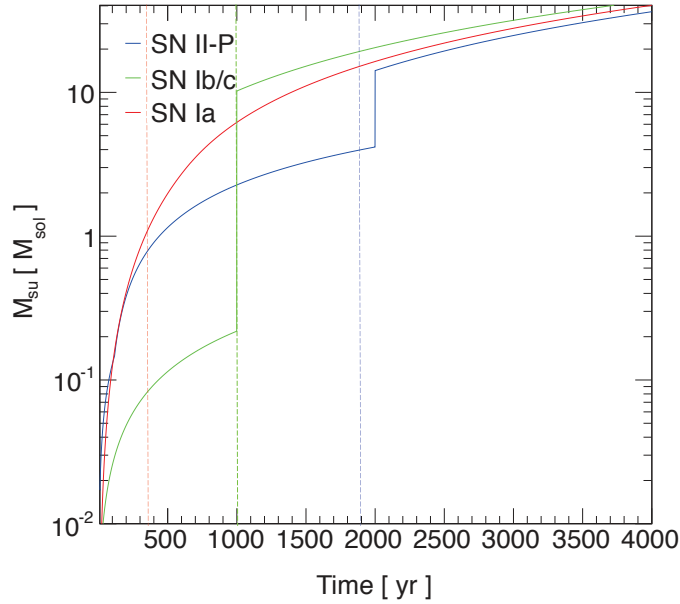


FIGURE 5.3 – Evolution temporelle de la masse de matière balayée par l’onde de choc pour des SNRs de type Ia (rouge), II-P (bleu) et Ib/c (vert), pour des profils en densité donnés en Figure 5.1, et les jeux de paramètres donnés en Table 5.3. Les lignes verticales en pointillés (même code de couleur) indiquent l’âge à partir duquel la masse de matière balayée devient supérieure à la masse des éjecta. Le SNR est alors en transition vers la phase de Sedov-Taylor. Dans le cas du SN Ib/c, lorsque l’onde de choc sort de la cavité, elle rencontre la coquille formée par la matière balayée par les vents stellaires ce qui entraîne sa transition en phase de Sedov-Taylor.

	SN Ia	SN II-P	SN Ib/c
E_{SN} (erg)	E_{51}	E_{51}	E_{51}
M_{ej} (M_{\odot})	1	4	1
\dot{M} ($10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	-	2	2
u_w (km s^{-1})	-	50	1000
cavité \rightarrow ISM			
M_{shell} (M_{\odot})	-	10	10
t_{shell} (yr)	-	2000	1000
n_{ISM} (cm^{-3})	0.1	1	1

TABLE 5.3 – Paramètres utilisés pour modéliser l’évolution dynamique du choc pour des SNRs de type Ia, II-P (phases MS+RSG) et Ib/c (phases MS+RSG+WR).

5.2 SN à effondrement gravitationnel

Les SN à effondrement gravitationnel (*cc-SN*, *core-collapse SN*) résultent de l’effondrement d’étoiles massives ($M \gtrsim 8M_{\odot}$). Au cours des différentes phases de leur évolution, ces étoiles massives ont éjecté une quantité importante de leur masse au travers de vents

stellaires, balayant le milieu interstellaire environnant et formant ainsi une cavité de faible densité, séparée du milieu interstellaire stable par une coquille résultant de l'accumulation de matière éjectée et choquée par les vents. Deux paramètres relatifs à l'étoile progénitrice déterminent le profil en densité de la cavité ainsi formée : le taux de perte de masse \dot{M} et la vitesse du vent stellaire u_w . On différencie généralement deux régimes de perte de masse des étoiles évoluées : celui des supergéantes rouges (RSG, Red Supergiant) qui sont des étoiles massives froides ($M \sim 10 - 40 M_\odot$, $T \sim 4000$ K en surface), et celui des Wolf-Rayet (WR), étoiles massives chaudes ($M \gtrsim 35 M_\odot$, $T \sim 3 \cdot 10^4 - 10^5$ K en surface).

Les RSG se caractérisent par des vents lents ($u_w \sim 10 - 100 \text{ km s}^{-1}$) et un taux de perte de masse important ($\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) (e.g. van Loon et al. 1999). Il en résulte un milieu circumstellaire de densité élevée ($n_{CSM} \sim 1 - 1000 \text{ cm}^{-3}$ sur 1-2 pc) dans une cavité s'étendant sur quelques parsecs. Cette première cavité est généralement entourée d'une autre cavité de densité plus faible et pouvant atteindre plusieurs dizaines de parsecs de rayon, formée par le vent de l'étoile en séquence principale (MS, *Main Sequence*). Les RSG sont supposés être les progéniteurs des SN de type II-P, qui représentent 60 à 70% des cc-SN (Smartt 2009).

Les étoiles WR sont généralement issues d'étoiles de type O et B dont le taux de perte de masse et la vitesse de vent varient entre $10^{-8} - 10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ et $1000-3000 \text{ km s}^{-1}$, respectivement (de Jager et al. 1988). Après quelques millions d'années en phase MS, elles passent généralement par la phase de RSG puis WR sur quelques centaines de milliers d'années. Pendant la phase WR, le taux de perte de masse atteint $\sim 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (Crowther 2007). Les vents étant rapides ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$, Crowther 2007), la cavité formée peut s'étendre parfois sur des dizaines de parsecs et a une densité deux à trois ordres de grandeurs plus faible que pour les RSG. Les étoiles WR sont à l'origine des SN de type Ib/c, qui représentent 20 à 30% des cc-SN. Le type de progéniteur à l'origine des $\sim 10\%$ de cc-SN restant est encore incertain (Smartt 2009).

Les profils en densité simplifiés des cavités formées par des progéniteurs de type MS+RSG et MS+RSG+WR sont présentés en Figure 5.1 (en bleu et vert, respectivement). La rencontre de l'onde de choc avec la coquille de masse M_{shell} (en unité de masse solaire), formée par le progéniteur est supposée intervenir au temps t_{shell} (en yr). Des profils plus réalistes sont montrés en Annexe A.2. Comme le montrent les Figures A.2, l'évolution dynamique du choc pour les SN Ib/c associé au profil en Figure A.1 est légèrement modifié, mais on préfère se limiter au profil plus simple donné ci-dessus afin d'éviter de devoir prendre en compte plusieurs discontinuités de densité dans la suite de ce travail.

Les différents facteurs influençant le passage en phase WR suite à une phase de RSG, ainsi que les durées de chacune des phases sont encore aujourd'hui mal connus. La masse de la coquille formée entre la cavité et l'ISM non perturbé dépend également de l'étoile progénitrice et de l'environnement dans lequel il a évolué. On présente ici un modèle simplifié pour décrire l'évolution dynamique du choc dans les cas où le progéniteur est passé par des phases MS+RSG ou MS+RSG+WR. Davantage de détails sont donnés dans les articles suivants : Dwarkadas (2005) et Dwarkadas (2007).

Le profil en densité créé par les vents stellaires, considérés comme stationnaires, est donnée par :

$$\rho_{CSM}(r) \sim (5.6 \cdot 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}) \dot{M}_{-5} r_{pc}^{-2} u_{w,6}^{-1} \quad (5.1)$$

où \dot{M}_{-5} est en unité de $10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, r_{pc} en pc et $u_{w,6}$ en unité de 10^6 cm s^{-1} .

Dans le cas des cc-SN, le profil en densité des éjecta suit une loi de puissance de forme

$\rho_{ej} \propto r^{-k}$, avec k entre 10 et 14. On prend ici $k = 10$. Les évolutions temporelles du rayon R_{sh} et de la vitesse v_{sh} du choc au cours de la phase dominée par les éjecta sont données dans les tableaux 5.1 et 5.2, respectivement, suivant les équations données en Annexe A.1.

Après quelques centaines d'années en phase dominée par les éjecta ($R_{sh} \sim 1$ pc), la matière interstellaire balayée s'est accumulée derrière l'onde de choc et forme une couche dense, dont la masse totale est donnée par :

$$M_{su}(R) = 4\pi \int_0^R \rho_{CSM}(r) r^2 dr \quad (5.2)$$

Une description analytique de l'évolution dynamique du choc en phase adiabatique est obtenue via l'approximation de la *coquille mince* (*thin shell approximation* ; Ostriker & McKee (1988)). Ce modèle suppose que la matière balayée par le choc est confinée en une coquille infiniment fine située juste derrière l'onde de choc. De plus, la pression au sein de cette coquille est supposée négligeable comparée à la pression du gaz interstellaire juste en amont du choc.

Dans ce modèle, on suppose que le gaz circumstellaire est distribué suivant une symétrie sphérique. La résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement du gaz accumulé derrière le choc conduit à une paramétrisation de la vitesse du choc v_{sh} et de l'âge du SNR t , comme des fonctions du rayon du choc R_{sh} (Ptuskin & Zirakashvili 2005) :

$$\begin{aligned} u_{sh}(R_{sh}) &= \frac{\gamma_{ad} + 1}{2} \left(\frac{2w E_{SN}}{M_{su}^2(R_{sh}) R_{sh}^w} \times \int_0^{R_{sh}} M_{su}(r) r^{w-1} dr \right)^{1/2} \\ t(R_{sh}) &= \int_0^{R_{sh}} \frac{dr}{u_{sh}(r)} \end{aligned} \quad (5.3)$$

où $w = \frac{6(\gamma_{ad}-1)}{\gamma_{ad}+1}$ et γ_{ad} est l'indice adiabatique du gaz ($\gamma_{ad} = 4/3$ dans le cas où la pression en aval du choc est fixée par des particules relativistes).

Les équations décrivant la phase dominée par les éjecta (cf Tableaux 5.1 et 5.2), et celles obtenues à partir de l'approximation de la coquille mince paramétrisent l'évolution dynamique d'un cc-SNR dans la cavité formée par les vents de l'étoile progéniteur, uniquement.

L'ISM est supposé homogène et nécessite une autre paramétrisation. Pour prendre en compte l'évolution du choc en milieu homogène, on reprend la solution unifiée de Truelove & McKee (1999) (voir Annexe A.1) avec $k = 10$, $s = 0$ et les mêmes paramètres d'explosion E_{SN} et M_{ej} que pour la solution dans la cavité. La cavité formée par le progéniteur est entourée d'une coquille de masse non négligeable, résultant de l'accumulation de matière poussée par les vents stellaires au cours des phases de MS, RSG et WR. Lorsque l'onde de choc passe la discontinuité de contact (CD : cavité \rightarrow ISM), elle a accumulé une masse de matière M_{su}^{CD} constituée de la matière balayée dans la cavité plus la masse de la coquille M_{shell} séparant la cavité de l'ISM, supposée égale à $10 M_{\odot}$ dans notre cas¹. La solution en milieu homogène ($k = 10$, $s = 0$) est alors raccordée à la solution en cavité ($k = 10$, $s = 2$) à partir du moment où elle vérifie $M_{su} = M_{su}^{CD}$. Les évolutions de la position et de la vitesse du choc, ainsi que celle de la masse de matière balayée par les chocs de SN II-P et Ib/c évoluant dans les profils en densité donnés en Figure 5.1, sont présentées en Figure 5.2 et 5.3, en bleu et vert, respectivement.

Les discontinuités observées dans la vitesse du choc en sortie des cavités reflètent le changement brutal de densité. Cet aspect de la modélisation serait à étudier plus en détails, mais ceci n'entre pas dans le cadre de cette étude.

1. Cette valeur (réaliste, Dwarkadas 2005) a été choisie arbitrairement ici. L'effet de la masse de la coquille M_{shell} sur la dynamique du choc est montré en Annexe A.3

Lorsque la masse de la coquille est très importante devant la masse des éjecta, le passage de la discontinuité peut entraîner la transition en phase radiative du SNR. L'évolution dynamique de l'onde de choc au cours de cette phase, dans un milieu homogène, est décrite dans Cioffi et al. (1988a). Elle n'a cependant pas été implémentée dans la modélisation présentée ici.

5.3 Interaction du SNR avec un milieu neutre dense

Lorsqu'un SNR entre en interaction avec un milieu neutre dense, une grande partie de l'énergie cinétique de l'onde de choc est transférée au milieu choqué qui est alors comprimé. La vitesse de l'onde de choc et l'accroissement du rayon peuvent alors être considérablement réduits.

Une première approximation consiste à supposer un nuage moléculaire (MC, *molecular cloud*) homogène de densité $n_{\text{MC}} \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ adjacent à la cavité formée par les vents stellaires. On aura donc des profils en densité similaires à ceux en Figure 5.1 (bleu et vert) mais avec des sauts en densité de plusieurs ordres de grandeurs lors de la sortie de la cavité. L'évolution dynamique du choc sera donc similaire à celles présentées en Figure 5.2 (bleu et vert), néanmoins, son expansion sera bien plus fortement ralentie, voire quasiment stoppée. Par ailleurs, la quantité de matière interstellaire s'accumulant derrière l'onde de choc augmentant plus vite en milieu dense, le passage en phase radiative apparaît donc plus vite.

Un nuage moléculaire de densité uniforme n'est cependant pas représentatif de la réalité. Deux descriptions différentes existent : La première décrit les MC comme des milieux hétérogènes, constitués de grumeaux (ou *clumps*) (Blitz & Williams 1997) de taille caractéristique $\sim 0.1 \text{ pc}$ et pouvant atteindre des densités de 10^6 cm^{-3} , baignant dans un milieu beaucoup moins dense ($\sim 1 - 10 \text{ cm}^{-3}$) (Chevalier 1999a). Ces grumeaux peuvent être sphérique ou former des filaments. La seconde description présente les MC comme constitués de structures fractales extrêmement complexe (e.g. Falgarone et al. 1991; Stutzki 2001). La première description est généralement utilisée dans le cadre de SNR en interaction avec un MC (e.g. Gabici & Aharonian 2014; Inoue et al. 2012).

La modélisation de la dynamique du choc en milieu neutre dense nécessiterait de vérifier jusqu'où l'hypothèse d'un milieu homogène dense reste valable et alors d'étudier la dynamique du choc dans des milieux hétérogènes.

Chapitre 6

L'accélération des particules dans les SNRs

Sommaire

6.1	L'accélération diffusive par onde de choc	85
6.2	L'amplification du champ magnétique	86
6.3	Spectre des particules accélérées au choc	93

6.1 L'accélération diffusive par onde de choc

Lorsque les éjecta se propagent dans le milieu environnant à des vitesses supersoniques, les ondes sonores se compriment et créent une discontinuité hydrodynamique. L'onde de choc ainsi formée, balaye et chauffe la matière interstellaire ou circumstellaire environnante. Pendant les premiers milliers d'années, on considère que l'énergie du système, libérée au moment de l'explosion, se conserve : $E_{SN} = E_i + T$ où E_i est l'énergie interne (thermique) du SNR et T l'énergie cinétique du gaz à l'intérieur du SNR, comprenant les éjecta et la matière environnante balayée par l'onde de choc. L'énergie libérée lors de l'explosion sous forme d'énergie cinétique des éjecta est transférée au plasma traversant l'onde de choc d'amont en aval. Une partie de cette énergie est convertie par la suite en énergie interne (i.e. énergie thermique du plasma s'accumulant en aval du choc).

Le milieu ISM/CSM dans lequel évolue l'onde de choc étant généralement de faible densité ($n_{ISM} \sim 0.1 - 1 \text{ cm}^{-3}$), le libre parcours moyen des particules traversant le choc ($\sim 10^{16}$ cm) est supérieur à l'épaisseur caractéristique du choc ($\sim 10^{10} - 10^{11}$ cm) de plusieurs ordres de grandeur. Par conséquent, les particules interagissent entre elles, non pas par collisions coulombiennes, mais par les interactions électromagnétiques. On parle alors de choc *non-collisionnel*. Un tel choc ne peut exister que parce que le mouvement collectif des particules chargées du plasma interstellaire engendre des ondes électromagnétiques (e.g. ondes Alfvén). Aussi, dans les chocs non-collisionnels, les différents types de particules accélérées ne sont généralement pas en équilibre thermique.

La majeure partie des particules constituant le plasma traverse l'onde de choc sans modifier son comportement. Elle constitue la composante thermique du spectre en énergie de l'onde de choc. Cependant, une fraction des particules du plasma est réfléchi d'aval en amont du choc et vice-versa, sur des turbulences magnétiques, une multitude de fois, et gagne de

l'énergie à chaque réflexion. Ces particules sont ainsi accélérées jusqu'à des vitesses relativistes, suivant le processus d'accélération de Fermi du premier ordre (e.g. Bell 1978a,b). Le mécanisme d'injection des particules dans le processus d'accélération (DSA, Diffusive Shock Acceleration) est encore mal connu aujourd'hui (bien que des études récentes basées sur des simulations de type *hybride* multi-dimensionnelles (Caprioli & Spitkovsky 2014a,b) ont apporté des éléments nouveaux à ce sujet, dans le régime dit *supra-thermique*). Pour étudier l'accélération des particules au choc, on se place généralement dans l'approximation d'un choc plan, se propageant parallèlement au champ magnétique pré-existant ($\vec{v}_{sh} // \vec{B}_0$). Le plasma en aval d'un choc fort suit une distribution maxwellienne centrée sur $p_{th} = \frac{5\gamma\sqrt{\gamma+1}}{(\gamma+1)^2} m v_{sh}$, où $\gamma = 4/3 - 5/3$ est l'indice adiabatique et v_{sh} est la vitesse du choc. Dans le modèle de la fuite thermique (*thermal leakage model*), on paramétrise l'injection dans le processus d'accélération en définissant un moment d'injection $p_{inj} = \xi_{inj} p_{th}$, avec $\xi_{inj} \simeq 3 - 4$. Les particules chargées du plasma ayant un moment initial $p \gtrsim p_{inj}$ entrent dans le processus d'accélération. Dans le cas d'un choc plan, Caprioli & Spitkovsky (2014) estiment à 5-15% l'efficacité d'accélération¹ des SNRs et à $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ la fraction de particules traversant le choc et étant injectées dans le processus d'accélération, pour des nombres de Mach compris entre 5 et 50. Le déplacement des particules chargées crée des instabilités électromagnétiques à l'origine de l'amplification du champ magnétique en amont du choc jusqu'à des valeurs significativement plus élevées ($\sim 0.1 - 1$ mG) que celle du champ magnétique interstellaire $\sim 3 \mu\text{G}$ (Bell 2004a; Bell & Lucek 2001). A son tour, l'amplification du champ magnétique accroît l'efficacité d'accélération des particules par l'onde de choc, leur permettant d'atteindre des énergies possiblement proches du genou $\sim 3 \times 10^{15}$ eV pour les protons, et ainsi près de 10^{17} eV pour les ions lourds tel que le Fer. Des détails sur le processus d'amplification du champ magnétique sont donnés en section 6.2.

Les équations de Rankine-Hugoniot conduisent à la relation suivante entre la température des protons T_p et celle des électrons T_e , étant données leurs masses respectives m_p, m_e : $\frac{T_e}{T_p} \approx \frac{m_e}{m_p}$ valide pour des chocs rapides ($v_{sh} \gtrsim 2000 \text{ km s}^{-1}$). Les protons sont donc significativement plus chauds (i.e. plus énergétiques) et sont injectés plus efficacement dans le processus d'accélération que les électrons. On observe cependant que le rapport des températures augmente lorsque la vitesse du choc diminue, jusqu'à atteindre des valeurs proches de 1 (équilibre thermique) pour des chocs se déplaçant à de faibles vitesses ($v_{sh} \lesssim 400 \text{ km s}^{-1}$, Ghavamian et al. 2007).

Les processus en jeu lors de la propagation de l'onde de choc dans le milieu environnant sont résumés en Figure 6.1, extraite de Jones (2011).

Dans la suite de ce travail, on se place dans l'approximation d'un choc plan et dans celle de la particule test, c'est à dire qu'on ne considère pas les effets non-linéaires résultant de la rétroaction des particules accélérées sur les propriétés hydrodynamiques du choc et celles de l'accélération des dites particules.

6.2 L'amplification du champ magnétique

Lorsque l'onde de choc balaye le milieu environnant, elle comprime les lignes de champ magnétique du milieu. Il en résulte en aval du choc, un champ magnétique $B = r_B B_0$, où B_0 est le champ magnétique loin en amont du choc et r_B le facteur de compression magnétique lié au facteur de compression de l'onde de choc r par les relations données en section 6.2

1. L'efficacité d'accélération est définie comme la fraction de l'énergie de l'onde de choc investie dans l'accélération des particules.

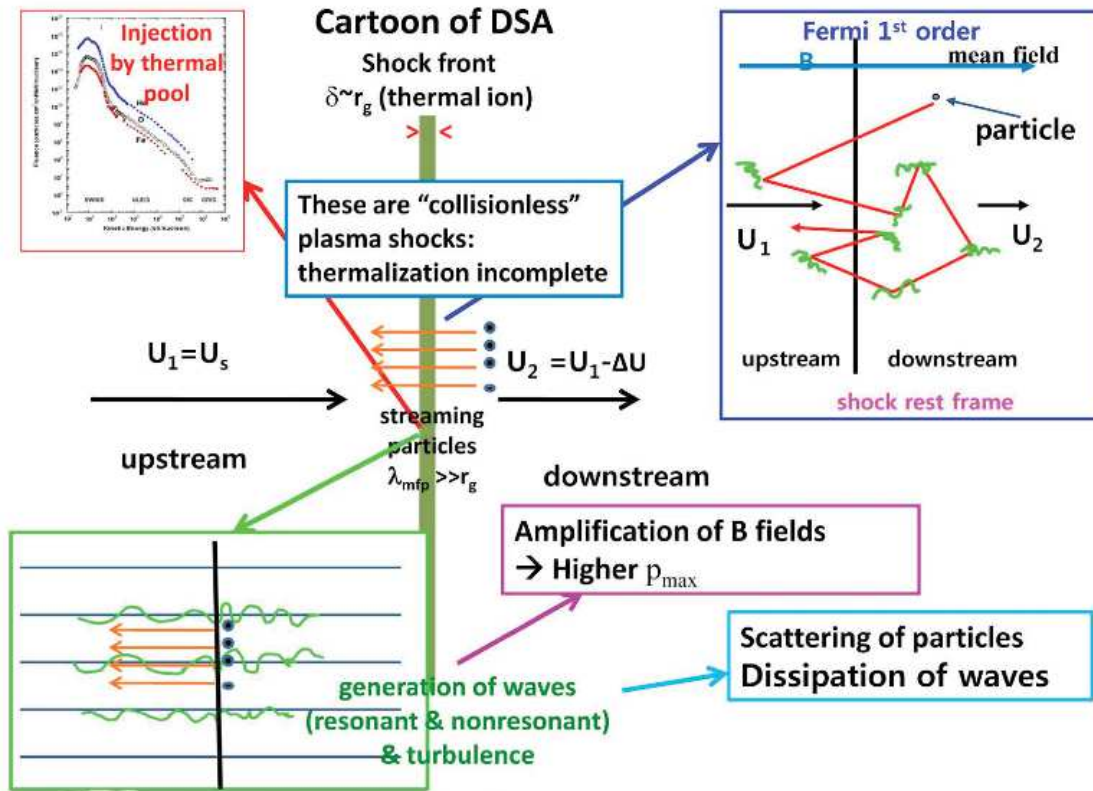


FIGURE 6.1 – Schema résumant les différents processus en jeu dans l'accélération diffusive par onde de choc (Extrait de Jones 2011).

($r=4$ pour un choc fort). Néanmoins, la seule/simple compression des lignes de champ ne permet pas d'expliquer plusieurs faits observationnels tels que les filaments fins observés dans les jeunes SNRs dans le domaine des rayons X et la présence de particules accélérées au delà de quelques GeV mise en évidence par la détection dans les domaines γ de hautes et très hautes énergies de nombreux SNRs (voir 1). L'accélération de particules jusqu'aux très hautes énergies via le DSA requière ainsi une amplification du champ magnétique (MFA, *Magnetic Field Amplification*) : l'écoulement des particules chargées le long des lignes de champ magnétique génère des courants électriques j_{CR} qui, couplés au champ magnétique moyen B , amplifient les turbulences δB jusqu'à des valeurs nettement supérieures au champ magnétique ambiant. Des filaments visibles en rayons X témoignent de ce phénomène dans les très jeunes SNRs tels que Tycho, Cas A ou Kepler (Parizot et al. 2006; Vink 2012, et références associées) pour lesquels le champ magnétique turbulent atteint des valeurs de l'ordre de $\delta B/B \sim 100-1000$. La croissance du champ magnétique turbulent δB résulte d'instabilités magnétohydrodynamiques résonantes et non-résonantes. D'autres types d'instabilités, dont certaines sont évoquées succinctement ici, peuvent également modifier le niveau de turbulence du champ magnétique (voir Bykov et al. 2012, pour une revue).

Les instabilités résonantes

Les instabilités résonantes consistent en l'amplification des ondes Alfvén du plasma par les CRs avec lesquels elles entrent en résonance (et vice-versa), c'est à dire, pour lesquels le

rayon de Larmor² r_L est comparable au nombre d'onde k des ondes Alfvén : $kr_L \sim 1$. Les turbulences sont excitées, en amont, par les CRs occupant une région relativement proches de l'onde de choc ($x \lesssim k^{-1}$), i.e. pour des CRs d'énergies relativement faibles, le choc étant situé à $x = 0$. Ces turbulences sont ensuite advectées en aval du choc. Dans de telles circonstances, l'amplitude des turbulences vérifie $\delta B/B \sim 1$.

La pression magnétique en aval du choc est proportionnelle à la pression dynamique produite par le flux de particules traversant le choc d'amont en aval (Berezhko & Völk 2004; Völk et al. 2005) :

$$\frac{B_r^2}{8\pi} \propto \rho_0 v_{\text{sh}}^2 \quad (6.1)$$

où $\rho_0 = 1.4 u n_0$ est la densité massique de particules (u est l'unité de masse atomique, n_0 la densité de particules du milieu et 1.4 tient compte des 10% d'He). Les intensités des champs magnétiques amplifiés évaluées à partir des filaments observés en rayons X pour des SNRs jeunes présentant des vitesses de choc élevées $v_{\text{sh}} \gtrsim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ (Tycho, Cas A, Kepler, RCW86, SN1006, RX J1713) permettent d'estimer le coefficient de proportionnalité de la relation 6.1 à environ 10^{-2} si le champ magnétique B_r est pris en aval du choc.

Le niveau de turbulence affecte le transport des particules au choc. Lorsque des particules de rayon de Larmor r_L résonnent avec des turbulences de nombre d'onde k , elles diffusent en régime de Bohm, dont le coefficient est :

$$D_B(E) = \frac{r_L c}{3} \simeq (3.3 \times 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-1} \quad (6.2)$$

Le régime résonant sature cependant pour des vitesses de choc importantes impliquant $\delta B/B \gtrsim 30$ (Amato & Blasi 2009), ce qui a lieu lorsque le SNR est très jeune. Dans les premières phase d'évolution du SNR, un autre mode d'instabilités dit de Bell, domine généralement sur le mode résonant.

Les instabilités non-résonantes à petites échelles

La force de Lorentz résultant du couplage entre le courant des CRs j_{CR} avec la composante perpendiculaire B_{\perp} ($B_{\perp} \ll B_0$) du champ magnétique déforme les lignes de champ et génère des instabilités magnétohydrodynamiques dites de Bell. Ces instabilités amplifient les turbulences magnétiques jusqu'à des valeurs $\delta B/B \sim 100 - 1000$ si le rayon de Larmor des CRs est significativement supérieur au nombre d'onde k de la turbulence : $kr_L \gg 1$ (Bell 2004b). Les particules intervenant dans ce processus sont les plus énergétiques, c'est-à-dire celles qui occupent des régions distantes de l'onde de choc. Des particules accélérées jusqu'au PeV dans un champ magnétique de quelques μG ($r_L \sim 3.3 \times 10^{17} \text{ cm}$) génèrent des turbulences d'échelle spatiale $L_{\text{max}} = k_{\text{max}}^{-1} \sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}$, en un temps de croissance caractéristique $\gamma_{\text{max}}^{-1} \sim 100 \text{ yr}$ (eq. 21 et 22 dans Bell 2004b).

Le régime de diffusion des particules qui interagissent avec les instabilités de Bell (i.e. vérifiant $kr_L \gg 1$) peut s'écarter du régime de Bohm et évoluer en $\propto E^2$ (Marcowith & Casse 2010). Deux paramètres principaux régissent le régime de diffusion de ces particules :

- Le temps de croissance caractéristique des instabilités de Bell γ^{-1} ($\lesssim 100 \text{ yr}$, dans $3 \mu\text{G}$ et pour $v_{\text{sh}} \simeq 10000 \text{ km/s}$, suivant l'énergie de la particule ($\lesssim \text{PeV}$) excitant les instabilités). Pendant les premières dizaines d'années suivant la SN, les turbulences

2. $r_L = E/qB \simeq (3 \times 10^{13} \text{ cm})(E/1 \text{ TeV})(B/100 \mu\text{G})^{-1}$ est le rayon de Larmor d'une particule d'énergie E , de charge $q = Ze$ dans un champ magnétique B , où e est la charge élémentaire et Z le numéro atomique, pris égal à 1 ici, pour des protons.

croissent exponentiellement ($\delta B \propto \exp(\gamma_{\max} t)$) jusqu'à un temps de quelques γ_{\max}^{-1} . On parle de régime linéaire ($\log \delta B \propto \gamma_{\max} t$). Au delà, les instabilités saturent et le champ magnétique de saturation ressenti par les particules vérifiant $k r_L \gg 1$ est donné par :

$$\frac{B_{\text{nr}}^2}{8\pi} \propto \rho_0 v_{\text{sh}}^3 \quad (6.3)$$

où le coefficient de proportionnalité en aval vaut $10^{-11.1}$ (Helder et al. 2012)

- L'efficacité d'amplification des instabilités de Bell décrit par le paramètre $\frac{\sigma}{v_A^2}$ (Amato & Blasi 2009) :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma}{v_A^2} &= \frac{3\eta v_{\text{sh}}^3 c^{-1}}{v_A^2} \left(\ln \left(\frac{p_{\text{max}}}{10^5 m_p c} \right) \right)^{-1} \\ &\simeq 18.4 \left(\frac{\eta}{0.1} \right) \left(\frac{v_{\text{sh}}}{10^3 \text{ km/s}} \right)^3 \left(\frac{B_0}{1\mu\text{G}} \right)^{-2} \left(\frac{n_i}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\ln \left(\frac{p_{\text{max}}}{10^5 m_p c} \right) \right)^{-1} \end{aligned} \quad (6.4)$$

où v_A est la vitesse des ondes Alfvén³, η est l'efficacité d'accélération des particules au choc, v_{sh} est la vitesse de l'onde de choc, B_0 le champ magnétique interstellaire/circumstellaire en amont du choc, n_i la densité d'ions (i.e. protons) dans le plasma thermique en amont du choc et p_{max} le moment maximal atteint par les CRs. Dans la suite de ce travail, on considère $\eta=0.1$ et $p_{\text{max}} = 10^6 m_p c$. On prend $B_{0,\text{ISM}} \sim 3\mu\text{G}$ pour le champ magnétique interstellaire. Dans le cas des cc-SN, le champ magnétique dans le CSM (i.e. dans la cavité) dépend des différentes phases par lesquelles est passée l'étoile progénitrice. On reprend ici le profil de champ magnétique en fonction de la distance au centre de l'explosion r de Telezhinsky et al. (2013) :

$$B_{0,\text{CSM}}(r) \sim \frac{B_{\text{star}} R_{\text{star}}}{r} \quad (6.5)$$

où B_{star} et R_{star} sont le champ magnétique en surface (~ 100 G pour les WR, ~ 1 G pour les RSG) et le rayon ($\sim 1.6 \times 10^{-7}$ pc pour une WR, $\sim 1.2 \times 10^{-5}$ pc pour une RSG) de l'étoile progénitrice, respectivement⁴.

Si $\frac{\sigma}{v_A^2} \gg 1$, les instabilités de Bell dominant sur les instabilités résonantes pour les particules vérifiant $k r_L \gg 1$.

On note E_* l'énergie des particules entrant en résonance avec les turbulences produites par les particules d'énergie 1 PeV, soit vérifiant $r_{L,0} = L_{\text{max}}$. Les particules d'énergies $E > E_*$ peuvent interagir avec les instabilités de Bell ; celles pour lesquelles $E \leq E_*$ entrent en résonance avec les turbulences dont le nombre d'onde vérifie $k^{-1} \simeq r_L$. Dans le cas considéré ($E_{\text{max}}=1$ PeV, $L_{\text{max}} = 2 \times 10^{15}$ cm), $E_* = 66$ TeV.

Si une particule vérifie $E > E_*$, que le régime d'amplification des instabilités est linéaire (i.e. $t_{\text{age}} \lesssim \gamma_{\text{max}}^{-1}$) et que les modes de Bell dominant sur les modes résonants (i.e. $\frac{\sigma}{v_A^2} \gg 1$), alors le coefficient de diffusion de cette particule est :

$$D(E) = \frac{L_{\text{max}} c}{3} \left(\frac{r_L}{L_{\text{max}}} \right)^2 \simeq (2.0 \times 10^{25} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) \left(\frac{E}{E_*} \right)^2 \quad (6.6)$$

3. $v_A = B_0 / \sqrt{4\pi m_i n_i}$ où m_i et n_i sont les masses et densité des ions (protons) du plasma amont, respectivement. B_0 est le champ magnétique interstellaire/circumstellaire en amont du choc.

4. Une autre option consisterait à supposer la densité d'énergie magnétique dans la cavité égale à la densité d'énergie cinétique du vent émis par le progéniteur $\frac{B_{0,\text{CSM}}^2}{8\pi} \simeq \frac{1}{2} \rho_0 u_w^2$ (Fransson & Björnsson 1998) ce qui fournit en réalité une limite supérieure sur le champ magnétique circumstellaire $B_{0,\text{CSM}}$. Cette paramétrisation du champ magnétique donne cependant des valeurs bien plus élevées que celles obtenues en utilisant la paramétrisation de Telezhinsky et al. (2013) (voir Figures en annexe B.1).

Compétition entre instabilités résonantes et non-résonantes

Au début de l'évolution du SNR, les instabilités résonantes et non-résonantes sont excitées, puis entretenues, par des particules de différentes énergies, et donc explorant différentes régions autour de l'onde de choc. La valeur du champ magnétique perçu par les particules dépend de leur énergie, du régime d'amplification et de l'efficacité d'amplification des turbulences. On résume ici les différents cas abordés plus haut :

- $E \leq E_\star$: Les particules ressentent un champ magnétique B_r (eq. 6.1) et diffusent en régime de Bohm (eq. 6.2).
- $E_\star < E \leq E_{\max}$:
 - **Régime linéaire** : $t_{\text{age}} \lesssim \gamma_{\max}^{-1}$. Pendant cette période de croissance des instabilités, le champ magnétique ressenti par les particules de plus haute énergie est le champ magnétique interstellaire/circumstellaire. Le régime de diffusion des particules dépend alors de l'efficacité d'amplification des instabilités : si $\frac{\sigma}{v_A^2} \gg 1$, le coefficient de diffusion évolue en $\propto E^2$ (eq. 6.6), sinon en $\propto E$ (eq. 6.2).
 - **Régime non-linéaire** : $t_{\text{age}} \gtrsim \gamma_{\max}^{-1}$. Les instabilités saturent et l'énergie magnétique est redistribuée aux plus petites échelles spatiales. Si les instabilités de Bell sont toujours amplifiées efficacement (i.e. $\frac{\sigma}{v_A^2} \gg 1$), bien qu'atteignant une valeur de saturation, le champ magnétique de saturation perçu par les particules est B_{nr} (eq. 6.3), sinon $B = B_r$ (eq. 6.1). Les particules diffusent en régime de Bohm.
- $E > E_{\max}$: La probabilité de retour au choc des particules accélérées jusqu'à des énergies $E > E_{\max} \sim 1$ PeV est quasi nulle. Ces particules s'échappent donc généralement en amont de l'onde de choc (Drury 2011). Ce flux de particules sortant de la région amont du choc, de taille $\lesssim D(E_{\max})/v_{\text{sh}}$ (i.e. le précurseur) est en grande partie à l'origine des instabilités de Bell qui assurent le confinement et donc l'accélération des particules de plus basse énergie au niveau de l'onde de choc. Sans ce flux sortant, les particules ne pourraient probablement pas être accélérées au choc des SNRs (Bell et al. 2013).

Dans la suite de ce travail, on ne considère que les particules accélérées au choc jusqu'à une énergie E_{\max} . Dans le cas $E_\star < E \leq E_{\max}$, seul le régime non linéaire est modélisé. En effet, la modélisation développée ne décrit pas avec précision la première centaine d'années de l'évolution du SNR et ne permet pas, à l'heure actuelle, de modéliser le régime linéaire. On utilisera $\frac{\sigma}{v_A^2} \lesssim 10$ pour évaluer l'efficacité d'amplification des instabilités de Bell. Ce modèle ne décrivant pas avec exactitude les conditions initiales de la propagation de l'onde de choc, c'est-à-dire les premières années en SN, on impose que le mode d'instabilités non-résonantes domine sur les 100 premières années de l'évolution, ce qui correspond au temps moyen nécessaire à la croissance d'instabilités d'échelle spatiale caractéristique $L_{\max} = 2 \times 10^{15}$ cm.

L'évolution temporelle du champ magnétique amplifié moyen en amont du choc est présentée en Figure 6.2 pour les évolutions dynamiques des SNRs de type Ia, II-P (RSG) et Ib/c (WR), donnés en chapitre 5, Figure 5.2, et les profils en densité correspondants (chap. 5, fig. 5.1). Les discontinuités observées dans les profils des SNR II-P et Ib/c reflètent les changements de densité du milieu circumstellaire et de vitesse de choc en sortie de la cavité (cavité \rightarrow ISM à 2000 yr pour les SNe II-P et à 1000 yr pour les SNe Ib/c). L'augmentation du champ magnétique amplifié à 1000 yr (SNe Ib/c) et à 2000 yr (SNe II-P) fait également intervenir le changement de champ magnétique ambiant entre la cavité et le milieu interstellaire. La transition du mode dominant non-résonant à résonant est fixée par $\frac{\sigma}{v_A^2} \leq 10$. Cette

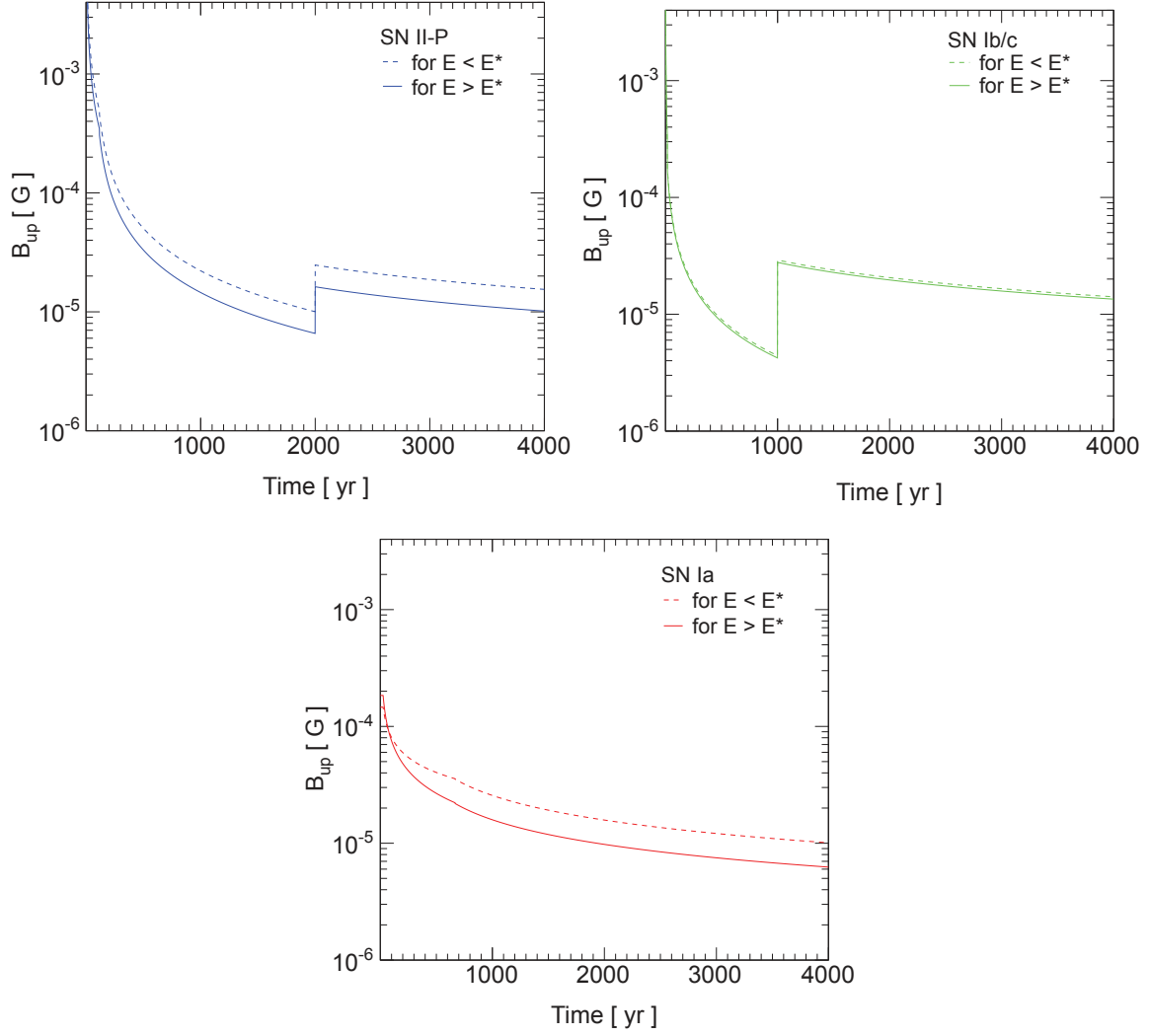


FIGURE 6.2 – Champ magnétique amplifié moyen en amont du choc de SNRs de type II-P (en haut, à gauche), Ib/c (en haut, à droite) et Ia (en bas), pour les profils en densité et vitesses de choc donnés au chapitre 5. La ligne en tirets (traits pleins) décrit le champ magnétique ressenti par les particules d'énergie inférieure (supérieure) à $E_{\star} = 66$ TeV. Pour les particules d'énergie $E > E_{\star}$, la transition entre un champ magnétique de saturation de type non-résonnant B_{nr} à résonant B_r (i.e. $\frac{\sigma}{v_A^2} = 10$), s'effectue à 210 yr, 290 yr et 670 yr pour les SNe II-P, Ib/c et Ia respectivement.

transition intervient à ~ 670 ans pour la SN Ia, ~ 210 ans pour la SN II-P et ~ 100 ans pour la SN Ib/c.

On constate que les particules d'énergie inférieure à $E_{\star} = 66$ TeV ressentent un champ magnétique très similaire (différence inférieure à un facteur deux) à celui perçu par les particules d'énergie supérieure à 66 TeV.

Champ magnétique moyen et en aval du choc

Le champ magnétique est amplifié en amont de l'onde de choc puis advecté en aval. On suppose ici que la structure des turbulences du champ magnétique n'est pas modifiée lors de son advection en aval de l'onde de choc et qu'il ne subit qu'une compression magnétique liée à la discontinuité formée par l'onde de choc (facteur de compression de l'onde de choc $r=4$). Le champ magnétique en aval du choc B_{down} est relié au champ magnétique amplifié en amont de l'onde de choc B_{up} par la relation (Parizot et al. 2006) :

$$B_{\text{down}} = \sqrt{(1 + 2r^2)/3} B_{\text{up}} \simeq 3.32 B_{\text{up}} \quad \text{pour } r=4 \quad (6.7)$$

Le champ magnétique moyen ressenti par les particules diffusant d'amont en aval et vice-versa de l'onde de choc est donné par (Parizot et al. 2006) :

$$B_{\text{mean}} = \sqrt{(1 + 1/0.83 r^2)/1.83} B_{\text{down}} \simeq 2.56 B_{\text{up}} \quad \text{pour } r=4 \quad (6.8)$$

Autres types d'instabilités

Les instabilités non-résonantes, à grandes échelles

Des instabilités non-résonantes peuvent également intervenir dans l'amplification des turbulences du champ magnétique si leur nombre d'onde est important comparée au rayon de Larmor des CRs : $kr_L < 1$ (Bykov et al. 2011). Ces amplifications semblent être stimulées par la présence d'instabilités de Bell. Drury & Downes (2012) ont montré que la présence d'inhomogénéités de densité (*clumps*) dans le plasma amont balayé par l'onde de choc peut être à l'origine de l'amplification du champ magnétique via des instabilités à grande échelles.

Les instabilités dans les milieux partiellement ionisés

Ces instabilités ne contribuent pas nécessairement à l'amplification du champ magnétique mais modifient le niveau de turbulences δB . L'environnement des SN Ia et les nuages moléculaires sont des milieux partiellement ionisés. En particulier dans les systèmes SNR-MC, l'amortissement des ondes Alfvén par collisions ion-neutre peut considérablement réduire les turbulences au choc et modifier l'accélération des particules. L'effet peut être important lorsque le milieu balayé par l'onde de choc est majoritairement composé d'éléments neutres tels que les nuages moléculaires. Ce phénomène est cependant mal connu aujourd'hui et n'est pas pris en compte dans la suite de cette étude.

6.3 Spectre des particules accélérées au choc

Une faible fraction des particules du plasma amont traversant le choc entrent dans le processus d'accélération diffusive par onde de choc (DSA). Confinées au choc elles subissent des pertes adiabatiques, dues à l'expansion du SNR, et radiatives, au travers desquelles elles perdent de l'énergie. Elles ont également une probabilité non nulle de s'échapper vers l'amont ou vers l'aval du choc, la probabilité d'échappement vers l'amont étant a priori plus grande pour les particules les plus énergétiques car leur longueur de diffusion est plus grande. La durée pendant laquelle elle restent confinées au choc définit leur énergie. Les particules qui ne s'échappent pas du choc sont advectées en aval du front d'onde où elles subissent des pertes radiatives et adiabatiques.

On ne modélise pas ici le processus d'injection et d'accélération des particules du plasma amont au choc du SNR. On se limite donc à définir le spectre en énergie $Q_{\text{th},i}$ des particules relativistes, accélérées au choc via le DSA puis advectées en aval du choc, par une loi de puissance avec coupure exponentielle comme prédit par la théorie⁵ :

$$Q_{\text{th},i}(E, t) = N_{0,i}(t) \left(\frac{E}{E_{0,i}} \right)^{-\Gamma} e^{-(E/E_{\text{max},i}(t))^{\beta_i}} \quad (6.9)$$

où l'indice i désigne le type de particule : ions (protons), électrons/positrons. Par abus de langage, on désignera ces deux types de particules par protons (p) et électrons (e), respectivement. E_0 est l'énergie de référence ($m_i c^2$ avec $i = p, e$, ici) et E_{max} est l'énergie maximale jusqu'à laquelle les particules sont accélérées au choc via le DSA. β_i décrit la forme de la coupure exponentielle et vaut 1 pour les protons et 2 pour les électrons diffusant en régime de Bohm (Zirakashvili & Aharonian 2007). N_0 est la normalisation définie comme étant proportionnelle au flux de particules entrant : $N_{0,p} = C n_0 v_{\text{sh}}$ avec n_0 la densité de particules du milieu balayé par le choc et v_{sh} la vitesse du choc. On définit C de sorte que $\iiint E Q_{\text{th},p} dE dS dt = \xi_{\text{CR}} E_{\text{SN}}$ avec $\xi_{\text{CR}} \sim 0.1 - 0.3$ la fraction de l'énergie d'explosion E_{SN} investie dans l'accélération des CRs jusqu'à l'âge considéré. $N_{0,p}$ et $N_{0,e}$ sont reliés par la relation $N_{0,e} = K_{ep} \left(\frac{E_{0,p}}{E_{0,e}} \right)^{\Gamma} N_{0,p}$. K_{ep} est le rapport électrons sur protons et vaut ~ 0.01 dans le spectre des RCs mesurés sur Terre, mais on l'estime à $\sim 10^{-3}$, voire $\sim 10^{-4}$ au sein des SNRs très jeunes (i.e. âgés de quelques centaines d'années), autrement dit, quand l'amplification du champ magnétique est très importante. On pose $K_{ep} = 5 \times 10^{-3}$ dans la suite de ce travail.

Les particules (p, e) accélérées et advectées en aval du choc subissent différentes pertes relatives à l'expansion du SNR (pertes adiabatiques, noté *adiab*), à la densité du milieu balayé par l'onde de choc et au champ magnétique au choc (pertes radiatives : synchrotron (SC), Bremsstrahlung (BS) et par collision (p-p)). Des détails sur les processus d'émission relatifs à certaines pertes sont donnés au chapitre 7. Les temps caractéristiques des pertes

5. On se place ici dans l'approximation de la "particule-test" et on néglige la concavité dans le spectre des CRs résultant des effets non linéaires dans l'accélération des particules.

considérées ici sont donnés par :

$$\begin{aligned}
 \tau_{p-p} &\simeq (5.3 \times 10^7 \text{ yr}) \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \\
 \tau_{BS} &\simeq (3.3 \times 10^7 \text{ yr}) \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \\
 \tau_{SC} &\simeq (2.1 \times 10^3 \text{ yr}) \left(\frac{B_{\text{down}}}{100 \mu\text{G}} \right)^{-2} \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1} \\
 \tau_{\text{radiab}} &\simeq 3 \frac{V_{\text{SNR}}(t)}{\dot{V}_{\text{SNR}}(t)}
 \end{aligned} \tag{6.10}$$

où V_{SNR} est le volume du SNR à l'instant t . Le temps caractéristique total des pertes pour chaque type de particules accélérées est donné par $\frac{1}{\tau_{\text{rad},i}} = \sum \frac{1}{\tau_j}$ avec τ_j les différents temps caractéristiques de pertes que peuvent subir les particules.

L'énergie maximale $E_{\text{max},i}$ des CRs advectés en aval de l'onde de choc dépend de l'âge du SNR, de sa taille et aussi des pertes radiatives subies par les particules au choc pendant le processus d'accélération. L'énergie maximale des CRs advectés doit vérifier les conditions suivantes :

$$\begin{aligned}
 &\text{Condition sur l'âge : } \tau_{\text{acc}}(E, t) < t_{\text{age}} \\
 &\text{Condition sur la taille : } l_D(E, t) < \chi R_{\text{sh}} \\
 &\text{Condition sur les pertes radiatives : } \tau_{\text{acc}}(E, t) < \tau_{\text{rad}}(E, t)
 \end{aligned} \tag{6.11}$$

avec $l_D = \frac{D(E)}{v_{\text{sh}}}$ la longueur de diffusion d'une particule au choc ($D(E)$ est le coefficient de diffusion de la particule, voir équations 6.2 et 6.6). $\chi=0.05-0.1$ (Zirakashvili et al. 2008) est la fraction du rayon du choc que les CRs sont autorisés à parcourir en amont avant de s'échapper.

$\tau_{\text{acc}}(E)$ est le temps caractéristique d'accélération d'une particule thermique injectée dans le processus d'accélération, pour atteindre l'énergie E . τ_{acc} dépend du régime de diffusion de la particule et est défini par :

$$\begin{aligned}
 \tau_{\text{acc}} &= \frac{3r}{r-1} \frac{r D_{\text{down}} + D_{\text{up}}}{v_{\text{sh}}^2} \\
 &\simeq 30.6 \text{ yr} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{B_{\text{down}}}{100 \mu\text{G}} \right)^{-1} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \quad \text{en régime de Bohm}
 \end{aligned} \tag{6.12}$$

La relation entre les champs magnétiques en amont et en aval de l'onde de choc intervenant dans les expressions des coefficients de diffusion D_{down} et D_{up} est détaillée en équation 6.7.

L'évolution de l'énergie maximale des particules advectées en aval du choc suivant la paramétrisation détaillée ci-dessus est présentée en Figure 6.3. Les discontinuités apparaissant dans l'évolution de l'énergie maximale des cc-SN résultent des changements brutaux de densité du milieu lors de la sortie de la cavité.

Pour les SN Ia et Ib/c, l'énergie maximale des protons est limitée par l'âge du SNR plutôt que par sa taille. En effet, le temps nécessaire pour accélérer une particule jusqu'à une énergie E fixée évolue en $\propto B_{\text{down}}^{-1} v_{\text{sh}}^{-2}$ et augmente donc avec le temps, étant données les évolutions temporelles du champ magnétique amplifié et de la vitesse de l'onde de choc. Les évolutions du temps caractéristique d'accélération jusqu'à des énergies de 1 et 100 TeV sont données en annexe B.2 pour les trois types de SNRs considérés. Le milieu dans lequel évolue la SN II-P étant significativement plus dense, son expansion et la vitesse du choc sont plus lents et la taille du SNR limite l'énergie maximale des protons jusqu'à environ 200 ans. Après quoi,

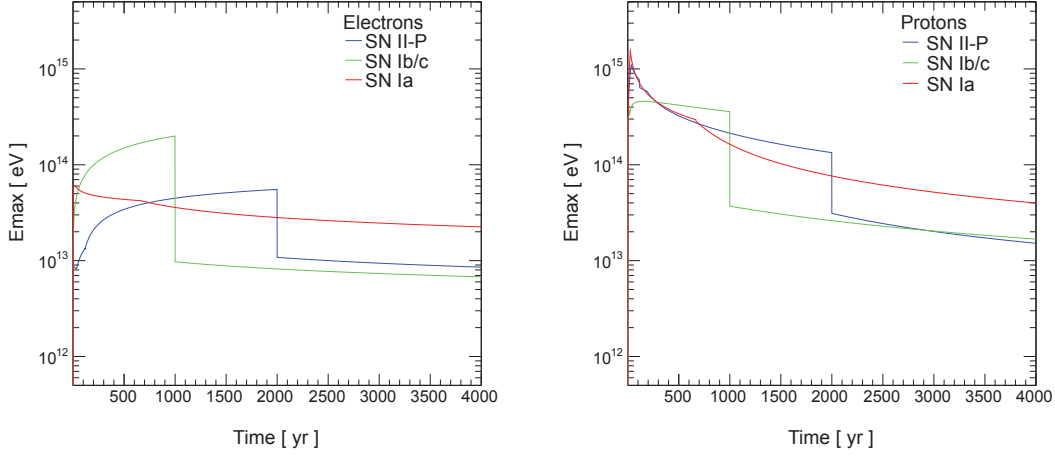


FIGURE 6.3 – Evolution de l'énergie maximale des électrons (gauche) et protons (droite) accélérés et advectés en aval du choc pour les SNRs de type Ia (rouge), II-P (bleu) et Ib/c (vert). Ces évolutions sont associées aux profils en densité, vitesses et position du choc ainsi que le champ magnétique au choc donnés en Figures 5.1, 5.2 et 6.2, respectivement.

l'âge devient plus contraignant. L'énergie maximale des électrons est, elle, toujours limitée par les pertes radiatives.

D'après cette modélisation, les protons ne sont accélérés jusqu'au PeV que pendant une période très courte ($\lesssim 100$ yr) en début d'expansion⁶. Ceci ne remet néanmoins pas en question le paradigme des SNRs comme étant à l'origine des CRs galactiques jusqu'au genou (~ 3 PeV) car seul le comportement des CRs confinés et advectés en aval du choc est décrit ici (et non celui des particules s'échappant du SNR).

La distribution $N_i(E, t)$ de CRs advectés en aval du choc vérifie l'équation de transport :

$$\frac{\partial N_i(E, t)}{\partial t} = Q_{\text{th},i}(E, t) - \frac{\partial}{\partial E} \left[\dot{E}_i(E, t) N_i(E, t) \right] \quad (6.13)$$

où $\dot{E}(E, t) = \frac{dE}{dt} = \frac{E}{\tau_{\text{rad}}}$ comprend les pertes adiabatiques et radiatives.

Si l'âge du SNR est supérieur au temps de perte caractéristique par émission SC des électrons, alors les électrons d'énergie $E > E_{\text{br}}$ (avec E_{br} défini par $t_{\text{age}} = \tau_{\text{rad}}(E_{\text{br}})$) perdent leur énergie d'autant plus rapidement que leur énergie est élevée, pour un champ magnétique au choc donné. On observe alors un cassure spectrale au-delà de E_{br} , avec une accentuation de la pente spectrale de la distribution des particules accélérées.

L'évolution de la distribution en énergie des CRs advectés en aval du choc est présentée en Figures 6.4, 6.5 et 6.6 pour les SNRs Ia, II-P et Ib/c discutés dans les chapitres précédents. Les lignes épaisses représentent les injections cumulées sur différentes durées. Les lignes fines représentent les spectres des particules responsables du rayonnement électromagnétique observé à plusieurs époques d'évolution du SNR, c'est à dire les spectres des particules injectées, ayant subi les différents types de pertes. Les différents paramètres du modèle (normalisation de l'injection, pertes subies) sont calculées par pas de temps de 1 an. On suppose que 10% de

6. On rappelle que les premières années ($\lesssim 10$ -50 yr) suivant la SN ne sont pas modélisées avec précision dans cette étude.

l'énergie d'explosion est investie dans l'accélération des particules pendant les 4000 premières années du SNR.

SN Ia

Le milieu étant homogène et la vitesse du choc étant de $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ à partir de ~ 1000 ans, le flux de particules traversant l'onde de choc, et injectées dans le processus d'accélération par unité de temps, reste globalement constant (voir l'évolution de la normalisation de l'injection en annexe B.3). On observe principalement l'effet des pertes adiabatiques. Pour les électrons, les pertes radiatives sont également visibles. Comme le montre la Figure 6.3, l'énergie maximale des protons advectés en aval du choc décroît relativement plus vite que celle des électrons mais reste toujours supérieure à celle-ci.

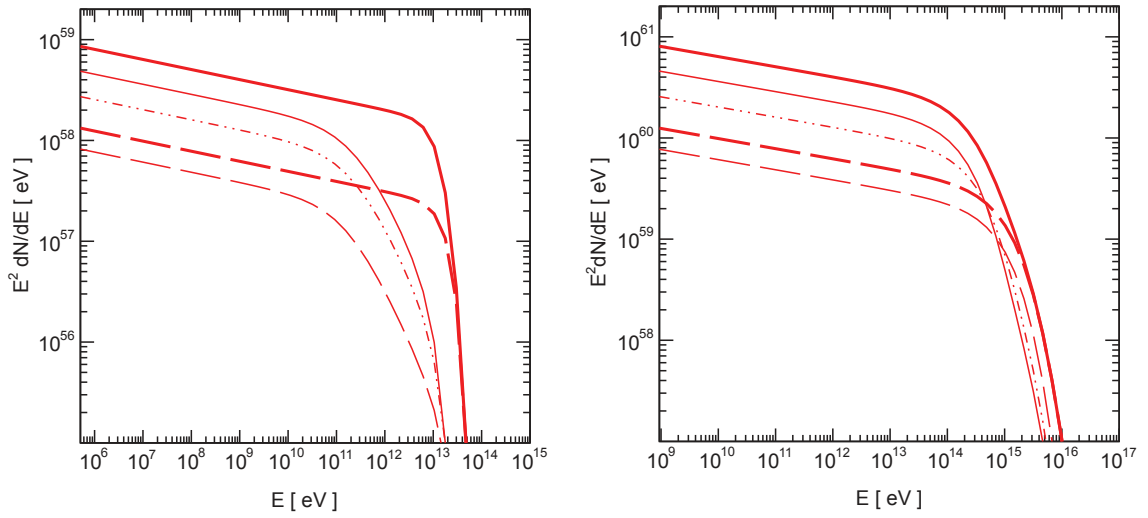


FIGURE 6.4 – Distributions des électrons (gauche) et protons (droite) accélérés au choc d'une SN Ia, cumulées sur 1000 ans (tirets longs), 2500 ans (tirets deux points) et 4000 ans (traits pleins). Les lignes épaisses montrent les spectres cumulés uniquement, alors que les lignes fines correspondent aux spectres après avoir pris en compte les pertes adiabatiques et radiatives. Pour plus de clarté sur la figure, seules les injections cumulées sur 1000 et 4000 ans sont montrées.

SN II-P

La densité du milieu diminue continuellement, de plusieurs ordres de grandeurs à l'intérieur de la cavité, pour une vitesse d'expansion quasiment constante ($v_{\text{sh}} \sim 5000 \text{ km s}^{-1}$). Les particules (protons et électrons) subissent continuellement les pertes adiabatiques résultant de l'expansion du SNR. Pour les électrons, on observe l'effet des pertes radiatives par un changement de pente de la distribution. Lorsque l'onde de choc sort de la cavité formée par le progéniteur à 2000 ans ($R_{\text{sh}} \sim 9 \text{ pc}$) et entre dans l'ISM de densité $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$, davantage de particules sont injectées dans le processus d'accélération. Les électrons nouvellement injectés ne subiront les pertes radiatives que quelques centaines (~ 340 ans à 1 TeV) voire quelques milliers d'années (~ 3400 ans à 100 GeV) après leur injection, le champ magnétique au choc ayant fortement décréu. L'énergie maximale des particules injectées ayant significativement diminué à la sortie de la cavité, on observe une diminution dans la distribution des

particules au dessus de ces énergies. Le choc n’approvisionne plus la zone aval en particules d’énergie $> E_{\max}$ et celles déjà présentes perdent progressivement leur énergie par pertes adiabatiques (et radiatives). Il faudrait laisser le système évoluer encore quelques milliers d’années pour voir disparaître les protons d’énergie supérieure à quelques dizaines de TeV.

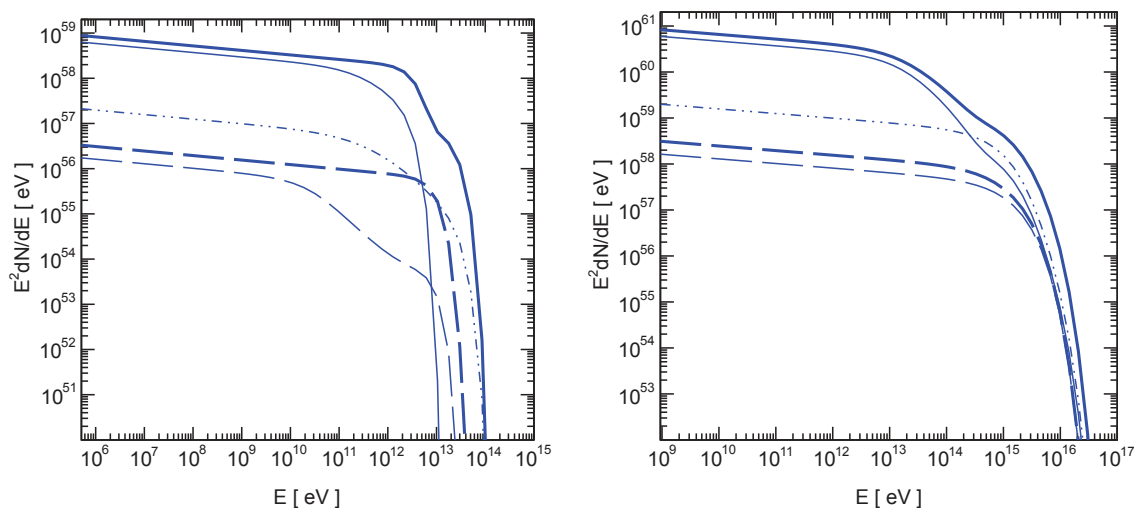


FIGURE 6.5 – Distributions des électrons (gauche) et protons (droite) accélérés au choc d’une SN II-P, cumulées sur 100 ans (tirets longs), 1990 ans (tirets deux points) et 4000 ans (traits pleins). Les lignes épaisses montrent les spectres cumulés uniquement, alors que les lignes fines correspondent aux spectres après avoir pris en compte les pertes adiabatiques et radiatives. Pour plus de clarté sur la figure, seules les injections cumulées sur 100 et 4000 ans sont montrées.

SN Ib/c

Comme dans le cas SN II-P, la densité du milieu à l’intérieur de la cavité diminue rapidement de plusieurs ordres de grandeurs (de 1 à 10^{-4} cm^{-3} en $\sim 1000 \text{ yr}$). Le saut en densité étant significatif lors de l’entrée dans l’ISM, la quantité de particules injectées dans le processus d’accélération augmente rapidement. La sortie de la cavité étant également à l’origine d’une baisse significative de l’énergie maximale des particules accélérées ($\sim 10^{14}$ à $\sim 10^{13} \text{ eV}$ pour les protons et électrons), aucune particule d’énergie supérieure à l’énergie maximale autorisée n’est advectée en aval du choc, d’où la pente observable dans le spectre des protons au dessus de 10 TeV. Cet effet est moins marqué dans le spectre des électrons car ils n’atteignent pas les énergies du PeV au début de l’évolution du SNR en raison des pertes radiatives (voir Figure 6.3). De plus, on rappelle que leur spectre à l’injection suit une coupure super-exponentielle alors que celui des protons suit une coupure simple.

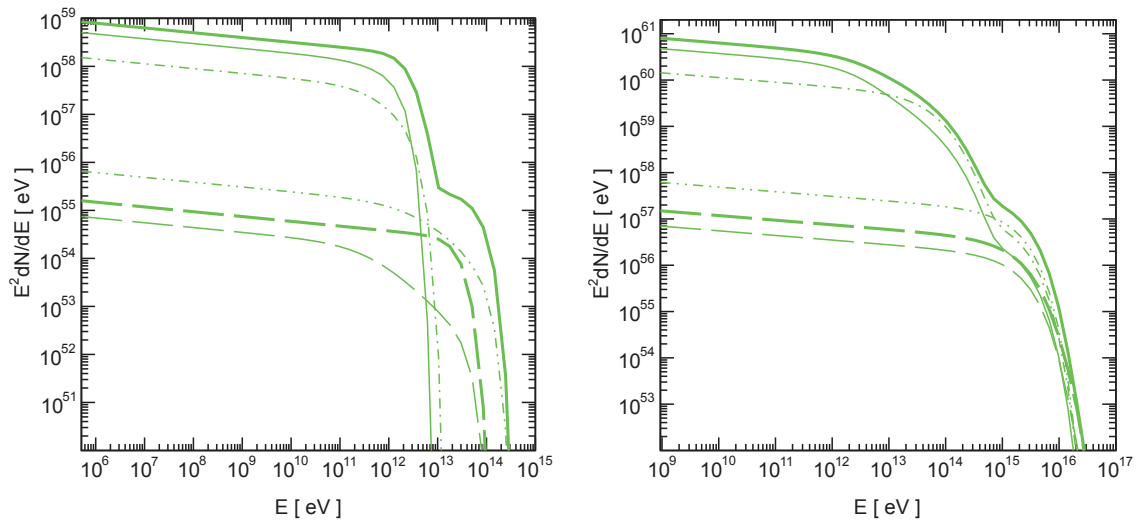


FIGURE 6.6 – Distributions des électrons (gauche) et protons (droite) accélérés au choc d'une SN Ib/c, cumulées sur 100 ans (tirets longs), 990 ans (tirets deux points), 1500 ans (tiret un point) et 4000 ans (ligne pleine). Les lignes épaisses montrent les spectres cumulés uniquement, alors que les lignes fines correspondent aux spectres après avoir pris en compte les pertes adiabatiques et radiatives. Pour plus de clarté sur la figure, seules les injections cumulées sur 100 et 4000 ans sont montrées.

Chapitre 7

Processus non-thermiques d'émission de photons par les SNRs

Sommaire

7.1	Rayonnement synchrotron	99
7.2	Rayonnement Compton inverse	100
7.3	Rayonnement de freinage	100
7.4	Interactions proton-proton	101

Les particules relativistes advectées en aval du choc rayonnent en émettant des photons depuis le domaine radio jusqu'aux très hautes énergies ($\sim 10^{-6} - 10^{14}$ eV). Les principaux processus d'émission non-thermiques pertinents pour l'étude des SNRs sont décrits dans cette section. Le calcul des spectres large-bande résultants des différents processus d'émission sont résumés ci-dessous, cependant, certains détails sont à rechercher dans les articles cités en références.

7.1 Rayonnement synchrotron

L'émission synchrotron est un rayonnement émis par une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique. L'angle entre les lignes de champ et le vecteur vitesse de la particule relativiste, dit angle d'attaque, est noté α . La puissance synchrotron émise par un électron de facteur de Lorentz γ_e dans un champ magnétique homogène B , par unité de fréquence est donnée dans Blumenthal & Gould (1970) :

$$P_\gamma(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \alpha}{m c^2} \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right) \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi \quad (7.1)$$

où $K_{5/3}(\xi)$ est une fonction de Bessel modifiée d'ordre 5/3 et $\nu_c = (3 e B \gamma_e^2 / 4 \pi m c) \sin \alpha$ la fréquence caractéristique d'émission synchrotron de la particule. On considère l'émission isotrope afin de moyenner sur les angles d'attaque.

L'émission synchrotron d'une population d'électrons de distribution spectrale $\frac{dN_e}{d\gamma_e}(\gamma_e)$ est obtenue en intégrant le produit de la puissance rayonnée par électron avec le spectre de cette population d'électrons :

$$\nu F_\gamma(\nu) = \nu \int_1^{\infty} \frac{dN_e}{dE_e}(\gamma_e) P_\gamma(\nu, \gamma_e) d\gamma_e \quad (7.2)$$

7.2 Rayonnement Compton inverse

Le processus appelé Compton inverse est un cas particulier de diffusion Compton dans lequel l'électron est ultra-relativiste ($\gamma_e \gg 1$) : un photon source d'un champ isotrope diffuse élastiquement sur un électron relativiste.

On définit $\epsilon_1 = E_{ph}^{field}/m_e c^2$ l'énergie du photon source (provenant du fond diffus cosmologique [CMB] ou des différents champs de photons galactiques), $\epsilon_2 = E_\gamma^{diff}/m_e c^2$ l'énergie du photon diffusé et $\gamma_e = E_e/m_e c^2$ le facteur de Lorentz de l'électron relativiste incident.

La distribution isotrope en corps noir est donnée par :

$$n(\epsilon_1) = \frac{1}{\pi^2 \lambda_c^3} \frac{\epsilon_1^2}{e^{\epsilon_1/\theta} - 1} \quad (7.3)$$

avec $\theta = k_B T_{\text{field}}/m_e c^2$ (k_B étant la constante de Boltzmann) et $\lambda_c = \hbar/m_e c \simeq 3.85 \times 10^{-11}$ cm est la longueur d'onde de Compton.

Le champ isotrope de photons le mieux connu est le CMB de densité d'énergie $u_{\text{CMB}}=0.25$ eV cm⁻³ et dont les paramètres intervenant dans l'expression du spectre du corps noir valent $\theta_{\text{CMB}} = 4.6 \times 10^{-10}$ et $T_{\text{CMB}}=2.73$ K. Le champ de photons infra-rouge émis par la poussière galactique et le champ de photons optique provenant du rayonnement stellaire peuvent également contribuer à l'émission Compton inverse. Cependant, leur densité d'énergie varie suivant la zone sondée dans la Galaxie. Porter et al. (2008) ont étudié la distribution de l'émission diffuse galactique à des énergies s'étendant du keV au TeV à partir du modèle de transport des CRs dans la Galaxie GALPROP. Cependant ces travaux sont valides à grande échelle et sont sujets à de grandes incertitudes sur des échelles de l'ordre des tailles des sources individuelles. Afin de prendre en compte la contribution des champs de photons IR et optiques, il suffit de renormaliser la distribution en corps noir du champ considéré de sorte que la densité d'énergie sur la bande de fréquence couverte corresponde bien à celle estimée par Porter et al. (2008) :

$$A \int \epsilon_1 n(\epsilon_1) d\epsilon_1 = u_{\text{field}} \quad (7.4)$$

En notant $q = \epsilon_2/(4\epsilon_1 \gamma_e(\gamma_e - \epsilon_2))$, avec $0 \leq q \leq 1$, la section efficace d'interaction par Compton inverse s'écrit :

$$\sigma_{\text{el}}(\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma_e) = \frac{2\pi r_e^2}{\epsilon_1 \gamma_e^2} \left[2q \ln q + (1+2q)(1-q) + \frac{\Gamma^2 q^2 (1-q)}{2(1+\Gamma q)} \right] \quad (7.5)$$

où $\Gamma = 4\epsilon_1 \gamma_e$ et $r_e = 2.8 \times 10^{-13}$ cm est le rayon classique de l'électron (Blumenthal & Gould 1970).

Le spectre de photons issus d'une distribution d'électrons relativistes $dN_e/d\gamma_e$ est alors donnée par :

$$\frac{dN_\gamma}{d\epsilon_2}(\epsilon_2) = c \int_{\gamma_e, \text{min}}^{\gamma_e, \text{max}} d\gamma_e \frac{dN_e}{d\gamma_e}(\gamma_e) \int_{\epsilon_1, \text{min}}^{\epsilon_1, \text{max}} d\epsilon_1 n(\epsilon_1) \sigma_{\text{el}}(\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma_e) \quad (7.6)$$

7.3 Rayonnement de freinage

Un électron passant dans le champ électrique Coulombien d'un noyau atomique est ralenti et dévié par la répulsion des charges. Conformément aux équations de Maxwell, cette

décélération est associée à l'émission d'un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung en allemand).

Le taux de photons produits par un électron relativiste d'énergie E_e a la forme :

$$\frac{dN_\gamma}{d\epsilon_\gamma}(E_e, \epsilon_\gamma) = v_e [(n_p + 4n_{He})\sigma_{e-p}(E_e, \epsilon_\gamma) + n_e \sigma_{e-e}(E_e, \epsilon_\gamma)] \quad (7.7)$$

où ϵ_γ est l'énergie du photon émis en unités de $m_e c^2$. Pour des abondances solaires, la densité de noyaux d'Hélium et d'électrons sont données par $n_{He} = 0.1 n_p$ et $n_e = 1.2 n_p$, respectivement. Les expressions des sections efficaces d'interaction électron-ion σ_{e-p} et électron-électron σ_{e-e} changent suivant que l'électron incident est relativiste ou ultrarelativiste, et sont discutées dans Baring et al. (1999) (Section 3.2 et Appendice).

La distribution des photons émis par freinage pour une distribution de particules incidentes s'obtient alors en intégrant sur l'énergie des électrons incidents le produit des distributions $\frac{dN_\gamma}{d\epsilon_\gamma}$ et $\frac{dN_e}{dE_e}$:

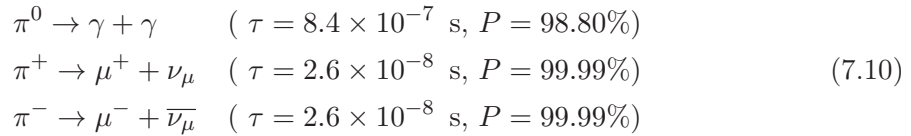
$$\frac{dN_\gamma}{d\epsilon_\gamma}(\epsilon_\gamma) = \int dE_e \frac{dN_e}{dE_e}(E_e) \frac{dN_\gamma}{d\epsilon_\gamma}(E_e, \epsilon_\gamma) \quad (7.8)$$

7.4 Interactions proton-proton

La collision inélastique d'un proton relativiste accéléré par le SNR avec un proton du milieu interstellaire résulte, le plus souvent, en la production de pions. Les pions neutres se désintègrent en deux photons γ tandis que les désintégrations des pions chargés produisent des leptons énergétiques qui peuvent à leur tour rayonner grâce aux processus d'émission synchrotron. La chaîne de réactions en jeu lors de collisions proton-proton est :



Les pions produits se désintègrent alors suivant les réactions suivantes, après une durée de vie τ et suivant une probabilité P indiquées entre parenthèses :



Les canaux de désintégration les plus probables pour les muons produits sont :



L'émission γ résultant de la désintégration des π^0 est modélisée suivant Kelner et al. (2006). On note dans la suite dN_p/dE_p le spectre en énergie des protons incidents et n_H la densité en protons cibles du milieu environnant.

Au-dessus de 100 GeV, le taux de production de γ par collisions hadroniques est décrit par :

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = c n_H \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma_{\text{inel}}(E_p) \frac{dN_p}{dE_p}(E_p) F_\gamma \left(\frac{E_\gamma}{E_p}, E_p \right) \frac{dE_p}{E_p} \quad (7.12)$$

où σ_{inel} est la section efficace des interactions inélastiques p-p donnée en équation 7.14 et $F_\gamma(E_p)$ le spectre en énergie des γ produits par collision de protons incidents d'énergie fixe E_p avec les protons du milieu ambiant. L'expression de $F_\gamma(E_p)$ est obtenue en ajustant une fonction analytique sur des simulations d'interactions hadroniques réalisées avec l'outil SI-BYLL (Fletcher et al. 1994). L'ajustement du spectre γ résultant d'interactions hadroniques par la fonction analytique $F_\gamma(E_p)$ est satisfaisant entre 0.1 et 10^5 TeV, mais cette fonction analytique ne décrit pas le spectre obtenu avec précision en dessous de 100 GeV. $F_\gamma(E_p)$ est donnée par les équations 58 à 61 de Kelner et al. (2006).

Pour des énergies $E_\gamma < 100$ GeV, la forme analytique du spectre en énergie des photons γ est donnée dans le cadre spécifique d'un spectre de CRs (protons) en loi de puissance avec coupure exponentielle $dN_p/dE_p(E_p) \propto (E_p/E_0)^{-\Gamma} \exp(-(E_p/E_{\text{cut}})^\beta)$ et en suivant une procédure similaire à celle développée par Aharonian & Atoyan (2000) pour le calcul de l'émissivité q_π des mésons π^0 . Le taux de production des π^0 lors d'une collision p-p est alors donné par :

$$q_\pi(E_\pi) = \tilde{n} \frac{c n_H}{K_\pi} \sigma_{\text{inel}} \left(m_p + \frac{E_\pi}{K_\pi} \right) \frac{dN_p}{dE_p} \left(m_p + \frac{E_\pi}{K_\pi} \right) \quad (7.13)$$

où \tilde{n} peut être présenté comme un terme de normalisation permettant d'assurer la continuité du spectre de photons produits entre les domaines $E_\gamma < 100$ GeV et $E_\gamma > 100$ GeV (voir Kelner et al. 2006, pour plus de détails) et $K_\pi = \tilde{n}/\kappa = 0.17$ avec κ la fraction de l'énergie cinétique du proton transférée aux γ .

La section efficace σ_{inel} (en mb) est paramétrisée en fonction de E_p par :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{inel}}(E_p) &= 34.3 + 1.88 L + 0.25 L^2 && \text{si } E_p \geq 1 \text{ GeV} \\ &= (34.3 + 1.88 L + 0.25 L^2) \left[1 - \left(\frac{E_{\text{th}}}{E_p} \right)^4 \right] && \text{si } E_p < 1 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (7.14)$$

avec $L = \ln(E_p / 1 \text{ TeV})$ et $E_{\text{th}} = 1.22 \times 10^{-3}$ TeV.

Le spectre des γ produits par désintégration des pions neutres est alors donné par :

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = 2 \int_{E_{\text{min}}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2}} dE_\pi \quad (7.15)$$

où $E_{\text{min}} = E_\gamma + m_\pi^2/4E_\gamma$.

La forme de la coupure exponentielle dans le spectre γ , par rapport à celle du spectre des particules accélérées dépend du processus d'émission en jeu. En particulier, une coupure exponentielle dans le spectre des particules accélérées produit généralement une coupure sous-exponentielle dans le spectre γ résultant d'interactions hadroniques et une coupure exponentielle à sous-exponentielle dans le cas de rayonnement d'origine leptonique, suivant le mode de diffusion des particules et les pertes radiatives dominantes.

Les spectres large-bande des SNRs issus de SNe de type Ia, II-P et Ib/c considérées dans le chapitre précédent sont présentés sur les Figures 7.1, 7.2 et 7.3.

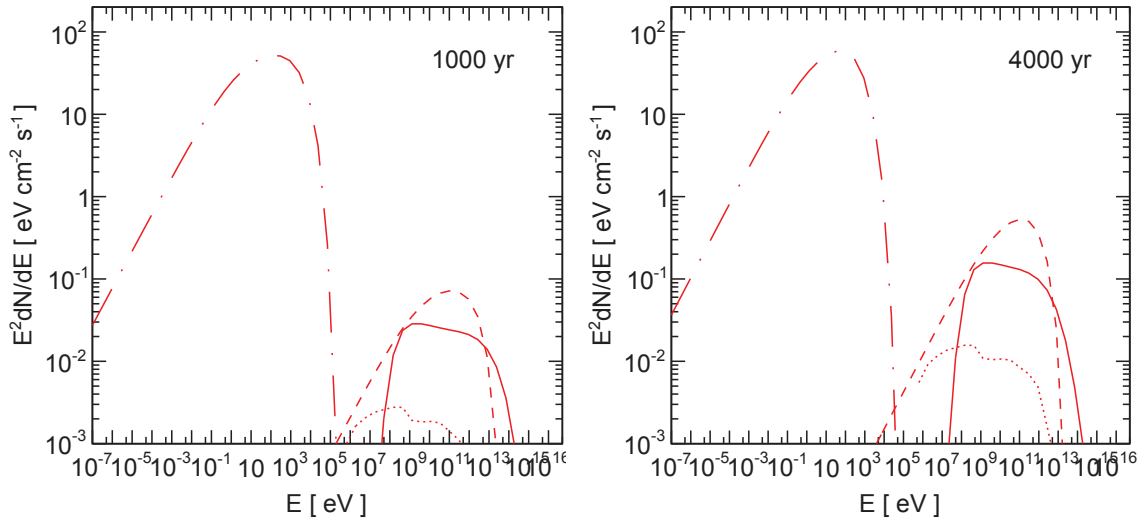


FIGURE 7.1 – Spectres large-bande issus des particules accélérés au choc d'un SNR de type Ia, à 1000 (gauche) et 4000 ans (droite). Les rayonnements synchrotron (tirets points), Bremsstrahlung (pointillés), Compton inverse (tirets) et celui associé aux interactions p-p et à la désintégration des π^0 (ligne pleine) sont représentés.

Les paramètres adoptés dans cette modélisation (densité et propriétés de l'ISM ou du CSM, paramètres d'explosion de la SN, etc.) sont représentatifs des types de SN considérés et représentent ainsi un comportement moyen dont plusieurs cas réels peuvent s'écarter. D'après le modèle décrit dans cette partie, le rayonnement dominant dans la bande en énergie 100 MeV - 100 TeV est l'émission Compton inverse pour les SN Ia et l'émission d'origine hadronique pour les SN II-P et SN Ib/c une fois sorties de leur cavité. Dans le cas des SNe Ib/c, peu de particules ont été accélérées au choc pendant les 1000 premières années car la densité de particules dans la cavité est très faible. En sortie de cavité, les particules de l'ISM sont accélérées et rayonnent. Le milieu entourant le SNR conditionne donc clairement son évolution et les processus d'émission non-thermiques associés.

Une étude plus poussée de l'évolution du SNR pendant la première centaine d'années suivant l'explosion en SN permettrait une modélisation plus réaliste du développement des turbulences magnétiques afin de mieux contraindre le champ magnétique amplifié et donc l'énergie maximale atteinte par les particules confinées au choc.

D'autre part, ce modèle pourrait être étendu à l'étude de SNRs plus âgés et/ou en interaction avec des nuages moléculaires. Ceci requerrait de modéliser l'évolution dynamique du choc en phase radiative pour les SNRs âgés (en suivant par exemple la description de

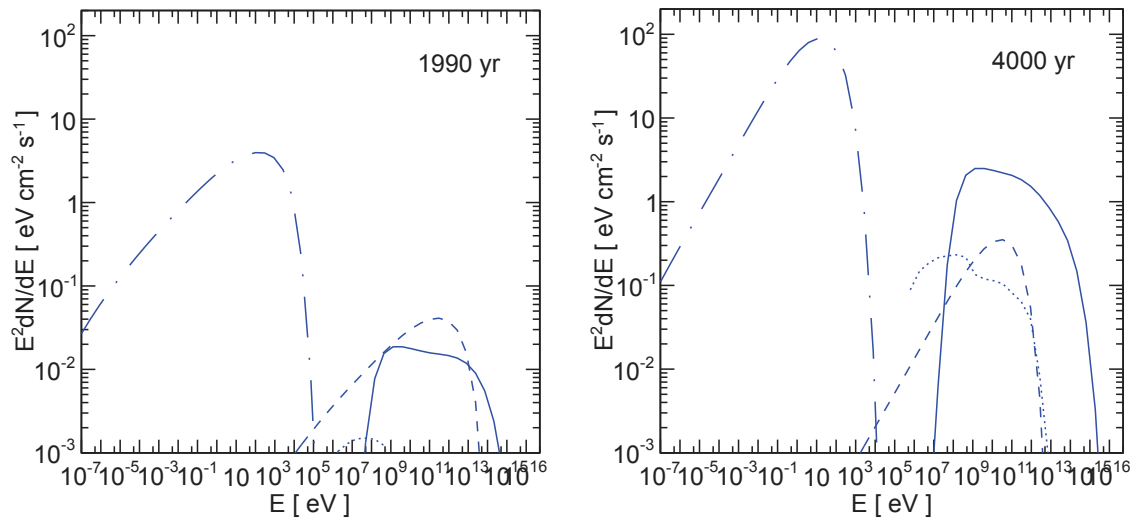


FIGURE 7.2 – Même chose que pour la figure 6.4, mais pour un SNR de type II-P avant de sortir de la cavité (1990 ans, gauche) et après (4000 yr, droite).

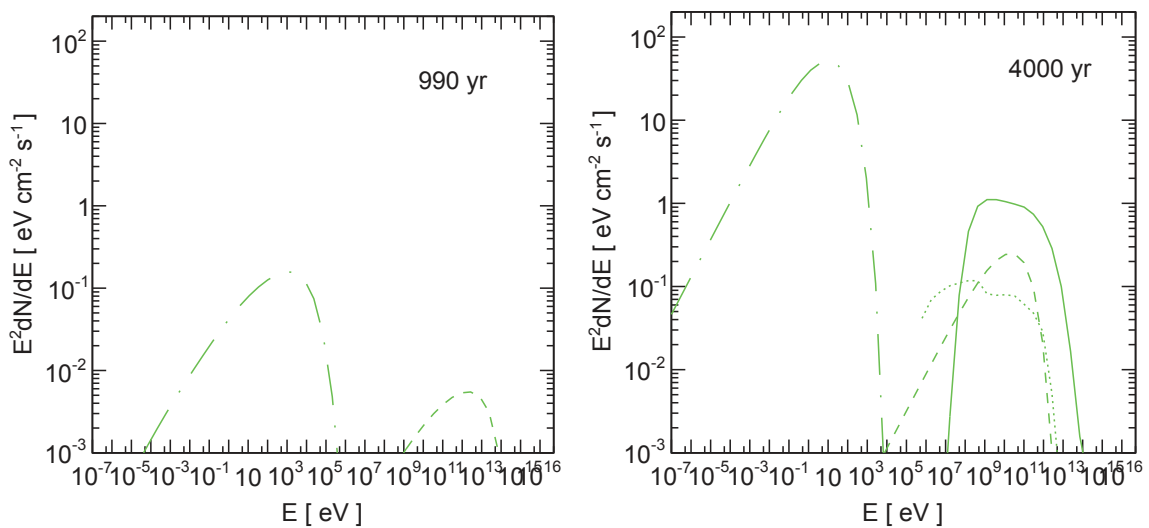


FIGURE 7.3 – Même chose que pour la figure 6.4, mais pour un SNR de type Ib/c avant de sortir de la cavité (990 ans, gauche) et après (4000 yr, droite).

Cioffi et al. 1988b). Les phénomènes d'amortissement des ondes Alfvén résultant des collisions ions-neutres seraient également à prendre en compte puisqu'ils impactent l'amplification du champ magnétique et ainsi l'énergie maximale des CRs (O'C Drury et al. 1996). Des études sont actuellement menées par G. Morlino et S. Gabici (APC, Paris) pour comprendre ces phénomènes.

Troisième partie

Etude des vestiges de supernova avec H.E.S.S.

Chapitre 8

Le vestige de supernova G349.7+0.2

Sommaire

8.1	Les données multi-longueur d’onde sur la région de G349.7+0.2107	
8.2	Observations à haute énergie avec <i>Fermi</i>-LAT	110
8.3	Observations à très haute énergie avec H.E.S.S.	110
8.4	Discussion	113
8.4.1	Emission γ en provenance de la coquille du SNR	114
8.4.2	Emission γ résultant de l’interaction SNR-MC	116
8.5	Conclusion	117

Le vestige de supernova (SNR) G349.7+0.2 est situé dans le plan galactique à ~ 11.5 kpc du Soleil. On estime son âge à quelques milliers d’années. Des observations sur ce SNR ont été menées dans diverses longueurs d’onde : radio, rayons X ainsi qu’à haute énergie (HE, *High Energies*, ~ 0.1 -100 GeV) avec le satellite *Fermi*-LAT. G349.7+0.2 est un des rares SNRs jeunes ($\lesssim 4000$ yr) à être en interaction avec un nuage moléculaire (MC).

Comme discuté au chapitre d’introduction, plusieurs SNRs en interaction avec des MCs (voir Chap. 1, Table 1.1 et Figure 1.12) ont également été détectés à haute et très haute énergie (VHE, *Very High Energies*, ≥ 100 GeV). Il semblait donc naturel de rechercher un signal VHE en provenance du SNR G349.7+0.2. Il est cependant à noter que les SNRs cités précédemment sont tous plus âgés ($\gtrsim 10\,000$ yr), à l’exception de W49B (~ 4000 yr).

Après une présentation détaillée des caractéristiques multi-longueur d’onde de G349.7+0.2 et de son environnement, l’analyse des données de *Fermi*-LAT et celle portant sur les observations H.E.S.S. que j’ai menée et qui a conduit à la détection au TeV de ce SNR sont présentées en sections 8.2 et 8.3, respectivement. L’étude que j’ai conduite sur l’origine de l’émission γ est résumée en section 8.4. L’article de la collaboration H.E.S.S. (voir Annexes F) duquel je suis un des deux *corresponding authors* est sur le point d’être soumis au journal A&A.

8.1 Les données multi-longueur d’onde sur la région de G349.7+0.2

G349.7+0.2 est un SNR de faible diamètre angulaire de $\sim 2 \times 2.5'$ (Green 2009) et de morphologie approximativement circulaire, similaire en radio (Shaver et al. 1985) et en rayons

X (Lazendic et al. 2005; Slane et al. 2002).

La brillance du SNR s'intensifie dans la région sud-ouest, très probablement en raison d'un gradient en densité dû à un nuage HI. Par ailleurs, des observations radio en $^{12}\text{CO}^1$ (Dubner et al. 2004) révèlent un MC coïncident avec le SNR. La détection de cinq masers OH (1720 MHz) (Frail et al. 1996) ainsi que de nombreuses raies d'émission provenant de différentes transitions moléculaires (^{13}CO , CS, HCO^+ , HCN, H_2CO , SiO, SO et H_2 , Hewitt et al. 2009; Lazendic et al. 2004) confirment l'interaction du SNR avec le milieu moléculaire dense. En effet, les masers OH (1720 MHz), comme les raies d'émission H_2 résultent d'une inversion de population pompée au sein de la molécule suite à un choc. Ils ne se produisent que dans des régions de très forte densité ($n \sim 10^4 - 10^6 \text{cm}^{-3}$) et tracent donc un contact physique entre l'onde de choc du SNR et le MC dense. L'image radio de G349.7+0.2 avec les contours CO et les masers OH est présentée en Figure 8.1.

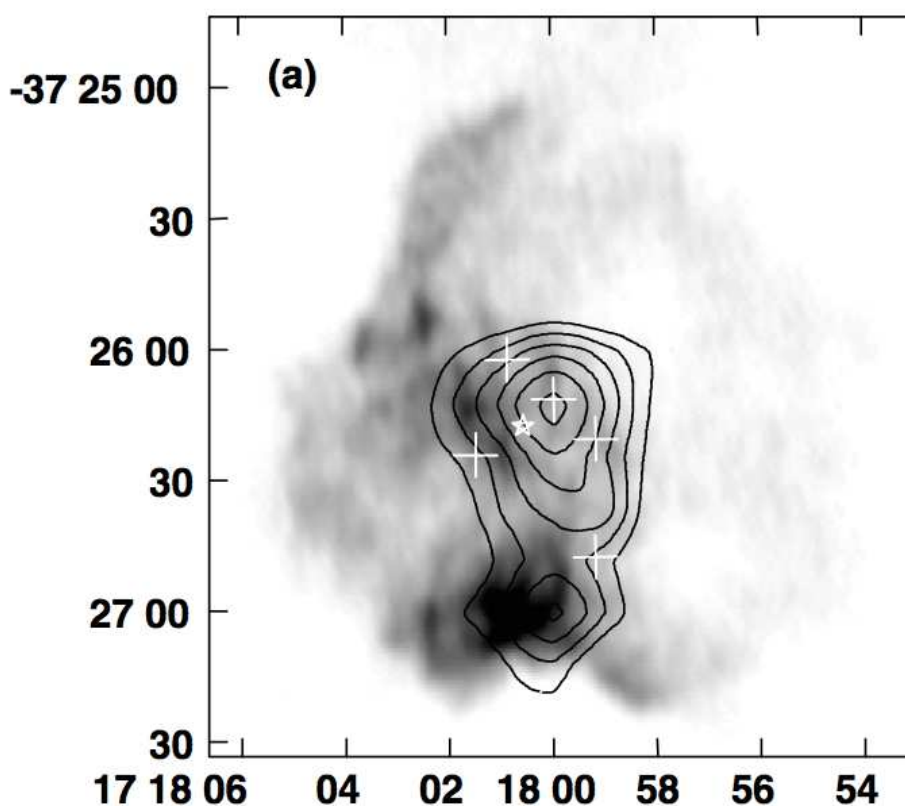


FIGURE 8.1 – Image radio (VLA) à 20 cm de G349.7+0.2 entre 0 (blanc) et 63 mJy/beam (noir). Les lignes noires représentent les contours ^{12}CO ($J = 2-1$) intégrés entre 12 et 19 km s^{-1} pour 40, 55, 70, 85, 100 et 115 K km s^{-1} . Les cinq masers OH (1720 MHz) sont schématisés par des croix blanches. L'étoile blanche montre la position d'une source infra-rouge ponctuelle IRAS J17146-3723. Les coordonnées sont données en RA/Dec (J2000) (Extrait de Dubner et al. 2004).

Les vitesses radiales des masers OH et des raies d'émission (14.3 à 16.9 km/s) sont parfaitement compatibles avec celles des raies CO (16.5 km/s). Combinées avec les mesures de la densité de colonne HI, elles ont longtemps permis de situer G349.7+0.2 à 22.4 kpc du Soleil, soit de l'autre côté de la Galaxie. Cependant, cette distance a été très récemment

1. raies $J = 1-0$ (115.271 GHz), $J = 2-1$ (230.538 GHz) et $J=3-2$ (345.796 GHz)

revue à la baisse par Tian & Leahy (2014), et confirmée deux mois plus tard par Yasumi et al. (2014). De récents travaux en radio et infrarouge sur les vitesses du gaz et de la poussière dans les régions angulairement proches du Centre Galactique (Dame & Thaddeus 2008; McClure-Griffiths et al. 2012) ont révélé que la composante éloignée du bras galactique à 3 kpc correspond aux structures CO et HI visibles à ~ 16.5 km/s et ont estimé sa distance à ~ 11.8 kpc. L'étude des spectres d'absorptions HI et CO en direction de G349.7+0.2 menée par Tian & Leahy (2014) permettent d'affirmer que le SNR est situé sur le bord du bras galactique éloigné de 3 kpc, soit à environ 11.5 kpc au lieu de ~ 22.4 kpc. On estime alors le rayon du SNR à ~ 3.8 pc. Bien que le modèle de Sedov-Taylor ne soit pas vraiment adapté aux SNRs gravitationnels, Tian & Leahy (2014) l'ont utilisé pour réévaluer l'âge de G349.7+0.2 à ~ 1800 yr.

Les flux radio en provenance du SNR sont donnés dans Green (2009) ($F_\nu(1\text{GHz}) = 20$ Jy) et Clark & Caswell (1976) ($F_\nu(408\text{MHz}) = 31$ Jy, $F_\nu(5\text{GHz}) = 9.1$ Jy).

Le spectre de l'émission X de G349.7+0.2 est décrit par deux composantes thermiques dont la plus dure est associée aux éjecta choqués par le choc en retour. La seconde composante spectrale, plus molle, est associée au milieu circumstellaire choqué par le choc principal en raison de ses abondances similaires à celles du système solaire. Lazendic et al. (2005) ont estimé une limite supérieure à 3σ de la composante non-thermique du spectre X à 2.6% du flux total entre 0.5 et 10 keV, pour des indices spectraux compris entre 1.5 et 3. Cette estimation correspond à un flux non-thermique limite de $1.7 \cdot 10^{-11}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. La densité en électrons en aval du choc principal est estimée à $n_e \gtrsim 5f_s^{-1/2} d_{22\text{kpc}}^{-1/2}$ (n_e en cm $^{-3}$) à partir de la composante molle du spectre, où f_s est le facteur de remplissage de cette composante et $d_{22\text{kpc}}$ la distance normalisée à 22 kpc. On suppose le facteur f_s égal à 1 et un facteur de compression r de 4. La composante molle du spectre étant de composition solaire, la densité n_H vérifie la relation $n_e \approx 1.2n_H$, ce qui amène à une densité en amont du choc $n_H^{\text{CSM}} \gtrsim 1.7$ cm $^{-3}$ pour une distance de 11.5 kpc.

Les observations en ^{12}CO (Dubner et al. 2004) permirent d'identifier un MC, visible en Figure 8.1, de diamètre angulaire $\sim 0.6'$, de masse $M_{\text{MC}} \sim 10^4 M_\odot$ et de densité $n_{\text{MC}} \sim 10^3$ cm $^{-3}$ à 22 kpc. Ces deux dernières valeurs dépendent de la distance et ont donc été réévaluées suivant les méthodes détaillées dans Dubner et al. (2004). Pour une distance au nuage de ~ 11.5 kpc, le nuage a une taille de ~ 2.5 pc, une masse de $M_{\text{MC}} \sim 5 \cdot 10^3 M_\odot$ et une densité plus élevée de $n_{\text{MC}} \sim 2 \cdot 10^4$ cm $^{-3}$. La comparaison des spectres d'absorption HI et CO permettent de situer le nuage moléculaire derrière le SNR le long de la ligne de visée (Dubner et al. 2004; Tian & Leahy 2014).

La différence notable entre les densités déduites des observations en rayons X d'une part et en HI et CO d'autre part n'est pas incompatible et peut s'expliquer par un milieu très inhomogène constitué de nombreux grumeaux, dont la concentration est plus importante près du coeur du nuage, et noyés dans un milieu moins dense, dit inter-grumeaux, de densité 5-25 cm $^{-3}$ (Chevalier 1999b). Cette hypothèse est soulevé dans les articles de Lazendic et al. (2005) et Castro & Slane (2010)

Une émission à HE coïncidente avec le SNR G349.7+0.2 a été détectée avec un an de données du *Fermi*-LAT (Castro & Slane 2010). L'analyse de l'ensemble des données du LAT disponibles ($\gtrsim 5$ ans) a été menée par un collaborateur, Cyril Trichard (LAPP, Annecy). Les détails de cette analyse sont résumés succinctement en section 8.2.

8.2 Observations à haute énergie avec *Fermi*-LAT

L'analyse des données du *Fermi*-LAT en direction de G349.7+0.2 a été réalisée avec la version publique des *Fermi Science Tools*² (*v9r32p5*) et les réponses instrumentales *P7REP_SOURCE_V15*, sur une région de 10° autour de la position du SNR. Les paramètres spectraux et la position de l'émission HE coïncidente avec G349.7+0.2 sont estimés à partir d'une méthode de maximum de vraisemblance (*Maximum-Likelihood*) à partir d'un modèle du ciel γ contenant les différentes sources d'émission suivantes :

- les sources du second catalogue *Fermi*-LAT 2FGL (Nolan et al. 2012) situées dans une région de rayon 12° autour de G349.7+0.2 sont incluses dans le modèle. Les paramètres spectraux de celles situées à moins de 8° du SNR et ayant une significativité supérieure à 3σ sont laissés libres et ajustés en même temps que ceux de G349.7+0.2, mais leurs positions sont fixées aux valeurs du 2FGL.
- les fonds diffus galactique et extra-galactiques sont également inclus dans le modèle et leurs normalisations sont laissées libres.

Les produits de l'analyse sont obtenus avec une méthode d'analyse dite "binée" utilisant un estimateur de vraisemblance et supposant que le nombre de coups dans chaque bin de l'espace ainsi que dans chaque bin en énergie suit une distribution de Poisson.

L'analyse spatiale a été réalisée dans la bande en énergie 5-300 GeV, afin de bénéficier des meilleures performances de l'instrument en termes de reconstruction de la position de la source ($\theta_{\text{PSF}} \lesssim 0.1^\circ$ pour des photons en incidence normale). Le contour de confiance à 1σ du meilleur ajustement de la position de l'émission HE de G349.7+0.2 est présentée en tirets jaunes dans l'encart en Figure 8.2.

L'analyse spectrale a été réalisée dans la bande en énergie 0.2-300 GeV. L'effet de l'émission diffuse sous-jacente aux sources modélisées sur le flux de G349.7+0.2 a été évalué en faisant varier artificiellement la normalisation du fond diffus galactique de $\pm 6\%$ par rapport au meilleur ajustement obtenu. Le spectre de la source est ajusté par une loi de puissance simple $dN/dE \propto (E/E_d)^{-\Gamma}$ d'indice spectral $\Gamma = 2.19 \pm 0.04_{\text{stat}} \quad {}^{+0.13}_{-0.31}_{\text{syst}}$ et de flux $F(E_d) = (6.14 \pm 0.43_{\text{stat}} \quad {}^{+3.07}_{-2.65}_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à l'énergie de décorrélation $E_d=3.82 \text{ GeV}$. Le flux de photons intégré sur la bande en énergie 0.2-300 GeV vaut $F_{0.2-300 \text{ GeV}} = (2.79 \pm 0.32_{\text{stat}} \quad {}^{+1.4}_{-1.2}_{\text{syst}}) \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ce qui correspond à une luminosité $L_{0.2-300 \text{ GeV}} \sim 3.0 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ à 11.5 kpc. D'autres modèles spectraux tels qu'une loi de puissance brisée ou de type parabole logarithmique n'améliorent pas significativement l'ajustement. L'analyse binée décrite ci-dessus a été reproduite dans chaque bin en énergie afin d'obtenir des points spectraux. Une limite supérieure à 99% de niveau de confiance (CL, *Confidence Level*) a été calculée dans les bins en énergie pour lesquels la significativité du signal est inférieure à 3σ . Le spectre en énergie obtenu est montré en Figure 8.4.

8.3 Observations à très haute énergie avec H.E.S.S.

Le jeu de données utilisé pour l'analyse H.E.S.S. comprend des runs d'observations pris entre 2005 et 2012, comme le montre le Tableau 8.1. Deux séries de runs proviennent des balayages du plan galactique en 2004 et 2008. Une série de 24 runs dédiés à l'observation de G349.7+0.2 a été prise en 2010, en mode *wobble* (voir Chap. 4, Section 4.2). Le quatrième jeu de données est constitué de près de 200 runs pris en mode *wobble* également, mais destinés à

2. <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/>

l'observation d'autres sources proches de G349.7+0.2, dont notamment le SNR RX J1713.7-3946, situé à $\sim 2.5^\circ$ de G349.7+0.2. La totalité des runs représente 113 heures d'observations prises dans de bonnes conditions météorologiques. Une carte du ciel représentant les pointés des différents runs d'observations utilisés ainsi que les cartes d'exposition associées sont données en Annexe C (Figures C.1 et C.2).

	Date	Exposition (h)	Nombre de runs	Offset ($^\circ$)
Galactic Scan 1	05-07/2004	7.2	17	0.60-2.34
Galactic Scan 2	05-06/2008	11.8	28	0.70-1.50
Autres sources	2004-2012	83.5	194	0.80-2.32
G349.7+0.2 <i>wobble</i>	04-09/2010	10.5	24	0.40-0.75

TABLE 8.1 – Détails du jeu de données H.E.S.S. utilisé pour l'analyse de G349.7+0.2

La composition du jeu de données est telle que près de 80 des 113 heures d'observation ont été réalisées avec un décalage de pointé des caméras compris entre 0.80 et 2.32° par rapport à la position nominale du SNR (voir Figure C.3). Un gradient en direction de RX J1713.7-3946 est donc apparent dans la carte d'exposition regroupant toutes les observations. Lors de l'analyse des données, les régions OFF permettant d'estimer le fond sont positionnées de manière à ce qu'elles aient le même décalage de pointé que la région d'analyse, l'angle zénithal des différentes région OFF d'un même run variant donc d'autant plus que le décalage de pointé est important (voir Figures C.4 et C.5). Or le taux de déclenchement de l'instrument dépend de l'angle zénithal des régions d'intérêt dans le champ de vue de la caméra. Ce gradient d'exposition peut accroître les erreurs systématiques de l'analyse et amener à un biais dans l'ajustement de la position de la source. Pour l'éviter, ce gradient d'exposition est pris en compte dans le calcul des cartes d'acceptance 2D (voir Chap. 4, Section 4.2).

Les données ont été analysées avec l'analyse *Model* décrite au chapitre 4, avec les coupures dites *standard*. Tous les résultats donnés ci-après ont été vérifiés à partir d'un étalonnage des données et d'une méthode d'analyse indépendants. La région d'analyse est définie comme un cercle de rayon $\theta = 0.1^\circ$ centré sur le barycentre de l'émission X associée à G349.7+0.2, estimé à partir de l'image extraite du *Chandra SNR catalog*³ : $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}17^{\text{m}}59.^{\text{s}}60$, $\delta_{J2000} = -37^\circ26'21.^{\text{s}}30$. Un excès de 163 photons VHE correspondant à une significativité de 6.6σ a été mesuré dans la région d'analyse. Le SNR étant en interaction et émettant au GeV, une émission VHE était attendue. Aussi, seule une position dans le ciel a été testée. Par conséquent aucun essai n'est pris en compte dans le calcul de la significativité. On identifie par ailleurs un pic à 7.0σ proche du centre de la région d'analyse.

L'émission H.E.S.S. est ponctuelle et sa position est estimée à $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}17^{\text{m}}57.^{\text{s}}75 \pm 2^{\text{s}}03_{\text{stat}} \pm 1^{\text{s}}30_{\text{syst}}$, $\delta_{J2000} = -37^\circ26'39''65 \pm 24''00_{\text{stat}} \pm 20''00_{\text{syst}}$, ce qui est compatible avec la position de G349.7+0.2 obtenue à partir des observations en rayons X. L'effet du gradient d'exposition est correctement corrigé lors de l'analyse *Model* comme cela est montré en Annexe C (Figure C.6). Une limite supérieure de 0.04° sur l'extension de la source est estimée à 95% CL. Le profil de likelihood permettant d'estimer cette limite supérieure est présenté en Figure C.7.

La Figure 8.2 montre la carte H.E.S.S. en excès autour de la région étudiée. L'image est lissée avec une gaussienne de largeur 0.058° , ce qui correspond au rayon contenant 68% de l'intégrale de la PSF de H.E.S.S. pour cette analyse.

Le spectre en énergie de l'émission à VHE coïncident avec le SNR G349.7+0.2 est extrait pour des énergies >200 GeV et suivant une méthode de *forward folding* (Piron et al. 2001b).

3. <http://snrcat.cfa.harvard.edu/ChandraSNR/index.html>

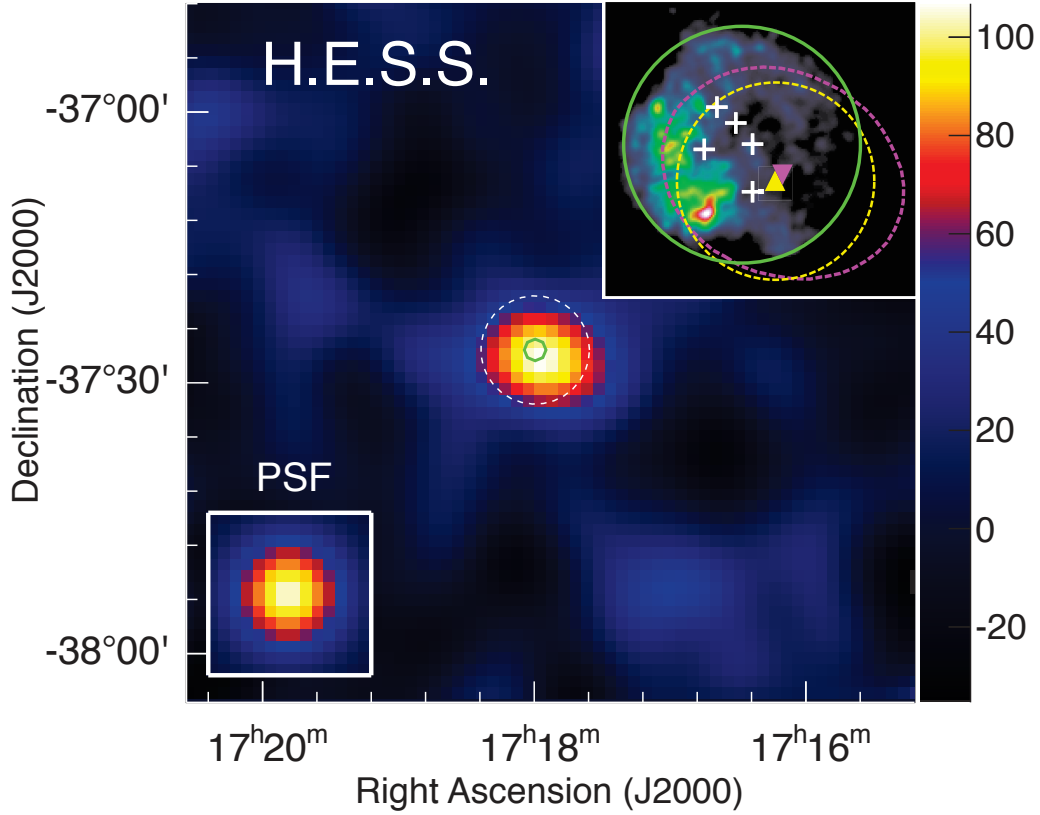


FIGURE 8.2 – Carte en excès H.E.S.S. à VHE de G349.7+0.2. L’image est lissée avec une gaussienne de largeur 0.06° correspondant à la PSF de l’analyse (montrée dans l’encadré en bas à gauche). Les cercles vert et en tirets blancs représentent respectivement la coquille radio du SNR G349.7+0.2 et la région d’analyse. L’échelle de couleur à droite donne le nombre d’excès mesurés par surface $\pi (0.058^\circ)^2$. Les pixels voisins à cette échelle sont corrélés. L’encadré en haut à droite montre l’image *Chandra* de G349.7+0.2 avec les cinq masers OH (1720 MHz) représentés par des croix blanches. La position ajustée de l’émission mesurée avec H.E.S.S. (resp. avec *Fermi-LAT*) est représentée par une croix rouge (resp. jaune), avec les contours à 1 et 2σ (resp. 1σ) d’erreur de localisation en tirets rouges (resp. jaunes).

Le meilleur ajustement est donné par une loi de puissance simple définie par $dN/dE \propto (E/E_d)^{-\Gamma}$ avec un indice spectral $\Gamma = 2.79 \pm 0.27_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ et une énergie de décorrélation $E_d = 627 \text{ GeV}$ ($\chi^2/n_{\text{dof}} = 54.1/56$), comme le montre la Figure 8.3. Les points spectraux sont calculés pour chaque bin en énergie par *forward folding* en supposant une loi de puissance simple. Les résidus de l’ajustement par cette loi de puissance sont montrés en bas de la Figure 8.3 en fonction de l’énergie reconstruite. Le flux de photons intégré au dessus de 400 GeV est de $F(E > 400 \text{ GeV}) = (6.46 \pm 1.12_{\text{stat}} \pm 1.24_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ce qui correspond à 0.7% du flux de la Nébuleuse du Crabe au dessus du même seuil en énergie (Aharonian et al. 2006a). D’autres modèles spectraux tels qu’une loi de puissance avec coupure exponentielle ou une loi de puissance courbée n’améliorent pas significativement la qualité de l’ajustement.

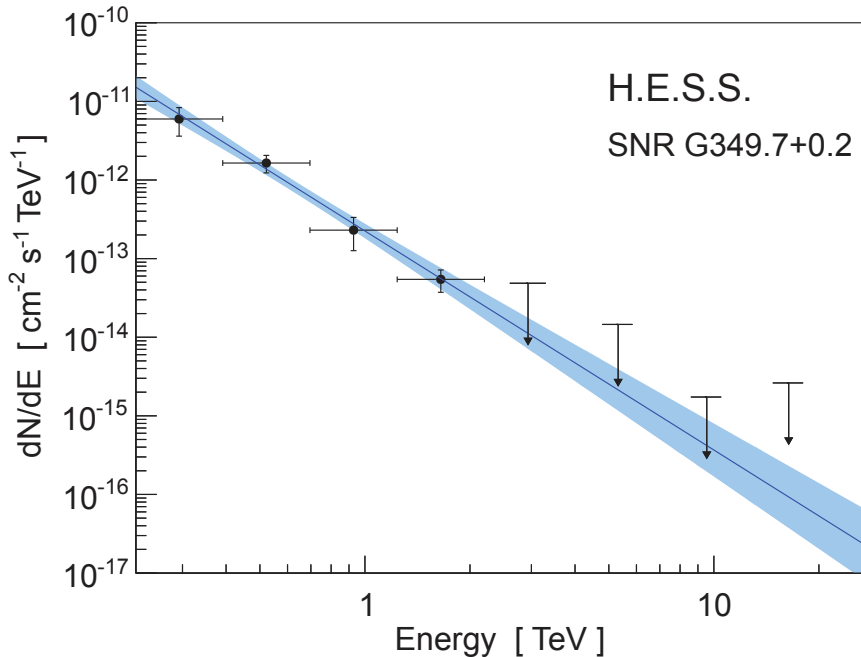


FIGURE 8.3 – Spectre H.E.S.S. en énergie de G349.7+0.2. *En haut* : la ligne bleue représente le meilleur ajustement par une loi de puissance en fonction de l'énergie vraie. La bande bleue correspond à l'incertitude à 68% CL associée. Les limites supérieures sont données à 99% CL.

8.4 Discussion

Le flux γ détecté par *Fermi*-LAT et H.E.S.S. en provenance de G349.7+0.2 implique que ce SNR est lumineux dans ce domaine. En effet, sa luminosité dans la bande en énergie 0.2–300 GeV et au dessus de 400 GeV vaut $L_{\text{HE}} \sim 3.0 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ et $L_{\text{VHE}} \sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, pour une distance de 11.5 kpc. Le spectre VHE est bien ajusté par une simple loi de puissance d'indice spectral $\Gamma_{\text{VHE}} = 2.79 \pm 0.27_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$. Combiné avec les données spectrales du *Fermi*-LAT ($\Gamma_{\text{HE}} = 2.19 \pm 0.04_{\text{stat}} \begin{smallmatrix} +0.13 \\ -0.31 \end{smallmatrix}_{\text{syst}}$), le spectre γ résultant présente une cassure avec une variation de pente $\Delta\Gamma = 0.60 \pm 0.27_{\text{stat}} \begin{smallmatrix} +0.24 \\ -0.37 \end{smallmatrix}_{\text{syst}}$. Afin de prendre en compte l'indétermination des indices spectraux et de la normalisation, la position de cette cassure spectrale est estimée à partir du test de vraisemblance (Rolke et al. 2005) sur les points de données *Fermi*-LAT et H.E.S.S. :

$$\Lambda(E_{\text{br}}) = \frac{\sup_{\theta} \mathcal{L}(E_{\text{br}}, \theta)}{\sup_{E_{\text{br}_0}, \theta} \mathcal{L}(E_{\text{br}_0}, \theta)}, \quad (8.1)$$

où E_{br} représente l'hypothèse testée et E_{br_0} l'ensemble des valeurs possibles pour ce paramètre. θ représente les paramètres de nuisance décrivant les indices spectraux et la normalisation spectrale autorisés.

Le minimum du test de vraisemblance $-2 \ln \Lambda$ est atteint à une énergie de photons $E_{\text{br},\gamma} = 55 \text{ GeV}$, et l'intervalle à 68% CL est de 25–125 GeV. La rupture de pente spectrale apparaît donc précisément à la transition des domaines du *Fermi*-LAT et de H.E.S.S. Une coupure exponentielle pourrait tout aussi bien décrire le spectre γ observé. En suivant la

même méthode que pour la loi de puissance brisée, la position de la coupure exponentielle $\exp(-(E/E_{\text{cut}})^\beta)$ est estimée à $E_{\text{cut},\gamma} = 1.4_{-0.55}^{+1.6}$ (resp. $0.35_{-0.21}^{+0.75}$) TeV en supposant une loi de puissance avec coupure exponentielle $\beta = 1$ (resp. sous-exponentielle, $\beta = 0.5$). La forme de la coupure du spectre γ par rapport à celle du spectre des particules dépend du processus d'émission. Une coupure exponentielle dans le spectre des particules se traduit généralement en une coupure sous-exponentielle dans le spectre des photons dans le cas de désintégrations de pions neutres (Kelner et al. 2006) ou d'émission Compton inverse (Lefa et al. 2012) (voir Chap. 7). Cette distribution de particules est prédite par le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc et est interprétée comme traçant l'accélération de particules par l'onde de choc des SNRs; la coupure exponentielle résultant quant à elle de l'échappement des particules de plus hautes énergies ou des pertes radiatives dans le cas des électrons (voir détails en Partie II). Cependant, des spectres γ ajustés par une loi de puissance brisée avec $E_{\text{br},\gamma} \sim 1\text{-}20$ GeV ont été mesurés pour plusieurs SNRs en interaction avec des MCs (voir Jiang et al. 2010, et les références associées), tels que W28 (Abdo et al. 2010a; Aharonian et al. 2008), W51C (Abdo et al. 2009a; Aleksić et al. 2012), W49B (Abdo et al. 2010d; Brun et al. 2011), IC443 (Acciari et al. 2009; Ackermann et al. 2013a) ou encore W41 (Aharonian et al. 2006b; Castro et al. 2013a). L'origine de cette distribution des particules accélérées (loi de puissance brisée ou avec coupure exponentielle) en lien avec l'émission γ détectée est discutée dans la suite.

8.4.1 Emission γ en provenance de la coquille du SNR

Afin de quantifier la quantité d'énergie nécessaire pour expliquer le flux γ mesuré, une modélisation simple, à une-zone et indépendante du temps, de la distribution des particules accélérées et de l'émission large-bande associée est confrontée aux données multi-longueur d'onde (radio, rayons X et γ). On suppose que le spectre des particules accélérées suit une loi de puissance avec coupure exponentielle : $dN/dE \propto (E/E_d)^{-p} \exp(-E/E_{\text{cut}})$. On suppose des valeurs typiques pour l'énergie de l'explosion E_{SN} et pour la fraction de cette énergie investie dans l'accélération des particules ϵ_{CR} : $E_{\text{SN}} = 10^{51}$ erg et $\epsilon_{\text{CR}} \sim 0.1$ (i.e. $W_p + W_e = \epsilon_{\text{CR}} E_{\text{SN}}$, où $W_{p,e}$ représente l'énergie investie dans l'accélération des protons et électrons, respectivement). La modélisation des processus d'émission est détaillée en Partie II au chapitre 7. Si l'on suppose que le rayonnement γ est dominé par une émission bremsstrahlung non-thermique, alors la rapport électron sur proton requis vaut $K_{\text{ep}} \geq 0.2$, ce qui est bien supérieur aux abondances mesurées sur Terre, ainsi qu'aux valeurs obtenues en modélisant l'émission large-bande de plusieurs SNRs, qui s'étendent en moyenne de $\sim 10^{-2}$ à 10^{-3} (Katz & Waxman 2008). Le scénario dans lequel le signal γ est dominé par l'émission Compton inverse requiert une pente bien plus dure dans le domaine des HE que celle mesurée avec le *Fermi-LAT*. Par ailleurs, dans le cas du Compton inverse sur le CMB, les valeurs obtenues pour le champ magnétique au choc ($B \leq 4 \mu\text{G}$) et pour l'énergie investie dans l'accélération des leptons ($W_e > 8 \times 10^{50} (\text{d}/11.5 \text{ kpc})^2$ erg) semblent irréalistes. L'effet du fond de photons optique sur l'émission Compton inverse donné dans Porter et al. (2008) est négligeable. Cependant les paramètres donnés précédemment deviennent $W_e > \times 10^{50} (\text{d}/11.5 \text{ kpc})^2$ erg et $B \leq 8 \mu\text{G}$, lorsqu'on prend en compte le fond infra-rouge. On rappelle que les densités d'énergie des champs optique et infra-rouge données dans Porter et al. (2008) sont sujettes à d'importantes incertitudes aux petites échelles, locales aux sources individuelles. Les valeurs des paramètres W_e , B et K_{ep} obtenus dans le cas de processus leptoniques dominant l'émission γ suffisent néanmoins à qualifier ces scénarios de fortement défavorables.

Le scénario dans lequel l'émission dominante résulte de la désintégration de π^0 conduit à un produit entre la densité moyenne du milieu et l'énergie totale investie dans l'accélération

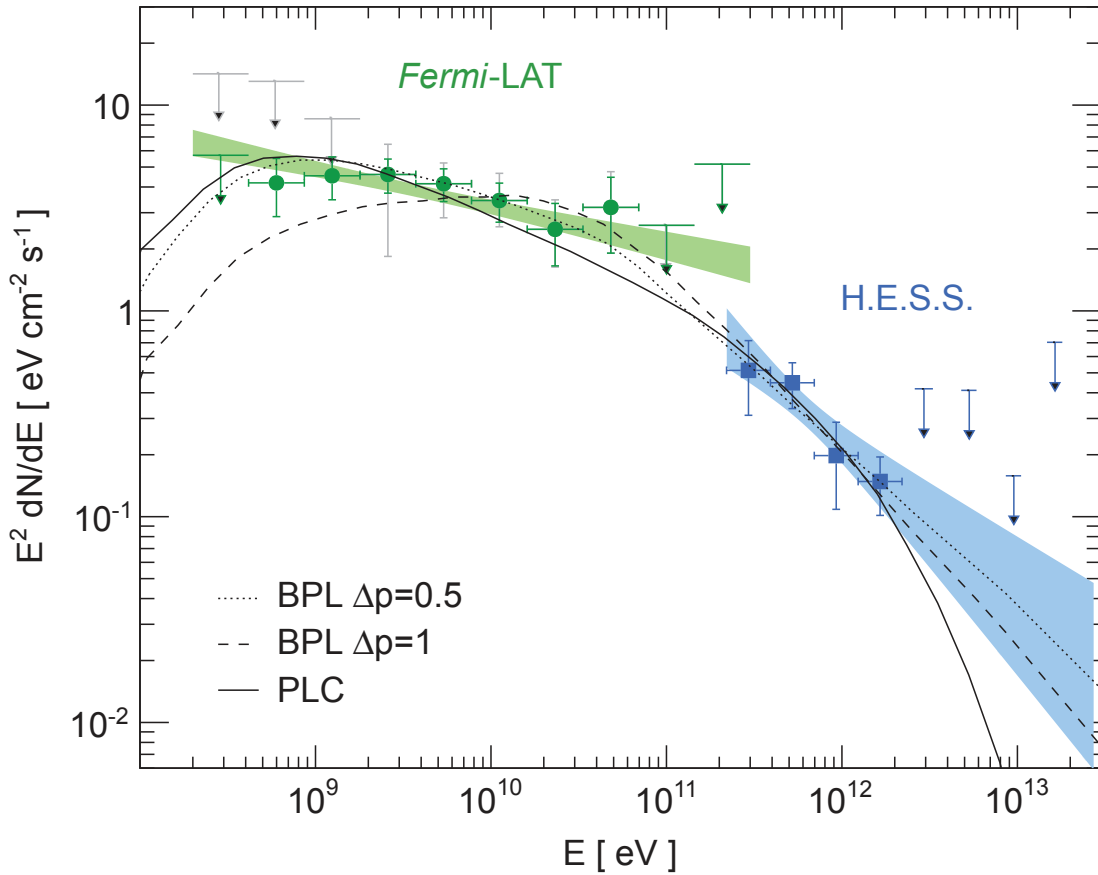


FIGURE 8.4 – Spectre en rayons γ de G349.7+0.2. Les spectres H.E.S.S. (en bleu) et *Fermi*-LAT (en vert) sont donnés avec leurs intervalles de confiance à 1σ associées. Les points spectraux sont donnés avec leurs erreurs statistiques et systématiques (en rouge pour *Fermi*-LAT). Les émissions résultant de la désintégration de π^0 issues des meilleurs ajustements sur la distribution des protons accélérés apparaissent en pointillés et tirets pour la loi de puissance brisée (BPL) avec changement de pente $\Delta p=0.5$ et 1, respectivement, et en ligne pleine pour une distribution de protons en loi de puissance avec coupure exponentielle (PLC).

des protons $n_H W_p \sim 5 \times 10^{51} (d/11.5 \text{ kpc})^2 \text{ erg cm}^{-3}$. Cette valeur est similaire à celle estimée pour W51C (Abdo et al. 2009a) et W49B (Abdo et al. 2010d). Afin de contraindre les propriétés de la distribution de protons primaires, une procédure d’ajustement par *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC) a été réalisée avec l’aide de Victor Zabalza et de l’outil *gammafit*⁴ qu’il a développé. Les paramètres spectraux du meilleur ajustement sont un indice spectral $p = 2.4^{+0.12}_{-0.14}$ et une énergie de coupure $E_{\text{cut}} = 6.8^{+10.}_{-3.4} \text{ TeV}$ (Les erreurs sont données à 68% CL). Une densité du milieu environnant de $\sim 1.7 \text{ cm}^{-3}$, telle que déduite des observations en rayons X, reviendrait à investir $\sim 3 \times 10^{51} \text{ erg}$ dans l’accélération des hadrons, ce qui est bien trop important étant donné la gamme d’énergie d’explosion des SN à effondrement gravitationnel ($1 - 3 \times 10^{51} \text{ erg}$; e.g. Ptuskin et al. 2010). Il apparaît donc clairement que l’émission γ coïncidente avec G349.7+0.2 ne peut pas résulter d’interactions hadroniques sur la totalité de la coquille évoluant dans un ISM de quelques particules par

4. <http://github.com/zblz/gammafit>

cm³, mais plutôt de la région du SNR en interaction avec le MC. Le spectre de l'émission hadronique obtenu avec le meilleur ajustement sur la distribution de protons est présenté en Figure 8.4.

Le scénario mettant en jeu l'échappement de CRs illuminant un nuage situé à proximité du SNR, mais sans contact physique, conduit à un spectre à VHE de pente plus dure que celle à HE (Ellison & Bykov 2011; Gabici et al. 2009). Il paraît par conséquent judicieux d'étudier le cas où l'émission γ coïncidente avec G349.7+0.2 résulterait de l'interaction localisée entre l'onde de choc de G349.7+0.2 et le MC.

8.4.2 Emission γ résultant de l'interaction SNR-MC

Comme mentionné précédemment, des cassures spectrales à des énergies de $\sim 1\text{-}20$ GeV ont été observées dans plusieurs SNRs en interaction avec des milieux denses. Divers scénarios théoriques ont été proposés pour expliquer ces particularités spectrales. Elles pourraient résulter de différents effets liés à l'accélération des particules confinées au niveau de l'onde de choc (Inoue et al. 2010; Malkov et al. 2011, 2012; Tang et al. 2011; Uchiyama et al. 2010), ou à des effets liés à la diffusion dans le nuage, des particules accélérées par l'onde de choc mais s'étant échappées suite à la rencontre du SNR avec le milieu neutre dense (Aharonian & Atoyan 1996; Li & Chen 2010, 2012; Ohira et al. 2011).

En particulier, des collisions ions-neutres intervenant lorsque l'onde de choc interagit avec un milieu partiellement ionisé peut conduire à l'amortissement des ondes Alfvén (O'C Drury et al. 1996; Ptuskin & Zirakashvili 2003, 2005) et par conséquent, à la réduction du confinement des particules de plus haute énergie qui s'échappent alors de la zone d'accélération. Comme montré par Malkov et al. (2011) dans le cas du SNR W44, puis généralisé dans Malkov et al. (2012, Equation 4), une cassure spectrale est attendue à quelques GeV, au dessus de laquelle la pente du spectre des particules augmente de $\Delta p = 1$. La paramétrisation de la position de la cassure fait intervenir plusieurs paramètres libres et ne permet donc pas de tester l'hypothèse d'une cassure liée à l'interaction SNR-MC. Ohira et al. (2011) ont réexaminé la distribution des particules accélérées au choc du SNR, supposé avoir une taille finie, et s'en échappant suivant la paramétrisation décrite dans Ohira et al. (2010). Dans ce modèle, le MC est modélisé par une coquille sphérique entourant le SNR. Les particules dont la longueur de diffusion ℓ_D est supérieure ou égale à la distance entre l'onde de choc et le nuage $D_{\text{SNR-MC}}$ sont supposées s'échapper du SNR en raison de l'amortissement des ondes Alfvén qui assurent l'amplification du champ magnétique et donc le confinement des particules au choc. On attend donc une coupure dans le spectre des protons à l'énergie vérifiant $\ell_D \geq D_{\text{SNR-MC}}$. La combinaison de l'émission des particules confinées et de celles de plus haute énergie s'étant échappées et diffusant dans le nuage produirait alors un spectre γ en loi de puissance brisée. Les deux modèles cités pourraient expliquer le spectre γ observé de G349.7+0.2, quoiqu'en ayant recours à plusieurs paramètres libres tel que le coefficient de diffusion dans le milieu neutre dense, ou encore la distance SNR-MC.

Les scénarios cités pour interpréter les cassures spectrales font de façon générale appel au processus d'émission hadronique pour expliquer l'émission γ . Pour contraindre la distribution des protons, la même méthode d'ajustement par MCMC citée en section précédente a été utilisée en supposant une loi de puissance brisée. Deux variations de pente ont été considérées : $\Delta p = 1$ tel que prédit par Malkov et al. (2011) et $\Delta p = 0.5$ car les observations γ ont révélé des variations de pente $\Delta p < 1$ pour plusieurs SNRs en interaction (e.g. W28, IC443 Abdo et al. 2010a; Ackermann et al. 2013a). Les paramètres obtenus pour le meilleur ajustement sont un indice spectral à HE $p_1 = 2.0^{+0.40}_{-0.23}$ (resp. $p_1 = 2.3^{+0.15}_{-0.13}$) et une énergie de

cassure $E_{\text{br}} = 0.26^{+1.2}_{-0.22}$ (resp. $0.25^{+0.75}_{-0.20}$) TeV pour une variation de pente $\Delta p = 1$ (resp. $\Delta p = 0.5$). Les spectres γ associés à ces distributions des protons accélérés sont montrés sur la Figure 8.4.

Les Critères d'Information Bayésien $BIC = -2\log(L) + k \times \log(N)$, où k est le nombre de paramètres libres du modèle et N le nombre d'observations, obtenus pour les deux lois de puissances brisées et pour la loi de puissance avec coupure exponentielle (section 8.4.1) peuvent être comparés. Les trois hypothèses conduisent à des ajustements aux données γ équivalents ($\Delta BIC < 2$) et compatibles avec les paramètres γ donnés en début de section 8.4, si bien qu'il n'est pas possible d'identifier de façon évidente la réelle distribution de particules.

8.5 Conclusion

Les observations menées avec H.E.S.S. ont conduit à la détection d'une émission VHE en provenance du SNR G349.7+0.2, en interaction avec un MC. Elle constitue une des sources galactiques les plus lointaines détectées à ce jour dans ce domaine d'énergie. Bien que son flux VHE soit très faible ($F(E > 400 \text{ GeV}) \sim 0.7\%$ du flux de la nébuleuse du Crabe), elle n'en reste pas moins une source lumineuse ($L_{\text{VHE}} \sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$) en raison de sa situation dans le bras éloigné de 3 kpc du centre galactique, soit à ~ 11.5 kpc du Soleil.

Le caractère ponctuel de l'émission à VHE ne permet pas une étude approfondie de la morphologie de la source. Néanmoins, le spectre γ conjoint obtenu avec *Fermi*-LAT et H.E.S.S., ainsi que plusieurs mesures observationnelles en radio et en rayons X, permettent d'associer l'émission γ à l'interaction du SNR avec le MC adjacent, et de favoriser le scénario hadronique à l'origine de cette émission HE/VHE. La quantité d'énergie investie dans l'accélération des hadrons vérifie $n_{\text{H}}W_{\text{p}} \sim 5 \times 10^{51} (\text{d}/11.5 \text{ kpc})^2 \text{ erg cm}^{-3}$, et leur distribution spectrale est compatible avec une loi de puissance avec coupure exponentielle et une loi de puissance brisée.

Chapitre 9

Le vestige de supernova Puppis A

Sommaire

9.1	Données multi-longueur d'onde sur la région	119
9.2	Observations à très haute énergie avec H.E.S.S.	122
9.2.1	Analyse des données	122
9.2.2	Contraintes sur le spectre des particules accélérées au choc du SNR	125
9.3	Discussion : Origine de l'absence de signal à très hautes énergies	126

Comme son nom l'indique, le SNR galactique Puppis A est situé dans la constellation de la Poupe, formant avec celles des Voiles et de la Carène l'ancienne constellation du navire Argo, qui fut "démantelée" par l'astronome de Lacaille en 1750. Le SNR est situé à proximité dans le ciel des SNRs Vela Senior et Junior, comme le montre la Figure 9.1. On estime sa distance au Soleil à ~ 2.2 kpc et son âge à ~ 4500 yr, et de nombreuses études détaillées ont permis d'estimer avec précision bon nombre des caractéristiques de ce SNR. Aucune observation dédiée n'avait été effectuée avec H.E.S.S. avant décembre 2012. Une demande d'observation, motivée par la détection récente avec le *Fermi*-LAT d'une émission HE coïncidente avec Puppis A, a été faite auprès de la collaboration H.E.S.S. En décembre 2012, près de 20 heures d'observations dédiées à ce SNR ont été prises.

Après une présentation détaillée des caractéristiques multi-longueur d'onde du SNR Puppis A et de son environnement, je détaillerai dans ce chapitre l'analyse des données H.E.S.S. qui a conduit à l'obtention de limites supérieures de détection et l'interprétation de cette non-détection mise en regard des contraintes observationnelles sur ce SNR. L'article de la collaboration H.E.S.S. (voir Annexes F) duquel je suis un des deux *corresponding authors* est sur le point d'être soumis à A&A.

9.1 Données multi-longueur d'onde sur la région

Avec Cassiopeia A (Cas A) et G292.0+1.8, Puppis A est un des trois SNRs riches en oxygène (*oxygen-rich*) dans la Galaxie¹ (Winkler & Kirshner 1985). En effet, plusieurs fi-

1. Sept SNRs au total sont classés dans cette famille des *oxygen-rich* : trois dans la Galaxie, trois autres dans les Nuages de Magellan (0540-69, N132D, 1E0102-7219 ; Dopita et al. 1981 ; Mathewson

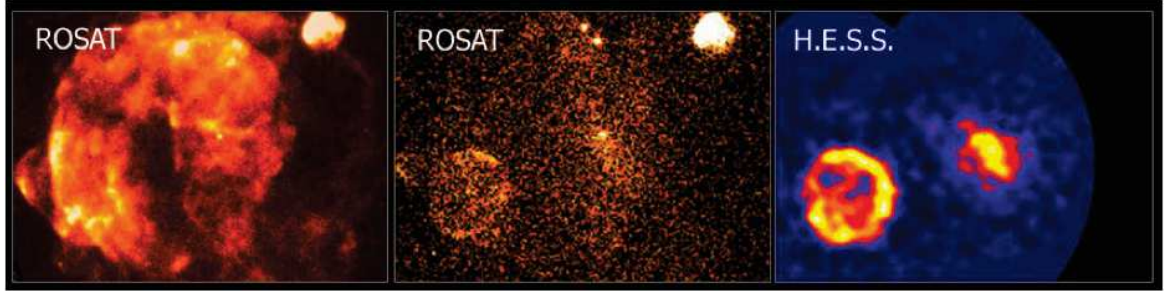


FIGURE 9.1 – Trois vues de la région des Voiles. *Gauche* : Image en rayons X de la région obtenue avec le satellite ROSAT dans la bande en énergie 0.1-2.4 keV. On identifie le SNR Vela au centre, ainsi que le SNR Puppis A très brillant dans ce domaine, au nord-ouest. *Centre* : Image ROSAT pour des photons d'énergies 1.3-2.4 keV. On identifie le pulsar de Vela avec sa nébuleuse au centre de l'image, ainsi qu'un troisième SNR en bas à gauche : Vela Junior (ou RX J0852.0-4622). *Droite* : Image H.E.S.S. ($\gtrsim 0.2$ TeV) de la région en 2006. On observe la nébuleuse du pulsar de Vela ("cocon") ainsi que la coquille du SNR Vela Junior. La région où se situe Puppis A n'avait pas été observée avec H.E.S.S. avant décembre 2012.

laments et *knots* riches en oxygène sont observés en rayons X et en optique dans le quart Nord-Est de Puppis A et permettent de tracer les ejecta : le filament oméga (Winkler & Kirshner 1985; Winkler et al. 1988) ainsi que trois knots, dont un coïncident avec le filament (Katsuda et al. 2013) et deux à proximité, riches en O-Ne-Mg-(Si-S) ont été étudiés par Katsuda et al. (2008a); d'autres filaments et knots, riches en éléments O-Ne-Mg (Katsuda et al. 2010), coïncident avec trois autres knots riches en oxygène (Garber et al. 2010). Ces métaux à faible numéro atomique (O, Ne, Mg) sont caractéristiques des éjecta des SNRs gravitationnels. En accord avec l'hypothèse d'un effondrement gravitationnel, un objet compact (CCO, *central compact object*) RX J0822-4300 est observé à proximité du centre du SNR, dans la partie Sud-Ouest (Becker et al. 2012). La localisation des filaments/knots par rapport à l'objet compact suggère une éjection asymétrique de masse du progéniteur lors de l'explosion en SN avec un CCO se déplaçant dans la direction opposée. L'âge de Puppis A est estimé à 4450 ± 750 ans (Becker et al. 2012), à partir de l'étude du mouvement propre du CCO (5200 ± 1000 ans) et de la dynamique des filaments optiques (3700 ± 300 ans). L'émission thermique en rayons X du SNR (voir Figure 9.2) est principalement associée à l'ISM choqué par l'onde de choc, bien que les filaments/knots présentés plus haut soient associés aux éjecta.

Avec G349.7+0.2 et W49B, Puppis A est un des rares SNRs jeunes ($\lesssim 5000$ ans) à être en interaction avec un milieu dense, bien qu'aucun signe *direct* d'interaction n'ait été identifié à ce jour. Cependant, des observations radio montrent que Puppis A est entouré d'un ensemble de nuages HI et CO (Dubner et al. 2013; Dubner & Arnal 1988; Paron et al. 2008; Reynoso et al. 2003). Des études menées par Hwang et al. (2005) en rayons X avec *Chandra* dans la région du BEK (*Bright Eastern Knot*) montrent l'existence d'une interaction localisée entre l'onde de choc et ce clump, ayant déjà atteint une phase avancée. En effet, cette région présente plusieurs filaments et knots en aval du choc dont la forme suggère la présence d'instabilités résultant de l'engloutissement et de la destruction progressive du clump par l'onde de choc. En comparant la morphologie de la région avec des simulations d'interaction choc-clump en laboratoire (Klein et al. 2003), Hwang et al. (2005) datent l'interaction au

et al. 1980; Morse et al. 1995) et un dans la Galaxie NGC 4449 (SNR 4449-1, Patnaude & Fesen 2003).

niveau du BEK à $\sim 2000-4000$ ans. Par ailleurs, des observations infrarouge (IR) menées avec *Spitzer* (Arendt et al. 2010; Dubner et al. 2013), révèlent l'existence d'un nuage de poussière de densité $\sim 4 \text{ cm}^{-3}$ coïncident avec toute la région nord-est, ainsi qu'avec la région sud de Puppis A. La comparaison des données X et IR montrent une corrélation entre les deux émissions, suggérant que l'émission IR résulte du chauffage des poussières choquées par le plasma chaud du SNR.

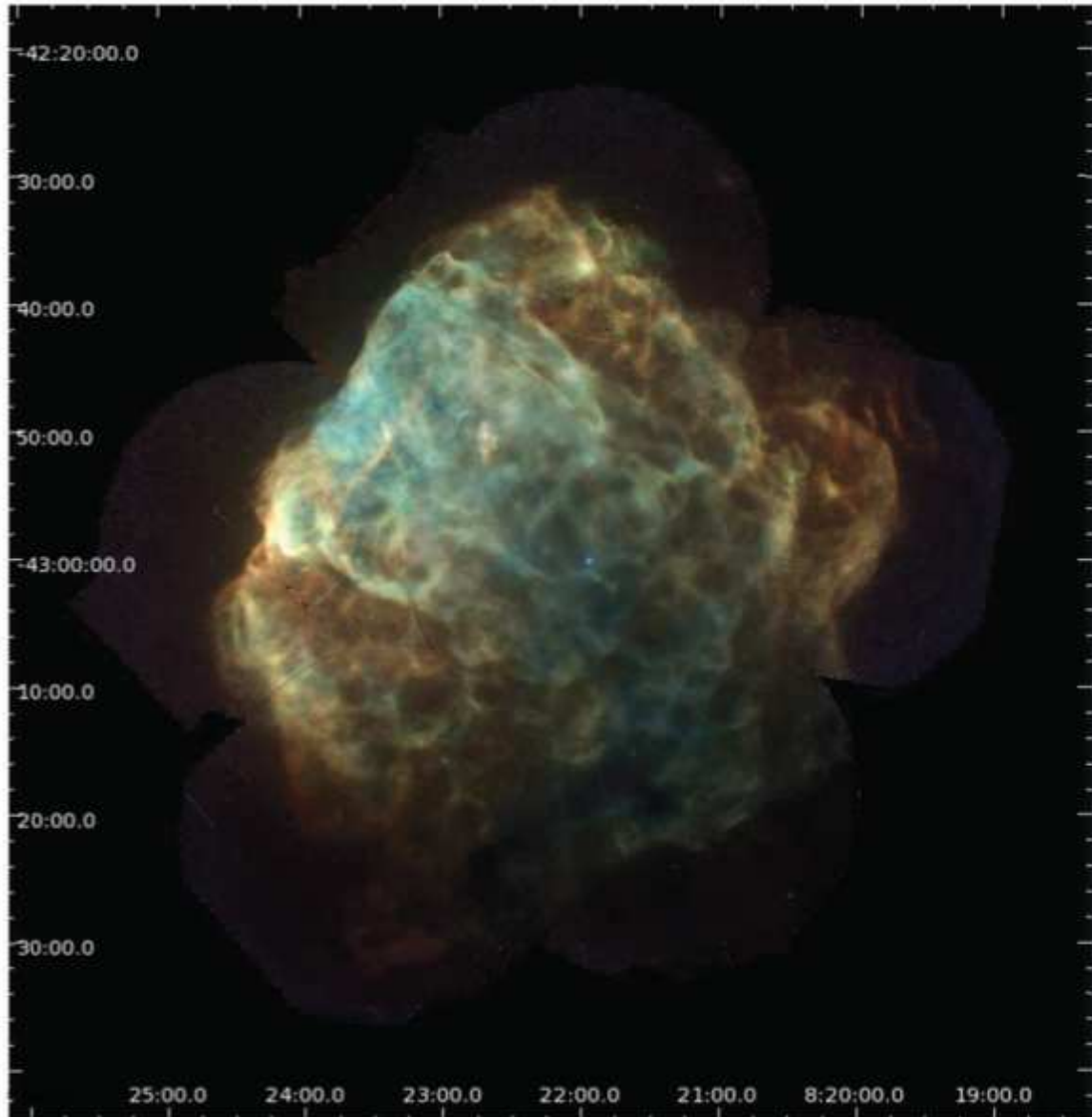


FIGURE 9.2 – Image en rayons X de Puppis A obtenue par combinaison des données *XMM-Newton* et *Chandra*. Les couleurs rouge, verte et bleue correspondent aux bandes en énergie 0.3-0.7, 0.7-1.0 et 1.0-8.0 keV, respectivement. L'image est lissée avec une gaussienne de RMS $10''$. Le point bleu est l'objet compact RX J0822-4300 (Extrait de Dubner et al. 2013).

Des observations en rayons X menées récemment avec les satellites *XMM-Newton* et *Chandra* ont été combinées afin de produire pour la première fois une image haute résolution de la totalité du SNR (Dubner et al. 2013), présentée en Figure 9.2. On observe une structure complexe et filamentaire sur tout le SNR, indiquant que Puppis A évolue dans un milieu

très hétérogène, et probablement grumeleux, comme suggéré par l'expansion asymétrique de l'onde de choc. Cette étude a également permis de confirmer la présence d'un gradient de l'émission thermique X, décroissant d'un facteur quatre entre le nord-est et le sud-ouest.

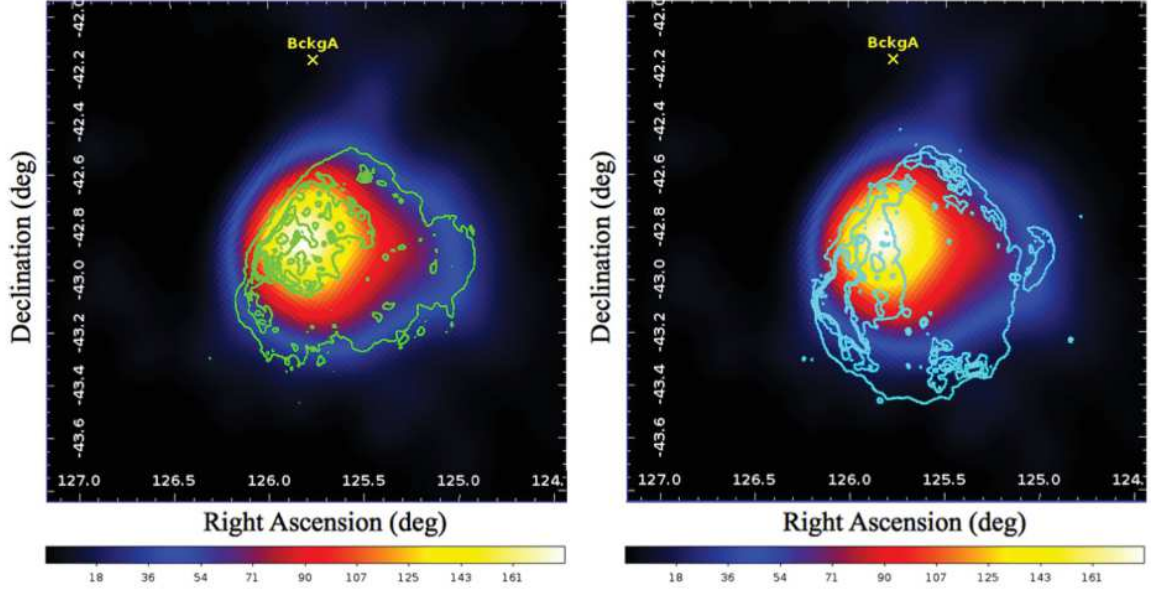


FIGURE 9.3 – Carte en TS de Puppis A obtenue avec le *Fermi*-LAT entre 5 et 100 GeV, avec les contours *ROSAT* (*gauche*) et radio à 1.4 GHz (*droite*) superposés.

Puppis A a été récemment détectée à haute énergie avec le *Fermi*-LAT (Hewitt et al. 2012). Sa luminosité est relativement faible ($2.7 \times 10^{34} (D/2.2 \text{ kpc})^2 \text{ erg s}^{-1}$ dans la bande 1-100 GeV) comparée aux autres SNRs émettant au GeV et connus pour être en interaction avec des milieux denses (Abdo et al. 2009b, 2010d; Ackermann et al. 2013a). L'émission au GeV de Puppis A est étendue, bien ajustée par un disque homogène de rayon $0.38^\circ \pm 0.04^\circ$. Elle est compatible avec les morphologies X et radio (voir Figure 9.3). Le spectre est bien ajusté par une loi de puissance simple, et ne montre pas d'indication de coupure exponentielle ou de cassure. On observe cependant des différences (peu significatives) d'indices spectraux entre les hémisphères Est et Ouest, tous deux décrits par un spectre en loi de puissance. En effet, la pente de l'hémisphère Ouest est plus forte que celle de l'hémisphère Est ($\Delta\Gamma=0.3$ à 2σ de degré de confiance), comme le montre la Figure 9.5.

9.2 Observations à très haute énergie avec H.E.S.S.

9.2.1 Analyse des données

La totalité du jeu de données H.E.S.S. sur Puppis A équivaut à ~ 24 hr d'observation, dont ~ 17 hr d'observation en mode *wobble* dédiées au SNR, et ~ 7 hr dédiées à l'observation de la région des Voiles, dont Vela X en particulier. L'ensemble des observations est effectué à des angles zénithaux compris entre 18° et 45° , avec une moyenne de $\sim 24^\circ$, et un décalage de pointé moyen par rapport à la source de $\sim 1.2^\circ$.

Les données ont été analysées avec l'analyse *Model* avec les coupures standard (voir chapitre 4). Les résultats de cette analyse ont été vérifiés à partir d'une chaîne d'étalonnage et avec une méthode d'analyse indépendantes. L'énergie de seuil, définie ici comme l'énergie au

dessus de laquelle l'acceptance est supérieure à 15% de sa valeur maximale, vaut 0.26 TeV. La région d'analyse est définie comme un disque de rayon 0.38° , centrée sur $\alpha_{J2000} = 08^{\text{h}}22^{\text{m}}40^{\text{s}}.8$, $\delta_{J2000} = -42^\circ55'48''.0$, correspondant à l'extension et à la position de l'émission γ détectée par *Fermi*-LAT à haute énergie. Des analyses similaires ont été réalisées pour les hémisphères Est et Ouest comme définis par Hewitt et al. (2012). La carte d'excès obtenue à partir de cette analyse des données H.E.S.S., lissée avec un rayon de corrélation de 0.06° , est présentée en Figure 9.4. Les régions d'analyse (tirets blancs) et les contours radio à 1.4 GHz (noir) y sont superposés.

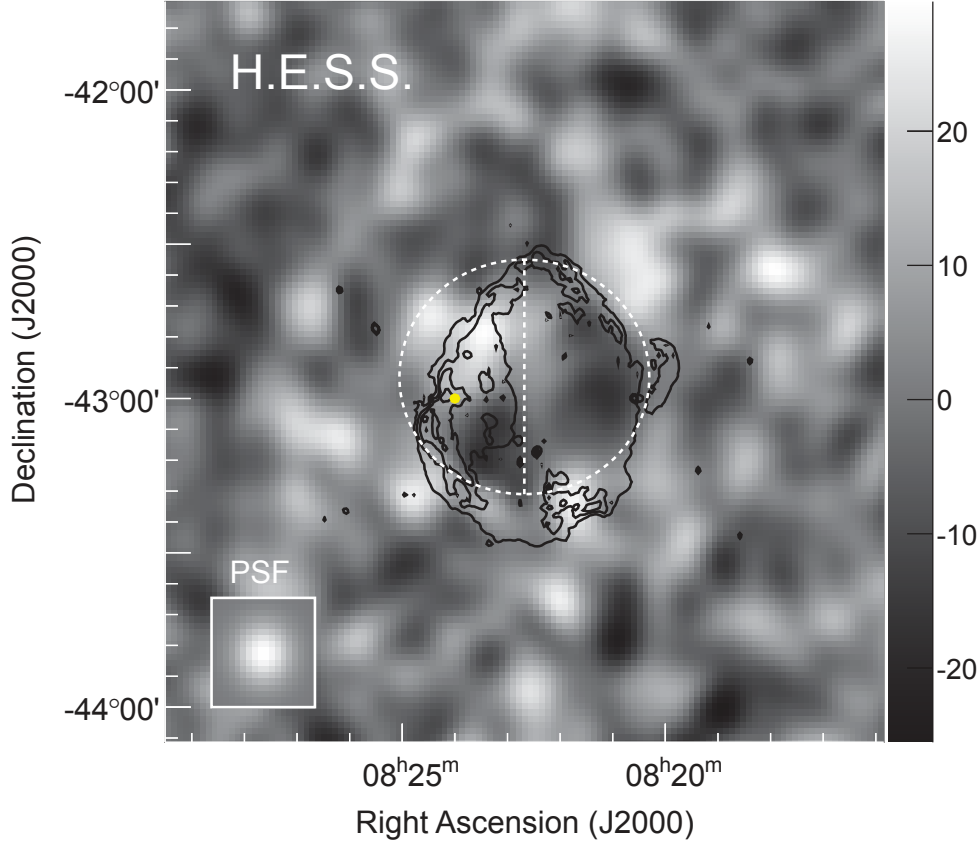


FIGURE 9.4 – Carte en excès H.E.S.S. à VHE de Puppis A. L'image est lissée avec une gaussienne de largeur 0.06° correspondant à la PSF de l'analyse (montrée dans l'encadré en bas à gauche). Les contours noirs et les régions définies par des tirets blancs représentent respectivement l'émission radio à 1.4 GHz (5, 10, 15 et 20 mJy/beam, Castelletti et al. 2006) et les régions d'analyses. L'échelle de couleur à droite donne le nombre d'excès mesurés par unité de surface $\pi(0.06^\circ)^2$. Les pixels voisins à cette échelle sont corrélés. Le point jaune représente la position du BEK Hwang et al. (2005).

Aucun signal significatif n'a été mesuré dans les régions analysées. Plus précisément, 8 événements γ ont été détectés en excès dans la région circulaire, correspondant à une significativité de 0.1σ (Li & Ma 1983). Des limites supérieures (UL) sur les flux différentiels des trois régions d'analyse, entre 0.26 et 10 TeV, ont été estimées à 99% CL (voir détails au chapitre 4), pour un indice spectral Γ de 2.1 correspondant à celui mesuré par *Fermi*-LAT.

L'échantillonnage spectral de ces ULs doit au moins être aussi large que la résolution en énergie de l'instrument. De plus, il doit être suffisamment large pour prendre en compte assez d'évènements mesurés, mais doit rester suffisamment fin pour que les ULs estimées ne

dépendent pas significativement de l'hypothèse faite sur la forme spectrale. Nous avons donc choisi un échantillonnage approximativement deux fois supérieur à la résolution en énergie, soit $\frac{\Delta E}{E}=0.42$ (i.e. 5 bins par décade en énergie). Ainsi, si l'on suppose un indice spectral Γ de 3, les ULs estimées varient de moins de 5% par rapport au cas $\Gamma=2.1$ (voir Figures D.1 et D.2 en Annexe D). Pour faciliter la lecture des ULs, il a également été décidé de représenter chaque UL par une flèche dont la base indique explicitement la taille du bin en énergie sur lequel le flux est intégré. En plus de cette dépendance liée à l'échantillonnage choisi, les ULs sont également sensibles à la taille de la région d'analyse (voir Figure D.3 en Annexe D). Afin que les ULs estimées prennent en compte la totalité de l'émission en provenance des régions étudiées, elles ont été corrigées de la fraction des événements reconstruits en dehors de la région d'analyse à cause de l'étalement du signal par la PSF de H.E.S.S. Ainsi, 10% du flux total provenant du SNR, considéré comme un disque uniforme de rayon 0.38° , se retrouve en-dehors de la région d'extraction. Les ULs corrigées de ce facteur sont représentées en Figure 9.5 avec les spectres à HE mesurés avec *Fermi*-LAT.

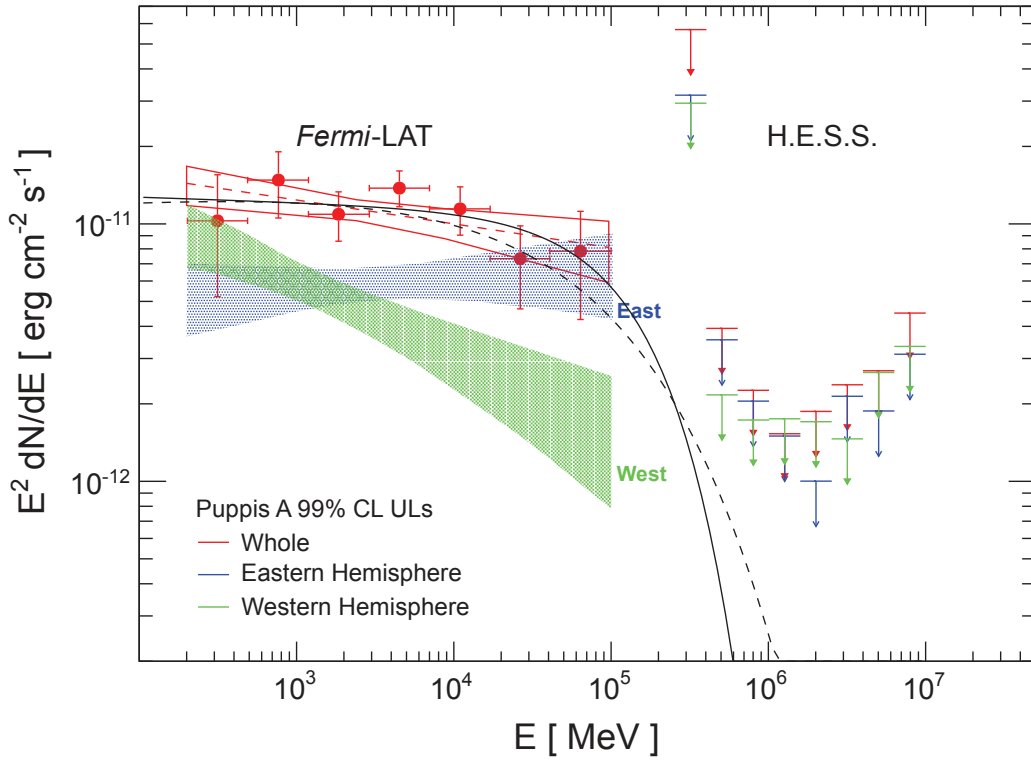


FIGURE 9.5 – Limites supérieures H.E.S.S. à 99% CL sur les flux différentiels, calculés par bin en énergie $\frac{\Delta E}{E}=0.42$ (i.e. 5 bins par décade), pour les trois régions d'extraction considérées : la région circulaire de rayon $R_{ON} = R_{GeV} = 0.38^\circ$ (rouge) et les hémisphères Est (bleu) et Ouest (vert). Sont également représentés les spectres *Fermi*-LAT avec leur bande à 68% CL, pour les trois régions d'extraction (même code de couleur). Les points spectraux donnent les flux avec les erreurs à 1σ pour la région circulaire. Les lois de puissance avec coupure exponentielle et sous-exponentielle obtenues avec le test de vraisemblance sont montrées en traits pleins et en tirets, respectivement (voir section 9.2.2).

Alors que les ULs obtenues pour l'hémisphère Ouest ne sont pas contraignantes en raison d'un spectre HE très mou, celles relatives à l'hémisphère Est et à la région circulaire contenant tout le SNR Puppis A contraignent clairement la forme du spectre de l'émission γ . Pour ces

deux régions, l'extrapolation des spectres *Fermi*-LAT à 68% CL sur la bande en énergie 0.26-10 TeV est exclue à plus de 99% CL, indiquant l'existence d'une signature spectrale (coupure exponentielle ou cassure) à des énergies intermédiaires aux domaines sondés par *Fermi*-LAT et H.E.S.S.

9.2.2 Contraintes sur le spectre des particules accélérées au choc du SNR

En supposant que le spectre des particules accélérées au choc principal du SNR suit une loi de puissance avec coupure exponentielle, tel que le prédit le mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc (DSA, voir Partie II, chapitre 6), le spectre γ résultant des différents processus d'émission présentés au chapitre 7 suit également une loi de puissance avec coupure exponentielle : $dN/dE = N_0(E/E_0)^{-\Gamma} e^{-(E/E_{\text{cut}})^\beta}$, où E_0 est l'énergie de référence (fixée à 100 GeV), E_{cut} est l'énergie de coupure et β caractérise la forme du spectre au niveau de la coupure (voir ci-dessous). Pour évaluer l'existence de cette coupure dans le spectre du SNR (i.e. région circulaire)², un estimateur de vraisemblance \mathcal{L} a été défini comme la combinaison des estimateurs de vraisemblance sur les points spectraux *Fermi*-LAT et sur les données H.E.S.S. L'estimateur de vraisemblance *Fermi*-LAT est évalué à partir du χ^2 sur les points spectraux et leur erreurs à 1σ . L'estimateur de vraisemblance H.E.S.S. est calculé en comparant le nombre d'événements en excès détectés, supposés suivre une statistique de Poisson, avec le nombre d'événements attendus dans chaque bin en énergie reconstruite (voir Partie I, chapitre 4) :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{Fermi/LAT}} + \mathcal{L}_{\text{H.E.S.S.}} = -\frac{1}{2} \chi_{\text{Fermi/LAT}}^2 + \mathcal{L}_{\text{H.E.S.S.}} \quad (9.1)$$

Afin de prendre en compte les différents processus d'émission, deux valeurs ont été testées pour le paramètre β : 0.5 pour les processus hadroniques, et 1 pour les processus leptoniques, comme cela est attendu pour des spectres de particules accélérées en loi de puissance avec coupure exponentielle (pour les protons, Kelner et al. 2006) et super-exponentielle (pour les électrons subissant les pertes synchrotron et en régime de Bohm, Zirakashvili & Aharonian 2007). Un test statistique par rapport d'estimateurs de vraisemblance (Rolke et al. 2005) est utilisé pour extraire le domaine d'exclusion de E_{cut} :

$$\Lambda(E_{\text{cut}}) = \frac{\sup_{\theta} \mathcal{L}(E_{\text{cut}}, \theta)}{\sup_{E_{\text{cut}}, \theta} \mathcal{L}(E_{\text{cut}}, \theta)}, \quad (9.2)$$

où les inconnues Γ et N_0 sont considérés comme des paramètres de nuisance sous la variable θ .

Le profil du test statistique par rapport d'estimateurs de vraisemblance $-2 \ln \Lambda$ suit un profil de χ^2 avec un degré de liberté (Rolke et al. 2005) et est montré en Figure 9.6. Le minimum est atteint à ~ 55 et 150 GeV, pour $\beta = 0.5$ et 1, respectivement. En dessous de ces énergies, le profil de $-2 \ln \Lambda$ augmente rapidement en raison des contraintes imposées par la détection *Fermi*-LAT. Au delà, les données H.E.S.S. sont suffisamment contraignantes pour conduire à un accroissement de $-2 \ln \Lambda$. Le but de ce travail étant de définir le domaine en énergie de la coupure exponentielle exclu par les données H.E.S.S. à 99% CL, les limites supérieures sur celle-ci sont données par $-2 \ln \Lambda = 5.41$, ce qui correspond à des énergies de

2. Aucun point spectral *Fermi*-LAT n'étant disponible pour les hémisphères, aucune limite supérieure sur une coupure/cassure spectrale n'a été estimée.

~ 280 et 450 GeV pour $\beta=0.5$ et 1 , respectivement. Des simulations Monte Carlo ont été réalisées par un collaborateur, Igor Oya, pour vérifier que la couverture de cette méthode ne s'écarte pas du régime gaussien. Des spectres en loi de puissance cassée ont été observés dans de nombreux SNRs en interaction avec des MCs. L'émission γ de Puppis A pourrait donc tout aussi bien suivre une telle forme spectrale. Une variation d'indice spectral $\Delta\Gamma = 1$ peut s'expliquer par les pertes radiatives (à champ magnétique constant) dans le cas des électrons, ou bien par l'échappement des CRs dû aux collisions ion-neutre lorsque l'onde de choc du SNR rencontre un milieu neutre dense, tel qu'un MC. La limite supérieure sur l'énergie de coupure dans le cas d'un spectre γ en loi de puissance avec coupure sous-exponentielle peut être utilisée de façon conservative comme limite supérieure sur l'énergie de la cassure spectrale pour tous les cas vérifiant $\Delta\Gamma \lesssim 1$.

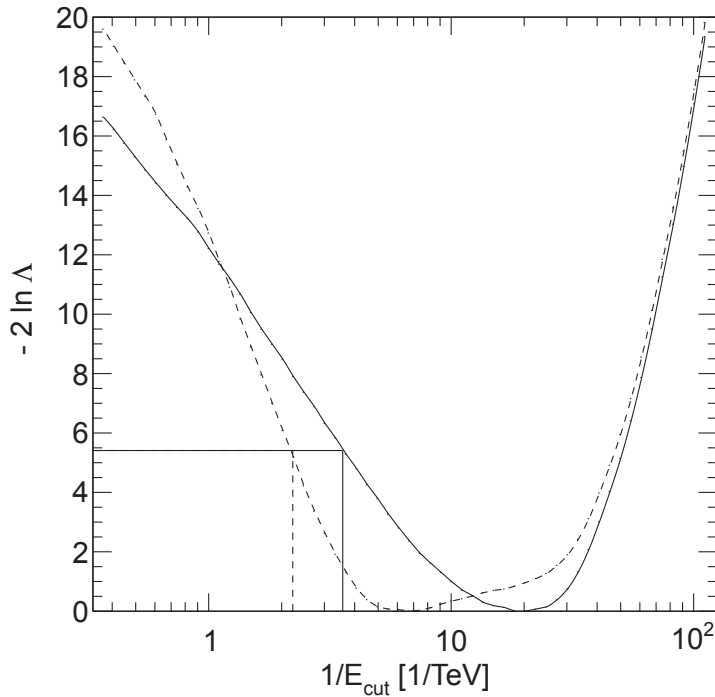


FIGURE 9.6 – Profil du test statistique par rapport d'estimateurs de vraisemblance $-2 \ln \Lambda$ en fonction de l'inverse de l'énergie de coupure E_{cut} , pour les deux lois spectrales testées : lois de puissance avec coupure exponentielle (en tirets) et super-exponentielle (en traits pleins). Les lignes droites donnent les limites à 99% CL sur l'énergie de coupure pour les deux formes spectrales considérées.

9.3 Discussion : Origine de l'absence de signal à très hautes énergies

Le choc principal des SNRs doit permettre d'accélérer des particules jusqu'à une énergie maximale fixée par l'âge, la taille ou les pertes radiatives (voir Partie II, chapitre 6), résultant en une coupure exponentielle dans le spectre des CRs. Les pertes radiatives peuvent

également être à l'origine de cassures spectrales lorsque le temps caractéristique des pertes devient inférieur à l'âge du SNR.

Un spectre de protons en loi de puissance avec coupure exponentielle produit un spectre γ résultant d'interactions p-p avec une coupure de type sous-exponentielle (Kelner et al. 2006). Dans le cas d'un scénario leptonique, un spectre d'électrons en loi de puissance avec coupure super-exponentielle, comme attendue dans le cas de pertes synchrotron dominantes et en régime de Bohm, génère également un spectre γ avec une coupure sous-exponentielle $\beta = 0.5$ (Zirakashvili & Aharonian 2007). Les limites supérieures de 280 GeV et 450 GeV sur la coupure du spectre γ se traduisent alors en une coupure dans le spectre des particules accélérées de ~ 2 TeV, ~ 5 TeV ou ~ 12 TeV, suivant que l'émission γ résulte du Bremsstrahlung, des interactions p-p ou de Compton inverse, respectivement. Comme mentionné en fin de section 9.2, la limite supérieure de 280 GeV donne une estimation conservative de la position d'une cassure spectrale si $\Delta\Gamma \lesssim 1$. Une telle cassure apparaîtrait alors à $\lesssim 900$ GeV, $\lesssim 5$ TeV ou $\lesssim 10$ TeV, suivant que l'émission γ résulte du Bremsstrahlung, des interactions p-p ou de Compton inverse, respectivement.

Ces valeurs sont comparées aux prédictions du DSA appliqué à Puppis A, pour lequel nous avons supposé un âge de 4500 yr, un rayon de 15 pc et une vitesse du choc principal allant de 700 à 2500 km s⁻¹. La dernière valeur de la vitesse du choc a été estimée par Katsuda et al. (2013) et est associée au mouvement de knots liés aux éjecta. La vitesse de 700 km s⁻¹ a été estimée à partir de la température au choc de ~ 0.7 keV (Hwang et al. 2005) et en supposant l'équipartition de l'énergie de l'onde de choc entre électrons et ions. Ces deux vitesses sont associées à la région nord-est (NE) du SNR, qui est également la région coïncidente avec l'essentiel de l'émission HE. Des contraintes sur le champ magnétique $B_{\mu G}$ et sur la densité du gaz n_0 , considérés constants, sont obtenues en supposant l'accélération des particules constante dans le temps depuis l'explosion en SN jusqu'à aujourd'hui. Ces contraintes peuvent alors être comparées aux estimations indépendantes obtenues par (Hewitt et al. 2012) au travers de la modélisation de l'émission large bande de Puppis A. Les contraintes, calculées dans le cadre d'un régime de Bohm, sont présentées dans la Table 9.1.

Pour les scénarios limités par l'âge ou la taille du SNR, les limites supérieures sur le champ magnétique sont dans les deux cas bien inférieures aux estimations de Hewitt et al. (2012), obtenues via une modélisation 1-zone de l'émission à large bande de Puppis A (entre 8 et 35 μG), et à celles de Dubner et al. (2013) fondées sur des arguments d'équipartition ($\sim 26 \mu G^3$). En d'autres termes, des champs magnétiques si élevés auraient dû conduire à une énergie de coupure plus élevée et donc à une émission VHE détectable par H.E.S.S. On rappelle que les limites supérieures données en Table 9.1, dépendent du régime de diffusion qui peut s'écarter du régime de Bohm (voir Parizot et al. 2006). Cependant, des déviations significatives au régime de Bohm seraient nécessaires pour expliquer la non-détection de H.E.S.S. et étant donné les mesures *Fermi*-LAT. En particulier, dans le cas d'un scénario hadronique et pour une limitation sur l'énergie maximale due à la taille du SNR, une diffusion de l'ordre de 50 fois plus lente que celle de Bohm serait nécessaire.

Dans les cas d'une énergie maximale (ou de cassure) donnée par les pertes p-p et Bremsstrahlung, les limites inférieures obtenues sur la densité du milieu sont bien plus élevées que celles estimées à partir des observations IR dans la région NE du SNR (~ 4 cm⁻³, Arendt et al. 2010), pour n'importe quelle valeur raisonnable du champ magnétique. Une densité de ~ 4 cm⁻³ peut expliquer la luminosité mesurée par le *Fermi*-LAT, tout en considérant une quantité raisonnable d'énergie investie dans l'accélération des particules de $\sim (1-4) \times 10^{49}$ erg

3. Bien que Arbutina et al. (2012) aient trouvé un champ magnétique de $\sim 100 \mu G$ pour Puppis A, à partir de calculs d'équipartition modifiée, appliqués aux SNRs à coquille.

Scénario	Contraintes	
Pertes radiatives :	$(\tau_{\text{acc}} > \tau_{\text{rad}})$	
$\tau_{\text{p-p}}$	$B_{\mu\text{G}} < 6 \times 10^{-5} n_0 v_{\text{sh},3}^{-2} E_{\text{TeV}}$	$= 6 \times 10^{-4} n_0$
τ_{brem}	$B_{\mu\text{G}} < 10^{-4} n_0 v_{\text{sh},3}^2 E_{\text{TeV}}^{-1}$	$= 4 \times 10^{-4} n_0$
τ_{sc}	$B_{\mu\text{G}} > 7 \times 10^3 v_{\text{sh},3}^2 E_{\text{TeV}}^{-2}$	$= 370$
Limite d'âge : $\tau_{\text{acc}}(E_{\text{max}}) > \text{age}$	$B_{\mu\text{G}} < 0.7 v_{\text{sh},3}^{-2} E_{\text{TeV}}$	$= 1.4 E_{\text{max}}$
Limite de taille : $\frac{D(E_{\text{max}})}{v_{\text{sh}}} > \chi R_{\text{sh}}$	$B_{\mu\text{G}} < 0.07 \chi_{0.1}^{-1} R_{15}^{-1} v_{\text{sh},3}^{-1} E_{\text{TeV}}$	$= 0.1 \chi_{0.1}^{-1} E_{\text{max}}$

TABLE 9.1 – Contraintes sur $B_{\mu\text{G}}$ et n_0 calculées à partir des prédictions du DSA (en régime de Bohm) et données en fonction de la limite supérieure sur l'énergie maximale (ou l'énergie de cassure) E_{TeV} des particules obtenue à partir des mesures *Fermi-LAT* et H.E.S.S. La colonne de droite donne les contraintes obtenues en utilisant les ULs sur les énergies maximales, pour une vitesse du choc de 700 km s^{-1} .

$B_{\mu\text{G}}$, n_0 et E_{TeV} sont en μG , cm^{-3} et TeV . Les paramètres associés à Puppis A sont : $R_{15} = \frac{R}{15 \text{ pc}}$ et $v_{\text{sh},3} = \frac{v_{\text{sh}}}{10^3 \text{ km s}^{-1}}$ pour le rayon et la vitesse du choc ; un âge de 4500 yr et un rapport χ entre la longueur de diffusion des particules d'énergie $E = E_{\text{max}}$ et le rayon du choc donné par $\chi_{0.1} = \frac{\chi}{0.1}$ (Zirakashvili & Ptuskin 2008). $\tau_{\text{p-p}}$, τ_{brem} et τ_{sc} sont les temps caractéristiques des pertes radiatives pour les collisions p-p, le Bremsstrahlung et le synchrotron. τ_{acc} et τ_{rad} sont les temps caractéristiques d'accélération et de pertes, respectivement. $D(E_{\text{max}})$ est le coefficient de diffusion à l'énergie maximale.

(Hewitt et al. 2012). Le cas d'une énergie maximale limitée par les pertes synchrotron conduit à une limite inférieure sur le champ magnétique ($B > 370 \mu\text{G}$) bien trop élevée pour un SNR âgé de ~ 4500 yr.

L'hypothèse d'une cassure spectrale dans le spectre des électrons due aux pertes synchrotron résulte en un champ magnétique réaliste ($B_{\mu\text{G}} > 70 E_{\text{TeV}}^{-1/2}$). Cependant, un rayonnement γ d'origine principalement leptonique (via le Compton inverse ou Bremsstrahlung) requerrait un ratio électron-proton supérieur à 0.1, ce qui est bien plus élevé que ce qui est mesuré sur Terre. Les cassures spectrales d'origine radiative résultant des interactions p-p ou du Bremsstrahlung sont possibles, mais requerraient une densité de particules dans l'ISM de l'ordre de 10^4 cm^{-3} , ce qui semble bien trop élevé au regard des densités estimées en périphérie du SNR Puppis A. Ainsi, aucun des scénarios considérés ne permet d'expliquer l'absence de signal VHE coïncident avec Puppis A.

Si l'onde de choc du SNR a rencontré un MC depuis un certain temps, l'accélération des particules a pu cesser en raison de l'amortissement ion-neutre. Dans un tel cas, une coupure radiative serait apparue à une énergie vérifiant $\tau_{\text{rad}} = \Delta t$ où Δt est le temps écoulé depuis le début de l'interaction avec le MC. Ceci impliquerait $n_0 \gtrsim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ et $B \gtrsim 50 \mu\text{G}$ pour des pertes radiatives de nature Br/p-p et sc, respectivement. Ces paramètres sont réalistes pour un MC.

Outre les coupures/cassures spectrales résultant des pertes radiatives, d'autres scénarios peuvent expliquer la présence d'une cassure spectrale à HE, tels que ceux faisant appel à l'échappement et à la diffusion de particules accélérées (e.g. Malkov et al. 2012; Ohira et al. 2010). Bien que ces cassures spectrales sont généralement observées à des énergies comprises entre 1 et 20 GeV (Abdo et al. 2010a,b,c,d; Ackermann et al. 2013a), c'est à dire à plus

basse énergie que les contraintes obtenues sur Puppis A, il est possible que la détection de ces cassures spectrales dans cette bande en énergie soit le résultat d'un biais observationnel avec *Fermi*-LAT.

On sait aujourd'hui que certaines régions localisées sur le bord NE de Puppis A ont interagi avec des zones denses du milieu environnant, tel que le BEK. Ces régions sont brillantes en rayons X et en radio et ont une taille caractéristique de l'ordre de l'arcseconde. Or l'émission HE est étendue et son barycentre ne coïncide pas avec les régions en interaction, aussi ces dernières ne sont très probablement pas à l'origine de l'essentiel de l'émission HE détectée par le *Fermi*-LAT. Celle-ci est plus vraisemblablement associée à l'émission observée en X durs dans la région NE du SNR (en bleu sur la Figure 9.2) et adjacente à un nuage tracé en IR-lointain qui est, ou bien sur le point d'entrer, ou bien déjà entré, en interaction avec le SNR Puppis A. Une telle interaction avec un nuage pourrait être à l'origine d'une cassure dans le spectre des rayons γ de HE/VHE. Des observations de Puppis A avec H.E.S.S. Phase II permettront de révéler la forme spectrale de l'émission γ entre ~ 50 et 200 GeV, et d'identifier les processus en jeu au sein de ce SNR.

Chapitre 10

Le balayage galactique avec H.E.S.S. et le catalogue des SNRs

Sommaire

10.1	Création des échantillons de SNRs	134
10.2	Analyse des régions sélectionnées	135
10.2.1	Echantillon sûr	135
10.2.2	Echantillon confus	136
10.3	Discussion	140
10.3.1	Effet du type du SNR et de son environnement	140
10.3.2	Limites supérieures sur le flux VHE et extension des SNRs	141
10.3.3	Luminosité et âge des SNRs	142
10.3.4	SNRs en interaction détectés à HE	142
10.4	Conclusion	144

Entre 2004 et 2012, H.E.S.S. (Phase I, avec les 4 télescopes de 12 m) a balayé les régions centrales de la Galaxie ($-113^\circ \leq \ell \leq 75^\circ$, $-5^\circ \leq b \leq 5^\circ$) afin de rechercher les sources émettrices à très haute énergie. Avec près de 2500 heures d'observations, une résolution angulaire en-dessous de 0.1° et une sensibilité aux sources ponctuelles de l'ordre de 1% du flux de la nébuleuse du Crabe (soit un flux intégré au-dessus de 1 TeV $F(> 1 \text{ TeV}) \sim 2.2 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), ce balayage du plan galactique (HGPS, *HESS Galactic Plane Survey*) est le plus profond jamais obtenu dans ce domaine. Aujourd'hui, un catalogue contenant près de 100 sources est sur le point d'être publié et l'image H.E.S.S. du plan galactique (donnée en significativité) est présentée en Figure 10.1 avec les contours en sensibilité superposés. Comme cela est discuté au chapitre 1 et présenté en Table 1.1, 9 SNRs, tous types confondus (isolés ou en interaction), ont été *clairement* identifiés comme sources au TeV au sein du HGPS (hormis SN1006), les autres se situant dans les régions externes de la Galaxie. Afin de contraindre l'hypothèse des SNRs à l'origine du rayonnement cosmique galactique au travers de leur émission γ , il est nécessaire d'exploiter entièrement ces données du HGPS pour rechercher d'autres SNRs à VHE, estimer des limites supérieures de détection à VHE sur l'ensemble des SNRs Galactiques connus, et mettre ces contraintes en regard des prédictions théoriques portant sur la visibilité des SNRs dans ce domaine.

Plus de 300 SNRs ont été détectés dans la Galaxie grâce principalement aux balayages et pointés dédiés dans les domaines radio et X, parmi lesquels 220 sont situés dans le HGPS.

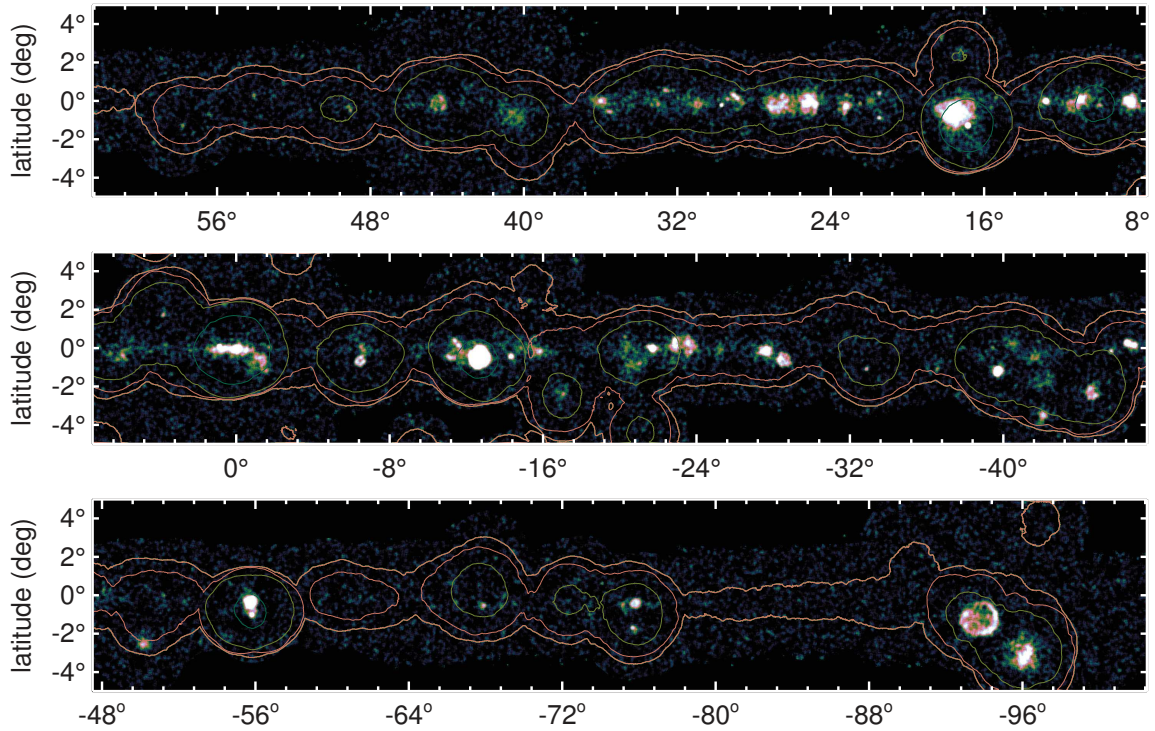


FIGURE 10.1 – Carte H.E.S.S. du plan galactique. L'échelle (linéaire) de couleur donne la significativité calculée pour un rayon de corrélation de 0.1° , entre 0 et 10. La sensibilité de H.E.S.S. (i.e. le flux intégré au-dessus de 1 TeV $F(>1 \text{ TeV})$ minimum détectable à 5σ) est également représentée par les contours à 0.5, 1, 1.5 et 2 % du flux de la nébuleuse du Crabe.

Type	shell	composite	PSR/PWN	incertain	total
SNR	163	53	30	71	317
SNR avec une distance estimée	58	40	7	40	145
SNR avec un âge estimé	42	42	4	31	119

TABLE 10.1 – Composition du catalogue de l'Université du Manitoba *SNRcat*.

Dans ce qui suit, les catalogues SNR de Green¹ et de l'Université du Manitoba² ont été les principales sources utilisées. Ce dernier catalogue compte aujourd'hui 317 sources, dont des SNRs à coquille, composites et certains sans indication de coquille (filled-centre), mais incluses au catalogue du fait de la détection d'un pulsar (PSR) ou d'une nébuleuse de pulsar (PWN, *pulsar wind nebula*) en radio et/ou en rayons X. La table 10.1 résume les différents types de SNRs répertoriés.

Bien que plusieurs centaines de SNRs soient identifiés dans la Galaxie en radio et/ou rayons X, seulement 44 d'entre eux, tous types confondus, coïncident avec une source H.E.S.S. et seulement 9 (en incluant SN1006) de ces détections H.E.S.S. sont associées à une émission résultant des processus d'accélération de particules confinées au niveau du choc principal (SNRs à coquille ou *shell* dans le diagramme présenté en Figure 10.2) ou d'échappement et de

1. www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/

2. www.physics.umanitoba.ca/snr/SNRcat/

propagation des particules accélérées impactant un MC (SNR-MC, voir Table 10.1 et Figure 10.2). Les 35 autres sources H.E.S.S. coïncidentes avec un SNR sont ou bien clairement associées à l'émission d'une PWN, ou bien d'origine encore incertaine (*confused* dans le diagramme présenté en Figure 10.2). Huit émissions H.E.S.S. sont associées à une PWN³.

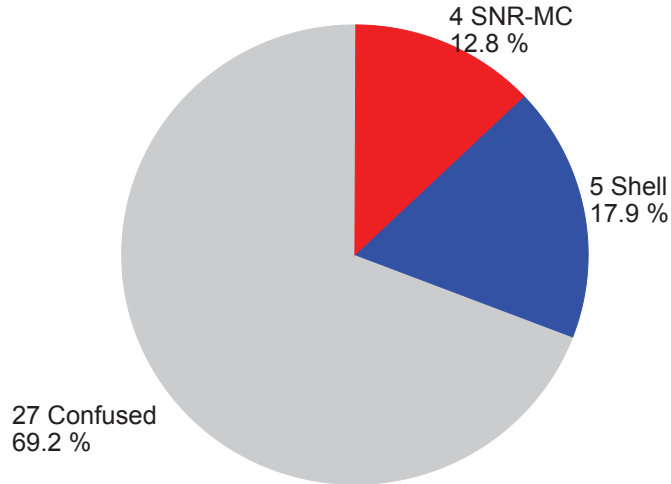


FIGURE 10.2 – Diagramme en camembert de la répartition des associations des sources H.E.S.S. coïncident avec un SNR galactique pour lequel une coquille a été détectée en radio et/ou rayons X.

Un nombre si faible de sources VHE associées à l'émission de SNRs peut sembler être en contradiction avec le fameux paradigme des SNRs pour lequel les CR galactiques (i.e. d'énergie $\lesssim 3$ PeV pour les protons) sont produits par accélération diffusive par onde de choc au sein des SNRs à hauteur de $\sim 10\%$ de l'énergie d'explosion en moyenne par SN, avant de diffuser dans la Galaxie (voir le chapitre 1 pour plus de détails).

L'objet de cette étude est donc de rechercher un signal à VHE en provenance des quelques 180 SNRs non détectés jusqu'à maintenant avec H.E.S.S. On se limite ici à rechercher un rayonnement VHE produit par les particules accélérées et *confinées* au choc des SNRs, ce qui permet de poser un a priori sur les positions testées. Le cas des CRs s'échappant de l'onde de choc et illuminant des nuages distants au SNR n'est pas l'objet de cette étude.

Une des difficultés majeures du travail entrepris est que de nombreux SNRs sont situés à proximité de sources H.E.S.S. brillantes et étendues, comme le montre la Figure 10.3. Cela complique considérablement l'estimation du flux VHE en provenance du SNR. Deux types d'échantillons de SNRs ont donc été définis : un échantillon dit *sûr* constitué de SNRs situés dans des régions sans sources H.E.S.S. susceptibles de contaminer la région analysée, et un échantillon dit *confus*, composé des SNRs restants. Je commence par détailler les méthodes utilisées pour la sélection et l'analyse des sources, et discute par la suite les résultats obtenus.

3. Bien que le SNR présente une coquille en radio et/ou en X, l'émission détectée par H.E.S.S. ne coïncide pas avec la coquille et est associée à la PWN : G0.9+0.1, G11.1+0.1, G15.4+0.1, G21.5-0.9, G29.7-0.3, G263.9-3.3, G320.4-1.2 et G327.1-1.1.

10.1 Création des échantillons de SNRs

Afin de sélectionner les SNRs, des régions d'exclusion sont générées à partir des positions des sources H.E.S.S. sur les cartes de significativité du HGPS (Figure 10.1). Les pixels situés autour de chaque source H.E.S.S. sont scannés puis acceptés ou rejetés suivant que leur significativité dépasse un seuil fixé. Des cartes binaires d'exclusion du plan galactique sont ainsi générées. Les régions d'analyse associées à chaque SNR (voir définition plus bas) et situées à l'intérieur ou interceptant une ou plusieurs de ces régions d'exclusion autour des sources H.E.S.S. forment l'échantillon *confus*. Celles situées à l'extérieur des régions d'exclusion constituent l'échantillon *sûr*. Deux seuils de significativité sont définis pour constituer ces deux échantillons de SNRs : $S_1 = 4\sigma$ (échantillon lâche comptant 125 SNRs) et $S_2 = 2\sigma$ (échantillon conservatif comptant 93 SNRs). Les cartes de significativité du plan galactique utilisées sont celles produites avec des coupures standard et un rayon de corrélation de 0.2° . En effet, près de la moitié des SNRs considérés ont un rayon supérieur à 0.1° et les contours d'exclusion obtenus pour ce rayon de corrélation sont conservatifs par rapport à ceux obtenus avec un rayon de corrélation de 0.1° . Cette méthode de sélection des SNRs a été développée par un collaborateur du MPI-K à Heidelberg, Joachim Hahn et son application sur une portion du HGPS est représentée en Figure 10.3. Ces régions d'exclusion ont été générées à partir des cartes du plan galactiques produites via les chaînes d'étalonnage et d'analyse française et allemande. Les distributions en significativité pour la totalité des cartes du plan galactique et en dehors des régions d'exclusion sont données en Annexe E (voir Figure E.1).

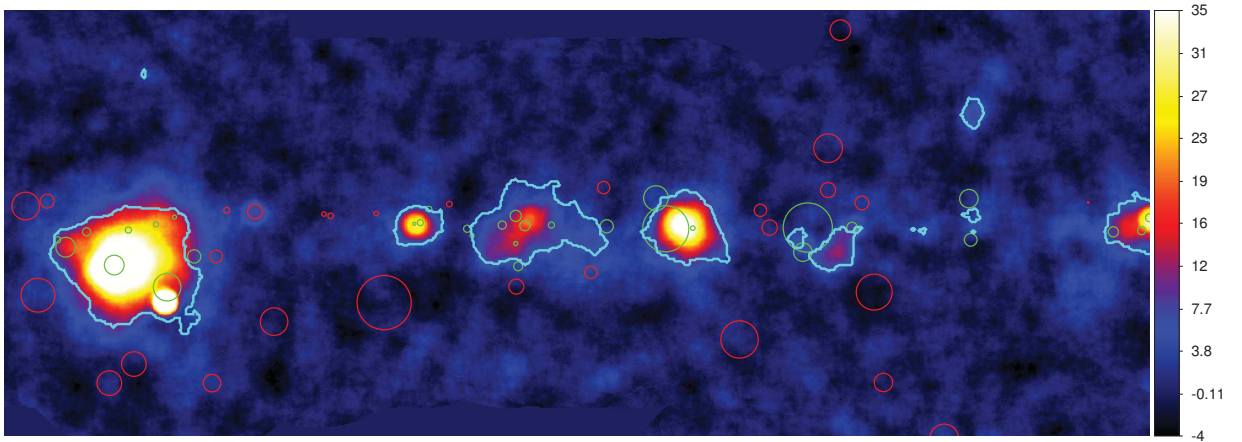


FIGURE 10.3 – Carte en significativité d'une portion du HGPS. Les contours cyan représentent les contours définissant les régions d'exclusion (voir texte). Les cercles représentent les régions d'analyse des SNRs constituant l'échantillon sûr (en rouge) et celles de l'échantillon confus (en vert).

Les SNRs analysés par la suite sont ceux qui ont été sélectionnés au travers des deux chaînes d'étalonnage et d'analyse. Les régions d'exclusion utilisées pour la soustraction du fond via des régions OFF (régions différentes de celles présentées ci-dessus et utilisées pour la génération des échantillons), dites *régions d'exclusion OFF* par soucis de clarté, ont été produites avec l'analyse *Model* par François Brun et avec l'analyse dite *HAP-TMVA*⁴ par Svenja Carrigan, à partir des cartes du HGPS associées. Les analyses *HAP-TMVA* des SNRs ont été menées par Joachim Hahn, tandis que j'étais en charge des analyses *Model*.

4. Cette méthode d'analyse, présentée dans Ohm et al. (2009), est fondée sur l'utilisation d'un arbre de décision sur les données H.E.S.S.

10.2 Analyse des régions sélectionnées

10.2.1 Echantillon sûr

Pour chaque SNR, la région d'analyse est définie comme un disque uniforme de rayon $R_{\text{ON}} = R_{\text{eff}} + \theta_{\text{PSF}}$, où $R_{\text{eff}} = \sqrt{R_{\text{min}} R_{\text{maj}}}$, R_{min} et R_{maj} étant respectivement les demi-petit et demi-grand axes de l'ellipse décrivant le SNR. La taille de la PSF de H.E.S.S. θ_{PSF} est ajoutée afin de garantir que la totalité de l'émission provenant du SNR est contenue dans la région d'extraction. θ_{PSF} est de façon conservative prise égale à 0.1° .

Certains SNRs sont très elliptiques (e.g. G320.6-1.6 : $R_{\text{min}} = 22'$ et $R_{\text{maj}} = 30'$) et définir une région d'extraction circulaire peut alors paraître inadapté. En Figure 10.4, les distributions des significativités cumulées et des limites supérieures sur le flux intégré dans la gamme en énergie 0.5-10 TeV pour des SNRs considérés comme circulaires ($R_{\text{min}}/R_{\text{maj}} > 0.9$) et elliptiques ($R_{\text{min}}/R_{\text{maj}} < 0.9$) sont comparées. Aucune tendance notable liée à l'ellipticité de SNR n'apparaît. L'utilisation de régions circulaires pour des SNRs elliptiques semble donc raisonnable.

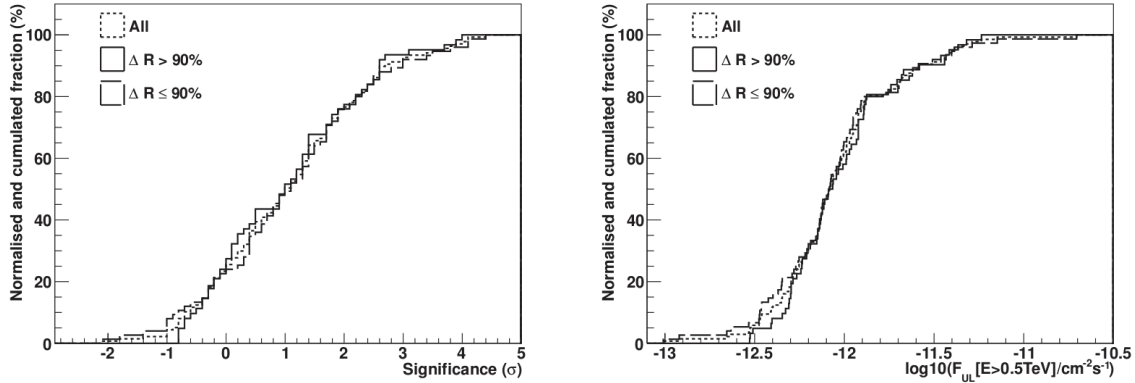


FIGURE 10.4 – Distributions cumulées des significativités (à gauche) et des limites supérieures sur les flux intégrés dans la bande 0.5-10 TeV (à droite), pour deux sous-groupes de l'échantillon sûr. Les courbes en tirets correspond aux SNRs dont l'ellipticité est importante ($R_{\text{min}}/R_{\text{maj}} < 0.9$) et celles en traits pleins aux SNRs quasi-circulaires (i.e $R_{\text{min}}/R_{\text{maj}} > 0.9$).

Le module `paranalysis` du software HESS-France dispose d'une interface graphique pour la sélection des runs d'observation et l'analyse des données. Cet outil est très pratique lorsqu'on souhaite analyser un faible nombre de sources mais devient difficile à utiliser pour plusieurs dizaines voire centaines de sources, comme c'était le cas ici. Afin d'automatiser l'analyse *Model* de plus d'une centaine de régions, j'ai donc développé une chaîne de traitement s'appuyant sur le module `paranalysis` du software HESS-France. Les seuls paramètres à donner en entrée de cette chaîne, sous forme d'une liste, sont le nom de la source, sa position et l'extension de la région d'analyse. Après identification de l'ensemble des runs d'observation disponibles au Centre de Calcul de Lyon, cette chaîne de traitement génère, pour chaque SNR de l'échantillon donné en entrée :

1. une liste des runs passant différentes coupures dont les principales sont :
 - Nombre de télescopes déclenchés ≥ 3 ,
 - décalage du pointé $\leq 2.5^\circ$,
 - Moins de 15% de pixels défaillants par caméra,
 - Angle zénithal $\leq 60^\circ$,

ainsi que d'autres coupures sur la durée du run, l'humidité et la température relevées par le radiomètre ainsi que le taux de déclenchement des télescopes.

2. les algorithmes d'analyse *Model* en coupures standards.
3. les algorithmes d'analyse spectrale permettant de calculer les limites supérieures sur le flux VHE entre 0.5 et 10 TeV, en supposant un spectre en loi de puissance de pente $\Gamma=2.1$ ou 2.3. Les surfaces effectives et résolutions en énergie en *full containment* (voir Chapitre 4, Sec. 4.4.2 pour plus de détails à ce sujet) sont utilisées pour les régions d'analyses étendues.
4. les algorithmes de lecture des centaines de fichiers root générés permettant de récupérer les produits des analyses.

Ces différents algorithmes sont générés, puis soumis, de façon automatique et successivement, au Centre de Calcul de Lyon. Des détails concernant le calcul des limites supérieures sur le flux VHE en provenance des régions analysées sont donnés au chapitre 4, Section 4.4.1. Ces limites supérieures sont calculées à 99% CL.

Les nombres d'évènements γ obtenus avec les deux méthodes d'analyse *HAP-TMVA* et *Model* et associés à chaque région d'analyse d'une part, et au fond d'autre part, sont compatibles (voir Annexe E, Figure E.2). Les distributions en significativité pour l'échantillon sûr (seuil $S_1 = 4\sigma$) obtenues par les deux chaînes d'analyse indépendantes sont présentées en Figure 10.5. Les deux distributions sont également compatibles entre elles et aucune nouvelle source n'est détectée. Dans les deux cas, la distribution en significativité est centrée sur $\sim 0.8\sigma$. Si aucun signal n'était émis par les SNRs analysés, seul le fond serait ainsi mis en évidence et une distribution de significativité centrée sur zéro serait attendue. L'existence d'un décalage de $\sim 0.8\sigma$ incite donc à croire en l'existence d'un faible signal VHE émis par les SNRs pris collectivement. Cependant, des effets systématiques peuvent également être à l'origine de ce décalage. Afin de tester l'hypothèse d'un faible signal en provenance des SNRs de l'échantillon sûr, des régions d'analyse suivant les mêmes distributions en latitude, en longitude, et en extension des SNRs analysés, ont été générées aléatoirement et analysées. Le décalage de la distribution en significativité de l'échantillon aléatoire ainsi obtenu est réduit de plus de moitié ($\sim 0.3\sigma$) pour l'analyse *HAP-TMVA*, mais le décalage reste proche de 1 avec l'analyse *Model* (voir Figure E.3 en Annexe E). L'origine de ce décalage n'a donc pas été clairement identifiée. L'hypothèse d'une émission diffuse inhomogène dans le plan galactique semble cependant pouvoir expliquer ce décalage de la significativité moyenne des régions étudiées et associées aux SNRs connus.

La distribution des limites supérieures sur le flux γ entre 0.5 et 10 TeV extraites à partir des deux chaînes d'analyse (voir Figure 10.6) sont similaires, et centrées sur $\sim 8 \times 10^{-13}$ ph cm⁻² s⁻¹, ce qui correspond à $\sim 1.2\%$ du flux de la Nébuleuse du Crabe dans cette bande en énergie.

10.2.2 Echantillon confus

Parmi les SNRs situés dans des régions contenant des sources H.E.S.S., on distingue deux types d'environnements d'émission VHE dits *contaminants* :

Les environnements homogènes, dans lesquelles la significativité varie faiblement à l'échelle spatiale de la région d'analyse (i.e. la taille du SNR) :

Ces environnements concernent moins de dix SNRs dans le HGPS, mais il est cependant important de les prendre en compte car dans le cas contraire, de nouvelles sources pourraient être annoncées à tort.

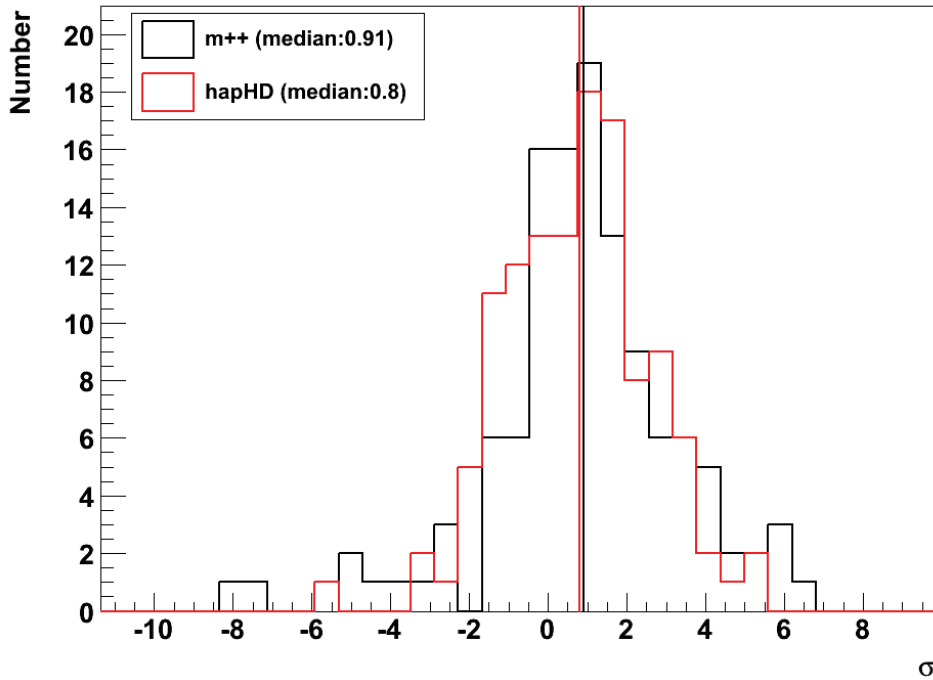


FIGURE 10.5 – Distributions en significativité pour l'échantillon sûr (seuil $S_1 = 4\sigma$) obtenues via l'analyse *Model* (noir) et *HAP-TMVA* (rouge).

Pour analyser ces SNRs, on définit la région servant à estimer le fond comme un anneau concentrique à la région d'analyse tel que schématisé en Figure 10.7. Le rayon externe de cette région OFF est défini de telle manière à ce que la surface soit deux fois supérieure à celle de la région d'analyse afin de compter suffisamment d'évènements de fond.

Cette méthode dite du *outer ring*, appliquée sur les cartes du HGPS, peut être utilisée pour les SNRs tels que 3C391 ou Kes 79 (voir Figure 10.8) qui baignent dans une émission diffuse VHE non liée à l'émission des particules accélérées et *confinées* au choc, et qui nécessite d'être soustraite. La méthode du *reflected background* utilisée pour l'échantillon sûr, positionne les régions servant à estimer le fond dans des régions dépourvues de signal (définies comme extérieures aux *régions d'exclusion OFF*) et ne permet donc pas une soustraction du fond correcte pour de tels SNRs (voir le chapitre 4, Section 4.2 pour plus de détails sur cette méthode d'estimation du fond).

Les résultats des analyses *Model* avec estimation du fond par *reflected background* et *outer ring* pour les SNRs 3C391 et Kes 79 sont présentés en Table 10.2. La méthode du *reflected background* a été appliquée sur des runs d'observation sélectionnés suivant les coupures données en Section 10.2.1, alors que la méthode du *outer ring* a été appliquée directement sur les cartes d'évènements γ du HGPS, produites à partir de coupures sur les runs d'observation légèrement différentes de celles données Section 10.2.1. Ceci explique la différence dans le nombre d'évènements γ associés à une même région ON, entre les deux analyses. L'excès comme la significativité ne doivent cependant pas être impactés. On peut voir en Table 10.2 que l'excès et la significativité de la région analysée décroît significativement entre la méthode d'estimation du fond par le *reflected background* et celle du *outer ring*.

Afin de sélectionner les SNRs adaptés à une soustraction du fond par *outer ring*, il faudrait développer une chaîne traitant les pixels des cartes de significativité sur une certaine distance

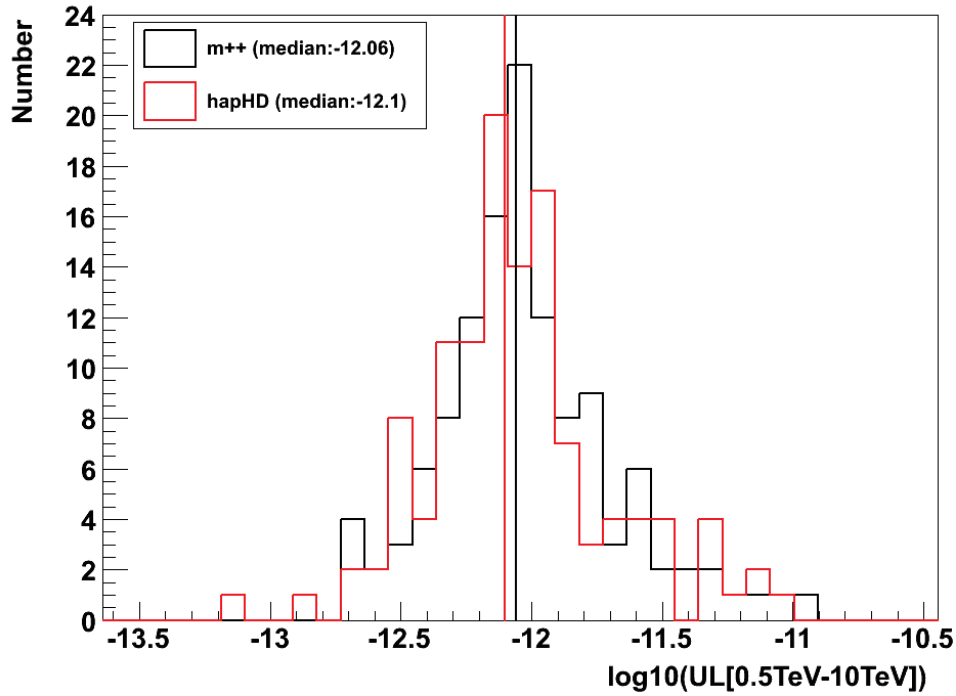


FIGURE 10.6 – Distributions des limites supérieures de détection dans la bande 0.5-10 TeV pour l'échantillon sûr (seuil $S_1 = 4\sigma$) obtenues via l'analyse *Model* (noir) et *HAP-TMVA* (rouge).

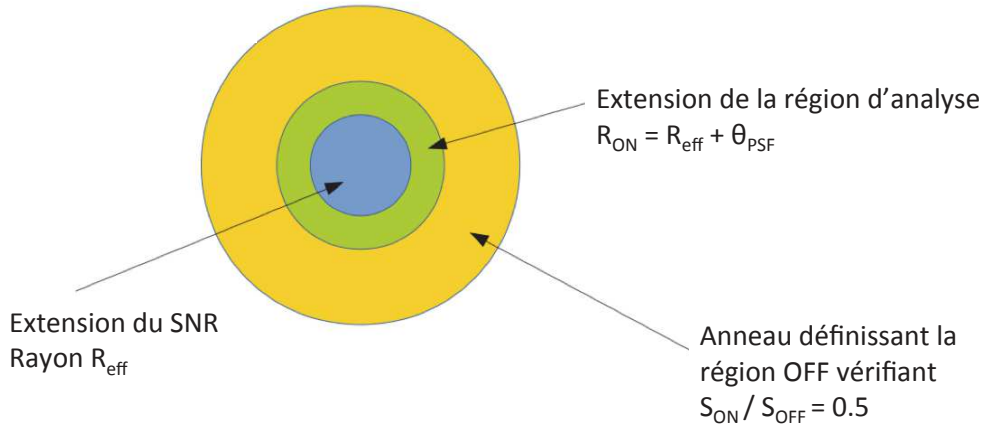


FIGURE 10.7 – Schéma de la définition des régions servant à estimer le fond dans le cas d'analyses de SNRs situées dans des environnements homogènes à l'échelle de la région d'analyse.

autour des régions d'analyse, et ainsi identifier de façon automatique les sources baignant dans un environnement homogène à l'échelle de la région d'analyse. L'utilisation de cette méthode, différant des méthodes conventionnelles et adaptée à un nombre restreint de SNRs ($\lesssim 10$), est encore discutée au sein de la collaboration pour la version finale du catalogue

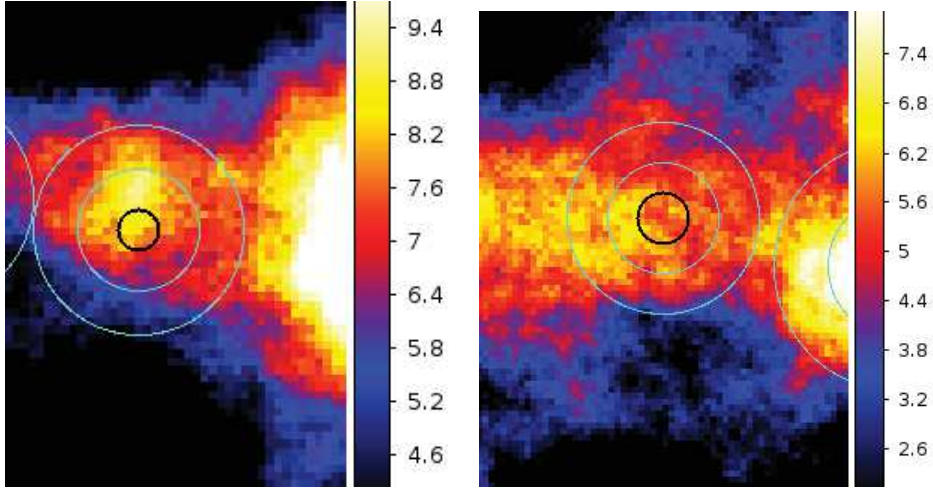


FIGURE 10.8 – Cartes H.E.S.S. de significativité dans les régions des SNRs 3C391 (G31.9+0.0, à gauche) et Kes 79 (G33.6+0.1, à droite). Les cercles noir et bleu représentent respectivement le SNR et l’anneau sur lequel est estimé le fond. L’échelle de couleur donne la significativité corrélée sur un rayon de 0.2° .

SNR	Méthode	ON	α OFF	excès	significativité	99% CL UL ($10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
3C391	Reflected BG	1581	1327	254	6.53	7.32
	Outer Ring	1059	987	72	1.82	5.28
Kes 79	Reflected BG	2718	2385	333	6.32	10.1
	Outer Ring	1709	1687	22	0.70	4.41

TABLE 10.2 – Comparaison des résultats d’analyses *Model* obtenus avec les deux méthodes d’estimation du fond, sur les SNRs 3C391 et Kes 79.

SNRs avec H.E.S.S.

Les environnements très inhomogènes dans lesquels la significativité varie fortement à l’échelle spatiale de la région d’analyse

De nombreux SNRs se situent dans des régions riches en signal VHE et ont donc une région d’analyse contaminée par des sources adjacentes. C’est notamment le cas dans la région autour de la PWN très étendue HESS J1825-137, au sein de laquelle près de dix SNRs sont situés à l’intérieur des contours seuil $S_1 = 4\sigma$. Distinguer et extraire le flux (et à défaut, une limite supérieure de détection) en provenance du SNR en tenant compte de celui d’une source adjacente si brillante devient alors très difficile. Pour près d’une centaine de SNRs qui se trouvent dans ce type de situation, l’analyse avec soustraction du fond par la méthode du *reflected background* reste celle donnant une limite supérieure de détection la plus conservative. Il est cependant envisagé d’appliquer une méthode d’ajustement par maximum de vraisemblance sur les cartes du HGPS, similaire à celle mise en place récemment par le groupe en charge du catalogue des sources H.E.S.S., en rajoutant dans le modèle de la région considérée les positions et tailles des SNRs s’y trouvant afin d’extraire des contraintes fiables.

10.3 Discussion

10.3.1 Effet du type du SNR et de son environnement

Le type du SNR ainsi que la nature du milieu environnant influencent l'émission au TeV attendue. En effet, dans le cas de SNRs composites, il est possible qu'un signal VHE soit émis par la PWN. Dans le cas d'un SNR en interaction avec un milieu dense, on pourrait observer un flux VHE possiblement plus élevé (et plus mou) que si le SNR était isolé en raison de la forte densité du milieu rencontré par les particules confinées au choc, ou s'en échappant. La Figure 10.9 montre les distributions des significativités et des limites supérieures pour

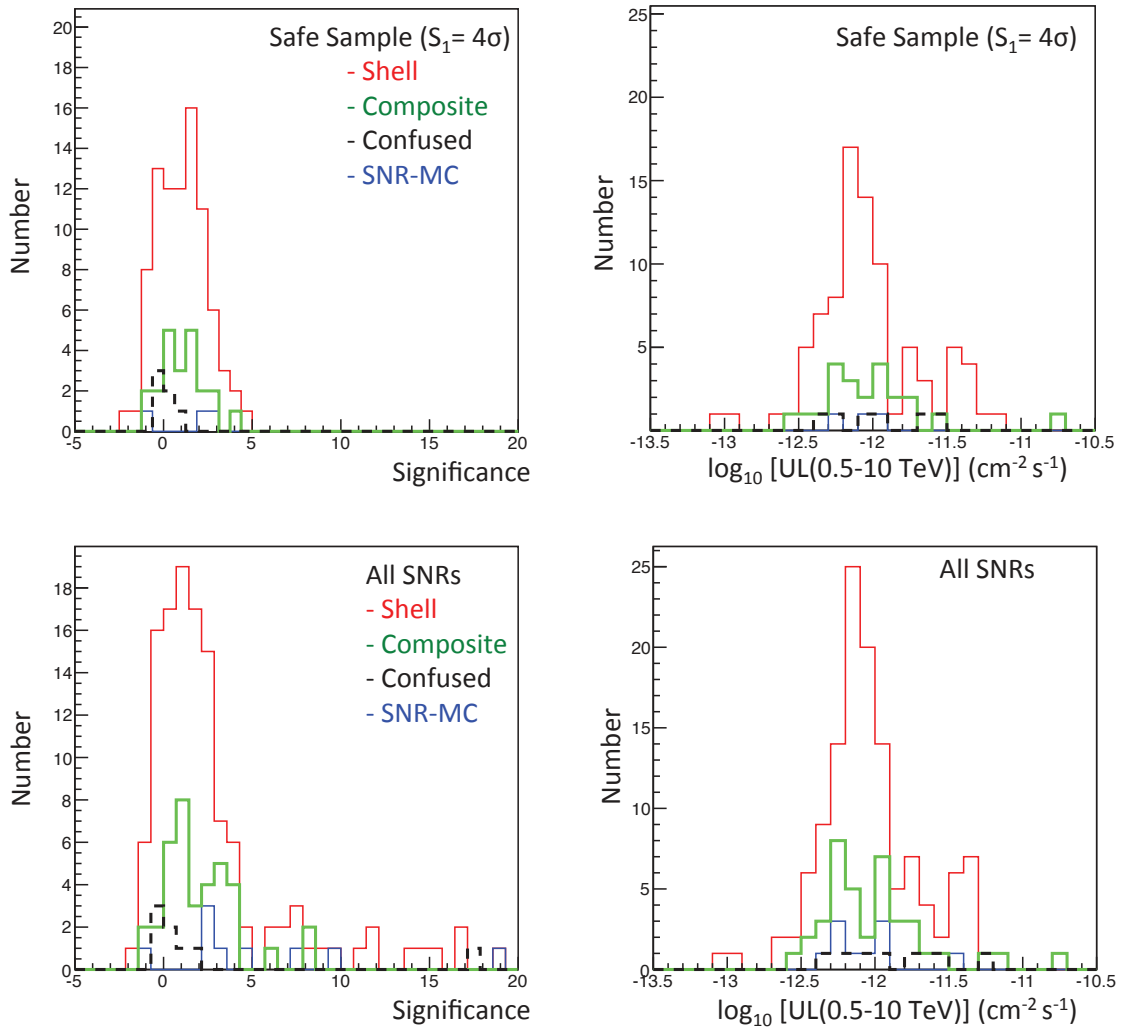


FIGURE 10.9 – Distributions des significativités (à gauche) et des limites supérieures (à droite) H.E.S.S. pour les SNRs de l'échantillon sûr (en haut) et pour la totalité des SNRs situé dans le HGPS (en bas). Les types de SNRs sont différenciés par les couleurs indiquées dans la légende.

différents types de SNRs (à coquille, composites ou incertains) ainsi que pour les SNRs

probablement en interaction⁵. Les SNRs pour lesquels aucune trace de coquille n'est détectée (i.e. *filled-centre*) ne sont pas inclus à ces distributions. On n'observe aucune tendance liée au type ou à l'environnement du SNR. Ces résultats sont compatibles avec le fait qu'aucun signal VHE n'est émis par ces SNRs et que le décalage dans la distribution de significativité observé (voir Figure 10.5) provient d'incertitudes dans l'estimation du fond et d'une possible contamination par une émission diffuse sous-jacente.

10.3.2 Limites supérieures sur le flux VHE et extension des SNRs

Pour cette étude, on se limite aux résultats obtenus avec l'échantillon *sûr* des SNRs. Les limites supérieures sur le flux intégré dans la bande en énergie 0.5-10 TeV sont représentées en fonction de la taille des SNRs étudiés en Figure 10.10. La dépendance de la sensibilité S de H.E.S.S. avec l'extension de la source suit une relation du type $S = S_0 \sqrt{(R_s^2 + \theta_{\text{PSF}}^2)}/\theta_{\text{PSF}}$ (Renaud 2009), où S_0 est la sensibilité nominale (à une source ponctuelle), R_s est l'extension du SNR et θ_{PSF} la PSF de H.E.S.S. Cette relation ne tient plus pour des extensions comparables au champ de vue de l'instrument (i.e. au-delà de $\sim 1^\circ$). Les valeurs des limites supérieures obtenues suivent approximativement la courbe de sensibilité de H.E.S.S.

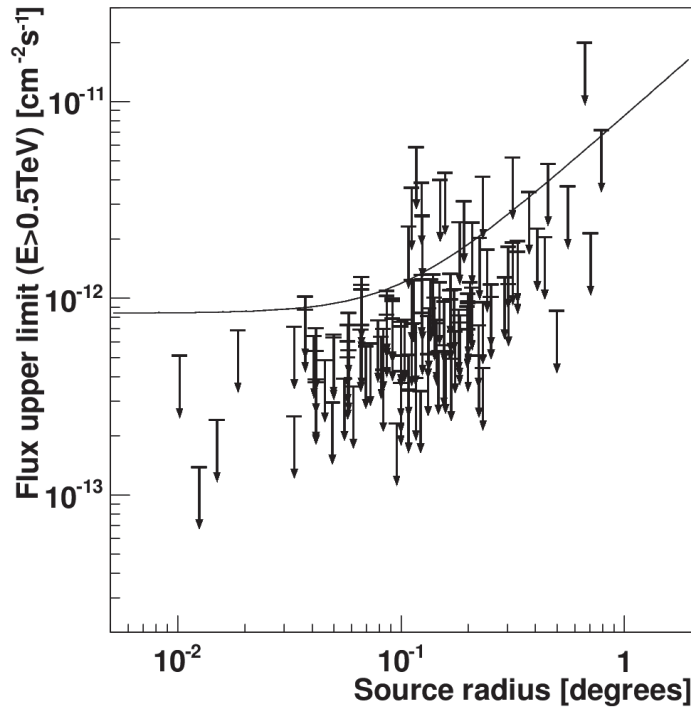


FIGURE 10.10 – Limites supérieures de détection H.E.S.S. à 99% CL dans la bande 0.5-10 TeV pour les SNRs de l'échantillon sûr en fonction de la taille du SNR. La ligne noire donne la dépendance de la sensibilité de H.E.S.S. en fonction de l'extension de la source, avec une sensibilité nominale (aux sources ponctuelles) de $\sim 1.2\%$ du flux de la nébuleuse du Crabe.

5. Quatre qualificatifs sont employés dans le catalogue de l'Université du Manitoba pour décrire la probabilité d'interaction, si des informations sont disponibles à ce sujet : improbable, possible, probable, certaine. Pour cette étude uniquement, on classe en SNR-MC les cas probables et certains.

10.3.3 Luminosité et âge des SNRs

Pour cette étude, on se limite aux résultats obtenus avec l'échantillon *sûr* de SNRs dans la bande 1-100 TeV, et pour lesquels des estimations sur l'âge et la distance sont disponibles. Les limites supérieures sur les luminosités intégrées de près de 30 SNRs de l'échantillon sont données en fonction de leur âge en Figure 10.11. Les luminosités intégrées des SNRs isolés et en interaction détectés avec H.E.S.S. sont également représentées. Les limites supérieures de détection ne permettent pas de contraindre la population des SNRs en terme de luminosité. En effet, les limites supérieures extraites à 99% CL sont similaires aux luminosités mesurées pour les SNRs isolés et en interaction détectés avec H.E.S.S.

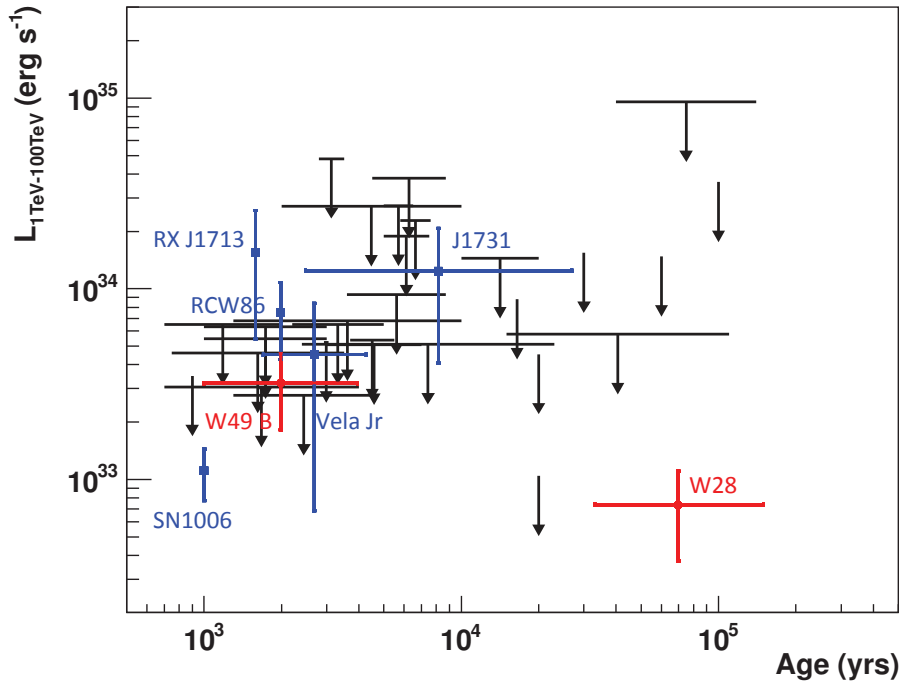


FIGURE 10.11 – Limites supérieures de détection H.E.S.S. à 99% CL sur la luminosité dans la bande 1-100 TeV en fonction de l'âge, pour les SNRs de l'échantillon sûr. Les luminosités des SNRs isolés et en interaction, détectés avec H.E.S.S., apparaissent en bleu et rouge, respectivement.

10.3.4 SNRs en interaction détectés à HE

De nombreux SNRs en interaction, ou présentant des signes d'interaction, ont été détectés à HE avec *Fermi*-LAT et *AGILE*, mais n'ont pas conduit à une détection à VHE. J'en dresse une liste en Table 10.3. Les limites supérieures de détection H.E.S.S. peuvent être comparées aux spectres mesurés avec *Fermi*-LAT, afin de contraindre la forme spectrale dans le domaine γ . La Figure 10.12 montre les spectres de six SNRs mesurés avec *Fermi*-LAT, ainsi que les limites supérieures de détection H.E.S.S. à 99% CL sur le flux en énergie intégré dans la bande 0.5-10 TeV. La source HE la plus lumineuse parmi celles considérées ici est W44. Son spectre est ajusté par une loi de puissance brisée à $E_{br} \sim 2$ GeV et dont l'indice spectral varie de 2.0 à 3.0 autour de cette cassure. La limite supérieure de détection H.E.S.S. ne

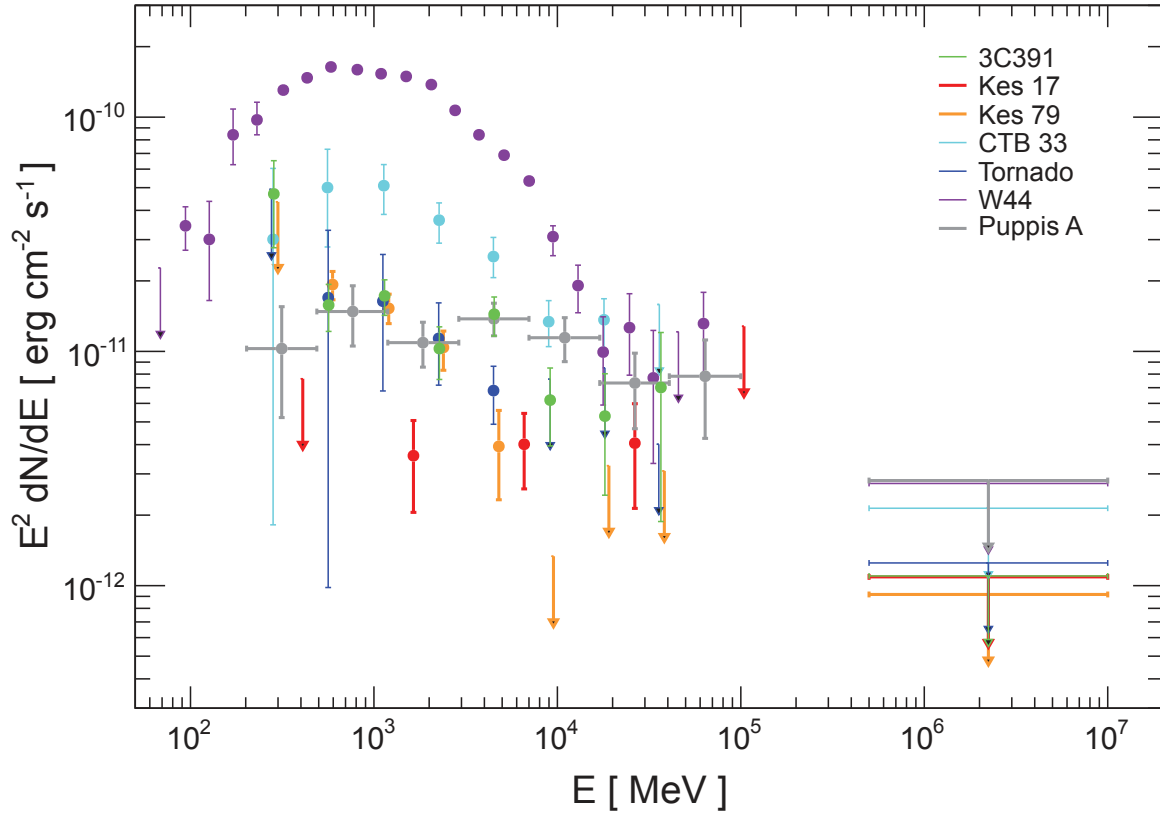


FIGURE 10.12 – Spectres de six SNRs en interaction détectés avec *Fermi*-LAT (voir Table 10.3) et situés dans le HGPS. Les limites supérieures de détection H.E.S.S. à 99% CL dans la bande 0.5-10 TeV, en supposant un indice spectral égal à 2.3, sont incluses. Les points *Fermi*-LAT sont donnés avec leurs erreurs statistiques et systématiques combinées. Les mesures à HE/VHE obtenues sur Puppis A (voir chapitre 9) sont également représentées à titre de comparaison.

permet pas de contraindre le spectre à VHE. Il en est de même pour les SNRs 3C391, CTB 33, Tornado et Kes 79, dont les spectres HE sont ajustés par des lois de puissance avec un indice spectral élevé, compris entre 2.2 et 2.4, ou encore, pour Kes 79, par une loi de puissance avec coupure exponentielle à environ 3 GeV. Les spectres de ces SNRs présentent une pente trop raide au delà de quelques GeV pour que les limites supérieures H.E.S.S. ne soient contraignantes. La situation semble cependant être différente pour Kes 17. En effet, son spectre est ajusté par une loi de puissance d'indice spectral $\Gamma = 2.0 \pm 0.3$ dans la bande 0.2-200 GeV. L'extrapolation du spectre HE au delà de quelques TeV est incompatible avec la limite supérieure extraite avec H.E.S.S. Une cassure ou coupure spectrale est donc attendue au-delà de quelques dizaines de GeV. On note cependant que la flux HE de cette source est assez faible ($F(> 0.1\text{GeV}) \simeq 1.6 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) et que les conclusions que l'on peut tirer des informations fournies dans Gelfand et al. (2013) quant à la forme spectrale et à l'énergie maximale des particules accélérées restent limitées.

SNR	Âge (kyr)	H.E.S.S. UL (10^{-12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)	Forme spectrale <i>Fermi</i> -LAT
3C391 (G31.9+0.0)	3.7-4.4	1.10	PL
Kes 79 (G33.6+0.1)	3-15	0.92	PLC
W44 (G34.7-0.4)	6-29	2.76	BPL
Cygnus Loop (G74.0+8.5)	14-20	Hors région étudiée	LogP
HB 21 (G89.0+4.7)	8-30	Hors région étudiée	LogP
CTB 109 (G109.1-1.0)	8.8-14	Hors région étudiée	PL
S147 (G180.0-1.7)	26-34	Hors région étudiée	LogP
Puppis A (G260.4-3.4)	3.7-5.2	2.81	PL
Kes 17 (G304.6+0.1)	2-64	1.10	PL
CTB 33 (G337.0-0.1)	-	2.14	PL
Tornado (G357.7-0.1)	-	1.25	PL

TABLE 10.3 – Paramètres des SNRs en interaction (ou montrant des signes d’interaction) détectés avec *Fermi*-LAT. On donne les limites supérieures de détection H.E.S.S. à 99% CL sur le flux intégré dans la bande 0.5-10 TeV et pour un indice spectral de 2.3, pour les SNRs situés dans le HGPS. En quatrième colonne, la forme spectrale donnée est celle du meilleur ajustement sur les données *Fermi*-LAT (PL = Loi de puissance, PLC = PL avec coupure exponentielle, BPL = PL brisée, LogP = Parabole logarithmique). La limite supérieure sur le flux de Puppis A a été obtenue en procédant comme décrit au chapitre 9, pour un indice spectral de 2.3. Elle est un peu plus contraignante que celle obtenue dans le catalogue des SNRs ($\sim 4.5 \times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$).

Références pour les détections *Fermi*-LAT (ordre du tableau) : Castro & Slane (2010), Auchettl et al. (2014), Abdo et al. (2010b); Ackermann et al. (2013b), Katagiri et al. (2011), Pivato et al. (2013), Castro et al. (2012), Katsuta et al. (2012), Hewitt et al. (2012), Gelfand et al. (2013), Castro et al. (2013b), Castro et al. (2013b)

10.4 Conclusion

Le travail d’analyse H.E.S.S. des SNRs situés dans les régions internes du plan galactique ($-113^\circ \leq \ell \leq 75^\circ$, $-5^\circ \leq b \leq 5^\circ$) est bien avancé et les résultats obtenus avec les chaînes d’analyse allemande et française sont compatibles.

Ces résultats peuvent être mis en regard des estimations de Cristofari et al. (2013), dont les travaux sont fondés sur l’hypothèse que les SNRs sont effectivement les sources des CRs galactiques. En partant de cette hypothèse, une efficacité d’accélération moyenne de $\sim 10\%$ par SNR a été estimée à partir d’une luminosité des CRs galactiques $L_{MW} \simeq 10^{41}$ erg/s et en supposant un taux de trois supernovae par siècle dans la Galaxie. A partir d’un modèle phénoménologique d’accélération de particules, les SNRs ont été simulés par Monte Carlo, et le flux γ associé aux interactions p-p et Compton inverse (sur le CMB) a été estimé à partir de modèles de distribution de gaz CO et HI dans la Galaxie (se reporter à Cristofari et al. 2013, et aux références associées pour plus de détails). La sensibilité (quasiment uniforme) de H.E.S.S. I dans la région $|\ell| < 40^\circ$, $|b| < 3^\circ$ de $\sim 1.5\%$ de la nébuleuse du Crabe (Aharonian et al. 2005) a alors été utilisée pour estimer le nombre de SNRs détectables par H.E.S.S. au delà de 1 TeV. Cette procédure a été répétée pour plusieurs valeurs d’indices spectraux ($p=2.1-2.4$) des distributions des particules accélérées au choc des SNRs et pour deux valeurs du rapport électron-sur-proton ($K_{ep} = 10^{-5}$ et 10^{-2}). Le cas $K_{ep} = 10^{-5}$ impose

que la totalité de l'émission γ est d'origine hadronique, alors que le cas $K_{\text{ep}}=10^{-2}$ autorise une contribution d'origine leptonique au signal γ .

Les indices spectraux supposés pour extraire les limites supérieures sur les flux γ dans le cadre du catalogue SNR H.E.S.S. sont $p=2.1$ et $p=2.3$. Cristofari et al. (2013) ont estimé, à 68% de degré de confiance et pour p compris entre 2.1 et 2.3, que 5 à 20 (resp. 10 à 30) SNRs sont détectables au delà de 1 TeV par H.E.S.S. dans la région $|\ell| < 40^\circ$, $|b| < 3^\circ$, pour $K_{\text{ep}}=10^{-5}$ (resp. $K_{\text{ep}}=10^{-2}$) (voir Fig. 4 de leur article). Dans cette même région du plan galactique, seules deux sources H.E.S.S. sont clairement associées à un SNR isolé. Bien que l'association de certaines sources H.E.S.S. coïncidant avec un SNR ne soit pas toujours évidente, il ne semble pas y avoir d'émission VHE associée à la coquille du SNR parmi eux. Les estimations de Cristofari et al. (2013) semblent donc être a priori optimistes par rapport aux contraintes H.E.S.S., mais il resterait à vérifier plus en détails leur compatibilité étant donné les limites supérieures de détection obtenues aujourd'hui sur la totalité du HGPS.

Chapitre 11

Conclusion

Divers éléments théoriques et observationnels tendent à confirmer que les vestiges de supernova (SNRs) sont à l'origine de la majeure partie du rayonnement cosmique galactique jusqu'à des énergies de $\gtrsim 3$ PeV, voire au-delà. Au cours de cette thèse, les SNRs ont été étudiés afin de contraindre les mécanismes responsables de l'accélération des particules par l'onde de choc et la nature de leur émission γ associée. En particulier, l'émission γ à très haute énergie en provenance de SNRs a été recherchée avec le réseau de télescopes Tcherenkov H.E.S.S. Les données analysées dans cette thèse ont été prises au cours de la Phase I de l'expérience (2003-2012). Récemment, un cinquième télescope de plus grande taille a été ajouté afin d'abaisser le seuil en énergie à quelques dizaines de GeV et d'améliorer la sensibilité du réseau en mode stéréoscopique. Ce cinquième télescope a été inauguré en Septembre 2012 et a ainsi initié la Phase II de l'expérience.

Dans le cadre de cette seconde phase de l'expérience, le Laboratoire Univers et Particules de Montpellier s'est vu confié, en 2007, la réalisation du dispositif d'étalonnage de la caméra du cinquième télescope. Ce dispositif était destiné d'une part à estimer le facteur de conversion entre photo-électron et pas d'ADC, et d'autre part à quantifier les inhomogénéités entre les pixels de la caméra afin de les corriger lors de l'analyse des données d'observation. Dès le début de ma thèse, j'ai activement participé au développement et à l'intégration de ce dispositif. Ma contribution principale a consisté à développer des outils d'analyse des données recueillies suite à l'utilisation du dispositif en phase de test, d'abord, puis de fonctionnement, une fois intégré au télescope sur site. Ainsi, plusieurs modifications importantes ont été apportées au dispositif afin de répondre aux besoins de l'expérience. Les outils d'analyse des données d'étalonnage sont aujourd'hui intégrés au software H.E.S.S. et le dispositif, en phase de maintenance, est utilisé quotidiennement pour corriger les inhomogénéités de collection de lumière des pixels de la cinquième caméra¹. Ce travail m'a permis d'acquérir de nombreuses compétences relatives à l'instrument et à son étalonnage. J'ai par ailleurs acquis une connaissance notable du software H.E.S.S.-France, que j'ai eu l'occasion de modifier et de corriger. L'ensemble des compétences acquises me seront d'une grande utilité pour tout autre travail technique futur.

En plus de cette contribution technique à l'expérience H.E.S.S., j'ai consacré mon travail

1. La partie du dispositif destinée à estimer le facteur de conversion entre photo-électron et pas d'ADC n'est pas utilisée actuellement en raison d'un problème technique associé aux portes de mylar de la caméra. Ces portes de mylar ne seront installées sur la caméra que courant Septembre 2014.

de thèse à l'étude des SNRs, dont ceux en interaction avec des nuages moléculaires. Le flux non-thermique large bande issu des différents mécanismes d'émission des particules accélérées au choc principal des SNRs, et en particulier le flux γ de ces sources fait intervenir de nombreux phénomènes dont certains sont encore aujourd'hui mal connus. Afin de comprendre les mécanismes en jeu, j'ai développé un modèle décrivant l'évolution du spectre des particules accélérées au choc des SNRs. Ce modèle inclut l'évolution hydrodynamique du SNR dans différents environnements interstellaires et circumstellaires adaptés aux principaux types de SNRs. La dynamique du choc influe en particulier sur la valeur de l'énergie maximale des particules confinées au niveau de l'onde de choc et donc sur l'énergie maximale dans le spectre γ résultant. L'évolution du champ magnétique amplifié est également modélisé afin de décrire de façon réaliste les temps caractéristiques d'accélération et de pertes radiatives. Ce modèle est appliqué à trois types de SNRs (Ia, II-P et Ib/c) afin de suivre l'évolution de leur flux non-thermique large-bande sur plusieurs milliers d'années. Il apparaît clairement que l'environnement du SNR influe significativement sur l'énergie maximale atteinte par les particules accélérées ainsi que sur le processus d'émission γ dominant, comme cela a été discuté dans Telezhinsky et al. (2013).

Ce travail constitue la première étape complétée dans l'étude et la modélisation des SNRs. Il reste cependant des développements à mener. En particulier, un séjour à l'Université de Chicago est prévu dans les prochains mois, dans le cadre d'une collaboration FACCTS² avec V. Dwarkadas. L'objet de ce séjour est de poursuivre le développement de mon outil décrivant la dynamique du choc dans différents environnements circumstellaires par des solutions analytiques. Les solutions que j'obtiens seront comparées à celles obtenues via des simulations hydrodynamiques et leur compatibilité sera quantifiée. Des améliorations peuvent également être apportées dans la modélisation du champ magnétique amplifié au choc des SNRs. En effet, l'application du modèle à des SNRs spécifiques et la comparaison des résultats obtenus à ceux des modélisations de Berezhko et al. (2003); Ellison et al. (2012); Morlino & Caprioli (2012) pour Cas A, RX J1713.7-3946 et Tycho, révèlent des pertes synchrotron trop importantes, probablement liées à un champ magnétique trop élevé. Les études menées en Partie II permettent de décrire le comportement moyen du spectre des particules accélérées au choc de différents types de SNRs ainsi que le comportement du spectre γ résultant, mais il reste plusieurs phénomènes à prendre en compte, tels que l'amortissement des turbulences magnétiques en aval du choc (Pohl et al. 2005), avant de pouvoir l'appliquer à des SNRs jeunes tels que Tycho ou Cas A.

Dans le cadre de l'étude des SNRs avec H.E.S.S., j'ai analysé les données d'observation sur plusieurs SNRs. L'une de ces études a conduit à la détection d'une émission γ de très haute énergie en provenance du SNR G349.7+0.2 (voir Chapitre 8). Il s'agit de la cinquième émission VHE clairement associée à l'interaction d'un SNR avec un nuage moléculaire. G349.7+0.2 est par ailleurs une des sources les plus faibles détectées aux très hautes énergies : $F(E > 400\text{GeV}) \simeq 0.7\%$ de la nébuleuse du Crabe. Etant donné les spectres *Fermi*-LAT et H.E.S.S., une coupure ou cassure spectrale est attendue entre 50 et 500 GeV dans le spectre γ , correspondant à une coupure ou cassure spectrale entre 300 GeV et 3 TeV dans le spectre des particules accélérées. Cependant, il n'est pas possible d'identifier sans ambiguïté la forme spectrale en raison des faibles statistiques. De plus, il semble difficile de contraindre davantage le spectre γ de G349.7+0.2 avec H.E.S.S. II en mode mono-télescope (Mono). La sensibilité de H.E.S.S. II Mono, obtenue pour des coupures extrêmement lâches (*ultra loose*), est représentée sur les spectres *Fermi*-LAT et H.E.S.S. I du SNR en Figure

2. *France And Chicago Collaborating in The Sciences*, <http://faccts.uchicago.edu/>

11.1.

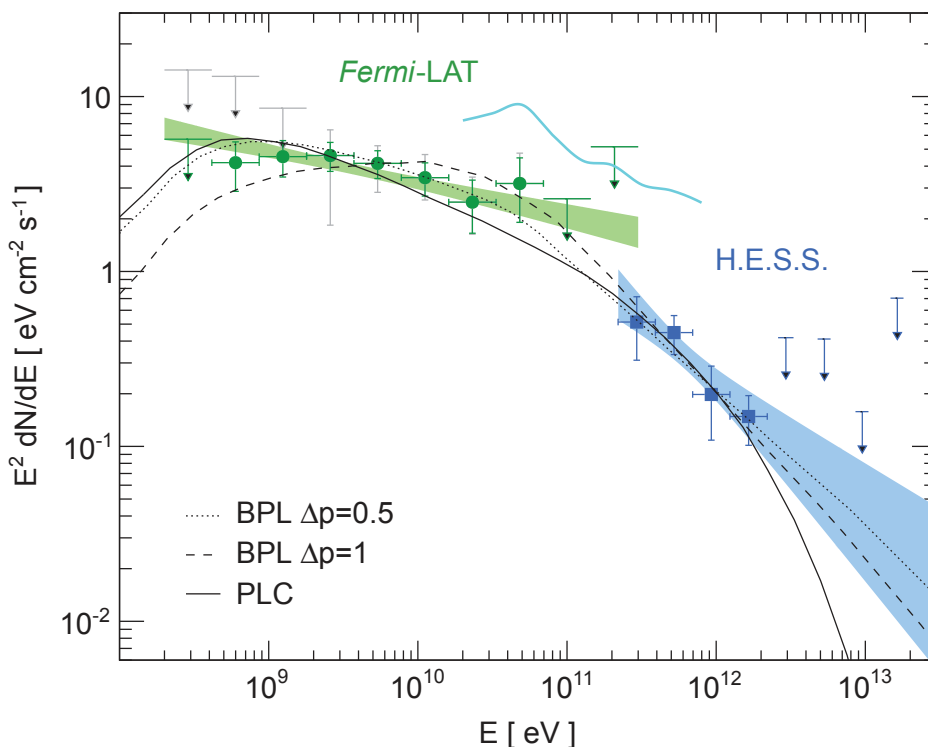


FIGURE 11.1 – Spectre γ du SNR G349.7+0.2 discuté au chapitre 8. La courbe de sensibilité de H.E.S.S. II Mono (coupures *ultra loose*, 100 hr d’observation) est montrée en cyan.

Le second cas étudié est le SNR Puppis A. L’analyse H.E.S.S. de ce SNR a révélé une absence de signal γ à très haute énergie, relativement inattendue étant donné que le spectre à hautes énergies mesuré par le satellite *Fermi*-LAT suit une loi de puissance d’indice 2.1 jusqu’à ~ 100 GeV, sans indication de coupure. Des limites supérieures de détection sur une possible coupure autour de la centaine de GeV ont été extraites et discutées au regard des différents scénarios limitant l’énergie maximale des particules au choc des SNRs. Cependant, aucun des scénarios considérés, pris dans leur forme la plus simple, ne permet d’expliquer cette absence de signal. Le SNR est à proximité d’un complexe moléculaire et des cassures spectrales ont été observées dans plusieurs SNRs en interaction (voir Chapitre 1), ce qui rend probable la présence d’une cassure d’origine non radiative, liée à la présence du nuage dans la région Nord-Est de Puppis A, et à l’origine de cette absence de signal avec H.E.S.S. I. Comme montré en Figure 11.2, l’observation de Puppis A avec H.E.S.S. II en mode Mono permettrait de contraindre d’avantage le spectre γ de Puppis A, et peut-être de détecter la coupure/cassure spectrale suggérée par les contraintes obtenues avec l’analyse H.E.S.S. I.

Les travaux menés sur les SNRs G349.7+0.2 et Puppis A font l’objet de deux publications par la collaboration H.E.S.S. sur le point d’être soumises au journal A&A et dont je suis *corresponding author*.

Enfin, la troisième étude menée sur les SNRs dans le cadre de l’expérience H.E.S.S. est le catalogue des SNRs galactiques. Ce catalogue s’inscrit dans un projet de la collaboration de publier l’ensemble des résultats associés à l’observation du plan galactique pendant la

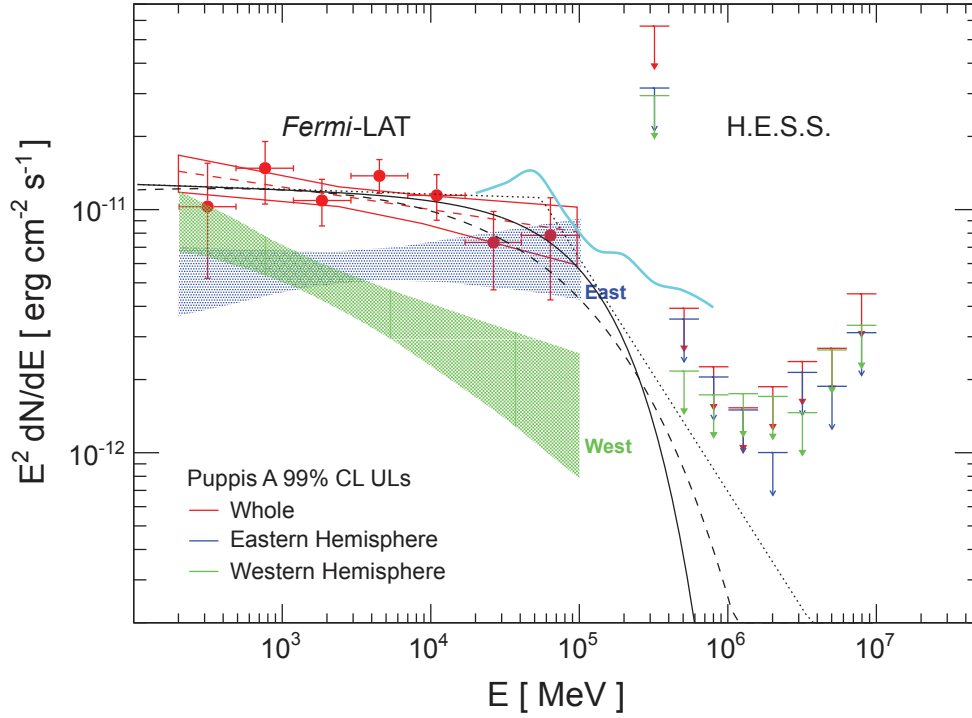


FIGURE 11.2 – Spectre *Fermi-LAT* et limites supérieures H.E.S.S. 1 du SNR Puppis A discutés en Chap. 9. La courbe de sensibilité de H.E.S.S. II Mono (coupures *ultra loose*, 100 hr d’observation) est ajoutée en cyan.

Phase I de l’expérience (2003-2012), et accompagne deux autres catalogues : le catalogue de l’ensemble des sources détectées d’une part, et celui des nébuleuses de pulsars (PWNe) d’autre part. J’ai mené, avec mes collaborateurs, une étude systématique des SNRs détectés en radio et/ou rayons X dans le plan galactique. Aucune nouvelle source γ coïncidente avec un SNR n’a été détectée. Des limites supérieures sur le flux γ dans la bande 0.5-10 TeV ont été extraites pour l’ensemble des SNRs non détectés à VHE. Les résultats obtenus sont discutés et comparés aux résultats *Fermi-LAT*. Finalement, on compte 36 émissions VHE détectées avec H.E.S.S. et coïncidentes avec des SNRs dont cinq provenant clairement de la coquille du SNR, quatre résultant de l’interaction de l’onde de choc avec un nuage moléculaire et 27 sources d’origine encore incertaine. Il reste encore à confronter de manière plus détaillée les prédictions théoriques aux contraintes H.E.S.S. obtenues sur la population des SNRs galactiques.

La prochaine génération de télescopes à imagerie Tcherenkov CTA (*Cherenkov Telescope Array*), dont la mise en fonctionnement du réseau complet est prévue pour ~ 2018 , devrait atteindre une sensibilité de l’ordre du mCrabe (voir Figure 1.6 au chapitre 1) et accroître ainsi le nombre de détections de SNRs émetteurs d’un signal γ . A partir de simulations des différentes populations de sources détectées aujourd’hui, et étant donné la sensibilité que pourrait atteindre CTA, Dubus et al. (2013) ont estimé à plusieurs centaines le nombre de sources détectables après une année d’observations en balayage du plan galactique avec CTA. Le nombre de sources détectables dépend de la configuration du réseau de télescopes qui est encore sujet à discussions à ce jour. Une carte simulée du plan galactique suite à un balayage du plan pour 240 heures d’observation est donnée en Figure 11.3.

Acero et al. (2013) ont simulé la distribution spatiale des SNRs dans la Galaxie et ont utilisé les réponses instrumentales simulées de CTA pour estimer la fraction de SNRs détec-

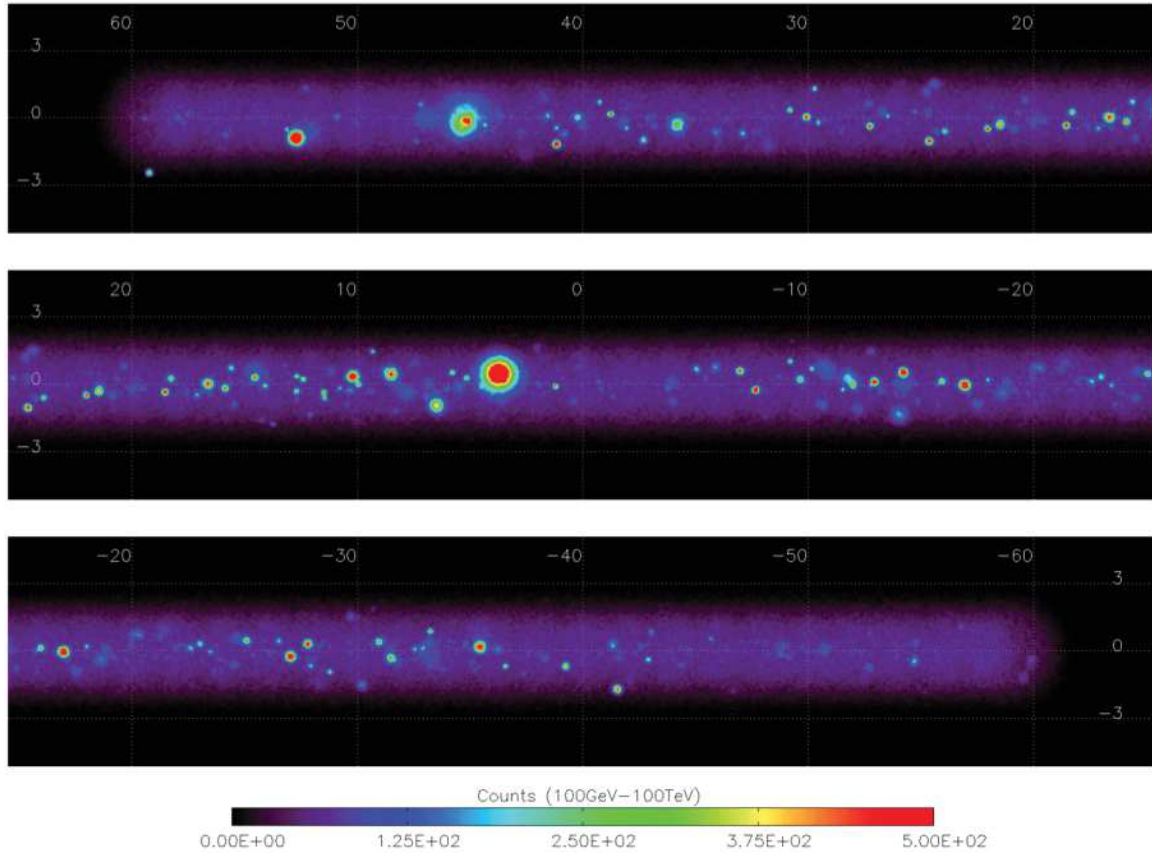


FIGURE 11.3 – Carte simulée du plan galactique correspondant à 240 heures d’observation en mode balayage (Extrait de Dubus et al. 2013).

tables et résolubles avec CTA. Pour évaluer les *horizons de détectabilité* et de *résolvabilité* des SNRs à coquille détectés au TeV tels que RCW 86, Vela Jr et RX J1713, (Acero et al. 2013) ont ainsi simulé les images de ces SNRs après 20 heures d’observation avec CTA. *L’horizon de résolvabilité* est défini comme la distance jusqu’à laquelle la morphologie en coquille peut être mesurée et préférée à un niveau de confiance de 3σ par rapport à une morphologie en disque uniforme. *L’horizon de détectabilité* donne la distance maximale jusqu’à laquelle un SNR est détectable par CTA à 5σ , indépendamment de sa morphologie. Les résultats obtenus sont montrés en Figure 11.4.

L’expérience CTA devrait conduire à la détection de plusieurs dizaines de SNRs jeunes à coquille (Acero et al. 2013) et ainsi permettre de faire des études de population de ces SNRs dans la Galaxie avec des statistiques conséquentes.

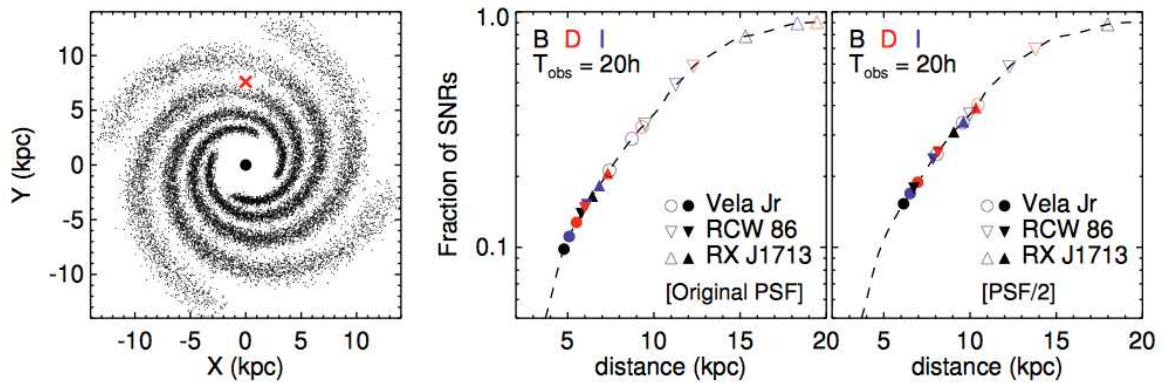


FIGURE 11.4 – *Gauche* : Simulation de la distribution spatiale des SNRs dans la Galaxie. Le Soleil et le centre galactique sont représentés avec une croix rouge et un point noir, respectivement. *Centre* : Fraction des SNRs en fonction de leur distance à la Terre (en tirets). Les symboles vides (resp. pleins) représentent les *horizons de détectabilité* (resp. *horizons de résolution*) des SNRs du type RCW 86, Vela Jr et RX J1713. Un code de couleurs est utilisé pour différencier les résultats obtenus avec différentes configurations du réseau envisagées (B, D, I). *Droite* : Idem que la figure au centre, mais en supposant que la PSF de CTA est améliorée d'un facteur deux. (Extrait de Acero et al. 2013).



Annexe A

Evolution dynamique des SNRs

A.1 Solution unifiée de l'évolution dynamique de l'onde de choc

Le profil en densité des éjecta est décrit par un coeur de densité uniforme entouré d'une enveloppe dont la densité est paramétrisée par $\rho_{ej} \propto r^{-k}$, avec $k=7$ pour les SN thermonucléaires et $k=10-14$ pour les cc-SN, r étant la distance radiale au centre de l'explosion.

Le profil en densité du milieu circumstellaire est décrit par $\rho_{CSM} \propto r^{-s}$, avec $s=0$ pour un milieu uniforme et $s=2$ pour une cavité formée par les vents de l'étoile progéniteur.

Afin de travailler avec des grandeurs sans dimension, les paramètres du choc sont combinés à des grandeurs caractéristiques R_{ch}, t_{ch} (donnés en table A.1) de sorte que $R^* = R_{sh}/R_{ch}$, $t^* = t_{sh}/t_{ch}$.

TABLE A.1 – Grandeurs caractéristiques.

s	$R_{ch}(\text{pc})$	$t_{ch}(\text{yr})$
0	$3.07 \cdot M_{ej}^{1/3} n_{ISM}^{-1/3}$	$423 \cdot E_{51}^{-1/2} M_{ej}^{5/6} n_{ISM}^{-1/3}$
2	$1.29 \cdot M_{ej} M_{-5}^{-1} u_{w,5}$	$177 \cdot E_{51}^{-1/2} M_{ej}^{3/2} M_{-5}^{-1} u_{w,5}$

L'évolution dynamique de l'onde de choc donné par Truelove & McKee (1999) pour le cas d'un milieu ambiant uniforme est généralisée à toute valeur de s dans Laming & Hwang (2003). Pour la phase d'expansion libre, on a :

$$R_{sh}^*(t^*) = \left(\frac{\ell_{ED}^{n-2}}{\phi_{ED}} \frac{3(3-s)^2}{4\pi n(n-3)} \left[\frac{10(n-5)}{3(n-3)} \right]^{\frac{n-3}{2}} \right)^{\frac{1}{n-s}} t^{* \frac{n-3}{n-s}} \quad (\text{A.1})$$

$$v_{sh}^*(t^*) = \frac{n-3}{n-s} \frac{R_{sh}^*}{t^*}$$

où ℓ_{ED} est le rapport des rayons du choc avant et du choc en retour, et ϕ_{ED} le rapport des pressions derrière le choc en retour et derrière le choc avant. On approxime ces deux grandeurs à des constantes pendant la phase d'expansion libre. Leurs valeurs sont données dans le tableau A.2.

TABLE A.2 – Paramètres reliant les trajectoires des chocs avant et en retour.

n	ℓ_{ED}	ϕ_{ED}	t_{ST}^*	R_{ST}^*
7	1.26	0.47	0.732	0.881
10	1.17	0.57	0.481	0.687

Pendant la phase adiabatique, la position et la vitesse du choc avant sont données par :

$$\begin{aligned}
 R_{sh}^*(t^*) &= \left[R_{ST}^{*5/2} + \xi_s^{1/2} (t^* - t_{ST}^*) \right]^{2/5} \\
 v_{sh}^*(t^*) &= \frac{2}{5} \xi_s^{1/2} \left[R_{ST}^{*5/2} + \xi_s^{1/2} (t^* - t_{ST}^*) \right]^{-3/5}
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

avec $\xi_s = \frac{(5-s)(10-3s)}{8\pi}$.

On trouve les solutions décrivant la dynamique du choc pendant les phases d'expansion libre et adiabatique à partir de ces solutions unifiées.

A.2 Evolution dynamique pour des profils en densité plus réalistes

TABLE A.3 – Paramètres utilisés pour modéliser l'évolution dynamique du choc des SNR de type Ia, II-P (phases MS+RSG) et Ib/c (phases MS+RSG+WR).

	SN Ia	SN II-P	SN Ib/c
E_{SN} (erg)	E_{51}	E_{51}	E_{51}
M_{ej} (M_{\odot})	1	4	1
\dot{M} ($10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	-	2	2
u_w (km s^{-1})	-	50	1000
RSG/WR cavity \rightarrow MS cavity			
t_{shell} (yr)	-	500	300
MS cavity \rightarrow ISM			
M_{shell} (M_{\odot})	-	10	10
t_{shell} (yr)	-	2000	1000
$n_{MS\ cavity}$ (cm^{-3})	-	10^{-3}	10^{-2}
n_{ISM} (cm^{-3})	0.1	1	1

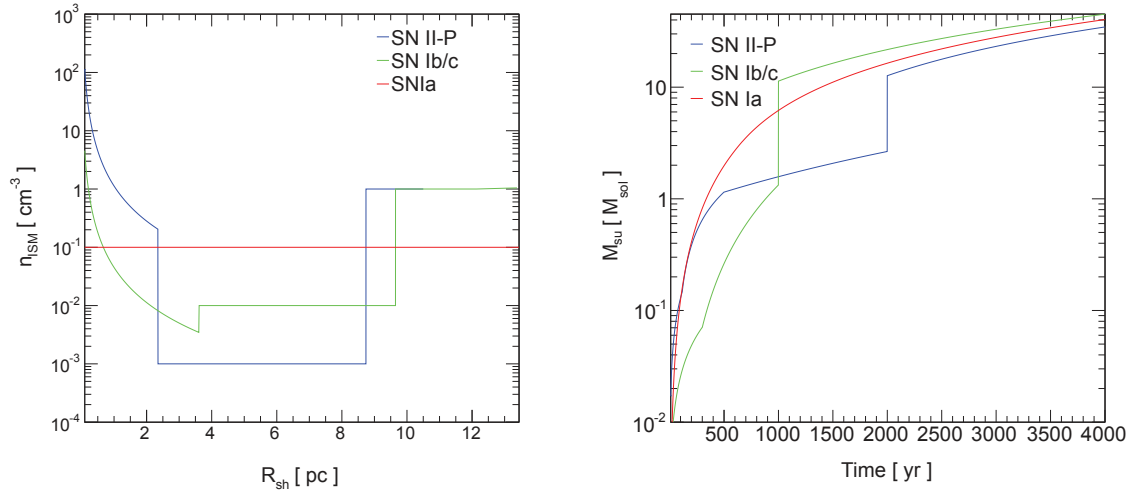


FIGURE A.1 – Gauche : profils en densité simplifiés de l’ISM/CSM dans lequel évolue l’onde de choc de SNRs de type Ia (rouge), II-P (bleu) et Ib/c (vert). Les densités de l’ISM sont données en table A.3. Le SNR de type II-P (Ib/c) évolue dans la bulle formée par le progéniteur jusqu’à $R_{\text{shell}} \sim 8$ pc ($R_{\text{shell}} \sim 11$ pc), où il rencontre alors la coquille de masse totale $M_{\text{shell}} \sim 10 M_{\odot}$ (non représentée sur le profil), puis poursuit son évolution dans un milieu homogène. Droite : Evolution temporelle de la masse de matière balayée par l’onde de choc de SNRs de type Ia (rouge), II-P (bleu) et Ib/c (vert), pour des profils en densité donnés en figure 5.1, et les jeux de paramètres donnés en Table A.3.

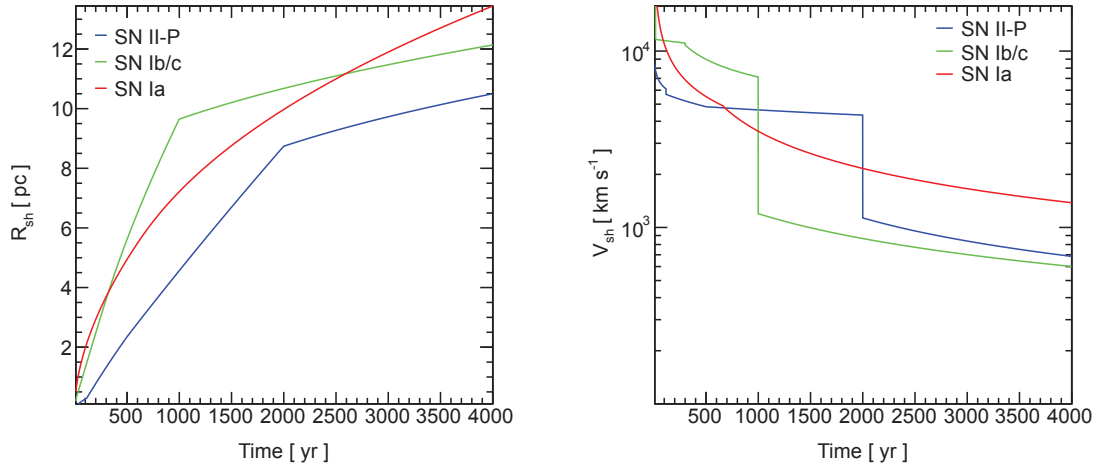


FIGURE A.2 – Evolution temporelle du rayon (gauche) et de la vitesse (droite) du choc de SNRs de type Ia (rouge) et de type cc (II-P : bleu, Ib/c : vert), pour des profils en densité donnés en figure A.3, et les jeux de paramètres donnés en Table A.3.

A.3 Dépendance de l'évolution dynamique du choc en fonction de la masse de la coquille formant la cavité

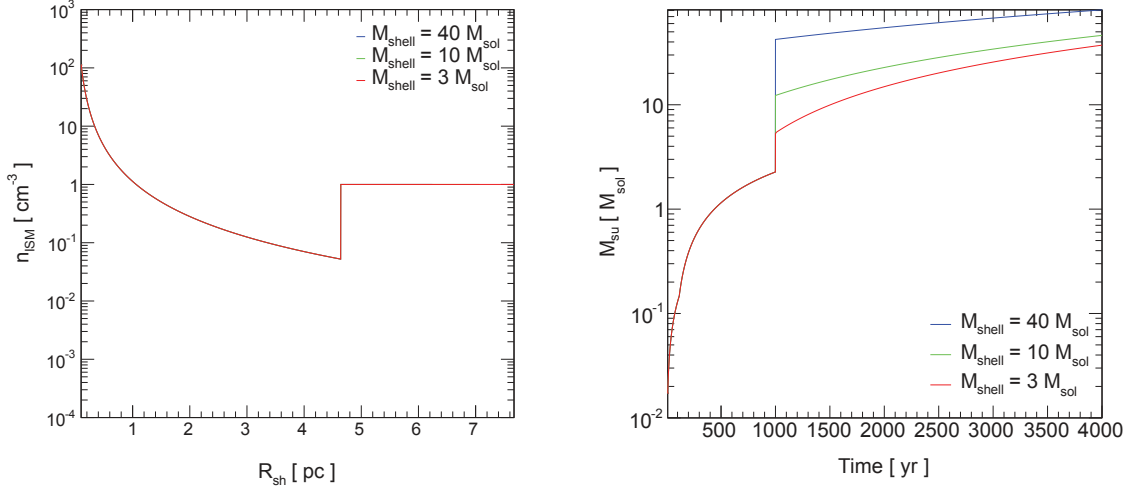


FIGURE A.3 – Gauche : profils en densité simplifiés de l'ISM/CSM dans lequel évolue l'onde de choc. Droite : Masse de matière balayée par l'onde de choc en fonction de l'âge du SNR. Les jeux de paramètres considérés sont ceux du cas SN II-P donnés en Table 5.3 sauf pour la masse de la coquille formant la cavité que l'on fait varier entre 3 et $40 M_{\odot}$.

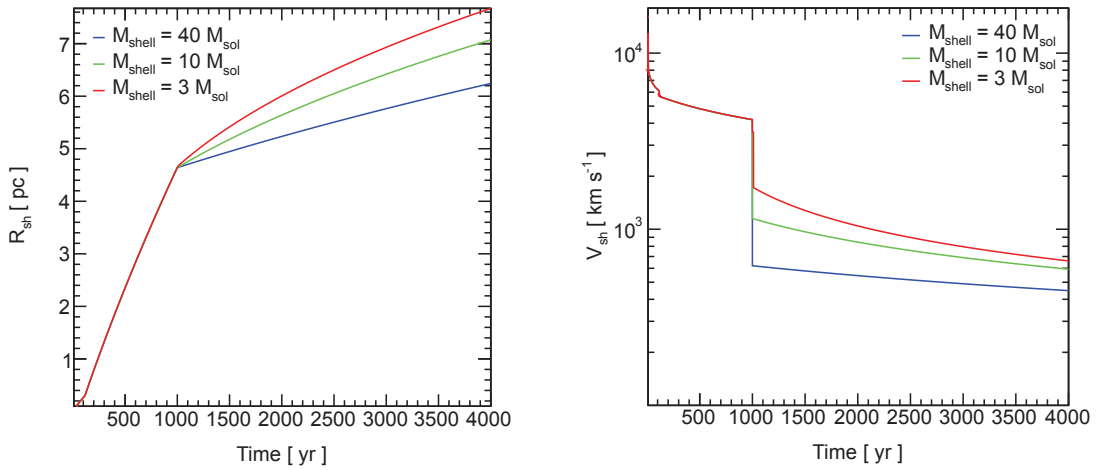


FIGURE A.4 – Evolution temporelle du rayon (gauche) et de la vitesse (droite) du choc du SNR dont les paramètres sont ceux du cas SN II-P donnés en Table 5.3 sauf pour la masse de la coquille formant la cavité que l'on fait varier entre 3 et $40 M_{\odot}$.

Annexe B

Spectre en énergie des particules au choc

B.1 Champ magnétique circumstellaire

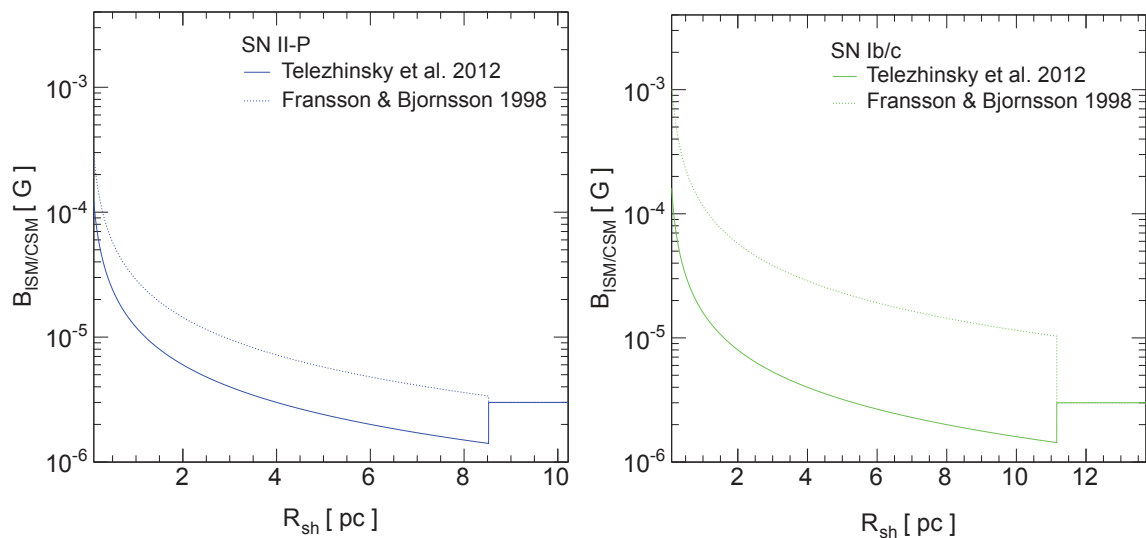


FIGURE B.1 – Profile du champ magnétique circumstellaire pour les SN II-P (gauche) et SN Ib/c (droite) modélisées en Partie II. La ligne en pointillée suit la paramétrisation de Fransson & Björnsson (1998) selon laquelle la densité d'énergie magnétique du milieu est égale à la densité d'énergie cinétique du vent émis par l'astre progéniteur. Cette paramétrisation donne une limite supérieure sur le champ magnétique dans la cavité. La ligne en trait plein suit la paramétrisation de Tezhinsky et al. (2013).

B.2 Evolution du temps caractéristique d'accélération des particules pour atteindre 1 et 100 TeV

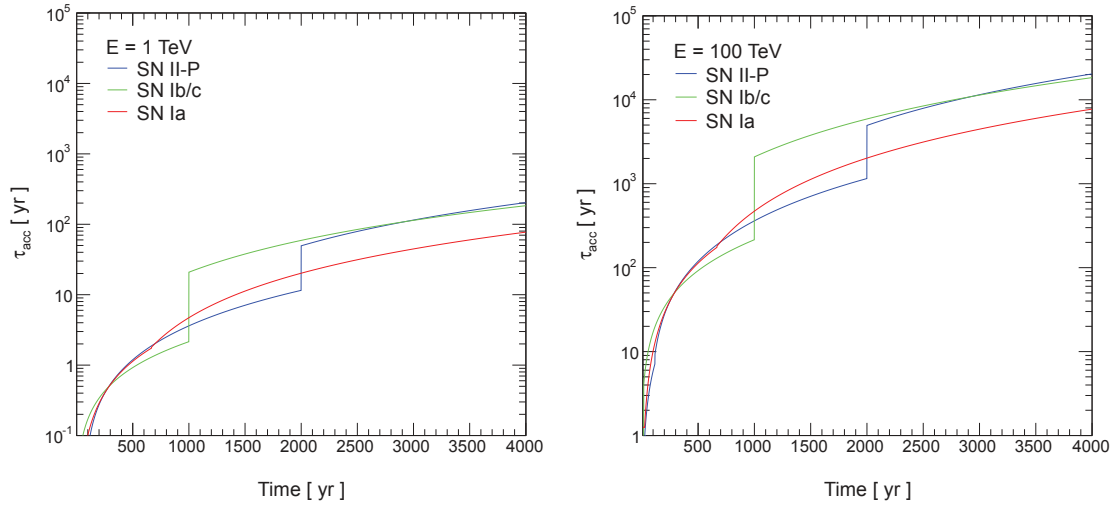


FIGURE B.2 – Evolution temporelle du temps caractéristique d'accélération des particules (eq. 6.12) pour atteindre une énergie de 1 (gauche) et 100 TeV (droite). Les courbes rouges, bleue et vertes sont associées aux SN Ia, II-P et Ib/c respectivement.

B.3 Evolution de la normalisation de l'injection de particules au choc

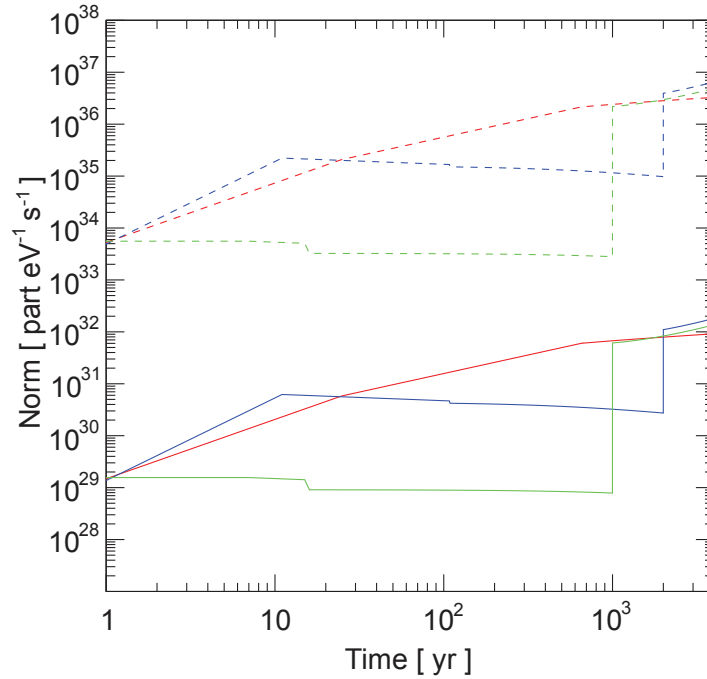


FIGURE B.3 – Evolution de la normalisation de l'injection de particules (électrons : tirets, protons : lignes pleines) au choc telle que détaillée en section 6.3 en fonction du temps. Les courbes rouges, bleue et vertes sont associées aux SN Ia, II-P et Ib/c respectivement.

Annexe C

SNR G349.7+0.2

C.1 Détails du jeu de runs d'observation utilisés pour l'analyse H.E.S.S. de G349.7+02

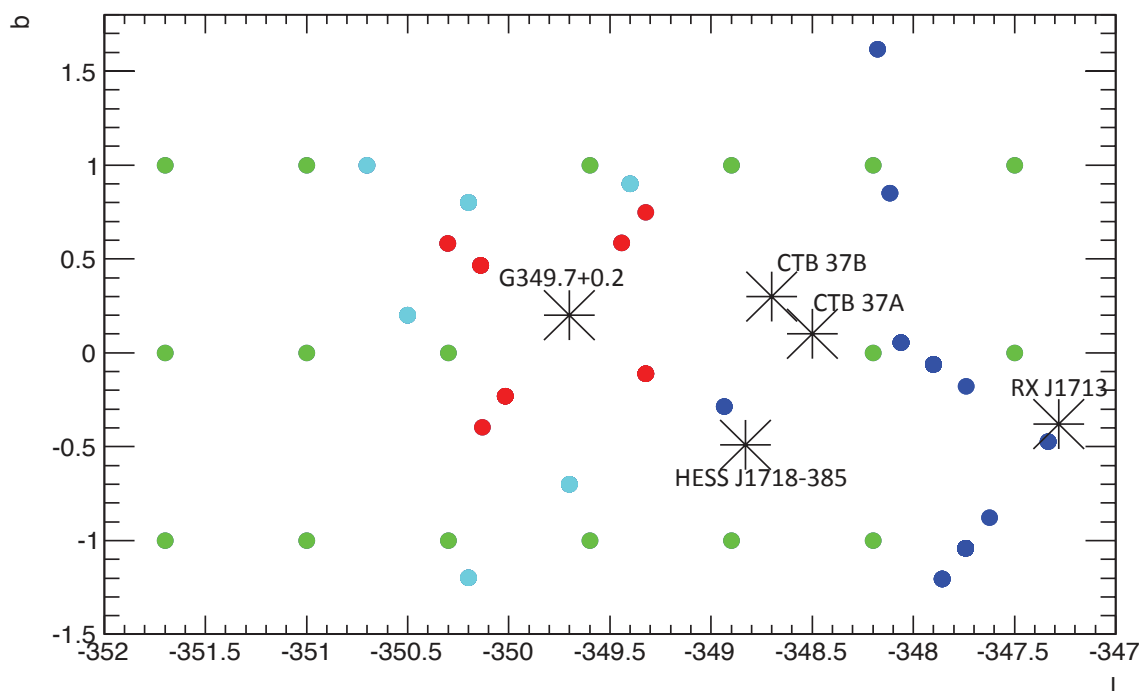


FIGURE C.1 – Carte du ciel représentant les pointés des différents runs d'observations utilisés pour l'analyse H.E.S.S. de G349.7+0.2. Il comprend 24 runs pris en mode *wobble* sur G349.7+0.2 (rouge), 17 runs du scan galactique de 2004 (vert), 28 runs du scan galactique de 2008 (cyan) et 194 runs pris en mode *wobble* sur d'autres sources, dont principalement RX J1713.7-3946 (bleu foncé)

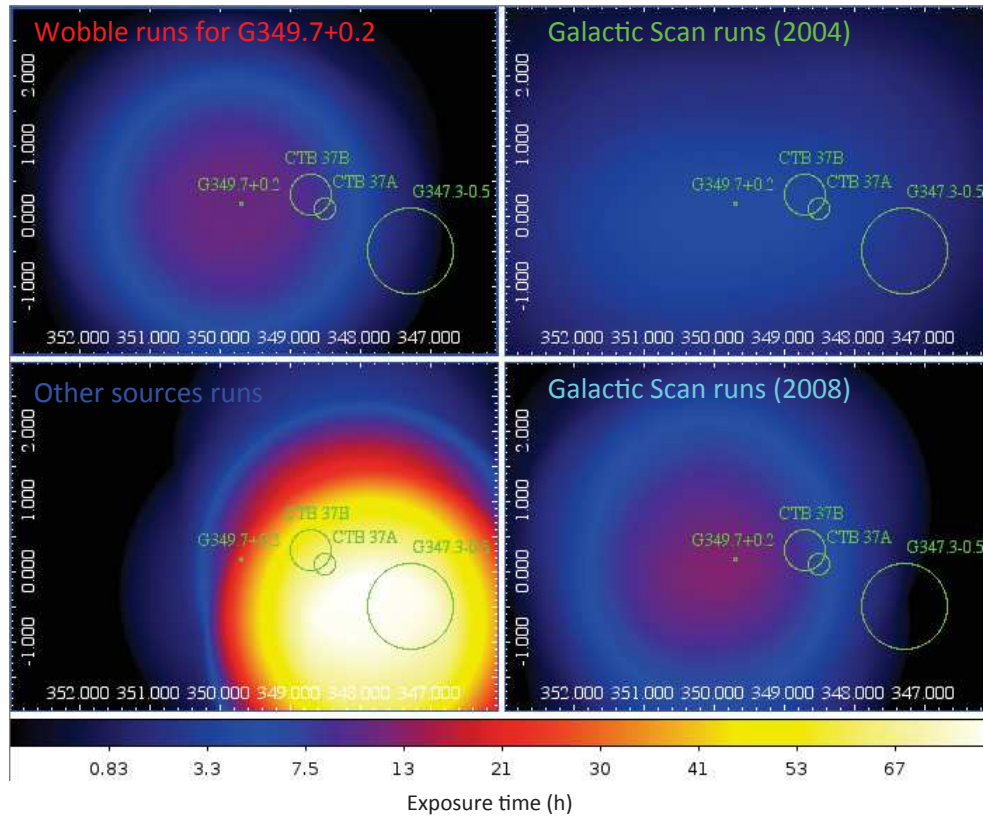


FIGURE C.2 – Carte d’exposition pour chacune des quatre séries de runs d’observations utilisés pour l’analyse H.E.S.S. de G349.7+0.2. *Haut, Gauche* : 24 runs pris en mode *wobble* sur G349.7+0.2; *Haut, Droite* : 17 runs du scan galactique de 2004; *Bas, Gauche* : 194 runs pris en mode *wobble* sur d’autres sources, dont principalement RX J1713.7-3946; *Bas, Droite* : 28 runs du scan galactique de 2008. L’échelle de couleur en bas donne le temps d’exposition en heures

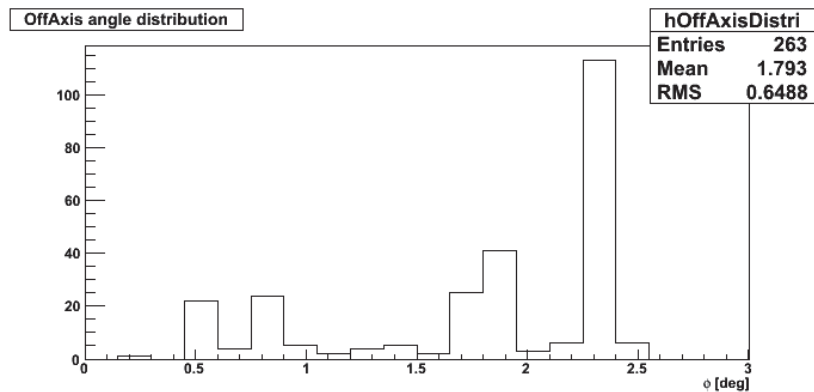


FIGURE C.3 – Distribution de l’écart entre le pointé de la caméra et la position de la source dans le ciel en degrés (*offset angle*).

C.2 Effet du gradient d'exposition sur les erreurs systématiques de l'analyse

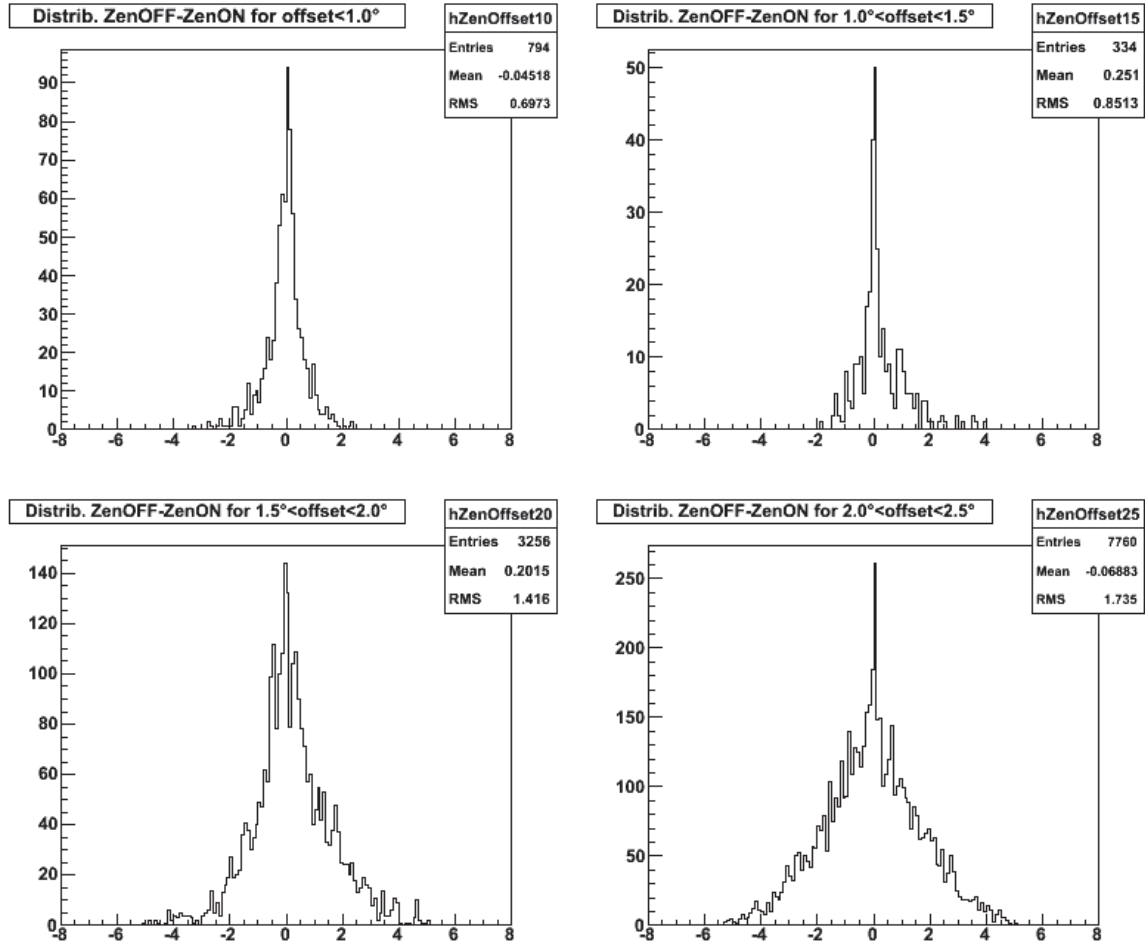


FIGURE C.4 – Distributions des différences entre les angles zénithaux de la i -ème région OFF avec celui de la région ON associée, pour un même run d'observation : $\Delta\phi = \phi_{\text{OFF},i} - \phi_{\text{ON}}$ (en degré). Ces distributions sont données pour quatre groupes de runs ayant des décalages de pointé de $\leq 1.0^\circ$ (en haut à gauche), $1.0^\circ < \Delta\phi \leq 1.5^\circ$ (en haut à droite), $1.5^\circ < \Delta\phi \leq 2.0^\circ$ (en bas à gauche), $2.0^\circ < \Delta\phi \leq 2.5^\circ$ (en bas à droite). Le $\Delta\phi$ maximal est de $\sim 5^\circ$, ce qui correspond au champ de vue des camera de la phase 1.

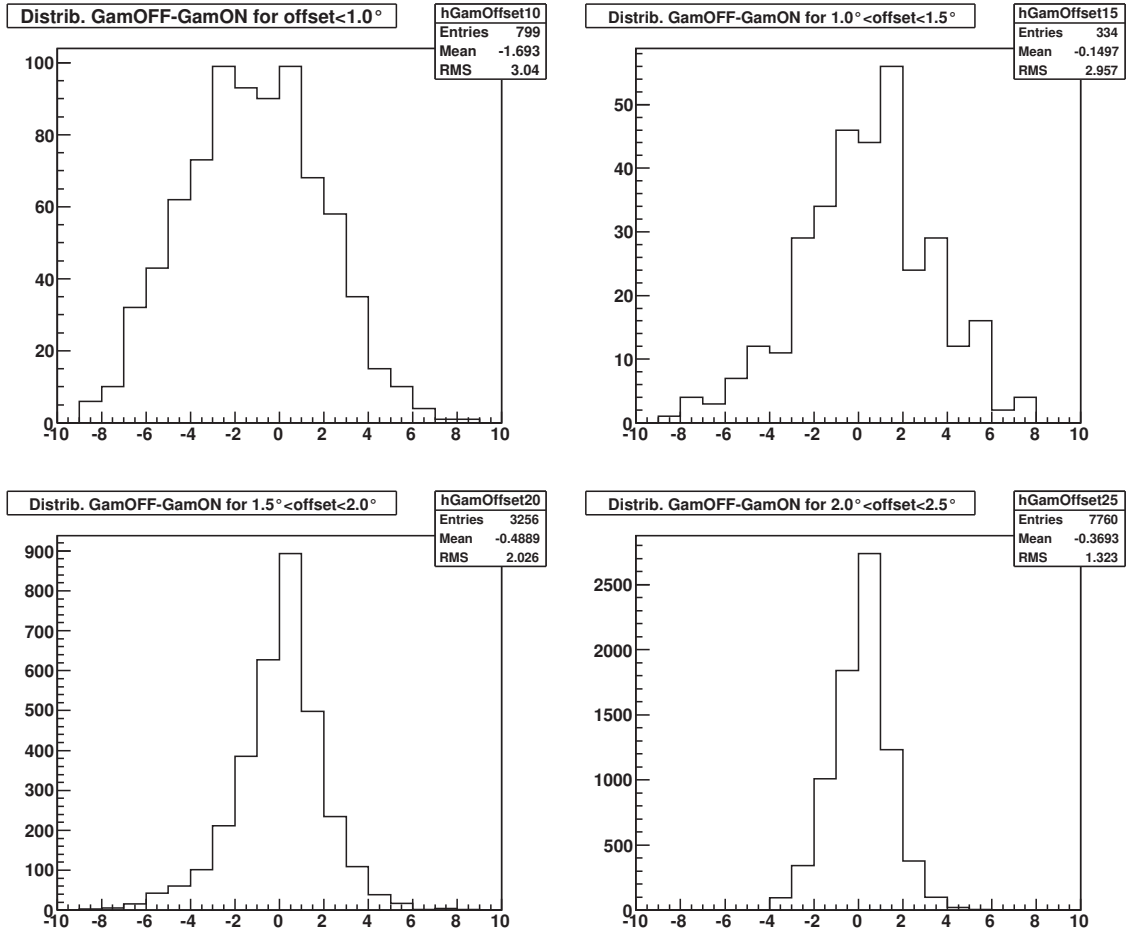


FIGURE C.5 – Distributions des différences entre le nombre n d'événements γ détectés dans la i -ème région OFF avec celui dans la région ON associée, pour un même run d'observation : $\Delta n = n_{\text{OFF},i} - n_{\text{ON}}$. Ces distributions sont données pour les mêmes quatre groupes de runs que dans la figure C.4 : $\leq 1.0^\circ$ (en haut à gauche), $1.0^\circ < \Delta\phi \leq 1.5^\circ$ (en haut à droite), $1.5^\circ < \Delta\phi \leq 2.0^\circ$ (en bas à gauche), $2.0^\circ < \Delta\phi \leq 2.5^\circ$ (en bas à droite). Plus le décalage de pointé est important, plus rares sont les événements γ reconstruits et plus faible est la différence Δn . Les runs ayant un décalage de pointé important ont donc un poids moindre en terme d'événements γ reconstruits.

C.3 Effet du gradient d'exposition sur la position de la source

Pour évaluer l'effet du gradient d'exposition sur la position de la l'émission TeV, des analyses ont été reproduites pour trois listes de runs avec coupures sur le décalage pointé : $\phi \leq 1.5^\circ$ (67 runs), $\phi \leq 2.0^\circ$ (136 runs), $\phi \leq 2.5^\circ$ (263 runs).

Les résultats des trois analyses sont donnés en table C.1 et les ajustements de la position de la sources associés sont montrés en Figure C.6.

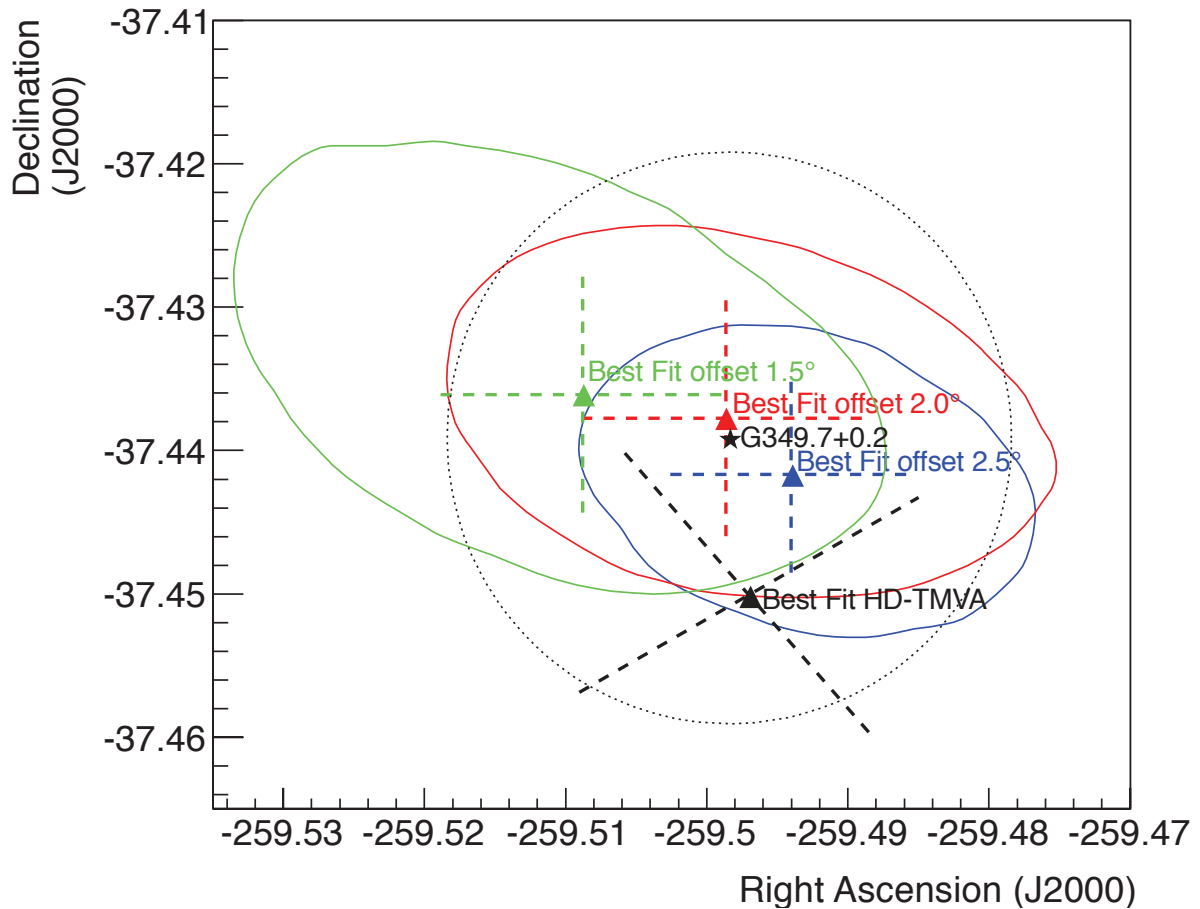


FIGURE C.6 – Positions de l'émission TeV de G349.7+0.2 obtenues pour les jeux de données ayant trois décalages de pointé (*offset*) maximaux différents. L'étoile et le cercle en pointillés noirs donnent la position et l'extension du SNR G349.7+0.2 à partir des données du satellite Chandra. Le meilleur ajustement sur les données de la position et son erreur à 68% de degré de confiance sont représentées par un triangle et l'ellipse respectivement, pour les différentes analyses : Model avec $\phi \leq 1.5^\circ$ (vert), Model avec offset $\phi \leq 2.0^\circ$ (rouge), Model avec offset $\phi \leq 2.5^\circ$ (bleu), HAP-TMVA avec offset $\phi \leq 2.5^\circ$ (noir).

TABLE C.1 – Résultats des trois analyses de G349.7+0.2 pour des jeux de données ayant trois décalages de pointé ϕ maximaux différents.

ϕ_{\max}	nON	nOFF	alpha	excess	Significance	Live-Time
1.5°	401	5409	17.2	87	4.5	29 hr
2.0°	564	11472	25.8	120	5.4	57 hr
2.5°	701	17800	33.1	163	6.6	113 hr

C.4 Extension de l'émission H.E.S.S.

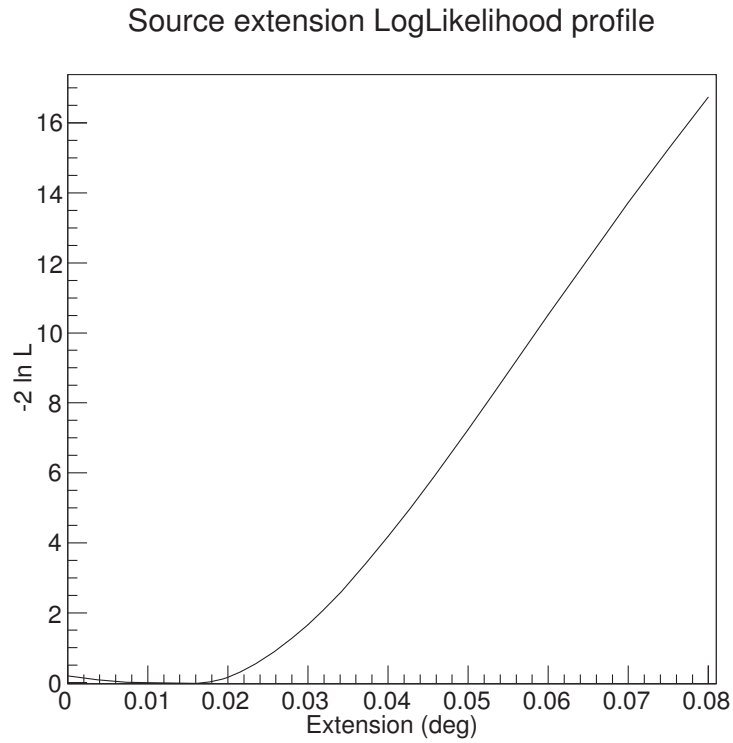


FIGURE C.7 – Profile de likelihood de l'extension de l'émission H.E.S.S. coïncident avec le SNR G349.7+0.2.

Annexe D

SNR Puppis A

D.1 Représentation des limites supérieures dans la bande en énergie 0.26-10 TeV

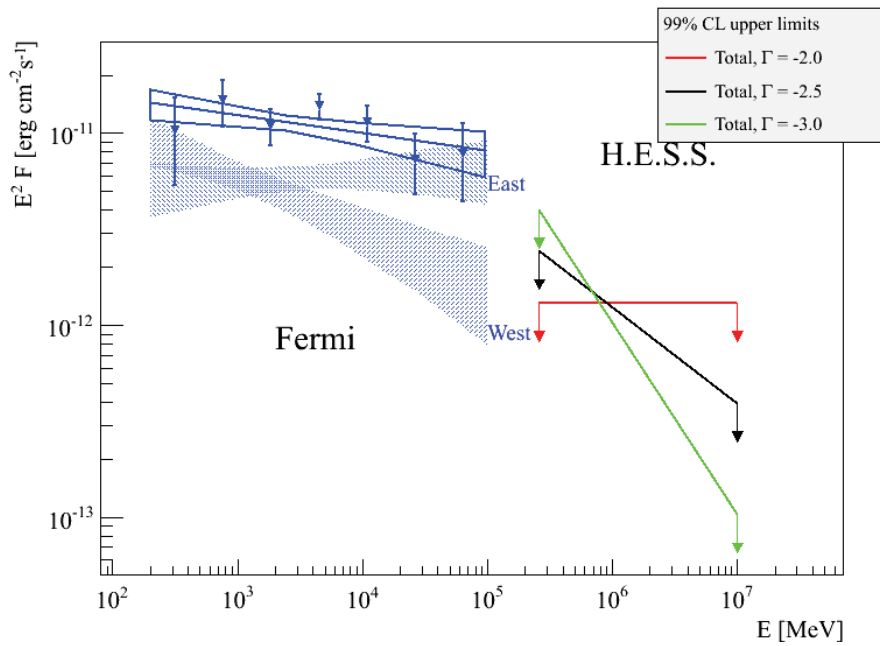


FIGURE D.1 – Limites supérieures à 99% CL sur les flux différentiels, calculés sur un unique bin en énergie 0.26-10 TeV, pour différents indices spectraux Γ de 2, 2.5 et 3. Les résultats obtenus sont extrêmement dépendant du modèle spectral.

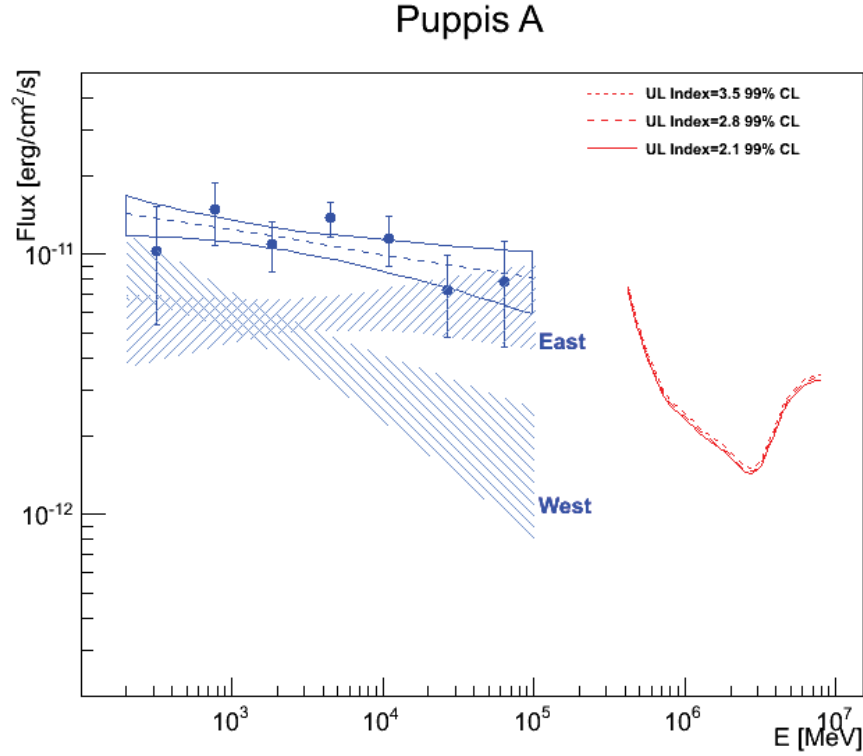


FIGURE D.2 – Limites supérieures à 99% CL sur les flux différentiels, calculés par bin en énergie $\frac{\Delta E}{E}=0.42$ (i.e. 5 bin/dec.), pour différents indices spectraux Γ de 2.1, 2.8 et 3.5. Les différences entre les ULs calculées dans chaque cas sont $\leq 5\%$.

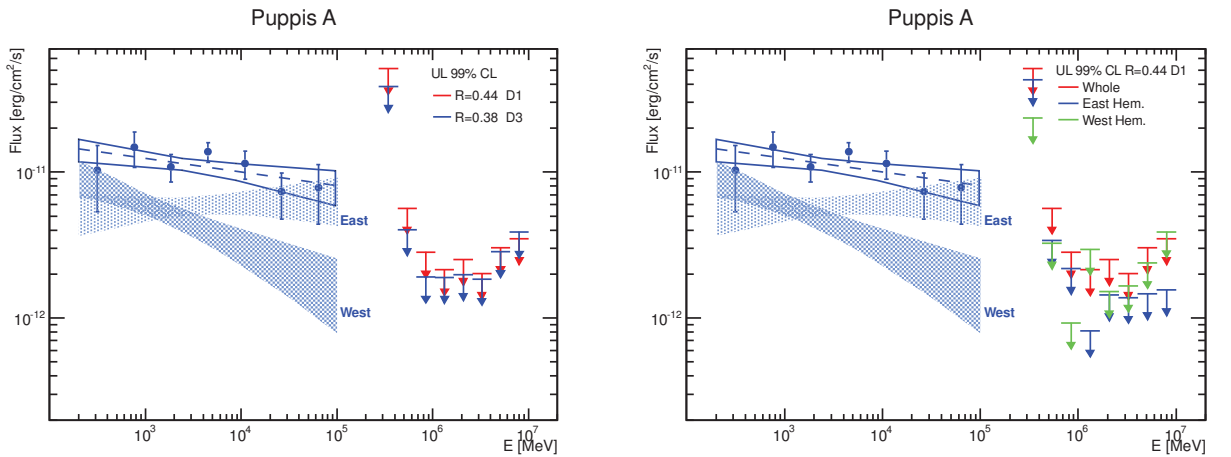


FIGURE D.3 – Limites supérieures à 99% CL sur les flux différentiels, calculés par bin en énergie $\frac{\Delta E}{E}=0.42$ (i.e. 5 bin/dec.), pour différentes tailles de région d'extraction : $R_{\text{ON},1} = R_{\text{GeV}} = 0.38^\circ$ et $R_{\text{ON},2} = R_{\text{GeV}} + \theta_{\text{H.E.S.S. PSF}} = 0.44^\circ$.

Annexe E

Le Catalogue SNR H.E.S.S.

E.1 Selection des SNRs à analyser

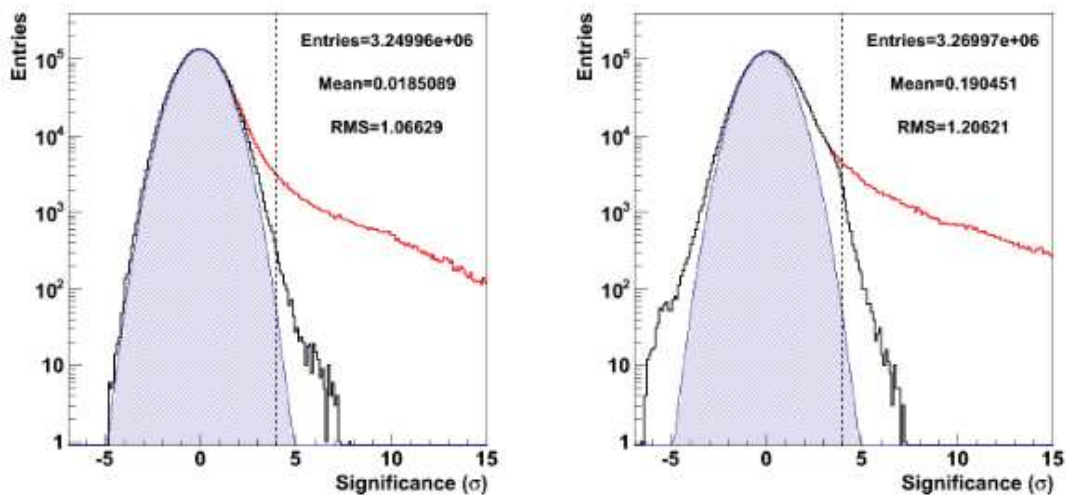


FIGURE E.1 – Distributions de significativité pour la totalité (rouge) et les zones en dehors des régions d'exclusion définies pour produire l'échantillon *sûr* (noir) des cartes du plan galactique Model (gauche) et Hap-TMVA (droite). La courbe pleine bleu représente l'ajustement par une gaussienne de la distribution en noir. La déviation par rapport à l'ajustement gaussien observé pour l'analyse Hap-TMVA est un problème déjà rencontré par les collègues travaillant sur le catalogue HGPS et encore en cours d'investigation. Ces distributions ont été produites par Joachim Hahn à partir des cartes de significativité de plan galactique produites par Svenja Carrigan (Hap-TMVA) et François Brun (Model).

E.2 Comparaison des résultats obtenus avec les analyses Hap-TMVA et Model

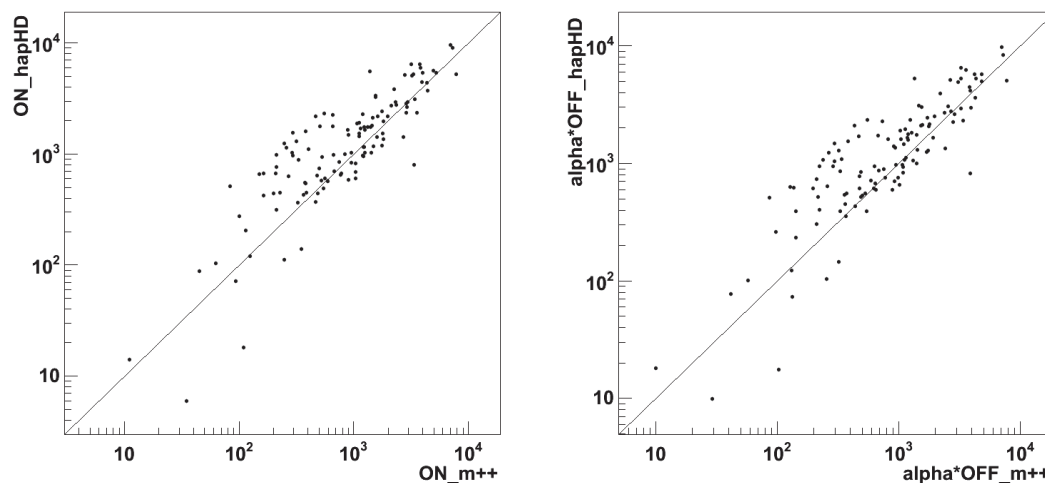


FIGURE E.2 – *Gauche* : Comparaison des évènements γ associés à chaque région d'analyse (ON) obtenus avec les analyses Hap-TMVA et Model. *Droite* : Comparaison des évènements γ associés au fond (α OFF) obtenus avec les analyses Hap-TMVA et Model.

E.3 Etude du décalage dans la distribution de significativité de l'échantillon sûr

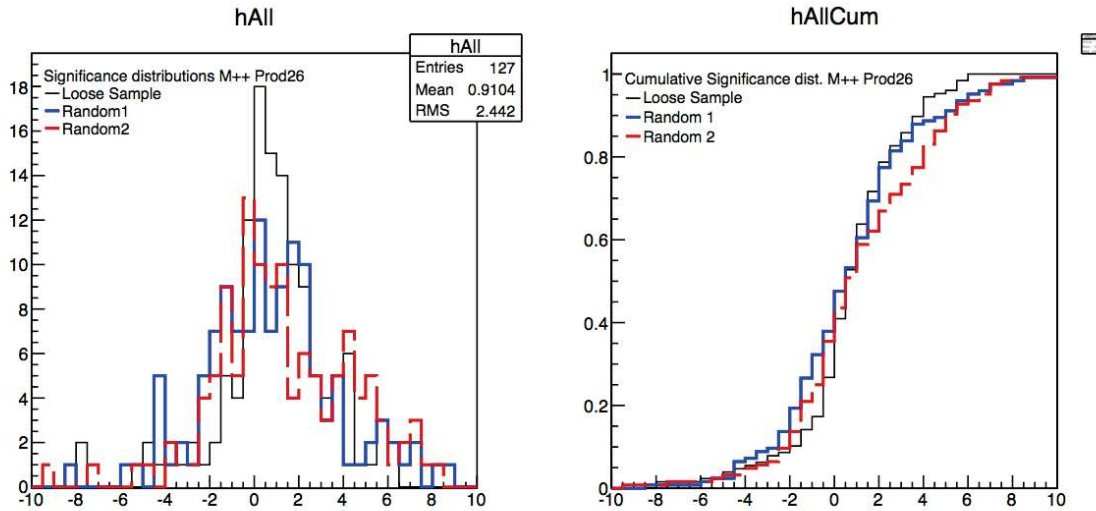


FIGURE E.3 – Distributions de significativité (gauche) et significativité cumulée (droite) pour l'échantillon sûr (noir) et deux échantillons de régions générées aléatoirement (rouge et bleu). Le décalage observé avec l'échantillon sûr est également observé avec les échantillons aléatoires. Les quelques régions pour lesquelles la significativité est étonnement faible avec l'analyse Model ($< -5\sigma$) ont été identifiées : on observe un trou de significativité/excès coïncident avec, ou chevauchant la région d'analyse. Cet effet n'est pas présent avec l'analyse Hap-TMVA.

Annexe F

Publications H.E.S.S. sur les SNRs G349.7+0.2 et Puppis A

H.E.S.S. detection of TeV emission from the interaction region between the supernova remnant G349.7+0.2 and a molecular cloud

H.E.S.S. Collaboration, A. Abramowski¹, F. Aharonian^{2,3,4}, F. Ait Benkhali², A.G. Akhperjanian^{5,4}, E.O. Angüner⁶, M. Backes⁷, S. Balenderan⁸, A. Balzer⁹, A. Barnacka^{10,11}, Y. Becherini¹², J. Becker Tjus¹³, D. Berge¹⁴, S. Bernhard¹⁵, K. Bernlöhr^{2,6}, E. Birsin⁶, J. Biteau^{16,17}, M. Böttcher¹⁸, C. Boisson¹⁹, J. Bolmont²⁰, P. Bordas²¹, J. Bregeon²², F. Brun²³, P. Brun²³, M. Bryan⁹, T. Bulik²⁴, S. Carrigan², S. Casanova^{25,2}, P.M. Chadwick⁸, N. Chakraborty², R. Chalme-Calvet²⁰, R.C.G. Chaves²², M. Chrézien²⁰, S. Colafrancesco²⁶, G. Colonna²⁷, J. Conrad^{28,29}, C. Couturier²⁰, Y. Cui²¹, I.D. Davids^{18,7}, B. Degrange¹⁶, C. Deil², P. deWilt³⁰, A. Djannati-Atai³¹, W. Domainko², A. Donath², L.O'C. Drury³, G. Dubus³², K. Dutson³³, J. Dyks³⁴, M. Dyrda²⁵, T. Edwards², K. Egberts³⁵, P. Eger², P. Espigat³¹, C. Farnier²⁸, S. Fegan¹⁶, F. Feinstein²², M.V. Fernandes¹, D. Fernandez²², A. Fiasson³⁶, G. Fontaine¹⁶, A. Förster², M. Füßling³⁷, S. Gabici³¹, M. Gajdus⁶, Y.A. Gallant²², T. Garrigoux²⁰, G. Giavitto³⁷, B. Giebels¹⁶, J.F. Glicenstein²³, D. Gottschall²¹, M.-H. Grondin³⁸, M. Grudzińska²⁴, D. Hadasch¹⁵, S. Häffner³⁹, J. Hahn², J. Harris⁸, G. Heinzlmann¹, G. Henri³², G. Hermann², O. Hervet¹⁹, A. Hillert², J.A. Hinton³³, W. Hofmann², P. Hofverberg², M. Holler³⁵, D. Horns¹, A. Ivascenko¹⁸, A. Jacholkowska²⁰, C. Jahn³⁹, M. Jamrozny¹⁰, M. Janiak³⁴, F. Jankowsky²⁷, I. Jung-Richardt³⁹, M.A. Kastendieck¹, K. Katarzyński⁴⁰, U. Katz³⁹, S. Kaufmann²⁷, B. Khélifi³¹, M. Kieffer²⁰, S. Klepser³⁷, D. Klochkov²¹, W. Kluźniak³⁴, D. Kolitzus¹⁵, Nu. Komin²⁶, K. Kosack²³, S. Krakau¹³, F. Krayzel³⁶, P.P. Krüger¹⁸, H. Laffon³⁸, G. Lamanna³⁶, J. Lefaucheur³¹, V. Lefranc²³, A. Lemièrre³¹, M. Lemoine-Goumard³⁸, J.-P. Lenain²⁰, T. Lohse⁶, A. Lopatin³⁹, C.-C. Lu², V. Marandon², A. Marcowith²², R. Marx², G. Maurin³⁶, N. Maxted²², M. Mayer³⁵, T.J.L. McComb⁸, J. Méhault^{38,41}, P.J. Meintjes⁴², U. Menzler¹³, M. Meyer²⁸, A.M.W. Mitchell², R. Moderski³⁴, M. Mohamed²⁷, K. Morá²⁸, E. Moulin²³, T. Murach⁶, M. de Naurois¹⁶, J. Niemiec²⁵, S.J. Nolan⁸, L. Oakes⁶, H. Odaka², S. Ohm³⁷, B. Opitz¹, M. Ostrowski¹⁰, I. Oya³⁷, M. Panter², R.D. Parsons², M. Paz Arribas⁶, N.W. Pekeur¹⁸, G. Pelletier³², P.-O. Petrucci³², B. Peyaud²³, S. Pita³¹, H. Poon², G. Pühlhofer²¹, M. Punch³¹, A. Quirrenbach²⁷, S. Raab³⁹, I. Reichardt³¹, A. Reimer¹⁵, O. Reimer¹⁵, M. Renaud²², R. de los Reyes², F. Rieger², C. Romoli³, S. Rosier-Lees³⁶, G. Rowell³⁰, B. Rudak³⁴, C.B. Rulten¹⁹, V. Sahakian^{5,4}, D. Salek⁴³, D.A. Sanchez³⁶, A. Santangelo²¹, R. Schlickeiser¹³, F. Schüssler²³, A. Schulz³⁷, U. Schwanke⁶, S. Schwarzburg²¹, S. Schwemmer²⁷, H. Sol¹⁹, F. Spanier¹⁸, G. Spengler²⁸, F. Spies¹, Ł. Stawarz¹⁰, R. Steenkamp⁷, C. Stegmann^{35,37}, F. Stinzing³⁹, K. Stycz³⁷, I. Sushch^{6,18}, J.-P. Tavernet²⁰, T. Tavernier³¹, A.M. Taylor³, R. Terrier³¹, M. Tluczykont¹, C. Trichard³⁶, K. Valerius³⁹, C. van Eldik³⁹, B. van Soelen⁴², G. Vasileiadis²², J. Veh³⁹, C. Venter¹⁸, A. Viana², P. Vincent²⁰, J. Vink⁹, H.J. Völk², F. Volpe², M. Vorster¹⁸, T. Vuillaume³², S.J. Wagner²⁷, P. Wagner⁶, R.M. Wagner²⁸, M. Ward⁸, M. Weidinger¹³, Q. Weitzel², R. White³³, A. Wierzcholska²⁵, P. Willmann³⁹, A. Wörnlein³⁹, D. Wouters²³, R. Yang², V. Zabalza^{2,33}, D. Zaborov¹⁶, M. Zacharias²⁷, A.A. Zdziarski³⁴, A. Zech¹⁹, and H.-S. Zechlin¹

(Affiliations can be found after the references)

Accepted November 24, 2014

ABSTRACT

G349.7+0.2 is a young Galactic supernova remnant (SNR) located at the distance of 11.5 kpc and observed across the entire electromagnetic spectrum from radio to high energy (HE; $0.1 \text{ GeV} < E < 100 \text{ GeV}$) γ -rays. Radio and infrared observations indicate that the remnant is interacting with a molecular cloud. In this paper, the detection of very high energy (VHE, $E > 100 \text{ GeV}$) γ -ray emission coincident with this SNR with the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) is reported. This makes it one of the farthest Galactic SNR ever detected in this domain. An integral flux $F(E > 400 \text{ GeV}) = (6.5 \pm 1.1_{\text{stat}} \pm 1.3_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ corresponding to $\sim 0.7\%$ of that of the Crab Nebula and to a luminosity of $\sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ above the same energy threshold, and a steep photon index $\Gamma_{\text{VHE}} = 2.8 \pm 0.27_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ are measured. The analysis of more than 5 yr of *Fermi*-LAT data towards this source shows a power-law like spectrum with a best-fit photon index $\Gamma_{\text{HE}} = 2.2 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.13_{\text{syst}}$. The combined γ -ray spectrum of G349.7+0.2 can be described by either a broken power-law (BPL) or a power-law with exponential (or sub-exponential) cutoff (PLC). In the former case, the photon break energy is found at $E_{\text{br},\gamma} = 55^{+70}_{-30} \text{ GeV}$, slightly higher than what is usually observed in the HE/VHE γ -ray emitting middle-aged SNRs known to be interacting with molecular clouds. In the latter case, the exponential (respectively sub-exponential) cutoff energy is measured at $E_{\text{cut},\gamma} = 1.4^{+1.6}_{-0.55} \text{ (respectively } 0.35^{+0.75}_{-0.21}) \text{ TeV}$. A pion-decay process resulting from the interaction of the accelerated protons and nuclei with the dense surrounding medium is clearly the preferred scenario to explain the γ -ray emission. The BPL with a spectral steepening of 0.5-1 and the PLC provide equally good fits to the data. The product of the average gas density and the total energy content of accelerated protons and nuclei amounts to $n_{\text{H}} W_p \sim 5 \times 10^{51} \text{ erg cm}^{-3}$.

Article number, page 1 of 9

Key words. γ -rays: general - supernovae: individual: G349.7+0.2 - ISM: supernova remnants - ISM: clouds

1. Introduction

The question of the origin of Galactic Cosmic Rays (CRs) dates back one century. In the 1930s, Baade & Zwicky (1934) proposed supernovae (SNe) as probable sources of Galactic CRs. According to the diffusive shock acceleration (DSA) theory (e.g. Bell 1978a,b) particles are accelerated at the supernova remnant (SNR) shock waves. The spectrum of the accelerated particles follows a power-law shape with exponential cutoffs and spectral indices of $p \sim 2$, compatible with radio measurements. Such spectra have also been observed in γ -rays from several isolated SNRs (e.g. Aharonian et al. 2007). However, recent *Fermi*-LAT observations of SNRs interacting with molecular clouds (MC) have revealed spectral breaks above a few GeV (Abdo et al. 2009, 2010a,b; Ackermann et al. 2013; Abdo et al. 2010c; Castro et al. 2013).

G349.7+0.2 is a bright Galactic SNR with a small angular size of $\sim 2.5' \times 2'$ (Green 2009) and a roughly circular morphology similar in radio (Shaver et al. 1985) and X-rays (Slane et al. 2002; Lazendic et al. 2005). The brightness enhancement seen towards the southwest of the SNR suggests that G349.7+0.2 is expanding into a density gradient caused by a HI cloud. Indeed, the coincidence of G349.7+0.2 with a dense MC (Dubner et al. 2004) and the detection of five OH (1720 MHz) masers towards the centre of the SNR (Frail et al. 1996) and of line emissions from several molecular transitions (Reynoso & Mangum 2000; Lazendic et al. 2010) provide evidence in support of an interaction between the SNR and the MC. These masers and molecular line emissions are measured at similar velocities which, together with HI absorption measurements, originally placed the SNR at a distance of ~ 22.4 kpc. Tian & Leahy (2014) have revised the kinematic distance to ~ 11.5 kpc based on updated knowledge of the kinematics in the inner Galaxy (Dame & Thaddeus 2008; Rodriguez-Fernandez & Combes 2008) together with high-resolution 21 cm HI (from the Southern Galactic Plane Survey, SGPS; McClure-Griffiths et al. (2012)) and CO data (Reynoso & Mangum 2000). Thus, G349.7+0.2 is located at the near edge of the Far 3 kpc Arm rather than on the far side of the Galaxy. This distance estimate was confirmed by Yasumi et al. (2014). At the revised distance, the SNR radius and age are ~ 3.8 pc and ~ 1800 yr, respectively. The overall X-ray emission of G349.7+0.2 is best fit with two thermal components from the shocked SN ejecta and circumstellar material, and results in a blast wave velocity estimate of ~ 700 – 900 km s $^{-1}$ (Slane et al. 2002; Lazendic et al. 2005). In the high-energy (HE; 0.1 GeV $< E < 100$ GeV) γ -ray domain, Castro & Slane (2010) discovered an unresolved γ -ray source coincident with G349.7+0.2 based on *Fermi*-LAT observations, designated as 2FGL J1718.1-3725 in the two-year *Fermi*-LAT catalog (Nolan et al. 2012). The spectrum was best fit with a simple power-law with $\Gamma_{\text{HE}} = 2.1 \pm 0.1$, and the addition of an exponential cutoff was found to only marginally improve the fit.

In this paper the detection of very high energy (VHE, $E > 100$ GeV) γ -ray emission coincident with this SNR in observations with the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) experiment is reported. H.E.S.S. observations and data analysis results are presented in Sect. 2, together with the analysis of more than 5 yr of *Fermi*-LAT data towards G349.7+0.2. Based on all the available multi-wavelength data, the SNR-MC scenario to account for the broadband spectral energy distribution of G349.7+0.2 is discussed in Sect. 3, in the light of recent the-

oretical works aimed at explaining the γ -ray spectrum of such interacting SNRs.

2. Analysis

2.1. H.E.S.S. observations

H.E.S.S. is an array of five imaging atmospheric Cherenkov telescopes (IACTs) located in the Khomas Highland of Namibia at an altitude of 1800 m above sea level (Aharonian et al. 2006a). The fifth telescope (28-m diameter) started operation in September 2012. All H.E.S.S. data used in this paper have been taken with the four-telescope array, which detects γ -rays above an energy threshold of ~ 100 GeV and covers a field of view of 5° diameter. The primary particle direction and energy are reconstructed with event-by-event resolutions of $\sim 0.1^\circ$ and $\sim 15\%$, respectively.

The data set for the source analysis includes observations taken from 2004 to 2012 and is summarized in Table 1. Two data sets are made up of Galactic Scan runs from previous Galactic Plane surveys in 2004 and 2008 (Carrigan et al. 2013). A set of 24 dedicated runs were taken using the so-called *wobble* mode for which the source is alternatively offset from the pointing direction by a small distance varying from 0.40° to 0.75° . This method allows for the evaluation of the signal and the background from the same observation. A fourth data set is composed of *wobble* runs dedicated to the observation of other nearby sources, in particular RX J1713.7–3946 (Aharonian et al. 2007) located at $\sim 2.5^\circ$ from G349.7+0.2. The total data set comprises 113 hours of observations (live time) after applying quality cuts.

Data have been analysed with the Model Analysis as described in de Naurois & Rolland (2009) and using *Standard cuts*. The analysis has been cross-checked with an independent data calibration chain and multivariate analysis method (Ohm et al. 2009). The extraction region is defined as a circular region of radius $\theta = 0.1^\circ$ centred on the nominal position of the X-ray source G349.7+0.2 from the Chandra Supernova Remnant Catalog¹: $\alpha_{\text{J2000}} = 17^{\text{h}}17^{\text{m}}59^{\text{s}}.6$, $\delta_{\text{J2000}} = -37^\circ 26' 21''.3$. After background subtraction with the reflected background method (Berge et al. 2007), an excess of 163 VHE γ -rays is detected within the analysis region, which corresponds to a significance level of 6.6 σ according to Eq. 17 from Li & Ma (1983). Given the existence of GeV emission and a source extent of $\sim 2.5' \times 2'$ (much smaller than the H.E.S.S. PSF), an unresolved VHE γ -ray signal was expected and only one source position and extent have been tested. The excess is point-like within the H.E.S.S. point spread function (PSF) uncertainties and the best fit position of the VHE emission within the extraction region is found to be $\alpha_{\text{J2000}} = 17^{\text{h}}17^{\text{m}}57^{\text{s}}.8 \pm 2^{\text{s}}_{\text{stat}} \pm 1^{\text{s}}_{\text{3syst}}$, $\delta_{\text{J2000}} = -37^\circ 26' 39''.6 \pm 24''.0_{\text{stat}} \pm 20''.0_{\text{syst}}$, compatible with the X-ray position of G349.7+0.2. An upper limit on the source extent of 0.04° (95% confidence level, CL), larger than the SNR size seen in radio and X-rays, is obtained based on the log-likelihood method profile.

Figure 1 shows the excess count image smoothed with a Gaussian of width 0.06° which corresponds to the 68% containment radius of the H.E.S.S. PSF for this analysis. The SNR G349.7+0.2 and the H.E.S.S. analysis region are indicated by solid green and white dashed circles, respectively. As seen in the inset image, the 2σ error contours of the H.E.S.S. best fit position show that the position of the VHE source is compatible

Send offprint requests to: D. Fernandez, C. Trichard
e-mail: diane.fernandez@lupm.univ-montp2.fr,
cyril.trichard@lapp.in2p3.fr

¹ <http://hea-www.cfa.harvard.edu/ChandraSNR/G349.7+00.2/>

Table 1. Details of the data set for the analysis of G349.7+0.2

Data set	Date	Live Time (hours)	Number of runs	Offset (Mean offset) (°)
Galactic Scan 1	05-07/2004	7.2	17	0.6–2.3 (1.6)
Galactic Scan 2	05-06/2008	11.8	28	0.7–1.5 (0.9)
G349.7+0.2 wobble runs	04-09/2010	10.5	24	0.5–0.7 (0.5)
Other sources	04/2004-09/2012	83.5	194	0.8–2.3 (1.9)

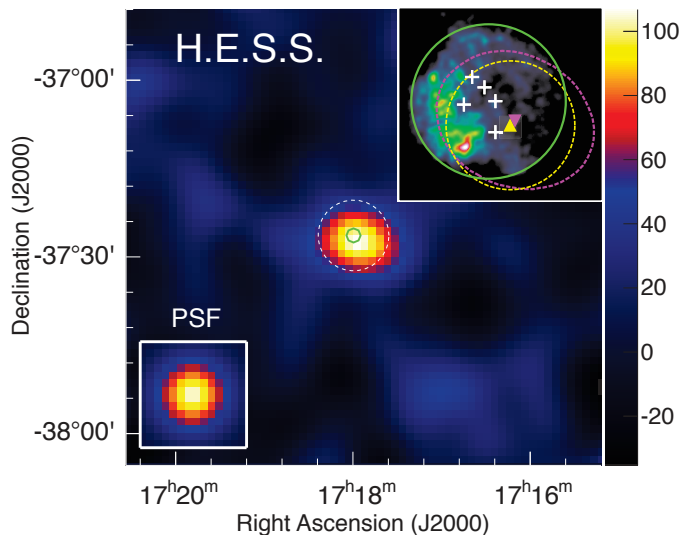


Fig. 1. H.E.S.S. γ -ray excess map of G349.7+0.2. The image is smoothed with a gaussian with a width of 0.06° corresponding to the PSF of the analysis (shown in the bottom left inset). The color scale represents the excess counts per surface area of $\pi(0.06^\circ)^2$. Pixels within this area are correlated. The solid green and dashed white circles denote the G349.7+0.2 radio shell and the H.E.S.S. ON region, respectively. The upper right inset represents the *Chandra* image of G349.7+0.2 with the five OH (1720 MHz) masers (white crosses) delineating the associated MC as found by Dubner et al. (2004). The best fit position together with its 2σ CL contours of the TeV emission are marked with a magenta inverted triangle and magenta dashed contours, respectively. The *Fermi*-LAT best fit position and its 2σ CL contours are shown as a yellow triangle and a yellow dashed contour. The green circle denoting the G349.7+0.2 extent is reproduced in the inset for scaling.

with the whole SNR as observed with *Chandra* as well as with the five OH (1720 MHz) masers.

The energy spectrum of the VHE emission coincident with G349.7+0.2 is extracted above 220 GeV and fitted using the forward folding technique described in Piron et al. (2001). The resolution-unfolded spectrum is shown on Figure 2. The spectrum is well described by a power-law defined as $d\Phi/dE \propto E^{-\Gamma}$ with a photon index of $\Gamma_{\text{VHE}} = 2.8 \pm 0.27_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ ($\chi^2/n_{\text{dof}} = 54.1/56$). The integrated photon flux above 400 GeV is $F(E > 400 \text{ GeV}) = (6.5 \pm 1.1_{\text{stat}} \pm 1.3_{\text{syst}}) \times 10^{-13} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ which corresponds to 0.7% of the Crab Nebula flux (Aharonian et al. 2006a) and to a luminosity of $\sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ above the same energy threshold. Spectral models of a curved power-law and a power-law with exponential cutoff do not improve the fit of the spectrum significantly.

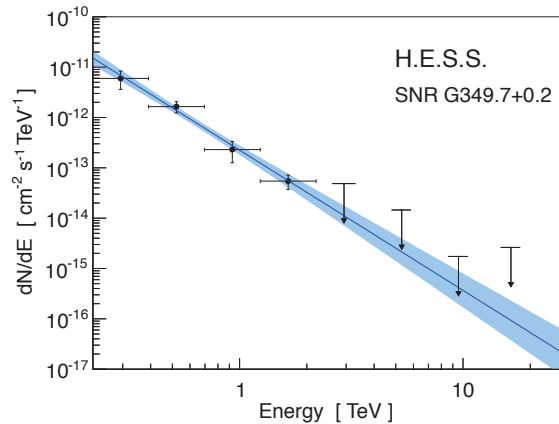


Fig. 2. H.E.S.S. forward folded spectrum of G349.7+0.2. The blue line is the best fit of a power-law to the data as a function of the energy (unfolded from the H.E.S.S. response functions). The blue bowtie is the uncertainty of the fit given at 68% CL. Upper limits are given at 99% CL.

2.2. *Fermi*-LAT observations

The LAT detector is the main instrument on board the *Fermi Gamma-Ray Space Telescope (Fermi)*. It consists of a pair-conversion imaging telescope detecting γ -ray photons in the energy range between 20 MeV and ≥ 300 GeV, as described by Atwood et al. (2009). The LAT has a effective area of $\sim 8000 \text{ cm}^2$ on-axis above 1 GeV, a field of view of ~ 2.4 sr and an angular resolution of $\sim 0.6^\circ$ (68% containment radius) at 1 GeV for events converting in the front section of the tracker².

A GeV γ -ray excess associated with G349.7+0.2 was first reported by Castro & Slane (2010) using 1 year of *Fermi*-LAT data. Since this discovery, several improvements have been made both in the instrument response functions (IRFs) and in the data analysis software. The following analysis was performed using 5.25 yr of data collected from 2008 August 4 to 2013 November 6. The latest version of the publicly available Fermi Science Tools³ (*v9r32p5*) was used, with the *P7REP_SOURCE_V15* IRFs and the user package *enrico* (Sanchez & Deil 2013). Events at normal incidence ($\cos(\theta) > 0.975$), with zenith angles smaller than 100° , and flagged as *source class events* were selected to perform a binned likelihood analysis. A region of 10° around the position of G349.7+0.2 was analysed. All sources from the *Fermi*-LAT two-year source catalog (Nolan et al. 2012) within 12° around the target were added. The ones closer than 8° (i.e. the 95% containment radius of the LAT PSF for front- and back-converted events at 200 MeV), and with a significance larger than 3, were modeled simultaneously (with fixed positions). Additionally, the Galactic and extra-galactic diffuse models were used with their respective normalization treated as

² More information about the performance of the LAT can be found at the FSSC: <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc>

³ <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone>,

free parameter. The likelihood analysis was performed with the `gtlike` tool. To determine the significance of the signal, the test-statistic (TS) method was used: $TS = -2 \ln(\frac{L_{null}}{L_{ps}})$, where L_{ps} and L_{null} are the maximum likelihood value for a model with and without an additional source, respectively.

For the spatial analysis, γ -ray events with $5 \text{ GeV} < E_\gamma < 300 \text{ GeV}$ were selected. Such a selection provides a good instrument PSF and both low source confusion and background level from the Galactic γ -ray diffuse emission. The TS in this energy band is ~ 102 . The source position, determined by `gtfindsrc` tool, is $\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}17^{\text{m}}58^{\text{s}}0 \pm 3^{\text{s}}5_{\text{stat}} \pm 4^{\text{s}}0_{\text{sys}}$, $\delta_{J2000} = -37^{\circ}26'42''0 \pm 54''0_{\text{stat}} \pm 60''0_{\text{sys}}$. The systematic errors are estimated according to the 2FGL catalog (Nolan et al. 2012). The *Fermi*-LAT source is compatible with the H.E.S.S. position at less than 1σ and is consistent with the radio shell of G349.7+0.2, as shown on Figure 1. The *Fermi*-LAT residual count map shows no evidence of a significant source extension after point like source subtraction.

For the spectral analysis, *front*- and *back*-converted events in the 0.2–300 GeV energy range were selected. The lower bound was chosen in order to reduce both the systematic uncertainties on the *Fermi*-LAT PSF and acceptance, and the level of Galactic γ -ray diffuse emission. In the following the effect of the underlying Galactic diffuse emission on the source flux was estimated by varying artificially the normalization of the Galactic background model by $\pm 6\%$ from the best-fit value. The systematic uncertainties related to the IRFs are not estimated here as they are usually smaller than those arising from the Galactic diffuse emission in the ~ 0.1 –50 GeV energy range. A point-like power-law model at the position of the SNR was used and the best fit parameters were determined by the likelihood method. The source TS value from this analysis is ~ 201 and the best fit photon index $\Gamma_{\text{HE}} = 2.2 \pm 0.04_{\text{stat}}^{+0.13}_{-0.31\text{sys}}$. The energy flux at the decorrelation energy $E_0 = 3.8 \text{ GeV}$ is $F_{E_0} = (6.1 \pm 0.43_{\text{stat}}^{+3.1}_{-2.7\text{sys}}) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The flux in the full energy range is $F_{0.2-300\text{GeV}} = (2.8 \pm 0.32_{\text{stat}}^{+1.4}_{-1.2\text{sys}}) \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Analyses assuming log-parabola and smoothed broken power-law spectrum models were performed in the same energy range. No improvement of the fit was found indicating that there is no significant deviation from a pure spectral power-law. A binned spectral analysis was also performed following the same method described above in each energy bin. The resulting spectrum is shown in Figure 3 and discussed in Sect. 3. A 99% CL upper limit was calculated in the bins with a signal significance lower than 3σ . The statistical uncertainties are given at 1σ .

2.3. Combined analysis

The γ -ray source detected with *Fermi*-LAT and H.E.S.S. towards G349.7+0.2 shows that the object is a luminous Galactic SNR, with luminosities in the 0.2–300 GeV energy range and above 400 GeV of $L_{\text{HE}} \sim 3 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ and $L_{\text{VHE}} \sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, respectively, assuming a distance of 11.5 kpc. The VHE spectrum from G349.7+0.2 is well fitted with a steep power-law shape with photon index $\Gamma_{\text{VHE}} = 2.8 \pm 0.27_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{sys}}$, which represents a steepening from the one measured at HE by *Fermi*-LAT ($\Gamma_{\text{HE}} = 2.2 \pm 0.04_{\text{stat}}^{+0.13}_{-0.31\text{sys}}$) of $\Delta\Gamma = 0.60 \pm 0.27_{\text{stat}}^{+0.23}_{-0.37\text{sys}}$. The position of the spectral break is estimated through a likelihood ratio test statistic (Rolke et al. 2005) applied to the H.E.S.S. and *Fermi*-LAT data, taking both statistical and systematic uncertain-

ties into account:

$$\Lambda(E_{\text{br}0}) = \frac{\sup_{\theta} \mathcal{L}(E_{\text{br}0}, \theta)}{\sup_{E_{\text{br}}, \theta} \mathcal{L}(E_{\text{br}}, \theta)}, \quad (1)$$

where $E_{\text{br}0}$ is the tested hypothesis. The supremum in the denominator is determined over the full parameter space. The spectral indices and the normalization of the photon spectrum are considered as nuisance parameters represented by the θ variable. They are set free. The minimum of the likelihood ratio is reached at the photon energy $E_{\text{br},\gamma} = 55 \text{ GeV}$, and the 68% confidence interval is [25; 125] GeV. The γ -ray spectral steepening is thus precisely at the transition between the *Fermi*-LAT and H.E.S.S. domains. A cutoff $e^{-(E/E_{\text{cut}})^\beta}$, where E_{cut} is the cutoff energy and β defines the spectral shape in the cutoff region could also accommodate the steep and faint VHE spectrum at these intermediate energies. Following the same method as for the broken power-law γ -ray spectrum, the spectral turnover is found to be at $E_{\text{cut},\gamma} = 1.4_{-0.55}^{+1.6}$ (respectively $0.35_{-0.21}^{+0.75}$) TeV assuming a power-law photon spectrum with an exponential (respectively sub-exponential, $\beta=0.5$) cutoff. The shape of the cutoff in the photon spectra with respect to that in the particle spectrum depends on the emission process, and exponential cutoffs in the particle spectrum typically result in sub-exponential cutoffs in the photon spectrum for pion decay (Kelner et al. 2006) and inverse Compton emission (Lefa et al. 2012). A power-law particle spectrum is predicted by DSA⁴, and a cutoff is generally formed. Such a spectrum can be interpreted as the emission from accelerated particles at the SNR shock, the cutoff being due to either escape of the highest energy particles or limitation of the acceleration because of the SNR age or radiative losses (for leptons) (Aharonian et al. 2007). On the other hand, γ -ray broken power-law spectra with $E_{\text{br},\gamma} \sim 1$ –20 GeV have been observed in several SNRs known to be interacting with MCs (see Jiang et al. 2010, and references therein), such as W28 (Aharonian et al. 2008; Abdo et al. 2010a), W51C (Abdo et al. 2009; Aleksić et al. 2012), W49B (Abdo et al. 2010c; Brun et al. 2011), IC443 (Acciari et al. 2009; Ackermann et al. 2013) or W41 (Aharonian et al. 2006b; Castro et al. 2013). The CR spectral shape (broken power-law and exponential cutoff power-law) underlying this γ -ray spectrum will be investigated in the following sections in view of the γ -ray emission scenarios.

3. Discussion

3.1. Multi-wavelength considerations

In order to address the question of the origin of the γ -ray emission from G349.7+0.2, the published radio and X-ray data from the SNR have been assembled. Radio flux densities are provided by Green (2009) ($F_\nu(1\text{GHz}) = 20 \text{ Jy}$) and Clark & Caswell (1976) ($F_\nu(408 \text{ MHz}) = 31 \text{ Jy}$, $F_\nu(5 \text{ GHz}) = 9.1 \text{ Jy}$). X-ray observations of G349.7+0.2 with *Chandra* have revealed the thermal nature of the SNR emission, from both the ejecta and shocked circumstellar medium (Lazendic et al. 2005). A power-law (non-thermal) component was estimated to contribute to less than 2.6% (at 3σ CL) of the total flux in the 0.5 – 10 keV range for any photon index between 1.5 and 3. This translates into a

⁴ Non-linear acceleration effects in CR modified shocks may even give rise to slightly concave spectra. An even more pronounced concave shape, steep at HE and hard at VHE γ -rays (Gabici et al. 2009) or a parabolic shape peaking at VHE (Ellison & Bykov 2011), may occur in the case of a MC illuminated by CRs escaping from a nearby SNR.

flux upper limit of $1.7 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A post-shock Hydrogen density of $\sim 7 \text{ cm}^{-3}$, leading to an ISM density of $\sim 1.7 \text{ cm}^{-3}$ under the assumption of a strong shock was derived from the soft component of the SNR thermal X-ray spectrum (Lazendic et al. 2005). From ^{12}CO observations, Dubner et al. (2004) reported that G349.7+0.2 is associated with a MC, whose total mass and average density are estimated to be of $M_{\text{MC}} \sim 5 \times 10^3 M_{\odot}$ and $n_{\text{MC}} \sim 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ at 11.5 kpc, respectively. Another density estimate comes from the presence of 5 OH (1720 MHz) masers (Frail et al. 1996) and strong H_2 lines (Hewitt et al. 2009) towards the centre of the remnant, both tracers originating from shocked molecular region of very high density ($n \sim 10^{4.6} \text{ cm}^{-3}$). As discussed by Lazendic et al. (2005) and Castro & Slane (2010), these differences in density estimates indicate that the SNR is expanding in an inhomogeneous, likely clumpy, medium.

3.2. SNR shell emission

To quantify the total amount of energy required to explain the γ -ray spectrum, a simple time-independent one-zone model of accelerated particles and their associated broadband emission spectra is compared to the multi-wavelength (radio and X-ray) data described in the previous section. A power-law with exponential cutoff model for the CRs spectrum is adopted: $dN/dE \propto E^{-p} \exp(-E/E_{\text{cut}})$. Typical values for the SN explosion energy and for the fraction that goes into CR acceleration are assumed: $E_{\text{SN}} = 10^{51} \text{ erg}$ and $\epsilon_{\text{CR}} \sim 0.1$ (i.e. $W_{\text{p}} + W_{\text{e}} = \epsilon_{\text{CR}} E_{\text{SN}}$, where $W_{\text{p,e}}$ are the total amount of explosion energy going into protons and electrons acceleration, respectively). Photon spectra from non-thermal Bremsstrahlung (NBr), Inverse Compton (IC) and proton-proton (p-p, followed by $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) processes are computed according to Blumenthal & Gould (1970); Baring et al. (1999); Kafexhiu et al. (2014) (the hadronic emission is multiplied by the factor ~ 1.5 to take into account nuclei heavier than Hydrogen, Dermer 1986).

A NBr-dominated scenario requires an electron to proton ratio $K_{\text{ep}} \geq 0.2$, which is much higher than the values expected from CR abundances and from the modeling of the broadband emission from several SNRs, which lie in the $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ range (Katz & Waxman 2008). The IC-dominated scenario requires a spectral shape much harder than the one observed at GeV energies. Moreover, values of both the energy content in radiating electrons ($W_{\text{e}} \sim 8 \times 10^{50} (\text{d}/11.5 \text{ kpc})^2 \text{ erg}$) and the magnetic field ($B \leq 4 \mu\text{G}$) for IC on CMB are unrealistic. The optical interstellar radiation field from Porter et al. (2008) has a negligible effect on the IC emission in this region of the Galaxy, while the previous parameters change to $W_{\text{e}} \sim 10^{50} (\text{d}/11.5 \text{ kpc})^2 \text{ erg}$ and $B \leq 8 \mu\text{G}$, when accounting for the infrared interstellar radiation fields. However the energy density of the different photon fields from Porter et al. (2008) is known to be subject to large uncertainties at small scales. Because of the large electron to proton ratio and the low magnetic field required in NBr- and IC-dominated scenarios, the leptonic origin of the γ -ray emission is disfavored.

The π^0 decay dominated scenario leads to a product of the average gas density and the total energy content of accelerated hadrons of $n_{\text{H}} W_{\text{p}} \sim 5 \times 10^{51} (\text{d}/11.5 \text{ kpc})^2 \text{ erg cm}^{-3}$, similar to what has been derived for W51C (Abdo et al. 2009) and W49B (Abdo et al. 2010c). To constrain the parameters of the primary proton distribution, its resulting photon spectrum from p-p interactions (computed using the parametrization of Kafexhiu et al. 2014) is compared to the observed photon spectrum through a Markov chain Monte Carlo (MCMC) fitting procedure

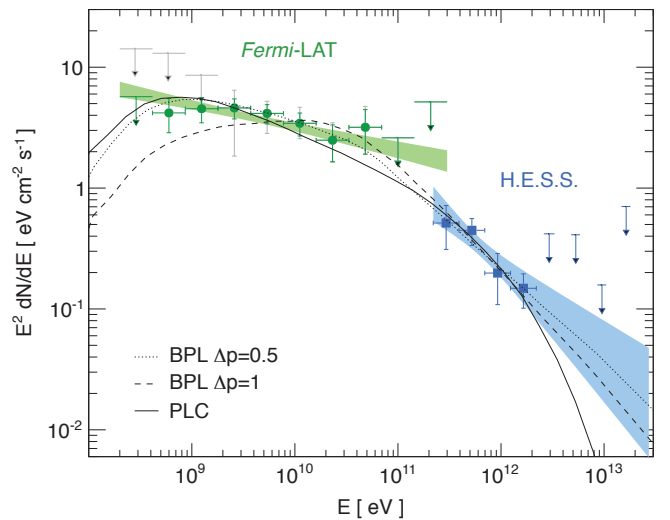


Fig. 3. γ -ray spectrum of G349.7+0.2. The H.E.S.S. (blue) and *Fermi*-LAT (green) spectra are shown with their 68% CL bowtie. For the *Fermi*-LAT spectral points the statistical errors are marked green while the statistical errors including the systematic errors are grey. The H.E.S.S. points are given with their statistical errors only. The π^0 -decay emission spectra obtained with the best fit proton distributions are shown as dotted and dashed lines for the broken power-law (BPL) distributions with steepening $\Delta p=0.5$ and 1, respectively, and as a solid line for the power-law with exponential cutoff (PLC) distribution.

using the `gammafit` package⁵. The best-fit proton spectral parameters are a spectral index $p = 2.4^{+0.12}_{-0.14}$ and a cutoff energy of $E_{\text{cut}} = 6.8^{+10}_{-3.4} \text{ TeV}$. With an ISM density of $\sim 1.7 \text{ cm}^{-3}$, as discussed in the previous section, the π^0 decay scenario would require a too large energy content in the accelerated protons and nuclei of $\sim 3 \times 10^{51} \text{ erg}$. Thus the γ -ray emission coincident with G349.7+0.2 clearly can not arise from the whole SNR shell assumed to evolve in an homogeneous $\sim 1.7 \text{ cm}^{-3}$ ISM, but rather from the region of the SNR-MC interaction. The π^0 -decay emission spectrum obtained with the best fit proton distribution is shown on Figure 3. In the standard modelings of gamma-ray emission from MC illuminated by CRs from a nearby, non-interacting, source, the VHE emission from these escaping CRs is expected to be harder than the HE emission from particles still confined in the source (Gabici et al. 2009; Ellison & Bykov 2011). This is opposite to what is observed here from G349.7+0.2. Together with the CR energetics constraints, another scenario, in which the particular interaction region between the blast wave and the cloud at the origin of the HE/VHE emission, must be investigated.

3.3. SNR-MC interaction scenario

As mentioned in Sect. 2.3, spectral breaks at $\sim 1-20 \text{ GeV}$ have recently been observed in several interacting SNRs. These spectral features are not a priori predicted by the DSA theory and several theoretical scenarios have been put forward in order to explain γ -ray spectral breaks. They can be due to either acceleration effects on particles residing within the interacting SNR (Inoue et al. 2010; Uchiyama et al. 2010; Malkov et al. 2011; Tang et al. 2011; Malkov et al. 2012) or diffusion of particles escaping from the SNR shock and diffusing in the MC (Li & Chen 2010; Ohira et al. 2011; Li & Chen 2012; Aharonian & Atoyan

⁵ <https://github.com/zblz/gammafit>

1996). In particular ion-neutral collisions occurring when fast shocks interact with partially ionized material can lead to Alfvén wave damping (O’C Drury et al. 1996; Ptuskin & Zirakashvili 2003, 2005) and hence, to the reduction of the confinement of the highest energy particles which escape the system. As shown by Malkov et al. (2011) in the case of W44, and recently generalized by Malkov et al. (2012) (see their Equation 4), a break naturally occurs at a few GeV, above which the particle spectrum steepens by one power $\Delta p = 1$. Ohira et al. (2011) have reinvestigated the distribution of CRs escaping from a SNR assumed to be of finite size, based on the escape-limited model of CR acceleration described in Ohira et al. (2010). In this model, once the forward shock approaches the MC modeled as a shell surrounding the SNR (more precisely, when the distance between the shock front and the MC inner radius equals the diffusion length of the escaping CRs) all particles are expected to escape from the SNR because of wave damping. Besides the breaks arising from the finiteness of the source and emission regions, another break, interpreted as the maximum particle energy in the SNR when it encounters the MC, is found. Both scenarios could reproduce the γ -ray spectrum from G349.7+0.2, though at the expense of several free parameters related to the diffusion and the MC properties.

The scenarios cited above assume that the γ -ray emission arises from hadronic interactions of accelerated protons and nuclei with the surrounding dense medium. To constrain the spectral shape of the accelerated particles within these scenarios, the same MCMC method as described in Section 3.2 was employed assuming a broken power-law for the proton spectrum. Two values were considered for the spectral steepening above the break energy: $\Delta p = 1$ as predicted by Malkov et al. (2011) and $\Delta p = 0.5$ as the spectral steepening appears to be lower than 1 in some γ -ray emitting SNR-MC systems (e.g. W28, IC443 Abdo et al. 2010a; Ackermann et al. 2013). The best-fit parameters are a HE spectral index of $p_1 = 2.0^{+0.40}_{-0.23}$ (respectively $p_1 = 2.3^{+0.15}_{-0.13}$) and a break energy $E_{br} = 0.26^{+1.2}_{-0.22}$ (respectively $0.25^{+0.75}_{-0.20}$) TeV for a steepening $\Delta p = 1$ (respectively $\Delta p = 0.5$). The resulting γ -ray spectra are shown in Figure 3.

One can compare the Bayesian Information Criterion $BIC = -2 \log(L) + k \times \log(N)$, where k is the number of free parameters in the model, and N the number of observations, obtained for the two broken power-laws and the power-law with exponential cutoff discussed in section 3.2. The three hypothesis provide equally good fits to the γ -ray data ($\Delta BIC < 2$) and lead to γ -ray spectra consistent with the γ -ray parameters given in section 3.1.

4. Conclusion

H.E.S.S. observations have led to the discovery of the distant, MC-interacting, SNR G349.7+0.2 in the VHE γ -ray domain. Although faint ($F(E > 400 \text{ GeV}) \sim 0.7\%$ of the Crab Nebula), its flux corresponds to a luminosity of $\sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, owing to its location in the Far 3 kpc Arm of the Galactic centre, at $\sim 11.5 \text{ kpc}$. The point-like shape of the VHE emission does not allow for an investigation of the morphology. Nonetheless, the combined *Fermi*-LAT and H.E.S.S. spectrum, together with several other observational lines of evidence, strongly suggest that the γ -ray emission results from the interaction between the SNR and the adjacent MC. By taking into account radio and X-ray data, the leptonic dominated scenarios for the origin of the γ -ray emission are strongly disfavored, and π^0 decay from hadronic interactions requires a total energy content in CRs $n_H W_p \sim 5 \times 10^{51} (\text{d}/11.5 \text{ kpc})^2 \text{ erg cm}^{-3}$. Although the

γ -ray spectrum and the inferred proton distributions are statistically compatible with a broken power-law and a power-law with exponential cutoff, the former shape is reminiscent of most of the γ -ray-emitting SNRs known to be interacting with MCs.

Acknowledgements. The support of the Namibian authorities and of the University of Namibia in facilitating the construction and operation of H.E.S.S. is gratefully acknowledged, as is the support by the German Ministry for Education and Research (BMBF), the Max Planck Society, the German Research Foundation (DFG), the French Ministry for Research, the CNRS-IN2P3 and the Astroparticle Interdisciplinary Programme of the CNRS, the U.K. Science and Technology Facilities Council (STFC), the IPNP of the Charles University, the Czech Science Foundation, the Polish Ministry of Science and Higher Education, the South African Department of Science and Technology and National Research Foundation, and by the University of Namibia. We appreciate the excellent work of the technical support staff in Berlin, Durham, Hamburg, Heidelberg, Palaiseau, Paris, Saclay, and in Namibia in the construction and operation of the equipment. We thank the referee, Patrick Slane, for his comments and helpful suggestions.

References

- Abdo, A. A., et al. (*Fermi*-LAT Collaboration) 2009, *ApJ*, 706, L1
 Abdo, A. A., et al. (*Fermi*-LAT Collaboration) 2010a, *ApJ*, 718, 348
 Abdo, A. A., et al. (*Fermi*-LAT Collaboration) 2010b, *Science*, 327, 1103
 Abdo, A. A., et al. (*Fermi*-LAT Collaboration) 2010c, *ApJ*, 722, 1303
 Acciari, V. A., et al. (VERITAS Collaboration) 2009, *ApJ*, 698, L133
 Ackermann, M., et al. (*Fermi*-LAT Collaboration) 2013, *Science*, 339, 807
 Aharonian, F., et al. (H.E.S.S. Collaboration) 2008, *A&A*, 481, 401
 Aharonian, F., et al. (H.E.S.S. Collaboration) 2006a, *A&A*, 457, 899
 Aharonian, F., et al. (H.E.S.S. Collaboration) 2006b, *ApJ*, 636, 777
 Aharonian, F., et al. (H.E.S.S. Collaboration) 2007, *A&A*, 464, 235
 Aharonian, F. A. & Atoyan, A. M. 1996, *A&A*, 309, 917
 Aleksić, J., et al. (MAGIC Collaboration) 2012, *A&A*, 541, A13
 Atwood, W. B., et al. (*Fermi*-LAT Collaboration) 2009, *ApJ*, 697, 1071
 Baade, W. & Zwicky, F. 1934, *Proceedings of the National Academy of Science*, 20, 259
 Baring, M. G., Ellison, D. C., Reynolds, S. P., Grenier, I. A. & Goret, P. 1999, *ApJ*, 513, 311
 Bell, A. R. 1978a, *MNRAS*, 182, 147
 Bell, A. R. 1978b, *MNRAS*, 182, 443
 Berge, D., Funk, S. & Hinton, J. 2007, *A&A*, 466, 1219
 Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237
 Brun, F., de Naurois, M., Hofmann, W., et al. 2011, arXiv:1104.5003
 Carrigan, S., Brun, F., Chaves, R. C. G., et al. 2013, arXiv:1307.4690
 Castro, D. & Slane, P. 2010, *ApJ*, 717, 372
 Castro, D., Slane, P., Carlton, A. & Figueroa-Feliciano, E. 2013, *ApJ*, 774, 36
 Clark, D. H. & Caswell, J. L. 1976, *MNRAS*, 174, 267
 Dame, T. M. & Thaddeus, P. 2008, *ApJ*, 683, L143
 de Naurois, M. & Rolland, L. 2009, *Astroparticle Physics*, 32, 231
 Dermer, C. D. 1986, *A&A*, 157, 223
 Dubner, G., Giacani, E., Reynoso, E. & Parón, S. 2004, *A&A*, 426, 201
 Ellison, D. C. & Bykov, A. M. 2011, *ApJ*, 731, 87
 Frail, D. A., Goss, W. M., Reynoso, E. M., et al. 1996, *AJ*, 111, 1651
 Gabici, S., Aharonian, F. A. & Casanova, S. 2009, *MNRAS*, 396, 1629
 Green, D. A. 2009, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 37, 45
 Hewitt, J. W., Rho, J., Andersen, M. & Reach, W. T. 2009, *ApJ*, 694, 1266
 Inoue, T., Yamazaki, R. & Inutsuka, S.-i. 2010, *ApJ*, 723, L108
 Jiang, B., Chen, Y., Wang, J., et al. 2010, *ApJ*, 712, 1147
 Kafexhiu, E., Aharonian, F., Taylor, A. M. & Vila, G. S. 2014, arXiv:1406.7369
 Katz, B. & Waxman, E. 2008, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 1, 18
 Kelner, S. R., Aharonian, F. A. & Bugayov, V. V. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 034018
 Lazendic, J. S., Slane, P. O., Hughes, J. P., Chen, Y. & Dame, T. M. 2005, *ApJ*, 618, 733
 Lazendic, J. S., Wardle, M., Whiteoak, J. B., Burton, M. G. & Green, A. J. 2010, *MNRAS*, 409, 371
 Lefa, E., Kelner, S. R. & Aharonian, F. A. 2012, *ApJ*, 753, 176
 Li, H. & Chen, Y. 2010, *MNRAS*, 409, L35
 Li, H. & Chen, Y. 2012, *MNRAS*, 421, 935
 Li, T.-P. & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317
 Malkov, M. A., Diamond, P. H. & Sagdeev, R. Z. 2011, *Nature Communications*, 2
 Malkov, M. A., Diamond, P. H. & Sagdeev, R. Z. 2012, *Physics of Plasmas*, 19, 082901
 McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., et al. 2012, *ApJS*, 199, 12
 Nolan, P. L., et al. (*Fermi*-LAT Collaboration) 2012, *ApJS*, 199, 31
 O’C Drury, L., Duffy, P. & Kirk, J. G. 1996, *A&A*, 309, 1002

Ohira, Y., Murase, K. & Yamazaki, R. 2010, *A&A*, 513, A17

Ohira, Y., Murase, K. & Yamazaki, R. 2011, *MNRAS*, 410, 1577

Ohm, S., van Eldik, C. & Egberts, K. 2009, *Astroparticle Physics*, 31, 383

Piron, F., Djannati-Atai, A., Punch, M., et al. 2001, *A&A*, 374, 895

Porter, T. A., Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Orlando, E. & Bouchet, L. 2008, *ApJ*, 682, 400

Ptuskin, V. S. & Zirakashvili, V. N. 2003, *A&A*, 403, 1

Ptuskin, V. S. & Zirakashvili, V. N. 2005, *A&A*, 429, 755

Reynoso, E. M. & Mangum, J. G. 2000, *ApJ*, 545, 874

Rodríguez-Fernandez, N. J. & Combes, F. 2008, *A&A*, 489, 115

Rolke, W. A., López, A. M. & Conrad, J. 2005, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 551, 493

Sanchez, D. A. & Deil, C. 2013, arXiv:1307.4534

Shaver, P. A., Salter, C. J., Patnaik, A. R., van Gorkom, J. H. & Hunt, G. C. 1985, *Nature*, 313, 113

Slane, P., Chen, Y., Lazendic, J. S. & Hughes, J. P. 2002, *ApJ*, 580, 904

Tang, Y. Y., Fang, J. & Zhang, L. 2011, *ApJ*, 739, 11

Tian, W. W. & Leahy, D. A. 2014, *ApJ*, 783, L2

Uchiyama, Y., Blandford, R. D., Funk, S., Tajima, H. & Tanaka, T. 2010, *ApJ*, 723, L122

Yasumi, M., Nobukawa, M., Nakashima, S., et al. 2014, *PASJ*

¹ Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Luruper Chaussee 149, D 22761 Hamburg, Germany

² Max-Planck-Institut für Kernphysik, P.O. Box 103980, D 69029 Heidelberg, Germany

³ Dublin Institute for Advanced Studies, 31 Fitzwilliam Place, Dublin 2, Ireland

⁴ National Academy of Sciences of the Republic of Armenia, Marshall Baghramian Avenue, 24, 0019 Yerevan, Republic of Armenia

⁵ Yerevan Physics Institute, 2 Alikhanian Brothers St., 375036 Yerevan, Armenia

⁶ Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, D 12489 Berlin, Germany

⁷ University of Namibia, Department of Physics, Private Bag 13301, Windhoek, Namibia

⁸ University of Durham, Department of Physics, South Road, Durham DH1 3LE, U.K.

⁹ GRAPPA, Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands

¹⁰ Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Jagielloński, ul. Orła 171, 30-244 Kraków, Poland

¹¹ now at Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden St, MS-20, Cambridge, MA 02138, USA

¹² Department of Physics and Electrical Engineering, Linnaeus University, 351 95 Växjö, Sweden

¹³ Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV: Weltraum und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum, D 44780 Bochum, Germany

¹⁴ GRAPPA, Anton Pannekoek Institute for Astronomy and Institute of High-Energy Physics, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands

¹⁵ Institut für Astro- und Teilchenphysik, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, A-6020 Innsbruck, Austria

¹⁶ Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS/IN2P3, F-91128 Palaiseau, France

¹⁷ now at Santa Cruz Institute for Particle Physics, Department of Physics, University of California at Santa Cruz, Santa Cruz, CA 95064, USA

¹⁸ Centre for Space Research, North-West University, Potchefstroom 2520, South Africa

¹⁹ LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

²⁰ LPNHE, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, Université Denis Diderot Paris 7, CNRS/IN2P3, 4 Place Jussieu, F-75252, Paris Cedex 5, France

²¹ Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Sand 1, D 72076 Tübingen, Germany

²² Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université Montpellier 2, CNRS/IN2P3, CC 72, Place Eugène Bataillon, F-34095 Montpellier Cedex 5, France

²³ DSM/Irfu, CEA Saclay, F-91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, France

²⁴ Astronomical Observatory, The University of Warsaw, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Warsaw, Poland

²⁵ Instytut Fizyki Jądrowej PAN, ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, Poland

²⁶ School of Physics, University of the Witwatersrand, 1 Jan Smuts Avenue, Braamfontein, Johannesburg, 2050 South Africa

²⁷ Landessternwarte, Universität Heidelberg, Königstuhl, D 69117 Heidelberg, Germany

²⁸ Oskar Klein Centre, Department of Physics, Stockholm University, Albanova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden

²⁹ Wallenberg Academy Fellow,

³⁰ School of Chemistry & Physics, University of Adelaide, Adelaide 5005, Australia

³¹ APC, AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris

Cité, 10, rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France

³² Univ. Grenoble Alpes, IPAG, F-38000 Grenoble, France
CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France

³³ Department of Physics and Astronomy, The University of Leicester, University Road, Leicester, LE1 7RH, United Kingdom

³⁴ Nicolaus Copernicus Astronomical Center, ul. Bartycka 18, 00-716 Warsaw, Poland

³⁵ Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam, Karl-Liebknecht-Strasse 24/25, D 14476 Potsdam, Germany

³⁶ Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, Université de Savoie, CNRS/IN2P3, F-74941 Annecy-le-Vieux, France

³⁷ DESY, D-15738 Zeuthen, Germany

³⁸ Université Bordeaux 1, CNRS/IN2P3, Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan, 33175 Gradignan, France

³⁹ Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, Erwin-Rommel-Str. 1, D 91058 Erlangen, Germany

⁴⁰ Centre for Astronomy, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, Nicolaus Copernicus University, Grudziadzka 5, 87-100 Torun, Poland

⁴¹ Funded by contract ERC-StG-259391 from the European Community,

⁴² Department of Physics, University of the Free State, PO Box 339, Bloemfontein 9300, South Africa

⁴³ GRAPPA, Institute of High-Energy Physics, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands

H.E.S.S. reveals a lack of TeV emission from the supernova remnant Puppis A (Research Note)

H.E.S.S. Collaboration, A. Abramowski¹, F. Aharonian^{2,3,4}, F. Ait Benkhali², A.G. Akhperjanian^{5,4}, E.O. Angüner⁶, M. Backes⁷, S. Balenderan⁸, A. Balzer⁹, A. Barnacka^{10,11}, Y. Becherini¹², J. Becker Tjus¹³, D. Berge¹⁴, S. Bernhard¹⁵, K. Bernlöhr^{2,6}, E. Birsin⁶, J. Biteau^{16,17}, M. Böttcher¹⁸, C. Boisson¹⁹, J. Bolmont²⁰, P. Bordas²¹, J. Bregeon²², F. Brun²³, P. Brun²³, M. Bryan⁹, T. Bulik²⁴, S. Carrigan², S. Casanova^{25,2}, P.M. Chadwick⁸, N. Chakraborty², R. Chalme-Calvet²⁰, R.C.G. Chaves²², M. Chrétiens²⁰, S. Colafrancesco²⁶, G. Cologna²⁷, J. Conrad^{28,29}, C. Couturier²⁰, Y. Cui²¹, I.D. Davids^{18,7}, B. Degrange¹⁶, C. Deil², P. deWilt³⁰, A. Djannati-Ataï³¹, W. Domainko², A. Donath², L.O'C. Drury³, G. Dubus³², K. Dutton³³, J. Dyks³⁴, M. Dyrda²⁵, T. Edwards², K. Egberts³⁵, P. Eger², P. Espigat³¹, C. Farnier²⁸, S. Fegan¹⁶, F. Feinstein²², M.V. Fernandes¹, D. Fernandez²², A. Fiasson³⁶, G. Fontaine¹⁶, A. Förster², M. Füßling³⁵, S. Gabici³¹, M. Gajdus⁶, Y.A. Gallant²², T. Garrigoux²⁰, G. Giavitto³⁷, B. Giebels¹⁶, J.F. Glicenstein²³, D. Gottschall²¹, M.-H. Grondin³⁸, M. Grudzińska²⁴, D. Hadasch¹⁵, S. Häffner³⁹, J. Hahn², J. Harris⁸, G. Heinzlmann¹, G. Henri³², G. Hermann², O. Hervet¹⁹, A. Hillert², J.A. Hinton³³, W. Hofmann², P. Hofverberg², M. Holler³⁵, D. Horns¹, A. Ivascenko¹⁸, A. Jacholkowska²⁰, C. Jahn³⁹, M. Jamrozny¹⁰, M. Janiak³⁴, F. Jankowsky²⁷, I. Jung-Richardt³⁹, M.A. Kastendieck¹, K. Katarzyński⁴⁰, U. Katz³⁹, S. Kaufmann²⁷, B. Khélifi³¹, M. Kieffer²⁰, S. Klepser³⁷, D. Klochkov²¹, W. Kluźniak³⁴, D. Kolitzus¹⁵, Nu. Komin²⁶, K. Kosack²³, S. Krakau¹³, F. Krayzel³⁶, P.P. Krüger¹⁸, H. Laffon³⁸, G. Lamanna³⁶, J. Lefaucheur³¹, V. Lefranc²³, A. Lemièrre³¹, M. Lemoine-Goumard³⁸, J.-P. Lenain²⁰, T. Lohse⁶, A. Lopatin³⁹, C.-C. Lu², V. Marandon², A. Marcowith²², R. Marx², G. Maurin³⁶, N. Maxted²², M. Mayer³⁵, T.J.L. McComb⁸, J. Méhault^{38,41}, P.J. Meintjes⁴², U. Menzler¹³, M. Meyer²⁸, A.M.W. Mitchell², R. Moderski³⁴, M. Mohamed²⁷, K. Morā²⁸, E. Moulin²³, T. Murach⁶, M. de Naurois¹⁶, J. Niemiec²⁵, S.J. Nolan⁸, L. Oakes⁶, H. Odaka², S. Ohm³⁷, B. Opitz¹, M. Ostrowski¹⁰, I. Oya³⁷, M. Panter², R.D. Parsons², M. Paz Arribas⁶, N.W. Pekeur¹⁸, G. Pelletier³², P.-O. Petrucci³², B. Peyaud²³, S. Pita³¹, H. Poon², G. Pühlhofer²¹, M. Punch³¹, A. Quirrenbach²⁷, S. Raab³⁹, I. Reichardt³¹, A. Reimer¹⁵, O. Reimer¹⁵, M. Renaud²², R. de los Reyes², F. Rieger², C. Romoli³, S. Rosier-Lees³⁶, G. Rowell³⁰, B. Rudak³⁴, C.B. Rulten¹⁹, V. Sahakian^{5,4}, D. Salek⁴³, D.A. Sanchez³⁶, A. Santangelo²¹, R. Schlickeiser¹³, F. Schüssler²³, A. Schulz³⁷, U. Schwanke⁶, S. Schwarzborg²¹, S. Schwemmer²⁷, H. Sol¹⁹, F. Spanier¹⁸, G. Spengler²⁸, F. Spies¹, Ł. Stawarz¹⁰, R. Steenkamp⁷, C. Stegmann^{35,37}, F. Stinzing³⁹, K. Stycz³⁷, I. Sushch^{6,18}, J.-P. Tavernet²⁰, T. Tavernier³¹, A.M. Taylor³, R. Terrier³¹, M. Tluczykont¹, C. Trichard³⁶, K. Valerius³⁹, C. van Eldik³⁹, B. van Soelen⁴², G. Vasileiadis²², J. Veh³⁹, C. Venter¹⁸, A. Viana², P. Vincent²⁰, J. Vink⁹, H.J. Völk², F. Volpe², M. Vorster¹⁸, T. Vuillaume³², S.J. Wagner²⁷, P. Wagner⁶, R.M. Wagner²⁸, M. Ward⁸, M. Weidinger¹³, Q. Weitzel², R. White³³, A. Wierzholska²⁵, P. Willmann³⁹, A. Wörnlein³⁹, D. Wouters²³, R. Yang², V. Zabalza^{2,33}, D. Zaborov¹⁶, M. Zacharias²⁷, A.A. Zdziarski³⁴, A. Zech¹⁹, and H.-S. Zechlin¹

(Affiliations can be found after the references)

Received 14 August 2014; accepted DAY MONTH 2014

ABSTRACT

Context: Puppis A is an interesting ~4 kyr-old supernova remnant (SNR) that shows strong evidence of interaction between the forward shock and a molecular cloud. It has been studied in detail from radio frequencies to high-energy (HE, 0.1-100 GeV) γ -rays. An analysis of the *Fermi*-LAT data has shown an extended HE γ -ray emission with a 0.2-100 GeV spectrum exhibiting no significant deviation from a power law, unlike most of the GeV-emitting SNRs known to be interacting with molecular clouds. This makes it a promising target for imaging atmospheric Cherenkov telescopes (IACTs) to probe the γ -ray emission above 100 GeV.

Aims: Very-high-energy (VHE, $E \geq 0.1$ TeV) γ -ray emission from Puppis A is for the first time searched for with the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.).

Methods: Stereoscopic imaging of Cherenkov radiation from extensive air showers is used to reconstruct the direction and energy of the incident γ -rays in order to produce sky images and source spectra. The profile likelihood method is applied to constrain the existence of a potential break or cutoff in the photon spectrum.

Results: The analysis of the H.E.S.S. data does not reveal any significant emission towards Puppis A. The derived upper limits on the differential photon flux imply that its broadband γ -ray spectrum must exhibit a spectral break or cutoff. By combining *Fermi*-LAT and H.E.S.S. measurements, the 99% confidence level upper limits on such a cutoff are found to be 450 and 280 GeV, assuming a power law with a simple exponential and a sub-exponential cutoff, respectively. It is concluded that none of the standard limitations (age, size, radiative losses) on the particle acceleration mechanism, assumed to be still on-going at present, can explain the lack of a VHE signal. The scenario in which particle acceleration has ceased some time ago is considered as an alternative explanation. The HE/VHE spectrum of Puppis A could then exhibit a break of non-radiative origin, (as observed in several other interacting SNRs, albeit at somewhat higher energies) owing to the interaction with dense and neutral material in particular towards the northeastern region.

Key words. Gamma rays: ISM - ISM: individual (Puppis A) - radiation mechanisms: nonthermal - ISM: cosmic rays - acceleration of particles

1. Introduction

Supernova remnants (SNRs) have long been considered as the main sources of Galactic cosmic rays (CRs, Ginzburg & Syrovatskii 1964). Direct measurements of CRs from SNRs are impossible due to Galactic magnetic fields, but γ -rays can provide an indirect signature of their presence (see e.g. Reynolds 2008, for a review). On one hand, several middle-aged SNRs interacting with molecular clouds (MCs) have been observed with the *Fermi* Large Area Telescope (*Fermi*-LAT) and Astro-Rivelatore Gamma a Immagini Leggero (*AGILE*) telescope as luminous high-energy (HE, 0.1–100 GeV) γ -ray sources. The strong HE γ -ray emission from these sources is thought to arise from neutral pion decay subsequent to the interactions between accelerated CR particles and the dense gas, and whose unique spectral feature, referred to as the pion bump at ~ 200 MeV, was recently revealed in two such SNRs with *Fermi*-LAT (Ackermann et al. 2013). Some examples are W28 (Abdo et al. 2010a), W51C (Abdo et al. 2009), W44 (Abdo et al. 2010b), and IC 443 (Abdo et al. 2010c), which furthermore all exhibit power-law spectral breaks in the 1–20 GeV range. As a consequence of these breaks, the associated very-high-energy (VHE, $E \geq 0.1$ TeV) emission is usually soft and faint (e.g. Albert et al. 2007; Aharonian et al. 2008). On the other hand, young, shell-type SNRs, with bright and hard spectra in the VHE domain (such as RX J1713.7–3946, Aharonian et al. 2007) and without clear evidence for cloud interaction, exhibit hard and relatively faint spectra in the HE domain (Abdo et al. 2011). In these cases, inverse Compton (IC) emission from accelerated electrons naturally explains the observed γ -ray emission (e.g. Lee et al. 2012).

Puppis A (G260.4–3.4) represents an interesting case in between the two above-mentioned SNR categories. At a distance of 2.2 ± 0.3 kpc¹ (Reynoso et al. 2003), it is a well-studied Galactic SNR in most energy bands, from radio to HE γ -rays. It is one of the three oxygen-rich SNRs (Winkler & Kirshner 1985) known today in the Galaxy. This, together with the presence of a central compact object (CCO; Becker et al. 2012, and references therein), strongly supports the idea that Puppis A originates from a core-collapse SN explosion. Based on the motions of both optical filaments and CCO, its age is estimated to be (4450 ± 750) yr (Becker et al. 2012), implying that the SNR is currently in the Sedov-Taylor evolutionary phase (see e.g. Chevalier 1977). The strong X-ray emission from Puppis A is mostly dominated by the shock-heated interstellar medium (ISM, e.g. Hwang et al. 2005), except for some isolated O-Ne-Mg-rich features associated with the SN ejecta (Hwang et al. 2008; Katsuda et al. 2008, 2010) the kinematics of which have been well measured (Katsuda et al. 2013, and references therein). The SNR also has another interesting characteristic: together with W49B (Abdo et al. 2010d) and G349.7+0.2 (Lazendic et al. 2010), it is amongst the youngest Galactic SNRs known to be interacting, at several locations throughout the shell, with dense gas seen as a complex of H I and CO clouds surrounding most of the SNR (Dubner & Arnal 1988; Reynoso et al. 1995; Dubner et al. 2013). In particular, spectro-imaging X-ray studies towards the so-called bright eastern knot (BEK) have presented evidence for a shock-cloud inter-

action (Hwang et al. 2005). Recent high-resolution X-ray observations of the whole SNR (Dubner et al. 2013) have confirmed the presence of a decreasing gradient in the emission from north-east to southwest and also revealed a highly structured and filamentary morphology with unprecedented detail, indicating that Puppis A is evolving in an inhomogeneous, knotty ISM. Observations with *Spitzer* have shown a clear correlation between infrared (IR) and X-rays at all spatial scales, demonstrating that the thermal IR emission arises from dust collisionally heated by the hot, shocked plasma (Arendt et al. 2010).

Hewitt et al. (2012) have reported the detection of Puppis A in the HE γ -ray domain with the *Fermi*-LAT. Its luminosity of $2.7 \times 10^{34}(\text{d}/2.2 \text{ kpc})^2 \text{ erg s}^{-1}$ in the 1–100 GeV band is slightly higher than those of the low-luminosity, HE-emitting SNRs such as Cygnus Loop, S147 and HB21 (Reichardt et al. 2012 and references therein), and about a factor ten lower than those measured from the archetypal SNRs known to be interacting with MCs (Abdo et al. 2009, 2010c,d). The morphology of the HE γ -ray emission is well described by a uniform disc of radius $0.38^\circ \pm 0.04^\circ$ and compatible with the radio and X-ray morphologies. The HE γ -ray spectrum is well described by a power law (PL) with no indication of a break or cutoff, and a spectral variation at the $\sim 2\sigma$ level between the eastern and the western hemispheres was found. Such a PL HE spectrum, together with a hint of a radio break at ~ 40 GHz in the WMAP data (Hewitt et al. 2012), makes Puppis A quite peculiar with respect to most of the HE-emitting SNRs. Puppis A can be considered as an intermediate case between the young, isolated and bright VHE γ -ray emitting SNRs and the middle-aged, bright HE γ -ray emitting ones interacting with MCs. In order to probe its emission in the VHE domain, observations towards Puppis A obtained with the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) are reported in this article.

2. Observations and analysis

2.1. H.E.S.S. observations and analysis results

H.E.S.S. is an array of five imaging atmospheric Cherenkov telescopes (IACTs) located in Namibia and designed to detect VHE γ -rays (Bernlöhr et al. 2003). The fifth telescope (28-m diameter) has been operating since September 2012, but the data exploited here have been taken from 2005 to 2013 with the four-telescope array only. In this configuration, the instrument covers a field-of-view of 5° . The primary particle direction and energy are reconstructed above a threshold of ~ 100 GeV with an angular resolution of $\sim 0.1^\circ$ and energy resolution of $\sim 15\%$, (e.g. Aharonian et al. 2006a). The whole dataset on Puppis A amounts to 24 h including 17 h of dedicated observations taken using the *wobble* mode and 7 h of runs towards nearby sources in the Vela region (in particular, Vela X, Aharonian et al. 2006b; Abramowski et al. 2012). These observations were performed at zenith angles between 18° and 45° with a median value of 22° , and a median offset from the source of 1.0° .

Data were analysed with the Model Analysis as described in de Naurois & Rolland (2009) and using *Standard cuts*². The main analysis results were confirmed with an independent data calibration chain and a multivariate analysis method (Ohm et al. 2009). The resulting energy threshold of the main analysis, conservatively defined as the energy above which the acceptance is larger than 15% of its maximum value, is $E_{\text{th}} = 0.26$ TeV.

² The H.E.S.S. *ParisAnalysis* version 0-8-24 software with *Prod26 DSTs* was used.

Send offprint requests to: Diane Fernandez

e-mail: diane.fernandez@lupm.univ-montp2.fr

Igor Oya

e-mail: igor.oya.vallejo@desys.de

¹ Although a smaller distance of 1.3 kpc, with large uncertainties of $+0.6/-0.8$ kpc, has been previously determined by Woermann et al. (2000) based on OH line observations, a distance of 2.2 kpc is assumed throughout this paper.

The analysis ON-region (i.e. signal integration region) was defined as a circular region of radius 0.38° , centred on $\alpha_{J2000} = 08^{\text{h}}22^{\text{m}}40^{\text{s}}.8$, $\delta_{J2000} = -42^\circ55'48''.0$, to match the best-fit values of the HE γ -ray emission extent and position measured with the *Fermi*-LAT³. The statistical significance of a potential VHE γ -ray emission from Puppis A is determined by using equation (17) in Li & Ma (1983) after background subtraction with the reflected background method (Berge et al. 2007). No significant signal was found within the ON-region. In total, 8 excess counts were measured, corresponding to a significance of 0.1σ . Similar analyses have been performed for two half-disc regions corresponding to the eastern and western hemispheres as defined in Hewitt et al. (2012). Figure 1 shows an image of the γ -ray excess counts, where the background level is estimated following the template background method and cross-checked with the ring background method (Berge et al. 2007), together with the ON-region and contours of the radio continuum emission at 1.4 GHz (Castelletti et al. 2006).

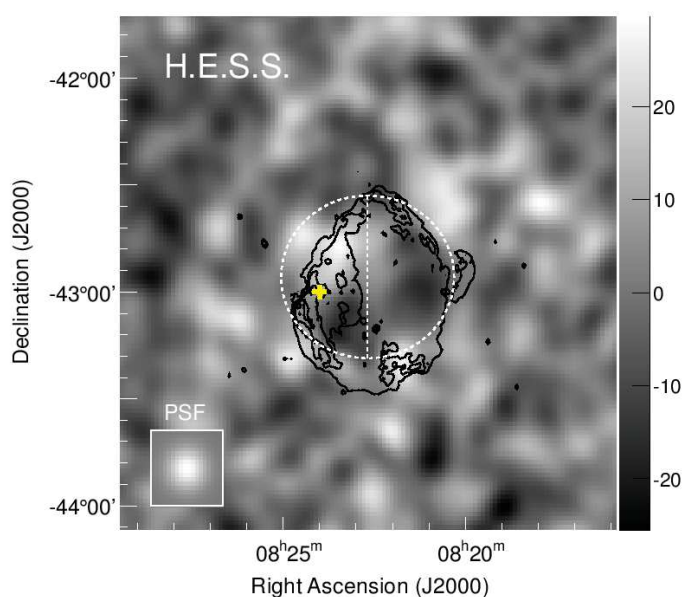


Fig. 1. Image of the H.E.S.S. γ -ray excess centred on the Puppis A SNR. The excess was smoothed with a Gaussian kernel of width 0.06° corresponding to the H.E.S.S. angular resolution (68% containment radius) for this analysis (shown in the bottom left inset). The colour scale represents the excess counts per surface area of $\pi(0.06^\circ)^2$. The circular analysis region of radius 0.38° , matching the *Fermi*-LAT best-fit morphological model, is shown as a dashed circle. The two hemispheres are separated by a dashed line along the north/south axis in celestial coordinates. The black contours represent the 1.4 GHz continuum emission (Castelletti et al. 2006) at the 5, 10, 20 and 50 mJy/beam levels. The yellow cross indicates the position of the BEK (Hwang et al. 2005).

Following the method of Feldman & Cousins (1998), differential flux upper limits (ULs) at the 99% confidence level (CL) and for a spectral index $\Gamma = 2.1$ (as measured with *Fermi*-LAT, Hewitt et al. 2012) were extracted in the 0.26–10 TeV energy range within the circular and the two half-disc ON-regions. Note that these ULs are not very sensitive to the choice of the photon index; assuming $\Gamma = 3$ instead changes the values by less than 5%. To ensure that these ULs account for the full source emission, they have been corrected for the underestimation caused

by events reconstructed outside the analysis regions due to the H.E.S.S. point spread function (PSF). By convolving a disc of 0.38° radius with the H.E.S.S. PSF, the flux outside of the ON-region was estimated to be 10% of the total flux. The H.E.S.S. ULs do not vary by more than 10% by changing the integration radius between 0.35° and 0.48° . The resulting H.E.S.S. ULs are shown in Fig. 2 together with the *Fermi*-LAT spectra.

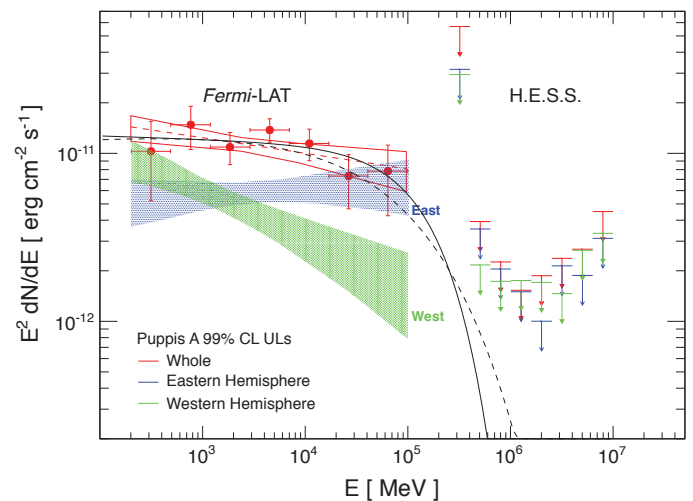


Fig. 2. H.E.S.S. 99% CL upper limits on the differential flux (arrows) together with the *Fermi*-LAT spectra from Puppis A, as reported in Hewitt et al. (2012). Red, blue and green symbols correspond to *Fermi*-LAT and H.E.S.S. measurements for the whole SNR, the eastern and western hemisphere, respectively. The data points show the LAT fluxes and 1σ statistical and systematic errors, whilst the bow-tie areas define the 68% CL bands. The solid and dashed lines indicate the preferred γ -ray spectra for the exponential and sub-exponential cutoff models, respectively.

While the H.E.S.S. ULs derived from the western hemisphere are not constraining, owing to a steeper HE spectrum, those from the eastern hemisphere and from the whole SNR exclude the possibility that their respective PL spectra extend up to the VHE domain at more than the 99% CL. This indicates the existence of a spectral feature (break or cutoff) at intermediate energies, i.e. between the HE and VHE domains.

2.2. Constraints on the CR particle spectrum

Presuming that the accelerated particle spectra are PLs with exponential cutoffs as predicted by the diffusive shock acceleration (DSA) mechanism (e.g. Krymskii 1977; Blandford & Ostriker 1978; Bell 1978a,b), the γ -ray spectrum resulting from the different emission processes should also follow a PL with exponential cutoff: $dN/dE = N_0 E^{-\Gamma} e^{-(E/E_{\text{cut}})^\beta}$, where E_{cut} is the cutoff energy and β defines the spectral shape in the cutoff region. To evaluate the existence of such a cutoff energy in the spectrum of the whole SNR⁴, a likelihood estimator \mathcal{L} was defined as the combination of the likelihoods from the *Fermi*-LAT data points and H.E.S.S. measurements. The *Fermi*-LAT likelihood value was estimated by computing χ^2 from the available data points and 1σ errors. The H.E.S.S. likelihood is calculated by comparing the number of detected excess events (following Poisson statistics) with the expected number in each reconstructed energy bin. To cover a wide range of physically possible scenarios,

³ The HE spectral parameters have been obtained with the ROSAT X-ray template. However, as shown in Table 3 of Hewitt et al. (2012), those derived under the assumption of a uniform disc are fully compatible.

⁴ Since no *Fermi*-LAT spectral points are available for the hemispheres, no ULs on a cutoff or break have been derived.

two values for the β parameter were chosen: $\beta = 1$ (defining the *exponential cutoff model* hereafter) corresponds to the most commonly used case and $\beta = 0.5$ (defining the *sub-exponential cutoff model* hereafter) is more physically motivated in both leptonic (under the assumption that electrons suffer from SC losses and that diffusion proceeds in Bohm regime, Zirakashvili & Aharonian 2007) and hadronic (for a proton spectrum exhibiting a simple exponential cutoff, Kelner et al. 2006) scenarios. The method used to derive the exclusion domain of E_{cut} is based on a likelihood ratio test statistic (Rolke et al. 2005):

$$\Lambda(E_{\text{cut}_0}) = \frac{\sup_{\theta} \mathcal{L}(E_{\text{cut}_0}, \theta)}{\sup_{E_{\text{cut}}, \theta} \mathcal{L}(E_{\text{cut}}, \theta)}, \quad (1)$$

where E_{cut_0} is the tested hypothesis and E_{cut} all the allowed values. The unknown spectral index Γ and normalisation N_0 are considered as nuisance parameters under the θ variable. The profile of the log-likelihood ratio test statistic $-2 \ln \Lambda$ has an approximate χ^2 distribution with 1 degree of freedom (Rolke et al. 2005). The minimum is reached at around ~ 55 GeV and 150 GeV for $\beta = 0.5$ and 1, respectively. Below these energies, $-2 \ln \Lambda$ increases rapidly because of the constraints imposed by the *Fermi*-LAT detection. Above that, the H.E.S.S. data become more constraining and lead to an increase of the $-2 \ln \Lambda$ value. The 99% CL ULs on the cutoff energy correspond to 280 and 450 GeV for $\beta = 0.5$ and 1, respectively⁵.

Broken PL spectra have been observed in several SNRs interacting with MCs (e.g. Abdo et al. 2010a,b), and this could also be the case for Puppis A. A spectral index variation $\Delta\Gamma \sim 1$ can be explained by radiative cooling of electrons or escape of protons in the case of a SNR encountering a dense and neutral medium (Malkov et al. 2012). The derived UL on the sub-exponential cutoff energy (280 GeV) can be used as a conservative UL on the energy of any spectral break as long as $\Delta\Gamma \lesssim 1$.

3. Discussion

Throughout the SNR evolution, particles are accelerated at the forward shock up to a maximal energy E_{max} , typically determined by the SNR's finite age, finite size, or radiative losses. These effects become relevant when the characteristic timescales are of the order of the acceleration timescale and lead to cut-offs in the spectra of accelerated particles residing in the SNR. Additionally, a radiative spectral break can also be present at the particle energy E_{break} for which the radiative loss timescales equal the SNR age. The conservative ULs on the cutoff energy in the γ -ray spectrum derived from the *Fermi*-LAT and H.E.S.S. measurements translate into ULs on E_{max} of ~ 2 TeV, ~ 3 TeV or ~ 5 TeV depending on whether the γ -ray emission results from Bremsstrahlung (Br), IC or proton-nucleus interactions (e.g. p-p) radiation mechanisms. These limits can in turn be compared with the expectations from DSA theory taken in its simplest form and applied to the case of Puppis A whose main parameters are an age of ~ 4500 yr (Becker et al. 2012), a shock radius $R_{\text{sh}} = 15$ pc (for $R_{\text{sh}} = 24'$ at 2.2 kpc), and a shock velocity v_{sh} ranging from 700 to 2500 km s^{-1} . The latter velocity value was estimated by Katsuda et al. (2013) based on the electron temperatures and ionization timescales in the ejecta knots, whilst the former was derived from the shock temperature of

⁵ A toy model was used to study the coverage of this method by using Monte Carlo simulations. The results of these simulations indicate that the coverage is indeed fulfilled.

~ 0.7 keV (Hwang et al. 2008) by assuming full equipartition of the shock energy between ions and electrons. These shock velocity estimates concern the northeastern (NE) region of the SNR, which is also the region coincident with the bulk of GeV emission. Based on these SNR parameters, constraints on the magnetic field and ISM density can be derived and compared to independent estimates (Hewitt et al. 2012; Dubner et al. 2013). In these calculations, the acceleration is assumed to proceed in a steady-state manner from the SN until now, and the derived constraints are implicitly considered as having been constant. Assuming Bohm diffusion, the acceleration timescale⁶ and the diffusion coefficient are $\tau_{\text{acc}} = (3 \times 10^3 \text{ yr}) E_{\text{TeV}} B_{\mu\text{G}}^{-1} v_{\text{sh},3}^{-2}$ and $D(E_{\text{TeV}}) = (3.3 \times 10^{25} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}) E_{\text{TeV}} B_{\mu\text{G}}^{-1}$ (Parizot et al. 2006), where $B_{\mu\text{G}}$ is the downstream magnetic field in units of μG , E_{TeV} the particle energy in units of TeV and $v_{\text{sh},3}$ the shock velocity in units of 10^3 km s^{-1} . Synchrotron (syn), p-p and Br radiative loss timescales are $\tau_{\text{syn}} \approx (2.1 \times 10^7 \text{ yr}) B_{\mu\text{G}}^{-2} E_{\text{TeV}}^{-1}$ (Parizot et al. 2006), $\tau_{\text{p-p}} \approx (5.3 \times 10^7 \text{ yr}) n_0^{-1}$ and $\tau_{\text{br}} \approx (3.3 \times 10^7 \text{ yr}) n_0^{-1}$ (Gabici et al. 2009), with n_0 the ISM density in units of cm^{-3} , and $B_{\mu\text{G}}$ is the downstream magnetic field in units of μG . The derived constraints are shown in Table 1.

Table 1. Constraints on $B_{\mu\text{G}}$ and n_0 based on standard DSA predictions (assuming Bohm diffusion) and the ULs on the maximum particle energy derived from the *Fermi*-LAT and H.E.S.S. measurements.

Scenario	Constraints
Radiative losses τ_{rad} :	$(\tau_{\text{acc}} > \tau_{\text{rad}})$
$\tau_{\text{p-p}}$	$B_{\mu\text{G}} < 1.1 \times 10^{-4} n_0 E_{\text{max}}$
τ_{br}	$B_{\mu\text{G}} < 1.8 \times 10^{-4} n_0 E_{\text{max}}$
τ_{syn}	$B_{\mu\text{G}} > 3400 E_{\text{max}}^{-2}$
Age-limited: $\tau_{\text{acc}}(E_{\text{max}}) > \text{age}$	$B_{\mu\text{G}} < 1.4 E_{\text{max}}$
Size-limited: $\frac{D(E_{\text{max}})}{v_{\text{sh}}} > \chi R_{\text{sh}}$	$B_{\mu\text{G}} < 0.1 \chi_{0.1}^{-1} E_{\text{max}}$

Notes. $B_{\mu\text{G}}$, n_0 and the maximum particle energy E_{max} are in units of μG , cm^{-3} and TeV, respectively. The shock velocity $v_{\text{sh}} = 700 \text{ km s}^{-1}$ is used as it leads to conservative constraints on $B_{\mu\text{G}}$. The ratio between the diffusion length of particles at $E = E_{\text{max}}$ and the shock radius χ defines the upstream diffusion region size, where $\chi_{0.1} = \frac{\chi}{0.1}$ (e.g. Zirakashvili & Ptuskin 2008). $\tau_{\text{p-p}}$, τ_{br} and τ_{syn} are the radiative loss timescales for p-p collision, Br and syn processes, τ_{acc} and τ_{rad} are the acceleration and radiative timescales, respectively, and $D(E_{\text{max}})$ the diffusion coefficient at the maximum energy.

In the age- and size-limited scenarios, the derived ULs on the magnetic field are lower than both the estimates of Hewitt et al. (2012), based on a simple one-zone modelling of Puppis A broadband emission (between 8 and 35 μG), and those of Dubner et al. (2013) and Arbutina et al. (2012), based on equipartition arguments (~ 26 – $100 \mu\text{G}$). In other words, higher magnetic field values would have led to higher E_{max} and hence to VHE γ -ray emission from Puppis A detectable with the H.E.S.S. array. The ULs in Table 1 depend on the diffusion coefficient which could depart from the traditional Bohm assumption (see e.g. Parizot et al. 2006). However, strong deviations from the Bohm regime would be required to make the non-detection with H.E.S.S. compatible with the *Fermi*-LAT detection. In particular, for the hadronic scenario in the size-limited case, diffusion about two orders of magnitude slower than the Bohm one would be

⁶ By setting the coefficient k_0 from Eq. (14) of (Parizot et al. 2006) equal to unity.

needed. In the loss-limited cases due to p-p and Br interactions, lower limits on the density are much higher than that estimated from IR observations towards the NE rim ($\sim 4 \text{ cm}^{-3}$, Arendt et al. 2010), for any acceptable value of the magnetic field. Nonetheless, this density estimate, together with a realistic amount of energy in accelerated particles of $\sim (1-4) \times 10^{49}$ erg, can account for the GeV emission (Hewitt et al. 2012). The synchrotron limited case leads to a lower limit on the magnetic field far too high for a SNR of age ~ 4500 yr. Hewitt et al. (2012) have treated E_{max} as a free parameter in their broadband modelling, fixing it to 0.5 (resp. 0.8) TeV in their leptonic (resp. hadronic) modelling in order not to violate the *Fermi*-LAT measurements, but without imposing any physical constraint. By applying the same reasoning as above with only these *Fermi*-LAT lower limits on E_{max} , non-constraining limits on $B_{\mu\text{G}}$ and n_0 are obtained.

The hypothesis of a break in the particle spectrum of Puppis A due to synchrotron losses results in a realistic lower limit on the magnetic field ($B_{\mu\text{G}} > 70 E_{\text{break}}^{-1/2} E_{\text{break}}$ in TeV). However, leptonic-dominated scenarios would require an unusually high electron to proton ratio (larger than 0.1), in excess of the observed CR abundances (Hewitt et al. 2012). Radiative breaks due to p-p and Br mechanisms imply a constraint on $n_0 \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ much larger than the density estimates reported in Puppis A. Therefore, it turns out that none of the known limitations in the simple context of a single population of particles continuously accelerated at the SNR shock can explain the lack of VHE emission from the Puppis A SNR, except if the diffusion has been proceeding far from the Bohm limit.

However, if the SNR shock has encountered a MC some time ago, the acceleration of particles could have ceased due to ion-neutral damping. In such a case, a radiative cutoff would appear at an energy for which $\tau_{\text{rad}} = \Delta t$, with Δt the time elapsed since the beginning of the interaction. This would imply $n_0 \gtrsim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and $B \gtrsim 50 \mu\text{G}$ for the Br/p-p and syn radiative losses, respectively. These values seem to be very reasonable for a MC (Crutcher 1999).

Alternatively, other scenarios that could explain a break in the HE regime deal with particle escape and diffusion in SNRs (e.g. Ohira et al. 2010; Malkov et al. 2012). Although these spectral breaks are generally observed at energies of $\sim 1-20$ GeV (Abdo et al. 2009, 2010a,b,c,d), lower than the constraints presented here, it is not clear whether the detection of such breaks in this energy range is entirely due to a *Fermi*-LAT statistical selection effect or not. Some localised regions along the Puppis A outer rim are known to have interacted with dense surrounding material (such as the BEK, Hwang et al. 2005), but due to their very small sizes and positions along the SNR rim they may not be representative of the bulk of the GeV emission observed with *Fermi*-LAT. The GeV emission is more compatible with the (hard) X-ray morphology shown in Dubner et al. (2013) pointing towards the NE region adjacent to a cloud traced in the far-IR domain that is either yet to be hit or already being shocked by the Puppis A SNR. Such a cloud interaction could be responsible for a break in the HE/VHE γ -ray spectrum through the above-mentioned mechanisms, but at somewhat higher energies than observed in the more evolved interacting SNRs.

4. Conclusion

The H.E.S.S. observations of Puppis A in the VHE domain reveal an unexpected lack of emission from the SNR. The extrapolation from the *Fermi*-LAT HE power-law spectrum to the VHE domain contrasts with the absence of VHE emission. The comparison of these two measurements indicates that a spectral fea-

ture (a break or a cutoff) must exist at energies around a few hundred GeV. By assuming a PL with an exponential (resp. sub-exponential) cutoff, such a feature should occur below 450 GeV (resp. 280 GeV) at the 99% CL. The latter value provides a conservative UL on any break energy as long as $\Delta\Gamma \lesssim 1$. In the context of a single population of particles continuously accelerated at the SNR forward shock through an on-going DSA process, and under the assumption of Bohm diffusion, it is difficult to reconcile the constraints on the magnetic field and ISM density derived from the broadband emission modelling (Hewitt et al. 2012) with those obtained here based on the predicted maximum/break particle energies. However, multi-wavelength data suggest that Puppis A has already interacted with MCs in some localised regions along the shell and that the NE region coincident with the bulk of GeV emission is possibly interacting with a far-IR MC (Dubner et al. 2013). If this is true, the acceleration of particles could have ceased some time ago, and either a radiative cutoff or a break of non-radiative origin could be expected. In the latter case, the break is expected at somewhat higher energies than those measured in several SNRs known to be interacting with MCs, which lie in the 1-20 GeV energy range (Abdo et al. 2009, 2010d,a; Ackermann et al. 2013). Upcoming observations with the five-telescope H.E.S.S. II will allow the unexplored $\sim 100-300$ GeV domain, where this spectral feature is predicted to exist, to be probed for the first time.

Acknowledgements. The support of the Namibian authorities and of the University of Namibia in facilitating the construction and operation of H.E.S.S. is gratefully acknowledged, as is the support by the German Ministry for Education and Research (BMBF), the Max Planck Society, the German Research Foundation (DFG), the French Ministry for Research, the CNRS-IN2P3 and the Astroparticle Interdisciplinary Programme of the CNRS, the U.K. Science and Technology Facilities Council (STFC), the IPNP of the Charles University, the Czech Science Foundation, the Polish Ministry of Science and Higher Education, the South African Department of Science and Technology and National Research Foundation, and by the University of Namibia. We appreciate the excellent work of the technical support staff in Berlin, Durham, Hamburg, Heidelberg, Palaiseau, Paris, Saclay, and in Namibia in the construction and operation of the equipment. We thank Gloria Dubner for providing us the 1.4 GHz radio image of Puppis A.

References

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, ApJ, 734, 28
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, ApJ, 718, 348
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, ApJ, 706, L1
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, Science, 327, 1103
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010c, ApJ, 712, 459
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010d, ApJ, 722, 1303
- Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2012, A&A, 548, A38
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, Science, 339, 807
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2008, A&A, 481, 401
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006a, A&A, 457, 899
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006b, A&A, 448, L43
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, A&A, 464, 235
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007, ApJ, 664, L87
- Arbutina, B., Orošević, D., Andželić, M. M., Pavlović, M. Z., & Vukotić, B. 2012, ApJ, 746, 79
- Arendt, R. G., Dwek, E., Blair, W. P., et al. 2010, ApJ, 725, 585
- Becker, W., Prinz, T., Winkler, P. F., & Petre, R. 2012, ApJ, 755, 141
- Bell, A. R. 1978a, MNRAS, 182, 147
- Bell, A. R. 1978b, MNRAS, 182, 443
- Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. 2007, A&A, 466, 1219
- Bernlöhr, K., Carrol, O., Cornils, R., et al. 2003, Astroparticle Physics, 20, 111
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978, ApJ, 221, L29
- Castelletti, G., Dubner, G., Golap, K., & Goss, W. M. 2006, A&A, 459, 535
- Chevalier, R. A. 1977, ARA&A, 15, 175
- Crutcher, R. M. 1999, ApJ, 520, 706
- de Naurois, M. & Rolland, L. 2009, Astroparticle Physics, 32, 231

- Dubner, G., Loiseau, N., Rodríguez-Pascual, P., et al. 2013, *A&A*, 555, A9
- Dubner, G. M. & Arnal, E. M. 1988, *A&AS*, 75, 363
- Feldman, G. J. & Cousins, R. D. 1998, *Phys. Rev. D*, 57, 3873
- Gabici, S., Aharonian, F. A., & Casanova, S. 2009, *MNRAS*, 396, 1629
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1964, *Soviet Ast.*, 8, 342
- Hewitt, J. W., Grondin, M.-H., Lemoine-Goumard, M., et al. 2012, *ApJ*, 759, 89
- Hwang, U., Flanagan, K. A., & Petre, R. 2005, *ApJ*, 635, 355
- Hwang, U., Petre, R., & Flanagan, K. A. 2008, *ApJ*, 676, 378
- Katsuda, S., Hwang, U., Petre, R., et al. 2010, *ApJ*, 714, 1725
- Katsuda, S., Mori, K., Tsunemi, H., et al. 2008, *ApJ*, 678, 297
- Katsuda, S., Ohira, Y., Mori, K., et al. 2013, *ApJ*, 768, 182
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, *Phys. Rev. D*, 74, 034018
- Krymskii, G. F. 1977, *Soviet Physics Doklady*, 22, 327
- Lazendic, J. S., Wardle, M., Whiteoak, J. B., Burton, M. G., & Green, A. J. 2010, *MNRAS*, 409, 371
- Lee, S.-H., Ellison, D. C., & Nagataki, S. 2012, *ApJ*, 750, 156
- Li, T.-P. & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317
- Malkov, M. A., Diamond, P. H., & Sagdeev, R. Z. 2012, *Physics of Plasmas*, 19, 082901
- Ohira, Y., Murase, K., & Yamazaki, R. 2010, *A&A*, 513, A17
- Ohm, S., van Eldik, C., & Egberts, K. 2009, *Astroparticle Physics*, 31, 383
- Parizot, E., Marcowith, A., Ballet, J., & Gallant, Y. A. 2006, *A&A*, 453, 387
- Reichardt, I., de Oña-Wilhelmi, E., Rico, J., & Yang, R. 2012, *A&A*, 546, A21
- Reynolds, S. P. 2008, *ARA&A*, 46, 89
- Reynoso, E. M., Dubner, G. M., Goss, W. M., & Arnal, E. M. 1995, *AJ*, 110, 318
- Reynoso, E. M., Green, A. J., Johnston, S., et al. 2003, *MNRAS*, 345, 671
- Rolke, W. A., López, A. M., & Conrad, J. 2005, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 551, 493
- Winkler, P. F. & Kirshner, R. P. 1985, *ApJ*, 299, 981
- Woermann, B., Gaylard, M. J., & Otrupcek, R. 2000, *MNRAS*, 317, 421
- Zirakashvili, V. N. & Aharonian, F. 2007, *A&A*, 465, 695
- Zirakashvili, V. N. & Ptuskin, V. S. 2008, *ApJ*, 678, 939
-
- ¹ Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Luruper Chaussee 149, D 22761 Hamburg, Germany
- ² Max-Planck-Institut für Kernphysik, P.O. Box 103980, D 69029 Heidelberg, Germany
- ³ Dublin Institute for Advanced Studies, 31 Fitzwilliam Place, Dublin 2, Ireland
- ⁴ National Academy of Sciences of the Republic of Armenia, Marshall Baghramian Avenue, 24, 0019 Yerevan, Republic of Armenia
- ⁵ Yerevan Physics Institute, 2 Alikhanian Brothers St., 375036 Yerevan, Armenia
- ⁶ Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, D 12489 Berlin, Germany
- ⁷ University of Namibia, Department of Physics, Private Bag 13301, Windhoek, Namibia
- ⁸ University of Durham, Department of Physics, South Road, Durham DH1 3LE, U.K.
- ⁹ GRAPPA, Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands
- ¹⁰ Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Jagielloński, ul. Orła 171, 30-244 Kraków, Poland
- ¹¹ now at Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden St, MS-20, Cambridge, MA 02138, USA
- ¹² Department of Physics and Electrical Engineering, Linnaeus University, 351 95 Växjö, Sweden
- ¹³ Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV: Weltraum und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum, D 44780 Bochum, Germany
- ¹⁴ GRAPPA, Anton Pannekoek Institute for Astronomy and Institute of High-Energy Physics, University of Amsterdam, Science Park 904, 1098 XH Amsterdam, The Netherlands
- ¹⁵ Institut für Astro- und Teilchenphysik, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, A-6020 Innsbruck, Austria
- ¹⁶ Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS/IN2P3, F-91128 Palaiseau, France
- ¹⁷ now at Santa Cruz Institute for Particle Physics, Department of Physics, University of California at Santa Cruz, Santa Cruz, CA 95064, USA
- ¹⁸ Centre for Space Research, North-West University, Potchefstroom 2520, South Africa
- ¹⁹ LUTH, Observatoire de Paris, CNRS, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
- ²⁰ LPNHE, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, Université Denis Diderot Paris 7, CNRS/IN2P3, 4 Place Jussieu, F-75252, Paris Cedex 5, France
- ²¹ Institut für Astronomie und Astrophysik, Universität Tübingen, Sand 1, D 72076 Tübingen, Germany
- ²² Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, Université Montpellier 2, CNRS/IN2P3, CC 72, Place Eugène Bataillon, F-34095 Montpellier Cedex 5, France
- ²³ DSM/Irfu, CEA Saclay, F-91191 Gif-Sur-Yvette Cedex, France
- ²⁴ Astronomical Observatory, The University of Warsaw, Al. Ujazdowskie 4, 00-478 Warsaw, Poland
- ²⁵ Instytut Fizyki Jądrowej PAN, ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, Poland
- ²⁶ School of Physics, University of the Witwatersrand, 1 Jan Smuts Avenue, Braamfontein, Johannesburg, 2050 South Africa
- ²⁷ Landessternwarte, Universität Heidelberg, Königstuhl, D 69117 Heidelberg, Germany
- ²⁸ Oskar Klein Centre, Department of Physics, Stockholm University, Albanova University Center, SE-10691 Stockholm, Sweden
- ²⁹ Wallenberg Academy Fellow,
- ³⁰ School of Chemistry & Physics, University of Adelaide, Adelaide 5005, Australia
- ³¹ APC, AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris

Liste des acronymes utilisés

AGILE Astro-Rivelatore Gamma a Immagini Leggero
BH Black Hole
BSG Blue SuperGiant
CAT Cherenkov Array at Thémis
cc-SN Core Collapse SN
CD Contact Discontinuity
CGRO Compton Gamma-Ray Observatory
CORBA Common Object Request Broker Architecture
CSM CircumStellar Medium
CT Cherenkov Telescope
CTA Cherenkov Telescope Array
CR Cosmic Ray
DAQ Data Acquisition
DSA Diffusive Shock Acceleration
EGRET Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope
FACT First G-APD Cherenkov Telescope
FF Flat-Field
GRB Gamma Ray Burst
HAWC High Altitude Water Cherenkov Gamma-Ray Observatory
HAP H.E.S.S. Analysis Package
HE High Energy
HEGRA High Energy Gamma-Ray Astronomy
H.E.S.S. High Energy Stereoscopic System
HG High Gain
HGPS H.E.S.S. Galactic Plane Survey
ISM InterStellar Medium
LAT Large Area Telescope
LG Low Gain
LHC Large Hadron Collider
LOSS Lick Observatory Supernova Search
LUPM Laboratoire Univers et Particules de Montpellier
MAGIC Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging Cherenkov
MFA Magnetic Field Amplification
MS Main Sequence
MHD MagnétoHydroDynamique
MC Molecular Cloud
NSB Night Sky Background
PMT Photo-Multiplier Tube

PWN Pulsar Wind Nebula

RSG Red SuperGiant

SAS 2 Small Astronomy Satellite 2

SPE Single Photo-Electron

SN Supernova

SNR Supernova Remnant

VERITAS Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System

VHE Very High Energy

WR Wolf-Rayet

Bibliographie

- Abbasi, R., Abdou, Y., Abu-Zayyad, T., et al. 2010, ApJL, 718, L194
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, ApJ, 734, 28
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010a, ApJ, 718, 348
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009a, ApJL, 706, L1
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009b, ApJL, 706, L1
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010b, Science, 327, 1103
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010c, ApJ, 712, 459
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010d, ApJ, 722, 1303
- Abdo, A. A., Allen, B. T., Aune, T., et al. 2009c, ApJ, 698, 2121
- Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2009, ApJL, 698, L133
- Acerro, F., Ballet, J., Decourchelle, A., et al. 2009, A&A, 505, 157
- Acerro, F., Bamba, A., Casanova, S., et al. 2013, Astroparticle Physics, 43, 276
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013a, Science, 339, 807
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013b, Science, 339, 807
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2005, Science, 307, 1938
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Aye, K.-M., et al. 2004, Astroparticle Physics, 22, 109
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2008, A&A, 481, 401
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006a, A&A, 457, 899
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006b, ApJ, 636, 777
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007a, A&A, 464, 235
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007b, ApJ, 661, 236
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., de Almeida, U. B., et al. 2009, ApJ, 692, 1500
- Aharonian, F. A. & Atoyan, A. M. 1996, A&A, 309, 917

- Aharonian, F. A. & Atoyan, A. M. 2000, *A&A*, 362, 937
- Akerlof, C. W., Meyer, D. I., Shubnell, M. S., et al. 1992, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 272, American Institute of Physics Conference Series, 1214–1217
- Aleksić, J., Alvarez, E. A., Antonelli, L. A., et al. 2012, *A&A*, 541, A13
- Amato, E. & Blasi, P. 2009, *MNRAS*, 392, 1591
- Anderhub, H., Backes, M., Biland, A., et al. 2013, *Journal of Instrumentation*, 8, 6008P
- Arbutina, B., Urošević, D., Andjelić, M. M., Pavlović, M. Z., & Vukotić, B. 2012, *ApJ*, 746, 79
- Arendt, R. G., Dwek, E., Blair, W. P., et al. 2010, *ApJ*, 725, 585
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071
- Auchettl, K., Slane, P., & Castro, D. 2014, *ApJ*, 783, 32
- Balzer, A., Füßling, M., Gajdus, M., et al. 2014, *Astroparticle Physics*, 54, 67
- Baring, M. G., Ellison, D. C., Reynolds, S. P., Grenier, I. A., & Goret, P. 1999, *ApJ*, 513, 311
- Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., et al. 2013, *Phys. Rev. D*, 88, 082001
- Battaner, E., Castellano, J., & Masip, M. 2009, *ApJL*, 703, L90
- Bauleo, P. M. & Rodríguez Martino, J. 2009, *Nature*, 458, 847
- Becker, W., Prinz, T., Winkler, P. F., & Petre, R. 2012, *ApJ*, 755, 141
- Bell, A. R. 1978a, *MNRAS*, 182, 147
- Bell, A. R. 1978b, *MNRAS*, 182, 443
- Bell, A. R. 2004a, *MNRAS*, 353, 550
- Bell, A. R. 2004b, *MNRAS*, 353, 550
- Bell, A. R. & Lucek, S. G. 2001, *MNRAS*, 321, 433
- Bell, A. R., Schure, K. M., Reville, B., & Giacinti, G. 2013, *MNRAS*, 431, 415
- Berezhko, E. G., Pühlhofer, G., & Völk, H. J. 2003, *A&A*, 400, 971
- Berezhko, E. G. & Völk, H. J. 2004, *A&A*, 427, 525
- Berge, D., Funk, S., & Hinton, J. 2007, *A&A*, 466, 1219
- Bergman, D. R. & Belz, J. W. 2007, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 34, 359
- Bernlöhr, K., Carrol, O., Cornils, R., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 111
- Blasi, P. & Amato, E. 2012, *JCAP*, 1, 11

- Blitz, L. & Williams, J. P. 1997, *ApJL*, 488, L145
- Bloemen, H. 1989, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 27, 469
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Reviews of Modern Physics*, 42, 237
- Bolmont, J., Corona, P., Gauron, P., et al. 2014, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 761, 46
- Borgmeier, C., Komin, N., de Naurois, M., et al. 2003, *International Cosmic Ray Conference*, 5, 2891
- Brogan, C. L. & Troland, T. H. 2001, *ApJ*, 550, 799
- Brun, F., de Naurois, M., Hofmann, W., et al. 2011, *ArXiv e-prints*
- Bykov, A. M., Ellison, D. C., & Renaud, M. 2012, *Space Science Reviews*, 166, 71
- Bykov, A. M., Osipov, S. M., & Ellison, D. C. 2011, *MNRAS*, 410, 39
- Cappellaro, E., Evans, R., & Turatto, M. 1999, *A&A*, 351, 459
- Caprioli, D. & Spitkovsky, A. 2014, *ApJ*, 783, 91
- Castelletti, G., Dubner, G., Golap, K., & Goss, W. M. 2006, *A&A*, 459, 535
- Castro, D. & Slane, P. 2010, *ApJ*, 717, 372
- Castro, D., Slane, P., Carlton, A., & Figueroa-Feliciano, E. 2013a, *ApJ*, 774, 36
- Castro, D., Slane, P., Carlton, A., & Figueroa-Feliciano, E. 2013b, *ApJ*, 774, 36
- Castro, D., Slane, P., Ellison, D. C., & Patnaude, D. J. 2012, *ApJ*, 756, 88
- Chevalier, R. A. 1999a, *ApJ*, 511, 798
- Chevalier, R. A. 1999b, *ApJ*, 511, 798
- Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. 1988a, *ApJ*, 334, 252
- Cioffi, D. F., McKee, C. F., & Bertschinger, E. 1988b, *ApJ*, 334, 252
- Clark, D. H. & Caswell, J. L. 1976, *MNRAS*, 174, 267
- Cornils, R., Gillessen, S., Jung, I., et al. 2003, *Astroparticle Physics*, 20, 129
- Cristofari, P., Gabici, S., Casanova, S., Terrier, R., & Parizot, E. 2013, *MNRAS*, 434, 2748
- Crowther, P. A. 2007, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 45, 177
- Dame, T. M. & Thaddeus, P. 2008, *ApJL*, 683, L143
- Daum, A., Hermann, G., Heß, M., et al. 1997, *Astroparticle Physics*, 8, 1
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., & van der Hucht, K. A. 1988, *A&AS*, 72, 259
- de Naurois, M. & Rolland, L. 2009, *Astroparticle Physics*, 32, 231

- Dopita, M. A., Tuohy, I. R., & Mathewson, D. S. 1981, *ApJL*, 248, L105
- Drury, L. O. 2011, *MNRAS*, 415, 1807
- Drury, L. O. & Downes, T. P. 2012, *MNRAS*, 427, 2308
- Dubner, G., Giacani, E., Reynoso, E., & Paron, S. 2004, *A&A*, 426, 201
- Dubner, G., Loiseau, N., Rodríguez-Pascual, P., et al. 2013, *A&A*, 555, A9
- Dubner, G. M. & Arnal, E. M. 1988, *A&AS*, 75, 363
- Dubus, G., Contreras, J. L., Funk, S., et al. 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 317
- Dwarkadas, V., Renaud, M., Marcowith, A., & Tatischeff, V. 2014, in *AAS/High Energy Astrophysics Division*, Vol. 14, *AAS/High Energy Astrophysics Division*, 107.01
- Dwarkadas, V. V. 2005, *ApJ*, 630, 892
- Dwarkadas, V. V. 2007, *ApJ*, 667, 226
- Ellison, D. C. & Bykov, A. M. 2011, *ApJ*, 731, 87
- Ellison, D. C., Patnaude, D. J., Slane, P., & Raymond, J. 2010, *ApJ*, 712, 287
- Ellison, D. C., Slane, P., Patnaude, D. J., & Bykov, A. M. 2012, *ApJ*, 744, 39
- Falgarone, E., Phillips, T. G., & Walker, C. K. 1991, *ApJ*, 378, 186
- Feldman, G. J. & Cousins, R. D. 1998, *PRD*, 57, 3873
- Fields, B. D., Olive, K. A., Cassé, M., & Vangioni-Flam, E. 2001, *A&A*, 370, 623
- Fletcher, R. S., Gaisser, T. K., Lipari, P., & Stanev, T. 1994, *Phys. Rev D*, 50, 5710
- Frail, D. A., Goss, W. M., Reynoso, E. M., et al. 1996, *AJ*, 111, 1651
- Fransson, C. & Björnsson, C.-I. 1998, *ApJ*, 509, 861
- Fukui, Y., Moriguchi, Y., Tamura, K., et al. 2003, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 55, L61
- Funk, S., Hinton, J. A., & CTA Consortium. 2013, *Astroparticle Physics*, 43, 348
- Gabici, S. & Aharonian, F. A. 2014, *ArXiv e-prints*
- Gabici, S., Aharonian, F. A., & Casanova, S. 2009, *MNRAS*, 396, 1629
- Gaisser, T. K. 2006, *Journal of Physics Conference Series*, 47, 15
- Galbraith, W. & Jelley, J. V. 1953, *Nature*, 171, 349
- Garber, J., Long, K. S., Waite, C. W., & Winkler, P. F. 2010, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 42, *American Astronomical Society Meeting Abstracts* 215, 454.10

- Gelfand, J. D., Castro, D., Slane, P. O., et al. 2013, *ApJ*, 777, 148
- Ghavamian, P., Laming, J. M., & Rakowski, C. E. 2007, *ApJ Letters*, 654, L69
- González, M. M. 2011, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, Vol. 40, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 141–144
- Green, D. A. 2009, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 37, 45
- Halpern, J. P. & Holt, S. S. 1992, *Nature*, 357, 222
- Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., & Thouw, T. 1998, *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*.
- Helder, E. A., Vink, J., Bykov, A. M., et al. 2012, *Space Science Reviews*, 173, 369
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Acero, F., et al. 2011, *A&A*, 531, A81
- Hewitt, J. W., Grondin, M.-H., Lemoine-Goumard, M., et al. 2012, *ApJ*, 759, 89
- Hewitt, J. W., Rho, J., Andersen, M., & Reach, W. T. 2009, *ApJ*, 694, 1266
- Hillas, A. M. 1985, *International Cosmic Ray Conference*, 3, 445
- Hörandel, J. R. 2006, *Journal of Physics Conference Series*, 47, 41
- Hoppe, S. 2008, *Emitters of VHE γ -radiation as revealed by the H.E.S.S. Galactic plane survey*
- Hörandel, J. R. 2013, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1516, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. J. F. Ormes, 185–194
- Howell, D. A., Sullivan, M., Nugent, P. E., et al. 2006, *Nature*, 443, 308
- Hwang, U., Flanagan, K. A., & Petre, R. 2005, *ApJ*, 635, 355
- Hwang, U., Petre, R., & Hughes, J. P. 2000, *ApJ*, 532, 970
- Inoue, T., Yamazaki, R., & Inutsuka, S.-i. 2010, *ApJL*, 723, L108
- Inoue, T., Yamazaki, R., Inutsuka, S.-i., & Fukui, Y. 2012, *ApJ*, 744, 71
- Jiang, B., Chen, Y., Wang, J., et al. 2010, *ApJ*, 712, 1147
- Jones, T. W. 2011, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 32, 427
- Katagiri, H., Tibaldo, L., Ballet, J., et al. 2011, *ApJ*, 741, 44
- Katsuda, S., Hwang, U., Petre, R., et al. 2010, *ApJ*, 714, 1725
- Katsuda, S., Mori, K., Tsunemi, H., et al. 2008a, *ApJ*, 678, 297
- Katsuda, S., Ohira, Y., Mori, K., et al. 2013, *ApJ*, 768, 182

- Katsuda, S., Tsunemi, H., & Mori, K. 2008b, *ApJL*, 678, L35
- Katsuta, J., Uchiyama, Y., Tanaka, T., et al. 2012, *ApJ*, 752, 135
- Katz, B. & Waxman, E. 2008, *JCAP*, 1, 18
- Kelner, S. R., Aharonian, F. A., & Bugayov, V. V. 2006, *PRD*, 74, 034018
- Kertzman, M. P. & Sembroski, G. H. 1994, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343, 629
- Klein, R. I., Budil, K. S., Perry, T. S., & Bach, D. R. 2003, *ApJ*, 583, 245
- Koo, B.-C., Kim, K.-T., & Seward, F. D. 1995, *ApJ*, 447, 211
- Laming, J. M. & Hwang, U. 2003, *ApJ*, 597, 347
- Lazendic, J. S., Slane, P. O., Hughes, J. P., Chen, Y., & Dame, T. M. 2005, *ApJ*, 618, 733
- Lazendic, J. S., Wardle, M., Burton, M. G., et al. 2004, *MNRAS*, 354, 393
- Lee, J.-J., Koo, B.-C., Yun, M. S., et al. 2008, *AJ*, 135, 796
- Lefa, E., Kelner, S. R., & Aharonian, F. A. 2012, *ApJ*, 753, 176
- Leroy, N. 2004, PhD Thesis
- Lewis, D. A., Lamb, R. C., Macomb, D., et al. 1989, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 21, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 768
- Li, H. & Chen, Y. 2010, *MNRAS*, 409, L35
- Li, H. & Chen, Y. 2012, *MNRAS*, 421, 935
- Li, T.-P. & Ma, Y.-Q. 1983, *ApJ*, 272, 317
- Li, W., Chornock, R., Leaman, J., et al. 2011, *MNRAS*, 412, 1473
- Lockhart, I. A. & Goss, W. M. 1978, *A&A*, 67, 355
- Malkov, M. A., Diamond, P. H., O’C. Drury, L., & Sagdeev, R. Z. 2010, *ApJ*, 721, 750
- Malkov, M. A., Diamond, P. H., & Sagdeev, R. Z. 2011, *Nature Communications*, 2
- Malkov, M. A., Diamond, P. H., & Sagdeev, R. Z. 2012, *Physics of Plasmas*, 19, 082901
- Marcowith, A. & Casse, F. 2010, *A&A*, 515, A90
- Mathewson, D. S., Dopita, M. A., Tuohy, I. R., & Ford, V. L. 1980, *ApJL*, 242, L73
- McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., Gaensler, B. M., et al. 2012, *ApJS*, 199, 12
- Morlino, G. & Caprioli, D. 2012, *A&A*, 538, A81
- Morse, J. A., Winkler, P. F., & Kirshner, R. P. 1995, *AJ*, 109, 2104
- Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2012, *ApJS*, 199, 31

- O’C Drury, L., Duffy, P., & Kirk, J. G. 1996, *A&A*, 309, 1002
- Ohira, Y., Murase, K., & Yamazaki, R. 2010, *A&A*, 513, A17
- Ohira, Y., Murase, K., & Yamazaki, R. 2011, *MNRAS*, 410, 1577
- Ohm, S., van Eldik, C., & Egberts, K. 2009, *Astroparticle Physics*, 31, 383
- Ostriker, J. P. & McKee, C. F. 1988, *Reviews of Modern Physics*, 60, 1
- Parizot, E., Marcowith, A., Ballet, J., & Gallant, Y. A. 2006, *A&A*, 453, 387
- Paron, S., Dubner, G., Reynoso, E., & Rubio, M. 2008, *A&A*, 480, 439
- Patnaude, D. J. & Fesen, R. A. 2003, *ApJ*, 587, 221
- Piron, F., Djannati-Atai, A., Punch, M., et al. 2001a, *A&A*, 374, 895
- Piron, F., Djannati-Atai, A., Punch, M., et al. 2001b, *A&A*, 374, 895
- Pivato, G., Hewitt, J. W., Tibaldo, L., et al. 2013, *ApJ*, 779, 179
- Pohl, M., Yan, H., & Lazarian, A. 2005, *ApJL*, 626, L101
- Porter, T. A., Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Orlando, E., & Bouchet, L. 2008, *ApJ*, 682, 400
- Ptuskin, V., Zirakashvili, V., & Seo, E.-S. 2010, *ApJ*, 718, 31
- Ptuskin, V. S. & Zirakashvili, V. N. 2003, *A&A*, 403, 1
- Ptuskin, V. S. & Zirakashvili, V. N. 2005, *A&A*, 429, 755
- Punch, M., Akerlof, C. W., Cawley, M. F., et al. 1992, *Nature*, 358, 477
- Renaud, M. 2009, ArXiv e-prints
- Reynoso, E. M., Green, A. J., Johnston, S., et al. 2003, *MNRAS*, 345, 671
- Rho, J. & Borkowski, K. J. 2002, *ApJ*, 575, 201
- Rolke, W. A., López, A. M., & Conrad, J. 2005, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 551, 493
- Rolland, L. 2005, PhD Thesis
- Ruderman, M. & Cheng, K. S. 1988, *ApJ*, 335, 306
- Sano, H., Sato, J., Horachi, H., et al. 2010, *ApJ*, 724, 59
- Shaver, P. A., Salter, C. J., Patnaik, A. R., van Gorkom, J. H., & Hunt, G. C. 1985, *Nature*, 313, 113
- Slane, P., Chen, Y., Lazendic, J. S., & Hughes, J. P. 2002, *ApJ*, 580, 904
- Smartt, S. J. 2009, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 47, 63

- Sollerman, J., Ghavamian, P., Lundqvist, P., & Smith, R. C. 2003, *A&A*, 407, 249
- Strong, A. W., Porter, T. A., Digel, S. W., et al. 2010, *ApJL*, 722, L58
- Stutzki, J. 2001, *Astrophysics and Space Science Supplement*, 277, 39
- Swanenburg, B. N., Bennett, K., Bignami, G. F., et al. 1981, *ApJL*, 243, L69
- Tanaka, T., Allafort, A., Ballet, J., et al. 2011, *ApJL*, 740, L51
- Tang, Y. Y., Fang, J., & Zhang, L. 2011, *ApJ*, 739, 11
- Telezhinsky, I., Dwarkadas, V. V., & Pohl, M. 2013, *A&A*, 552, A102
- Tian, W. W. & Leahy, D. A. 2013, *ApJL*, 769, L17
- Tian, W. W. & Leahy, D. A. 2014, *ArXiv e-prints*
- Tian, W. W., Leahy, D. A., Haverkorn, M., & Jiang, B. 2008, *ApJL*, 679, L85
- Truelove, J. K. & McKee, C. F. 1999, *ApJS*, 120, 299
- Trundle, C., Pastorello, A., Benetti, S., et al. 2009, *A&A*, 504, 945
- Turatto, M. 2003, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 598, *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, ed. K. Weiler, 21–36
- Turatto, M., Benetti, S., & Pastorello, A. 2007, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 937, *Supernova 1987A : 20 Years After : Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, ed. S. Immler, K. Weiler, & R. McCray, 187–197
- Uchiyama, Y., Blandford, R. D., Funk, S., Tajima, H., & Tanaka, T. 2010, *ApJL*, 723, L122
- van Loon, J. T., Groenewegen, M. A. T., de Koter, A., et al. 1999, *A&A*, 351, 559
- Velázquez, P. F., Dubner, G. M., Goss, W. M., & Green, A. J. 2002, *AJ*, 124, 2145
- Vink, J. 2012, *A&ARv*, 20, 49
- Vink, J., Bleeker, J., van der Heyden, K., et al. 2006, *ApJL*, 648, L33
- Völk, H. J., Berezhko, E. G., & Ksenofontov, L. T. 2005, *ApJ*, 433, 229
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., et al. 1989, *ApJ*, 342, 379
- Welsh, B. Y. & Sallmen, S. 2003, *A&A*, 408, 545
- Winkler, P. F. & Kirshner, R. P. 1985, *ApJ*, 299, 981
- Winkler, P. F., Tuttle, J. H., Kirshner, R. P., & Irwin, M. J. 1988, in *IAU Colloq. 101 : Supernova Remnants and the Interstellar Medium*, ed. R. S. Roger & T. L. Landecker, 65
- Yasumi, M., Nobukawa, M., Nakashima, S., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Yuan, Q., Huang, X., Liu, S., & Zhang, B. 2014, *ApJL*, 785, L22

Zirakashvili, V. N. & Aharonian, F. 2007, *A&A*, 465, 695

Zirakashvili, V. N. & Ptuskin, V. S. 2008, *ApJ*, 678, 939

Zirakashvili, V. N., Ptuskin, V. S., & Völk, H. J. 2008, *ApJ*, 678, 255