

Stéréoscopie de gerbes de gamma avec les télescopes H.E.S.S.: premières images de vestiges de supernovae au TeV

Marianne Lemoine-Goumard

► **To cite this version:**

Marianne Lemoine-Goumard. Stéréoscopie de gerbes de gamma avec les télescopes H.E.S.S.: premières images de vestiges de supernovae au TeV. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Ecole Polytechnique X, 2006. Français. tel-00088492

HAL Id: tel-00088492

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00088492>

Submitted on 2 Aug 2006

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
DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

présentée par

Marianne LEMOINE-GOUMARD

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

**Stéréoscopie de gerbes de γ avec les télescopes H.E.S.S. :
premières images de vestiges de supernovæ au TeV**

Thèse soutenue le 11 Mai 2006 devant le jury composé de :

| | |
|------------------------|--------------------|
| Mme Anne Decourchelle | Examineur |
| M. Bernard Degrange | Directeur de thèse |
| M. Stavros Katsanevas | Président du jury |
| M. Etienne Parizot | Rapporteur |
| Mme Sylvie Rosier-Lees | Rapporteur |
| M. David Smith | Examineur |

À Frédéric

TABLE DES MATIÈRES

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduction | 7 |
| | <i>Partie I – L’Astronomie gamma des hautes énergies</i> | 9 |
| 2 | L’Astronomie γ et l’accélération des rayons cosmiques | 11 |
| 2.1 | Les domaines d’énergie de l’Astronomie γ | 11 |
| 2.2 | L’origine des rayons cosmiques galactiques | 12 |
| 2.3 | La modélisation des sources astrophysiques | 16 |
| 2.4 | Une touche de cosmologie | 16 |
| 3 | Les processus radiatifs intervenant en Astronomie γ | 19 |
| 3.1 | Les processus purement électromagnétiques | 19 |
| 3.1.1 | Le rayonnement synchrotron des électrons | 20 |
| 3.1.2 | Processus Compton inverse | 21 |
| 3.1.3 | Le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung | 23 |
| 3.1.4 | Comparaison des différents processus | 24 |
| 3.2 | La production de γ par les protons : la désintégration de π^0 | 25 |
| 3.3 | L’absorption des γ par interaction photon-photon | 27 |
| 3.4 | Un processus exotique : l’annihilation de particules de matière noire | 27 |
| 4 | Les détecteurs de l’Astronomie γ | 29 |
| 4.1 | Leurs caractéristiques communes | 29 |
| 4.2 | Les expériences en satellites | 30 |
| 4.2.1 | Le détecteur EGRET | 30 |
| 4.2.2 | Les nouvelles missions : GLAST, AMS-02 et AGILE | 31 |
| 4.3 | Les détecteurs au sol | 33 |
| 4.3.1 | Les détecteurs de particules chargées | 34 |
| 4.3.2 | Les détecteurs Tcherenkov atmosphériques | 35 |

| | | |
|---|---|-----------|
| 5 | Les sources de production de γ | 39 |
| 5.1 | Le ciel γ | 39 |
| 5.2 | Les sources galactiques | 41 |
| 5.2.1 | Les vestiges de supernovæ | 41 |
| 5.2.2 | Les pulsars | 42 |
| 5.2.3 | Les plérions | 44 |
| 5.2.4 | Les sources non identifiées | 44 |
| 5.3 | Les sources extragalactiques | 45 |
| 5.3.1 | Les blazars | 45 |
| 5.3.2 | Les sursauts γ | 49 |
| 5.4 | Les émissions diffuses de γ | 49 |
| 5.4.1 | Le fond diffus galactique | 49 |
| 5.4.2 | Le fond diffus extragalactique | 50 |
| 5.5 | Conclusion | 51 |
| Partie II – L’expérience H.E.S.S., un instrument de troisième génération | | 53 |
| 6 | La technique d’imagerie Tcherenkov | 55 |
| 6.1 | Développement des gerbes électromagnétiques | 55 |
| 6.1.1 | Développement longitudinal d’une gerbe électromagnétique | 56 |
| 6.1.2 | Développement latéral d’une gerbe électromagnétique | 57 |
| 6.2 | Les gerbes hadroniques | 58 |
| 6.3 | Principales différences entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques | 59 |
| 6.4 | Le rayonnement Tcherenkov | 61 |
| 6.5 | La technique d’imagerie Tcherenkov | 61 |
| 7 | Le système à effet Tcherenkov H.E.S.S. | 63 |
| 7.1 | La stéréoscopie | 64 |
| 7.2 | Le site : un emplacement privilégié | 66 |
| 7.3 | Les installations sur le site | 66 |
| 7.4 | Montures des télescopes et précision de pointé | 67 |
| 7.5 | Le miroir : une grande surface réfléchissante | 68 |
| 7.6 | Le grain fin des caméras de H.E.S.S. | 70 |
| 7.7 | L’électronique d’acquisition | 73 |
| 7.8 | Le système de déclenchement | 74 |
| 7.8.1 | Le système de déclenchement local | 75 |
| 7.8.2 | Le système de déclenchement central | 76 |
| 7.8.3 | Paramètres de déclenchement du système | 76 |
| 7.8.4 | Les performances du système | 78 |
| 7.9 | Les voies d’échantillonnage | 78 |
| 7.10 | La voie de lecture | 79 |
| 7.11 | Le déroulement des observations | 80 |

| | | |
|--|--|------------|
| 8 | Étalonnage du détecteur et sélection des données | 81 |
| 8.1 | Étalonnage des caméras | 81 |
| 8.2 | Des unités d'ADC aux photoélectrons | 83 |
| 8.2.1 | Les piédestaux | 83 |
| 8.2.2 | Facteurs de conversion entre unité d'ADC et amplitude du signal en photo- électrons | 83 |
| 8.2.3 | Les corrections d'inhomogénéité : l'uniformisation du champ de vue | 85 |
| 8.3 | Étalonnage par anneaux de muons | 86 |
| 8.3.1 | Les images de muons | 86 |
| 8.3.2 | Suivi régulier du détecteur | 90 |
| 8.4 | Détermination des voies non opérationnelles | 91 |
| 8.5 | Sélection des données utilisables | 91 |
| 8.5.1 | Les outils de contrôle de l'atmosphère | 91 |
| 8.5.2 | La sélection des données | 92 |
| Partie III – Analyse des données Tcherenkov | | 97 |
| 9 | La reconstruction stéréoscopique des gerbes atmosphériques | 99 |
| 9.1 | Introduction | 100 |
| 9.2 | Simulations | 101 |
| 9.2.1 | Simulation des gerbes atmosphériques | 101 |
| 9.2.2 | Simulation du détecteur | 101 |
| 9.3 | De la méthode des moments à la stéréoscopie | 103 |
| 9.3.1 | La méthode des moments | 103 |
| 9.3.2 | La reconstruction géométrique basée sur la stéréoscopie | 104 |
| 9.3.3 | La méthode des moments réduits | 104 |
| 9.4 | Le Modèle 3D | 106 |
| 9.4.1 | Les hypothèses du modèle | 106 |
| 9.4.2 | Justification des hypothèses utilisées | 106 |
| 9.4.3 | Mise en œuvre de la méthode de reconstruction | 108 |
| 9.4.4 | Importance du nombre de vues pour la reconstruction des gerbes | 110 |
| 9.4.5 | Discrimination γ /hadron basée sur la forme de la gerbe | 111 |
| 9.5 | Les performances du Modèle 3D | 116 |
| 9.5.1 | L'efficacité de sélection des γ (basée sur les critères de forme) | 116 |
| 9.5.2 | La résolution angulaire | 119 |
| 9.5.3 | Influence de mauvaises conditions expérimentales | 121 |
| 9.5.4 | Sélection globale des γ et rejet hadronique | 124 |
| 10 | Reconstruction de l'énergie du γ incident et analyse spectrale | 129 |
| 10.1 | La reconstruction en énergie | 129 |
| 10.2 | Les surfaces effectives de détection des γ avec le Modèle 3D | 132 |
| 10.3 | La méthode de reconstruction spectrale | 136 |
| 10.4 | Les sources d'erreurs systématiques dans la reconstruction spectrale | 138 |
| 10.5 | Exemple d'analyse spectrale sur le blazar H2356-309 | 140 |

| | |
|--|----------------|
| 11 Méthode de soustraction du fond hadronique | 143 |
| 11.1 Les méthodes d'estimation du fond existantes | 144 |
| 11.1.1 La méthode ON-OFF | 144 |
| 11.1.2 Les méthodes de pointé décalé : le "Wobble mode" | 145 |
| 11.1.3 Le "Template Background" | 147 |
| 11.2 Principe de la méthode des poids | 147 |
| 11.2.1 Échantillon homogène de données | 150 |
| 11.2.2 Combinaison d'échantillons différents | 151 |
| 11.3 Application de la méthode des poids avec la largeur réduite | 153 |
| 11.3.1 Première étape approximative d'étalonnage | 154 |
| 11.3.2 Étalonnage effectué dans le cas général | 154 |
| 11.3.3 Application de l'étalonnage complet à un vestige de supernova | 161 |
| Partie IV – Observations de vestiges de supernovæ à coquilles | 165 |
| 12 Les vestiges de supernovæ | 167 |
| 12.1 Le mécanisme de Fermi | 168 |
| 12.2 L'accélération par onde de choc | 170 |
| 12.2.1 Les relations de passage de Rankine-Hugoniot | 170 |
| 12.2.2 Le principe de l'accélération par onde de choc | 170 |
| 12.2.3 L'énergie maximale des électrons | 172 |
| 12.3 Les données observationnelles | 174 |
| 12.3.1 L'émission radio des vestiges de supernovæ | 174 |
| 12.3.2 L'émission X des vestiges de supernovæ | 175 |
| 12.3.3 Les observations γ avant H.E.S.S. | 179 |
| 13 RX J1713.7-3946 | 181 |
| 13.1 Une source complexe | 182 |
| 13.2 Les observations effectuées par H.E.S.S. en 2004 | 186 |
| 13.3 L'analyse morphologique | 187 |
| 13.4 Analyse spectrale de l'ensemble du vestige de supernova | 188 |
| 13.5 Analyse spectrale spatialement résolue | 193 |
| 13.6 Étude multi-longueur d'onde | 198 |
| 13.6.1 Corrélation entre les données X et γ | 198 |
| 13.6.2 Corrélation avec les données radio sur la raie de la molécule CO | 201 |
| 13.7 Vers une interprétation du signal γ : électrons ou protons ? | 203 |
| 13.7.1 Ajustement des données à partir d'électrons accélérés | 203 |
| 13.7.2 Ajustement des données à partir de protons accélérés | 207 |
| 14 RX J0852.0-4622 | 209 |
| 14.1 Une source peu connue | 209 |
| 14.2 Les observations effectuées par H.E.S.S. en 2004 | 211 |
| 14.3 Analyse morphologique | 212 |
| 14.4 Analyse spectrale | 214 |
| 14.5 Étude multi-longueur d'onde | 218 |
| 14.5.1 Comparaison avec les données X | 218 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 14.5.2 | Observations radio | 218 |
| 14.5.3 | Observations de la raie radio de la molécule CO | 224 |
| 14.6 | Électrons ou protons ? | 224 |
| 14.6.1 | Vers une contrainte des paramètres du vestige de supernova | 224 |
| 14.6.2 | Ajustement des données avec un modèle de processus d'émission | 237 |
| 15 | SN1006 : un 3^{ème} vestige de supernova à X non-thermique | 249 |
| 15.1 | Le vestige de supernova SN1006 | 249 |
| 15.1.1 | Un accélérateur de particules chargées | 249 |
| 15.1.2 | Les paramètres du vestige de supernova | 250 |
| 15.2 | Les contraintes imposées par H.E.S.S. | 252 |
| 15.3 | Comparaison des trois vestiges de supernovæ | 253 |
| 16 | Conclusion | 257 |
| A | Calcul du nombre de photons collectés dans un pixel | 261 |
| B | Description de la fonction de vraisemblance utilisée pour la “méthode des poids” | 263 |
| C | Descriptif des expériences et instruments multi-longueur d'onde | 265 |
| D | Le bremsstrahlung thermique | 267 |
| E | Modélisation des processus d'émission pour l'étude des SNRs | 269 |
| E.1 | L'injection des particules chargées | 269 |
| E.2 | Pertes d'énergie et échappement des particules | 270 |
| E.2.1 | Les pertes d'énergie | 270 |
| E.2.2 | L'échappement des particules hors de la coquille | 270 |
| E.2.3 | En résumé | 271 |
| E.3 | Les processus d'émission | 272 |
| E.3.1 | Pour les protons | 272 |
| E.3.2 | Pour les électrons | 273 |
| | Bibliographie | 275 |
| | Liste des figures | 281 |
| | Liste des tableaux | 289 |
| | Remerciements | 291 |

CHAPITRE

1

Introduction

Près de cent ans après sa découverte par Victor Hess, l'origine du rayonnement cosmique demeure un des problèmes centraux de l'Astrophysique, suscitant de nombreuses questions souvent interconnectées. L'une des interrogations majeures encore en suspens actuellement est la nature des sources permettant de produire un tel spectre en énergie, s'étendant sur plus de douze ordres de grandeur. En effet, les protons et noyaux, particules chargées, sont constamment déviés par les champs magnétiques ancrés dans les plasmas galactiques et ne fournissent donc plus aucune information sur leur source d'accélération lors de leur détection sur Terre : il est donc impossible de faire de l'Astronomie avec ces particules, sauf aux énergies extrêmes où les flux sont extraordinairement faibles. Pour étudier les sources d'accélération de ce rayonnement il nous faut donc recourir aux particules stables et neutres, qui se propagent en ligne droite : les photons γ créés notamment à partir des interactions proton-proton sont donc des candidats de premier choix.

Quelles sources observer avec l'Astronomie γ ? Les vestiges de supernovæ sont généralement invoqués pour expliquer l'accélération des particules jusqu'au "genou" du spectre cosmique, à environ 5×10^{15} eV, en raison notamment d'un bilan énergétique très favorable : il suffirait de $\sim 10\%$ de l'énergie mécanique libérée par une supernova pour maintenir constant le flux de rayons cosmiques dans la Galaxie. À l'heure actuelle, bien que le rayonnement synchrotron fournisse l'évidence que les vestiges de supernovæ sont capables d'accélérer les électrons jusqu'à des énergies de l'ordre de 100 TeV, nous n'avons toujours aucune preuve observationnelle directe concernant les protons. En effet, un signal γ peut être produit par interaction proton-proton mais également par diffusion Compton inverse d'électrons accélérés sur les champs de photons ambiants. Pour savoir si les vestiges de supernovæ accélèrent les protons, il faudrait donc être capable de discriminer entre les deux possibilités. C'est dans ce cadre que se place ce travail de thèse qui vise notamment à analyser les données du système stéréoscopique à effet Tcherenkov H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) prises sur trois vestiges de supernovæ à coquille, RX J1713.7-3946, RX J0852.0-4622 et SN1006, et à essayer d'interpréter les signaux détectés.

La première partie de ce mémoire dresse un panorama général de l'Astronomie γ . On passera en revue les sources connues à l'heure actuelle, dont le catalogue ne cesse d'augmenter, notamment grâce aux résultats du système de télescopes H.E.S.S.. On décrira les expériences opérationnelles ainsi que les projets futurs et on rappellera les processus de production de γ .

Le principe de l'imagerie Tcherenkov (développement d'une gerbe électromagnétique dans l'atmosphère et détection du rayonnement Tcherenkov dans les caméras) sera présenté brièvement dans la deuxième partie qui a pour objectif principal de décrire les caractéristiques du détecteur H.E.S.S.. Ce système est constitué de quatre imageurs Tcherenkov situés en Namibie et destinés à observer le ciel γ dans les énergies comprises entre 100 GeV et quelques dizaines de TeV.

Nous présenterons dans la troisième partie, les développements réalisés pendant ce travail de thèse concernant de nouvelles méthodes d'analyse. En effet, la stéréoscopie et le grain fin des caméras du détecteur H.E.S.S. fournissent une information très riche qui permet de passer d'une analyse à deux dimensions à une analyse plus complète des gerbes électromagnétiques, à trois dimensions. L'un des objectifs de ce travail de thèse a donc été de développer une nouvelle méthode de reconstruction stéréoscopique qui permette à la fois d'obtenir une bonne résolution angulaire et un rejet hadronique efficace sans avoir recours à la modélisation complète des grandes gerbes électromagnétiques. Par ailleurs, les vestiges de supernovæ sont des objets généralement étendus qui nécessitent des méthodes spécifiques pour la soustraction du fond, ce qui nous a amené à développer une nouvelle méthode de soustraction du fond hadronique.

Enfin, la quatrième et dernière partie présentera les résultats obtenus à partir de ces méthodes d'analyse sur les vestiges de supernovæ RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622. C'est la haute sensibilité du détecteur alliée aux performances des analyses développées qui nous a permis de résoudre, pour la première fois en Astronomie γ , la morphologie de ces sources étendues. Une interprétation des données, dans l'objectif d'une discrimination potentielle entre les processus d'émission par électrons et par protons, ainsi qu'une comparaison des résultats avec ceux d'un troisième vestige de supernova, SN1006, seront présentées.

Première partie

L'Astronomie gamma des hautes énergies

CHAPITRE

2

L'Astronomie γ et l'accélération des rayons cosmiques

Sommaire

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Les domaines d'énergie de l'Astronomie γ | 11 |
| 2.2 | L'origine des rayons cosmiques galactiques | 12 |
| 2.3 | La modélisation des sources astrophysiques | 16 |
| 2.4 | Une touche de cosmologie | 16 |

2.1 Les domaines d'énergie de l'Astronomie γ

On désigne par Astronomie γ l'étude des photons d'énergie supérieure à 100 keV. Cette borne inférieure est conventionnelle car la détection des γ mous et des X durs relève des mêmes techniques. Quant à la borne supérieure, elle est aussi difficile à placer ; on peut la fixer provisoirement à ~ 100 TeV, énergie maximale des photons γ actuellement détectés et identifiés. Certains ouvrages proposent une limite supérieure pour l'Astronomie γ de 10^{20} eV qui est la plus haute énergie détectée pour les rayons cosmiques. En effet, l'interaction des protons avec les gaz et nuages moléculaires les entourant devraient conduire à la production de γ d'énergie comparable. Néanmoins, même en se limitant à l'intervalle 100 keV-100 TeV, le domaine γ couvre 9 ordres de grandeur en énergie, soit un peu moins que tout le reste de l'astronomie, des ondes radio jusqu'aux rayons X durs (11 ordres de grandeurs).

En raison de cette étendue, on comprend bien que les méthodes de détection et la sensibilité des différents instruments varient considérablement selon la gamme d'énergie étudiée en Astronomie γ . Ainsi, trois divisions distinctes peuvent être introduites en se basant sur les techniques de détection des photons γ :

- domaine de “basse énergie” jusqu’à 30 MeV, où la détection repose sur l’effet photoélectrique ou l’effet Compton,
- domaine de “haute énergie” : de 30 MeV à 30 GeV, où le γ est converti en paires e^+e^- qu’on observe dans une chambre à traces,
- domaines de “très haute énergie” : au-dessus de 30 GeV, où les photons γ sont détectés par des appareillages au sol (qui offrent de très grandes surfaces effectives de détection) à partir de la grande gerbe qu’ils créent dans l’atmosphère.

Aujourd’hui, aucun photon d’énergie supérieure à ~ 30 TeV n’a été détecté ; dans la suite de ce manuscrit, nous nous limiterons donc à la description des instruments et des résultats obtenus pour les énergies comprises entre 30 MeV et 30 TeV (domaines de haute et très haute énergies). Le domaine de l’Astronomie nucléaire ne sera pas abordé. La figure 2.1 résume ces différentes caractéristiques.

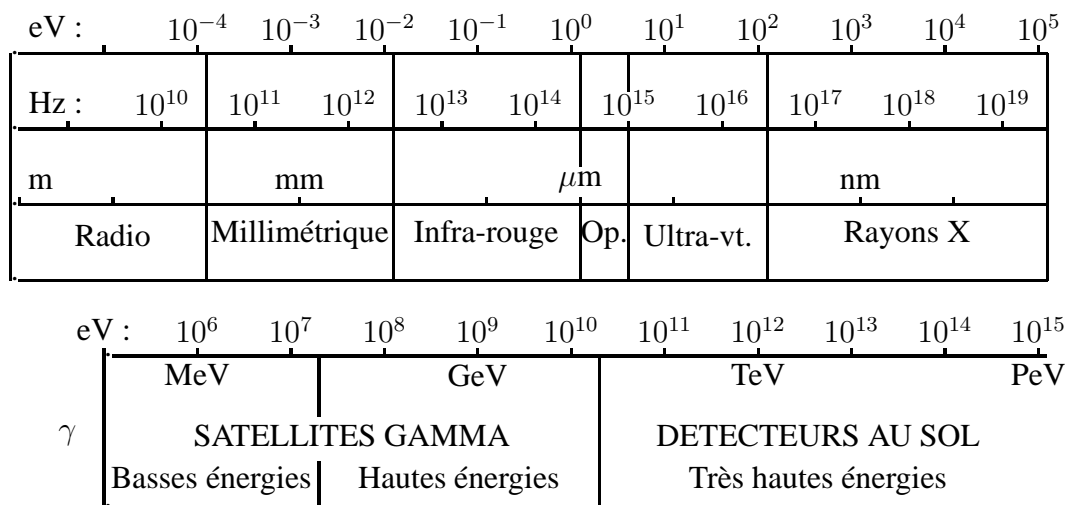


Figure 2.1: Différents domaines d’énergie de photons en astrophysique

L’Astronomie γ au-dessus de 30 MeV a trois grandes motivations : l’étude de l’origine et de l’accélération des rayons cosmiques, la modélisation des sources astrophysiques et, enfin, elle peut également avoir un impact en cosmologie.

2.2 L’origine des rayons cosmiques galactiques

L’Univers est parcouru par des particules de haute énergie (98% d’entre elles sont des protons ou des noyaux) dont le spectre, manifestement non thermique, s’étend sur 12 ordres de grandeur en énergie (jusqu’à des énergies de l’ordre de 10^{20} eV) et sur 32 ordres de grandeur en flux. Ce rayonnement cosmique fut découvert en 1912 par Victor Hess à l’aide de détecteurs embarqués en ballon. En effet, il démontra qu’à 5000 m (l’altitude maximum qu’il put atteindre) le taux d’ionisation mesuré par les détecteurs était largement supérieur à celui mesuré au sol. Hess en conclut lui-même : “la seule manière d’interpréter ces résultats fut d’admettre l’existence d’un rayonnement très pénétrant, d’une nature encore inconnue, venant principalement d’en-haut, et étant très probablement d’origine extraterrestre”. Les rayons cosmiques furent alors pendant deux décennies de grands pourvoyeurs de résultats en physique des particules avec notamment la découverte du positon en 1932 et la découverte du muon en 1938 par Anderson. Puis, les astronomes et les astrophysiciens commencèrent enfin à se préoccuper des sites célestes où ces particules pouvaient acquérir leur énergie.

Malheureusement, les rayons cosmiques chargés détectés à leur arrivée sur Terre ne nous fournissent aucune information sur leur direction d'origine, sauf peut-être aux plus hautes énergies où les flux sont extrêmement faibles. En effet, les champs magnétiques irréguliers ($B \sim 10^{-10}$ T) présents dans la Galaxie dévient constamment les particules cosmiques et détruisent toute information sur leur direction originelle, sauf quand le rayon de giration R atteint les dimensions de la Galaxie ($\sim 10^4$ parsec¹). La formule classique

$$R/\text{parsec} \simeq \frac{E/\text{PeV}}{B/(10^{-10}\text{T})}$$

permet de constater que le confinement magnétique ne cesse que vers 10^4 PeV, soit 10^{19} eV. À beaucoup plus basse énergie, là où l'on dispose de plus hautes statistiques (en raison des plus forts flux de particules), la propagation des particules cosmiques dans la Galaxie affecte les observables (spectre en énergie et composition chimique ou isotopique à l'arrivée) et ses effets doivent être pris en compte dans l'interprétation des données. Ainsi, dès 1960, Greisen [75] préconisait le recours aux particules cosmiques neutres et stables, photons γ et neutrinos, qui se propagent en ligne droite. Par ailleurs, des mesures en ballons et en satellites ont eu lieu afin de mesurer l'abondance des éléments dans le rayonnement cosmique ce qui permet de fournir des informations sur les sources d'accélération ainsi que sur leur propagation. La figure 2.2 illustre le spectre du rayonnement cosmique connu grâce à ces différentes mesures. Aujourd'hui, notre connaissance des rayons cosmiques a légèrement progressé et nous savons entre autre que :

- les rayons cosmiques sont constitués en majorité de protons et de noyaux (98%) et d'une petite fraction d'électrons.
- Le lithium, le béryllium et le bore ont une origine secondaire : ce sont des produits de spallation qui nous renseignent indirectement sur la propagation des rayons cosmiques dans la galaxie. Cette abondance de produits de spallation permet de chiffrer l'épaisseur de matière traversée lors de leur propagation dans le disque galactique à environ 5-10 g/cm².
- Les produits de spallation radioactifs tels que le ¹⁰Be (dont le temps de vie moyen est de $3,9 \times 10^6$ ans) permettent d'estimer, par comparaison avec leurs isotopes stables, le temps moyen de résidence dans la galaxie à $\sim 10^7$ années ; ce qui montre, compte-tenu de l'épaisseur moyenne traversée indiquée plus haut, que la densité moyenne du milieu parcouru est de $\sim 0,2$ proton par cm³. De cette valeur, plus faible que la densité du disque galactique (1 proton par cm³), on déduit que les rayons cosmiques passent une partie de leur temps dans le halo.
- Le spectre des rayons cosmiques comprend deux changements de régime séparant des régions où il est bien décrit par une loi de puissance : la première à environ 5×10^{15} eV (le "genou"), la seconde vers 4×10^{19} eV (la "cheville"). Ainsi, avant le genou, le spectre du rayonnement cosmique est caractérisé par une loi de puissance d'indice 2,7, puis il passe à une loi de puissance d'indice 3 pour revenir, après la cheville, à un indice de 2,7.
- Enfin, les résultats récents de l'expérience KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DEtector) montrent que le genou vu sur la figure 2.2 vers 5×10^{15} eV ne serait que le genou correspondant aux protons, et la loi de puissance d'indice E^{-3} à plus haute énergie correspondrait à la superposition des genoux d'éléments progressivement plus lourds, apparaissant à des énergies progressivement plus élevées (figure 2.3) [92].

Cependant, de nombreuses questions restent toujours sans réponse. Ainsi, nous ne connaissons toujours pas combien de sources accélèrent les rayons cosmiques et surtout quelle est la contribution de chacune d'elles au spectre de rayons cosmiques observé sur Terre. Une théorie sur l'origine

¹Rappelons qu'un parsec vaut $3,086 \times 10^{16}$ m, soit 3,26 années-lumière.

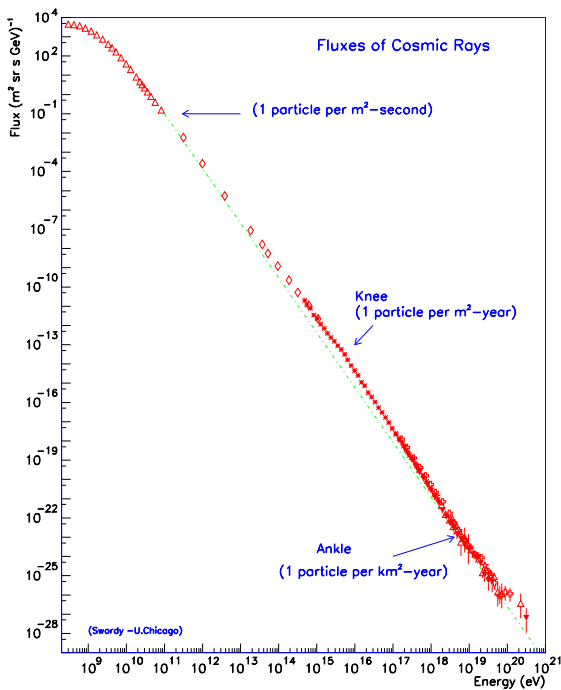


Figure 2.2: Spectre différentiel du rayonnement cosmique arrivant sur Terre en fonction de l'énergie. Les deux singularités du spectre, la "cheville" et le "genou", sont notées.

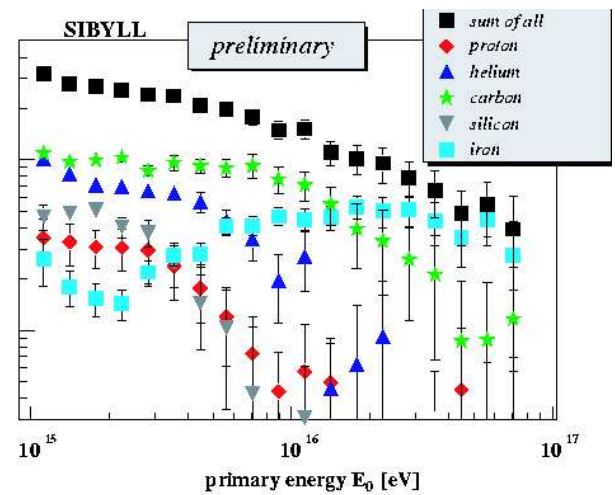


Figure 2.3: Flux différentiel multiplié par $E^{2.5}$ en fonction de E mesuré par l'expérience KASCADE. Les cercles rouges correspondent aux protons, les triangles bleus aux héliums, les étoiles vertes aux carbones, les carrés bleus clairs aux fers et enfin les carrés noirs au flux obtenu toutes espèces chimiques confondues.

des rayons cosmiques doit, à partir d'un ou plusieurs types de sources, expliquer les propriétés du rayonnement cosmique observées : sa distribution en énergie, la composition des différents éléments le constituant, sa répartition isotrope et la luminosité mesurée. Les différentes théories doivent également permettre de comprendre les caractéristiques telles que la cheville, le genou et les mécanismes permettant d'accélérer les particules jusqu'à 10^{20} eV.

Les premiers accélérateurs auxquels ont pensé les astrophysiciens sont les vestiges de supernovae, sur la base de leur bilan énergétique ; cependant, on s'est vite aperçu que les ondes de choc de supernovae, en raison de leur durée de vie limitée, ne pouvaient guère accélérer les particules au-delà de quelques centaines de TeV. Dans cette hypothèse, il paraît clair que les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{18} eV sont produits par d'autres accélérateurs, supposés d'origine extragalactique. En revanche, le domaine situé entre le genou et la cheville est beaucoup plus mystérieux : est-il lié à un phénomène d'échappement des particules hors de la galaxie (processus en accord avec les résultats de KASCADE, cités ci-dessus, puisque ici seul compte le rayon de Larmor $\propto E/Z$) ? S'agit-il de la limite d'accélération des vestiges de supernovae ? Ces questions ne sont toujours pas résolues. Néanmoins, on peut noter qu'elles supposent implicitement que les sources galactiques (par exemple les vestiges de supernovae) doivent être capables d'accélérer les rayons cosmiques jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{18} eV, afin que la composante extragalactique soit en continuité avec la composante galactique des rayons cosmiques : comme on le verra en partie IV, cette contrainte est très forte. Par ailleurs, d'autres explications sont proposées à l'heure actuelle : certains ont invoqué une source locale unique afin d'expliquer le spectre des rayons cosmiques jusqu'au genou [1], tandis que d'autres ont cherché à expliquer l'ensemble du spectre cosmique ainsi que ses deux caractéristiques, le genou et la cheville, à partir des sursauts γ [50] ; enfin, les superbulles sont aussi suggérées en tant qu'accélérateur des rayons cosmiques [121]. À l'heure actuelle, nous ne sommes pas en mesure de choisir entre ces différentes hypothèses, ce qui illustre l'incertitude du domaine.

Comme on le verra au chapitre suivant, l'interaction proton-proton crée des π^0 qui se désintègrent quasi-instantanément en deux photons γ . Cependant, les électrons peuvent aussi produire des γ par diffusion Compton inverse sur le champ de photons ambiants, ce qui complique l'interprétation des sources γ détectées. L'un des défis relevés par l'Astronomie γ est donc d'essayer de vérifier si l'émission γ observée dans les différentes sources potentielles à l'accélération des rayons cosmiques est produite par des protons. Nous y reviendrons plus longuement dans la suite de cette partie mais aussi et surtout dans la partie IV traitant des vestiges de supernovae.

Enfin, en raison de la diffusion des particules chargées par les irrégularités magnétiques, le temps moyen d'échappement τ_{esc} hors de la Galaxie est d'autant plus long que l'énergie de ces particules est basse. On définit un indice δ tel que $\tau_{esc} \propto E^{-\delta}$. Deux valeurs différentes de δ sont généralement considérées :

- $\delta \sim 0,6 - 0,7$, calculé notamment à partir du rapport bore sur carbone. Cette valeur implique que le spectre des protons, à leur source, est une loi de puissance d'indice 2,0 - 2,1, ce qui s'accorde bien avec la théorie de l'accélération des particules par processus de Fermi (détaillé en partie IV).
- $\delta \sim 0,3$, favorisé par des modèles prenant en compte la réaccélération des rayons cosmiques lors de leur propagation dans la Galaxie [59], et pouvant s'expliquer par un spectre de turbulence magnétique de type Kholmogorov. On peut noter que cette valeur conduit à un spectre à la source plus mou (2.3 - 2.4).

L'étude des spectres γ à leur source peut donc donner des informations sur la propagation des rayons cosmiques dans la galaxie.

2.3 La modélisation des sources astrophysiques

L'Astronomie γ a aussi pour but d'aider à comprendre les sources astrophysiques par une comparaison avec les données à d'autres longueurs d'onde ainsi qu'à l'aide d'une modélisation propre. Les sources étudiées vont des pulsars jusqu'aux noyaux actifs de galaxie en passant par les vestiges de supernovae et les microquasars et sont toutes caractérisées par des phénomènes non thermiques liés au mouvement relativiste de plasmas. Or, la théorie permettant de les étudier est complexe puisqu'elle met en oeuvre la magnétohydrodynamique. Ainsi, aujourd'hui encore, des questions telles que la composition des jets de noyaux actifs de galaxie (électron-positon ou électron-proton) ou les mécanismes permettant au jet de se propager en gardant sa collimation sur des centaines de kpc ne sont toujours pas résolues. Les photons γ sont essentiels pour aider à comprendre ces mécanismes non thermiques. En effet, les émissions radio observées dans différentes régions, telles que les jets ou les vents de particules, sont produites par des électrons à des énergies modestes de l'ordre du GeV. Or, le spectre synchrotron (comme nous le verrons au chapitre 5.5) s'étend généralement jusqu'au domaine des X ce qui indique que les électrons sont accélérés jusqu'à plusieurs TeV au moins. La diffusion Compton inverse des électrons sur le champ de photons environnant et/ou l'interaction proton-proton (si on suppose que les protons sont accélérés aux mêmes énergies) doivent donc produire des photons γ . Ainsi, l'Astronomie γ nous donne accès aux phénomènes les plus énergétiques à l'oeuvre dans les sources observées et apporte une information complémentaire et nécessaire pour comprendre ces sources. Nous verrons ainsi, dans la partie IV, que la modélisation de l'émission γ dans les vestiges de supernovae apporte des contraintes notamment sur le champ magnétique y siégeant ainsi que sur la densité du milieu environnant.

2.4 Une touche de cosmologie

Enfin, l'Astronomie γ peut avoir une influence en cosmologie par l'étude du fond diffus extragalactique ou par la détection de γ provenant de l'annihilation de particules hypothétiques de matière noire.

Commençons avec le fond diffus extragalactique. Comme on le verra au prochain chapitre, les photons de haute énergie, émis par une source extragalactique tel qu'un noyau actif de galaxie, peuvent interagir avec un photon de plus basse énergie du fond extragalactique produisant ainsi une paire électron-positon. La figure 2.4 montre que l'absorption des photons γ du TeV est directement reliée au flux absolu et au spectre du fond diffus extragalactique en infra-rouge et en optique. Il est aussi possible de noter, à l'aide de cette même figure, que le fond micro-onde d'origine cosmologique n'intervient que pour les énergies supérieures à 100 TeV, tandis que les photons γ d'énergie inférieure au GeV se propagent librement dans le milieu extragalactique. L'étude de sources extragalactiques à des redshifts plus ou moins grands, et à des énergies comprises entre le GeV et quelques dizaines de TeV, doit donc permettre de contraindre le fond diffus et fournir ainsi des informations sur l'évolution de l'Univers.

La matière noire, révélée uniquement par ses effets gravitationnels, pourrait être constituée de particules de masses élevées et interagissant faiblement. Les théories supersymétriques prédisent l'existence de telles particules dont la plus légère, le neutralino, serait stable. L'annihilation de deux neu-

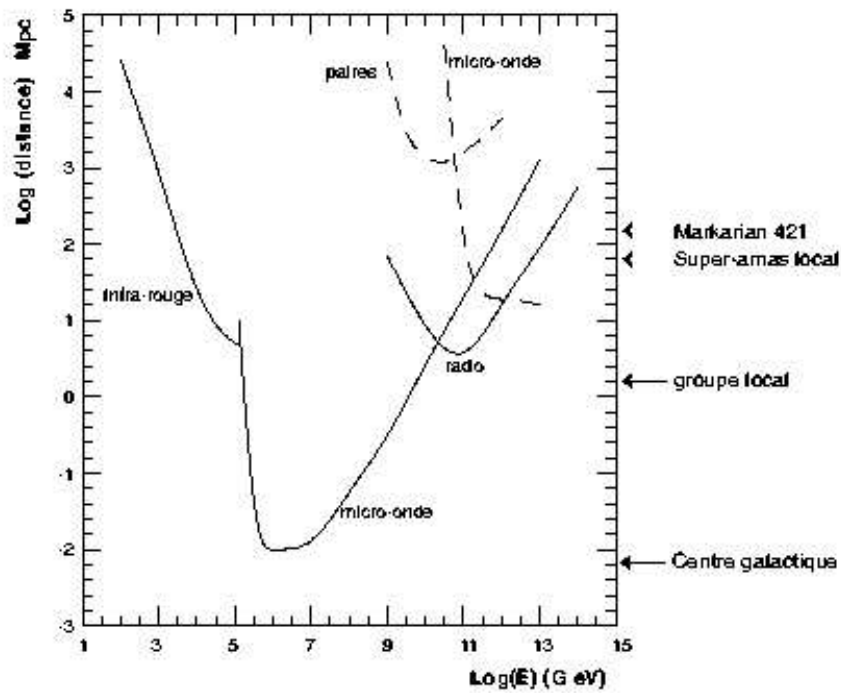


Figure 2.4: Libre parcours moyen des photons (en trait plein) en fonction de leur énergie. La ligne pointillée correspond au libre parcours moyen du proton.

tralinis, dans les régions de concentration de matière noire, serait capable de produire des γ . L'identification indirecte de matière noire est donc aussi un objectif de l'Astronomie γ même si les taux de production attendus sont très faibles et la sensibilité des détecteurs actuels vraisemblablement insuffisante.

Ainsi, ces trois domaines d'étude reposent en particulier sur la détection de photons γ qui sont produits dans les différentes sources observées, mais aussi sur la connaissance des processus physiques permettant de produire ces photons γ . Le chapitre suivant a donc pour but de résumer les différents mécanismes de production de γ que l'on peut rencontrer en Astronomie γ .

CHAPITRE

3

Les processus radiatifs intervenant en Astronomie γ

Sommaire

| | | |
|------------|---|-----------|
| 3.1 | Les processus purement électromagnétiques | 19 |
| 3.1.1 | Le rayonnement synchrotron des électrons | 20 |
| 3.1.2 | Processus Compton inverse | 21 |
| 3.1.3 | Le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung | 23 |
| 3.1.4 | Comparaison des différents processus | 24 |
| 3.2 | La production de γ par les protons : la désintégration de π^0 | 25 |
| 3.3 | L'absorption des γ par interaction photon-photon | 27 |
| 3.4 | Un processus exotique : l'annihilation de particules de matière noire | 27 |

L'émission des γ signe en général la présence de particules chargées accélérées. Pour connaître l'origine des γ , il nous faut donc comprendre comment les particules interagissent avec leur environnement pour produire des photons de telles énergies. Par ailleurs, comme nous le verrons dans l'étude des vestiges de supernovæ, plusieurs processus concurrents peuvent contribuer à l'émission γ .

Cette partie a donc pour but de résumer les différents mécanismes de production ou d'absorption des γ , en insistant sur ceux qui nous seront utiles par la suite, notamment lors de l'analyse des données observationnelles des vestiges de supernovæ.

3.1 Les processus purement électromagnétiques

Les processus décrits dans cette section concernent les électrons et positons. En toute rigueur, ils sont également à considérer pour les particules plus lourdes (telles que les protons), mais sauf aux énergies extrêmes, on ne les attend pas comme étant les processus dominants.

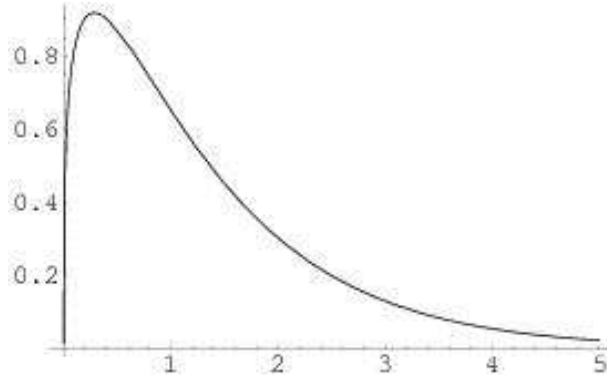


Figure 3.1: Fonction $F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(t) dt$: caractéristique spectrale de l'émission synchrotron produite par une particule seule dans une champ magnétique B , en fonction de $x = \frac{\omega}{\omega_c}$

3.1.1 Le rayonnement synchrotron des électrons

Le rayonnement synchrotron est émis par les électrons accélérés en interaction avec un champ magnétique B . Il permet d'expliquer de nombreuses données radio, optique et X ; on le retrouve ainsi dans l'émission des vestiges de supernovæ et dans le rayonnement des objets compacts : il a donc des implications très importantes lorsqu'on désire faire l'étude d'une source dans différentes longueurs d'ondes. Ce processus nous servira par la suite principalement pour expliquer les données des satellites X et des radiotélescopes.

Le principe est simple : une particule de vitesse v et de facteur de Lorentz γ , placée dans une région où règne un champ magnétique constant B faisant un angle θ_p avec sa direction de propagation, possède une trajectoire hélicoïdale de vitesse angulaire : $\omega_s = \frac{\omega_b}{\gamma} = \frac{qB}{m_e \gamma}$, ω_b étant la pulsation cyclotron. Dans le cas relativiste $\gamma \gg 1$, le rayonnement dans le référentiel de l'observateur est focalisé vers l'avant dans un cône de demi-angle au sommet $1/\gamma$.

La puissance monochromatique émise par un électron, par unité de pulsation et d'angle solide, est donnée par la formule [134] :

$$\frac{dE}{d\omega dt d\Omega} = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \theta_p}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^\infty K_{5/3}(u) du \quad (3.1)$$

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

Si l'on pose $x = \omega/\omega_c$, on peut noter que la forme spectrale de l'émission synchrotron dépend directement de la fonction $F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(u) du$ puisque les facteurs qui la précèdent dans l'expression 3.1 ne dépendent pas de l'énergie de la particule. Cette fonction $F(x)$ (figure 3.1) peut être approximée par une fonction analytique simple : $F(x) \sim 1.8x^{1/3} \exp(-x)$. L'équation 3.1 peut donc être réécrite de la manière suivante :

$$\frac{dE}{d\omega dt d\Omega} = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \theta_p}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} 1.8x^{1/3} \exp(-x) \quad (3.2)$$

La figure 3.1 montre que, à basse énergie ($\omega \ll \omega_c$), le spectre synchrotron varie comme $\omega^{1/3}$ puis subit une coupure exponentielle au dessus de ω_c . Par ailleurs, le maximum d'émission du spectre synchrotron est produit pour une pulsation voisine de la pulsation critique : $\omega_{max} \approx 0.29 \times \omega_c$ et donc pour une énergie égale à :

$$E_{max} \approx 0.29 \times E_c \approx 0.45 \frac{qB\hbar}{m_e} \gamma^2 \sin \theta_p \sim 5 \times 10^{-12} B \gamma^2 \text{ keV} \quad (3.3)$$

Dans le cas de la nébuleuse du Crabe, les électrons sont accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre du PeV dans un champ magnétique de 10 nT. L'énergie des photons synchrotron peut atteindre le MeV. Ce processus peut donc expliquer les données observationnelles de la radio jusqu'aux γ mous ; par contre il paraît peu probable pour la production de γ du TeV (qui nécessiterait des électrons de plus de 40 PeV pour un champ magnétique de 10 nT). En intégrant l'équation 3.1 sur la distribution des photons, on obtient alors la puissance totale rayonnée par un électron dans un champ magnétique d'intensité B et de densité d'énergie $U_B = B^2/2\mu_0$:

$$P_{sync} = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad (3.4)$$

On en déduit facilement le temps caractéristique de pertes d'énergie par rayonnement synchrotron pour un électron, en divisant son énergie E_e par P_{tot} : $t_{sync} \sim 10^{10} (\frac{B}{10^{-6}G})^{-2} (\frac{E_e}{1GeV})^{-1} an$, qui est ici le temps pour qu'un électron perde la moitié de son énergie.

On peut enfin calculer (en utilisant toujours l'équation 3.1) le spectre synchrotron émis par une distribution isotrope d'électrons suivant une loi de puissance en kE^{-p} (de plus amples détails peuvent être trouvés en référence [37] et [109]) :

$$J(\omega) = \int_0^\infty \frac{dE}{d\omega dt d\Omega} kE^{-p} dE \quad (3.5)$$

$$J(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 kB \sin \theta_p}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c (p+1)} \left(\frac{\omega m_e^3 c^4}{3qB \sin \theta_p} \right)^{-(p-1)/2} \Gamma\left[\frac{3p-1}{12}\right] \times \Gamma\left[\frac{3p+19}{12}\right] \quad (3.6)$$

Cette dernière équation nous permet de vérifier que le spectre synchrotron d'une distribution d'électrons en loi de puissance d'indice p est toujours une loi de puissance mais d'indice $(p-1)/2$.

3.1.2 Processus Compton inverse

L'effet Compton inverse est l'un des processus dominants pour la production de γ en Astrophysique. Ainsi, on le retrouve notamment dans les pulsars, les noyaux actifs de galaxie et les vestiges de supernovæ. En effet, les photons du fond diffus cosmologique en micro-ondes sont présents dans tous les objets, ce qui rend ce processus très répandu. Le principe est le suivant : un électron de très haute énergie peut transférer une grande partie de son énergie à un photon mou du rayonnement ambiant et le propulser dans le domaine γ . Deux régimes différents peuvent être rencontrés : le régime de Thomson et le régime de Klein-Nishina. Lorsque l'énergie du photon E_{CM} dans le référentiel du centre de masse est telle que $E_{CM} \ll 2m_e c^2$, nous sommes en régime de Thomson. Dans ce cas, l'énergie caractéristique du photon diffusé est de l'ordre de $\epsilon_f \sim \gamma^2 \epsilon_i$, l'efficacité du transfert dépendant de l'énergie du photon dans le référentiel de l'électron ainsi que des directions initiales des impulsions de l'électron et du photon.

Pour une distribution isotrope de photons cibles, la puissance rayonnée par un électron s'écrit alors :

$$P_{compt} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 U_{ph} \quad (3.7)$$

où U_{ph} est la densité d'énergie contenue dans les photons diffusés. Les sources de photons contribuant au processus Compton inverse sont variées : la plus courante est bien sûr le fond cosmologique ($U_{ph} = 4 \times 10^{-13} \text{erg cm}^{-3}$), l'émission galactique en proche infra-rouge et en infra-rouge lointain, et enfin,

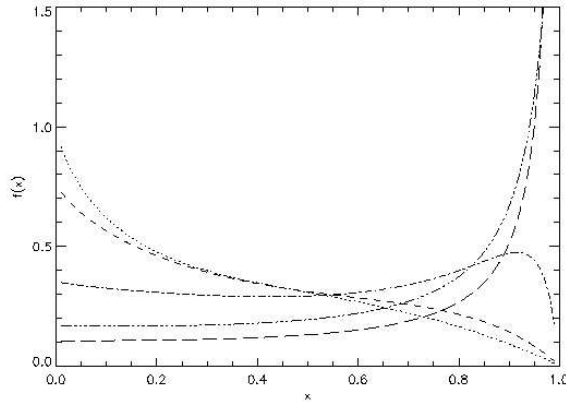


Figure 3.2: Fonction $F(x)$ caractéristique de l'effet Compton inverse ($x = \frac{\epsilon_f}{4\gamma^2\epsilon_i}$, ϵ_i est l'énergie du photon initial et ϵ_f est l'énergie du photon final), pour différentes de valeurs de $\Gamma_e = \frac{4\gamma\epsilon_i}{m_e c^2}$. Les courbes sont calculées pour $\Gamma_e = 10^{-3}$ (ligne pointillée), $\Gamma_e = 1$ (tirets), $\Gamma_e = 10$ (tirets-points), $\Gamma_e = 100$ (tirets-trois points), $\Gamma_e = 10^3$ (longs tirets). Chaque courbe est normalisée à celle obtenue pour $\Gamma_e = 10^{-3}$.

le rayonnement synchrotron de l'électron lui-même (on parle dans ce cas d'auto-comptonisation). Par ailleurs, en utilisant l'équation 3.4, on retrouve le résultat général :

$$\frac{P_{sync}}{P_{compt}} = \frac{U_B}{U_{ph}} \quad (3.8)$$

c'est à dire que les pertes par émission synchrotron et par effet Compton inverse sont dans le même rapport que la densité d'énergie en champ magnétique et de la densité d'énergie des photons cibles. On peut aussi retrouver de façon très simple le temps caractéristique de perte d'énergie par effet Compton inverse : $t_{compt} \sim 1.6 \times 10^4 U_{ph}^{-1} \left(\frac{E_e}{1\text{GeV}}\right)^{-1} s$. On se reportera à la référence [37] pour de plus amples détails.

Dans le régime relativiste, nous devons utiliser la formule de Klein-Nishina. Si on note $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ le rayon classique de l'électron et $\epsilon = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}$, la section efficace d'interaction électron-photon est alors :

$$\sigma_{K-N} = \frac{\pi r_e^2}{\epsilon} \left[1 - \frac{2(\epsilon + 1)}{\epsilon^2} \right] \ln(2\epsilon + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\epsilon} - \frac{1}{2(2\epsilon + 1)^2} \quad (3.9)$$

Pour des photons de basse énergie, l'expression se réduit à : $\sigma_{K-N} = \sigma_T(1 - 2\epsilon) \approx \sigma_T$; tandis que dans la limite ultra-relativiste, la section efficace d'interaction devient : $\sigma_{K-N} = \frac{\pi r_e^2}{\epsilon} \ln(2\epsilon + 1)$. Elle diminue donc en ϵ^{-1} aux hautes énergies, ce qui a pour principale conséquence que les photons cibles du domaine optique ou X jouent généralement un rôle peu important dans la production des γ . Dans le cas où les photons incidents ont une distribution angulaire isotrope et une densité par unité de volume et par unité d'énergie $n_{ph}(\epsilon_i)$ (ϵ_i étant leur énergie initiale), le nombre de photons émis par unité de temps, par unité d'énergie finale ϵ_f et par électron de facteur de Lorentz γ vaut :

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_f} = \frac{3\sigma_T c}{4} n_{ph}(\epsilon_i) \frac{d\epsilon_i}{\gamma^2 \epsilon_i} F(x) \quad (3.10)$$

où $x = \frac{\epsilon_f}{4\gamma^2\epsilon_i}$ et $F(x)$ est la fonction représentée en figure 3.2 ; elle détermine la distribution spectrale des photons diffusés.

Dans le régime de Klein-Nishina ($\Gamma_e = \frac{4\gamma^2\epsilon_i}{m_e c^2} \gg 1$), on peut noter sur cette figure que l'essentiel des photons est produit avec $\epsilon_f \sim 4\gamma^2\epsilon_i$.

Le spectre Compton inverse s'obtient en faisant le produit de convolution du spectre rayonné par un électron par la distribution en énergie de ces électrons. Si on utilise une distribution en loi de puissance en kE^{-p} , on obtient un spectre en photons également en loi de puissance. Dans la limite de Thomson, le calcul est simple et on obtient :

$$\frac{dN}{dt dV d\epsilon_f} \propto \sigma_T c k n_{ph} \epsilon_f^{-(p+1)/2} \quad (3.11)$$

On obtient donc un spectre de photons en loi de puissance d'indice $(p+1)/2$. Dans le régime de Klein-Nishina, le spectre de photons est légèrement moins dur : il est caractérisé par une loi de puissance d'indice $p+1$.

3.1.3 Le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung

Lors du passage d'une particule chargée dans le champ coulombien d'un noyau, on observe également la production de photons : c'est le phénomène de bremsstrahlung.

En régime non-relativiste ($v \ll c$), le spectre rayonné par un électron de paramètre d'impact b est d'autant plus intense que sa vitesse est faible comme on le voit sur l'équation 3.12 (l'effet de décélération étant d'autant plus important dans ce cas).

$$\frac{dE}{d\omega} = \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 b^2 v^2} \quad (3.12)$$

L'émission totale produite par un électron est alors obtenue en intégrant l'équation précédente sur le paramètre d'impact et en multipliant par la densité d'ions diffuseurs n_i :

$$\frac{dE}{d\omega dt dV} = \frac{Z^2 e^6 n_i}{12\pi^3 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v} g(v, \omega) \quad (3.13)$$

Le facteur de Gaunt $g(v, \omega)$ prend en compte les effets quantiques intervenant notamment dans le calcul du paramètre d'impact minimal.

Dans le régime relativiste, l'approche de l'électrodynamique classique, présentée ci-dessus, n'est malheureusement plus valable. Dans ce cas, le spectre produit par des électrons relativistes dépend du degré d'ionisation du milieu dans lequel ils pénètrent. Nous trouvons alors deux régimes extrêmes : un régime dit de faible écrantage et un régime de fort écrantage.

Pour un gaz complètement ionisé composé d'ions de charge Z_i , donc à faible écrantage, la puissance totale rayonnée par un électron d'énergie E est :

$$P_{brems} = \frac{e^6}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} \sum_i n_i Z_i (Z_i + 1) E [\ln(2\gamma) - 1/3] \quad (3.14)$$

Cependant, dans le milieu interstellaire standard, l'hypothèse de faible écrantage est rarement applicable surtout pour les électrons relativistes. W. Heitler a calculé la puissance rayonnée par un électron dans la limite ultra-relativiste de fort écrantage [83] :

$$P_{brems} = \frac{e^6}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} \sum_i n_i Z_i (Z_i + 1) E \left[\ln\left(\frac{183}{Z_i^{1/3}}\right) + \frac{1}{8} \right] \quad (3.15)$$

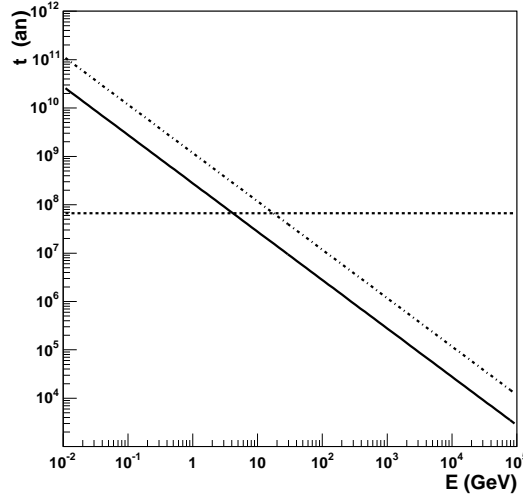


Figure 3.3: Temps caractéristiques de pertes d'énergie en années, pour des électrons, dans des conditions caractéristiques du milieu interstellaire : $B = 6 \mu\text{G}$, densité en atome d'hydrogène de 10^6 m^{-3} . Les photons cibles utilisés pour la diffusion Compton inverse sont uniquement ceux du fond cosmologique. Les pertes par synchrotron sont représentées par la ligne continue, les pertes par bremsstrahlung par la ligne pointillée, et les pertes par diffusion Compton inverse par la ligne tiret-point.

Le spectre différentiel d'émission par bremsstrahlung (de photons d'énergie ϵ) pour une distribution électronique en loi de puissance kE^{-p} devient alors :

$$I(\epsilon) = \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{q^6}{16\pi^3 \epsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} \sum_i n_i Z_i (Z_i + 1) k E^{-p} dE \propto \epsilon^{-p} \quad (3.16)$$

On en déduit donc que le spectre γ est une loi de puissance de même indice que la distribution électronique qui l'a produit. Enfin, le temps caractéristique de perte d'énergie par bremsstrahlung pour l'hydrogène est alors : $\tau^{-1} = 4.76 \times 10^{-22} \rho \text{ s}^{-1}$, où la densité ρ est exprimée en atome par m^3 .

3.1.4 Comparaison des différents processus

Nous pouvons maintenant combiner les différents processus décrits ci-dessus afin de déterminer dans quel régime d'énergie chacun d'eux domine. Étant donné que les temps caractéristiques de perte d'énergie dépendent des conditions du milieu étudié, nous nous placerons, pour cet exemple, dans le cadre du milieu interstellaire. La figure 3.3 présente les temps caractéristiques en fonction de l'énergie des électrons incidents pour un champ magnétique de $6 \mu\text{G}$, une densité atomique de 10^6 atomes par m^3 et un champ de photons provenant du fond diffus cosmologique. Le bremsstrahlung est le processus dominant en-dessous de 10 GeV, puis les processus synchrotron et Compton inverse deviennent prépondérants. Ainsi, les électrons d'énergie de l'ordre du TeV perdent majoritairement leur énergie par rayonnement synchrotron et diffusion Compton inverse, lorsque la densité de matière n'excède pas celle du milieu interstellaire de plus de deux ordres de grandeur. Il faut noter que dans cette étude nous n'avons pas pris en compte les pertes d'énergie par ionisation ; un rapide calcul permet de montrer qu'elles dominent sur celles par bremsstrahlung pour des énergies inférieures à environ 350 MeV. Dans le cas d'une analyse pour des énergies supérieures au GeV, elles peuvent donc être négligées.

3.2 La production de γ par les protons : la désintégration de π^0

Ce processus fournit l'unique voie d'information concernant la composante hadronique des rayons cosmiques. Ainsi, son rôle crucial en Astronomie γ avait déjà été reconnu une trentaine d'années auparavant, par Ginzburg et Syrovatskii [71]. Dans ce processus, des protons et des noyaux relativistes, interagissent avec le milieu ambiant par diffusion inélastique et produisent notamment des pions. À haute énergie, les trois types de pions (π^0 et π^\pm) sont produits avec la même probabilité.

Le π^0 se désintègre presque instantanément en deux γ (la durée de vie des pions neutres étant $t_{\pi^0} \sim 8,4 \times 10^{-17}$ s). La désintégration des pions chargés produit, quant à elle, des muons à partir des réactions suivantes :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{et} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Puis, les muons se désintègrent en électrons, positons et neutrinos :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \text{et} \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Ces chaînes de réactions créent ainsi des ν_e et des ν_μ qui suivent généralement une distribution spectrale très proche de celle des γ produits par les π^0 . Ainsi, grâce à la production de γ et de ν , particules se propageant en ligne droite (car non affectées par les champs magnétiques turbulents ancrés dans le plasma interstellaire de la Galaxie), ce processus nous permet d'avoir une information directe sur les sources de rayons cosmiques. L'astronomie γ et l'astronomie neutrino en tirent pleinement partie.

La réaction p-p produisant un pion a un seuil de 280 MeV environ. Elle produit un nombre de pions croissant avec l'énergie, la multiplicité étant de l'ordre de $(E/1\text{GeV})^{0.25}$. Le spectre des photons γ issus de collisions inélastiques de protons avec le milieu interstellaire devrait présenter un maximum en $E_\gamma = \frac{m_{\pi^0}}{2} \sim 67.5$ MeV (si la forme du spectre n'était pas trop modifiée par les γ d'origine électromagnétique). Cette caractéristique spectrale est malheureusement difficilement visible, car noyée dans le rayonnement de bremsstrahlung des électrons.

La distribution spectrale des γ par interaction p-p a été étudiée par de nombreux auteurs dont Stecker [144] et Dermer [53]. Le calcul précis du spectre γ nécessite de lourdes intégrations sur les sections efficaces différentielles obtenues à partir de données sur accélérateur. Malgré tout, en utilisant quelques hypothèses, il peut être obtenu de façon assez simple et avec une très bonne précision. Nous reprenons ici ce formalisme décrit en plus amples détails en référence [3].

La formule reliant l'émissivité des γ par désintégration de pions neutres est directement liée à l'émissivité (en nombre de particules) des pions q_π :

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_{min}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi \quad (3.17)$$

avec $E_{min} = E_\gamma + m_\pi^2 c^4 / 4E_\gamma$ et m_π la masse du pion.

Le principe simplificateur utilisé pour le calcul du spectre des pions est de relier directement l'énergie du π produit à celle du proton incident. Dans ce modèle, si l'énergie totale du proton incident est E_p , les pions neutres sont créés avec une fraction de l'énergie cinétique moyenne du proton telle que $E_\pi = K_\pi E_{cin_p}$. K_π est alors la fraction moyenne d'énergie cinétique $E_{cin_p} = E_p - m_p c^2$ du proton transférée au π^0 secondaire par diffusion. Il est important de noter que ce modèle simple donne un résultat correct si K_π est pris égal à $\frac{2Z_{N0}(\alpha)}{\alpha+1}$ où α est l'indice spectral intégral de la distribution caractérisant les protons et Z_{N0} est le moment spectral de production de π^0 par des protons (que l'on trouve en page 66 du livre de T. Gaisser "Cosmic Rays and Particle Physics"). Pour une distribution

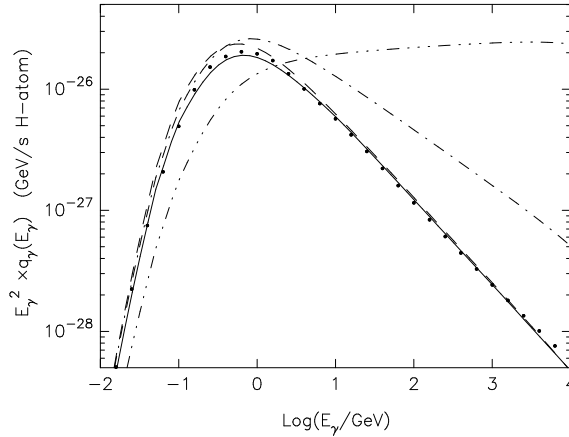


Figure 3.4: Emissivité en π^0 , par atome d'hydrogène, calculée à partir de la distribution en protons représentée en ligne continue (loi de puissance d'indice 2.75 au-dessus de 100 GeV; l'équation complète est donnée en formule 3 de la référence [114]). La ligne tiretée représente le résultat obtenu avec l'équation 3.18 alors que les points correspondent à l'émissivité obtenue à partir de simulations Monte-Carlo [114]. Les courbes en tiret-point et tirets- trois points correspondent aux émissivités calculées pour des spectres de protons en loi de puissance d'indice 2.5 et 2 respectivement. Cette figure est tirée de la référence [3].

de protons d'indice $\alpha = 1$, K_π doit être pris égal à ≈ 0.17 , ce qui inclut une contribution d'environ 6% pour la production de méson η . Ainsi, si on suppose que les protons suivent une distribution en énergie $n_p(E_p)$, l'émissivité des pions neutres est donnée par la relation :

$$\begin{aligned} q_\pi(E_\pi) &= c n_0 \int \delta(E_\pi - K_\pi E_{\text{cin},p}) \sigma_{pp}(E_p) n_p(E_p) dE_p \\ &= \frac{c n_0}{K_\pi} \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{K_\pi} \right) n_p \left(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{K_\pi} \right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

où $\sigma_{pp}(E_p)$ est la section efficace inclusive de production de π par interaction p-p; elle se trouve en référence [53]. De manière succincte, la section efficace augmente rapidement au dessus de l'énergie seuil $E_{\text{cin}} \approx 0.3$ GeV jusqu'à des valeurs de l'ordre de $3 \times 10^{-26} \text{cm}^2$ à des énergies de l'ordre de 2 GeV. Pour les énergies supérieures, $\sigma_{pp}(E_p)$ augmente seulement de façon logarithmique suivant :

$$\sigma_{pp}(E_p) \approx 3 \times 10^{-26} [0.95 + 0.06 \ln(E_{\text{cin}}/1 \text{ GeV})] \text{cm}^2 \quad (3.19)$$

pour $E_{\text{cin}} \geq 1$ GeV. Des approximations plus précises de la section efficace ne donnent pas des résultats très différents (du moment que le spectre des protons s'étend à plus de 10 GeV). La précision de cette approche très simple est démontrée sur la figure 3.4 où l'émissivité γ calculée à partir des équations 3.17, 3.18 et 3.19 est comparée aux résultats obtenus par simulations Monte-Carlo [114].

Le temps caractéristique τ_γ de conversion d'énergie des protons en γ est fourni par la relation :

$$\tau_\gamma = \frac{1}{K_\pi n_0 \sigma_{pp} c}$$

Pour une densité de $n_0 = 1$ proton par cm^3 , ce temps est de l'ordre de 5×10^{15} s pour un spectre dur ($\alpha = 1$) et il est environ 10 fois plus long pour un spectre pentu ($\alpha = 2$). Enfin, comme la section efficace σ_{pp} est pratiquement indépendante de l'énergie au dessus de 1 GeV, si le spectre des protons est une loi de puissance, le spectre γ a le même indice spectral que celui des protons qui lui ont donné naissance.

3.3 L'absorption des γ par interaction photon-photon

Les γ de très haute énergie (E_1) peuvent interagir avec des photons de basse énergie (E_2) pour former une paire électron-positon si l'énergie disponible dépasse l'énergie de masse de la paire. Cette interaction a pour effet de limiter la taille de l'univers visible en γ . Ainsi, pour des énergies supérieures à 200 TeV, l'horizon γ est situé à environ 1 Mpc en raison du fond diffus cosmologique : seules des sources galactiques ou très proches peuvent être observées à ces énergies.

Plus quantitativement, pour que la création de paires puisse avoir lieu, il faut :

$$E_1 \geq \frac{m_e^2 c^4}{E_2} = \frac{0,26 \times 10^{12}}{E_2} \text{eV}$$

La section efficace de création de paires possède un maximum près du seuil ; si on définit une variable $\omega = \sqrt{E_1 E_2}$, la section efficace pour une collision de front peut s'exprimer sous la forme :

$$\sigma = \pi r_e^2 \frac{m_e^2 c^4}{\omega^2} \left[2 \ln\left(\frac{2\omega}{m_e c^2}\right) - 1 \right]$$

On en déduit ainsi qu'un photon γ du TeV interagit préférentiellement avec les photons de l'infrarouge proche. Ce mécanisme est donc crucial lors de l'étude de sources extragalactiques telles que les blazars dont la partie du spectre à haute énergie sera fortement atténuée par absorption avec le fond infra-rouge.

3.4 Un processus exotique : l'annihilation de particules de matière noire

Grâce au satellite WMAP, nous savons actuellement que la matière baryonique ne constitue que 17,1% de la matière de l'Univers [141]. Les 82,9% restant sont souvent attribués à des particules massives interagissant faiblement, les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particle). Le candidat le plus probable pour expliquer cette matière noire est le neutralino, la particule la plus légère des modèles supersymétriques. L'annihilation de deux neutralinos serait capable de produire des γ suivant deux processus :

- les processus d'hadronisation des quarks produits lors de l'annihilation. La fragmentation conduit entre autres à la formation de π^0 qui se désintègre en deux γ . Ce processus aboutit à un spectre continu des γ , qui s'arrête à la masse du χ .
- Les processus de type $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ et $\chi\chi \rightarrow \gamma Z$ aboutissant à des raies caractéristiques dans les spectres en énergie à la masse du χ .

CHAPITRE

4

Les détecteurs de l'Astronomie γ

Sommaire

| | | |
|------------|---|-----------|
| 4.1 | Leurs caractéristiques communes | 29 |
| 4.2 | Les expériences en satellites | 30 |
| 4.2.1 | Le détecteur EGRET | 30 |
| 4.2.2 | Les nouvelles missions : GLAST, AMS-02 et AGILE | 31 |
| 4.3 | Les détecteurs au sol | 33 |
| 4.3.1 | Les détecteurs de particules chargées | 34 |
| 4.3.2 | Les détecteurs Tcherenkov atmosphériques | 35 |

Ce chapitre est consacré aux types de détecteurs, au sol et dans l'espace, utilisés pour l'observation des photons γ . L'Astronomie γ étant un domaine extrêmement vaste, on se restreindra, dans ce chapitre et dans la suite du manuscrit, aux domaines des hautes et très hautes énergies. Nous verrons ainsi, que l'un des buts, aujourd'hui, des missions spatiales et des expériences au sol est de tendre à une couverture complète du domaine compris entre 30 MeV et quelques dizaines de TeV, tout en essayant d'avoir un recouvrement en énergie des différentes techniques permettant ainsi un étalonnage sol-espace.

4.1 Leurs caractéristiques communes

L'Astronomie γ au-dessus de 30 MeV présente des caractéristiques communes qui la distinguent des autres domaines de longueur d'onde :

- Les flux ϕ de photons γ sont très faibles, et décroissent très vite avec l'énergie E . Les spectres suivent approximativement une loi de puissance sur de larges intervalles : $\frac{d\Phi}{dE} \propto E^{-\delta}$ où δ , appelé indice spectral différentiel, est un peu supérieur à 2.

- D'une longueur d'onde beaucoup plus petite que les distances inter-atomiques, le rayonnement γ ne peut pas être focalisé. L'impossibilité de focaliser les γ a deux conséquences importantes pour les expériences en satellite, comme on le verra par la suite : premièrement les surfaces de collection sont au plus égales à la surface du détecteur, deuxièmement la résolution angulaire est souvent médiocre.

Les divers instruments sont caractérisés par trois paramètres fondamentaux :

- leur résolution angulaire qui détermine la précision avec laquelle une source d'émission γ va être reconstruite par le détecteur,
- leur résolution spectrale $\frac{\Delta E}{E}$, importante pour déterminer précisément les spectres dans le domaine γ ,
- leur surface efficace de détection qui fixe le flux minimal détectable par l'instrument.

4.2 Les expériences en satellites

4.2.1 Le détecteur EGRET

L'Astronomie γ a commencé il y a une trentaine d'années avec le lancement du satellite SAS-2 en 1972 puis avec celui du satellite COS B en 1975, mais la véritable "révolution" en Astronomie γ eu lieu avec le satellite CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory), lancé en 1991. Il comprenait quatre détecteurs différents :

- BATSE (Burst And Transient Source Experiment), dans le domaine d'énergie s'étendant de 20 keV à 100 keV, dédié à l'observation des sursauts gamma,
- OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment), sensible aux énergies comprises entre 50 keV et 10 MeV, utilisé principalement pour l'étude des raies de désintégration des noyaux radioactifs dans les vestiges de supernovæ ainsi que pour la détection de la raie d'annihilation électron-positon au centre de la Galaxie,
- COMPTEL (imaging COMPTon TELEscope), pour l'étude des sources γ dans le domaine des basses énergies (1 MeV - 30 MeV),
- EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope), pour l'étude des sources γ dans le domaine des hautes énergies (30 MeV - 30 GeV).

C'est donc ce dernier détecteur qui nous intéresse tout particulièrement. Comme on le verra au chapitre 5.5, la moisson de résultats rapportés par EGRET est remarquable : le catalogue des sources γ a ainsi été multiplié par 10 (270 sources γ détectées) ! Malheureusement, le 4 Juin 2000 au matin, la mission a été volontairement interrompue suite à la perte de deux de ses gyroscopes sur trois, après 9 ans d'activité.

Les trois détecteurs, SAS 2, COS B et EGRET, utilisent tous les trois des techniques classiques de la physique des particules. Ainsi, le schéma de principe d'EGRET est indiqué sur la figure 4.1 : les γ incidents se convertissent en paire e^+e^- dans les feuilles de tantale insérées entre les plans de détection de la chambre à étincelles. Cette chambre à étincelles nécessitait du gaz pour fonctionner, qui devait être changé périodiquement afin de garder des performances stables. Ainsi, afin de conserver le gaz, durant certaines périodes ne contenant aucune source prioritaire pour EGRET (notamment pendant les cycles 3 et 8), le détecteur était éteint ou ne fonctionnait pas en plein régime. Les plans de scintillateurs encadrant la partie inférieure de la chambre à étincelles servent au déclenchement et à la mesure du temps de vol. Enfin, la mesure de l'énergie des γ incidents se faisait à l'aide d'un calorimètre à NaI de 8,5 longueurs de radiation. Le flux de rayons cosmiques chargés étant approximativement 10^5 fois plus

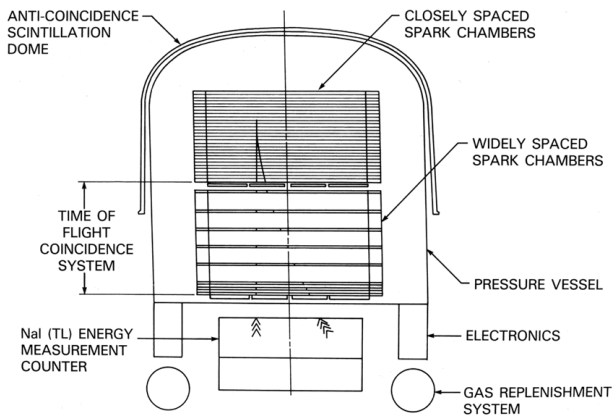


Figure 4.1: Vue en coupe d'EGRET.

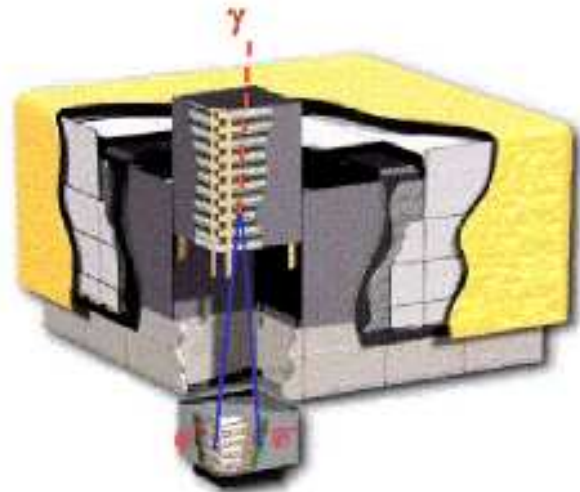


Figure 4.2: Vue en coupe de GLAST.

intense que le flux des γ mesuré par EGRET, il a donc fallu créer un dispositif permettant d'éliminer efficacement le fond. Ainsi, la chambre à étincelles du détecteur était entourée, à son sommet et sur les côtés, d'un "veto" constitué d'un dôme de scintillateur, rejetant les particules chargées. L'efficacité de ce dôme est excellente et le fond résiduel est inférieur à $1.35 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ au-delà de 100 MeV. Dans les données d'EGRET, le fond de γ produits dans l'appareillage par les interactions de rayons cosmiques chargés est donc négligeable. Le principal problème d'analyse consiste à extraire le fond diffus de γ (qui sera décrit dans la partie 5.5) de la contribution de sources ponctuelles. Il fallait alors, étape pour le moins complexe, soustraire sa contribution en modélisant cette dernière. Le lecteur intéressé se référera aux références [148] et [55] pour de plus amples détails.

4.2.2 Les nouvelles missions : GLAST, AMS-02 et AGILE

GLAST

Aujourd'hui, de nouveaux projets sont en cours de réalisation afin de prendre la relève d'EGRET. L'un des projets majeurs pour les années à venir est le satellite GLAST (Gamma-ray Large Array Space Telescope). Ce satellite devrait être lancé en Septembre 2007 et observera le ciel γ dans la bande d'énergie s'étendant entre 30 MeV et 300 GeV.

La conception technique de GLAST (figure 4.2) a pour but d'améliorer les performances d'EGRET en terme de résolution angulaire, de résolution en énergie et de sensibilité. Ainsi, le trajectographe de GLAST est constitué de pistes de silicium qui offrent une efficacité de 100% sur toute leur surface et ont une résolution intrinsèque excellente. Ce type de trajectographe est donc bien plus précis que la chambre à étincelles d'EGRET. Par ailleurs, il ne souffre pas des limitations dues au fonctionnement à l'aide de gaz, en particulier du temps mort (facteur limitant notamment lors de l'étude des sursauts γ).

L'énergie du γ sera mesurée à partir d'un calorimètre de 10 longueurs de radiation¹ composé de 16 modules indépendants constitués chacun de cristaux d'iodure de césium dopés au thallium (CsI(Tl)). Ces cristaux sont de plus partiellement dépolis et disposés horizontalement suivant les axes des X

¹Ces 10 longueurs de radiation sont en réalité obtenues à partir des 8.5 longueurs de radiation du calorimètre et les 1.5 longueurs de radiation du trajectographe.

| INSTRUMENT | EGRET (1991 - 2000) | GLAST (2007 - ...) |
|--------------------------------|--|---|
| domaine en énergie | 30 MeV - 30 GeV | 100 MeV - 300 GeV |
| résolution angulaire/ γ | 6° (100 MeV) 0.5° (10 GeV) | 3.5° (100 MeV) 0.1° (10 GeV) |
| résolution en énergie | 12% (à 100 MeV) 8% (à 1 GeV) | 9% (à 100 MeV) 5% (à 1 GeV) |
| surface effective | 1000 cm ² | 10000 cm ² |
| champ de vue | 0.6 sr | 2.4 sr |
| flux minimal | $5.4 \times 10^{-8} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (E > 100 MeV) $1.2 \times 10^{-8} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (E > 1 GeV) | $1.5 \times 10^{-9} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (E > 100 MeV) $1.5 \times 10^{-10} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (E > 1 GeV) |
| temps mort | 0.1 s | 100 μs |

Table 4.1: Caractéristiques principales d'EGRET et du futur satellite GLAST.

et des Y. Cette conception originale lui offre la possibilité de mesurer la gerbe en trois dimensions. L'asymétrie gauche-droite de la réponse, obtenue par dépolissage, donne accès à la position longitudinale de la gerbe dans un cristal.

Le tableau comparatif 4.1 permet de distinguer les principales améliorations obtenues par GLAST : une bien meilleure résolution angulaire grâce à son trajectographe, une meilleure résolution en énergie (de l'ordre de 10%), ainsi qu'une sensibilité accrue. Cette dernière particularité est due notamment à la plus grande surface efficace de GLAST, à son plus grand champ de vue et enfin à sa capacité de localiser plus précisément la direction des γ incidents. Enfin, GLAST sera très bien adapté pour l'observation des sursauts γ en raison d'un temps mort extrêmement faible (100 μs) en comparaison à celui d'EGRET (0,1 s).

AMS-02

AMS-02 est un spectromètre magnétique (figure 4.3) qui devrait être placé sur la Station Spatiale Internationale dans les prochaines années. Ses buts principaux sont :

- la mesure précise des flux des composantes du rayonnement cosmique jusqu'à $Z \sim 26$, dans une plage d'énergie comprise entre 0.1 GeV/nucléon et 1 TeV/nucléon,
- l'identification d'une éventuelle antimatière primordiale (recherche d'antihélium et d'anticarbone),
- la recherche sur la matière noire par la mesure du spectre en antiprotons, en positons et en γ ,
- l'Astronomie γ dans la gamme 10-300 GeV (si on exige une détection simultanée avec le calorimètre et le trajectographe).

C'est cette dernière motivation qui nous intéresse ici. Pour cette étude, le spectromètre AMS-02 dispose d'un trajectomètre composé d'un assemblage de disques de silicium et d'un calorimètre électromagnétique d'une taille d'environ 16 longueurs de radiation constitué de feuilles de plomb intercalées avec des fibres scintillantes. La conception du calorimètre permet la mesure en énergie des particules électromagnétiques de 10 GeV au TeV avec une résolution en énergie inférieure à 3%. Par ailleurs, AMS-02 devrait avoir une résolution angulaire avec le trajectographe de l'ordre de 0.85° à 1 GeV et 0.09° à 10 GeV tandis que celle du calorimètre devrait être inférieure à 2.8°. Cet instrument n'étant pas pointable, il utilise un "traceur d'étoiles" qui lui permet de calculer la direction de visée avec une précision de l'ordre de 3 secondes d'arc.

En améliorant la sensibilité d'EGRET au-dessus du GeV, AMS-02 devrait contribuer à l'avancée

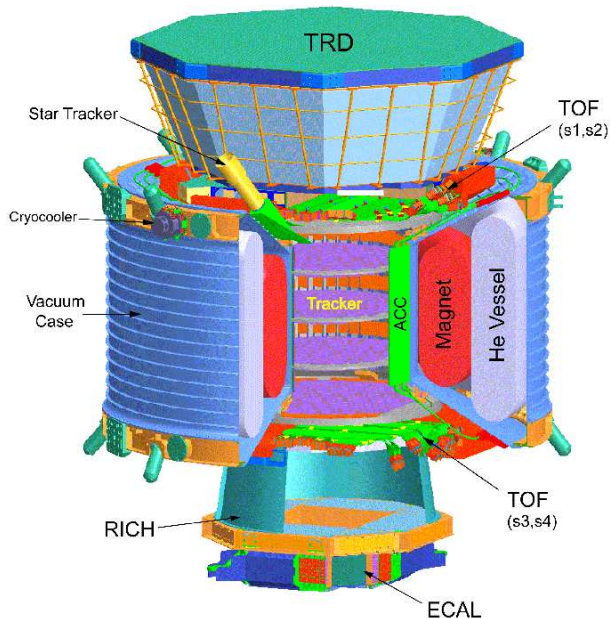


Figure 4.3: Schéma du détecteur AMS-02.

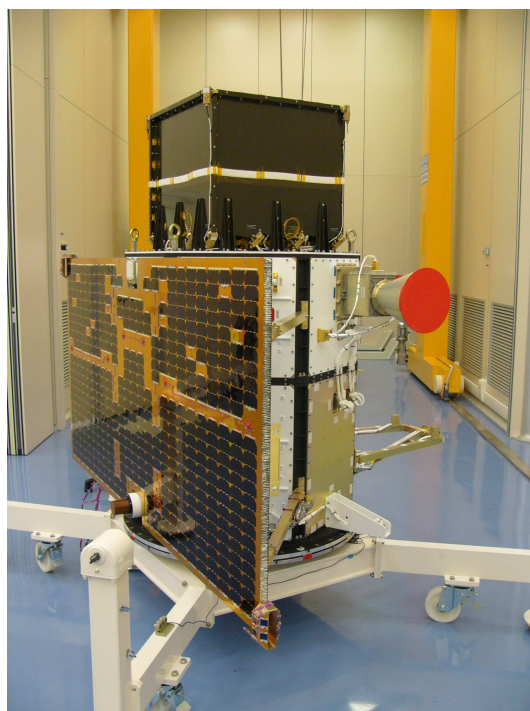


Figure 4.4: Le satellite AGILE lors de la phase d'intégration à Tortona.

apportée par les satellites dans le domaine γ . De plus amples informations peuvent être trouvées notamment en référence [72].

AGILE

AGILE (Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEgero) est un satellite de petite taille prévu pour opérer de 30 MeV à 30 GeV (avec son détecteur GRID) complété dans la gamme des X de 15 keV à 45 keV, par le détecteur Super-AGILE. Il devrait être lancé courant 2006. La sensibilité de cet instrument est comparable à celle d'EGRET mais son calorimètre possède seulement 1.5 longueur de radiation, d'où une mesure imprécise de l'énergie ($\Delta E/E \sim 1$). En raison, de son grand champ de vue (~ 3 sr) et de son faible temps mort ($\sim 10\mu s$), l'intérêt principal de AGILE est d'assurer une surveillance du ciel γ avant le lancement de GLAST, en observant notamment les phénomènes transitoires tels que les sursauts γ .

Ces prochaines missions embarquées devraient donc apporter une avancée significative dans le domaine de l'Astronomie γ . Cependant, à très haute énergie, le flux de γ devient trop faible pour la détection spatiale : on emploie alors des détecteurs au sol qui utilisent l'atmosphère comme calorimètre pour détecter les gerbes électromagnétiques produites par les γ incidents (ce processus sera décrit en détail dans la partie 6.5).

4.3 Les détecteurs au sol

La détection au sol des gerbes de γ de très haute énergie relève d'une problématique différente de celle que nous venons de voir avec les satellites. En effet, dans ce cas, nous sommes confrontés à un

nouveau défi : séparer le signal γ du bruit de fond énorme créé par les gerbes de rayons cosmiques chargés. Bien que les premières tentatives datent des années 1960 (notamment avec J. Jelley et T. Weekes), il a fallu attendre les années 80 pour disposer de détecteurs capables d'accéder aux premiers signaux γ en diminuant le bruit de fond de deux ordres de grandeur. Puis, l'utilisation de la technique d'imagerie Tcherenkov permit la détection, en 1989 avec l'observatoire Whipple, du premier signal significatif au TeV provenant d'une source astrophysique : la nébuleuse du Crabe [158].

Revenons sur les différentes techniques employées au sol. On distingue deux grandes classes différentes de détecteurs : les détecteurs de particules chargées et les télescopes à effet Tcherenkov. Elles sont toutes deux basées sur le même principe : une gerbe produite par un γ incident se développe dans un milieu donné (atmosphère ou eau). Cette gerbe est alors constituée de particules chargées ultra-relativistes susceptibles d'émettre de la lumière Tcherenkov.

4.3.1 Les détecteurs de particules chargées

Les détecteurs de particules chargées ont l'avantage de disposer de grands champs de vue (~ 2 sr), et de fonctionner jour et nuit avec une bonne efficacité (cycle utile supérieur à 90%). Cependant, ils fonctionnent avec un seuil en énergie plus élevé (> 1 TeV) que celui des détecteurs optiques car les particules secondaires doivent atteindre le sol. Enfin, ils ont l'inconvénient d'avoir une résolution angulaire très moyenne ($\sim 0.8^\circ$) et un facteur de rejet des hadrons relativement bas entraînant par ce biais des durées très longues d'observation pour obtenir un signal γ significatif. Deux principales expériences de ce type sont actuellement opérationnelles : MILAGRO et TIBET-III.

TIBET-III est un système traditionnel constitué d'un réseau de scintillateurs situé à 4300 m d'altitude (afin de collecter le plus de particules secondaires possibles et abaisser le seuil en énergie). Après plusieurs extensions, le détecteur est constitué aujourd'hui de 789 scintillateurs espacés de 7,5 m chacun. La surface efficace totale est de 36900 m² tandis que la résolution angulaire ainsi obtenue est de $0,9^\circ$. Le détecteur MILAGRO, situé au Nord du Nouveau Mexique à une altitude de 2600 m (à Los Alamos), utilise la technique Tcherenkov dans l'eau d'un bassin de 80 m \times 60 m et de 8 m de profondeur. Deux couches de photomultiplicateurs sont disposées dans cette cuve :

- la première, sous 1.4 m d'eau, comprend 250 photomultiplicateurs utilisés pour reconstruire la direction du γ incident (avec une précision de l'ordre de 0.75°) en mesurant les temps d'arrivée des particules chargées dans les différents détecteurs,
- la deuxième, sous 6 m d'eau, est principalement utilisée pour rejeter le fond hadronique (notamment par la détection de muons qui peuvent pénétrer facilement jusqu'à cette profondeur).

Ainsi, les γ secondaires de la gerbe (plus nombreux que les e^+e^-) et les autres particules chargées entrent dans l'eau de la cuve ; les γ se convertissant en paires e^+e^- tandis que les particules chargées ultra-relativistes émettent un rayonnement Tcherenkov dans l'eau. L'utilisation d'une cuve à eau fournit quelques avantages. Premièrement, l'indice de réfraction, plus élevé que celui de l'air, conduit à un angle Tcherenkov de 41° qui permet d'utiliser un grand espacement entre détecteur. Deuxièmement, la possibilité de collecter les γ secondaires de la gerbe permet à MILAGRO d'atteindre un seuil en énergie comparable à celui de TIBET-III, pour une altitude bien plus basse. La surface efficace de MILAGRO au zénith est de l'ordre de 10 m² à 100 GeV et de 10⁵ m² à 10 TeV.

La sensibilité de ces deux expériences est bien illustrée par leurs résultats sur la nébuleuse du Crabe : TIBET-III obtient un signal de $4\sigma/\sqrt{t_{an}}$, résultat comparable à celui obtenu par MILAGRO avant son extension avec ses 175 cuves entourant le bassin principal. Aujourd'hui, MILAGRO annonce $8\sigma/\sqrt{t_{an}}$, ce qui est toujours très loin des résultats obtenus par les télescopes Tcherenkov atmosphériques qui détectent un signal de 5σ sur la Nébuleuse du Crabe en 30 s, comme on le verra plus loin ! Néanmoins, ces grands réseaux restent intéressants pour la détection des phénomènes transitoires



Figure 4.5: En haut : Photographie du détecteur TIBET-III. En bas : photographie du détecteur MILAGRO.

comme les sursauts gamma, ou pour les sources très étendues. On trouvera une revue complète sur cette classe de détecteurs en référence [137].

4.3.2 Les détecteurs Tcherenkov atmosphériques

Contrairement aux réseaux de détecteurs de surface, les détecteurs Tcherenkov atmosphériques ne disposent que d'un faible champ de vue (3° à 5°), ce qui les contraint à faire le choix d'une source et la suivre constamment. Par ailleurs, ils ne fonctionnent que la nuit en l'absence de lune et de nuages. On distingue deux techniques utilisant la lumière Tcherenkov atmosphérique : l'échantillonnage et l'imagerie.

L'échantillonnage spatio-temporel du front lumineux

Le principe de l'échantillonnage consiste à mesurer les temps d'arrivée du front Tcherenkov sur de nombreuses stations balisant une surface légèrement supérieure à celle de la tache de lumière Tcherenkov au sol. Cette technique déjà utilisée il y a 20 ans dans les expériences pionnières ASGAT [74] et Themistocle [26], a été récemment mise en oeuvre afin d'atteindre des seuils de quelques dizaines de GeV en prenant comme stations des héliostats de centrales solaires qui offrent une grande surface de collection de photons. Or, à ces énergies, le front d'onde est quasiment sphérique et le centre de la sphère donne le point de développement maximal de la gerbe ; par ailleurs, la distribution de lumière sur les différentes stations donne le point d'impact de la gerbe. Ces deux points nous permettent ainsi de remonter à la direction du γ incident.

Quatre expériences principales ont été construites suivant cette technique : CELESTE (France), STACEE (Nouveau Mexique), GRAAL (Espagne) et CACTUS sur le site de Solar-II (Californie). Je vais me restreindre ici à l'exemple de CELESTE, ancienne centrale solaire reconvertie en détecteur Tcherenkov (figure 4.7). Ainsi, la lumière Tcherenkov récoltée par les différents héliostats est renvoyée vers la tour centrale où se situe l'optique secondaire qui sépare les faisceaux de chacun des héliostats vers une batterie de photomultiplicateurs (un par héliostat). La figure 4.6 illustre le principe de

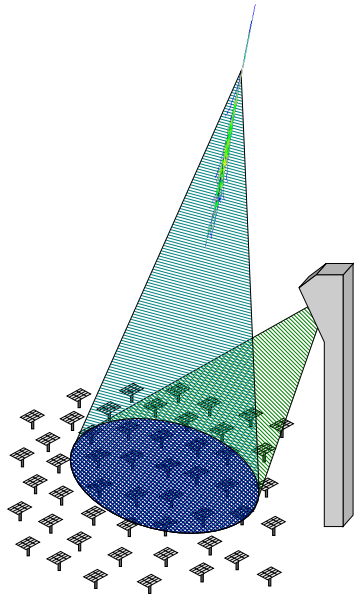


Figure 4.6: Principe d'un échantillonneur Tcherenkov, comme CELESTE. Cette figure est tirée de [119].

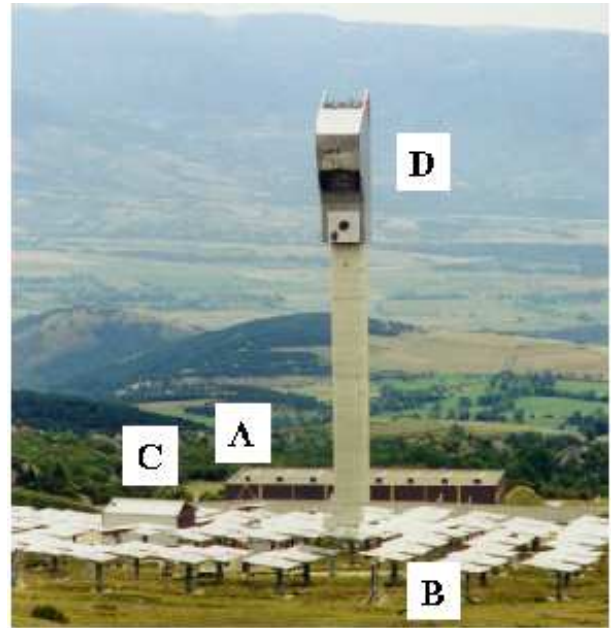


Figure 4.7: Photographie de la centrale solaire CELESTE située à Thémis dans les Pyrénées. A représente l'un des 7 télescopes d'ASGAT, B l'un des 18 télescopes de Thémistocle, C le hangar de CAT et D la tour centrale de CELESTE. Cette figure est tirée de la référence [140].

CELESTE.

Cette technique a notamment permis à CELESTE d'avoir le seuil en énergie le plus bas pour une expérience d'Astronomie γ au sol : 60 ± 15 GeV [120]. Par ailleurs, CELESTE a obtenu un signal de $6,5 \sigma / \sqrt{t_{\text{heure}}}$ sur la nébuleuse du Crabe, ainsi que des signaux significatifs de la part de Mkn 421 et Mkn 501 ($4,9 \sigma$ avec les données de Mai-Juin 2000 [39]). Le lecteur désirant de plus amples détails sur les différents systèmes d'échantillonnage ainsi que leur résultats se reportera à la référence [140].

L'imagerie

L'imagerie consiste à former l'image de la gerbe de particules, en lumière Tcherenkov, dans le plan focal d'un grand miroir. Le détecteur focal est alors une caméra à grain fin, afin d'intégrer le moins de bruit de fond de ciel possible. Comme on l'a déjà précisé, l'observatoire Whipple, situé en Arizona, a fourni les premiers résultats à partir de cette technique avec la détection de la nébuleuse du Crabe. Son détecteur, constitué d'un seul télescope à grand miroir de 9.8 m de diamètre, a donc tracé la voie aux expériences actuelles. D'autres expériences ont alors vu le jour :

- HEGRA, expérience germano-espagnole située aux Canaries, était constituée de cinq télescopes de 3.3 m de diamètre. Elle a été la première à pouvoir faire des observations stéréoscopiques ce qui améliore la résolution angulaire et le rejet du bruit de fond hadronique.
- CAT, expérience française située sur le même site que CELESTE dans les Pyrénées, comprenait un seul télescope de 4.8 m de diamètre mais disposait d'une caméra à haute définition (548 pixels couvrant 0.1° chacun) avec une électronique rapide. Elle a ainsi obtenu des performances semblables à celles de HEGRA, compensant par son seuil plus bas (d'où un flux de γ plus élevé) le handicap d'un fond hadronique plus élevé dû à son fonctionnement avec un seul télescope.

Ce sont donc ces “anciennes” expériences qui ont permis d’orienter les choix de conception des nouveaux télescopes à effet Tcherenkov :

- VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) est un système de quatre télescopes constitués de miroirs de 12 m de diamètre et de caméras de 499 photomultiplicateurs couvrant un champ de vue de 3.5° (figure 4.8). Actuellement, deux des quatre télescopes sont opérationnels sur le site provisoire du Mont Hopkins (Etats-Unis). Le système complet devrait être installé quant à lui au Mont Kitt Peak, à 1800 m, en Arizona (Hémisphère Nord).
- CANGAROO-III est aussi un système stéréoscopique, situé en Australie, constitué de quatre télescopes (figure 4.9). Ceux-ci sont disposés en losange et sont équipés de miroirs de 10 m de diamètre et de caméras de 552 photomultiplicateurs. Actuellement, seuls trois (voire deux) des quatre télescopes existants sont utilisés lors de l’analyse de données en raison de l’inhomogénéité de réponse des télescopes (le premier étant plus vieux et disposant d’une caméra à plus petit champ de vue) ainsi que de la position de la source par rapport au grand axe du losange (ainsi la nébuleuse du Crabe étant dans le prolongement du grand axe, les angles stéréoscopiques ne sont pas optimaux).
- H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), système stéréoscopique constitué de quatre télescopes disposés aux coins d’un carré de 120 m de côté (figure 4.11). Ce système sera décrit en détail dans la partie II.
- MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov telescope) est constitué d’un seul télescope équipé d’un grand miroir de 17 m de diamètre (figure 4.10). Cette expérience, située aux Canaries à 2200 m d’altitude (sur le même site qu’HEGRA), a été conçue pour atteindre un seuil en énergie de l’ordre de 60 GeV à l’analyse. Aujourd’hui, ce seuil est de l’ordre de 100 GeV, le rejet des hadrons et des muons isolés devenant extrêmement difficile à basse énergie [35]. Cependant, avec l’apport de la stéréoscopie fournie par la construction d’un deuxième télescope (entamée en Novembre 2005), le seuil de MAGIC devrait atteindre les 50 à 60 GeV espérés.

Comme on peut le noter, la majorité des expériences a fait le choix de la stéréoscopie, qui permet d’offrir un gain en sensibilité et un fond hadronique plus faible : ces expériences observent le ciel γ sur une gamme dynamique comprise entre 150 GeV et quelques dizaines de TeV. MAGIC a fait le choix d’un seuil très bas, d’où le choix d’un grand miroir pour collecter le plus de lumière. Cette deuxième stratégie mise sur le gain en intensité des flux de γ à ces énergies, permettant de tolérer un fond plus fort ; elle a aussi un intérêt non négligeable pour certaines sources γ qu’on ne peut voir qu’à basse énergie, telles que les pulsars (source qui sera décrite au chapitre suivant).

Par ailleurs, deux points intéressants peuvent être notés. D’abord, les différents systèmes au sol se sont répartis entre l’hémisphère Nord et l’hémisphère Sud, permettant ainsi une observation complète du ciel γ . Ensuite, les divers instruments au sol évoqués dans cette partie ont un seuil en énergie de l’ordre de la centaine de GeV permettant ainsi un recouvrement avec les missions satellitaires des années 2000 (GLAST, AGILE, AMS). Cet effet sera d’autant plus marqué avec l’extension de H.E.S.S. avec un grand télescope central de 27 m de diamètre (H.E.S.S. II).



Figure 4.8: Photographie du premier télescope du système stéréoscopique VERITAS.



Figure 4.10: Photographie du télescope de 17 m de diamètre MAGIC.



Figure 4.9: Photographie du système stéréoscopique CANGAROO-III.



Figure 4.11: Photographie du système stéréoscopique H.E.S.S..

CHAPITRE

5

Les sources de production de γ

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 5.1 | Le ciel γ | 39 |
| 5.2 | Les sources galactiques | 41 |
| 5.2.1 | Les vestiges de supernovæ | 41 |
| 5.2.2 | Les pulsars | 42 |
| 5.2.3 | Les plérions | 44 |
| 5.2.4 | Les sources non identifiées | 44 |
| 5.3 | Les sources extragalactiques | 45 |
| 5.3.1 | Les blazars | 45 |
| 5.3.2 | Les sursauts γ | 49 |
| 5.4 | Les émissions diffuses de γ | 49 |
| 5.4.1 | Le fond diffus galactique | 49 |
| 5.4.2 | Le fond diffus extragalactique | 50 |
| 5.5 | Conclusion | 51 |

Les principaux détecteurs de l'Astronomie γ et les processus radiatifs entrant en jeu ayant été développés aux chapitres précédents, l'objectif est ici de présenter les différentes sources et émissions diffuses de γ déjà recensées au-dessus de 10 MeV.

5.1 Le ciel γ

Le ciel γ comprend de nombreuses sources découvertes ces trente dernières années. Ainsi, les premiers résultats significatifs en Astronomie γ ont été obtenus dans les années 70 par deux missions : SAS-2 et COS B. Quatre sources furent détectées par SAS-2 : la nébuleuse du Crabe, Vela, Geminga et Cyg X-3. Quant à elle, la mission COS B porta le nombre de sources γ à 25 (mais la majorité de ces

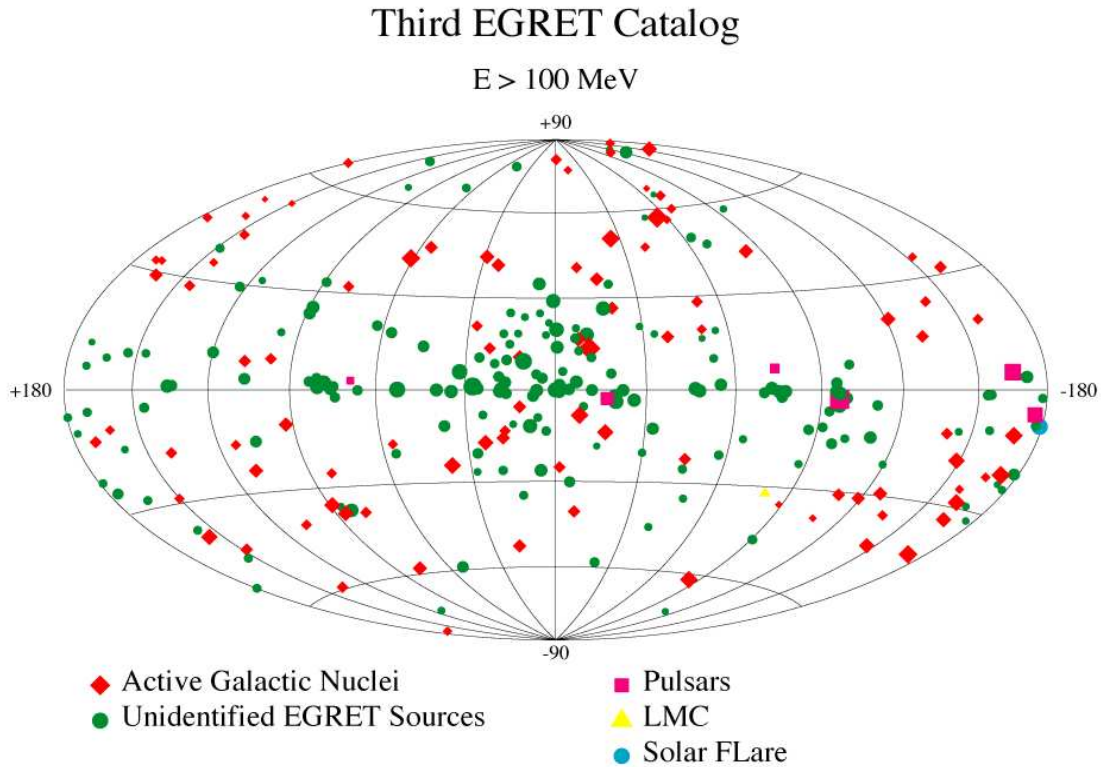


Figure 5.1: Troisième catalogue d'EGRET ($E > 100 \text{ MeV}$) [82].

sources restaient non identifiées) et découvrit la première source extragalactique, le quasar 3C 273. Il fallut attendre les années 90 pour avoir une réelle percée grâce au satellite CGRO. Avec ses détecteurs COMPTEL et EGRET, il put observer le ciel γ dans une vaste gamme dynamique s'étendant de 1 MeV à 30 GeV. Le catalogue des sources COMPTEL inclut 32 sources persistantes (des pulsars, des binaires X et des noyaux actifs de galaxie) et 31 sursauts gamma. Le ciel vu par EGRET compte 271 sources, parmi lesquelles on dénombre 66 noyaux actifs de galaxie, 5 pulsars et 170 sources non identifiées. En plus de ces sources, EGRET détecta aussi deux émissions γ diffuses : le fond diffus γ galactique et extragalactique. La figure 5.1 donne un aperçu du ciel vu par EGRET.

Par ailleurs, des progrès énormes ont aussi eu lieu dans le domaine des énergies supérieures à 100 GeV, avec les détecteurs Tcherenkov. Avant H.E.S.S., seules 17 sources avaient été détectées dont 6 confirmées par une expérience indépendante. Une seule source était non identifiée (la source TeV J2032+4131 observée par HEGRA). Aujourd'hui, le nombre de sources à très haute énergie a doublé. Les sources au TeV sont très variées : des vestiges de supernovæ, des plérions, des blazars, ainsi que des sources n'ayant aucune contrepartie dans d'autres longueurs d'onde. Certaines sources attendues au TeV n'ont toujours pas été détectées, tandis que d'autres, hier encore inconnues, sont devenues des sources de premier intérêt pour l'Astronomie γ .

Nous allons passer en revue ces différents types de sources connues aujourd'hui.

5.2 Les sources galactiques

5.2.1 Les vestiges de supernovæ

Le phénomène de supernova

Un peu d'histoire...

On trouve mention de l'apparition d'une "étoile nouvelle" dans le ciel dès le XIV^{ème} avant notre ère, gravée sur un os sacré de la première dynastie chinoise. Cependant, le premier événement historique attesté comme étant une supernova (SN) est daté de l'an 185 de notre ère ; il est relaté dans les annales astronomiques chinoises. Ainsi, de l'an 185 à 1604, on dénombre huit supernovæ historiques. L'observation des supernovæ est donc déjà bien ancienne mais le terme de "supernova" fut utilisé pour la première fois en 1934 par l'Allemand W. Baade et le Suisse F. Zwicky. Ils expliquèrent l'énergie colossale de ce phénomène par la libération d'énergie potentielle gravitationnelle lors de l'effondrement d'une étoile massive conduisant à la création d'un objet compact, l'étoile à neutrons. Ils formulèrent ainsi l'hypothèse suivante : "With all reserve we advance the view that supernovæ represent the transitions from ordinary stars into neutron stars, which in their final stages consist of extremely closely packed neutrons" [25]. Ce scénario s'est avéré exact pour expliquer les supernovæ de type II comme on le verra par la suite. En 1940, l'astronome américain R. Minkowski classa les supernovæ en deux catégories : les supernovæ de type I dont le spectre ne présente pas de trace d'hydrogène et les supernovæ de type II où l'on observe de l'hydrogène. Enfin, en 1960, F. Hoyle et W.A. Fowler expliquèrent les supernovæ de type I par un mécanisme radicalement différent de l'effondrement gravitationnel suggéré par Baade et Zwicky, à savoir l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche dans un système binaire. Ce mécanisme est encore évoqué aujourd'hui pour expliquer 80% des supernovæ de type I (les SNIa) tandis que les 20% restantes (nommées Ib et Ic) sont décrites par le mécanisme de Baade et Zwicky.

Les supernovæ thermonucléaires : les SNIa

L'idée la plus communément admise pour expliquer les SNIa fait donc appel à un système binaire serré où une naine blanche accrète de la matière en provenance de son compagnon. L'accrétion augmente progressivement la masse de la naine blanche formée principalement de carbone et d'oxygène. Si la masse de Chandrasekhar était atteinte, l'étoile deviendrait instable et s'effondrerait ; celle-ci est atteinte pour une densité centrale de $2.7 \times 10^{13} \text{ kg.m}^{-3}$ tandis que le seuil pour la fusion du carbone est de quelques $10^{12} \text{ kg.m}^{-3}$. La fusion du carbone se déclenche donc avant que l'instabilité relativiste ne se produise, pour une masse très proche de la masse de Chandrasekhar ; on a alors une véritable explosion thermonucléaire qui détruit entièrement la naine blanche : c'est le phénomène de supernova. Cette explosion se produisant toujours pour une masse voisine de celle de Chandrasekhar, ces supernovæ forment donc une classe très homogène ce qui permet de les utiliser comme indicateurs de distance en cosmologie.

Les supernovæ gravitationnelles : les SNII, Ib, Ic

Les progéniteurs de ces supernovæ sont des étoiles massives de masse supérieure à $8 \mathcal{M}_{\odot}$. Dans ce cas, les réactions de fusion ne s'arrêtent pas au carbone/oxygène comme pour les progéniteurs des naines blanches mais se poursuivent jusqu'à la synthèse du fer. L'étoile a alors une structure en pelure d'oignon, avec des couches différentes depuis le cœur de fer jusqu'à l'enveloppe d'hydrogène. À la périphérie du cœur de fer a lieu la fusion du silicium qui produit du fer. Lorsque la masse du cœur atteint la masse de Chandrasekhar (environ $1.4 \mathcal{M}_{\odot}$), la pression des électrons n'est plus suffisante

pour contrebalancer la gravitation et le cœur commence à s'effondrer. L'effondrement ne s'arrête que lorsque la densité nucléaire est atteinte, au bout d'environ 10 ms. Les noyaux sont alors complètement dissociés et la matière est constituée majoritairement de neutrons. La pression du fluide dégénéré de fermions s'oppose alors à l'effondrement. Ce brusque durcissement de pression crée une onde de choc qui provoque l'explosion des couches externes de l'étoile à des vitesses de l'ordre de 10^7 m.s⁻¹ : c'est le phénomène de supernova. Le résidu de supernova peut aussi être un trou noir : en effet, la proto-étoile à neutrons peut s'effondrer en trou noir dans les secondes ou minutes qui suivent l'explosion après s'être refroidie.

Les vestiges de supernovæ à coquille

Dans les deux types de supernova cités ci-dessus une onde de choc (due à l'expansion du gaz chaud dans le milieu interstellaire) est ainsi produite. Ce phénomène revêt une importance capitale puisque cette onde de choc est l'un des processus invoqués pour expliquer l'accélération des rayons cosmiques, hypothèse confortée par un bilan énergétique satisfaisant. En effet, la puissance nécessaire pour maintenir le flux de rayons cosmiques dans notre Galaxie correspond à environ 10% de l'énergie mécanique des supernovæ qui y explosent [101], au moins pour les particules d'énergie inférieure à quelques centaines de TeV. Toutefois, nous n'avons pour le moment aucune preuve tangible que les vestiges de supernovæ sont effectivement les sources d'accélération des rayons cosmiques dans cette partie du spectre. En effet, un traceur de l'accélération de protons dans une source est la détection d'un signal γ produit par interaction proton-proton puis désintégration de π^0 . Avant H.E.S.S., il n'existait pas de vestige de supernova connu identifié comme source γ , notamment par le détecteur EGRET, en raison de la sensibilité et de la résolution angulaire insuffisante des instruments utilisés. Aujourd'hui, le système H.E.S.S. a détecté plusieurs vestiges de supernovæ, dont RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622 (également connue sous le nom de Vela Junior). L'étude morphologique et spectrale de ces deux sources, comme on le verra par la suite, permet de contraindre les modèles d'émission ainsi que les paramètres les caractérisant (champ magnétique, densité du milieu...).

De plus amples détails sur l'accélération par onde de choc ainsi que sur les résultats les plus récents obtenus sur les vestiges de supernovæ avec H.E.S.S. seront présentés dans la partie IV.

5.2.2 Les pulsars

Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide. Comme on l'a vu précédemment, en fin de vie, les étoiles les plus massives voient leur cœur s'effondrer en étoile à neutrons lorsque la masse du cœur de fer la constituant dépasse la masse de Chandrasekhar. Cette étoile, de masse d'environ $1,4 M_{\odot}$, est maintenue en équilibre grâce à l'interaction forte des neutrons qui constituent un liquide quantique de fermions.

Les pulsars ont des champs magnétiques atteignant 10^8 T et des périodes de rotation de quelques dizaines de millisecondes, en raison, respectivement, de la conservation du flux magnétique et du moment cinétique lors de l'effondrement de l'étoile massive. Ce sont des sites efficaces d'accélération des particules chargées et Goldreich et Julian proposèrent un mécanisme essayant d'expliquer leur émission [73]. Ainsi, dans ce modèle, l'étoile à neutrons en rotation est entourée d'une magnétosphère remplie par un plasma. Leur argument expliquant la présence d'un tel plasma utilise un calcul montrant que le rapport des forces électriques et gravitationnelles vaut, au pôle du pulsar par exemple, 5×10^8 pour un proton et 10^{12} pour un électron. Des charges vont donc être arrachées à la surface de l'étoile pour remplir la magnétosphère et l'extérieur de l'étoile ne peut être vide. Les lignes de champ magnétique qui ne rencontrent pas le cylindre de lumière sont fermées, les autres ouvertes ; les

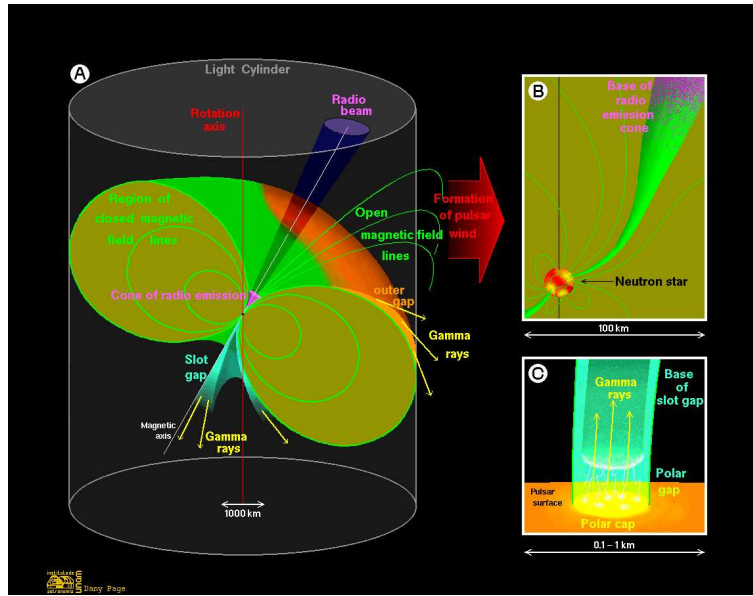


Figure 5.2: Diagramme d'un pulsar représentant son axe de rotation, l'axe du champ magnétique ainsi que les lignes de champ magnétique et les cavités accélératrices (cavités polaires ou "polar gap", et cavités externes ou "outer gap").

particules s'échappent alors à l'infini en spiralant le long des lignes de champ ouvertes. Cependant, dans la configuration de Goldreich et Julian, le champ électrique et le champ magnétique sont perpendiculaires. Ainsi, le champ électrique n'est pas en mesure d'accélérer les particules puisque celles-ci suivent les lignes du champ magnétique (en raison de l'énorme valeur du champ magnétique). Une solution pour susciter un processus d'accélération est de postuler que des charges s'échappent de la magnétosphère, ce qui provoque l'apparition de vastes régions vides de charges, au sein desquelles les champs ne sont plus perpendiculaires. Ces cavités ne peuvent survivre qu'en des zones bien précises de la magnétosphère : les pôles magnétiques (cavités polaires) de l'étoile à neutrons et des régions situées dans la magnétosphère lointaine près du cylindre de lumière (cavités externes). Pour de plus amples détails, le lecteur se référera à la référence [81].

Si on se place dans le cadre d'une cavité polaire, on peut calculer de façon simple la différence de potentiel entre le bord de la calotte polaire et le pôle de l'étoile :

$$\Delta V = \frac{B_p \Omega^2 R^3}{2c} \quad (5.1)$$

En prenant des valeurs caractéristiques d'un pulsar ; soit $B_p = 10^8$ T, $R = 10$ km et $\Omega = 10$ rad s⁻¹, on obtient $e\Delta V/2 \sim 10^{13}$ eV ! La figure 5.2 donne une représentation schématique de ce phénomène. L'énergie colossale mise en jeu permet de comprendre pourquoi certains pulsars sont des sources X et de gamma intenses. On voit également que les pulsars sont des sources potentielles pour l'accélération des rayons cosmiques.

Nous comptons aujourd'hui environ 1500 pulsars connus dans le domaine de la radio alors que seuls 7 ont été détectés dans le domaine γ (principalement par EGRET) parmi lesquelles le Crabe, Vela et Geminga. Cette quête du signal γ dans le domaine des hautes énergies est en effet très complexe, le signal périodique γ étant très faible. La distribution en énergie des émissions périodiques atteint en général son maximum dans la région du GeV et semble décroître aux alentours de 10 GeV. De fait, jusqu'à présent, aucun signal périodique n'a été observé au dessus de 100 GeV par les détecteurs Tcherenkov au sol.

5.2.3 Les plérions

Quelques pulsars comme ceux du Crabe ou de Vela se trouvent au cœur d'une nébuleuse synchrotron, résidu de l'ancienne supernova ayant donné naissance à l'étoile à neutrons. L'intérieur de ces objets, observés en radio, présente un rayonnement synchrotron intense, contrairement aux vestiges de supernovæ en coquilles où l'émission est localisée à la périphérie. Aussi les désigne-t-on sous le nom de plérions (mot qui vient du Grec et signifie "plein"). On explique la présence d'électrons de haute énergie dans la nébuleuse par le scénario suivant : le pulsar émet un vent intense de paires e^+e^- qui crée, dans la nébuleuse elle-même, une onde de choc pouvant accélérer les électrons jusqu'à des énergies très élevées (pour plus d'informations sur l'accélération des particules par onde de choc se reporter à la partie IV). Il n'est donc pas étonnant que les plérions émettent également un signal γ non périodique observé jusqu'aux très hautes énergies. Ainsi, le spectre de la nébuleuse du Crabe possède deux larges bosses :

- la première s'étend de la radio jusqu'au domaine du MeV. Elle est généralement attribuée au rayonnement synchrotron des électrons accélérés dans la nébuleuse,
- la deuxième se situe dans le domaine des très hautes énergies ; elle est attribuée généralement à l'effet Compton inverse des photons synchrotron sur les électrons qui leur ont donné naissance : c'est le mécanisme d'auto-comptonisation ("Synchrotron-Self Compton").

La figure 5.3, tirée de la référence [87] présente la modélisation du signal du Crabe par une émission synchrotron et une émission synchrotron-self Compton : elle s'adapte très bien aux nombreuses données obtenues sur le Crabe dans les diverses longueurs d'onde. Cette figure illustre bien le fait que des particules sont accélérées jusqu'au PeV dans ces objets : ils sont donc une cible d'étude pour les détecteurs Tcherenkov. Ainsi, on compte aujourd'hui plusieurs plérions détectés au TeV, en particulier par H.E.S.S. : la nébuleuse du Crabe, MSH 15-52, G0.9+0.1, HESS J1825-137 et HESS J1616-508. Les trois derniers, ayant la particularité d'avoir été détectés lors du relevé systématique du plan galactique ou dans le champ de vue d'une autre source étudiée par H.E.S.S. (pour G0.9+0.1), n'étaient donc pas attendus a priori comme source γ .

Par ailleurs, du fait de la relative stabilité de leur émission, les plérions peuvent jouer le rôle de chandelle standard pour les télescopes à effet Tcherenkov et seront certainement d'une grande aide lors de l'inter-calibration entre GLAST et H.E.S.S.. Il suffirait de trouver un plérion dont le flux est assez élevé et se trouvant à un angle zénithal convenable.

5.2.4 Les sources non identifiées

Comme on l'a vu, la majorité des sources EGRET n'a pas de contrepartie connue. De nombreuses études ont cherché à déterminer les modèles de distributions spatiales compatibles avec les sources observées et ont révélé une corrélation significative avec la ceinture de Gould : 40 ± 5 sources non identifiées sont associées avec la ceinture de Gould [77]. Cette ceinture est une structure locale en expansion dans laquelle la densité d'étoiles massives jeunes est importante.

Ces résultats ont cependant été remis en cause récemment. En effet, une comparaison des données HI, CO (traceurs des nuages moléculaires et atomiques, ainsi que de l'émission thermique des poussières) et γ (provenant de l'interaction des rayons cosmiques avec les gaz) dans la Galaxie a permis de découvrir une nouvelle fraction de nuages de gaz et de poussières froides [76]. Ainsi, cette nouvelle contribution était invisible en HI et CO mais détectée en γ . Comme les γ du fond diffus galactique et extragalactique contribuent pour près de 90% des photons détectés par EGRET, le contenu en gaz et en photons ambiants dans la Galaxie est crucial lors de l'analyse des données puisque cette dernière repose sur une modélisation de l'émission diffuse. Ainsi, en utilisant un nouveau modèle de fond

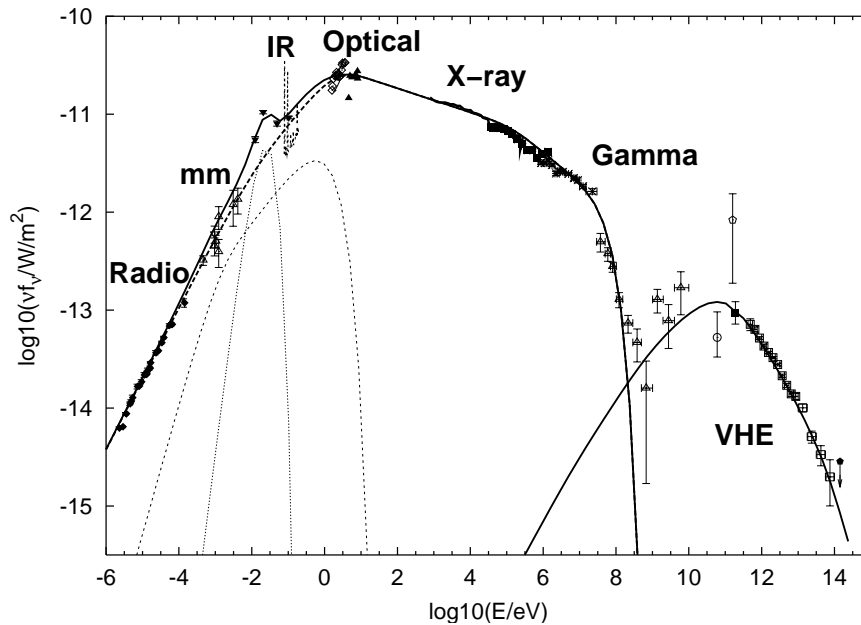


Figure 5.3: Modélisation de l'émission provenant de la nébuleuse du Crabe superposée aux données multi longueurs d'onde (IRAM, ISO, Chandra, ROSAT, EGRET et HEGRA).

diffus pour la recherche de sources ponctuelles, la majorité des sources associées avec la ceinture de Gould ne sont plus retrouvées [43]. Il semblerait alors qu'une cinquantaine de sources non identifiées d'EGRET ne soient plus significatives, ce qui change quelque peu le ciel γ offert par EGRET il y a quelques années, comme on peut le voir en figure 5.4.

Au TeV, H.E.S.S. a découvert 14 nouvelles sources en faisant un relevé systématique du plan galactique entre les longitudes -30° et 30° (figure 5.5) [11]; trois d'entre elles (HESS J1614-518, HESS J1702-420, HESS J1708-410) n'ont pas de contreparties connues à l'heure actuelle dans d'autres longueurs d'onde. Ni pulsar, ni vestige de supernova, ni source EGRET n'a pu leur être associé : elles forment ainsi, peut-être, une nouvelle classe de sources. Une étude de ces sources avec de nombreux instruments dans d'autres longueurs d'onde est donc cruciale. Par ailleurs, le relevé systématique du plan galactique avec HESS sera étendu à l'ensemble de la galaxie d'ici les prochaines années ; on espère donc détecter de nouvelles sources γ , ce qui permettrait de faire une étude comparative.

Enfin, on peut citer la source étendue ($\sim 5^\circ$) détectée par Milagro dans la région du Cygne à un niveau de confiance supérieur à 5σ [124]. La position de la région la plus brillante de cette nouvelle source au TeV coïncide avec deux sources non-identifiées d'EGRET (qui pourraient n'être en fait qu'une seule et même source). Ces découvertes récentes ouvrent ainsi un nouveau champ d'étude dans le domaine γ .

5.3 Les sources extragalactiques

5.3.1 Les blazars

Quelques pourcents de l'ensemble des galaxies sont dites actives, c'est à dire constituées d'un noyau plus lumineux que la galaxie hôte elle-même ; parmi celles-ci, certaines ($\sim 5\%$) présentent une

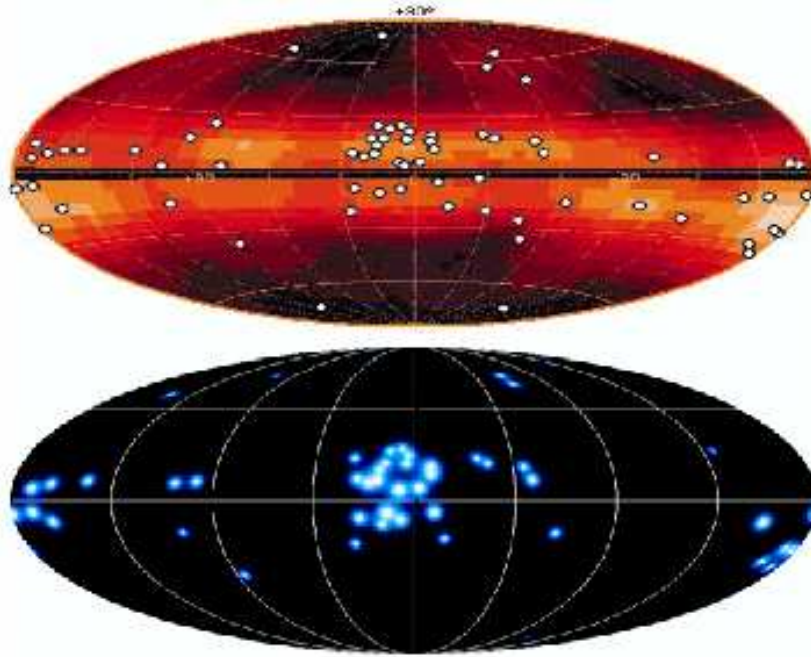


Figure 5.4: En haut : distribution en coordonnées galactiques des 67 sources non identifiées d’EGRET de latitude supérieure à $2,5^\circ$ retrouvées avec le nouveau modèle de fond diffus. En bas : distribution en coordonnées galactiques des 49 sources non identifiées d’EGRET de latitude supérieure à 5° qui ne passent plus les critères de sélection. Ces figures sont tirées de la référence [43].

forte activité radio associée à l’émission de jets de plasma relativistes sur de très grandes distances. Selon l’orientation du jet par rapport à l’observateur, la variabilité, la luminosité et le spectre de la source sont différents, c’est pourquoi il existe plusieurs classes de radiosources extragalactiques. Celle qui nous intéresse ici est la classe des blazars (1% des noyaux actifs de galaxie) pour lesquels le jet fait un angle relativement faible par rapport à l’angle de visée. Dans ce cas, la luminosité est amplifiée par effet Doppler et les temps des phénomènes prenant place dans le jet vont subir une contraction de Lorentz dans le référentiel de l’observateur. Le facteur Doppler géométrique pour une région d’émission se déplaçant dans un jet orienté selon un angle θ par rapport à la ligne de visée est donné par :

$$\delta = [\gamma_s(1 - \beta_s \cos \theta)]^{-1} \quad (5.2)$$

où γ_s est le facteur de Lorentz du plasma et $\beta_s c$ sa vitesse. La luminosité observée est alors égale à $\delta^4 L$ et les temps d’arrivée des photons sont contractés par un facteur $1/\gamma_s$, les fréquences étant décalées vers le bleu. Cet effet permet aux blazars d’être des sources de haute luminosité en γ . Ainsi, EGRET a détecté 66 noyaux actifs de galaxie et tous — sauf un, la radio-galaxie Centaurus A — sont des blazars [82].

Les spectres des blazars sont essentiellement dominés par l’émission non thermique des jets depuis le domaine radio jusqu’aux γ les plus énergétiques. La distribution en νF_ν (i.e. puissance reçue par unité de surface par intervalle logarithmique d’énergie) présente en général deux bosses comme on peut le voir en figure 5.6. La première peut atteindre son maximum entre l’infra-rouge et les X “mous”, tandis que la deuxième composante culmine entre le GeV et le TeV. La bosse à basse énergie est généralement attribuée au rayonnement synchrotron des électrons accélérés dans le jet. Inversement, l’origine de la bosse à haute énergie est plus controversée. Les mécanismes expliquant l’émission γ se partagent ainsi entre des modèles leptoniques et des modèles hadroniques :

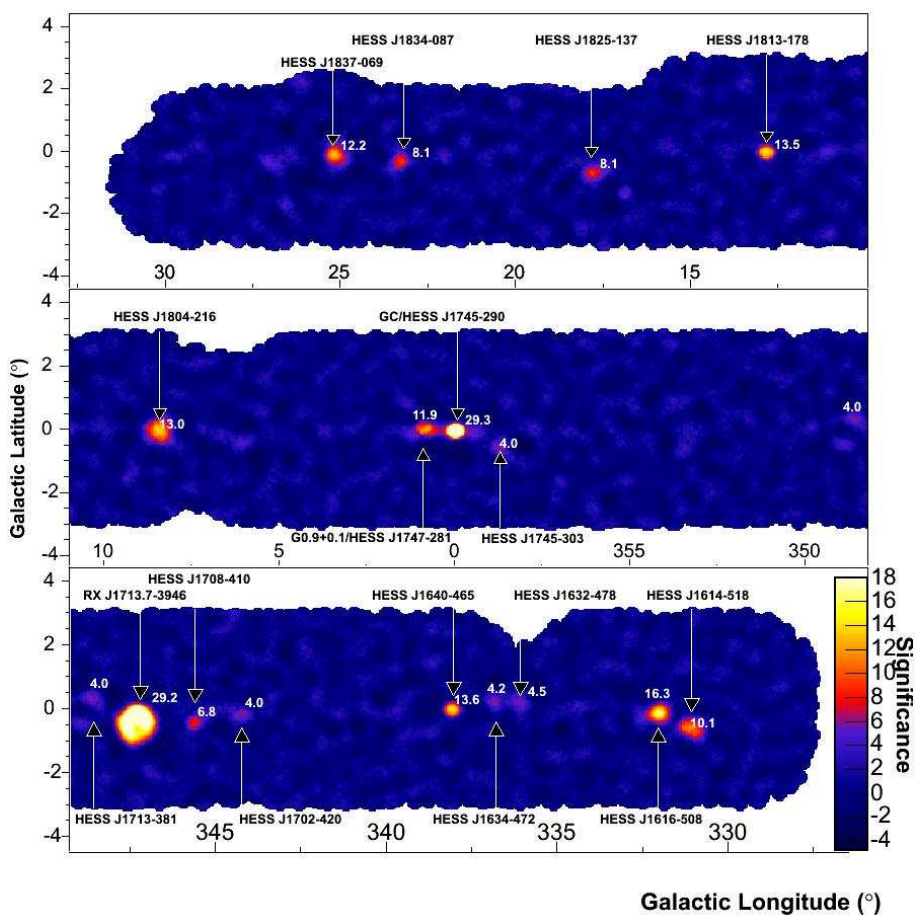


Figure 5.5: Carte de signification des sources γ détectées par H.E.S.S. durant le scan du plan galactique en 2004. Cette figure est tirée de la référence [11].

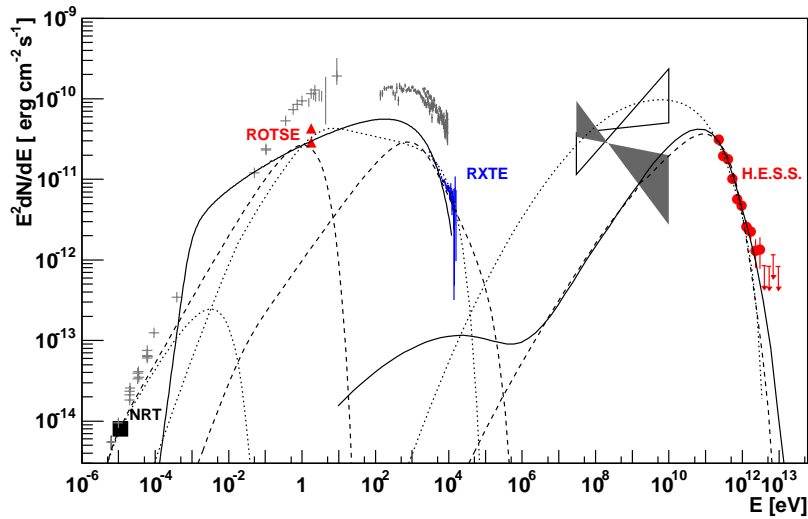


Figure 5.6: Distribution en énergie de PKS 2155-304 en $E^2 dN/dE$ (ou νF_ν) [8]. Les données radio de Nancy, optique du télescope ROTSE, X du satellite RXTE et γ de H.E.S.S. sont superposées à différents modèles d'émission. La ligne continue est un modèle hadronique, alors que les lignes tirées et pointillées sont deux modèles d'émission synchrotron - Compton inverse. Par ailleurs, des données d'archives provenant du détecteur EGRET et du satellite BeppoSAX sont aussi représentées mais ne sont pas utilisées pour contraindre la modélisation car la source n'était pas dans le même état spectral.

- Dans les modèles leptoniques, les électrons et positons accélérés interagissent avec un fond de photons à basse énergie et les propulsent dans le domaine γ par effet Compton inverse. Ainsi, les photons cibles peuvent être directement les photons créés par l'émission synchrotron des électrons qui leur ont donné naissance, des photons infra-rouge provenant du disque d'accrétion ou le fond cosmologique à 2,7 K.
- Les modèles hadroniques utilisent des protons accélérés jusqu'à 10^{19} eV. Ces protons vont interagir avec le champ de photons ambiant ainsi qu'avec les champs magnétiques environnants par divers processus : production de paires, émission synchrotron, photoproduction de hadrons, photoproduction de paires électron-positon... De même, lorsque le milieu est très fortement magnétisé, l'émission synchrotron des μ^\pm et des π^\pm (produit par photoproduction de pions) devient significative. Ainsi, ce modèle nécessite des champs magnétiques intenses ($B \gg 10$ G). De nombreux détails peuvent être trouvés dans la référence [128].

Ces deux approches sont utilisées par exemple pour la modélisation du blazar PKS 2155-304 (figure 5.6). On voit par ailleurs, que l'émission des blazars s'étend jusqu'à des énergies supérieures au TeV et sont donc intensivement observés par les détecteurs Tcherenkov. Aujourd'hui, on dénombre 10 blazars connus au TeV : Mrk 421, Mrk 501, 1ES 1426+428, 1ES 2344+514, 1ES 1959+650, PKS 2155-304, PKS 2005-489, 1ES 1101-232, H 2356-309, les trois derniers ayant été détectés pour la première fois par le système H.E.S.S.. Par ailleurs, 1ES 1101-232 ($z=0.186$) et H 2356-309 ($z=0.165$) sont les blazars les plus distants à avoir été observés dans le domaine γ . Ces deux blazars permettent de contraindre le fond extragalactique dans le domaine optique et infra-rouge proche [9]. En effet, les γ issus de ces blazars vont interagir avec les photons du fond infrarouge et optique extragalactique et créer des paires e^+e^- par production de paires, comme on l'a vu au chapitre 3.4.

5.3.2 Les sursauts γ

Les sursauts gamma ont été découverts par les satellites VELA (conçus à l'origine pour observer les émissions liées aux explosions atomiques dans l'atmosphère) à la fin des années 60. Un sursaut gamma est une émission courte (de quelques millisecondes à quelques centaines de secondes) mais intense de γ de basse énergie (généralement entre 100 keV et 1 MeV). Après leur découverte, les sursauts gamma ont été activement observés par divers satellites γ . Ainsi, le détecteur BATSE à bord du satellite CGRO en a détecté plus de 2500 en neuf années d'observation (de 1991 à 2000), soit près d'un par jour. La distribution de ces sursauts suivant une distribution isotrope dans le ciel, BATSE offrait ainsi la première indication d'une origine extragalactique de ces phénomènes. La preuve définitive fut obtenue en 1997 grâce au satellite Beppo-SAX qui détecta les premières contreparties en rayons X quelques heures après le sursaut avec une précision de l'ordre de quelques minutes d'arc. Les coordonnées de l'émission pouvaient ensuite être distribuées aux observatoires, ce qui permit de découvrir les premières contreparties radio et optique. On a pu aussi, dans des cas favorables, identifier la galaxie-hôte et en mesurer le décalage spectral. Pour plusieurs sursauts, ce décalage était grand, indiquant que le phénomène se produisait à des distances cosmologiques ($z \sim 0,3 - 4,5$), donc avec des luminosités γ intrinsèques considérables : une énergie équivalente à $0,1 M_{\odot}$ est convertie en une seconde environ en rayonnement γ ¹. Il faut noter que BATSE a permis de distinguer deux types de sursauts γ : les sursauts courts (d'environ 0.2 s de durée) et les sursauts longs (de quelques secondes). Seuls ces derniers étaient connus pour avoir des contreparties X et optiques, qui ont permis de les associer à l'explosion d'étoiles massives, les hypernovæ [143]. En revanche, les sursauts courts sont longtemps restés un mystère avant la détection récente d'une contrepartie X et optique d'un sursaut court [154]. Cette détection a permis d'identifier pour la première fois la galaxie hôte et sa distance ($z \sim 0,16$), montrant qu'au moins certains sursauts courts sont produits à des distances cosmologiques et pourraient être dus à la coalescence de systèmes binaires compacts.

Par ailleurs, pour que la variation rapide de l'intensité γ au cours d'un sursaut soit compatible avec la haute luminosité, il faut admettre que la région émettrice avance vers l'observateur avec un mouvement relativiste. Dans les sursauts γ , les facteurs de Lorentz sont de l'ordre de quelques centaines, ce qui en fait des candidats sérieux pour l'accélération des rayons cosmiques.

Pour ce qui concerne le domaine des hautes et très hautes énergies, quelques sursauts ont été détectés par EGRET ; le GRB970417a semble aussi avoir été vu par MILAGRITO [21]. Une telle détection nécessiterait des photons γ d'énergie supérieure à 650 GeV. Par ailleurs, les télescopes à effet Tche-renkov n'ont pas encore pu observer de signal γ provenant de ces sources mais elles restent, malgré tout, des candidats sérieux.

5.4 Les émissions diffuses de γ

5.4.1 Le fond diffus galactique

Le rayonnement γ diffus de notre galaxie fut découvert en 1968 par G.W. Clark avec le satellite OSO-3 [47]. À haute énergie, ce rayonnement est principalement produit par les rayons cosmiques par interaction avec la matière et les champs de rayonnements interstellaires lors de leur propagation dans la galaxie. On modélise le fond diffus γ au travers de trois processus : le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) et la diffusion Compton inverse des électrons, ainsi que la désintégration en deux photons γ des π^0 produits par collision des protons avec la matière interstellaire. Une revue de Strong

¹Cette valeur est calculée en supposant une émission de γ sur tout l'angle solide, or celle-ci est collimée.

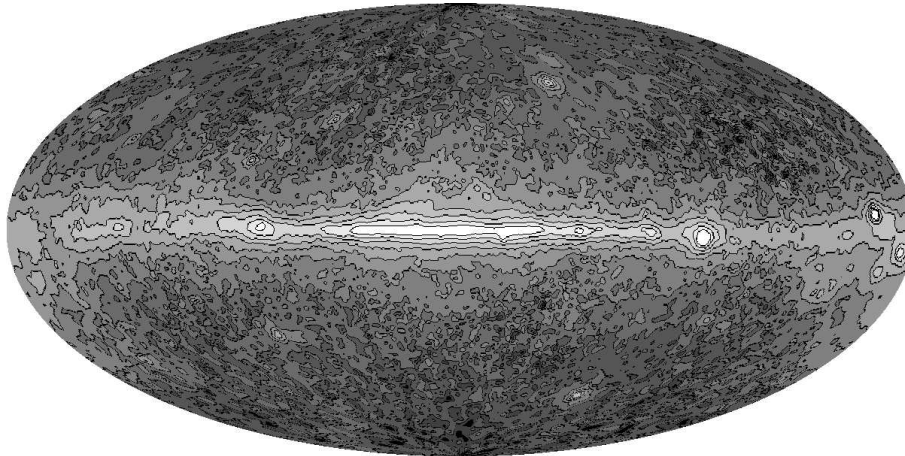


Figure 5.7: *Intensité du fond diffus γ galactique vue par EGRET au dessus de 100 MeV. Cette figure est tirée de [55].*

et al. [112] permettra au lecteur intéressé d'avoir une étude plus complète. De nombreuses informations complémentaires sur les rayons cosmiques peuvent être obtenues en étudiant la distribution spatiale de l'émission γ diffuse. En particulier, les champs de rayonnement radio, infrarouge et visible étant moins concentrés dans le disque galactique que la matière, la distribution en latitude de l'émission liée à la diffusion Compton inverse devrait être plus étendue que celle du bremsstrahlung et de la désintégration des π^0 . La spectro-imagerie à partir des satellites tels que INTEGRAL puis bientôt GLAST, mais aussi à partir des détecteurs Tcherenkov, devrait permettre de préciser les contributions respectives de ces trois processus et ainsi de contraindre les modèles. En effet, récemment Milagro a détecté une émission diffuse provenant du plan galactique à un niveau de confiance de $4,5\sigma$ [66]. Le flux intégré mesuré à partir de ces données est de $\phi(> 3TeV) = (6.4 \pm 1.4 \pm 2.1) \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$, il serait compatible avec une extrapolation, à ces énergies, du flux obtenu par EGRET. Par ailleurs, le système H.E.S.S. a lui aussi révélé une émission diffuse au centre de la galaxie à un niveau de confiance de 14.6σ [12]. Cette émission, étendue en longitude mais aussi en latitude (extension de l'ordre de 0.2°), est bien décrite par un spectre en loi de puissance d'indice $2.29 \pm 0.07_{stat} \pm 0.20_{sys}$. Par ailleurs, une forte corrélation entre l'émission γ et la densité en gaz est directement visible sur la figure 5.8. Ce résultat, qui favorise ainsi l'hypothèse hadronique (création de γ par interaction p-p), est donc fondamental.

5.4.2 Le fond diffus extragalactique

De la radio jusqu'au domaine γ , les observations ont mis en évidence la présence d'une émission diffuse extragalactique. Ainsi, les satellites SAS-2 et COS B furent les premiers à détecter cette émission au-delà de 100 MeV. À leur suite, avec une sensibilité dix fois meilleure, EGRET a pu affiner les mesures du fond diffus extragalactique et a observé une émission isotrope, de distribution en énergie caractérisée par une loi de puissance d'indice spectral $2.10 \pm 0,03$ de 30 MeV à 100 GeV. Le flux intégré au dessus de 100 MeV est de $(1.45 \pm 0,05) \times 10^{-5} \text{ photons cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (figure 5.9) [142]. Il est très vraisemblable que ce fond trouve son origine dans diverses classes d'objets extragalactiques non résolus dont les noyaux actifs de galaxie pourraient représenter une fraction importante (de 25% à 100%). D'autres hypothèses plus exotiques tentent d'expliquer ce fond telle que celle de l'annihilation de particules massives à interaction faible (WIMPs) dans l'Univers primordial, auquel cas l'émission devrait présenter une raie et une coupure autour de l'énergie de masse du WIMP.

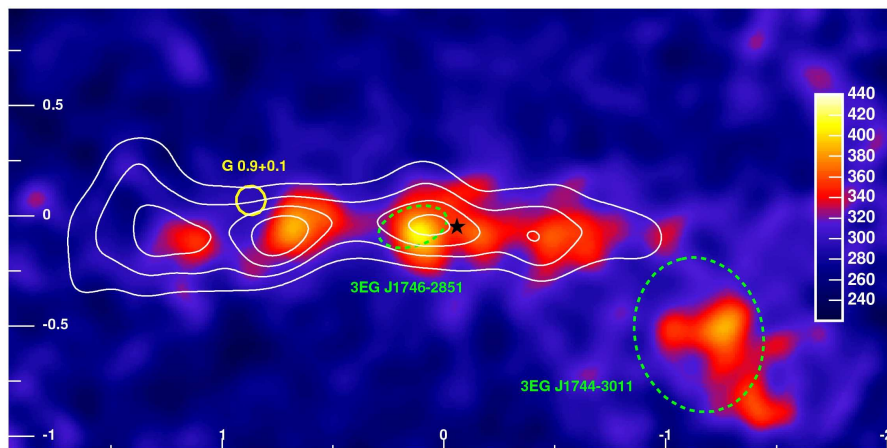


Figure 5.8: Carte de la région du Centre Galactique en nombre de gamma après soustraction du signal γ émis par les sources G0.9+0.1 et HESS J1745-290. Les contours blancs correspondent à la densité en gaz moléculaires (tracée par l'émission en CS).

Concluons sur un résultat récent : une contamination due à l'émission du halo galactique a été mise en évidence conduisant à une nouvelle détermination du fond γ extragalactique [145] légèrement différente de celle obtenue par Sreekumar et al. [142] (figure 5.10). Ainsi, le spectre comprendrait deux composantes : une loi de puissance d'indice -2.33 puis une bosse aux énergies de l'ordre de quelques GeV. GLAST avec sa gamme dynamique comprise entre 100 MeV et 300 GeV devrait bientôt nous donner de nouvelles réponses.

5.5 Conclusion

L'Astronomie γ , est une astronomie jeune qui a déjà fait d'énormes progrès ces 20 dernières années grâce aux observations par satellite (tels que EGRET) et par les détecteurs Tcherenkov, notamment le système stéréoscopique H.E.S.S.. Ces progrès sont liés à des améliorations techniques mais aussi à l'arrivée de nouvelles méthodes d'analyse qui tirent pleinement profit de l'ensemble des informations disponibles (comme on le verra en section III). Cependant, malgré ces succès, de nombreuses études n'ont toujours pas abouti et nous ne connaissons toujours pas la contribution des différents accélérateurs potentiels au spectre du rayonnement cosmique. Les vestiges de supernovæ sont-ils les accélérateurs principaux des rayons cosmiques, au moins jusqu'au genou ? N'y-a-t-il qu'une classe d'objets permettant de créer le spectre du rayonnement cosmique ? C'est dans le cadre de cette recherche que nous aborderons le cas des vestiges de supernovæ dans ce manuscrit.

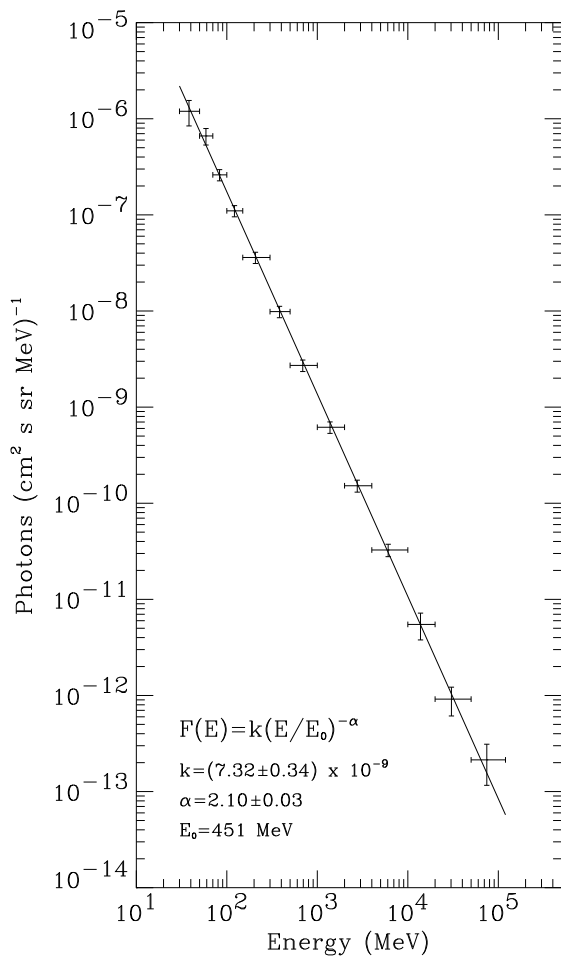


Figure 5.9: Spectre du fond diffus extragalactique mesuré par EGRET entre 30 MeV et 100 GeV [142].

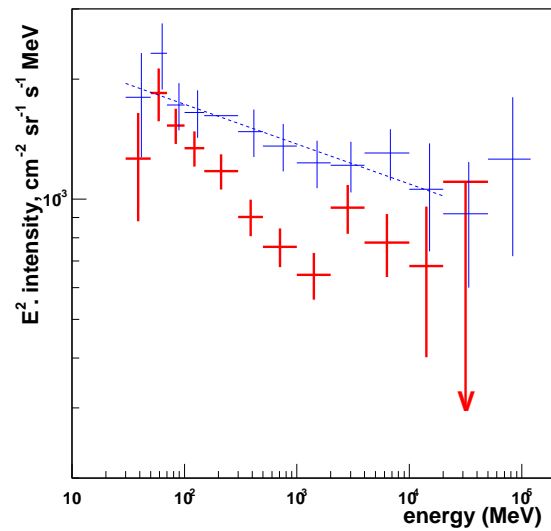


Figure 5.10: Comparaison du nouveau spectre de l'émission diffuse extragalactique [145] avec celui obtenu par Sreekumar et al. [142] (en bleu, au-dessus).

Deuxième partie

**L'expérience H.E.S.S., un instrument de
troisième génération**

CHAPITRE

6

La technique d'imagerie Tcherenkov

Sommaire

| | |
|--|-----------|
| 6.1 Développement des gerbes électromagnétiques | 55 |
| 6.1.1 Développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique | 56 |
| 6.1.2 Développement latéral d'une gerbe électromagnétique | 57 |
| 6.2 Les gerbes hadroniques | 58 |
| 6.3 Principales différences entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques | 59 |
| 6.4 Le rayonnement Tcherenkov | 61 |
| 6.5 La technique d'imagerie Tcherenkov | 61 |

Comme on l'a vu précédemment, la détection des γ par satellite devient impossible au-dessus de 100 GeV, leur flux devenant trop faible. À ces énergies, on utilise donc une technique indirecte de détection au sol, en mettant à profit la grande gerbe de particules secondaires créée par interaction du rayon gamma incident (ou du rayon cosmique incident) dans la haute atmosphère. Ces grandes gerbes ont été mises en évidence en 1938 par Pierre Auger et ses collaborateurs [23].

Ce chapitre a pour objectif de décrire brièvement le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques ainsi que le mécanisme de formation et de détection du rayonnement Tcherenkov. Les principales caractéristiques des gerbes, utiles par la suite, seront explicitées.

6.1 Développement des gerbes électromagnétiques

Un photon gamma pénétrant dans l'atmosphère produit une paire électron-positon suite à l'interaction avec le champ de noyaux présents dans celle-ci. Les électrons et positons produisent à leur tour des γ par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) suivant un processus du même type.

Les principaux processus intervenant dans le développement d'une gerbe électromagnétique sont les suivants :

- le rayonnement de freinage des électrons et positons (bremsstrahlung); en passant dans le champ coulombien d'un noyau, ces particules perdent de l'énergie en émettant un photon ;
- la conversion de photons de haute énergie en paires e^+e^- , qui est également l'effet du champ coulombien des noyaux ;
- les petites déviations angulaires des électrons et positons également dues au champ coulombien des noyaux (diffusion multiple) qui déterminent le développement latéral de la gerbe ;
- la perte d'énergie des électrons et positons due à l'ionisation ou l'excitation des atomes ;

Dans les trois premiers processus, une seule longueur caractéristique intervient : la longueur de radiation X_0 . La longueur de radiation de l'air sec vaut $X_0 = 36.7 \text{ g/cm}^2$.

6.1.1 Développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique

La figure 6.1 présente une modélisation très simpliste d'une gerbe électromagnétique qui permet d'expliquer son profil longitudinal. Dans ce modèle, dit de Heitler [83], on suppose que tout électron a donné naissance par bremsstrahlung, au bout d'une longueur de radiation, à un électron et à un photon ayant chacun la moitié d'énergie de leur parent. On suppose de même que tout photon a donné naissance, au bout d'une longueur de radiation, à une paire e^+e^- , chaque électron de la paire ayant aussi la moitié de l'énergie du photon parent. Soit E_0 l'énergie de la particule primaire ; à chaque longueur de radiation, le nombre de particules double ; après t longueurs de radiation il y a donc 2^t particules dont l'énergie vaut $E = \frac{E_0}{2^t}$. De la relation $t \ln(2) = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right)$ déduite de ce modèle simpliste, on peut conclure que l'épaisseur $t_m(E)$ où les particules d'énergies proches de E sont les plus nombreuses est de l'ordre de $\ln(E_0/E)$. De plus cette multiplication de particules cesse dès que E atteint l'énergie critique E_c , énergie pour laquelle les électrons sont portés à l'arrêt en une longueur de radiation par les pertes d'ionisation ; elle vaut 84.2 MeV dans l'air. On en déduit que le développement maximal de la gerbe est atteint en moyenne pour une épaisseur traversée (exprimée en nombre de longueurs de radiation) :

$$t_{max} \sim \ln(E_0/E_c)$$

Rossi et Greisen ont développé une théorie analytique décrivant le développement longitudinal d'une gerbe en négligeant les pertes par ionisation : c'est l'approximation A. Elle décrit correctement la phase de développement de la gerbe au cours de laquelle le nombre d'électrons et de photons secondaires croît rapidement et où les pertes d'énergie des électrons par rayonnement dominant. Cependant, quand un électron atteint l'énergie critique E_c , les pertes par ionisation suffisent à l'arrêter en une longueur de radiation. On peut donc prévoir que l'approximation A décrite plus haut doit assez bien reproduire les distributions pour $E > E_c$. Les simulations tenant compte des pertes d'énergie par ionisation justifient a posteriori cette prévision. Leurs résultats sont bien décrits par une formule semi-empirique donnant le nombre total moyen \bar{N}_e d'électrons pour une épaisseur traversée t , appelée formule de Greisen :

$$\bar{N}_e(t) = \frac{0,31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (6.1)$$

avec

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad \text{et} \quad s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (6.2)$$

Dans l'intervalle de validité des formules précédentes (âge de la gerbe $s < 2$), cette fonction est positive pour $s < 1$, s'annule pour $s = 1$ et est négative ensuite. On en conclut que le nombre moyen d'électrons est maximal pour $s = 1$, donc pour $t = y$ et on retrouve donc un développement maximal de gerbe pour :

$$t_{max} = y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad \text{et} \quad s(t_{max}) = 1 \quad (6.3)$$

Ce résultat est effectivement vérifié dans les simulations détaillées des gerbes ; il est aussi retrouvé dans les résultats obtenus par la méthode de reconstruction tridimensionnelle des gerbes électromagnétiques développées dans le cadre de cette thèse (partie III). La profondeur d'atmosphère du maximum de gerbe vaut alors $X_{max} = X_0 \ln(E_0/E_c)$ (en $g.cm^{-2}$). On peut ainsi obtenir l'altitude du maximum de gerbe h_{max} en paramétrant la densité d'atmosphère ρ en fonction de l'altitude par une loi exponentielle $\rho \sim \rho_0 \exp(-h/h_0)$. L'altitude h_{max} vaut alors pour une gerbe verticale :

$$h_{max} \sim -h_0 \ln \left(\frac{X_0}{\rho_0 h_0} \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \right).$$

On obtient donc une dépendance en $\ln(\ln(E_0/E_c))$ de la hauteur du maximum de gerbe : cette altitude varie donc lentement dans le domaine d'énergie d'un télescope donné. Ainsi, en considérant $E_0=84.2$ MeV, $X_0=367$ kg/m^2 , $\rho_0=1.2$ kg/m^3 , on trouve $h_{max}=12$ km à 100 GeV et 10 km à 1 TeV. Ce développement longitudinal est l'un des aspects qui conditionne la forme de l'image de la gerbe dans le télescope.

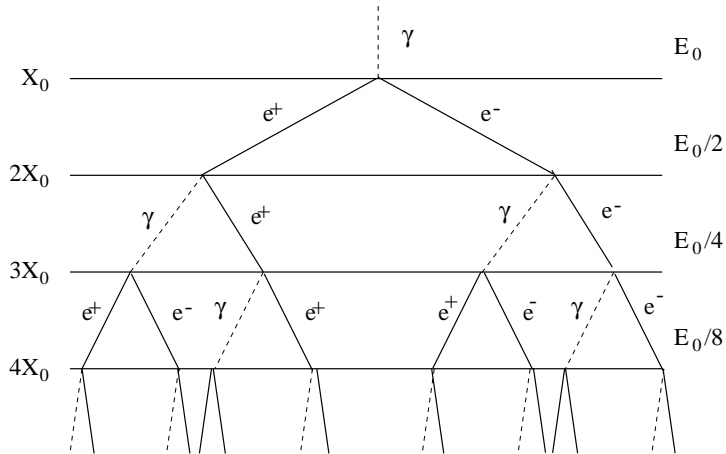


Figure 6.1: Modèle simpliste de cascade électromagnétique.

6.1.2 Développement latéral d'une gerbe électromagnétique

Le profil latéral d'une gerbe électromagnétique est quant à lui largement déterminé par la diffusion multiple des électrons dans les champs coulombiens des noyaux, les processus de bremsstrahlung et

de création de paires engendrant des déviations beaucoup plus faibles. L'extension latérale d'une gerbe électromagnétique est donc caractérisée par le rayon de Molière r_1 défini selon :

$$r_1 = \left(\frac{E_s}{E_c} \right) X_0 = 9.2 \text{ g cm}^{-2} \quad (6.4)$$

avec

$$E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV}$$

α étant la constante de structure fine.

La théorie analytique a été étendue au traitement de la distribution latérale des gerbes par J. Nishimura, K. Kamata et K. Greisen. Elle conduit à une définition de l'âge s de la gerbe quelque peu différente de celle que nous venons de voir dans la formule 6.2 par l'addition au dénominateur d'un terme en $\ln\left(\frac{r}{r_1}\right)$; en effet :

$$s = \frac{3t}{t + 2y + 2 \ln\left(\frac{r}{r_1}\right)}$$

La formule semi-empirique de Nishimura-Kamata-Greisen (ou NKG) donne la densité moyenne d'électrons $\bar{\rho}_N(r, t)$ par unité de surface perpendiculaire à l'axe et à la distance r de l'axe pour une épaisseur traversée t . Si $\bar{N}_e(t)$ est le nombre moyen d'électrons à t fixé, donné par la formule de Greisen (6.1), la formule NKG s'écrit :

$$\bar{\rho}_N(r, t) = \frac{\bar{N}_e(t)}{r_1^2} C(s) \left(\frac{r}{r_1} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_1} \right)^{s-9/2} \quad (6.5)$$

la quantité $C(s)$ étant fixée par la condition de normalisation : $2\pi \int_0^\infty \bar{\rho}_N(r, t) r dr = \bar{N}_e(t)$, ce qui permet de l'exprimer au moyen de la fonction eulérienne Γ :

$$C(s) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma(9/2 - s)}{\Gamma(s)\Gamma(9/2 - 2s)}$$

6.2 Les gerbes hadroniques

Lorsqu'un rayon cosmique pénètre dans l'atmosphère terrestre, il va lui aussi créer une grande gerbe dont le développement est bien différent de celui des gerbes engendrées par un γ , les hadrons interagissant principalement par interaction forte avec les noyaux des molécules d'oxygène ou d'azote de l'atmosphère. Dès sa première interaction il va ainsi créer des mésons tels que les pions et les kaons, mais aussi des protons secondaires et des neutrons. Ces particules secondaires vont à leur tour interagir avec les noyaux présents dans l'atmosphère, engendrant ainsi une cascade hadronique représentée figure 6.2.

Les π^0 , qui représentent environ un tiers des pions créés, jouent un rôle très particulier dans le développement des gerbes hadroniques : de durée de vie très courte ($\sim 10^{-16}$ s) ils se désintègrent presque instantanément en deux γ , engendrant ainsi des sous-gerbes électromagnétiques à l'intérieur de la gerbe hadronique (comme décrit dans le paragraphe précédent).

Les pions chargés (π^\pm) ont une durée de vie plus longue et se désintègrent principalement en muons (μ^\pm) et en neutrinos ; les muons, à leur tour, se désintègrent en électrons et en neutrinos. La durée de vie plus longue des pions chargés augmente la probabilité de créer de nouvelles interactions avec les noyaux des molécules d'air, ces interactions alimentant la cascade principale.

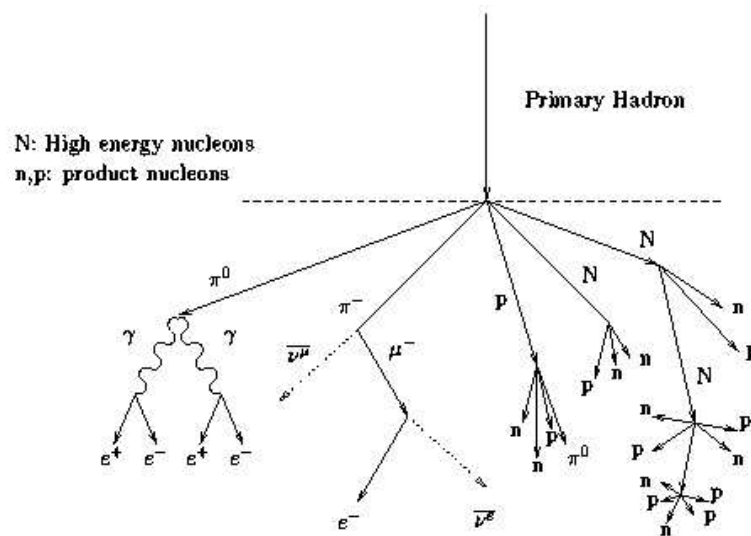


Figure 6.2: Développement d'une gerbe hadronique. La longueur des flèches est arbitraire.

6.3 Principales différences entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques

Le taux de déclenchement d'un télescope de H.E.S.S. est de l'ordre de 250 Hz à 40° du zénith (conditions optimales d'observation de la Nébuleuse du Crabe) alors que le nombre de γ attendu est d'environ 15 événements par minute. L'analyse d'images devra donc fournir un rapport d'efficacité de sélection gamma-hadron supérieur à 1000. Comment les imageurs Tcherenkov font-ils pour se débarrasser largement de la dominance du fond de rayons cosmiques (protons et noyaux) sur les γ ? Il existe heureusement des différences entre les gerbes hadroniques et les gerbes électromagnétiques :

- Comme on l'a vu précédemment, le développement latéral des gerbes électromagnétiques est déterminé par la diffusion multiple des électrons dans les champs coulombiens des noyaux de l'atmosphère terrestre. L'angle de diffusion moyen des électrons est très faible ce qui permet d'obtenir des gerbes très collimées. En revanche, les gerbes hadroniques sont souvent plus larges du fait des impulsions transverses nettement plus grandes mises en jeu dans les interactions nucléaires. La figure 6.3, tirée de simulations [119], illustre bien cette différence dans la largeur des gerbes électromagnétiques et hadroniques.
- En raison du grand nombre de particules secondaires et des faibles impulsions transverses mises en jeu dans les gerbes électromagnétiques, leur distribution latérale moyenne garde une symétrie de révolution autour de la direction incidente. Ceci contraste avec les gerbes hadroniques qui font intervenir des sous-gerbes électromagnétiques et hadroniques et sont donc soumises à de plus fortes fluctuations : l'évolution plus aléatoire de la gerbe hadronique lui fait perdre en général sa symétrie de révolution. Cette deuxième différence est aussi bien illustrée sur la figure 6.3.
- Enfin, les gerbes hadroniques sont souvent accompagnées de muons qui atteignent le sol dans la majorité des cas, leurs pertes d'énergie par ionisation étant très faibles.

Les propriétés précédentes n'ont pu être pleinement mises à profit que dans la technique d'imagerie Tcherenkov que nous abordons maintenant.

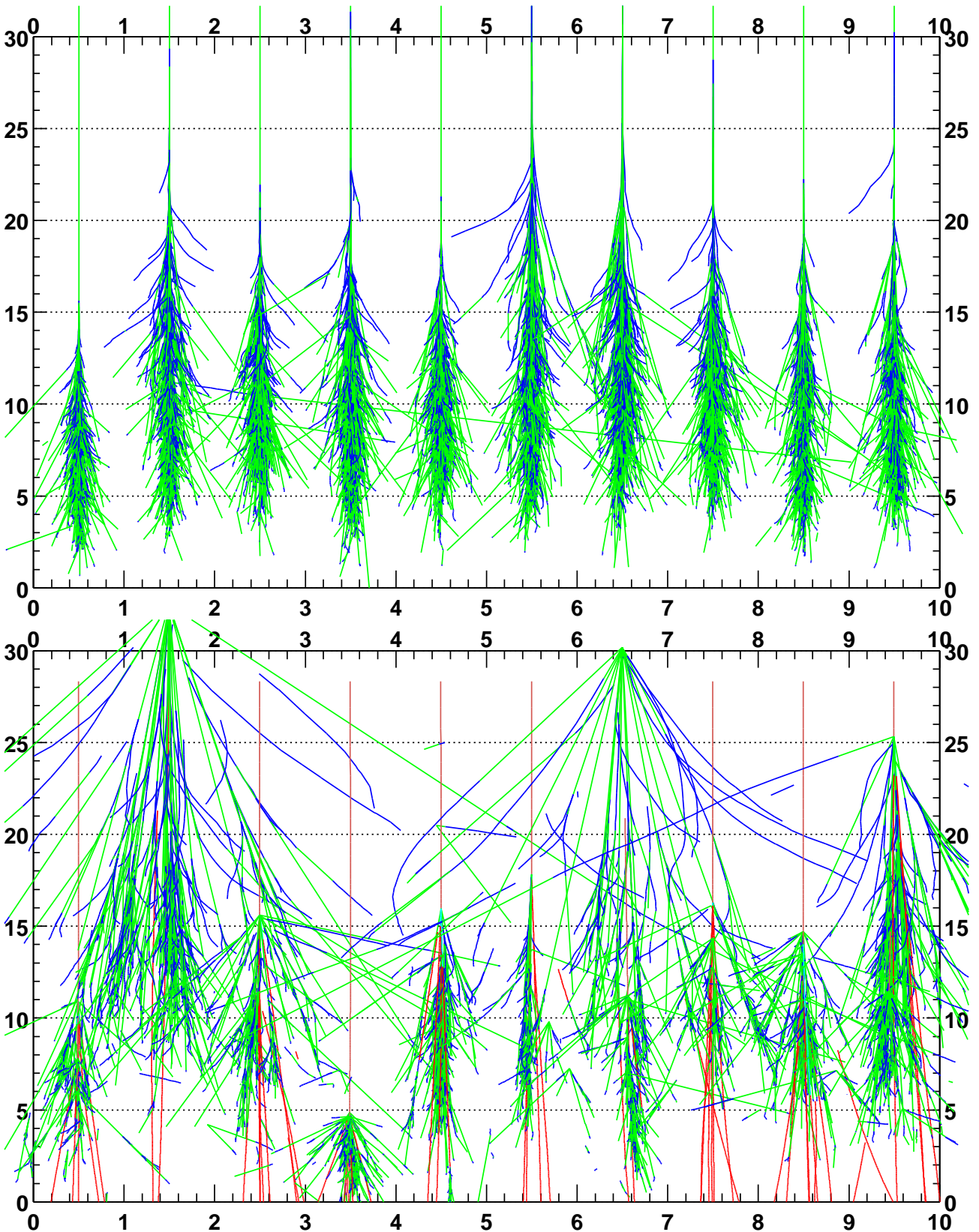


Figure 6.3: Comparaison des fluctuations intrinsèques des gerbes électromagnétiques (en haut) et des gerbes hadroniques (en bas). Les dix gerbes électromagnétiques de 300 GeV prises au hasard sont beaucoup plus ressemblantes les unes aux autres que les dix gerbes de protons de même énergie, représentées en-dessous. L'échelle verticale donne l'échelle en kilomètres depuis le niveau de la mer, et l'échelle horizontale s'entend également en kilomètres. Cette figure est tirée de [119].

6.4 Le rayonnement Tcherenkov

Lorsqu'un γ pénètre dans l'atmosphère, il engendre une cascade de particules secondaires détectables indirectement par le rayonnement Tcherenkov qu'elles émettent. En fait, l'effet Tcherenkov, connu depuis 1937 (découvert à cette date par les physiciens russes P.A. Tcherenkov et S.I. Vavilov), est l'équivalent, pour la lumière, du mur du son qui accompagne un avion supersonique : lorsqu'une particule chargée voyage dans un milieu diélectrique à une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, elle crée une onde de choc électromagnétique de forme conique. L'angle θ des rayons lumineux (perpendiculaires au front d'onde conique), par rapport à la direction de propagation de la particule, est donné en fonction de l'indice n de l'air par la relation :

$$\cos(\theta) = \frac{c}{v.n}$$

On obtient, à 10 km d'altitude, un angle maximum de l'ordre de $\theta_{max} \approx 12$ mrad. Pour une gerbe verticale se développant à 10 km d'altitude, le front s'étend donc, au niveau de la mer par exemple, jusqu'à 120 m de l'axe de la cascade. Le disque éclairé au sol par la lumière Tcherenkov a ainsi une surface de l'ordre de 5.10^4 m^2 , ordre de grandeur de la surface effective de détection d'un télescope à effet Tcherenkov atmosphérique.

Des simulations permettent aussi de calculer l'étalement en temps des photons d'une cascade électromagnétique lorsqu'ils arrivent au sol : il est de l'ordre de 3 à 8 ns. La brièveté du signal Tcherenkov est utilisée pour s'affranchir de la luminosité du ciel en utilisant des systèmes électroniques à déclenchement rapide.

Par ailleurs, pour émettre du rayonnement Tcherenkov, les particules doivent avoir une vitesse supérieure à c/n ; il existe donc une énergie-seuil en-dessous de laquelle une particule ne peut pas émettre de rayonnement Tcherenkov. On obtient le seuil en écrivant que $\cos(\theta) < 1$ dans la formule précédente. Cette énergie est donc de l'ordre de :

$$E_{seuil} \approx \frac{m_0.c^2}{\sqrt{2.\delta}}$$

où m_0 est la masse de la particule et $\delta=n-1$. On peut noter que le seuil d'émission Tcherenkov varie avec l'altitude (puisque'il dépend de l'indice de l'air), mais cet effet affecte peu l'estimation de l'énergie obtenue en comptant le nombre de photons : à haute altitude, le seuil est plus élevé mais les e^\pm ont une énergie bien plus élevée ; plus bas, la fraction d' e^\pm en dessous du seuil varie peu. Au niveau de la mer par exemple, le seuil d'émission des électrons est de l'ordre de 21 MeV (ce qui est très inférieur aux énergies que l'on désire mesurer).

Ce sont ces photons Tcherenkov que l'on va récupérer avec les détecteurs de HESS.

6.5 La technique d'imagerie Tcherenkov

Entre 100 GeV et 10 TeV, les gerbes atmosphériques se développent à une altitude typique de 10 km et leur extension longitudinale peut atteindre quelques kilomètres ; pour une altitude d'observation de 1000 à 2000 m, l'information parvenant au sol est cependant uniquement constituée par la lumière Tcherenkov, et par les muons pour les gerbes hadroniques. La technique de l'imagerie consiste alors à former l'image de la cascade de particules qui se développe dans l'atmosphère, en lumière Tcherenkov, dans le plan focal d'un grand miroir (figure 6.4).

L'un des objectifs essentiels d'un imageur Tcherenkov est d'avoir un seuil en énergie relativement bas afin de pouvoir accéder à l'astrophysique des sources au-dessus de ~ 100 GeV et de prendre ainsi

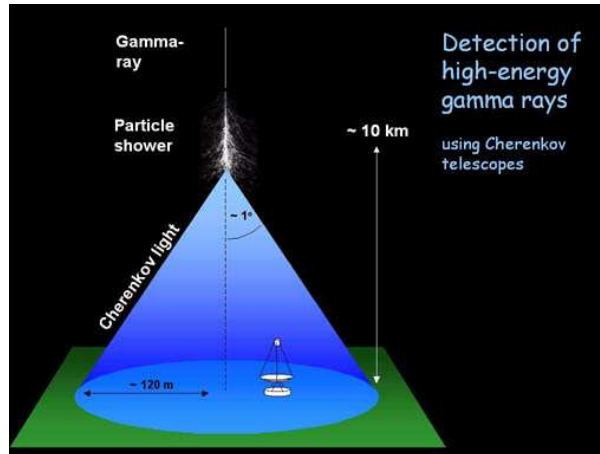


Figure 6.4: Schéma d'une cascade électromagnétique et du cône Tcherenkov émis. Attention les échelles verticales et horizontales sont différentes.

le relai de l'étude faite à partir des satellites tels que CGRO et bientôt GLAST. Le seuil en énergie d'un télescope Tcherenkov est limité par les fluctuations du bruit de fond de ciel (provenant essentiellement des étoiles et de la diffusion de la lumière d'origine terrestre). Ainsi les différents paramètres déterminants sont :

- la surface de collection de lumière A , i.e. la surface utile des miroirs,
- l'efficacité globale de détection des photons ϵ (atmosphère, miroir, photodétecteurs),
- le temps d'intégration Δt du signal dans les voies de lecture,
- le flux de photons de bruit de fond de ciel ϕ_{nsb} ,
- l'angle solide Ω couvert par un pixel.

On définit le seuil en énergie d'un télescope par l'énergie pour laquelle le signal Tcherenkov domine les fluctuations de fond :

$$E_{\text{seuil}} \propto \sqrt{\frac{\Omega \Delta t \phi_{\text{nsb}}}{A \epsilon}}$$

On verra au chapitre suivant comment l'expérience H.E.S.S. a choisi ces différents paramètres afin d'obtenir le seuil en énergie le plus bas possible.

CHAPITRE

7

Le système à effet Tcherenkov H.E.S.S.

Sommaire

| | | |
|-------------|---|-----------|
| 7.1 | La stéréoscopie | 64 |
| 7.2 | Le site : un emplacement privilégié | 66 |
| 7.3 | Les installations sur le site | 66 |
| 7.4 | Montures des télescopes et précision de pointé | 67 |
| 7.5 | Le miroir : une grande surface réfléchrice | 68 |
| 7.6 | Le grain fin des caméras de H.E.S.S. | 70 |
| 7.7 | L'électronique d'acquisition | 73 |
| 7.8 | Le système de déclenchement | 74 |
| | 7.8.1 Le système de déclenchement local | 75 |
| | 7.8.2 Le système de déclenchement central | 76 |
| | 7.8.3 Paramètres de déclenchement du système | 76 |
| | 7.8.4 Les performances du système | 78 |
| 7.9 | Les voies d'échantillonnage | 78 |
| 7.10 | La voie de lecture | 79 |
| 7.11 | Le déroulement des observations | 80 |

Le système H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est une expérience de troisième génération destinée à l'observation des γ dans le domaine d'énergie entre 100 GeV et plusieurs dizaines de TeV. Ce réseau comporte quatre télescopes, formant un carré de 120 m de côté, qui observent une gerbe électromagnétique simultanément. Le premier télescope a commencé à prendre des données en juin 2002 et l'installation s'est faite ensuite progressivement jusqu'à la mise en service complète des quatre télescopes en décembre 2003 (la figure 7.1 présente une vue des quatre télescopes de H.E.S.S.). Comme nous allons le voir plus en détail par la suite, ce projet est un véritable défi tant instrumental que physique. En effet, l'objectif est d'allier les différents points forts des expériences qui ont précédé H.E.S.S., à savoir la stéréoscopie comme HEGRA [51], de grands miroirs comme



Figure 7.1: *Vue des quatre télescopes de H.E.S.S. sur le site namibien.*

l'observatoire Whipple [158] et une caméra à grain fin associée à une électronique rapide comme l'expérience CAT [36]. Toutes ces caractéristiques permettent d'obtenir un seuil à l'analyse de l'ordre de 150 GeV au zénith.

Revenons plus en détail sur ces caractéristiques qui font de H.E.S.S., l'expérience Tcherenkov la plus sensible en 2006.

7.1 La stéréoscopie

En observant une gerbe de plusieurs points de vue, on évalue mieux d'éventuelles déviations par rapport à la symétrie de révolution et on mesure plus précisément son extension latérale, ce qui permet d'obtenir un rejet hadronique bien plus efficace que si on ne dispose que d'un seul télescope. Par ailleurs, la stéréoscopie permet aussi un rejet quasi intégral des événements muons au niveau du déclenchement, qui donnent rarement un signal dans plus de un télescope ; le trigger central permet donc de les rejeter. Enfin, la stéréoscopie permet une amélioration significative de la résolution angulaire et de la résolution en énergie grâce aux contraintes supplémentaires apportées par les différentes images contenues dans les télescopes. Ce dernier point est crucial et nous en verrons la portée dans la partie III.

Afin de maximiser les avantages apportés par la stéréoscopie, l'emplacement des différents télescopes fut soigneusement étudié :

- Déclenchement stéréoscopique : connaissant le rayon de la tache de lumière Tcherenkov au sol (~ 125 m), on peut maximiser la surface efficace de détection obtenue en exigeant le déclenchement d'au moins deux télescopes et en déduire une limite supérieure sur l'éloignement des télescopes. Ainsi, la figure 7.2 montre que pour un espacement des télescopes supérieur à 250 m, le déclenchement se fera exclusivement en mono-télescope.
- Rejet des événements muons et hadrons : les muons représentent $\sim 60\%$ des événements déclenchant un télescope. La figure 7.3 montre la distribution des paramètres d'impact de ces muons obtenue par simulation. Les distances au centre du télescope, contenant 90% et 99% des événements déclenchant le système, valent respectivement 80 m et 135 m (l'histogramme est bien décrit par une loi $\propto \rho \times \exp(-\rho/20 \text{ m})$ où ρ est la distance au centre du télescope). Ainsi,

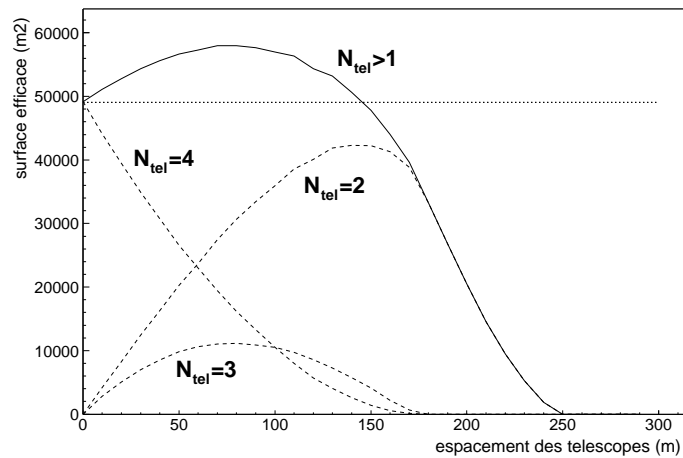


Figure 7.2: Surface efficace de détection pour au moins deux télescopes en coïncidence parmi quatre (trait plein) et pour exactement 2, 3 et 4 télescopes en coïncidence (en pointillé) en fonction de l'espacement des télescopes en considérant que la surface de détection d'un télescope est de $(\pi[125 \text{ m}]^2)$. Cette figure est tirée de la référence [78].

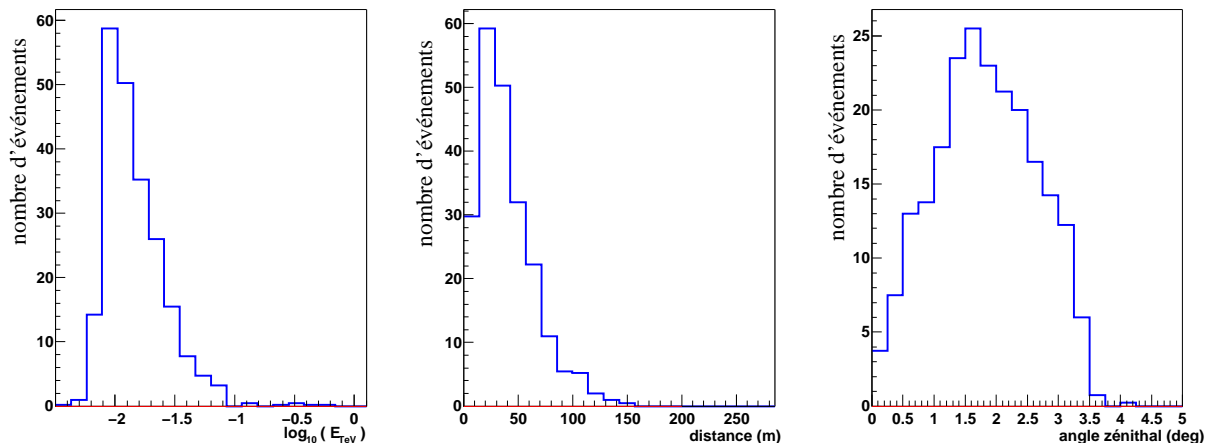


Figure 7.3: De gauche à droite : distributions en énergie, paramètres d'impact et angle d'incidence des muons déclenchant un télescope. Cette figure est tirée de la référence [78].

une séparation des télescopes de l'ordre de 100 m assure un bon rejet des muons. Par ailleurs, une gerbe hadronique donne souvent lieu à une composante électromagnétique visible par plusieurs télescopes, ainsi que des arcs de muons qui ne sont alors observés que par un télescope, ce qui permet de rejeter l'événement à l'analyse.

- Résolution angulaire et résolution en énergie : les avantages apportés par la stéréoscopie, à la fois concernant la résolution angulaire et la résolution en énergie, dépendent grandement de la séparation angulaire des axes des images obtenues dans les différentes caméras. En effet, plus l'angle stéréoscopique des images est proche de 90° , meilleure sera la reconstruction géométrique de la position de la source et de la position du paramètre d'impact. Ainsi, on en déduit que plus les télescopes sont éloignés et plus la reconstruction est précise ; on obtient alors une limite inférieure de l'ordre de 100 m sur la séparation des télescopes.

La distance de 120 m choisie dans l'expérience H.E.S.S. est donc un compromis entre ces différents critères.

7.2 Le site : un emplacement privilégié

L'expérience H.E.S.S. est située en Namibie à une centaine de kilomètres de la capitale Windhoek, à $23^{\circ} 16' 18,4'' S$ de latitude et $16^{\circ} 30' 00,8'' E$ de longitude. L'altitude du site de l'expérience est de 1800 ± 20 m. Cet emplacement a été choisi pour les raisons suivantes :

- Premièrement, la latitude du site (proche du tropique du Capricorne) nous donne une position privilégiée pour l'observation du Plan Galactique (figure 7.4).
- Par ailleurs, la qualité du ciel namibien est très bonne. En effet, le climat semi-désertique permet d'obtenir un ciel peu nuageux et une humidité faible [159]. Une étude a ainsi pu montrer que 57% des nuits sont sans nuages et que dans 94% des cas l'humidité est inférieure à 90%.

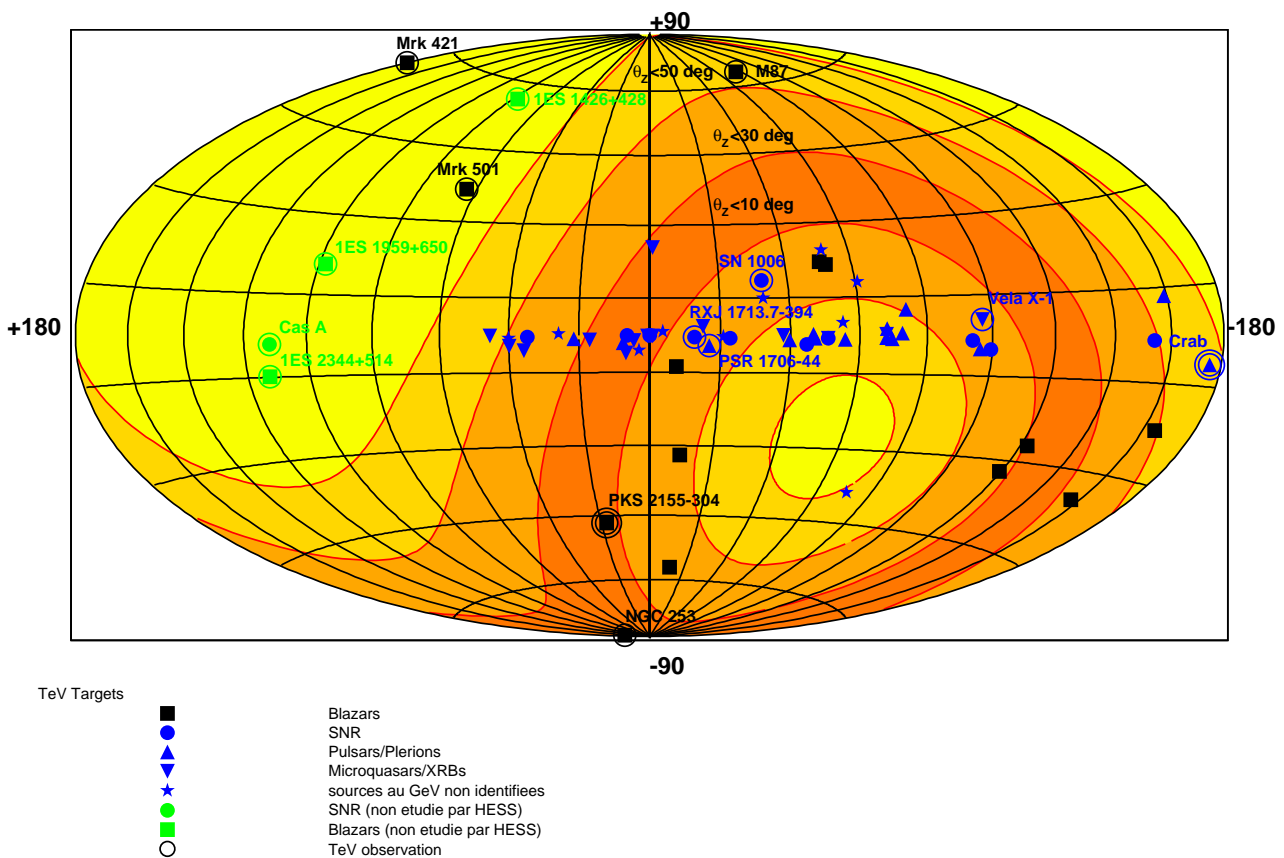


Figure 7.4: Les contours indiquent l'angle zénithal maximal de chaque région du ciel sur toute l'année. L'angle zénithal maximal est indiqué dans chaque bande. La bande la plus foncée correspond à la région observable à moins de 10° du zénith. Les bandes les plus claires correspondent aux régions observables à grand angle zénithal, $> 50^\circ$.

7.3 Les installations sur le site

La figure 7.5 montre la répartition des différents instruments et infrastructures sur le site. Chaque télescope est entouré de quatre paratonnerres et pourvu d'un hangar qui protège la caméra lorsque le système ne prend pas de données. Chaque télescope est relié au bâtiment de contrôle par trois fibres optiques et des câbles de puissance alimentés par un groupe électrogène. Le bâtiment de contrôle est

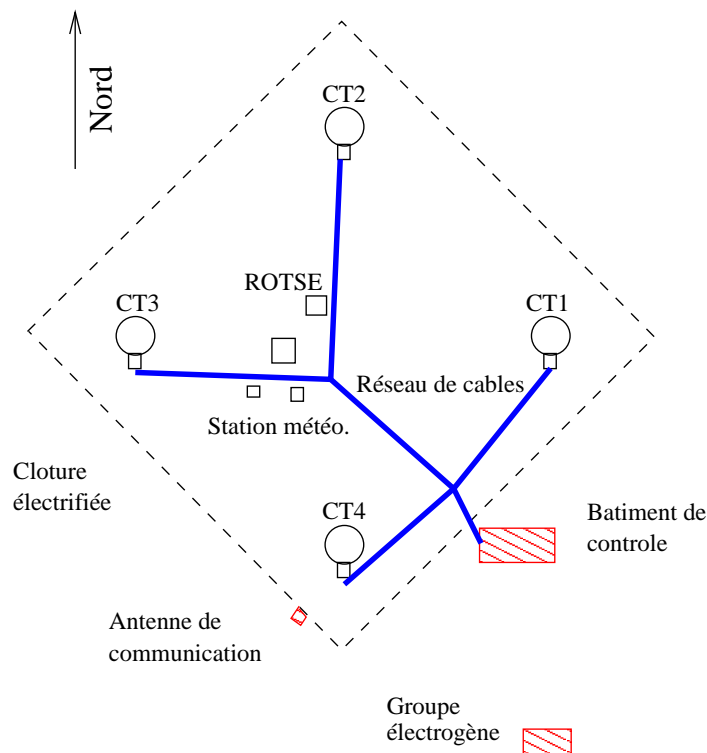


Figure 7.5: Agencement des différents instruments et infrastructures sur le site.

constitué d'une salle de commande de laquelle on suit l'état du système et la prise de données. Le système d'acquisition fonctionne sur une ferme d'une trentaine de PC bi- et quadri-processeurs à 850 MHz et 2 GHz. Les communications avec l'extérieur passent par une antenne micro-ondes à 145 kbits/s.

Les principaux instruments de la station météorologique sont décrits dans la section 8.5.2.

Le télescope ROTSE IIIc (Robotic Optical Transient Search Experiment), placé actuellement au centre du site, est principalement dédié au suivi des contreparties optiques de sursauts gamma. Il fonctionne depuis août 2003 et passe environ 30% de son temps d'observation au suivi des sources observées par H.E.S.S. (notamment les noyaux actifs de galaxie). Ce télescope de 45 cm fait partie d'un projet de grande ampleur financé en partie par la NASA : l'objectif est de placer plusieurs télescopes dans différents pays afin de pouvoir observer l'ensemble du ciel 24 heures sur 24. Aujourd'hui, quatre télescopes sont opérationnels : ROTSE IIIa en Australie, ROTSE IIIb aux Etats-Unis, ROTSE IIIc en Namibie, ROTSE IIIId en Turquie.

ATOM (Automatic Telescope for Optical Monitoring), télescope optique de 75 cm, est en cours d'installation sur le site de H.E.S.S. à l'extérieur du carré formé par les quatre détecteurs. Ce télescope fait partie du projet H.E.S.S. et servira principalement à l'observation de sources γ variables (telles que les noyaux actifs de galaxie).

7.4 Montures des télescopes et précision de pointé

La précision de pointé de l'instrument est cruciale car c'est elle qui va nous permettre d'obtenir une erreur la plus faible possible sur la direction de visée. Les montures du télescope sont

alt-azimuthales en acier (plus pratiques que les montures équatoriales) et permettent en principe de pointer n'importe quelle direction du ciel avec une précision inférieure à $10''$. Cependant, des systématiques, telles que la déformation de la structure mécanique, détériorent la précision de pointé. Un modèle de déformation mécanique des structures des télescopes est utilisé lors de l'analyse afin de corriger ces systématiques, au moins partiellement. Ce modèle, détaillé dans [70], est basé sur l'acquisition d'images d'étoiles brillantes, réfléchies par les miroirs sur le capot de la caméra de chaque télescope, par une caméra CCD placée au centre du miroir. Les positions des étoiles enregistrées sont déterminées à l'aide de photodiodes de positionnement placées sur les bords de chaque caméra, autour des photomultiplicateurs, puis comparées aux coordonnées réelles provenant du catalogue Hipparcos. L'observation de nombreuses étoiles permet alors d'obtenir un modèle retraçant l'erreur de pointé en fonction de l'azimuth et de l'altitude de pointé. La précision, après correction avec le modèle mécanique, est de l'ordre de $20''$. Cette erreur est extrêmement faible en comparaison à la résolution angulaire obtenue par les différentes méthodes d'analyse utilisées dans H.E.S.S. ($\sim 0,1^\circ$). La monture, schématisée en figure 7.6(a), a une masse totale de 37.7 tonnes. Les spécifications des montures sont résumées dans la table 7.1.

| | |
|---|---------------------------|
| Possibilité de déplacement en azimuth | 385° |
| Possibilité de déplacement en zénith | -35° à 175° |
| Vitesse de déplacement maximale | $100^\circ/\text{min}$ |
| Précision de pointé | 0.01° |
| Vitesse maximale du vent autorisée en prise de donnée | 50 km/h |
| Vitesse maximale du vent autorisée | 160 km/h |

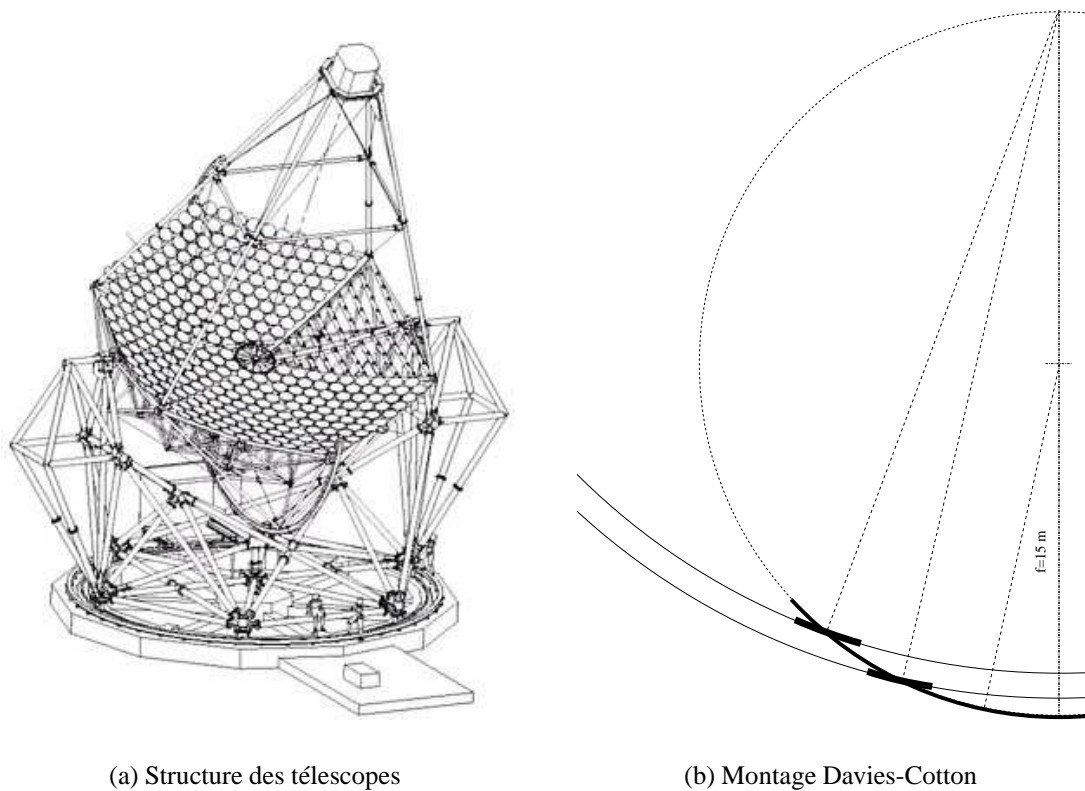
Table 7.1: Spécifications de la structure mécanique d'un télescope.

7.5 Le miroir : une grande surface réfléchissante

Plus la taille du miroir est grande et plus on baisse le seuil en énergie de l'instrument : la surface de collection des photons Tcherenkov est donc cruciale. Par ailleurs, le rapport Signal/Bruit est proportionnel à la racine carrée de la surface du miroir : ainsi plus le miroir est grand et plus on réduit l'influence de la luminosité du bruit de fond de ciel.

Afin de maximiser la surface de collection des photons, chaque réflecteur de H.E.S.S. est segmenté en 380 petits miroirs de 60 cm de diamètre, formant une surface totale de 108 m^2 . La focale est de 15 m et la réflectivité est supérieure à 80% pour les longueurs d'onde comprises entre 300 et 600 nm. La réflectivité des miroirs a été reconstruée sur le site au printemps 2004. Une diminution de 10% a été mesurée, qui peut être expliquée par un dépôt de poussière sur les miroirs. Cependant, les valeurs sont les mêmes pour les miroirs de CT3 (premier télescope à avoir été opérationnel) que pour les télescopes installés plus tard. Ceci semble indiquer que la réflectivité se stabilise autour de 70%.

Pour limiter les aberrations sphériques et les aberrations de coma, les miroirs sont assemblés suivant le montage Davies-Cotton schématisé sur la figure 7.6(b). Les centres C des miroirs sont disposés sur une calotte sphérique, dont le centre est le foyer F, de focale f (15 m). Chaque miroir est osculateur au paraboloïde de foyer F passant par C. Les axes optiques de chaque miroir concourent donc sur l'axe optique de la calotte, à une distance double de celle du foyer. Grâce à ce montage, la taille de l'image d'une source ponctuelle est inférieure à la taille d'un pixel de la caméra quelle que soit sa position dans le champ de vue et les images des cascades Tcherenkov ne sont pas dégradées, ce qui



(a) Structure des télescopes

(b) Montage Davies-Cotton

Figure 7.6: Schémas de la structure des télescopes de H.E.S.S. et du principe du montage de Davies-Cotton utilisées pour les miroirs.

est extrêmement important lors de l'étude de la morphologie d'une source étendue. Cependant, cette configuration introduit un supplément de dispersion temporelle pour les photons [86] par rapport à un miroir parabolique. Ce défaut de synchronisme reste cependant suffisamment faible (~ 1 ns) par rapport à la durée du signal Tcherenkov (~ 8 ns).

Chaque petit miroir est monté sur la structure alt-azimuthale via un élément composé de deux servomoteurs contrôlés à distance permettant leur alignement (figure 7.8). La procédure d'alignement des miroirs est décrite en [48] et schématisée sur la figure 7.7. Le télescope pointe vers une étoile de magnitude comprise entre -1.5 et 2. Chaque miroir renvoie une image individuelle de cette étoile dans le plan focal sur le capot fermé de la caméra. Une caméra CCD, placée au centre du miroir, enregistre l'image du plan focal. La direction de l'axe optique de chaque miroir est modifiée de telle sorte que les images individuelles de l'étoile ne forment qu'une seule image au foyer du télescope. Après alignement des miroirs, l'étalement de l'image d'une source ponctuelle fournit la fonction de résolution angulaire (en Anglais "Point Spread Function" ou PSF). Elle est présentée figure 7.9(a). Sa largeur peut être paramétrée par plusieurs grandeurs : l'écart-type σ_{proj} de la projection sur un axe (radial ou tangentiel¹) et le rayon $r_{80\%}$ d'un cercle autour du barycentre de l'image et contenant 80% de l'intensité totale. Le tableau 7.2 donne les mesures de la PSF sur axe, ainsi que les valeurs attendues dans les simulations et les valeurs maximales spécifiées. Les simulations reproduisent correctement la PSF ; par ailleurs, la taille de la PSF est bien inférieure à la taille des pixels de la caméra (2.8 mrad). En raison des aberrations de coma de l'instrument, la PSF dépend légèrement de la distance angulaire de

¹Lorsque la source n'est pas sur l'axe optique du télescope, la PSF est asymétrique : elle est plus étendue dans la direction radiale du réflecteur que dans la direction tangentielle. σ_{radial} et $\sigma_{tangential}$ sont les écarts-types de la PSF selon ces directions.

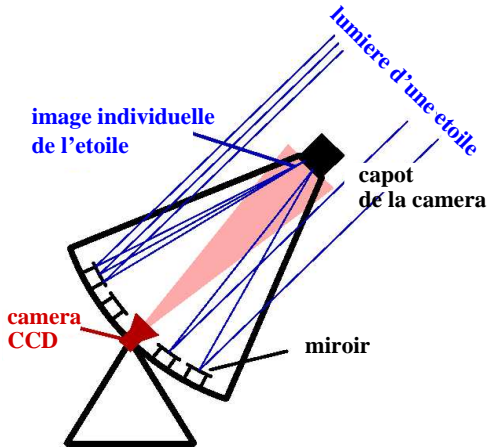


Figure 7.7: Chaque miroir, mobile, renvoie l'image d'une étoile sur le capot de la caméra. Ces images sont observées par une caméra CCD.

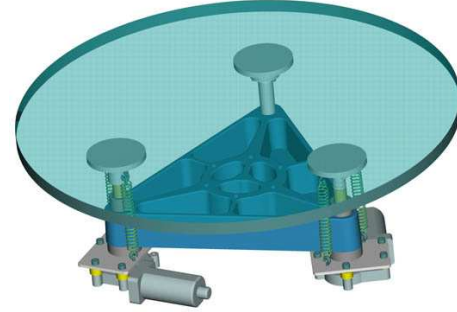


Figure 7.8: Principe de fixation des miroirs

l'étoile à l'axe optique 7.9(b). La structure mécanique se déformant sous l'effet de la gravité, la PSF dépend aussi de l'altitude de pointé 7.9(c). Pour les observations les plus usuelles, au-dessus de 45° d'altitude, la taille de la PSF varie de moins de 10%. L'évolution du paramètre $r_{80\%}$ est représentée sur la figure 7.9(d) pour les deux premiers télescopes de H.E.S.S.. La largeur de la PSF croît lentement (0.024 mrad (6%) par an). Ceci indique une stabilité à long terme de la structure des télescopes.

| paramètre | CT1 | CT2 | CT3 | CT4 | simulations | spécifications |
|------------------------|------|------|------|------|-------------|----------------|
| σ_{proj} (mrad) | 0.23 | 0.23 | 0.23 | 0.23 | 0.21 | ≤ 0.50 |
| $r_{80\%}$ (mrad) | 0.40 | 0.42 | 0.40 | 0.40 | 0.38 | ≤ 0.90 |

Table 7.2: Valeurs des paramètres de la PSF mesurée sur axe, comparés aux résultats de la simulation et aux spécifications demandées [49].

7.6 Le grain fin des caméras de H.E.S.S.

Les caméras [155] sont conçues pour enregistrer les images des gerbes atmosphériques en lumière Tcherenkov. Les critères de conception de la caméra sont une taille de pixels petite (0.16° ou 2.8 mrad) pour obtenir une bonne qualité d'image, un large champ de vue (5°) pour pouvoir observer des sources étendues et réaliser des recherches systématiques d'objets, une logique de déclenchement rapide pour limiter le temps de stockage des données, et une électronique d'acquisition rapide pour limiter la contribution du bruit de fond du ciel (~ 1 photoélectron par pixel en 10 ns).

La caméra (figure 7.11) a une longueur de 1.5 m et un diamètre de 1.6 m. Elle pèse 900 kg. La détection est obtenue au moyen de 960 photomultiplicateurs (PM) équipés de concentrateurs de lumière (ou cônes de Winston). Le rôle de ces cônes est double : d'une part ils augmentent la collection de lumière en réduisant la perte due à l'espace mort entre pixels, et en concentrant cette lumière sur la partie centrale de la photocathode, où l'efficacité quantique est maximale ; d'autre part, ils rejettent les photons dont l'angle d'incidence est trop grand ($\geq 30^\circ$), en supprimant notamment la contamination des signaux par la lumière d'albédo du sol.

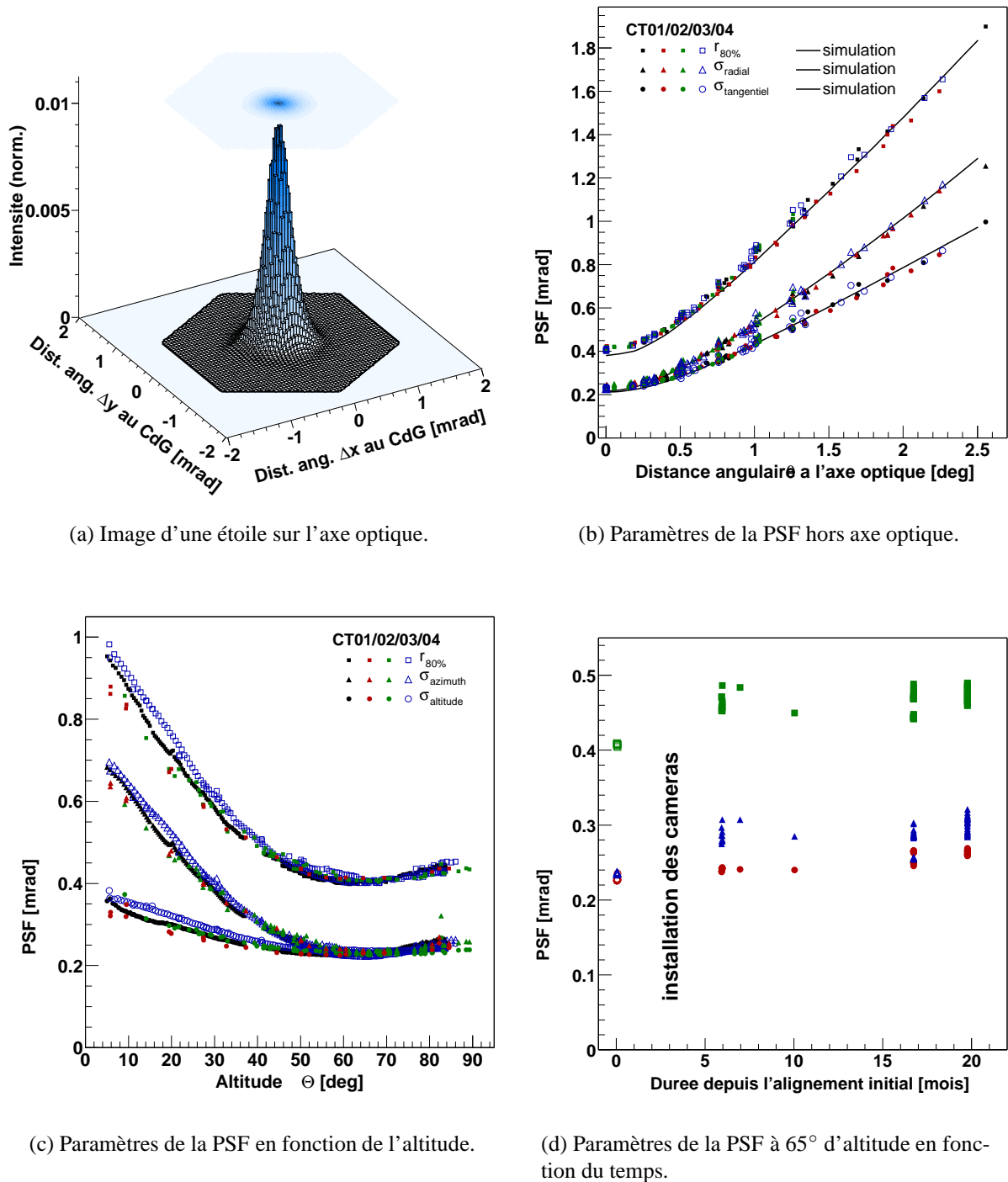


Figure 7.9: (a) Distribution de l'intensité lumineuse de l'image d'une étoile sur l'axe optique du télescope (CT4) : PSF. La bordure hexagonale représente la géométrie d'un pixel (rayon de ~ 1.4 mrad). Figures (a,b,c) : les couleurs correspondent aux différents télescopes ; les symboles indiquent différentes mesures de la PSF. (b) Evolution de la PSF hors axe optique [49]. Les simulations (courbes continues) reproduisent correctement les données. (c) Déformation de la PSF sur axe en fonction de l'altitude de pointé des télescopes [49]. (d) Evolution du paramètre $r_{80\%}$ à une altitude de 65° en fonction du temps pour les deux premiers télescopes de H.E.S.S..



Figure 7.10: Photographie d'un tiroir de la caméra de HESS ; le stylo présent au premier plan donne une idée de l'échelle.

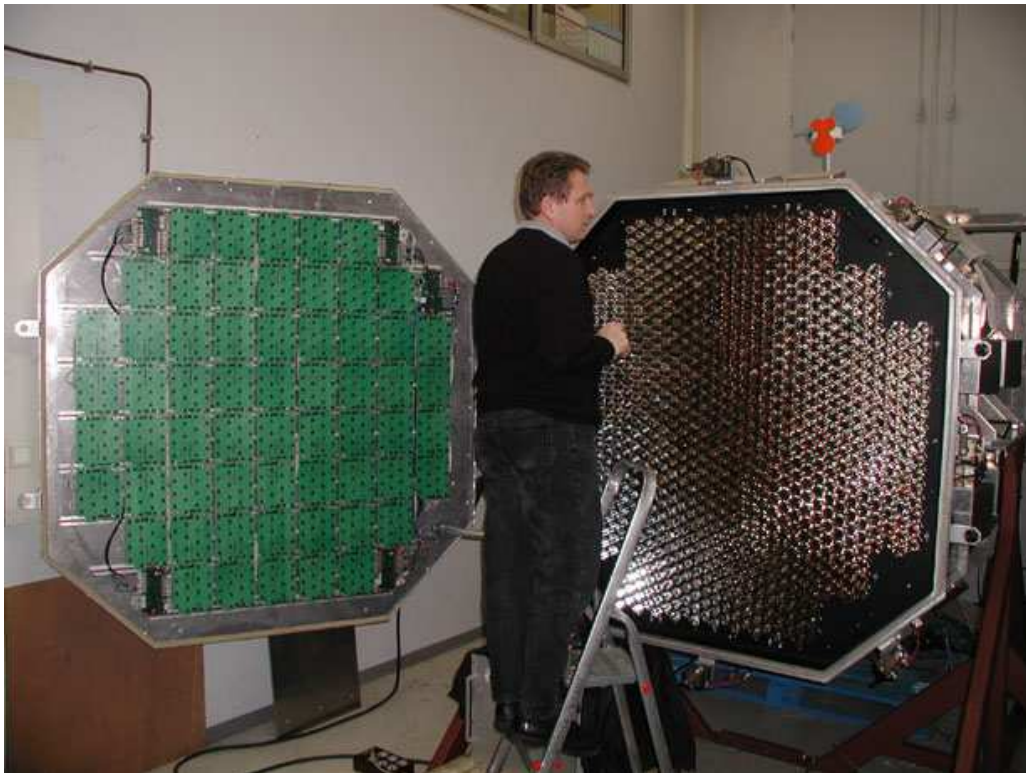
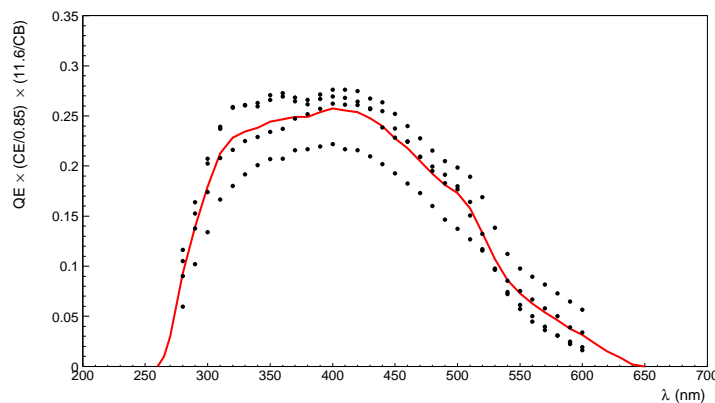


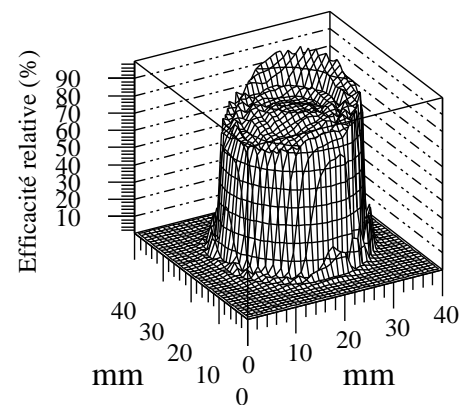
Figure 7.11: Photographie de la première caméra de H.E.S.S. (vue de face) pendant les tests au LPNHE.

Les photomultiplicateurs (PM) utilisés dans les caméras sont produits par l'entreprise Photonis, modèle XP2960 [97, 96]. Leur diamètre est de 28.5 mm pour une photocathode de 23 mm de diamètre. Deux caractéristiques des PM sont cruciales pour un détecteur Tcherenkov tel que H.E.S.S. :

- L'efficacité quantique : plus l'efficacité de collection de lumière est importante et plus le seuil en énergie du système est bas. La figure 7.12(b) présente l'efficacité quantique en fonction de la position d'arrivée des photons sur la photocathode. On aperçoit que la zone efficace de collection de lumière a un diamètre de 21 mm. L'efficacité de collection de lumière dans cette zone varie de moins de 10% et s'étend entre 250 et 650 nm, avec un pic à 27% à 380 nm (figure 7.12(a)).
- Le gain nominal du photomultiplicateur : il nous permet d'identifier le photoélectron unique après une amplification raisonnable dans la chaîne d'acquisition. Pour les PMs de H.E.S.S. le gain nominal est de 2×10^5 pour une haute tension (HV) de l'ordre de 1000 V.



(a) Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde.



(b) Efficacité quantique sur la photocathode.

Figure 7.12: (a) Efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde en nm pour quatre PMs. La courbe en trait plein représente la valeur moyenne. (b) Efficacité quantique relative en fonction de la position d'arrivée sur la photocathode à incidence nulle pour un PM.

7.7 L'électronique d'acquisition

Nous avons vu la nécessité d'une chaîne d'électronique rapide pour obtenir le seuil de détection le plus bas possible en énergie. Dans le cas de H.E.S.S., l'ensemble du système de déclenchement et d'acquisition se trouve dans la caméra, supprimant ainsi de longs câbles qui dégraderaient les signaux. Cette technique avait déjà été utilisée par l'expérience CAT.

Le dispositif électronique est ainsi situé en deux endroits distincts de la caméra :

- 60 tiroirs à l'avant de la caméra incluant 16 photomultiplicateurs chacun ainsi que l'électronique de lecture et de déclenchement local (figure 7.10) ; cette modularité facilite la maintenance,
- la baie électronique à l'arrière, contenant en particulier l'unité centrale de traitement (CPU : Central Processing Unit) et l'électronique de déclenchement global de la caméra.

Chacun des 60 tiroirs contient deux cartes analogiques, dites mémoires analogiques (MA), associées à huit photomultiplicateurs chacune. Ces cartes servent au transfert des données de contrôle (valeurs de

haute tension appliquées aux photomultiplicateurs, températures mesurées...) et sont montées sur une carte mère dite de “Slow Control”. Ces trois cartes sont en liaison avec deux interlocuteurs de la baie : le module de gestion principal gérant la caméra et le module réalisant la logique de déclenchement. La détection d’un événement est réalisée de la façon suivante : lorsque le nombre de photomultiplicateurs d’une même carte analogique qui détectent un signal en même temps est suffisant, un message est envoyé au module de déclenchement. Celui-ci élabore la logique de déclenchement globale. Si un événement est détecté, le module de déclenchement informe le module de gestion de la caméra et transmet les décisions de prise de données aux tiroirs. La figure 7.13 décrit les principaux échanges entre ces composantes.

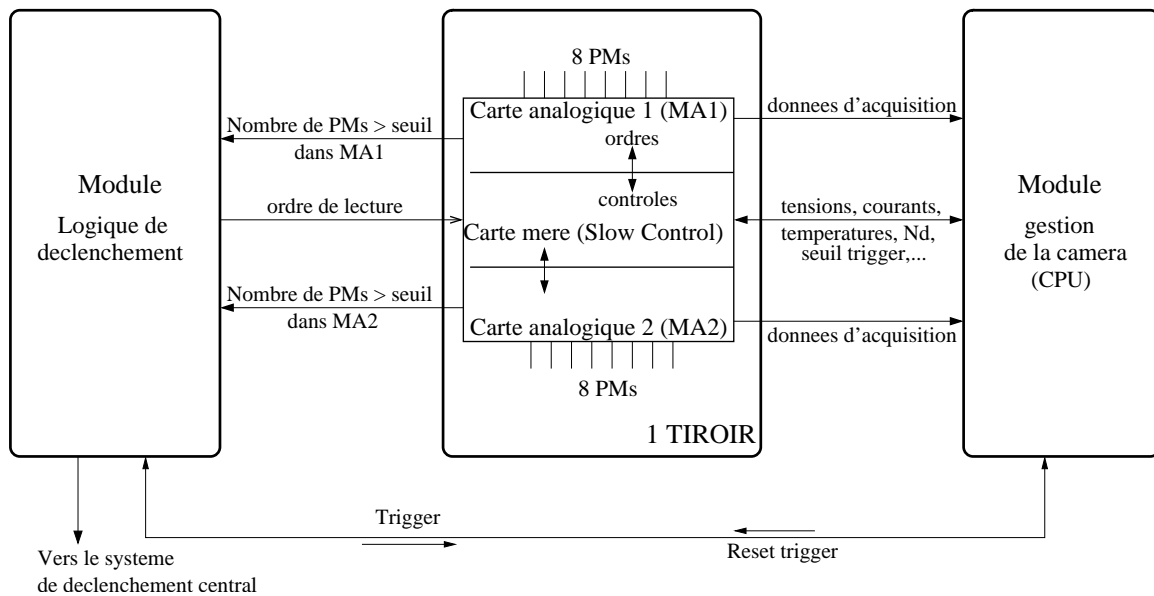


Figure 7.13: Les principales informations échangées entre les différentes parties de l’électronique de la caméra.

7.8 Le système de déclenchement

Le déclenchement d’un imageur Tcherenkov tel que H.E.S.S. a pour objectif de limiter l’enregistrement des données aux seuls événements correspondant à des gerbes. Il doit donc réduire le bruit de fond lié à la luminosité du ciel mais aussi aux événements muons qui ne déclenchent qu’un seul télescope en général.

Pour ce faire, le système de déclenchement de H.E.S.S. comporte deux niveaux :

- un déclenchement local : système où chaque caméra est déclenchée localement si le nombre de photomultiplicateurs d’une même carte analogique qui détectent un signal en même temps est suffisant,
- un déclenchement central où une coïncidence en temps des signaux de déclenchement de plusieurs télescopes est requise.

On obtient alors trois paramètres ajustables qui permettent de limiter le bruit de fond de ciel tout en gardant le seuil en énergie du système relativement bas :

- le seuil par pixel S_1 : nombre minimal de photoélectrons pour qu’un pixel contribue à l’élaboration du signal de déclenchement d’un secteur,

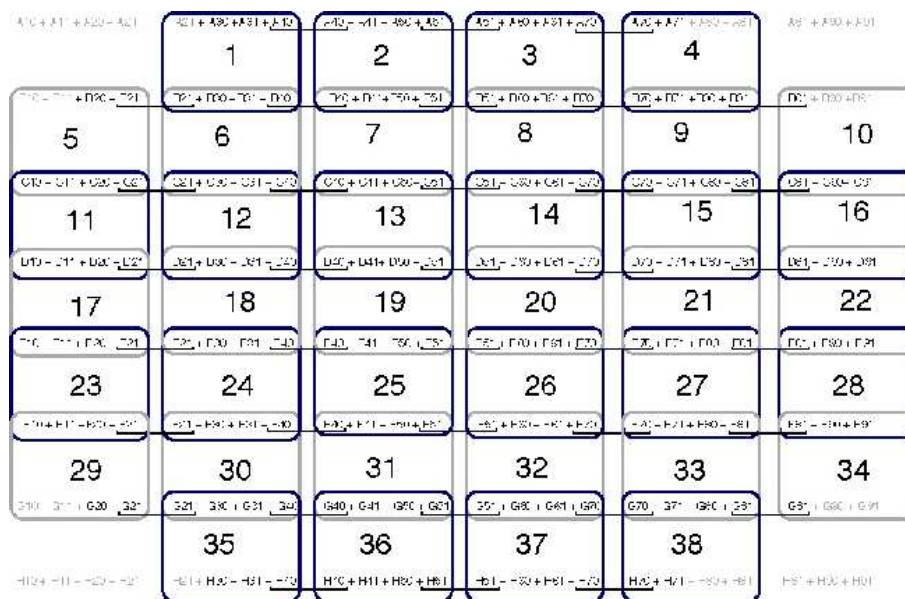


Figure 7.14: Répartition des 38 secteurs dans la caméra. A chaque colonne est attribuée une des six cartes de déclenchement.

- le seuil par secteur S_2 : nombre minimal de pixels par secteur pour que celui-ci déclenche la lecture des données de la caméra,
- le multiplicité de télescopes S_3 : nombre minimal de caméras déclenchées en coïncidence pour achever la lecture des données.

Après application des seuils S_1 et S_2 , le taux de déclenchement d'un télescope unique est dominé largement par le bruit de fond hadronique et muonique. La demande de coïncidence temporelle des déclenchements d'au moins deux télescopes permet de réduire ce bruit de fond significativement, en particulier le bruit de fond muonique. En effet, le rayonnement Tcherenkov émis par les muons isolés qui tombent à proximité d'un télescope peut le déclencher mais la probabilité qu'un muon éclaire deux télescopes à la fois est très faible.

7.8.1 Le système de déclenchement local

La logique de ce premier niveau de déclenchement est basée sur une sectorisation de la caméra. La taille d'un secteur est définie de façon à maximiser la probabilité de déclenchement d'une gerbe gamma tout en minimisant la probabilité de déclencher sur du bruit de fond. La taille idéale d'un secteur est celle de l'image d'une gerbe γ . Ces dernières ont une taille de l'ordre de 1° , ce qui correspond à 6 pixels. Enfin, les secteurs doivent se recouvrir pour ne pas perdre d'efficacité de déclenchement pour une gerbe de γ située entre deux secteurs. 38 secteurs ont ainsi été définis dont la répartition sur la caméra est représentée figure 7.14. Chaque secteur regroupe 64 PMs.

La logique est donc la suivante : dans le module de déclenchement de la caméra, le nombre de pixels dépassant le seuil S_1 est compté pour chaque secteur. Ce dernier nombre est comparé au seuil S_2 . Si l'un des secteurs a un nombre de pixels activés suffisant, la carte envoie un signal d'arrêt d'échantillonnage à chaque tiroir et le traitement des données débute. Celui-ci peut être interrompu, pendant les premières $10 \mu\text{s}$, par un signal 'Fast Clear' extérieur si aucun autre télescope n'a déclenché en coïncidence.

7.8.2 Le système de déclenchement central

Les informations de déclenchement des différentes caméras sont envoyées au module local du système de déclenchement central. Si une coïncidence entre les caméras est validée, le module central envoie un signal de confirmation à tous les télescopes. Les données de toutes les caméras ayant participé à cette coïncidence sont alors enregistrées. Le temps mort total, comprenant les ordres d'interruptions et les processus d'acquisition des données, est de $\sim 446 \mu\text{s}$. Dans le cas où il n'y a pas de coïncidence, le module central ne réagit pas. Le module local du/des télescope(s) ayant déclenché(s) adresse un message *Fast Clear* à la caméra $5.5 \mu\text{s}$ après le déclenchement de la caméra. Dans ce cas, la lecture des ARS est arrêtée et l'échantillonnage reprend.

La logique du déclenchement central dépend donc fortement de la largeur de la fenêtre de coïncidence : elle doit être assez grande pour ne pas perdre d'événements mais pas trop pour limiter le nombre de coïncidences fortuites. La taille minimale est donnée par la dispersion en temps d'arrivée des signaux des télescopes au module central. Cette dispersion vient de la largeur et de la courbure du front Tcherenkov et du champ de vue des caméras. Pour H.E.S.S., cette dispersion est de l'ordre de 10 ns. Lorsqu'une caméra est déclenchée, un signal est envoyé au module central :

- un signal “active pulse” de 80 ns si la caméra est active,
- un signal “busy” de 40 ns si la caméra s'est déclenchée tout en n'étant pas disponible pour traiter la lecture de l'événement.

Pour que la coïncidence soit validée, il faut qu'il y ait un recouvrement temporel d'au moins 10 ns entre les signaux envoyés par les différentes caméras. Pour des taux de déclenchement de chaque caméra de l'ordre de 1 kHz et pour un déclenchement de 2 télescopes parmi 4, elle introduit un taux acceptable de coïncidences fortuites de l'ordre de 1 Hz.

7.8.3 Paramètres de déclenchement du système

Nous avons donc trois paramètres programmables pour ajuster le déclenchement du système : le seuil en photoélectron par pixel (S_1), le seuil en pixels par secteur de caméra (S_2) et le seuil en multiplicité de télescopes (S_3). Il faut les ajuster précisément, le but étant d'obtenir un seuil assez bas tout en gardant un système stable (taux de déclenchement du système aux environs de 300 Hz) avec peu de temps mort (< 20 Hz).

Ainsi, si les seuils sont trop bas, le système est déclenché par les événements fortuits liés aux fluctuations de fond du ciel : le taux de déclenchement est alors beaucoup trop élevé et instable. À l'inverse, lorsque les seuils sont élevés, le système n'est plus sensible aux gerbes de faible amplitude Tcherenkov, qui sont généralement des gerbes de basse énergie ou des gerbes à plus grand paramètre d'impact. Il en résulterait alors une augmentation du seuil en énergie du système et une diminution de la surface efficace de détection.

Ces effets sont illustrés sur les figures 7.15 et 7.16. On peut y observer deux régimes de fonctionnement : une loi de puissance pour les seuils supérieurs à 4 photoélectrons et une augmentation rapide en-deçà (qui correspond aux déclenchements aléatoires sur le bruit de fond de ciel). Les valeurs choisies pour les seuils se situent à la transition entre ces deux composantes afin d'avoir le seuil en énergie le plus bas possible. Dans H.E.S.S., la configuration utilisée est :

- seuil en photoélectron (S_1) = 4
- seuil en nombre de pixels par secteur (S_2) = 3
- multiplicité des télescopes (S_3) = 2.

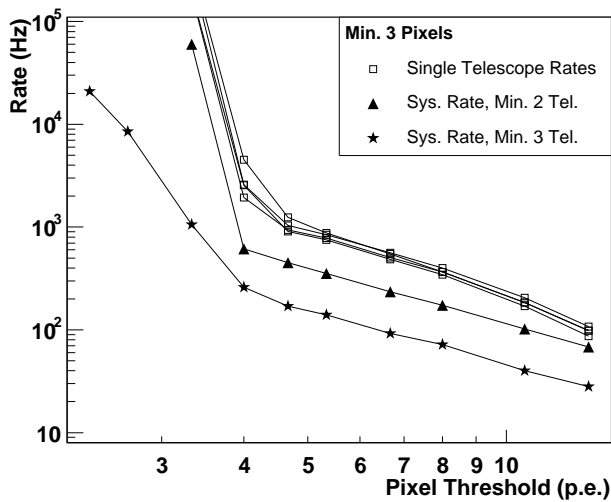


Figure 7.15: Taux de déclenchement en fonction du seuil par pixel (déclenchement sur 3 pixels) pour plusieurs multiplicités de télescopes. Les 4 courbes du haut (carrés vides) montrent le taux pour chaque télescope individuel. Cette figure est tirée de la référence [68].

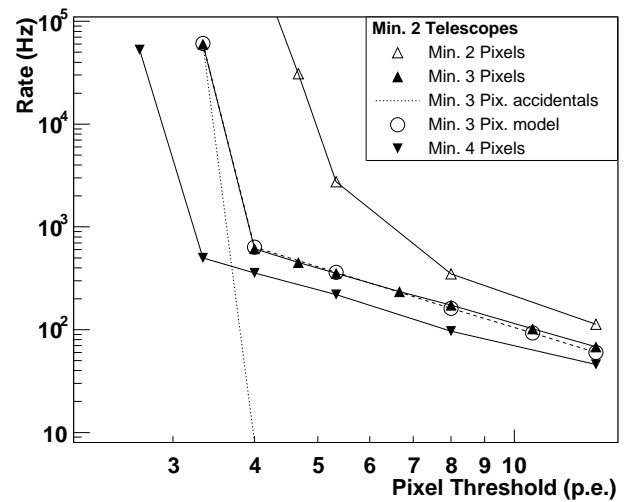


Figure 7.16: Taux de déclenchement en fonction du seuil individuel par pixel pour différentes conditions de seuils par secteur. La courbe pointillée correspond au déclenchement fortuit attendu par le bruit de fond de ciel. Les ronds vides correspondent aux simulations du taux de déclenchement pour cette configuration. Cette figure est tirée de la référence [68].

7.8.4 Les performances du système

Après ajustement de ces trois seuils, le temps mort du système de quatre télescopes est de l'ordre de 10%. Sa distribution sur l'ensemble des données stéréoscopiques à quatre télescopes est représentée sur la figure 7.18. La fraction de temps mort est supérieure à 20% dans seulement 6% des cas ; un temps mort important signalant des problèmes lors de l'acquisition, ces données sont rejetées lors de l'analyse (un run est généralement rejeté si son temps mort est supérieur à environ 20%).

Par ailleurs, le fait de demander 2 télescopes dans le déclenchement permet de supprimer la plus grande part des événements muons, comme on peut le voir sur la figure 7.17.

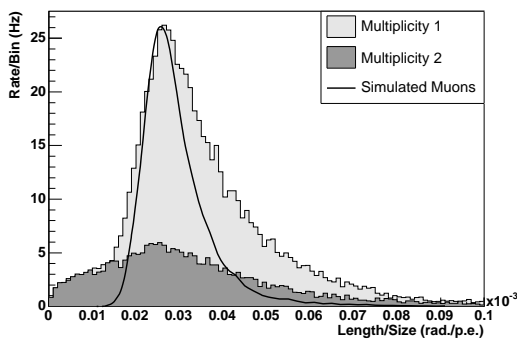


Figure 7.17: Distribution du rapport longueur sur intensité obtenu sur deux échantillons de données. La ligne continue indique la distribution obtenue à partir de simulation de muons. Clair : déclenchement mono-télescope. Foncé : déclenchement stéréoscopique, le pic dû aux muons disparaît.

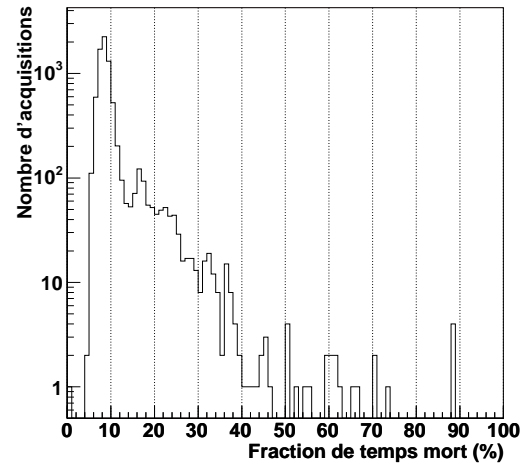


Figure 7.18: Distribution de la fraction de temps mort dans les données en stéréoscopie avec un déclenchement de 2 télescopes parmi 4 et une condition de 2.5 pixels au dessus de 4 photoélectrons.

7.9 Les voies d'échantillonnage

Le temps d'élaboration du signal de déclenchement, à partir des mesures de tous les photomultiplicateurs de la caméra, nécessite de stocker temporairement l'information analogique de chaque photomultiplicateur. La solution utilisée repose sur l'utilisation de mémoires analogiques circulaires ARS (Analogic Ring Sampler) possédant chacune quatre voies de 128 cellules et échantillonnant en permanence les signaux des quatre photomultiplicateurs à une fréquence de 1 GHz. Ces ARS ont été conçues au CEA pour l'expérience ANTARES. Elles conservent l'histoire des dernières 128 ns des signaux des photomultiplicateurs, les données antérieures étant écrasées. Une zone d'intérêt de N_d échantillons est définie sur la figure 7.19 : lorsque la carte reçoit un ordre de lecture, les ARS continuent à échantillonner le signal sur $(128 - N_d)$ nanosecondes puis s'arrêtent. La lecture des données commence alors : une fenêtre de lecture de N_L échantillons est définie. N_L doit être supérieur à la durée du signal du photomultiplicateur pour ne pas perdre d'informations, mais pas trop grand afin de réduire au minimum les contributions du bruit de fond du ciel. Le signal de sortie d'un PM a une largeur moyenne de 3 ns comme indiqué, mais l'ARS l'élargit jusqu'à une dizaine de nanosecondes à mi-hauteur. N_L a donc été fixé à 16 ns. La valeur donnée à N_d est donc très importante : si N_d est trop grand, le signal qui a déclenché la mesure n'est pas encore arrivé dans la

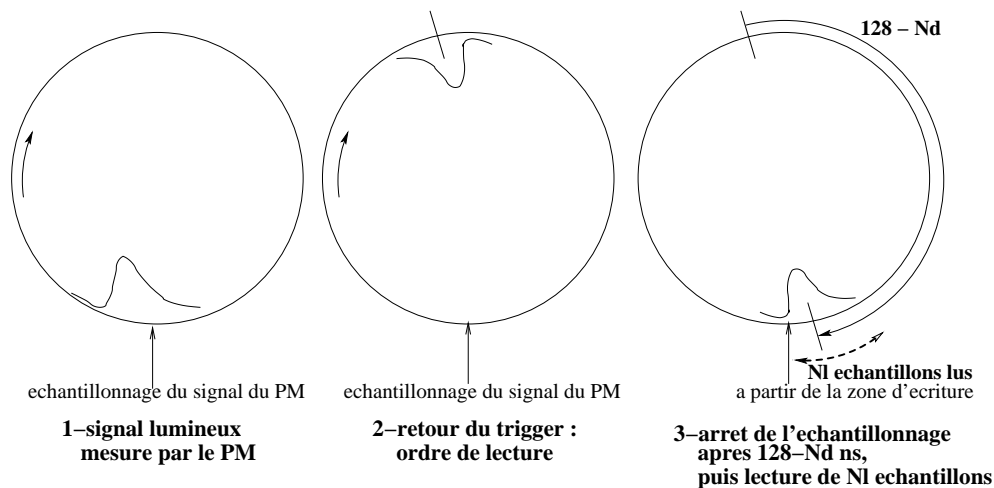


Figure 7.19: Lecture d'une voie d'une mémoire analogique et définitions des paramètres N_d et N_L .

fenêtre de lecture, mais si N_d est trop petit, le signal qui a déclenché la mesure a dépassé la fenêtre de lecture et est en partie écrasé. La valeur donnée à N_d est de l'ordre de 70 échantillons ; il est étalonné régulièrement.

La lecture des données dure $275 \mu\text{s}$ et induit un temps mort incompressible dans l'acquisition.

L'étalonnage de H.E.S.S. nécessite de connaître la distribution du photoélectron unique à la tension nominale utilisée lors des prises de données. Les simulations de γ d'énergie de l'ordre de 10 TeV ont montré que leur détection nécessite d'élargir la gamme dynamique jusqu'à 1 600 photoélectrons. Ainsi, deux voies d'échantillonnage sont utilisées : une voie qui couvre la gamme de 0 à 100 photoélectrons et une autre qui couvre la gamme de 16 à 1600 photoélectrons. Étant donné qu'une ARS échantillonne les signaux de quatre photomultiplicateurs d'une carte analogique dans une gamme dynamique donnée, il nous faut donc quatre ARS par carte pour gérer les signaux des huit photomultiplicateurs dans les deux voies d'échantillonnage.

7.10 La voie de lecture

Lorsqu'une carte analogique reçoit un signal de déclenchement, les signaux provenant des quatre ARS de la carte sont multiplexés puis numérisés par un convertisseur analogique-numérique (ADC) avant d'être transmis au module de gestion de la caméra. Un circuit intégré (Field Programmable Gate Arrays FPGA) dans la carte gère la mise en forme des blocs de données à transmettre. En particulier, ce circuit réalise un pré-traitement des données qui peut fonctionner en deux modes :

- *mode échantillon* : utilisé pour certains tests, il enregistre pour chaque PM les N_L échantillons du signal,
- *mode charge* : utilisé lors des prises de données, il réalise la somme numérique des N_L échantillons pour chaque PM et ne transmet ainsi qu'une valeur par voie. Ce mode transmet donc des blocs de données plus courts et permet une acquisition plus rapide.

Ces données sont transmises au sol, à la ferme de PC, pour être stockées et analysées. Toutes les cartes sont traitées en parallèle, en $300 \mu\text{s}$ en mode charge.

7.11 Le déroulement des observations

Les prises de données ont lieu uniquement lorsque le bruit de fond de ciel est assez faible afin que les télescopes ne soient pas déclenchés par des événements fortuits. Les observations se font donc lors de nuits sans lune lorsque le soleil est à plus de 18° sous l'horizon. Chaque mois, en raison de la pleine lune, trois ou quatre nuits sont inutilisables, ce qui nous laisse environ 25 jours utiles pour l'observation. Différentes stratégies d'observation sont utilisées dans H.E.S.S..

La méthode “ON-OFF” : Lors du début de l'expérience, la méthode la plus utilisée était la méthode dite de “ON-OFF” : le télescope pointe alternativement sur la source étudiée (position “ON”), puis dans la région hors source (position “OFF”) décalée de 30 minutes en ascension droite et de même déclinaison. Ceci permet d'estimer le fond hadronique dans la même région du ciel que la source, avec une transparence d'atmosphère semblable. Cependant, le désavantage est que seule la moitié du temps disponible est utilisée sur les sources. Ce problème devenait de plus en plus contraignant à mesure que le nombre de sources détectées par H.E.S.S. augmentait et la collaboration décida d'opter pour une nouvelle stratégie d'observation qui est aujourd'hui utilisée dans la majorité des cas. Cette méthode est celle du “pointé décalé” ; elle est couramment appelée “Wobble”.

La méthode “Wobble” : Dans cette méthode, le centre de la caméra pointe dans une direction légèrement décalée par rapport à la position de la source. Le fond hadronique est alors estimé à partir d'autres zones disponibles dans le champ de vue, par exemple dans la position symétrique par rapport au centre de la caméra (zone supposée dénuée de sources de γ).

Le décalage de la source par rapport au centre varie en fonction du type de sources observées : si la source est ponctuelle, par exemple, le décalage utilisé est de $\pm 0,5^\circ$ en ascension droite et en déclinaison. Si la source est plus étendue, afin de toujours avoir une région “miroir” disponible dans la caméra, on essaie de prendre un décalage au moins égal à la taille de la source, si cela est possible : par exemple, il vaut $0,6^\circ$ dans le cas de RX J1713.7-3946 dont le rayon est de $0,5^\circ$.

La liste des sources à observer pendant chaque période, leurs temps d'observation respectifs et la stratégie utilisée sont enregistrés dans une base de données. Ainsi, durant la prise de données, l'opérateur doit essentiellement valider les séquences de configuration et de démarrage de l'acquisition. L'extraction du signal γ nécessite un étalonnage précis de la caméra (voir chapitre 8.5.2) ainsi qu'une analyse coûteuse en temps (partie III). Une préanalyse grossière peut être néanmoins conduite en un temps raisonnable (~ 20 min) à la fin de chaque acquisition : elle peut conduire par exemple à prendre une décision affectant le programme d'observation si un début de signal est détecté sur une source. Cette analyse en ligne permet aussi de fournir un diagnostic de l'état de l'électronique et une fiche météorologique.

CHAPITRE

8

Étalonnage du détecteur et sélection des données : préparation d'une analyse

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 8.1 | Étalonnage des caméras | 81 |
| 8.2 | Des unités d'ADC aux photoélectrons | 83 |
| 8.2.1 | Les piédestaux | 83 |
| 8.2.2 | Facteurs de conversion entre unité d'ADC et amplitude du signal en photo-électrons | 83 |
| 8.2.3 | Les corrections d'inhomogénéité : l'uniformisation du champ de vue | 85 |
| 8.3 | Étalonnage par anneaux de muons | 86 |
| 8.3.1 | Les images de muons | 86 |
| 8.3.2 | Suivi régulier du détecteur | 90 |
| 8.4 | Détermination des voies non opérationnelles | 91 |
| 8.5 | Sélection des données utilisables | 91 |
| 8.5.1 | Les outils de contrôle de l'atmosphère | 91 |
| 8.5.2 | La sélection des données | 92 |

8.1 Étalonnage des caméras

Les deux chapitres précédents nous ont donné un aperçu de l'histoire d'une gerbe atmosphérique, de son développement dans l'atmosphère, jusqu'à l'enregistrement des charges contenues dans les différents photomultiplicateurs des caméras de H.E.S.S.. Ainsi, en sortie de la caméra, après conversion électronique, l'information sur un événement est contenue dans les charges des pixels en unités d'ADC. Or, une des informations physiques à laquelle on veut remonter pour chaque événement est l'énergie du γ incident. Pour ce faire, la première étape consiste à reconstruire l'amplitude en

photoélectrons reçue par chaque pixel : c'est l'étalonnage de la caméra. La seconde étape consiste à reconstruire l'énergie du γ en utilisant ce nombre de photoélectrons dans chaque pixel : c'est la reconstruction (elle sera détaillée dans la partie III). La figure 8.1 résume ces étapes.

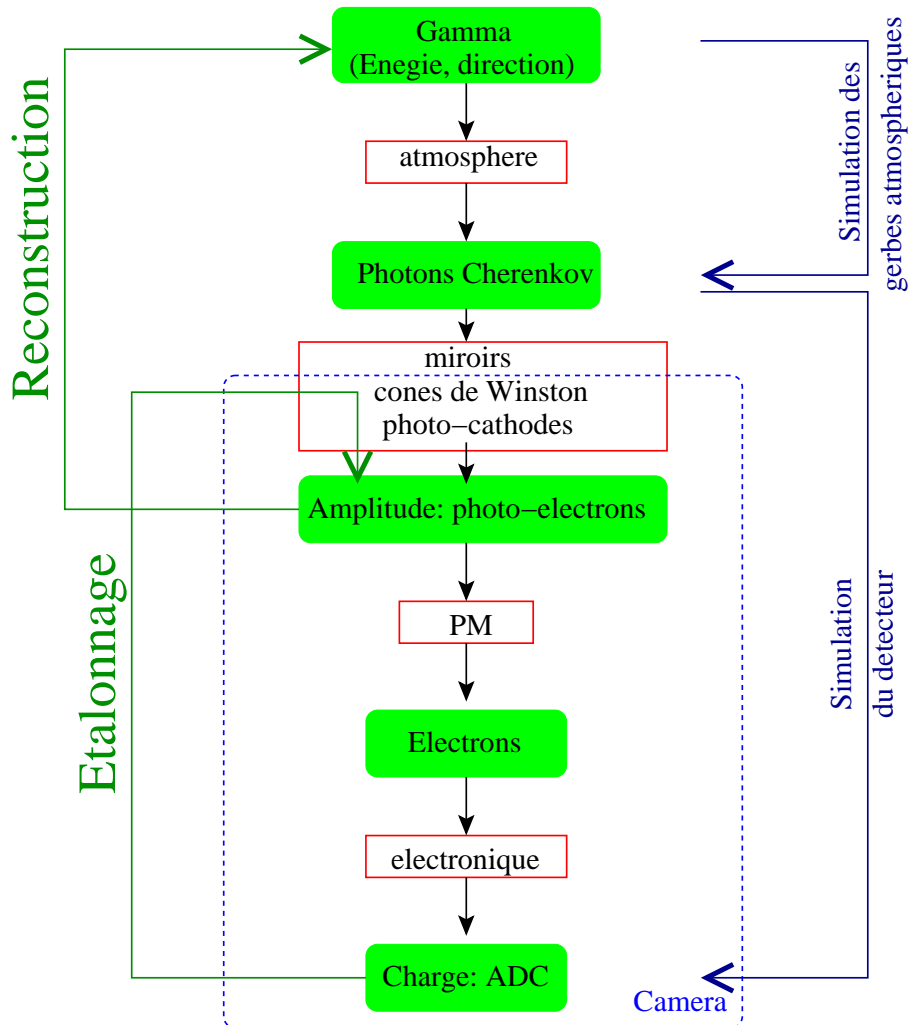


Figure 8.1: Les différentes étapes de la reconstruction des informations physiques sur le gamma primaire à partir des coups d'ADC mesurés en sortie des caméras. L'étalonnage permet de remonter des coups d'ADC aux amplitudes en photoélectrons de chaque pixel. L'analyse, basée sur les simulations des gerbes atmosphériques et du détecteur, permet ensuite de reconstruire l'énergie et la direction du gamma primaire.

La chaîne de détection de H.E.S.S. est constituée de l'atmosphère, du miroir, des cônes de Winston, des photocathodes, des photomultiplicateurs et de l'électronique associée. Chaque sous-système est étalonné de manière différente : les photomultiplicateurs et l'électronique sont testés par des acquisitions au photoélectron unique, les photocathodes et les cônes sont testés au moyen d'une diode pulsée située au centre du miroir. Par ailleurs, une analyse utilisant les anneaux de muons permet un suivi régulier de l'ensemble du détecteur et de la basse atmosphère.

L'objectif de ce chapitre est de résumer les principales étapes précédant une analyse dans H.E.S.S. : l'étalonnage de la caméra, la vérification de l'électronique et la sélection des données utilisables. La section "étalonnage" ne se veut pas complète et de plus amples informations pourront être trouvées en particulier dans les références [131] et [105].

8.2 Des unités d'ADC aux photoélectrons

8.2.1 Les piédestaux

Pour déterminer une intensité en photoélectrons, il est nécessaire de connaître le zéro (en absence de signal) en unité d'ADC de la réponse de la caméra : il s'agit du calcul du piédestal. Pour H.E.S.S., il y a deux types de piédestaux :

- Le piédestal électronique : il s'agit de la distribution de lumière enregistrée dans le noir (le capot de la caméra étant fermé). Le spectre obtenu est un pic unique gaussien dont la largeur correspond au bruit électronique et thermique des PM et du système d'acquisition. La figure 8.2 montre les deux distributions des pas d'ADC mesurées dans le noir dans les voies de haut et bas gains d'un pixel. Les piédestaux électroniques sont mesurés régulièrement au cours d'acquisitions spécifiques dans le noir.
- On détermine également la position des piédestaux pour les différentes acquisitions de données. La différence par rapport au cas précédent est que les pixels sont soumis, en plus d'un éventuel signal Tcherenkov, à la lumière du fond de ciel et des étoiles. La distribution du piédestal est alors modifiée par le fond du ciel. En effet, le couplage entre les PM et les mémoires analogiques se comporte comme un circuit RC : les impulsions brèves de photoélectrons (de l'ordre de 3 ns, de signe positif dû à un amplificateur inverseur dans la chaîne d'acquisition) sont donc suivies par une contrepartie légèrement négative pendant quelques microsecondes. Cette durée correspond à la constante de temps du circuit RC. Pour les taux de comptage typiques sur le site d'observation, de l'ordre de 100 MHz, la durée entre deux arrivées de photoélectrons du NSB est courte par rapport à la constante de temps de la contrepartie négative. Ces signaux négatifs sont donc sommés et moyennés, ce qui engendre un décalage de la ligne de base de la chaîne d'acquisition vers les valeurs négatives. Typiquement, dans H.E.S.S., les piédestaux sont déterminés toutes les deux minutes pour tenir compte d'éventuels effets de température au cours de l'acquisition. Afin d'éliminer toute pollution Tcherenkov dans la détermination du piédestal, pour chaque événement enregistré, on enlève tous les pixels ayant une intensité supérieure à 1,5 photoélectron. On prend alors la valeur moyenne de la distribution tous les 20000 événements ; les données des piédestaux sont alors enregistrées dans un fichier ROOT disponible pour l'analyse pour les deux canaux d'amplification.

8.2.2 Facteurs de conversion entre unité d'ADC et amplitude du signal en photoélectrons

Une fois le zéro en unité d'ADC connu, il est possible de déterminer l'intensité en photoélectron dans chacun des photomultiplicateurs ; le nombre de pas d'ADC au-dessus du piédestal dans chacune des deux voies d'amplification étant proportionnelle à l'intensité lumineuse en entrée du photomultiplicateur. Le facteur de conversion entre pas d'ADC et photoélectrons est calculé pour chaque voie ; il prend en compte les gains du PM et de la chaîne d'acquisition.

Les photons qui atteignent la photocathode du PM sont en partie convertis en photoélectrons. Le gain du PM, noté G_{PM} , est le nombre moyen d'électrons sur l'anode ramené à un photoélectron en entrée. Le signal est mesuré à travers une résistance R_{PM} (51 Ω) et amplifié dans deux voies d'acquisition, une de bas gain G^{BG} et une de haut gain G^{HG} . Quand un photoélectron de charge e est émis par la photocathode, G_{PM} électrons sont récoltés en moyenne sur l'anode du PM. Comme le signal est intégré sur N_L ns, on peut considérer que la tension mesurée aux bornes de la résistance est donnée

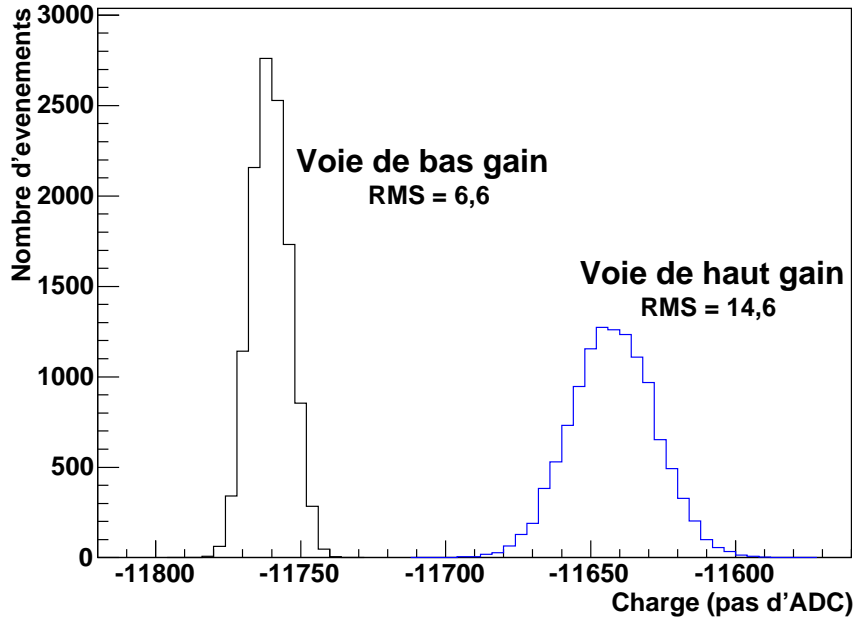


Figure 8.2: Piédestaux électroniques. Distributions des charges en pas d'ADC mesurées dans le noir pour les voies de haut et bas gain d'un pixel : ce sont les piédestaux électroniques de ce pixel. La position indique la ligne de base de la voie d'acquisition et la largeur mesure le bruit électronique.

par :

$$V_{PM} = \sum_{i=1}^{N_L} \frac{1}{\tau} \int_{\tau} V_{PM,1p.e.}(t) dt = \frac{1}{\tau} \int_{N_L \times \tau} V_{PM,1p.e.}(t) dt = \frac{1}{\tau} \times R_{PM} \times G_{PM} \times e$$

où $V_{PM,1p.e.}(t)$ est l'évolution de la tension aux bornes d'une résistance R_{PM} pour un photoélectron en entrée du PM et où τ est la durée d'un échantillon analogique numérisé par un convertisseur analogique-numérique (ADC) et vaut 1 ns.

La tension est ensuite amplifiée par un facteur G^i (G^{BG} ou G^{HG}) et convertie par l'ADC. Le nombre de pas d'ADC pour un photoélectron en entrée de la chaîne i est donc :

$$\gamma_e^{ADC,i} = \frac{V_{PM} \times G^i}{V_{ADC}}$$

Ce facteur de conversion définit le *gain de la chaîne d'acquisition* : c'est le nombre de pas d'ADC par photoélectron. Le gain caractérise la voie d'acquisition dans son ensemble : il prend en compte le gain du PM G_{PM} , le gain de la chaîne électronique G^i , la sommation des N_L échantillons et la conversion de l'ADC V_{ADC} .

Le gain nominal des PMs est de l'ordre de 1.7×10^5 et les gains des voies électroniques de haut et bas gains sont respectivement $G^{HG} = 72.7$ et $G^{BG} = 5.3$. Le gain nominal de la chaîne d'acquisition de haut gain est donc $\gamma_e^{ADC,HG} \sim 80$ pas d'ADC par photoélectron, et celui de la chaîne d'acquisition de bas gain $\gamma_e^{ADC,BG} \sim 5.8$ pas d'ADC par photoélectron.

Le haut gain de chaque pixel est mesuré à partir de prises de données spécifiques. Lorsque la caméra est à l'intérieur de l'abri, une LED est placée en face d'elle à une distance de 1,47 m. La

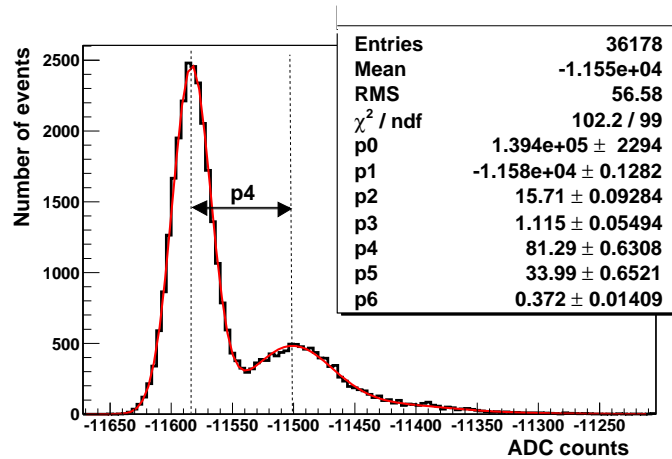


Figure 8.3: Spectre au photoélectron unique pour un PM. Le paramètre p_4 est le facteur de conversion cherché.

LED émet des impulsions de 2 ns de large dans les longueurs d'onde de 370 ± 20 nm. Un filtre et un diffuseur holographique placés devant la LED permettent d'homogénéiser l'intensité arrivant sur la caméra : l'intensité moyenne reçue par chaque pixel est de l'ordre de 1 photoélectron, avec une homogénéité sur la caméra de 50%. La LED est pulsée à 70 Hz par un générateur d'impulsions électriques.

Lorsque les PMs reçoivent un éclairage de faible intensité, le nombre d'électrons produits suit une loi de Poisson. Les amplitudes mesurées suivent donc une loi de Poisson convoluée par les effets de fluctuation de gain. La distribution des pas d'ADC des voies de haut gain obtenue au cours des acquisitions dédiées à l'étalonnage des gains ont deux pics comme le montre la figure 8.3. Le premier pic correspond aux événements à 0 photoélectron : c'est la distribution du piédestal ; le second correspond aux événements à 1 photoélectron. En général, les pics correspondant à plus d'un photoélectron sont noyés dans la queue de distribution. La différence entre la position du piédestal et le pic à un photoélectron nous donne alors le facteur de conversion recherché $\gamma_e^{ADC,HG}$. Pour chaque pixel, ce gain est enregistré dans une base de données pour chaque acquisition. Les bas gains sont ensuite mesurés indirectement à partir des rapports des gains déterminés dans les données d'observation.

8.2.3 Les corrections d'inhomogénéité : l'uniformisation du champ de vue

Après détermination des gains, il peut rester une inhomogénéité de réponse entre les différents photomultiplicateurs. Ces inhomogénéités ont pour origine les différences spatiales de réponse des photocathodes, les efficacités de collection des électrons sur la première dynode, et la réflectivité des cônes de Winston. Afin de corriger ces différences et d'avoir une réponse la plus homogène possible, on utilise un signal uniforme provenant d'une LED pulsée placée au centre du miroir. Ces acquisitions sont faites de nuit à l'horizon pour éviter une trop forte contamination par des événements Tcherenkov. Pour chacune de ces acquisitions, l'intensité I reçue par pixel est calculée. On détermine ensuite l'intensité moyenne $\langle I \rangle$ sur l'ensemble de la caméra. Le facteur de correction à appliquer sur un pixel est alors $\langle I \rangle / I$. Ces valeurs sont sauvegardées dans une base de données et la valeur moyenne pour l'ensemble de la période d'étalonnage est calculée, fig.8.4. Si l'on vérifie une prise de données laser après correction calculée sur une période d'étalonnage, on obtient une dispersion de l'ordre de 2 à 3% (Fig. 8.5).

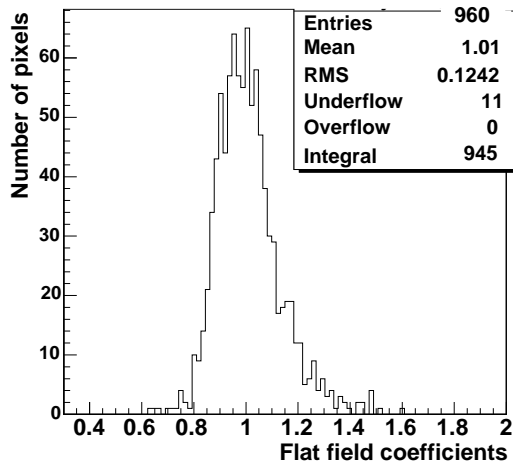


Figure 8.4: Distribution des facteurs de correction pour une période.

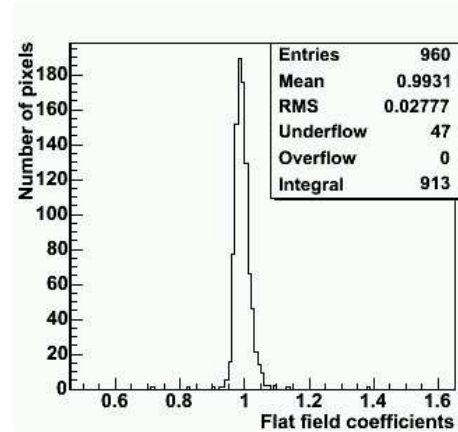


Figure 8.5: Distribution des facteurs de correction sur une acquisition laser après correction des inhomogénéités.

8.3 Étalonnage par anneaux de muons

Les différents systèmes d'étalonnage décrits précédemment ne permettent pas un suivi complet de la chaîne de détection qui inclut aussi l'atmosphère et le miroir. En revanche, les images produites par les anneaux de muons nous permettent d'étalonner l'ensemble du détecteur, en prenant en compte la réflectivité des miroirs et l'absorption du rayonnement Tcherenkov dans la basse atmosphère. Nous avons vu précédemment qu'un hadron forme lui aussi une gerbe dans l'atmosphère et crée pendant son développement des π^\pm qui se désintègrent ensuite en μ^\pm . Un muon qui atteint le sol à proximité d'un télescope de H.E.S.S. va alors former un anneau ou un arc suivant son paramètre d'impact au sol. La figure 8.6 illustre bien la chaîne de processus qui conduisent à l'obtention d'une image de muon dans une caméra.

Cette méthode d'étalonnage a été développée par différentes expériences qui ont précédé H.E.S.S. : Whipple [133, 153], CAT [89] et HEGRA [127]. Elle a aujourd'hui été adaptée pour H.E.S.S. et elle est détaillée en [106]. Cette méthode d'étalonnage repose sur la comparaison des images de muons obtenues dans les caméras avec un modèle qui nous permet de calculer l'intensité de lumière Tcherenkov dans chaque pixel. Elle repose sur :

- un vrai signal Tcherenkov, tant pour le spectre en longueurs d'ondes que pour les caractéristiques temporelles, de même nature que les signaux enregistrés pour des gerbes γ ,
- une émission facilement calculable : seule la production de photons Tcherenkov est à prendre en compte sur une trace quasi-rectiligne,
- une grande statistique : à l'altitude de H.E.S.S. on s'attend à un taux de déclenchement par des muons tombant dans le miroir de l'ordre de 1 Hz.

8.3.1 Les images de muons

Les muons sont observés lors de prises de données spécifiques pendant lesquels le déclenchement central n'est pas en fonction. En effet, comme on l'a vu précédemment, la demande de coïncidence rejette la majeure partie des événements muons. Dans ce type d'acquisition, on peut obtenir deux types d'images de muons dans les caméras de H.E.S.S. (figure 8.7) :

- un anneau complet si le muon traverse le miroir, la lumière étant récoltée dans toutes les directions azimuthales,

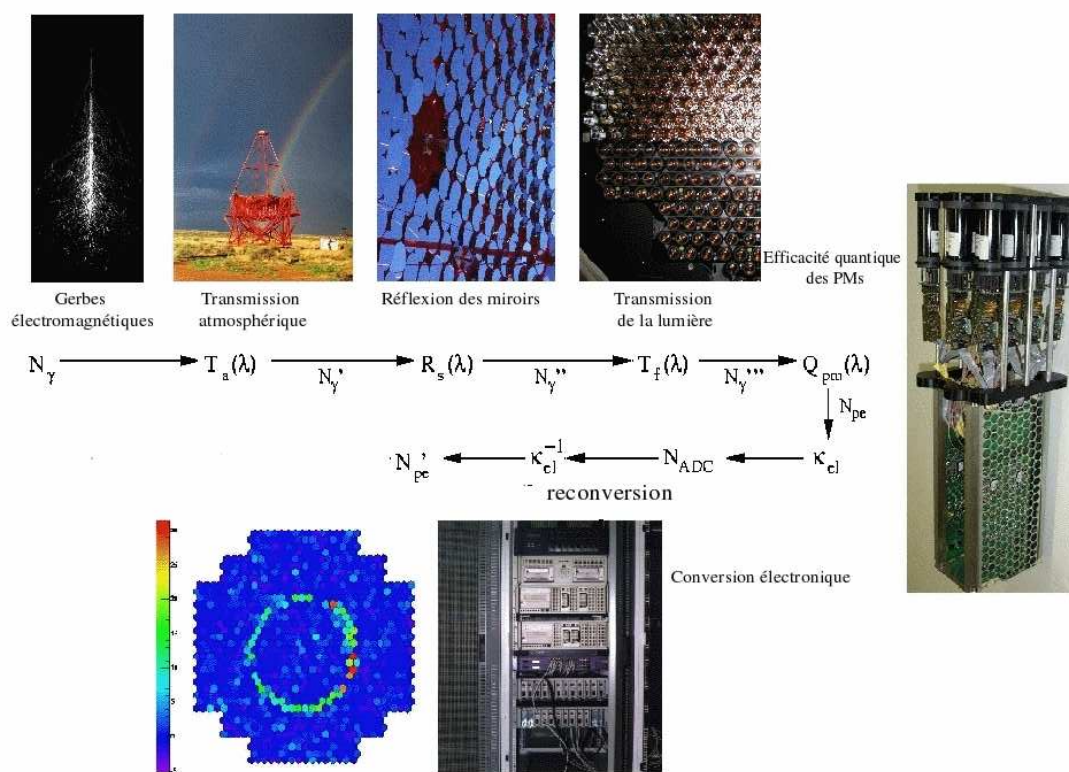


Figure 8.6: Formation d'une image de muon dans une caméra de H.E.S.S. : du développement de la gerbe hadronique jusqu'à l'enregistrement de l'image.

- un arc si le muon ne traverse pas le miroir mais tombe à proximité du télescope, seule une fraction du cône de lumière atteignant le miroir étant récoltée.

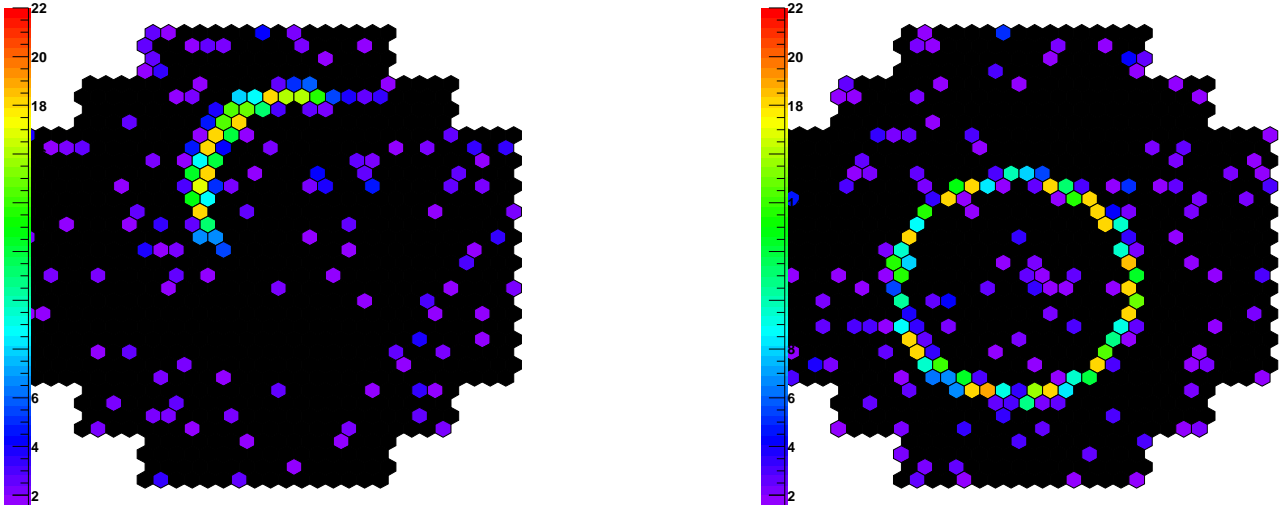


Figure 8.7: Exemple d'images d'anneaux de muons observables dans les premières données de HESS.

Il est possible de calculer, à partir de la formule donnant l'intensité du rayonnement Tcherenkov par unité de longueur de trace, la distribution de lumière dans l'anneau (i.e nombre de photons reçu dans chaque pixel), ainsi que le nombre total de photons attendus. La figure 8.8 présente la géométrie de l'émission Tcherenkov d'un anneau de muon, ainsi que les notations utilisées.

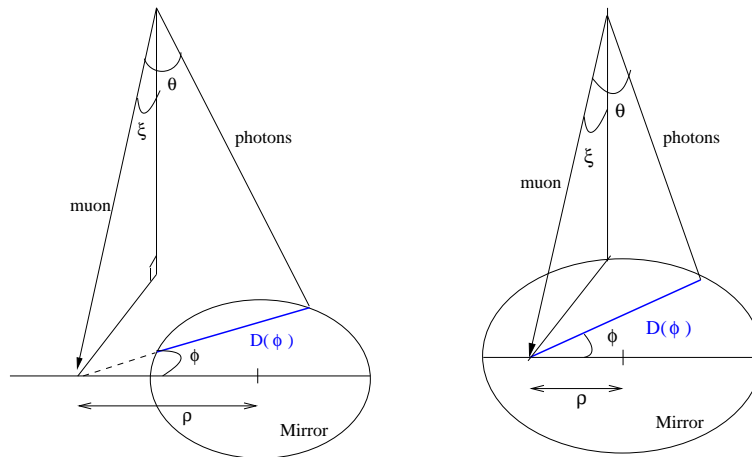


Figure 8.8: Géométrie de l'émission Tcherenkov pour un muon passant près ou au travers du miroir. ξ est l'inclinaison du muon avec l'axe optique du télescope, ρ est le paramètre d'impact du muon par rapport au centre du miroir et θ l'angle Tcherenkov.

Pour une particule relativiste de vitesse β ayant une seule charge électrique, le nombre de photons Tcherenkov détectés par unité de longueur et d'angle azimuthal, pour des longueurs d'onde comprises entre $[\lambda_1, \lambda_2]$, est donné par :

$$\frac{d^2N}{d\lambda d\phi_1} = \alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\psi(\lambda)}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2}\right) d\lambda \quad \text{photons.m}^{-1}.\text{rad}^{-1} \quad (8.1)$$

où α est la constante de structure fine et $\psi(\lambda)$ l'efficacité de collection du détecteur en fonction de la longueur d'onde des photons. À partir de cette intensité prévue et des mesures de charge dans chaque pixel, on déduit un facteur d'efficacité qui comprend l'absorption atmosphérique locale, les efficacités des photomultiplicateurs, du miroir et des cônes de Winston.

Faisons pivoter un plan autour du muon incident et soit ϕ l'azimuth de la trace de ce plan sur le plan perpendiculaire à l'axe du télescope. Les rayons lumineux émis dans ce plan touchent le miroir le long de la corde de longueur $D(\Phi)$ indiquée sur la figure 8.8 ; ces rayons sont focalisés au même point avec une intensité proportionnelle à $D(\Phi)$ qui dépend du paramètre d'impact ρ du muon et du rayon R du miroir du télescope.

$$D(\Phi) = 2R\sqrt{1 - (\rho/R)^2 \sin^2(\Phi)} \quad \text{si } \rho/R \geq 1$$

$$D(\Phi) = R \left[\sqrt{1 - (\rho/R)^2 \sin^2(\Phi)} + (\rho/R) \cos(\theta) \right] \quad \text{si } \rho/R \leq 1$$

À partir de l'efficacité globale de collection de lumière $I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \psi(\lambda)/\lambda^2 d\lambda$, on obtient alors le nombre de photons arrivant sur la caméra par unité d'angle azimuthal :

$$\frac{dN}{d\Phi} = \frac{\alpha I}{2} \sin(2\theta) D(\Phi) \quad \text{photons rad}^{-1}$$

Le modèle décrit précédemment suppose l'anneau filiforme et doit être corrigé pour tenir compte des effets d'élargissement : les aberrations du miroir, la diffusion multiple des muons de basse énergie.

La première étape de cette méthode de reconstruction consiste à sélectionner de bons candidats muons. Pour ce faire, on ajuste un cercle [94] sur l'image pour obtenir entre autre le rayon et le centre du cercle. Les images comportant un rayon trop petit sont rejetées (car elles ne permettraient pas une analyse précise) de même que les images dont le rayon est trop grand (> 25 mrad). En effet, l'angle Tcherenkov a une limite supérieure ($\beta \leq 1$) ce qui entraîne une valeur maximale pour l'angle θ de 22.5 mrad dans notre cas.

La seconde étape vise à calculer une intensité théorique Q_i^{th} dans chacun des pixels. Celle-ci va dépendre :

- de l'angle Tcherenkov θ , c'est-à-dire du rayon de l'anneau (en radians),
- du paramètre d'impact du muon ρ ,
- de l'angle d'incidence du muon avec l'axe du télescope, donné par le centre de l'anneau,
- de la largeur σ de l'anneau, caractérisée par l'écart-type d'une distribution gaussienne,
- de l'angle azimuthal du maximum d'intensité dans la caméra,
- du facteur de conversion entre le nombre de photons tombant dans le miroir et le nombre de photoélectrons dans la caméra, i.e. l'efficacité du détecteur.

Pour chaque pixel, une comparaison de la valeur théorique calculée Q_i^{th} à celle mesurée Q_i^{exp} , nous permet d'ajuster l'ensemble de ces paramètres. La présence de nombreux pixels (assurée par une coupure sur le périmètre de l'image, l'anneau devant être complet à 70%) permet de contraindre cet ajustement.

8.3.2 Suivi régulier du détecteur

Les muons sont un très bon outil d'aide à la compréhension du détecteur, au suivi de l'étalonnage ainsi qu'un test des simulations de détecteurs. Des prises de données sans déclenchement centralisé ("runs muons") sont effectuées environ tous les trois jours et permettent de calculer un paramètre extrêmement important : l'efficacité de collection de lumière. Ce paramètre est défini comme étant le rapport entre le nombre de photoélectrons participant à l'image du muon et le nombre de photons prédits par le modèle et arrivant sur les cônes de Winston. L'évolution de ce paramètre doit donc être suivie au cours du temps. La figure 8.9 présente l'efficacité de collection de lumière des quatre télescopes de H.E.S.S. entre les mois d'Avril 2003 et Juillet 2005 : une baisse de $\sim 25\%$ est nettement visible avec une stabilisation à environ 7.6%. L'efficacité de collection actuelle de 7.6% est le bilan de la multiplication des différentes efficacités de la chaîne de détection : efficacité quantique des photomultiplicateurs ($\sim 25\%$), cônes de Winston, miroir ($\sim 70\%$), atmosphère. Par ailleurs, on peut noter que les différents télescopes ont le même comportement global. Plusieurs explications sont proposées pour expliquer une baisse simultanée de l'efficacité de collection de lumière sur les quatre télescopes : le vieillissement des photomultiplicateurs qui récoltent moins de lumière, baisse de réflectivité des miroirs en raison de dépôts de poussière. Par ailleurs, des fluctuations d'efficacité de collection sont aussi présentes pendant des périodes plus courtes (de l'ordre du mois).

Le paramètre d'efficacité est aussi utilisé pour corriger les prédictions des simulations utilisées dans l'expérience, celles-ci étant produites avec une valeur nominale de 11%, soit environ 30% plus haute que les valeurs mesurées actuellement. Une nouvelle production de simulations utilisant une efficacité de collection de lumière de $\sim 8\%$ devrait être lancée prochainement.

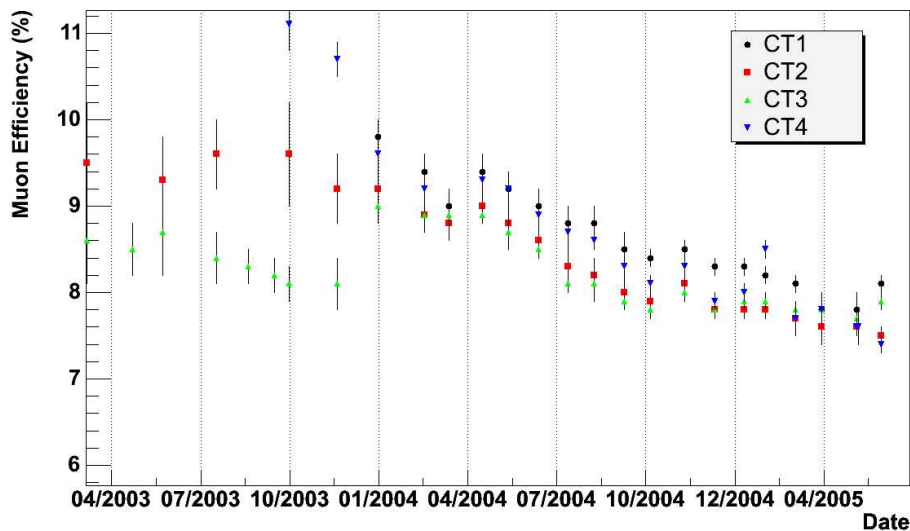


Figure 8.9: Evolution de l'efficacité de collection de lumière mesurée avec les images de muons au cours du temps (numero d'observation) pour les 4 télescopes d'Avril 2003 à Juillet 2005. CT1 : noir, CT2 : rouge, CT3 : vert, CT4 : bleu.

L'étalonnage est la première étape de préparation à l'analyse de données. Tous les paramètres calculés pendant cette étape, facteurs de conversion des pas d'ADC en photoélectrons, piédestaux..., sont stockés dans une base de données. Mais avant d'effectuer une analyse sur une source, il nous faut aussi nous assurer que les données sont de bonne qualité. Il y a donc deux étapes supplémentaires :

- premièrement, s’assurer que les différents systèmes électroniques fonctionnaient correctement lorsque l’acquisition a été effectuée,
- deuxièmement, s’assurer que les conditions météorologiques étaient de bonne qualité.

8.4 Détermination des voies non opérationnelles

Dans chaque acquisition, certains pixels ne peuvent pas être utilisés ; il est très important de les détecter afin de ne biaiser ni l’étalonnage ni l’analyse. Différents problèmes peuvent être rencontrés, en voici une synthèse :

- Mémoire analogique (ARS) instable : pour une raison non identifiée, il arrive parfois que deux fronts distants de quelques nanosecondes parcourent l’ARS. Dans ce cas, la position de la fenêtre de lecture est décalée par rapport à la position d’écriture et une partie des données est perdue : la charge mesurée est inférieure à la charge reçue par le pixel. Les ARS instables sont donc recherchées avec des méthodes spécifiques suivant le type d’acquisition : étalonnage des pieds-taux électroniques, étalonnage du gain, prises de données.
- Pixels éteints par précaution : afin d’éviter un vieillissement prématuré des photomultiplicateurs, leur haute tension est coupée lorsqu’une étoile ou un autre objet brillant (étoile filante) se trouvent dans leur champ de vue. Pour les étoiles, la valeur maximale du taux de comptage est de 1.2 GHz. Lorsque l’étoile sort du champ du photomultiplicateur, sa haute tension est rallumée. Les pixels ne sont alors pas utilisés dans l’analyse dans le laps de temps où ils sont éteints.
- Haute tension instable : Les hautes tensions sont contrôlées à une fréquence d’environ 2 Hz. Les pixels pour lesquels la tension dévie de plus de 1% de leur valeur nominale sont exclus lors de l’analyse.

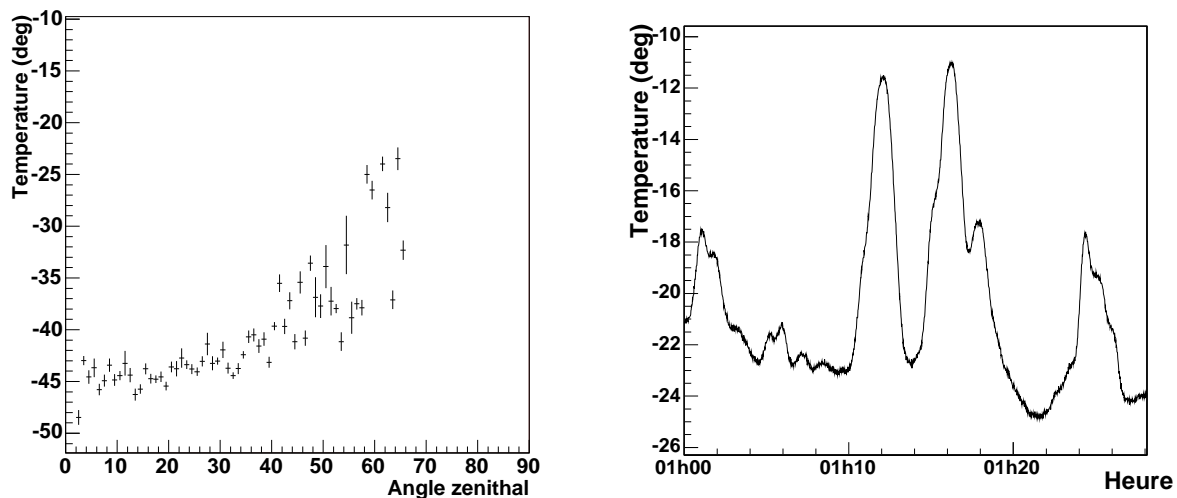
8.5 Sélection des données utilisables

8.5.1 Les outils de contrôle de l’atmosphère

Les processus en jeu dans le développement des gerbes atmosphériques dépendent des conditions atmosphériques. En particulier, la transparence de l’atmosphère influe directement sur la quantité de lumière Tcherenkov collectée au sol. La présence de nuages est le phénomène le plus visible, mais la présence d’aérosols fait aussi diminuer la transparence. Le suivi atmosphérique est donc nécessaire pour la sélection des données et pour la réduction des erreurs systématiques concernant le flux des sources. Des mesures sont effectuées pendant toutes les observations puis sauvegardées dans une base de données.

Voici les différents instruments contrôlant la qualité de l’atmosphère :

- Les radiomètres des télescopes : chaque télescope est équipé d’un radiomètre infrarouge observant le ciel dans la bande 8 – 14 μm avec un champ de vue de 2.86° contenu dans le champ de vue de la caméra. La bande spectrale observée correspond à une bande d’absorption de la vapeur d’eau. La température de la portion de ciel observée est enregistrée pour toutes les acquisitions depuis octobre 2002. Elle varie en fonction du taux d’humidité et permet ainsi de détecter la présence de nuages dans le champ de vue jusqu’à une altitude d’une dizaine de kilomètres. Lorsque les conditions météorologiques sont correctes, la température mesurée est

(a) Température vs θ_z .

(b) Evolution lors de passages nuageux.

Figure 8.10: Température du radiomètre. (a) Evolution de la température moyenne du radiomètre en fonction de l'angle zénithal lors d'observations avec des qualités atmosphériques correctes. (b) Suivi de la température d'un radiomètre lors d'une prise de données à un angle zénithal de 30° avec des conditions météorologiques de mauvaise qualité. La température relativement élevée, de -22°C , indique la présence d'une couche de nuage ou d'humidité. Les augmentations de température signent le passage de nuages dans le champ de vue.

stable, généralement de l'ordre de -40°C . La figure 8.10(a) montre la dépendance de la température avec l'angle zénithal : lorsqu'on observe à faible altitude, la température est mesurée plus proche du sol et est donc plus élevée. Cet effet est sensible pour des angles zénithaux supérieurs à 40° . La température augmente lors de passages de nuages dans le champ de vue comme lors du suivi donné sur la figure 8.10(b) : on contrôle ainsi la qualité du ciel pendant les prises de données.

- La station météorologique : elle mesure en permanence la température, la pression au sol, la vitesse du vent et sa direction. Un lidar infrarouge (Ceilometer, 905 nm) permet de mesurer, par rétro-diffusion des impulsions laser envoyées, la répartition des aérosols dans l'atmosphère, sur une dizaine de kilomètres d'altitude. Sur le site de H.E.S.S., les diffuseurs sont le plus souvent des poussières ou du sable soulevés par le vent à faible altitude (sur quelques centaines de mètres au-dessus du sol). La présence de couches de nuages est aussi détectée par le lidar. Un transmetteur [104] a récemment été installé afin de contrôler la transparence de l'atmosphère, sur ~ 500 mètres d'altitude, à différentes longueurs d'onde (390, 455, 505 et 910 nm) : des LEDs sont placés sur le plateau du Gamsberg (à une trentaine de kilomètres des télescopes, 550 mètres plus élevé) et un récepteur (télescope et caméra CCD) est placé sur le site afin de mesurer la lumière transmise.

8.5.2 La sélection des données

Pour le moment, la sélection des données se fait principalement sur trois critères distincts : la variation de la température mesurée par le radiomètre infrarouge, la variation du taux de déclenchement du système et les déviations de pointé.

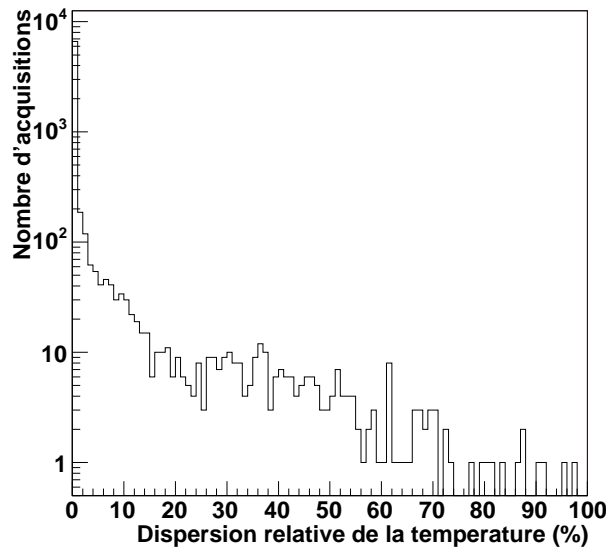


Figure 8.11: Distribution de la dispersion relative de la température du ciel mesurée par les radiomètres au cours des acquisitions.

Comme on l'a vu, la température enregistrée par les radiomètres caractérise la bonne qualité de l'atmosphère. On calcule donc trois paramètres à partir des distributions de température :

- la valeur moyenne de la température sur l'acquisition (d'une durée typique de 28 minutes),
- la variation relative de température, V_θ , sur toute l'acquisition : $V_\theta = 100 \frac{p_1 \cdot T_{obs}}{\langle \theta \rangle}$ où p_1 est la pente de l'ajustement sur les données d'une évolution linéaire au cours du temps : $\tilde{\theta}(t) = p_0 + p_1 \cdot t$, et T_{obs} est la durée totale de l'acquisition,
- D_θ , la dispersion relative (en %) de la température pendant l'acquisition : $D_\theta = 100 \frac{\sigma}{\langle \theta \rangle}$, où σ est l'écart-type suivant : $\sigma = \sqrt{\text{var}[\theta(t) - \tilde{\theta}(t)]}$

On utilise donc des coupures sur ces trois paramètres pour s'assurer de la bonne qualité de l'atmosphère.

Les variations de taux de déclenchement permettent aussi de caractériser la qualité de l'atmosphère, le taux étant plus faible en présence de nuages. Le taux moyen attendu est directement relié à l'angle zénithal d'observation comme décrit en référence [68]. Ainsi, pour chaque acquisition, on calcule la valeur moyenne du taux de trigger : la coupure adoptée généralement est à 200 Hz. De même, on peut calculer la variation et la dispersion du taux de trigger au cours de l'acquisition : une variation peut indiquer un passage de nuages (figure 8.12) et on rejette donc ces données lorsque la dispersion est supérieure à 10%.

Des vérifications sont aussi faites sur toutes les acquisitions afin de rejeter celles pour lesquelles le système de positionnement du télescope n'aurait pas fonctionné correctement, causant des erreurs sur la position de la source reconstruite par les analyses. Un test simple consiste à utiliser les courants d'anode pour estimer la quantité de lumière tombant dans chaque photomultiplicateur. On peut alors créer une carte illustrant la brillance en chaque point du ciel (figure 8.13). Les étoiles sont alors facilement identifiables et on peut calculer la différence entre la position réelle de l'étoile et la position

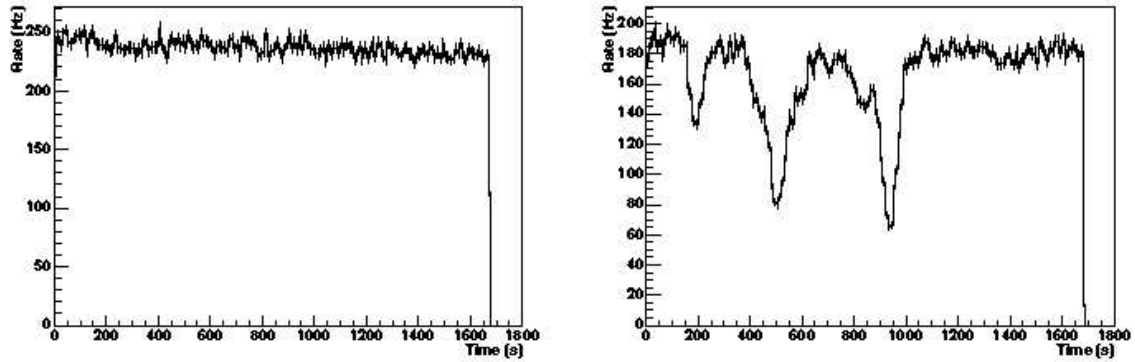


Figure 8.12: Taux de déclenchement du système a) une acquisition satisfaisant les critères de sélection sur le taux de trigger, b) une acquisition ne passant pas les critères de sélection. Le run est rejeté en raison d'instabilité dans le taux de trigger dû à des nuages passant dans le champ de vue des caméras.

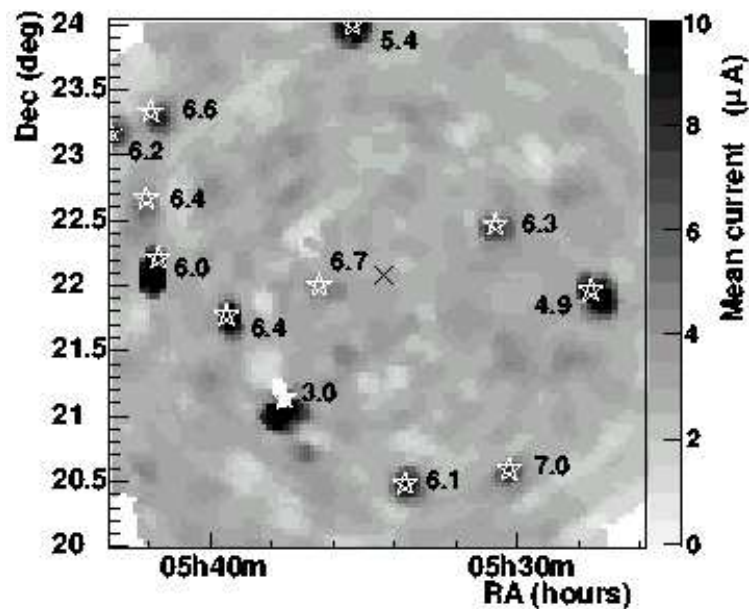


Figure 8.13: Carte du ciel en courant d'anode (en μA) pour la région de la Nébuleuse du Crabe. Les positions des étoiles (obtenues à partir du catalogue Hipparcos) sont indiquées par des marqueurs en forme d'étoiles. Elles s'ajustent bien sur les pics de courants d'anode des photomultiplicateurs.

observée sur la carte reconstruite. Les acquisitions pour lesquelles la déviation est supérieure à 0.1° sont rejetées, ce qui arrive très rarement.

Troisième partie

Analyse des données Tcherenkov

CHAPITRE

9

La reconstruction stéréoscopique des gerbes atmosphériques

Sommaire

| | | |
|------------|--|------------|
| 9.1 | Introduction | 100 |
| 9.2 | Simulations | 101 |
| 9.2.1 | Simulation des gerbes atmosphériques | 101 |
| 9.2.2 | Simulation du détecteur | 101 |
| 9.3 | De la méthode des moments à la stéréoscopie | 103 |
| 9.3.1 | La méthode des moments | 103 |
| 9.3.2 | La reconstruction géométrique basée sur la stéréoscopie | 104 |
| 9.3.3 | La méthode des moments réduits | 104 |
| 9.4 | Le Modèle 3D | 106 |
| 9.4.1 | Les hypothèses du modèle | 106 |
| 9.4.2 | Justification des hypothèses utilisées | 106 |
| 9.4.3 | Mise en œuvre de la méthode de reconstruction | 108 |
| 9.4.4 | Importance du nombre de vues pour la reconstruction des gerbes | 110 |
| 9.4.5 | Discrimination γ /hadron basée sur la forme de la gerbe | 111 |
| 9.5 | Les performances du Modèle 3D | 116 |
| 9.5.1 | L'efficacité de sélection des γ (basée sur les critères de forme) | 116 |
| 9.5.2 | La résolution angulaire | 119 |
| 9.5.3 | Influence de mauvaises conditions expérimentales | 121 |
| 9.5.4 | Sélection globale des γ et rejet hadronique | 124 |

9.1 Introduction

Le taux de γ qu'un imageur à effet Tcherenkov atmosphérique enregistre en provenance des sources émettant à très haute énergie (> 100 GeV) est largement inférieur au taux d'événements du fond hadronique. Ainsi, la fréquence de déclenchement du système stéréoscopique H.E.S.S. est de 250 Hz à 45° du zénith alors que le nombre de γ provenant de la nébuleuse du Crabe (observée à cet angle zénithal) est de l'ordre de 15 par minute. L'extraction du signal γ nécessite donc un grand facteur de rejet des gerbes hadroniques. On a vu dans la partie II que les gerbes électromagnétiques ont un développement bien différent de celui des gerbes hadroniques : c'est l'analyse de la forme de la gerbe ou de la forme de l'image obtenue dans la caméra qui nous permet de rejeter les événements de fond. Ainsi, la figure 9.1 présente des images Tcherenkov réelles obtenues dans les caméras de H.E.S.S. : les images de candidats γ sont allongées et pointent dans la direction d'arrivée du γ primaire, alors que les hadrons ont des images bien plus étalées et morcelées, en raison des composantes multiples qui forment la gerbe hadronique. Enfin, les muons ont une forme d'image caractéristique en arc ou en anneau.

L'analyse des données doit aussi nous fournir, pour chaque événement, l'estimation précise de sa direction de provenance (qui aide aussi au rejet hadronique pour les sources ponctuelles), ainsi qu'une mesure de son énergie.

Trois méthodes sont utilisées dans la collaboration H.E.S.S. :

- La méthode la plus classique a été mise en oeuvre à l'observatoire de Whipple par A.M. Hillas [84] ; elle est appelée "méthode des moments" et repose sur l'approximation de la distribution de charge dans les pixels de chaque image par une gaussienne bi-dimensionnelle (les paramètres utilisés seront décrits en plus amples détails dans la suite de ce chapitre). Aujourd'hui, l'analyse utilisée dans H.E.S.S. repose sur des paramètres quelque peu modifiés : l'idée est de renormaliser les différentes images à ce que l'on attend pour un événement γ de même paramètre d'impact, de même amplitude d'image et de même angle zénithal. On utilise donc les moments définis par Hillas mais une fois renormalisés. Cette méthode d'analyse (dite "moments réduits"), développée à l'origine par l'expérience HEGRA [51], repose donc sur une utilisation importante de simulations de gerbes de γ .
- Une deuxième méthode est basée sur un modèle semi-analytique de gerbes électromagnétiques qui nous permet d'obtenir la distribution, dans le plan focal de la caméra, de la lumière émise par une cascade initiée par un γ . Cette analyse a été initialement développée pour l'expérience CAT [103] et a été récemment étendue au système H.E.S.S. par M. de Naurois. La comparaison des images moyennes prédites par ce modèle avec les données utilise un ajustement par maximum de vraisemblance qui permet de sélectionner les candidats γ et de reconstruire l'énergie, la direction et le paramètre d'impact du γ primaire. Cette méthode est décrite en détail dans [118] et [131].
- La troisième méthode a été développée dans le cadre de cette thèse et sera décrite en détail dans cette partie ; on l'appelle communément le Modèle 3D. Cette méthode est basée sur une modélisation (faisant l'hypothèse d'une gaussienne tri-dimensionnelle de révolution pour la distribution de l'origine des photons) de la lumière Tcherenkov émise par une gerbe électromagnétique.

Il faut noter que les deux premières méthodes d'analyse ont été développées, à l'origine, pour un fonctionnement en mono-télescope. Elles ont ensuite été étendues à l'analyse des données des systèmes stéréoscopiques tout en gardant la même philosophie. Le Modèle 3D est, quant à lui, uniquement applicable aux données stéréoscopiques mais utilise l'ensemble de l'information fournie par

la stéréoscopie et la haute définition des caméras de H.E.S.S.. Comme on le verra par la suite, l'utilisation de ces nouvelles contraintes permet d'obtenir un rejet hadronique très efficace et une résolution angulaire meilleure que le dixième de degré, sans avoir recours à une modélisation complète des gerbes électromagnétiques.

Le but de ce chapitre est de décrire en détail la troisième méthode d'analyse ; on reviendra tout d'abord sur la création des simulations utilisées dans la collaboration H.E.S.S. puis sur la méthode des moments citée ci-dessus (qui nous fournit les valeurs de départ aux itérations utilisées dans le Modèle 3D) et on passera enfin au principe ainsi qu'aux performances du Modèle 3D.

9.2 Simulations

En l'absence de faisceau test, la simulation est à la base de la calibration absolue en énergie. Dans les deux premières méthodes d'analyse citées ci-dessus, les simulations sont nécessaires pour reconstruire la direction et les différents paramètres caractérisant le γ incident. Nous verrons que, dans le cas du Modèle 3D, la reconstruction et la sélection des γ est complètement indépendante des simulations. Néanmoins, nous aurons besoin de simulations de gerbes de γ pour la calibration en énergie. Les simulations hadroniques sont essentiellement utilisées pour valider les simulations du détecteur en les comparant aux données qui contiennent principalement des événements dûs aux rayons cosmiques.

9.2.1 Simulation des gerbes atmosphériques

Les simulations de gerbes atmosphériques reposent sur la technique de Monte-Carlo. La propagation des particules se fait par tranche d'atmosphère, en tenant compte, pour chaque tranche, des sections efficaces des processus pouvant intervenir : production de paires, bremsstrahlung, diffusion multiple des électrons, perte d'énergie par ionisation, diffusions élastiques Bhabha (e^+ , e^-) et Möller (e^+ , e^+). L'influence du champ magnétique terrestre est également prise en compte dans la propagation des particules chargées composant la gerbe atmosphérique. L'émission Tcherenkov est calculée tout au long du trajet de la particule.

Plusieurs générateurs de gerbes sont utilisés dans la collaboration H.E.S.S. : en particulier CORSIKA et KASKADE, ce dernier étant utilisé par la partie française. KASKADE a été utilisé par les collaborations Whipple, CAT et CELESTE et vérifié par H.E.S.S. [78]. Cette étude a montré que les nombres de photons Tcherenkov émis par une gerbe d'énergie donnée ne diffèrent que de 2% entre les deux programmes.

9.2.2 Simulation du détecteur

Deux simulations indépendantes du détecteur ont été développées dans la collaboration H.E.S.S.. Elles tiennent toutes deux compte de l'ensemble de la chaîne : la réflexion des photons Tcherenkov sur les miroirs, leur conversion en signal électronique par les photomultiplicateurs et le traitement de ces signaux par l'électronique d'acquisition. Les effets tels que l'ombre de la monture de la caméra sur les miroirs et la réflexion sur les cônes de Winston sont pris en compte par des coefficients globaux [78]. En pratique, les photons issus des simulations de gerbes sont suivis individuellement jusqu'à leur arrivée sur la face d'entrée des caméras. Pour chacun d'eux, on détermine le pixel touché et son temps d'arrivée. Avec ces deux informations et en tenant compte du temps de montée des signaux

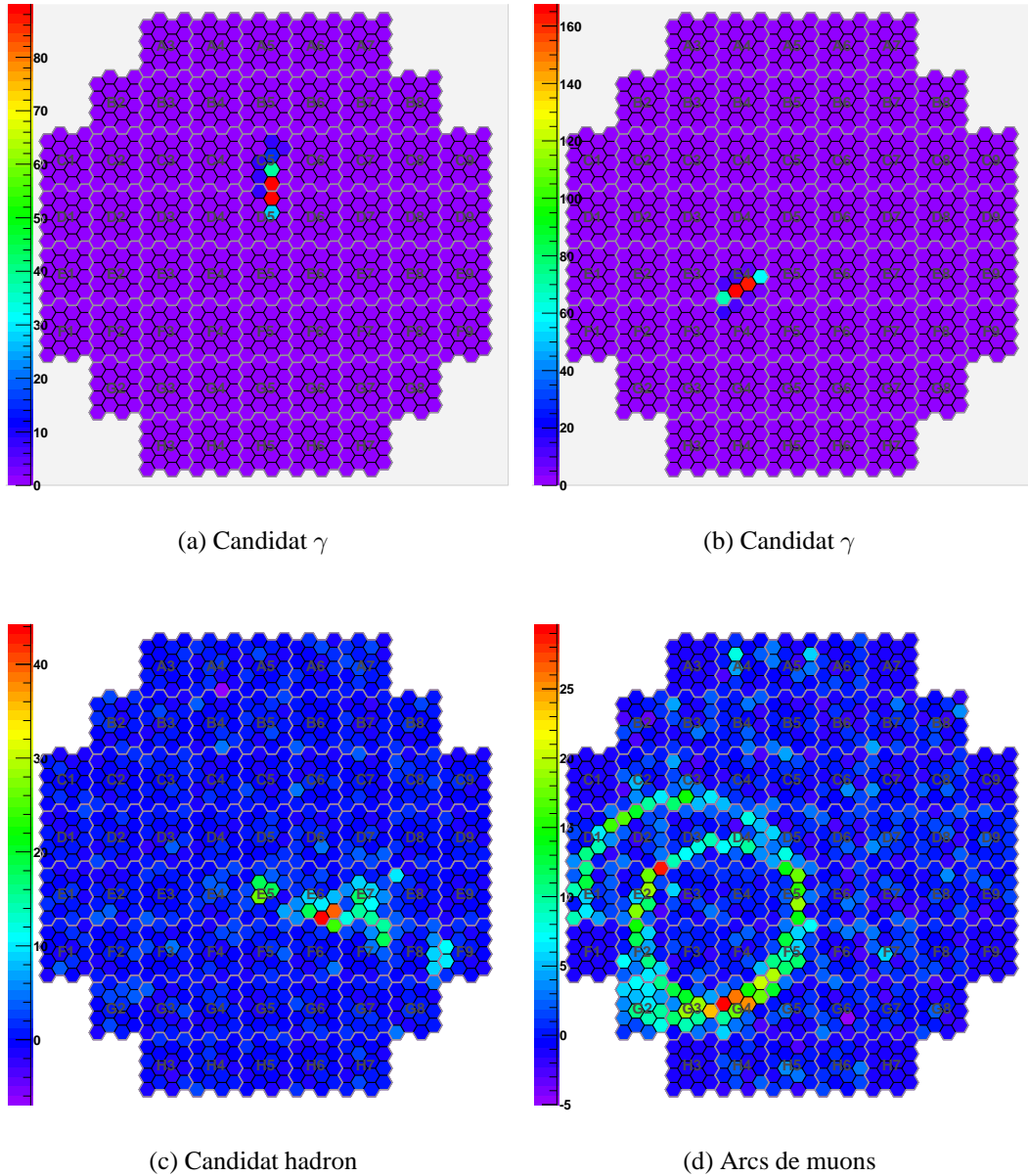


Figure 9.1: Exemples d'images Tcherenkov de gerbes atmosphériques observées dans les données de H.E.S.S.. En haut, deux candidats d'images engendrées par des γ . En bas à gauche, image provenant probablement d'une gerbe hadronique. En bas à droite, image de deux arcs de muons, signant la présence d'interaction hadronique. L'échelle de couleur représente le nombre de photoélectrons dans les pixels.

dans les comparateurs électroniques, on forme le signal de déclenchement. Si l'événement déclenche la caméra, on calcule les charges dans les deux voies d'amplification. Il est possible à ce niveau d'utiliser des paramètres d'étalonnage correspondant à une acquisition réelle de référence, intégrant en particulier une fraction de pixels non-opérationnels.

9.3 De la méthode des moments à la stéréoscopie

9.3.1 La méthode des moments

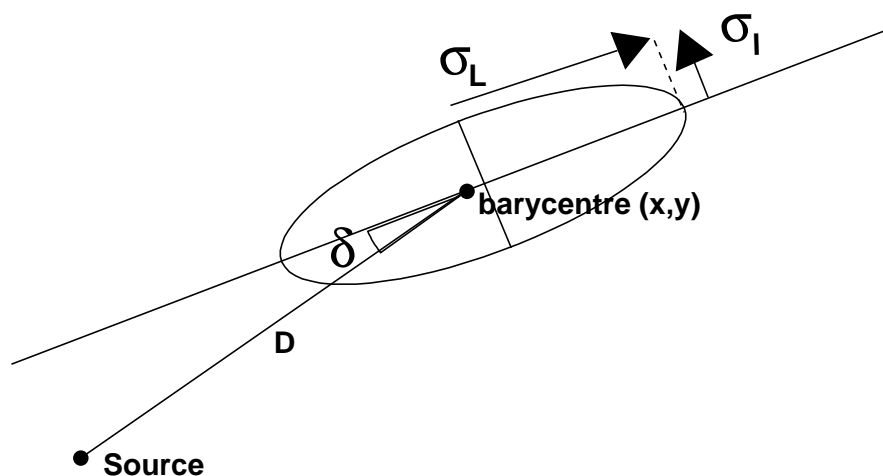


Figure 9.2: Définition des paramètres de Hillas après ajustement à l'image d'une distribution de charge gaussienne bi-dimensionnelle.

La méthode des moments repose sur l'approximation de la distribution de charge dans les pixels de chaque image par une gaussienne bi-dimensionnelle caractérisée par les paramètres suivants (figure 9.2) :

- le barycentre (x,y) donné par les moments d'ordre 1 des coordonnées des pixels, pesées par leur contenu en photoélectrons,
- la “demi-longueur” σ_L (écart-type selon le grand axe de l'image),
- la “demi-largeur” σ_l de l'image (écart-type selon le petit axe de l'image),
- l'angle de pointé δ entre la direction principale de l'image et la droite joignant le barycentre à l'image de la source,
- la distance angulaire D du barycentre des charges à la position de la source S .

Certaines coupures sur ces paramètres permettent un rejet efficace des hadrons :

- La demi-largeur de l'image est en général plus faible pour les gerbes électromagnétiques que pour les gerbes hadroniques en raison des différences d'ordre de grandeur des impulsions transverses des particules dans les deux cas comme on l'a vu dans la partie II (critère de forme).
- L'angle de pointé δ est un paramètre particulièrement efficace. En effet, les γ pointent tous vers leur source (si celle-ci est ponctuelle) et ont donc un angle δ petit, alors que les hadrons n'ont aucune raison particulière de pointer vers la source visée et ont donc une distribution isotrope (voir figure 9.3). Ainsi, en se restreignant aux petits angles δ ($\delta < 8^\circ$) on s'affranchit

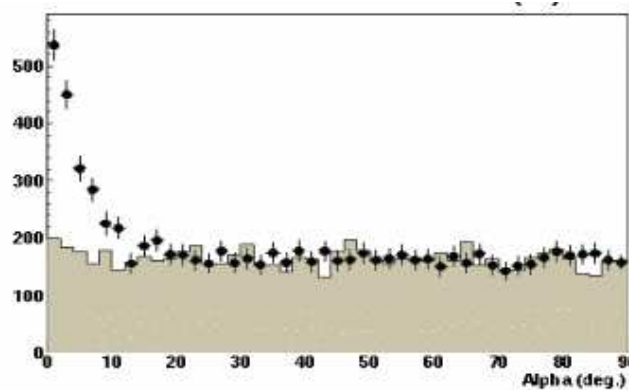


Figure 9.3: Distribution de l'angle de pointé δ des images enregistrées à partir de l'observation par HESS de la nébuleuse du Crabe (points noirs). L'histogramme coloré en brun correspond à un champ de vue "hors source" et donne le fond hadronique attendu.

de nombreux hadrons.

La méthode des moments de Hillas a été développée avant que la stéréoscopie ne voie le jour. Cette méthode peut utiliser des contraintes supplémentaires apportées par l'observation sous plusieurs vues.

9.3.2 La reconstruction géométrique basée sur la stéréoscopie

La stéréoscopie nous permet de reconstruire très simplement la direction et le paramètre d'impact d'un candidat γ . En effet, le grand axe de l'image obtenue dans une caméra donne la projection sur le sol de l'axe de développement de la gerbe atmosphérique. On peut donc, en faisant l'intersection des axes principaux des différentes images, dans une caméra virtuelle (figure 9.5) ou au sol (figure 9.4), obtenir la position de la source dans le ciel ainsi que la position du paramètre d'impact de la gerbe.

9.3.3 La méthode des moments réduits

L'inconvénient de la méthode des moments définie par A.M. Hillas est qu'elle ne prend pas en compte les fluctuations intrinsèques de gerbe et surtout qu'elle a tendance à sacrifier les hautes énergies (car les déviations longitudinales et transverses des images dépendent de paramètres tels que l'énergie du γ incident et de l'angle zénithal). Une amélioration a donc été mise au point par la collaboration HEGRA puis reprise par H.E.S.S.. L'idée est de renormaliser les différentes images à la valeur attendue pour un événement γ de même paramètre d'impact, de même amplitude et de même angle zénithal. Pour un paramètre P , le paramètre renormalisé est défini par :

$$P_R = \frac{P - \langle P \rangle}{\sigma_P} \quad (9.1)$$

où la valeur moyenne $\langle P \rangle$ et la largeur σ_P de la distribution de ce paramètre sont obtenues, à partir de γ simulés, en fonction du paramètre d'impact reconstruit, de l'amplitude d'image reconstruite et de l'angle zénithal. La figure 9.6 montre qu'une coupure sur la largeur réduite et sur la longueur réduite permet de rejeter les hadrons.

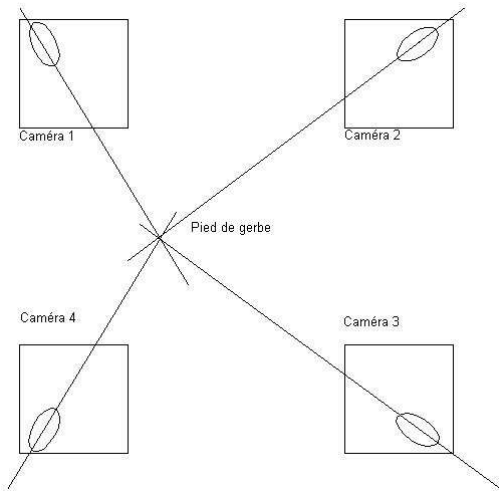


Figure 9.4: Reconstitution de la position du pied de gerbe avec 4 télescopes.

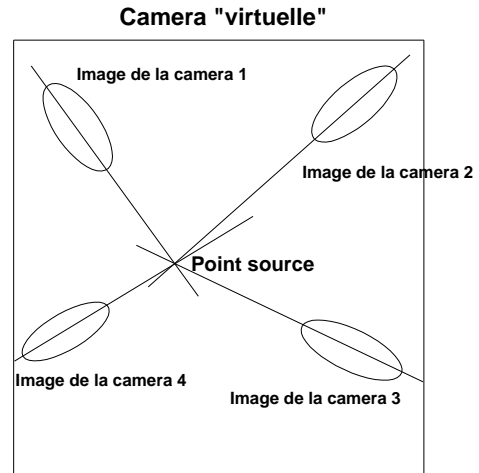


Figure 9.5: Reconstitution de la position de la source avec 4 télescopes. On reporte dans une caméra "virtuelle" les images obtenues par les caméras de chaque télescope : le point source est alors à l'intersection des grands axes de chaque image.

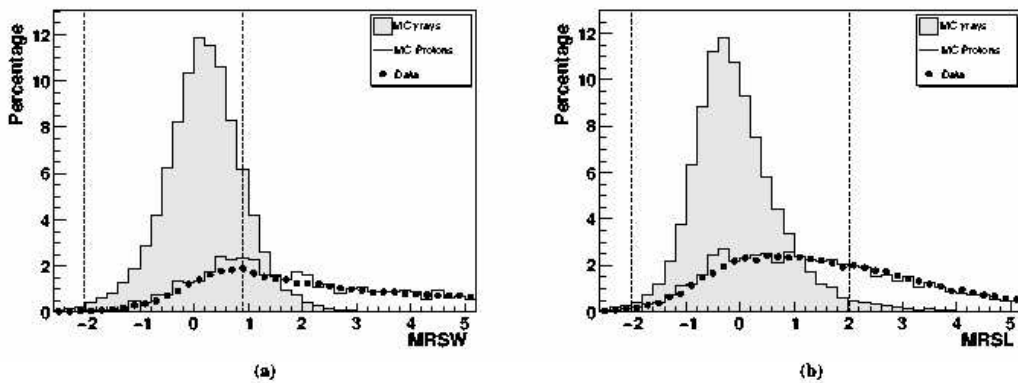


Figure 9.6: Distribution de a) la largeur réduite et b) de la longueur réduite. L'histogramme grisé représente la distribution obtenue avec des simulations de γ , tandis que la ligne continue et les points noirs sont les distributions hadroniques obtenues avec des simulations et des données OFF respectivement.

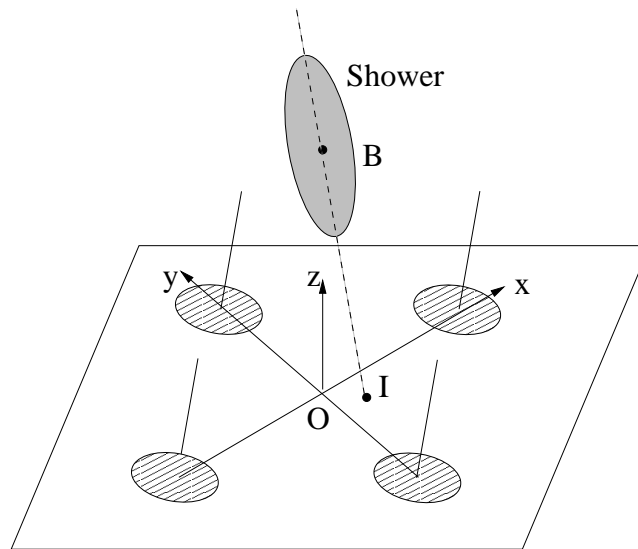


Figure 9.7: Une gerbe électromagnétique dans le référentiel global du système stéréoscopique.

9.4 Le Modèle 3D

9.4.1 Les hypothèses du modèle

La distribution de lumière Tcherenkov obtenue dans les caméras des différents télescopes repose essentiellement sur la distribution spatiale des points d'émission des photons Tcherenkov dans la gerbe et sur la distribution angulaire de ces photons par rapport à l'axe de la gerbe. Le Modèle 3D repose sur les hypothèses suivantes :

1. Les points d'émission des photons Tcherenkov sont distribués selon une gaussienne tridimensionnelle de révolution suivant l'axe de développement de la gerbe qui est alors caractérisée par (figure 9.7) :
 - les angles θ_0 et ϕ_0 définissant la direction de l'axe de la gerbe par rapport au télescope dans le référentiel du système stéréoscopique,
 - les coordonnées x_0 et y_0 du paramètre d'impact I de la gerbe au sol, dans ce même référentiel,
 - la position B du maximum de gerbe, défini par $h = IB$,
 - les écarts-type longitudinal et transverse de la distribution gaussienne, que l'on nommera par la suite "Largeur 3D" et "Longueur 3D",
 - le nombre de photons Tcherenkov N_c dans la gerbe.
2. La distribution angulaire des photons Tcherenkov, par rapport à l'axe de la gerbe, est supposée indépendante de la position du point d'émission et de l'énergie du γ incident. Sa forme, que l'on donnera par la suite, est caractérisée par un seul paramètre dépendant seulement de l'angle zénithal.

9.4.2 Justification des hypothèses utilisées

Hypothèse (1)

Le profil longitudinal d'une gerbe électromagnétique, c'est-à-dire le nombre d'électrons et de positons en fonction de l'altitude, est donné par la formule de Greisen (6.1) et par le profil de densité

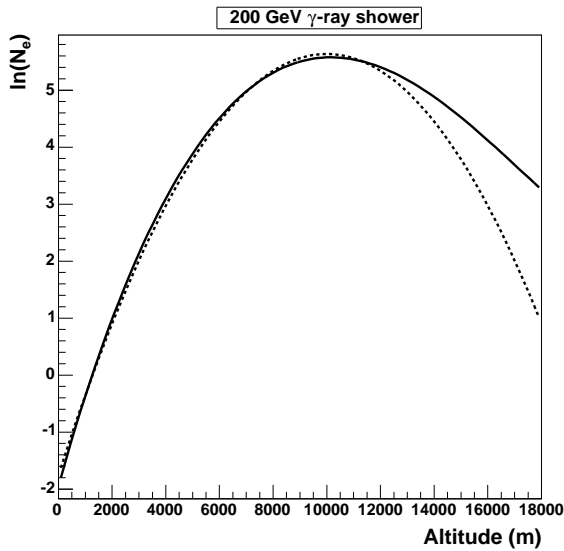


Figure 9.8: Profil longitudinal moyen d'une gerbe de 200 GeV : le logarithme du nombre d'électrons et positons est représenté en fonction de l'altitude (ligne continue). La ligne pointillée représente l'ajustement par une gaussienne.

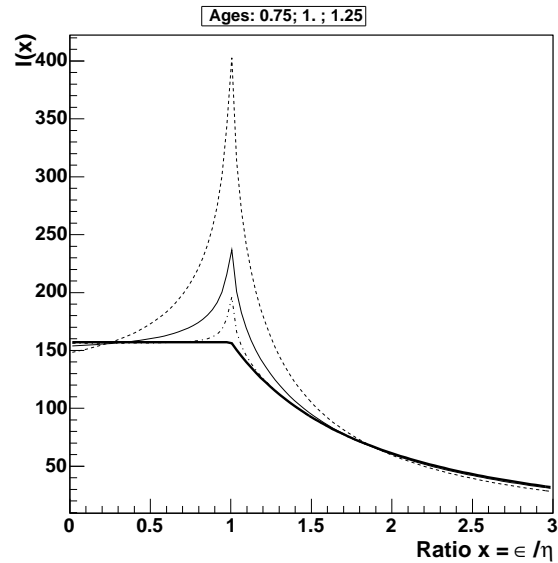


Figure 9.9: Probabilité d'émission de photons Tcherenkov par unité d'angle solide en fonction de l'angle ε par rapport à l'axe de la gerbe. La distribution est calculée pour une gerbe d'énergie comprise entre 500 GeV et 1 TeV pour trois différents âges de développement : 0.75, 1.0 et 1.25. L'abscisse représente le rapport $x = \varepsilon/\eta$, où η est l'angle Tcherenkov maximum à l'altitude considérée. La fonction $I(\varepsilon)$ utilisée pour le Modèle 3D est dessinée en gras.

de l'atmosphère. Le nombre de photons Tcherenkov émis par unité de longueur suit une distribution similaire, la variation du seuil Tcherenkov avec l'altitude conduisant à un léger décalage de l'ordre de 0.3 longueur de radiation par rapport au profil des e^\pm . Le profil longitudinal moyen d'une gerbe électromagnétique de 200 GeV est représenté sur la figure 9.8 : il est très bien décrit par une gaussienne pour des altitudes inférieures à 12000 m, notamment au voisinage du maximum de gerbe qui contribue majoritairement au nombre de photons Tcherenkov collectés (la partie au-dessus de 12000 m ne représente que quelques pourcents de l'ensemble des photons collectés). Ainsi, l'hypothèse d'un profil longitudinal gaussien est justifiée.

Pour ce qui concerne le profil latéral, nous savons que le profil réel présente un pic plus marqué au voisinage de l'axe de la gerbe. Cependant, on montrera par la suite que la largeur 3D calculée par le modèle est de l'ordre de 10 m, et inférieure à 15 m dans la majorité des cas. Cette structure est vue sous un angle d'environ 1.5 mrad, pour une gerbe se développant à 10 km, ce qui est plus petit que la taille des pixels. Nous n'avons donc pas besoin d'utiliser une distribution plus précise.

L'approximation gaussienne est donc justifiée dans le cadre de notre analyse.

Hypothèse (2)

A priori, l'hypothèse (2) semble plus difficile à justifier car la distribution angulaire des photons Tcherenkov dépend de la distribution des électrons dans la gerbe, combinée au cône Tcherenkov (dont le demi-angle au sommet dépend de la densité d'atmosphère). Notons ε l'angle entre la direction du

photon Tcherenkov et l'axe de la gerbe et η l'angle Tcherenkov maximal pour une altitude donnée ($\cos(\eta) = 1/n(z)$, avec $n(z)$ l'indice de réfraction du milieu à l'altitude z). Ces deux paramètres nous permettent d'utiliser la variable bien utile $x = \varepsilon/\eta$: les simulations montrent en effet que la probabilité d'émission de photons Tcherenkov par unité d'angle solide $I(\varepsilon)$ dépend peu de l'énergie du γ initiale. Cette fonction $I(\varepsilon)$ est représentée (sur la figure 9.9) pour des gerbes de 500 GeV-1 TeV pour différents âges de développement. Les distributions ne diffèrent guère excepté pour le pic Tcherenkov à $x = 1$, qui décroît rapidement lorsque la gerbe se développe. La prise en compte de ce pic dans le Modèle 3D n'a pas amélioré significativement les résultats et nous avons donc choisi une distribution universelle $I(\varepsilon)$:

$$I(\varepsilon) = K \quad \text{si } \varepsilon < \eta$$

$$I(\varepsilon) = K \frac{\eta}{\varepsilon} \exp\left[-\frac{\varepsilon - \eta}{4\eta}\right] \quad \text{si } \varepsilon > \eta$$

où K est fixé par la normalisation :

$$2\pi \int I(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon = 1.$$

et vaut $K = 1/(9\pi\eta^2)$. Cette fonction $I(\varepsilon)$ (en gras sur la figure 9.9) représente raisonnablement les distributions obtenues à partir de simulations, sauf au voisinage de $\varepsilon = \eta$. Par ailleurs, nous avons utilisé une valeur unique pour $\eta = 15 \text{ mrad} \sqrt{\cos \zeta}$ dépendant seulement de l'angle zénithal ζ . Cette dépendance a été choisie en supposant que la densité d'atmosphère décroît exponentiellement avec l'altitude et en utilisant l'angle Tcherenkov maximum pour une gerbe verticale initiée par un γ de 1 TeV. En toute rigueur, nous aurions dû calculer η à l'altitude du maximum de gerbe de chaque événement. Cependant, cela impliquait de coupler la distribution angulaire des photons Tcherenkov avec l'altitude du maximum, ce qui déstabilisait la convergence de notre ajustement. La relation précédente s'est avérée suffisante et même bénéfique pour l'efficacité du modèle.

9.4.3 Mise en œuvre de la méthode de reconstruction

Calcul du nombre de photons collectés dans un pixel de caméra

Chaque pixel de la caméra correspond à une direction d'angles polaires θ et ϕ et couvre un angle solide $\Delta\omega_{pix}$. Le modèle simple d'une gerbe électromagnétique décrit précédemment nous permet de calculer le nombre moyen de photons Tcherenkov q_{th} reçus par chaque pixel en fonction des paramètres de la gerbe. On considère pour cela les photons dont le point d'émission E est dans cet angle solide en se restreignant à ceux qui tombent sur le miroir. Du point d'émission E, situé à la distance r du télescope, on voit le miroir (de surface S_{tel}) sous l'angle solide $d\Omega = S_{tel} \cos \theta / r^2$ et, si ε est l'angle entre la direction correspondant au pixel et l'axe de la gerbe, la fraction des photons recueillis dans ce pixel vaut $I(\varepsilon) S_{tel} \cos \theta / r^2$. Par ailleurs, la densité de photons Tcherenkov $n_c(r)$ contenus dans la gerbe, à cette distance r , est obtenue à partir des paramètres du modèle en utilisant l'hypothèse (1). En intégrant sur la ligne de visée, il vient :

$$q_{th} = \int_0^\infty n_c(r) r^2 dr \Delta\omega_{pix} I(\varepsilon) \frac{S_{tel} \cos \theta}{r^2}$$

$$= S_{tel} \Delta\omega_{pix} I(\varepsilon) \cos \theta \int_0^\infty n_c(r) dr \quad (9.2)$$

Cette dernière intégrale est aisément calculée grâce à l'hypothèse (1) : le détail du calcul est présenté en Annexe A.

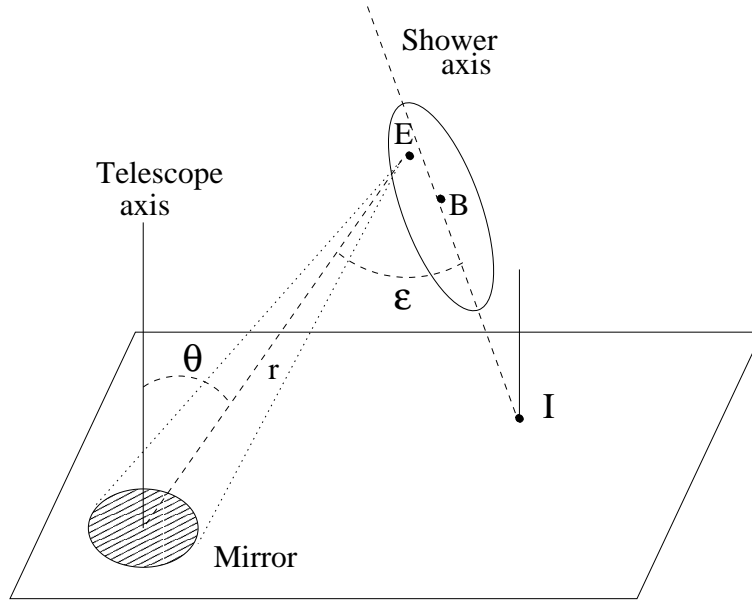


Figure 9.10: Calcul du nombre de photons collectés dans un pixel en fonction des paramètres de gerbe.

Le nettoyage des images

La lumière de fond de ciel contribue aussi à l'éclairement des pixels des caméras de H.E.S.S. et certains événements peuvent être "pollués" par ce rayonnement. On effectue donc un nettoyage des images qui permet de supprimer les groupes de pixels contenant une faible charge, qui ont une grande probabilité d'avoir été créés par la lumière de fond de ciel. La procédure est la suivante : seuls les pixels dont la charge est supérieure à 5 photoélectrons et ayant au moins un voisin contenant 7 photoélectrons sont gardés. De la même manière, on exige que les pixels contenant plus de 7 photoélectrons aient un voisin en ayant au moins 5. Dans le cas contraire, les charges des pixels sont mises à zéro. Ainsi, la contamination du fond de ciel, qui pourrait déstabiliser l'analyse, est en grande partie éliminée. Seuls les pixels retenus par ce nettoyage ainsi que leurs voisins immédiats seront utilisés pour la méthode du Modèle 3D.

L'ajustement des paramètres de gerbe

Pour chaque pixel gardé par le nettoyage (et ses voisins immédiats) on est donc capable de calculer un nombre moyen de photons théorique q_{th} dépendant des paramètres de gerbe ; on connaît aussi le nombre réel de photons q reçus par ce pixel. Ces paramètres sont alors ajustés de manière à maximiser une fonction de maximum de vraisemblance $\mathcal{L} = \prod_i \ell_i$ où ℓ_i est la fonction de maximum de vraisemblance du pixel i .

Pour un pixel donné dans lequel le Modèle 3D prédit un nombre de photons q_{th} , la probabilité de mesurer une charge (exprimée en nombre de photoélectrons) dans l'intervalle $[q, q+dq]$ est donnée par :

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp(-q_{th}) q_{th}^n}{n!} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(q-n)^2}{2\sigma^2}\right) dq$$

Seules les fluctuations poissonniennes sur le nombre entier de photoélectrons n et les fluctuations gaussiennes dues à la réponse des photomultiplicateurs sont prises en compte. Pour H.E.S.S., le sigma du photoélectron vaut $\sigma = 0.4$, ce qui permet de se restreindre à une intégration sur les deux premiers

entiers n entourant q . Les fluctuations intrinsèques de gerbe et les corrélations entre les contenus des différents pixels ne sont pas pris en compte, ce qui a peu d'effet sur notre analyse car le paramètre \mathcal{L} n'est pas utilisé pour discriminer entre les γ et les hadrons.

L'initialisation de l'ajustement

Cet ajustement par maximum de vraisemblance est réalisé à partir du programme MINUIT du CERN. Comme pour tout ajustement, la convergence de MINUIT dépend légèrement des valeurs initiales données aux huit paramètres de la gerbe avant de le lancer. Or, on a vu précédemment, que par simple reconstruction géométrique on peut calculer de bonnes approximations de la valeur du paramètre d'impact de la gerbe au sol (x_0, y_0) et la direction du γ incident (θ_0, ϕ_0). Par ailleurs, connaissant le paramètre d'impact, la direction de l'axe de développement de la gerbe et les barycentres des images dans les caméras, on peut obtenir, géométriquement, une estimation raisonnable de la hauteur du maximum de gerbe. Enfin, la valeur de la longueur 3D reconstruite est très proche de 3000 m et varie très peu avec les conditions d'observation : on a donc choisi cette valeur pour l'initialisation. Il nous reste donc deux paramètres plus difficiles à initialiser : la largeur 3D, et le nombre de photons Tcherenkov contenus dans la gerbe.

Les simulations montrent une corrélation entre la moyenne des écarts-types longitudinaux des images reçues dans les différentes caméras et la largeur 3D reconstruite par le Modèle 3D. On a donc utilisé une relation très simple pour la première approximation :

$$\text{largeur 3D} = \frac{38}{0.004} \times \frac{1}{N_{tels}} \sum_{N_{tels}} \sigma_L$$

Par ailleurs, les simulations montrent aussi une corrélation entre la charge totale collectée dans les caméras et le nombre de photons reconstruit par le Modèle 3D. La relation simple utilisée dépend de l'angle zénithal d'observation et du nombre de télescopes observant la gerbe :

$$N_c = 1.2 \times 10^3 \times \frac{4}{N_{tels}} \sum_{N_{tels}} \sum_{pix} q_{pix} \times (\cos \zeta)^{0.46}$$

Une première estimation des paramètres est alors réalisée par SIMPLEX suivie par un ajustement plus précis avec MIGRAD. L'avantage de MIGRAD est qu'il donne un paramètre concernant la nature de sa convergence : les paramètres n'ayant pas convergé sont aussitôt rejetés. Comme on le verra au paragraphe 9.4.5 cette étape affecte peu les γ mais rejete une fraction significative de hadrons.

9.4.4 Importance du nombre de vues pour la reconstruction des gerbes

On verra plus loin que les performances de la reconstruction, en terme de rejet hadronique et de résolution angulaire et en énergie, dépendent fortement du nombre de télescopes ayant des données pour un événement. Cet effet est principalement dû à la géométrie du système stéréoscopique H.E.S.S. et non pas au Modèle 3D. Le nombre de télescopes déclenchant pour un événement donné (on parlera par la suite de multiplicité 4 pour un événement comprenant des images sur les quatre télescopes, multiplicité 3 pour trois images,...) dépend de l'impact de la gerbe au sol. Cet effet est très bien illustré par la figure 9.11 pour laquelle nous avons simulé des gerbes de γ verticales suivant un spectre en énergie en $E^{-2.4}$ au zénith : les événements de multiplicité 4 sont centraux et s'étendent peu au-delà de 100 m du centre du système, tandis que les événements de multiplicité 2 sont majoritairement périphériques et s'étendent loin du centre à haute énergie. Ainsi, la multiplicité 4 apporte non seulement plus de contraintes en raison du nombre de vues disponibles, mais elle améliore aussi la précision de la reconstruction et le rejet hadronique en échantillonnant la gerbe de tous les côtés.

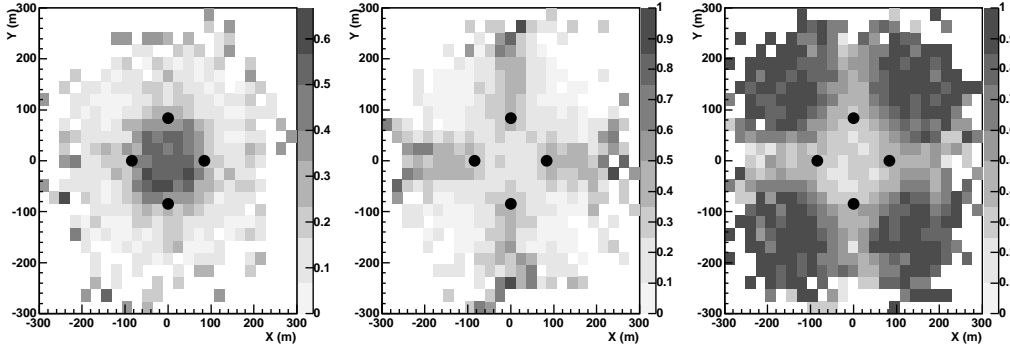


Figure 9.11: Fraction des gerbes verticales de γ déclenchant n_T télescopes en fonction de la position du paramètre d'impact (de coordonnées X et Y) au sol. De gauche à droite : $n_T = 4$, $n_T = 3$, $n_T = 2$. Cette figure a été obtenue en utilisant une simulation de γ de loi de puissance d'indice 2.4. Les points noirs indiquent la position des télescopes de H.E.S.S..

9.4.5 Discrimination γ /hadron basée sur la forme de la gerbe

Le développement longitudinal de la gerbe

Des simulations de γ à différentes énergies et angles zénithaux d'observation ont été utilisées afin de produire des images dans les caméras de H.E.S.S. dans les conditions expérimentales habituelles (incluant quelques pixels défectueux et de la lumière de fond de ciel). Ces images ont ensuite été nettoyées puis analysées avec le Modèle 3D. Comme le montre la figure 9.12, plus de 90% des γ satisfont le critère de convergence de MINUIT pour des angles zénithaux compris entre 0° et 60° (cercles noirs), alors que moins de 48% des hadrons convergent (carrés rouges), en raison principalement de l'hypothèse de symétrie de révolution, très contraignante pour des gerbes hadroniques.

On a vu au chapitre 6.5 que le bremsstrahlung, la production de paires et la diffusion multiple sont gouvernés par une seule échelle caractéristique : la longueur de radiation. Elle détermine le développement longitudinal et latéral d'une gerbe électromagnétique. Il est alors pratique d'exprimer les différents paramètres de gerbe (altitude du maximum, écart-type longitudinal et transverse) en unités de longueur de radiation, ou de façon similaire, en épaisseur d'atmosphère (g cm^{-2}). La hauteur du maximum z_{max} est l'un des paramètres de gerbe caractérisant le développement longitudinal ; on peut le convertir en épaisseur d'atmosphère traversée au maximum de gerbe le long de l'axe de développement D_s (g cm^{-2}). La précision de reconstruction de ce paramètre est illustrée par la figure 9.13 : l'épaisseur d'atmosphère traversée au maximum de gerbe varie bien linéairement avec le logarithme de l'énergie du γ incident E_0 , comme le prédit la formule de Greisen (équation 6.1 du chapitre 6.5). On peut aussi noter, sur la figure 9.14, une corrélation pour les gerbes de γ entre D_s et le logarithme du nombre de photons Tcherenkov reconstruit par l'ajustement. Cette corrélation nous permet de définir une nouvelle contrainte pour discriminer les gerbes de γ des gerbes hadroniques. En effet, la figure 9.15 obtenue à partir d'événements hadroniques ne présente aucune corrélation ; l'utilisation d'une "région physique" dans laquelle sont attendus les candidats γ permet de rejeter une fraction des candidats hadrons. La "région physique" que nous avons définie est telle que :

$$61.5 (\ln N_c - 13.5 + T(\zeta)) \leq D_s \leq 61.5 (\ln N_c - 10 + T(\zeta)) + 300 \quad (9.3)$$

avec $T(\zeta) = 3.28(1 - \cos \zeta)$, ce dernier terme ayant été introduit car la relation entre N_c et l'énergie du γ incident dépend légèrement de l'angle zénithal ζ . Les candidats γ sont très faiblement affectés par cette contrainte, qui en revanche, permet de s'affranchir de nombreux candidats hadrons (on

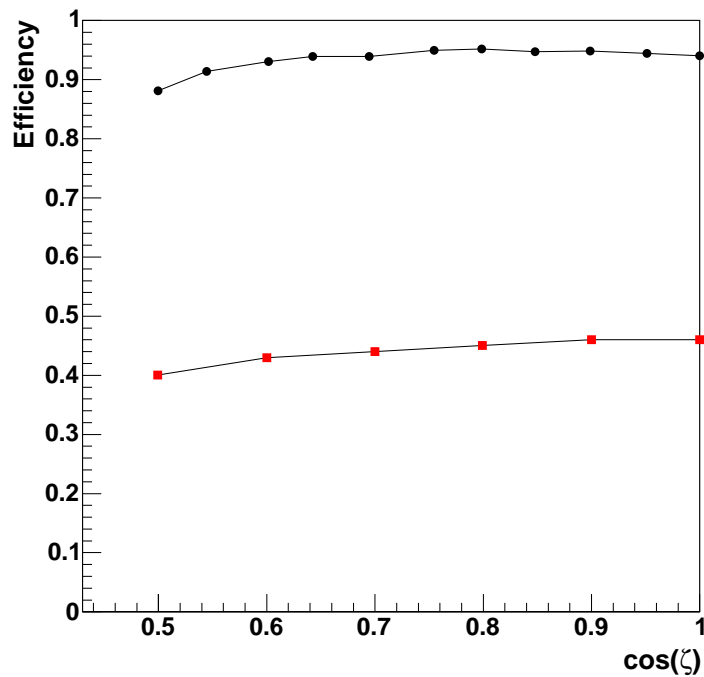


Figure 9.12: Efficacité de convergence du Modèle 3D pour des γ et pour des hadrons en fonction du cosinus de l'angle zénithal d'observation. Le graphique du haut (cercles noirs) a été obtenu à partir de gerbes de γ simulées suivant un spectre en énergie en $E^{-2.6}$. Le graphique du bas (carrés rouges) caractérise les hadrons et provient de l'analyse de données réelles de H.E.S.S. ne comprenant pas de source γ dans le champ de vue.

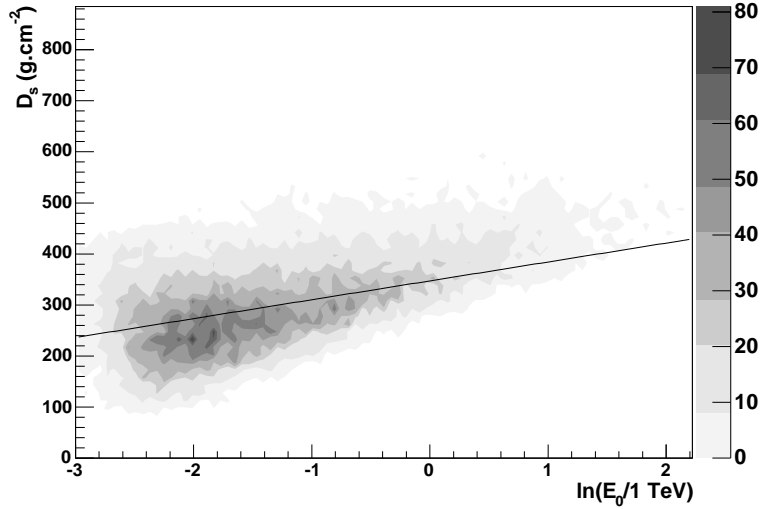


Figure 9.13: Hauteur du maximum de gerbe D_s reconstruite par le Modèle 3D, en fonction du logarithme de l'énergie du γ incident $\ln E_0$. Cette figure a été obtenue à partir de gerbes de γ simulées au zénith et suivant une distribution en énergie en loi de puissance du type $E_0^{-2.2}$. La ligne représente la relation entre D_s et $\ln E_0$ donnée par la formule de Greisen (équation 6.1).

passé d'un facteur de rejet de 2.5 avec la contrainte de convergence à un facteur de rejet de 5 pour l'ensemble des événements hadroniques, tout en gardant plus de 85% des γ). Les hadrons ayant satisfait la convergence de MINUIT et cette nouvelle contrainte sont donc ceux qui sont compatibles avec l'hypothèse de symétrie de révolution.

Cependant, il nous reste une caractéristique des gerbes électromagnétiques que nous n'avons pas encore utilisée : leur extension latérale est très faible, car gouvernée principalement par la diffusion multiple qui introduit de faibles déviations angulaires (la figure 6.3 illustre très bien cette caractéristique). C'est donc sur ce dernier point que va reposer notre réelle coupure.

Le développement latéral

La largeur 3D

Le Modèle 3D reconstruit l'écart-type transverse σ_T (ou largeur 3D) de la gerbe de chaque événement où l'ajustement a convergé. Afin de montrer le potentiel de discrimination γ /hadron offert par la largeur 3D, nous avons utilisé des données réelles de H.E.S.S. prises sur le blazar PKS 2155-304 à 30° d'angle zénithal. Ces observations ont été effectuées en mode de "pointé décalé" (ou "Wobble mode" défini en partie 7.11) avec un décalage de 0.5° dans la caméra. Dans le cas d'une source ponctuelle telle que PKS 2155-304, on peut obtenir la contribution du fond hadronique en utilisant plusieurs régions dans la caméra, de même taille que la région source et ayant le même décalage dans la caméra (cette méthode de calcul du fond hadronique sera présentée plus en détail dans la partie 11.3.3). On normalise ensuite le fond obtenu par le nombre de régions, dites "OFF", utilisées. La figure 9.16 compare les distributions de largeur 3D obtenues pour la région source et pour les régions OFF ; la figure 9.18 présente ces mêmes distributions après soustraction de la contribution du fond hadronique dans la région source. Les gerbes de γ ont des largeurs distribuées autour de 10 m et pratiquement toujours inférieures à 18 m tandis que les hadrons ont une largeur plus grande de l'ordre de 20 m. Il apparaît très clairement, à partir de ces deux figures, qu'une coupure sur la largeur 3D permet de reje-

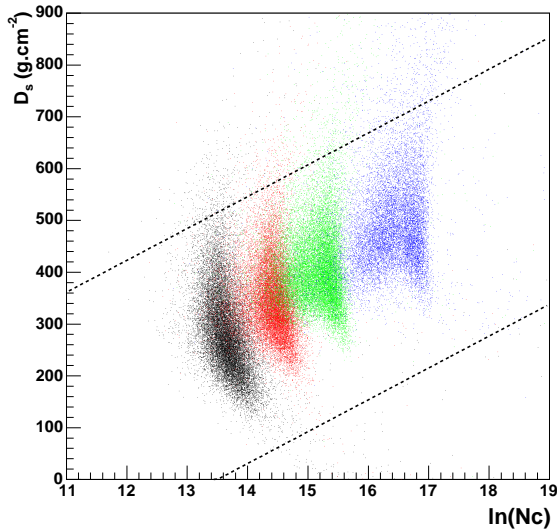


Figure 9.14: Profondeur d’atmosphère traversée au maximum de gerbe D_s en fonction du logarithme du nombre de photons Tcherenkov N_c pour des γ simulés. Cette figure a été obtenue à partir de gerbes simulées à différentes énergies E_0 (de gauche à droite : 200 GeV, 500 GeV, 1 TeV, 5 TeV) au zénith. La condition (9.3) correspond à la région comprise entre les deux lignes pointillées.

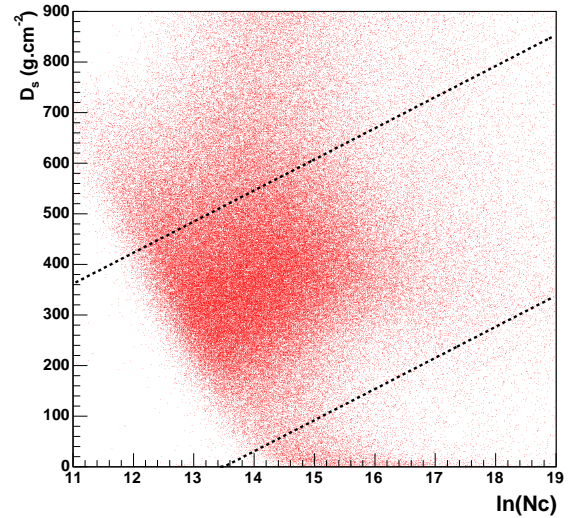


Figure 9.15: Profondeur d’atmosphère traversée au maximum de gerbe D_s en fonction du logarithme du nombre de photons Tcherenkov N_c pour des hadrons. Cette figure a été obtenue en utilisant des observations, à 16° d’angle zénithal, effectuées dans des régions du ciel ne comprenant pas de sources γ . La condition (9.3) correspond à la région comprise entre les deux lignes pointillées.

ter une grande fraction de hadrons. Par ailleurs, on peut noter sur la figure 9.19 qu’en se restreignant aux événements comprenant au moins trois images, la séparation entre les distributions γ et hadron est encore plus nette. Dans ce cas, les largeurs 3D reconstruites pour les hadrons sont légèrement plus grandes, les γ n’étant absolument pas affectés par cette restriction. Ceci paraît logique puisque σ_T est un paramètre physique d’une gerbe électromagnétique et le nombre d’images n’influence que les erreurs de reconstruction. En revanche, les gerbes hadroniques ont rarement une véritable symétrie de révolution et l’augmentation du nombre de vues permet d’évaluer plus précisément l’extension latérale de la gerbe hadronique dans son ensemble.

La largeur réduite

Comme on l’a vu au paragraphe 9.4.5 concernant le profil longitudinal, le Modèle 3D reconstruit la hauteur du maximum de gerbe, ce qui nous permet de convertir les différents paramètres de gerbe en épaisseur d’atmosphère (en g cm^{-2}). On peut alors définir un paramètre en g cm^{-2} $\sigma'_T = \sigma_T \rho(z_{max})$, où $\rho(z_{max})$ est la densité d’atmosphère à l’altitude z_{max} . Les simulations montrent que σ'_T croît avec la profondeur d’atmosphère traversée au maximum de gerbe. Cet effet, illustré par la figure 9.20 (obtenue à partir de gerbes de γ simulées à différentes énergies) est dû à la variation du seuil Tcherenkov avec l’altitude. En effet, pour des profondeurs d’atmosphères plus grandes, le seuil Tcherenkov est plus faible et nous avons plus d’électrons de faible énergie et éloignés de l’axe de la gerbe qui vont émettre un rayonnement Tcherenkov. Les simulations montrent que la variable sans dimension $\omega = \sigma'_T / D_s$ dépend très peu de l’énergie et de l’angle zénithal, la dépendance résiduelle étant largement dues aux erreurs de reconstruction. Cette variable ω sera appelée par la suite la “largeur réduite”. L’un des avantages de l’utilisation de la largeur réduite à la place de la largeur 3D apparaît clairement

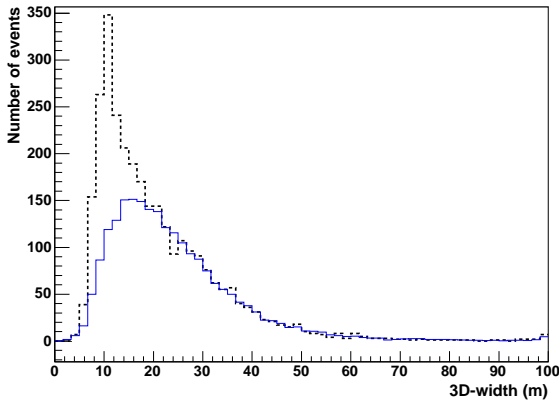


Figure 9.16: Distribution de la largeur 3D (σ_T) à partir de données prises sur PKS2155-304 en 2004. (a) Ligne pointillée : région source. (b) Ligne pleine : fond hadronique obtenu à partir de 5 régions OFF prises dans le même champ de vue, renormalisé par 1/5.

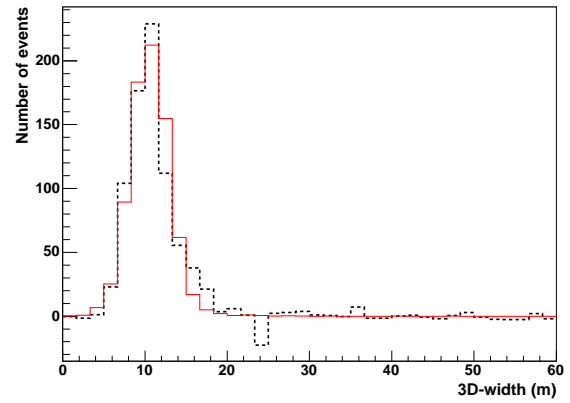


Figure 9.17: Distribution de la largeur 3D (σ_T) pour les γ (ligne pointillée) comparée à celle obtenue à partir de simulations (ligne pleine).

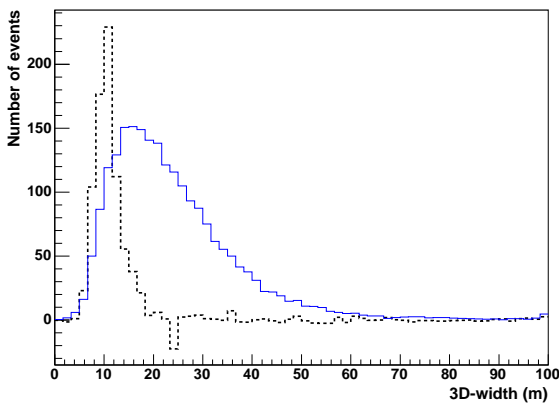


Figure 9.18: Distribution de la largeur 3D (σ_T) pour des γ (ligne pointillée) obtenue à partir des histogrammes de la figure 9.16 après soustraction du fond hadronique ; le fond hadronique est représenté par la ligne continue.

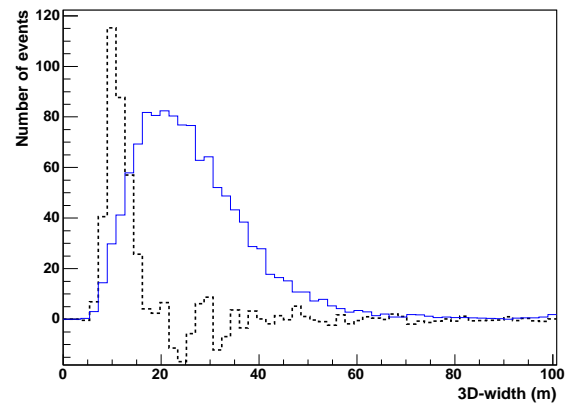


Figure 9.19: Mêmes histogrammes que ceux de la figure 9.18 mais en retenant seulement les événements qui ont des images sur au moins trois télescopes.

Table 9.1: Valeurs moyennes et écart-type de la distribution en ω pour des gerbes de γ de 1 TeV et pour différents angles zénithaux.

| Zenith angle | $\langle \omega \rangle \times 10^3$ | $\sigma(\omega) \times 10^3$ |
|--------------|--------------------------------------|------------------------------|
| 0° | 1.55 | 0.206 |
| 46° | 1.57 | 0.205 |
| 60° | 1.54 | 0.212 |

Les erreurs statistiques sur $\langle \omega \rangle$ sont de l'ordre de 0.01×10^{-3} ; celles sur $\sigma(\omega)$ sont de l'ordre de 0.06×10^{-4} .

Table 9.2: Valeurs moyennes et écart-type des distributions en ω au zénith et pour différentes énergies.

| Energy (GeV) | $\langle \omega \rangle \times 10^3$ | $\sigma(\omega) \times 10^3$ |
|--------------|--------------------------------------|------------------------------|
| 200 | 1.516 | 0.301 |
| 500 | 1.529 | 0.254 |
| 1000 | 1.550 | 0.206 |
| 5000 | 1.650 | 0.188 |

Les erreurs statistiques sur $\langle \omega \rangle$ sont de l'ordre de 0.004×10^{-3} ; celles sur $\sigma(\omega)$ sont de l'ordre de 0.03×10^{-4} .

sur les figures 9.21 et 9.22 qui présentent les distributions de ces deux paramètres pour les angles zénithaux 0°, 46° et 60°. Par ailleurs, la stabilité de la distribution de la largeur réduite en fonction de l'angle zénithal et de l'énergie sont visibles sur les tables 9.1 et 9.2.

Comme la largeur 3D, cette variable permet un rejet très efficace des hadrons mais elle a l'avantage de permettre de choisir une coupure indépendante de l'énergie de l'événement et de l'angle zénithal d'observation. On peut voir sur la figure 9.23 la séparation des distributions en ω pour des gerbes de γ simulées et pour des hadrons, cette dernière distribution étant obtenue à partir de données réelles sur des champs de vue ne comportant aucune source γ potentielle. Cette figure montre aussi que la discrimination γ /hadron dépend fortement de la multiplicité en nombre de télescopes, ce qui est clairement dû au fait que l'augmentation du nombre de vues permet de voir l'extension globale de la gerbe hadronique (qui ne satisfait pas l'hypothèse de symétrie de révolution). Des valeurs plus précises du facteur de rejet seront donnés en 9.5.4.

9.5 Les performances du Modèle 3D

9.5.1 L'efficacité de sélection des γ (basée sur les critères de forme)

La quasi-universalité de la distribution en ω pour les γ nous permet d'utiliser le même critère de sélection pour toutes les conditions expérimentales : $0.8 \times 10^{-3} < \omega < 2 \times 10^{-3}$.

Résumons les différents critères de sélection des γ décrits ci-dessus :

- on exige la convergence de l'ajustement par maximum de vraisemblance, c'est-à-dire la contrainte de symétrie de révolution,
- on a défini une région physique à partir du nombre de photons Tcherenkov N_c et de la profondeur d'atmosphère traversée D_s ,
- on impose une coupure sur la largeur réduite ω .

Ces trois contraintes reposent donc uniquement sur des critères de forme de la gerbe, c'est-à-dire la symétrie de rotation et son extension latérale. Nous avons utilisé des simulations de γ à divers angles zénithaux, énergies et décalages dans la caméra pour connaître le pourcentage de γ gardés après application de ces trois contraintes ¹. Les performances de l'analyse dépendant de la multiplicité n_T

¹ATTENTION : ces pourcentages ne prennent pas en compte les pertes dues aux effets de déclenchement

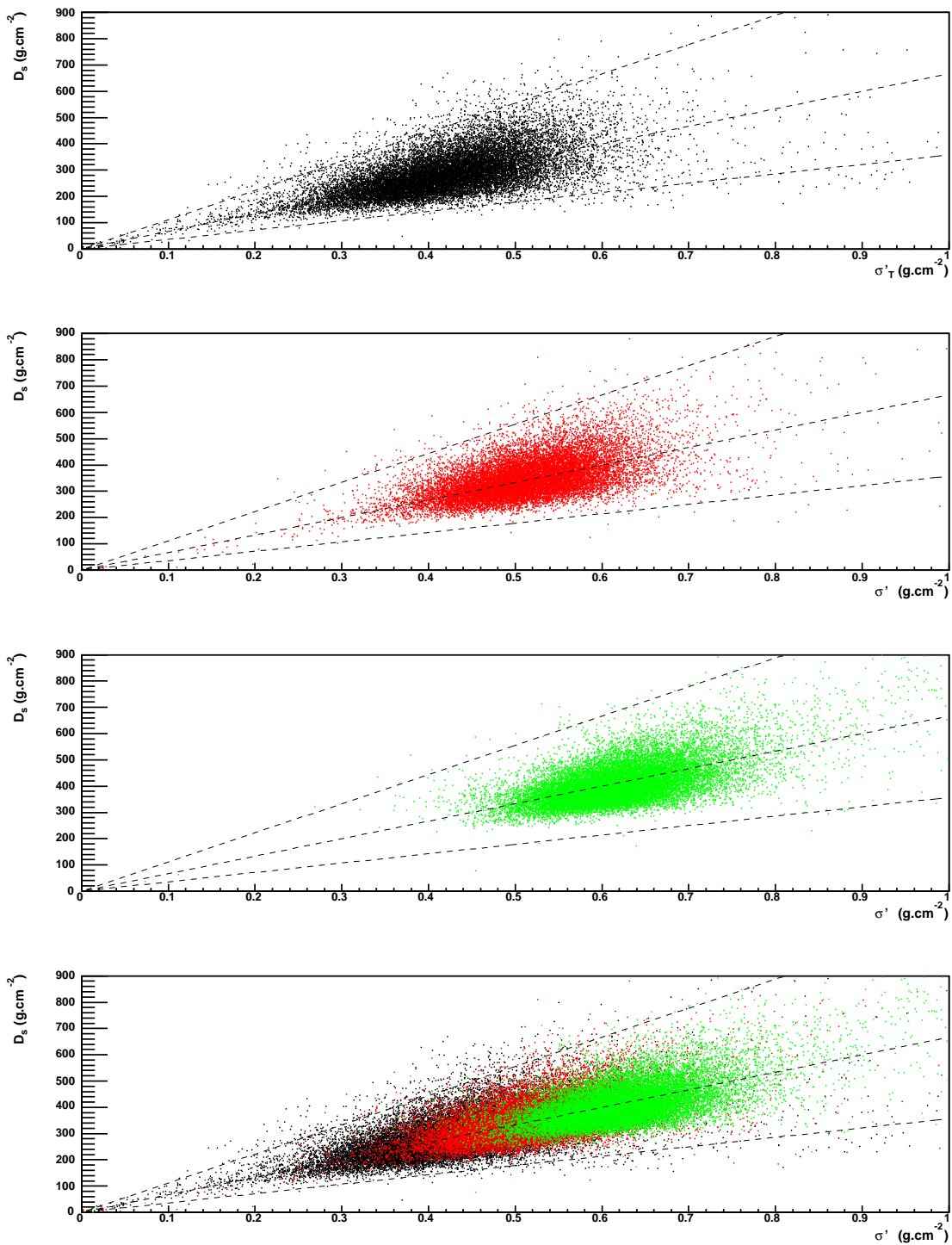


Figure 9.20: Profondeur d'atmosphère au maximum de gerbe D_s en fonction de la largeur 3D σ_T^l (reconstruite par le Modèle 3D et exprimée en g cm^{-2}) pour des gerbes de γ simulées à plusieurs énergies : de haut en bas, 200 GeV, 500 GeV, 1 TeV; la dernière figure est la superposition des figures précédentes. Les droites servent uniquement de repères pour comparer les figures.

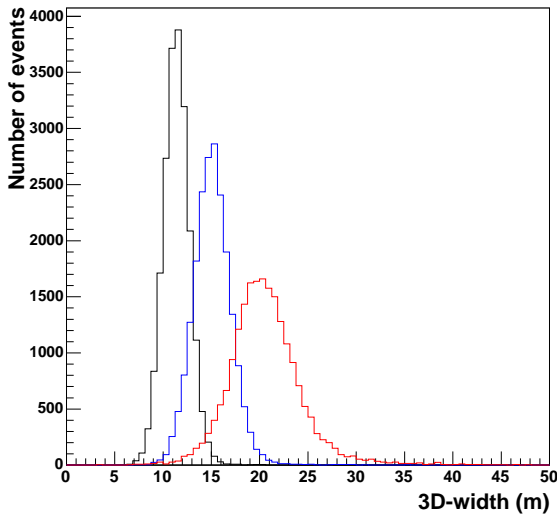


Figure 9.21: Distribution de la largeur 3D pour des gerbes de γ simulées à 1 TeV à différents angles zénithaux : 0° , 46° et 60° (de gauche à droite).

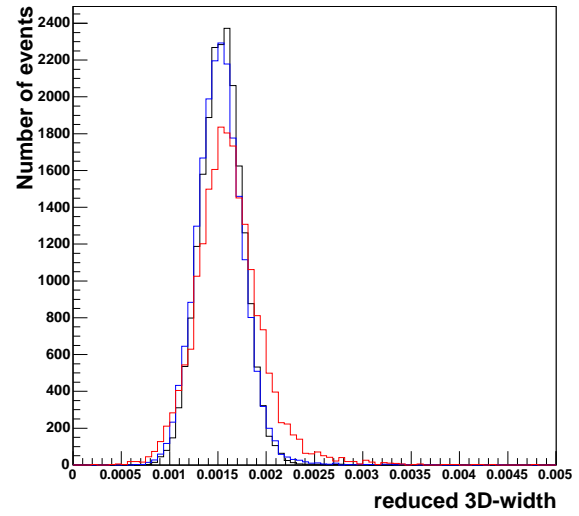


Figure 9.22: Distribution de la largeur réduite pour des gerbes de γ simulées à 1 TeV à différents angles zénithaux : 0° , 46° et 60° .

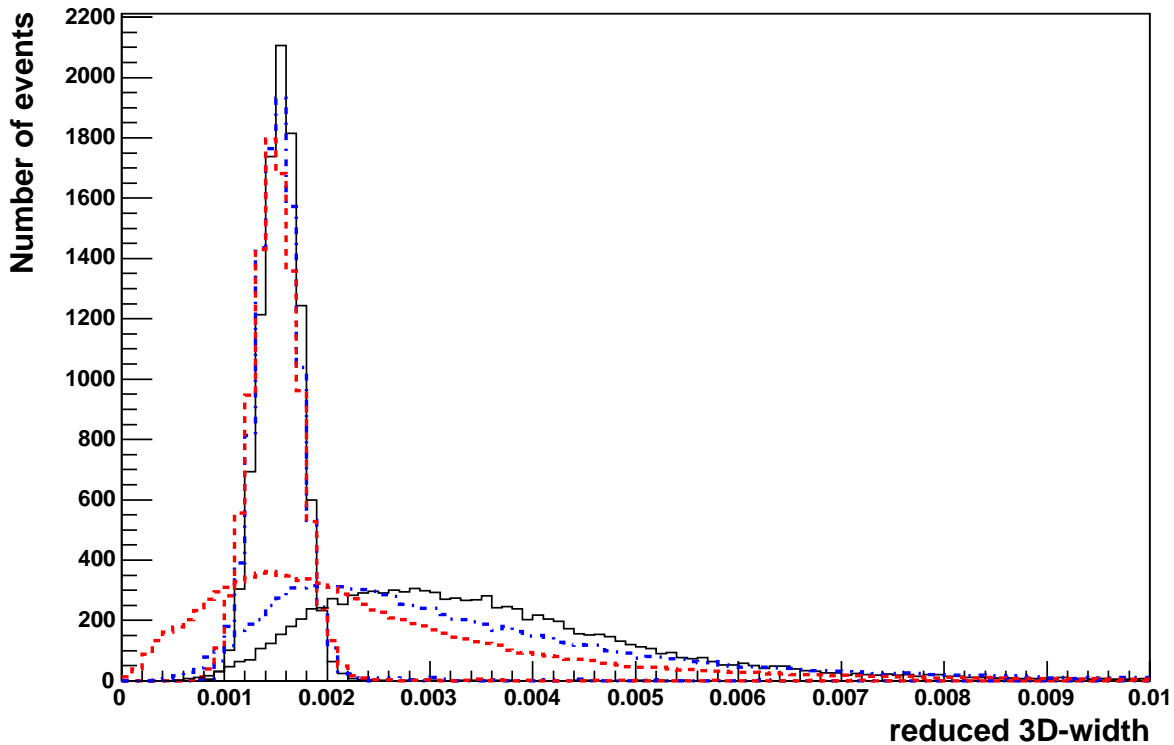


Figure 9.23: Distributions de la largeur réduite ω pour des γ (pics centrés à 0.0015) et pour des hadrons, pour différentes conditions d'observation. (a) Ligne pointillée : événements de multiplicité 2. (b) Ligne tiret-point : événements de multiplicité 3. (c) Ligne continue : événements de multiplicité 4. Les gerbes de γ sont simulées à 1 TeV à 18° d'angle zénithal ; les hadrons ont été obtenus à partir de données réelles de H.E.S.S. dans des champs de vue ne comprenant pas de γ et à un angle zénithal d'observation de 16° . Les histogrammes ont été normalisés au même nombre d'événement.

de télescopes, nous distinguerons dans la suite les cas $n_T = 4$, $n_T = 3$, et $n_T = 2$. Les figures 9.24, 9.25 et 9.26 résument les résultats de cette étude : l'efficacité γ est élevée ($> 80\%$ entre 100 GeV et 3 TeV au zénith) et dépend peu de l'angle zénithal et de l'énergie du γ incident. Par ailleurs, il est remarquable que l'efficacité γ soit encore supérieure à 80% à 2.5° de l'axe optique de la caméra (la résolution angulaire étant néanmoins dégradée pour ces événements, comme on le verra au paragraphe suivant). Ceci permettra l'étude de source dont la position est très décalée par rapport à l'axe de visée, comme les sources analysées dans le relevé systématique du plan galactique ou les sources très étendues (comme Vela Junior) dont une partie de l'émission est en bord de champ de vue.

9.5.2 La résolution angulaire

La fonction de résolution angulaire (en Anglais "Point Spread Function" ou PSF) est la distribution de l'angle θ entre la position reconstruite et la position réelle de la source. Cette fonction caractérise la résolution angulaire d'une méthode d'analyse ; elle est obtenue à partir de données prises sur une source extragalactique et ponctuelle, par exemple PKS 2155-304. Nous utilisons toujours les données de H.E.S.S. prises sur ce blazar à un angle zénithal de 30° et avec un décalage de la source dans la caméra de 0.5° . La figure 9.27 présente la distribution en θ^2 obtenue à partir de ces observations : un très bon accord avec des simulations de γ (ligne rouge sur cette figure), produites à 26° d'angle zénithal dont le spectre en énergie est une loi de puissance d'indice 3.2 (valeur mesurée par H.E.S.S. [8]), est nettement visible. Par ailleurs, on peut voir sur la figure 9.28 qu'une restriction aux événements de multiplicité 3 et 4 permet d'améliorer la résolution angulaire. Dans ce cas, on rejette les événements à 2 télescopes, périphériques, et pour lesquels la reconstruction de la position de la source peut être dégradée. Cet effet qui est principalement dû à la position de l'impact de la gerbe au sol, est illustré par la figure 9.29 où la distribution en θ^2 pour des simulations de γ à 1 TeV est présentée en échelle logarithmique : on note la présence d'un "halo" créé par les événements ne contenant que deux images. Cette distribution est bien décrite par la superposition de deux lois exponentielles en θ^2 :

$$\frac{dP}{d\theta^2} = \frac{\alpha}{2\sigma_1^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{1-\alpha}{2\sigma_2^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_2^2}\right)$$

La distribution la plus large (caractérisée par σ_2) est ainsi appelée le "halo", tandis que la plus fine (caractérisée par σ_1) est la tache centrale. La distribution angulaire des événements de multiplicité 4 est pratiquement réduite à cette dernière.

Pour étudier la variation de la résolution angulaire en fonction des paramètres tels que l'énergie, l'angle zénithal d'observation et le décalage dans la caméra, nous avons utilisé des simulations de γ . Les figures 9.30 et 9.31 montrent comment varie la largeur σ_1 de la tache centrale en fonction de l'énergie pour diverses valeurs d'angle zénithal et de décalage. La largeur σ_1 de la distribution est, dans la majorité des cas, inférieure à 0.06° et reste très stable au moins au-dessus de 1 TeV. Pour tenir compte du halo, nous pouvons définir un paramètre nommé R_{68} , qui représente le rayon angulaire du cône centré sur la direction réelle du γ et contenant 68% des événements reconstruits. La variation de R_{68} en fonction de l'énergie, pour les mêmes angles zénithaux et décalages que précédemment, est présentée sur les figures 9.32 et 9.33. Il apparaît nettement que l'importance relative du halo dépend fortement de l'angle zénithal et de la position de l'impact au sol. Ainsi, l'augmentation de la taille du halo pour les énergies supérieures à quelques TeV est causée par des événements distants de plus de 300 m du centre du système, mal échantillonnés et qui peuvent produire des images coupées par le bord de champ, comme on peut le voir sur la figure 9.34. Cet effet est atténué, comme le montrent les figures 9.32 et 9.33 (lignes pointillées), lorsqu'on exige que les barycentres des images soient situés à moins de 2° du centre des caméras, coupure traditionnellement utilisée par les méthodes dérivant de

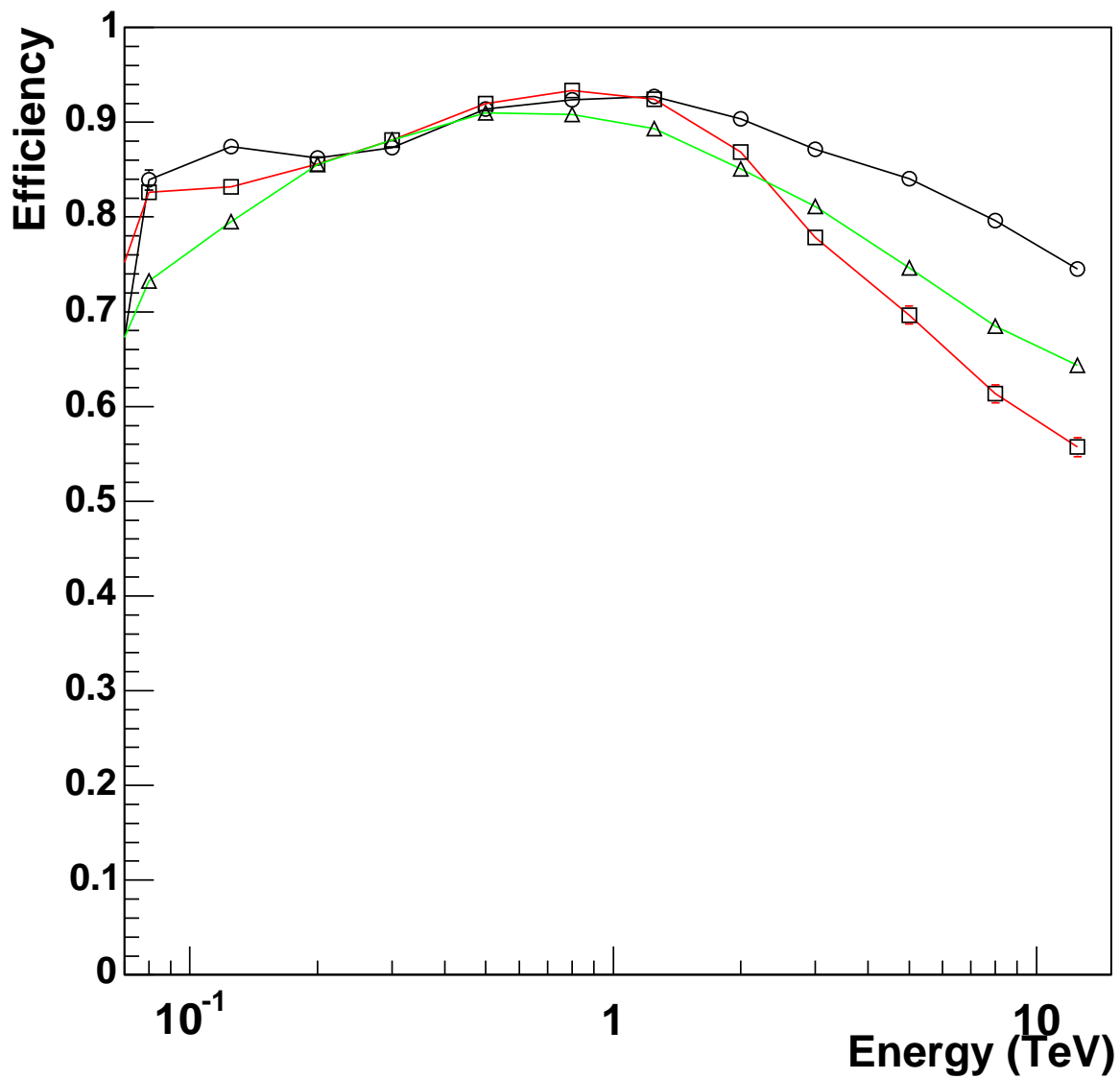


Figure 9.24: Efficacité de reconstruction de gerbes γ de 1 TeV au zénith, en fonction de l'énergie du γ incident, pour des gerbes déclenchant respectivement 2 télescopes (triangles), 3 télescopes (carrés) et 4 télescopes (cercles).

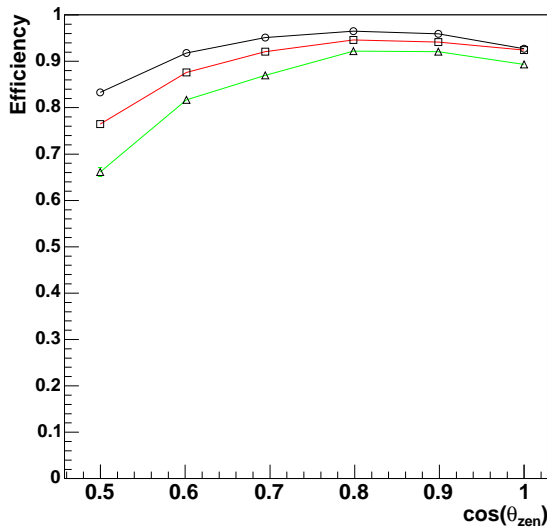


Figure 9.25: Efficacité de reconstruction de gerbes γ de 1 TeV sur axe en fonction de l'angle zénithal, pour des gerbes déclenchant respectivement 2 télescopes (triangles), 3 télescopes (carrés) et 4 télescopes (cercles).

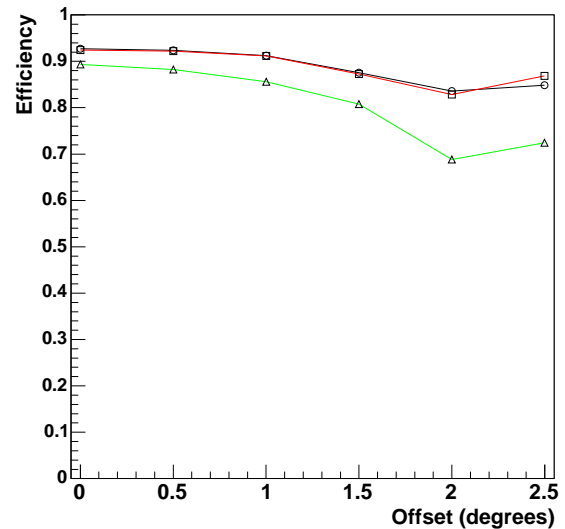


Figure 9.26: Efficacité de reconstruction de gerbes γ de 1 TeV au zénith en fonction du décalage du pointé dans la caméra, pour des gerbes déclenchant respectivement 2 télescopes (triangles), 3 télescopes (carrés) et 4 télescopes (cercles).

celle des “moments”.

Par ailleurs, ces événements issus de directions notablement décalées par rapport à l'axe de visée (jusqu'à 2°) sont reconstruits avec une résolution angulaire encore très satisfaisante, de l'ordre de 0.15°, avec une efficacité qui reste très élevée.

9.5.3 Influence de mauvaises conditions expérimentales

Influence de la présence de voies défectueuses dans les caméras

On a vu en partie 8.5.2 qu'une étape de la calibration consiste à identifier les voies défectueuses présentes durant les observations effectuées. Ces pixels sont alors exclus pour une partie ou bien pour l'intégralité de la prise de données et ne sont évidemment pas inclus dans l'analyse. L'exclusion de pixels engendre, pour certains événements, des images incomplètes ou même segmentées qui peuvent réduire les contraintes de l'ajustement, voire le déstabiliser. Nous avons donc étudié la stabilité de la reconstruction des gerbes par le Modèle 3D en utilisant des simulations de γ au zénith, suivant un spectre en énergie en $E^{-2.4}$, et en ajoutant un pourcentage variable de pixels défectueux. Les résultats sont représentés sur la figure 9.35 : la situation extrême où, dans toutes les caméras, 20% des voies seraient inutilisables crée seulement une perte d'efficacité de l'ordre de 10%. Cependant, ces événements qui ont satisfait la contrainte de convergence de l'ajustement sont reconstruits avec une précision moindre. La figure 9.36 présente la principale conséquence d'une augmentation du nombre de pixels défectueux : la résolution angulaire se dégrade légèrement ; pour une visée au zénith, elle est de l'ordre de 0.15° pour un pourcentage de 20% de voies défectueuses (au lieu de 0.12° pour une caméra parfaite).

L'ajustement du Modèle 3D est donc très stable sachant que, lors de la sélection des observations, on rejette les périodes où plus de 15% des pixels sont défectueux, ce qui limite la perte en efficacité à 5% [13]. Par ailleurs, la proportion moyenne de tels pixels, sur l'ensemble des données, est de

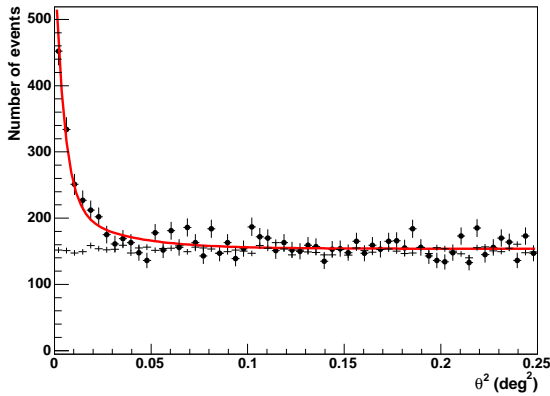


Figure 9.27: Distribution en θ^2 obtenue à partir d'observations du blazar PKS2155-304 effectuées en 2004 : (a) Cercles pleins : "région source". (b) Croix : régions OFF. (c) La courbe rouge est la distribution angulaire obtenue avec des gerbes de γ simulées suivant un spectre en énergie en $E^{-3.2}$ à 26° d'angle zénithal.

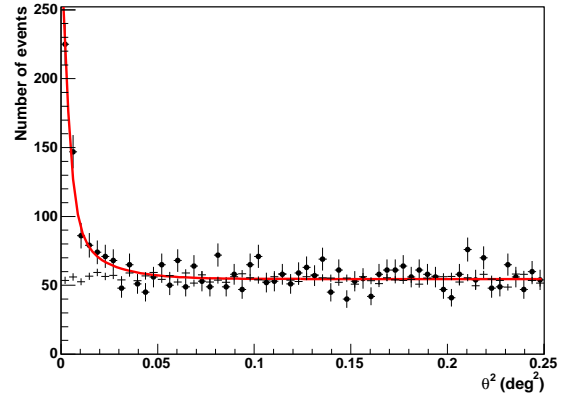


Figure 9.28: Distribution en θ^2 obtenue à partir d'observations du blazar PKS2155-304 effectuées en 2004 et en se restreignant aux événements de multiplicité 3 et 4 : (a) Cercles pleins : "région source". (b) Croix : régions OFF. (c) La courbe rouge est la distribution angulaire obtenue avec des gerbes de γ simulées suivant un spectre en énergie en $E^{-3.2}$ à 26° d'angle zénithal et déclenchant au moins 3 télescopes.

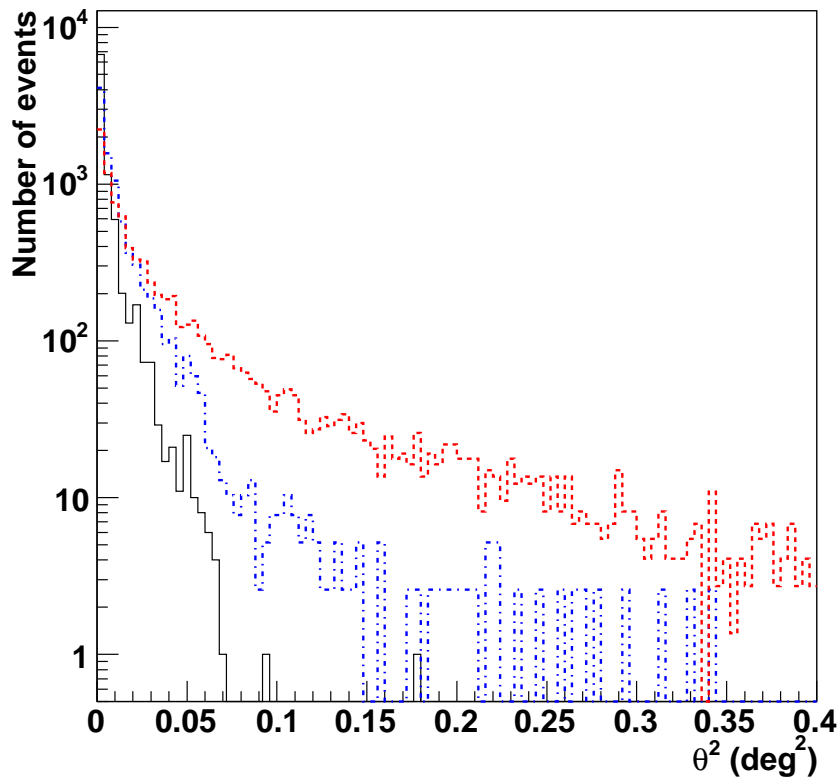


Figure 9.29: Distribution en θ^2 obtenue à partir de simulations de γ de 1 TeV, au zénith. (a) Ligne pointillée : événements déclenchant deux télescopes. (b) Ligne tiret-point : événements déclenchant trois télescopes. (c) Ligne continue : événements déclenchant quatre télescopes.

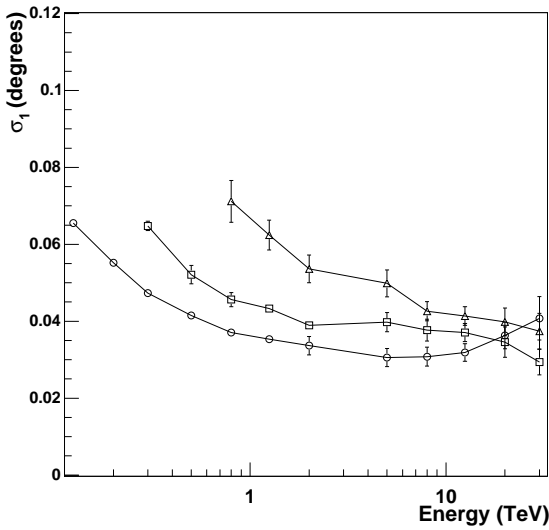


Figure 9.30: Largeur du spot central σ_1 , en fonction de l'énergie du γ incident pour des observations effectuées sur axe et pour un angle zénithal de 0° (cercles), 46° (carrés) et 60° (triangles) d'angle zénithal.

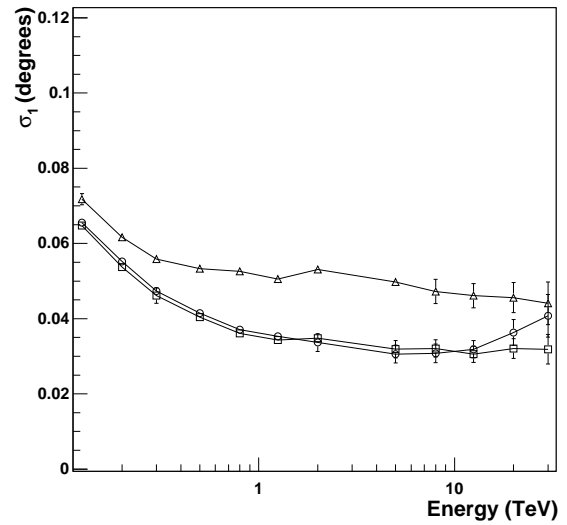


Figure 9.31: Largeur du spot central σ_1 , en fonction de l'énergie du γ incident pour des observations effectuées au zénith, avec un décalage dans la caméra de 0° (cercles), 1° (carrés) et 2° (triangles).

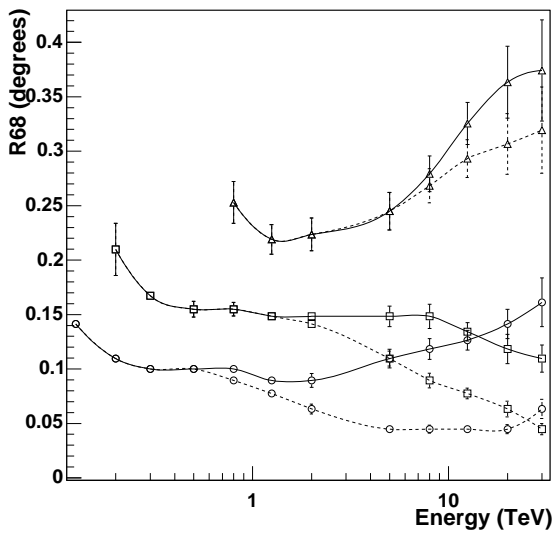


Figure 9.32: Rayon du cône contenant 68% des événements reconstruits, en fonction de l'énergie du γ incident pour des observations effectuées sur axe et avec un angle zénithal de 0° (cercles), 46° (carrés) et 60° (triangles) d'angle zénithal. Les lignes pointillées montrent l'effet d'une coupure additionnelle exigeant que les barycentres des images soient situés à moins de 2° du centre de la caméra.

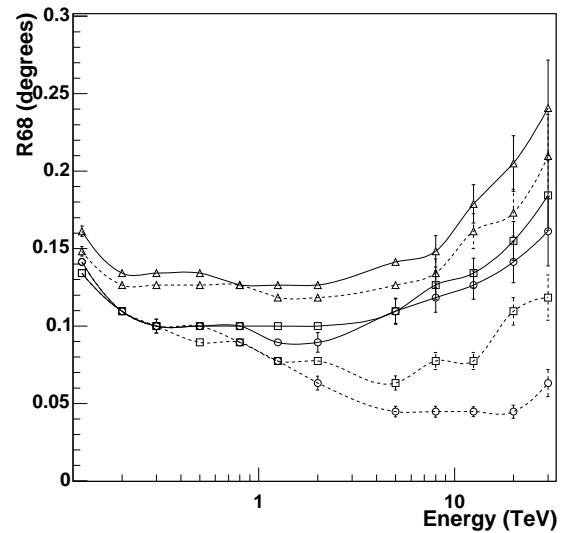


Figure 9.33: Rayon du cône contenant 68% des événements reconstruits, en fonction de l'énergie du γ incident pour des observations effectuées au zénith et avec un décalage de 0° (cercles), 1° (carrés) et 2° (triangles). Les lignes pointillées montrent l'effet d'une coupure additionnelle exigeant que les barycentres des images soient situés à moins de 2° du centre de la caméra.

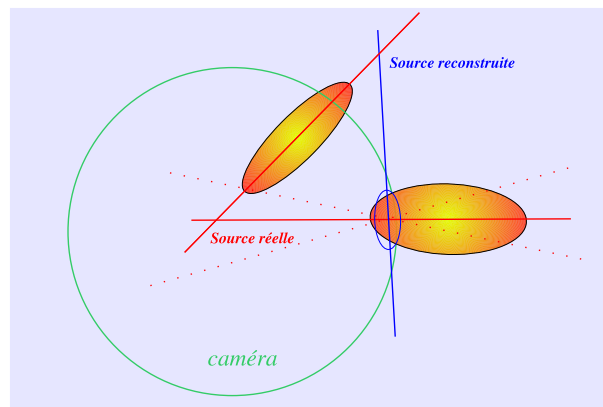


Figure 9.34: Schéma présentant les problèmes de reconstruction liés à la présence d'une image coupée dans le bord du champ de vue.

seulement 3%.

Influence de la lumière du fond de ciel

Une augmentation du taux de photons du fond de ciel (NSB) peut aussi avoir des conséquences néfastes sur une analyse. En effet, le nettoyage permet d'éliminer les pixels isolés contenant une faible charge. En revanche, une augmentation d'intensité du fond de ciel peut créer des groupes de pixels contigus contenant des charges plus élevées, qui ne seront plus éliminés par notre procédure de nettoyage. La prise en compte de ces pixels peut déstabiliser la reconstruction des gerbes effectuées par le Modèle 3D. C'est ce que l'on retrouve sur la figure 9.37, qui montre une baisse sensible de l'efficacité du modèle pour un taux de photons de fond supérieur à 200 MHz. Cet effet, principalement lié à une non-convergence de l'ajustement par maximum de vraisemblance, pourra certainement être corrigé dans le futur (possibilité d'intégrer le fond dans le maximum de vraisemblance ou d'optimiser la procédure de nettoyage).

Il faut cependant noter que le taux de bruit de fond de ciel caractéristique des observations avec les télescopes de H.E.S.S. est compris entre 100 et 200 MHz, région où l'efficacité de reconstruction du modèle reste raisonnable.

9.5.4 Sélection globale des γ et rejet hadronique

Jusqu'à présent nous avons sélectionné les γ sur des critères de forme : symétrie de révolution et extension latérale. Cependant, pour des sources ponctuelles, nous disposons d'une contrainte supplémentaire : la direction de l'événement reconstruit. Nous pouvons ajouter une coupure sur l'angle θ entre la position de la source et la position reconstruite. Afin d'étudier l'efficacité γ à partir de ces coupures nous avons utilisé des simulations de γ suivant un spectre en énergie en $E^{-2.4}$. De même, des données réelles, provenant de champs de vue ne contenant pas de sources γ , ont permis de calculer les facteurs de rejet hadronique. La table 9.3 résume ces résultats.

Nous notons ε_s l'efficacité de sélection des γ avec les contraintes de forme et R_s le facteur de rejet

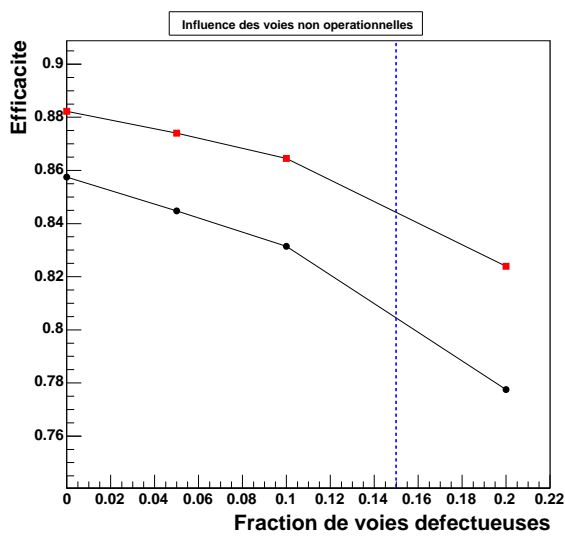


Figure 9.35: Efficacité de reconstruction des gerbes de γ en fonction de la fraction de voies non opérationnelles contenues dans les caméras. Les γ sont simulés suivant un spectre en énergie en $E^{-2.4}$, au zénith. Les carrés rouges représentent le comportement des événements contenant au moins trois images; les cercles noirs représentent les événements contenant seulement deux images. La ligne pointillée bleue représente la coupure généralement utilisée pour sélectionner les données.

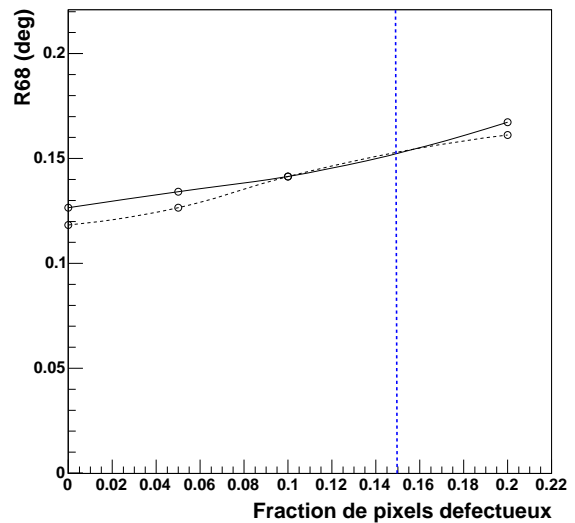


Figure 9.36: Rayon du cône contenant 68% des événements reconstruits en fonction de la fraction de voies non opérationnelles contenues dans les caméras (avec ou sans coupure en distance nominale au centre de la caméra). Les γ sont simulés suivant un spectre en énergie en $E^{-2.4}$, au zénith. La ligne pointillée bleue représente la coupure généralement utilisée pour sélectionner les données.

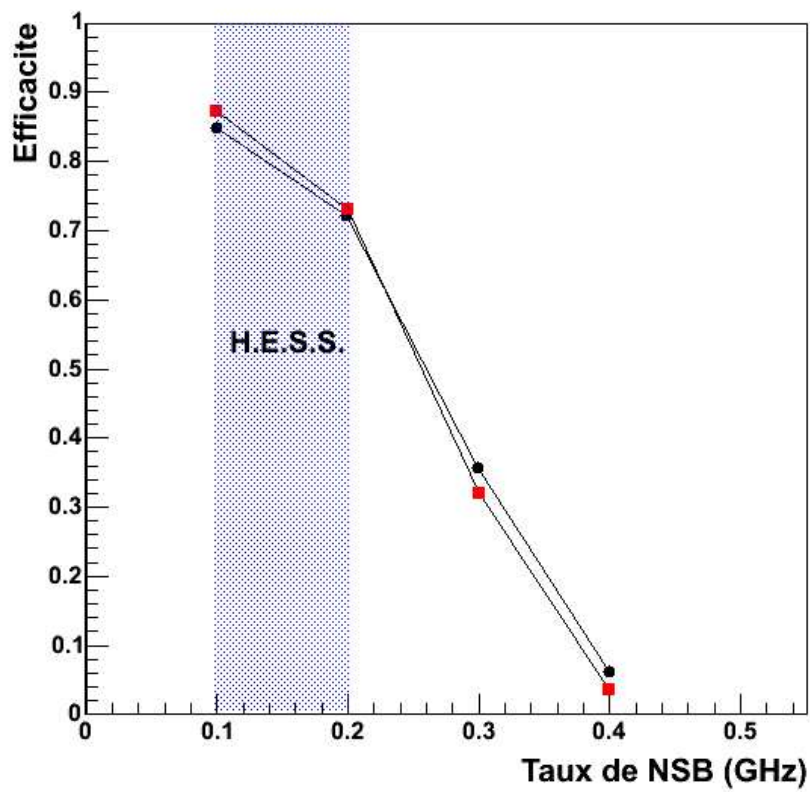


Figure 9.37: Efficacité de reconstruction des gerbes de γ en fonction du taux de bruit de fond de ciel (en GHz). Les carrés rouges correspondent aux événements déclenchant au moins trois télescopes ; les cercles noirs aux événements déclenchant seulement deux télescopes. Les γ sont simulés suivant un spectre en énergie en $E^{-2.4}$ au zénith. La région hachurée entre 100 MHz et 200 MHz représente les conditions d'observation de H.E.S.S..

hadronique qui lui est associé. Nous pouvons remarquer que la multiplicité en nombre de télescopes affecte peu ε_s , alors qu'il permet une augmentation significative du rejet hadronique R_s . Cet effet est lié à la forte dépendance de la distribution de largeur réduite pour les hadrons, qu'on ne retrouve pas pour les γ , pour lesquels cette quantité a un sens physique comme on l'a vu au paragraphe 9.4.5.

Pour la contrainte directionnelle, on a exigé que l'écart angulaire θ entre la direction reconstruite et celle de la source soit inférieur à $0.1^\circ / \cos \zeta$; ce choix reflète la variation de la résolution angulaire avec l'angle zénithal. Les facteurs de rejet et d'efficacité globaux sont présentés dans la table 9.3. On peut tout d'abord noter que l'efficacité de sélection des γ est presque indépendante de l'angle zénithal (grâce à la très faible variation de la distribution de largeur réduite avec ce paramètre) : elle est de l'ordre de 50% sans restriction sur la multiplicité et atteint $\sim 75\%$ pour les événements déclenchant quatre télescopes. En effet, le halo de la distribution angulaire est dominé par les événements à deux télescopes : une coupure directionnelle globale rejette préférentiellement ces événements. Le rejet hadronique global est compris entre 2000 et 8000 suivant les valeurs de la multiplicité en télescopes. On définit parfois un facteur de qualité $Q_g = \varepsilon_g \sqrt{R_g}$ afin de caractériser la sensibilité d'une méthode d'analyse. Avec les coupures utilisées dans cette étude, Q_g est de l'ordre de 20 à 40 sans restriction en multiplicité et double pour les événements comprenant quatre télescopes. Il faut cependant noter que ce facteur n'a de sens que pour comparer des méthodes différentes sur les mêmes données ; il ne peut servir à comparer des expériences différentes dans la mesure où il ne tient pas compte des événements rejetés par le système de déclenchement. Par exemple, les muons, qui représentent environ 50% des événements en mono-télescope, sont exclus par ce type de déclenchement. On ne peut donc pas comparer les facteurs de qualité de cette étude avec ceux obtenus par CAT ou MAGIC en mono-télescope.

Table 9.3: Efficacité de sélection des γ , ε_s (critère de forme) et ε_g (forme + direction), et facteurs de rejet hadronique correspondant aux mêmes critères, respectivement R_s et R_g , pour différents angles zénithaux et pour différentes multiplicités en nombre minimal de télescopes n_T . Les γ ont été simulés suivant un spectre en $E^{-2.4}$. Les facteurs de rejet hadronique ont été obtenus à partir de données réelles dans des champs de vue ne contenant pas de sources de γ . On a également indiqué les facteurs de qualité $Q_g = \varepsilon_g \sqrt{R_g}$.

| Zenith Angle | 18° | | | 33° | | | 51° | | |
|-----------------|----------|----------|-------|----------|----------|-------|----------|----------|-------|
| n_T | ≥ 2 | ≥ 3 | $= 4$ | ≥ 2 | ≥ 3 | $= 4$ | ≥ 2 | ≥ 3 | $= 4$ |
| ε_s | 0.86 | 0.90 | 0.90 | 0.89 | 0.92 | 0.93 | 0.85 | 0.89 | 0.90 |
| ε_g | 0.51 | 0.67 | 0.77 | 0.55 | 0.70 | 0.80 | 0.53 | 0.63 | 0.70 |
| R_s | 8.9 | 16.1 | 22.4 | 8.7 | 13.9 | 18.3 | 8.3 | 11.3 | 13.9 |
| R_g | 5000 | 6870 | 7670 | 4070 | 4980 | 4750 | 2010 | 2170 | 2880 |
| Q_g | 36 | 56 | 67 | 35 | 49 | 55 | 24 | 30 | 38 |

La méthode d'analyse présentée ici diffère donc des méthodes précédemment développées [51] et [118] par plusieurs aspects :

- L'analyse repose sur les paramètres de gerbe en trois dimensions, et non pas sur les paramètres d'images, ce qui permet de prendre en compte les corrélations entre les différentes vues.
- Les candidats γ sont sélectionnés à partir de quelques paramètres basés sur des critères physiques : symétrie de rotation, profondeur du maximum et extension latérale de la gerbe électromagnétique.

- La distribution de la largeur réduite est indépendante de l'énergie du γ incident et de l'angle zénithal d'observation, permettant de choisir une coupure indépendante des conditions d'observation.

Avec un nombre limité de coupure, le Modèle 3D fournit des résultats comparables à ceux obtenus par l'analyse standard de la collaboration H.E.S.S., comme illustré par une publication récente sur le blazar H2356-309 où ces deux analyses ont été utilisées [14]. Le tableau 9.4 résume les résultats obtenus : en utilisant le Modèle 3D, on obtient un excès de 715 candidats γ avec une signification de 10.9σ , que l'on peut comparer aux 591 γ et 9.7σ de l'analyse standard. Par ailleurs, on peut noter un résultat remarquable discuté précédemment dans ce chapitre : la restriction aux événements déclenchant au moins trois télescopes permet d'obtenir une significativité plus élevée, tout en gardant 453 candidats γ .

Table 9.4: Résumé des résultats obtenus sur le blazar H2356-309 par le Modèle 3D (avec deux coupures différentes en nombre de télescopes voyant une gerbe) et l'analyse standard.

| | Modèle 3D | | Analyse standard |
|-----------------|------------------|------------------|------------------|
| | $N_{tel} \geq 3$ | $N_{tel} \geq 2$ | $N_{tel} \geq 2$ |
| N_{ON} | 1706 | 4389 | 3776 |
| N_{OFF} | 13784 | 40420 | 35280 |
| Normalisation | 0.0909 | 0.0909 | 0.0903 |
| Excès | 453 | 715 | 591 |
| Significativité | 11.6σ | 10.9σ | 9.7σ |

CHAPITRE

10

Reconstruction de l'énergie du γ incident et analyse spectrale

Sommaire

| | |
|--|------------|
| 10.1 La reconstruction en énergie | 129 |
| 10.2 Les surfaces effectives de détection des γ avec le Modèle 3D | 132 |
| 10.3 La méthode de reconstruction spectrale | 136 |
| 10.4 Les sources d'erreurs systématiques dans la reconstruction spectrale | 138 |
| 10.5 Exemple d'analyse spectrale sur le blazar H2356-309 | 140 |

Outre l'étude morphologique des sources, l'analyse spectrale est l'un des objectifs fondamentaux de l'Astronomie γ . Une méthode de reconstruction de gerbes doit donc être capable de calculer l'énergie du γ incident et de fournir un spectre et une courbe de lumière d'une source donnée, à l'aide d'une méthode de reconstruction spectrale. Le but de ce chapitre sera donc de décrire les différentes étapes de l'analyse conduisant à la production des spectres en énergie.

10.1 La reconstruction en énergie

L'ajustement effectué par le Modèle 3D fournit notamment le nombre de photons Tcherenkov contenus dans la gerbe. Or, ce nombre est directement proportionnel à l'énergie du γ incident¹ : donc, si le Modèle 3D donnait une description exacte d'une gerbe électromagnétique, N_c devrait être proportionnel à l'énergie du γ .

Des simulations de γ à énergie fixe et dans des conditions d'observation données (en angle zénithal, en position de pointé dans la caméra et en nombre de télescopes contenant des images) montrent

¹En réalité, la variation du seuil Tcherenkov avec l'altitude rend cette phrase légèrement approximative

que la valeur moyenne du $\ln N_c$ (notée $\langle \ln N_c \rangle$) varie pratiquement linéairement avec le logarithme de l'énergie du γ incident E_0 . On peut ainsi calculer deux variables a et b telles que : $\langle \ln N_c \rangle = a \ln E_0 + b$. Pour les événements de multiplicité 4 représentés sur les figures 10.1 et 10.2, le coefficient $a = \partial \langle \ln N_c \rangle / \partial \ln E_0$ est très proche de 1. Ceci est dû au très bon échantillonnage des gerbes tombant dans le carré central.

Cependant, en raison des approximations utilisées par le Modèle 3D, les coefficients a et b dépendent des conditions d'observation. Ainsi, les pentes a calculées pour les événements de multiplicité 2 ou 3 (figures 10.5, 10.6, 10.3 et 10.4) sont plus élevées que 1 : on passe de $a \approx 1$ pour une multiplicité de 4 à $a \approx 1.2$ pour une multiplicité de 3 et enfin à $a \approx 1.4$ pour une multiplicité de 2. On peut néanmoins noter sur ces mêmes figures que la valeur de la pente a est pratiquement indépendante de l'angle zénithal d'observation et du décalage dans la caméra, la légère déviation aux hautes énergies pour un décalage de 2° étant causée par des événements comprenant des images coupées dans au moins une caméra.

Enfin, le paramètre d'impact d_T influence aussi les conditions d'échantillonnage de la gerbe. Les figures 10.1 à 10.4 ont été obtenues en moyennant sur tous les paramètres d'impact des différents événements. En revanche, sur la figure 10.7 nous avons représenté la variation de $\ln N_c$ en fonction de d_T à partir de γ de 500 GeV simulés au zénith et sur axe. Pour les événements déclenchant trois ou quatre télescopes, $\langle \ln N_c \rangle$ varie très peu avec d_T ; ce n'est plus le cas pour les événements lointains de multiplicité 2. Une détermination plus précise de l'énergie du γ incident est donc obtenue si on prend en compte l'impact au sol de la gerbe lors du calcul.

Notre estimateur en énergie repose donc sur N_c , tout en prenant en compte les conditions d'observation (multiplicité n_T , angle zénithal ζ , décalage α) et le paramètre d'impact d_T . L'idée est la suivante : on utilise des simulations pour remplir une table qui permet de fournir, par interpolation, une relation simple entre le $\ln N_c$ et son énergie E_0 pour un événement donné. Plus précisément, voici les étapes conduisant à la reconstruction de l'énergie :

- On analyse, avec le Modèle 3D, les gerbes de γ d'une simulation produite dans des conditions fixes en angle zénithal, en décalage de pointé dans la caméra et en énergie.
- On regroupe les événements dans les diverses classes de multiplicité : $n_T = 4$, $n_T = 3$ et $n_T = 2$.
- On divise chacune de ces classes en plusieurs lots de paramètre d'impact croissant (le nombre variant afin d'avoir une statistique suffisante dans chaque lot).
- On remplit dans la table, pour chacun de ces lots, la valeur de $\langle \ln N_c \rangle$, la valeur moyenne de d_T , sa multiplicité ainsi que les conditions d'observation (ζ et α).
- On répète la même procédure avec une nouvelle simulation.

La table est créée pour des énergies comprises entre 80 GeV et 80 TeV, des angles zénithaux compris entre 0° et 70° et des décalages de 0° à 2.5° . Pour chaque événement analysé, on peut alors, par une interpolation dans cette table, reconstruire une énergie du γ primaire (on la notera E_r pour la différencier de l'énergie vraie E_0). La figure 10.8 présente la distribution de $\ln(E_r/E_0)$: elle est bien décrite par une gaussienne caractérisée par son écart-type (ou résolution en énergie) $\sigma(\ln(E_r/E_0)) \approx \Delta E_r/E_r$ et son biais $\delta = \langle \ln(E_r/E_0) \rangle$. La variation de $\Delta E_r/E_r$ et de δ avec l'angle zénithal d'observation (pour des gerbes simulées sur axe) est présentée sur la figure 10.9. La figure 10.10 montre, quant à elle, les mêmes variations pour différents décalages dans la caméra. Les biais sont inférieurs à 5% et la résolution en énergie est de l'ordre de 15% à 20% pour les angles zénithaux inférieurs à 50° . Dans les deux cas nous avons pris en compte les événements satisfaisant les coupures suivantes :

- convergence de l'ajustement et "région physique",
- largeur réduite ω comprise dans l'intervalle $0.8 \times 10^{-3} \leq \omega \leq 2 \times 10^{-3}$,
- erreur sur la position reconstruite inférieure à $0.1^\circ/\cos \zeta$,

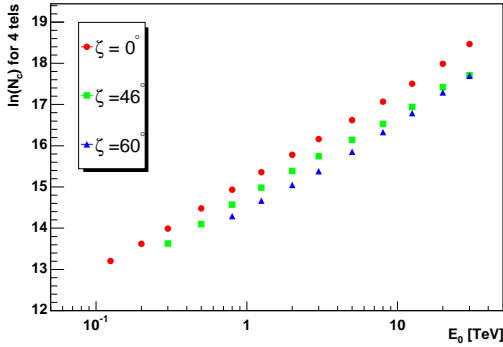


Figure 10.1: Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ simulées sur axe à différents angles zénithaux : 0° (cercles), 46° (carrés) et 60° (triangles), et déclenchant 4 télescopes.

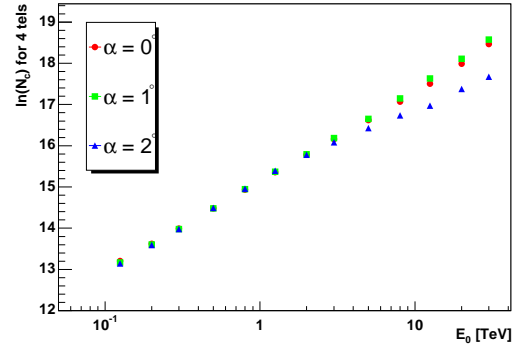


Figure 10.2: Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ simulées au zénith pour différents décalages dans la caméra : 0° (cercles), 1° (carrés) et 2° (triangles), et déclenchant 4 télescopes.

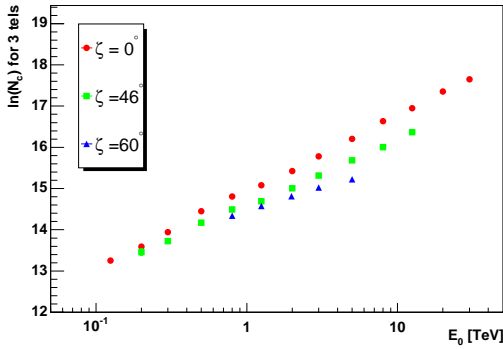


Figure 10.3: Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ simulées sur axe à différents angles zénithaux : 0° (cercles), 46° (carrés) et 60° (triangles), et déclenchant au moins 3 télescopes.

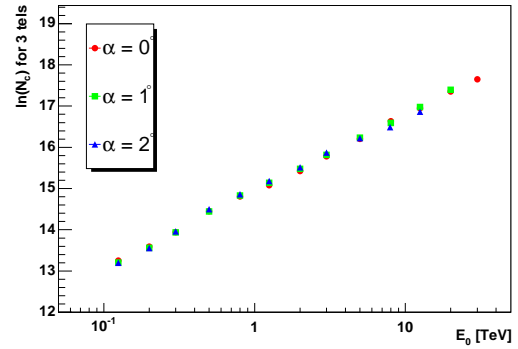


Figure 10.4: Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ simulées au zénith pour différents décalages dans la caméra : 0° (cercles), 1° (carrés) et 2° (triangles), et déclenchant au moins 3 télescopes.

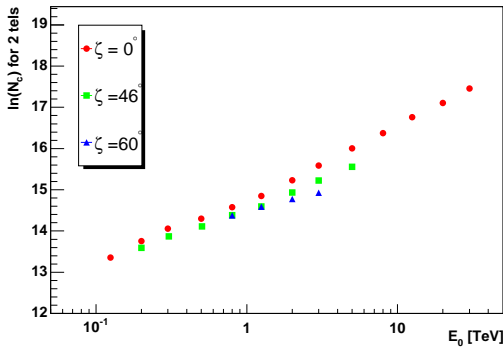


Figure 10.5: Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ simulées sur axe à différents angles zénithaux : 0° (cercles), 46° (carrés) et 60° (triangles), et déclenchant 2 télescopes.

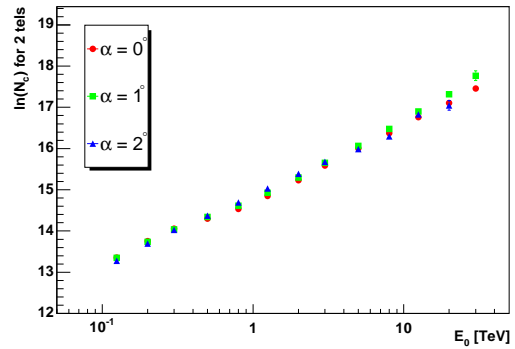


Figure 10.6: Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ simulées au zénith pour différents décalages dans la caméra : 0° (cercles), 1° (carrés) et 2° (triangles), et déclenchant 2 télescopes.

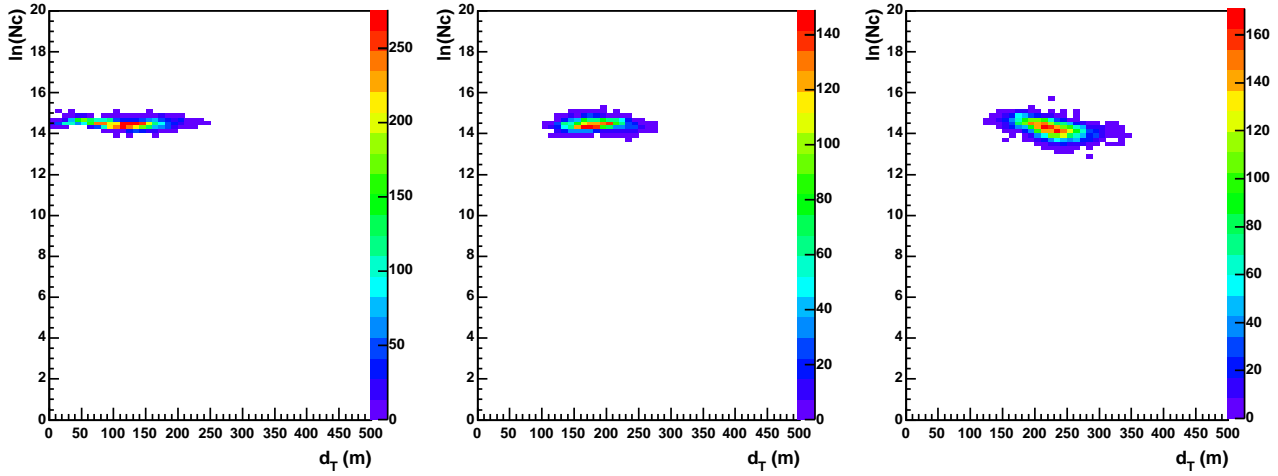


Figure 10.7: Distribution du $\ln N_c$ en fonction du paramètre d'impact d_T pour des gerbes de γ de 500 GeV simulées au zénith et sur axe ; de gauche à droite : $n_T = 4$, $n_T = 3$, $n_T = 2$.

– impact situés à moins de 500 m.

Ces critères, hormis celui sur la direction reconstruite (qu'on ne peut utiliser que pour des sources ponctuelles) sont ceux que j'utiliserai lors des analyses spectrales. La dernière coupure nous permet de rejeter les événements à 2 télescopes trop périphériques, mal échantillonnés et qui engendrent souvent des images coupées par le bord du champ de vue. En effet, la résolution en énergie, tout comme la résolution angulaire, est étroitement liée à la position de l'impact au sol, comme on peut le voir sur la figure 10.11. Ainsi, accepter des événements ayant des paramètres d'impact supérieurs à 500 m, c'est certes gagner beaucoup d'événements en raison de la grande surface de la couronne périphérique, mais ces événements mal reconstruits vont introduire des erreurs systématiques dans la reconstruction des spectres.

10.2 Les surfaces effectives de détection des γ avec le Modèle 3D

La surface effective de détection est le rapport entre le nombre d'événements γ détectés et acceptés par l'analyse au flux incident de γ pendant le temps d'observation : elle dépend donc de la méthode d'analyse et des coupures utilisées. Les figures 10.12 et 10.13 présentent les surfaces effectives de détection pour l'analyse Modèle 3D avec les coupures appliquées pour le calcul de la résolution en énergie. Lorsque l'angle zénithal augmente, la tache de lumière Tcherenkov est plus étalée et la densité de lumière est plus faible : la perte de lumière émise par les gerbes de basse énergie entraîne une augmentation du seuil en énergie du détecteur. Une augmentation du décalage de la position de pointé dans la caméra conduit aussi à une augmentation du seuil en énergie du système, surtout au delà d'un degré. L'angle Tcherenkov étant de l'ordre du degré, il paraît logique qu'on reçoive moins de lumière lorsqu'on s'écarte largement de cette valeur. Par ailleurs, on a vu dans la partie III que la résolution angulaire se dégrade lorsque le décalage du pointé dans la caméra augmente, on rejette donc plus d'événements avec la coupure en direction reconstruite (de même la baisse d'efficacité pour les hautes énergies, au zénith, est principalement due à la coupure en paramètre d'impact).

Connaissant les surfaces efficaces de détection \mathcal{A} aux différents angles zénithaux, on peut aussi en déduire le taux différentiel $\frac{dN}{dE}\mathcal{A}$ obtenu pour un spectre donné. Nous définirons le seuil dans le cadre

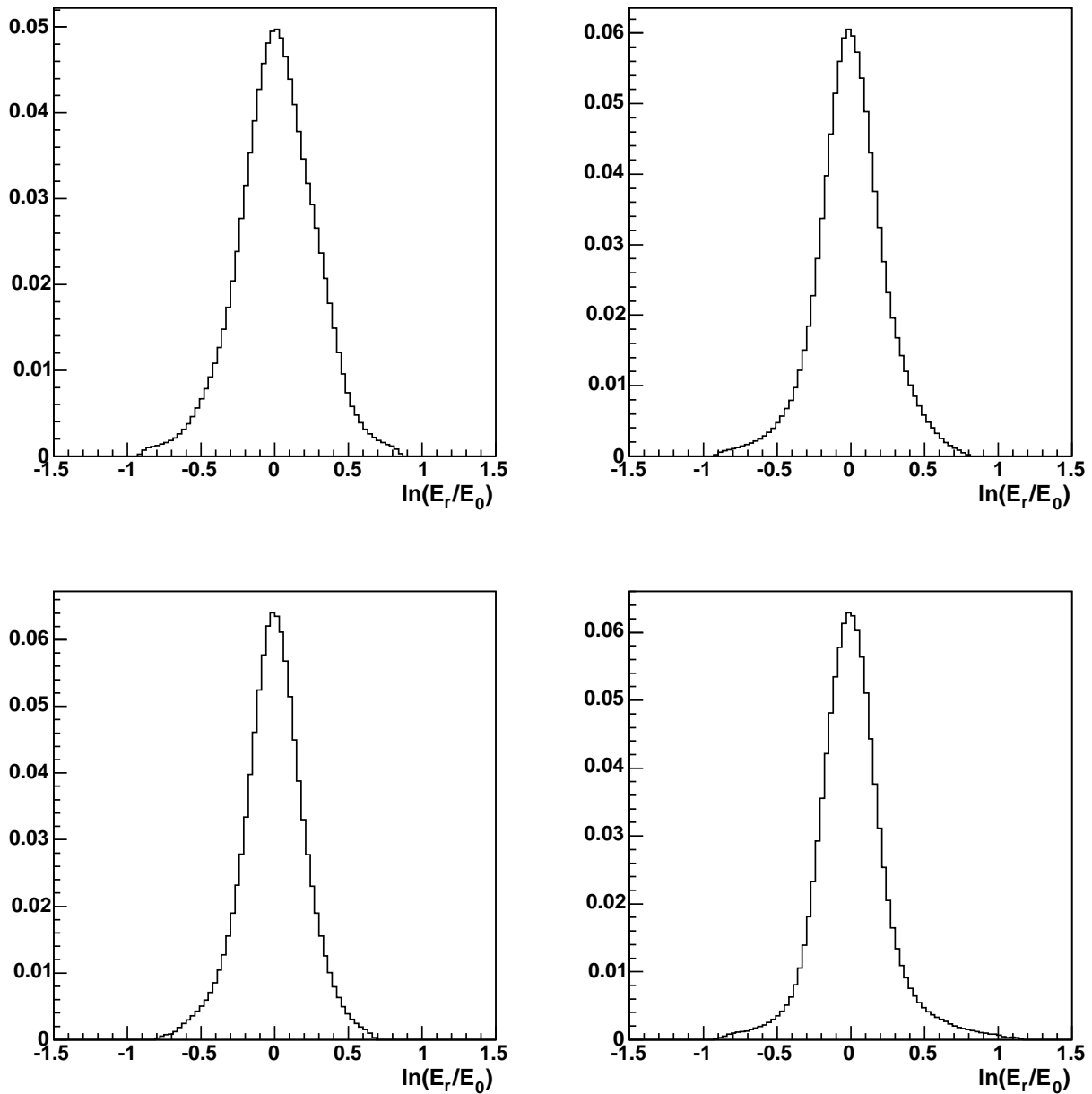


Figure 10.8: Distribution de $\ln(E_r/E_0)$ pour des gerbes de γ simulées sur axe au zénith pour plusieurs énergies : 200 GeV (en haut à gauche), 500 GeV (en haut à droite), 1 TeV (en bas à gauche), 10 TeV (en bas à droite)

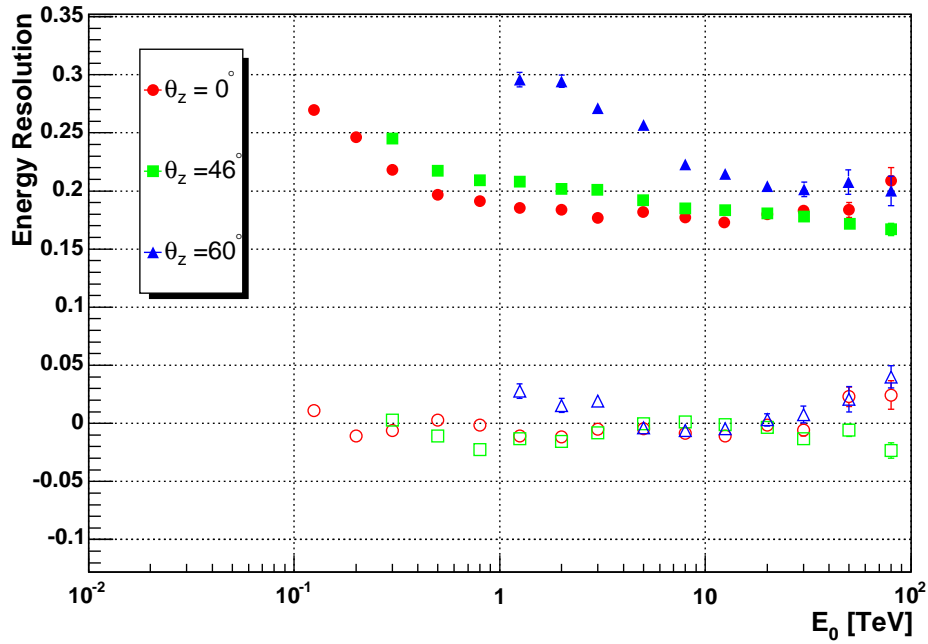


Figure 10.9: Reconstruction de l'énergie pour différents angles zénithaux ζ , pour des gerbes sur axe. Symboles vides : biais δ en fonction de l'énergie vraie du γ incident E_0 ; symboles pleins : écart-type de la distribution en $\ln(E_r/E_0)$ en fonction de E_0 . Les cercles représentent $\zeta = 0^\circ$, les carrés $\zeta = 46^\circ$ et les triangles $\zeta = 60^\circ$.

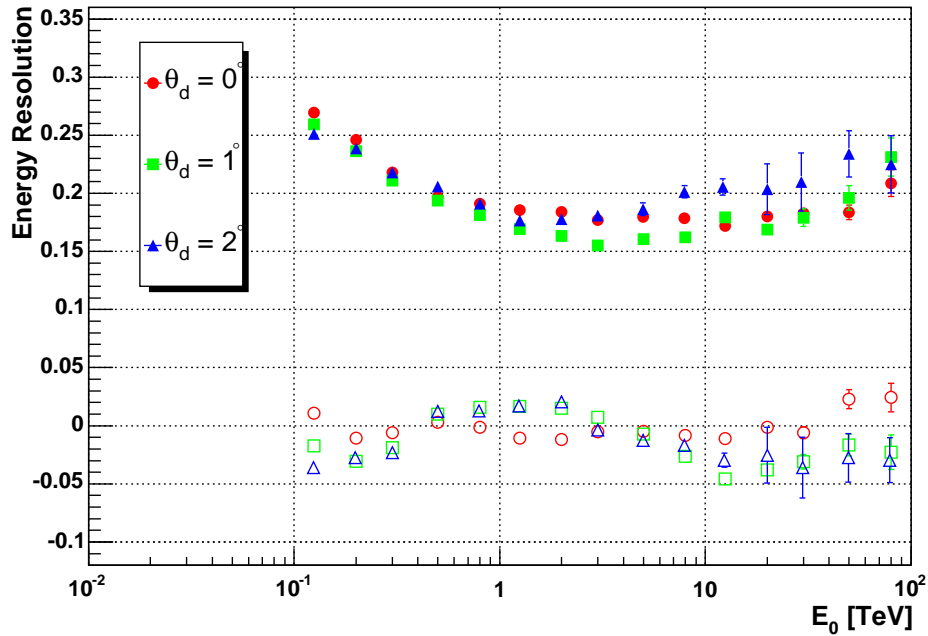


Figure 10.10: Reconstruction de l'énergie pour différents décalages dans la caméra α , pour des gerbes au zénith. Symboles vides : biais δ en fonction de l'énergie vraie du γ incident E_0 ; symboles pleins : écart-type de la distribution en $\ln(E_r/E_0)$ en fonction de E_0 . Les cercles représentent $\alpha = 0^\circ$, les carrés $\alpha = 1^\circ$ et les triangles $\alpha = 2^\circ$.

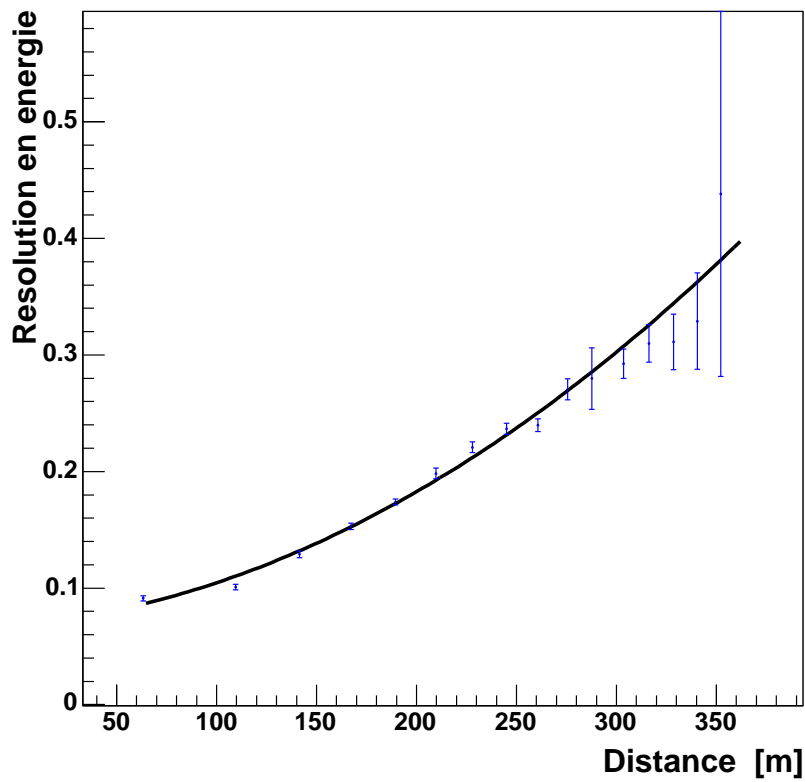


Figure 10.11: Résolution en énergie en fonction de la distance du paramètre d'impact de la gerbe. Cette figure a été obtenue à partir de gerbes de γ de 1 TeV simulées au zénith ; la ligne correspond à l'ajustement avec un polynôme du second degré.

du Modèle 3D, comme l'énergie où le taux d'événements acceptés (après application des coupures définies plus haut) est maximal, pour un spectre d'indice 2.6 (proche de celui de la nébuleuse du Crabe). Les seuils obtenus sont présentés sur la figure 10.15 : le seuil est de 150 GeV au zénith et passe à 1.15 TeV à 60° .

Les surfaces efficaces de détection et les résolutions en énergie, pour des coupures données, sont alors tabulées à partir de simulations de γ en fonction de l'angle zénithal, du décalage dans la caméra et de l'énergie du γ incident.

10.3 La méthode de reconstruction spectrale

La méthode utilisée dans la partie française de la collaboration H.E.S.S. a été initialement développée dans l'expérience CAT ; une description détaillée figure dans la référence [126]. Elle part d'une hypothèse concernant le spectre de la source : on se donne une loi théorique $[\frac{dN}{dE}]^{\text{theo}}$, définie par un certain jeu de paramètres sur lesquels l'ajustement va porter. L'idée est de comparer la distribution en énergie reconstruite pour la forme de spectre utilisée à la distribution mesurée, pour ajuster le jeu de paramètres.

Pour ce faire, on définit d'abord n_z intervalles en angle zénithal :

$$\Delta_{i_z} \equiv [\zeta_{i_z}^{\min}, \zeta_{i_z}^{\max}]_{i_z=1, n_z}$$

de largeur 0.02 en cosinus. La valeur $\zeta_{i_z}^{\min}$ correspond généralement au transit de la source sur le site de H.E.S.S.. $\zeta_{i_z}^{\max}$ peut aller jusqu'à 70° , dernier angle zénithal simulé pour lequel les surfaces efficaces et les résolutions en énergie sont connues.

On définit ensuite n_d intervalles en décalage de pointé :

$$\Delta_{i_d} \equiv [\alpha_{i_d}^{\min}, \alpha_{i_d}^{\max}]_{i_d=1, n_d}$$

de largeur 0.5° .

Enfin, on définit n_e intervalles en énergie reconstruite :

$$\Delta_{i_e} \equiv [E_{r_{i_e}}^{\min}, E_{r_{i_e}}^{\max}]_{i_e=1, n_e}$$

de largeur 0.2 en $\ln(E_{TeV})$ (proche de la résolution en énergie de la méthode d'analyse).

Il en résulte un ensemble d'intervalles à trois dimensions :

$$\Delta_{i_z, i_d, i_e} \equiv \{ \Delta_{i_z} \otimes \Delta_{i_d} \otimes \Delta_{i_e} \}_{i_z=1, n_z; i_d=1, n_d; i_e=1, n_e}$$

Une source potentielle d'erreurs systématiques peut provenir de la difficulté de simuler précisément le comportement du détecteur près de son seuil en énergie. Ainsi, la figure 10.16 montre, pour chaque énergie vraie E_0 , la probabilité de mesurer l'énergie E_r : près du seuil du système, l'énergie reconstruite est légèrement surestimée en raison d'un effet de sélection, au niveau du déclenchement, des gerbes dont la luminosité a fluctué positivement. Il est donc nécessaire de déterminer une énergie seuil à partir de laquelle l'énergie reconstruite varie linéairement avec l'énergie vraie, ce qui va nous permettre d'effectuer un ajustement spectral sans biais. On définit cette énergie comme étant celle pour laquelle la surface effective atteint 20% de sa valeur maximale. Ainsi, étant donné que la surface efficace de collection dépend de l'angle zénithal et du décalage dans la caméra, on détermine cette énergie seuil pour chaque intervalle Δ_{i_z, i_d} . L'évolution du

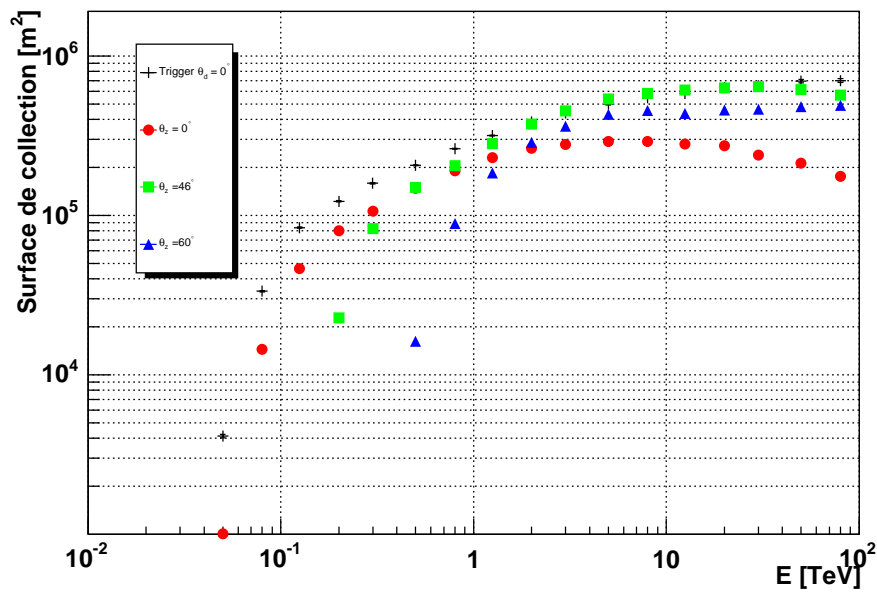


Figure 10.12: Surface efficace de détection obtenue par le Modèle 3D en fonction de l'énergie pour différents angles zénithaux (sur axe) : 0° (cercles rouges), 46° (carrés verts), 60° (triangles bleus). Les coupures utilisées, outre la convergence du modèle, sont effectuées sur la largeur réduite, la direction reconstruite et la distance des barycentres au centre de la caméra (voir texte). La courbe avec des croix représente la surface efficace de déclenchement au zénith et sur axe.

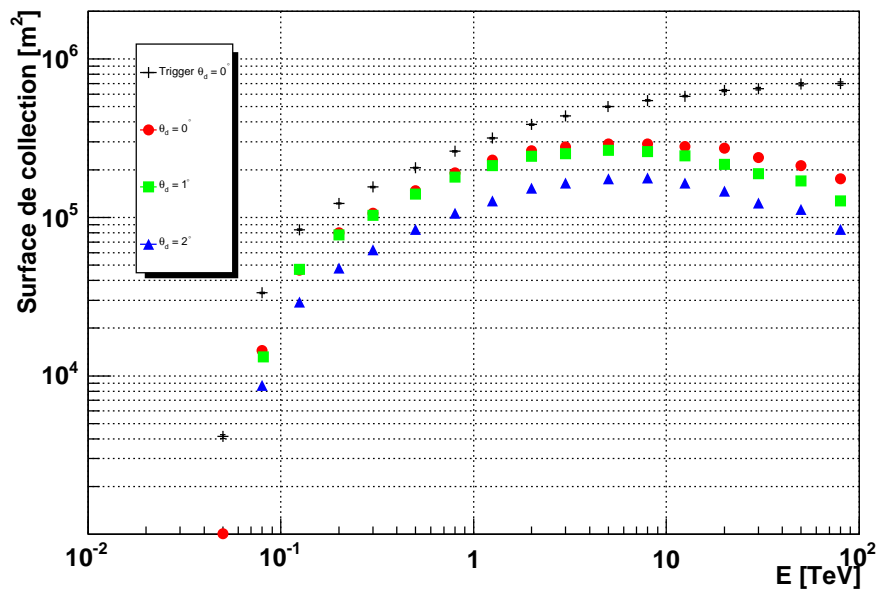


Figure 10.13: Surface efficace de détection obtenue par le Modèle 3D en fonction de l'énergie pour différents décalages du pointé (au zénith) : 0° (cercles rouges), 1° (carrés verts), 2° (triangles bleus). Les coupures utilisées, outre la convergence du modèle, sont effectuées sur la largeur réduite, la direction reconstruite et la distance des barycentres au centre de la caméra (voir texte). La courbe avec des croix représente la surface efficace de déclenchement au zénith et sur axe.

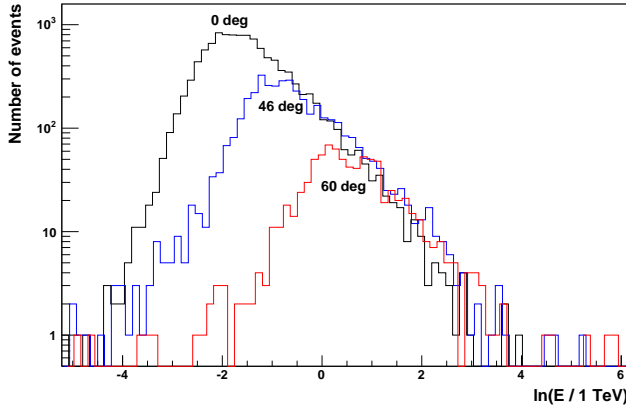


Figure 10.14: Taux différentiel d'événements par intervalle d'énergie en fonction de $\ln E_0$ obtenu pour différents angles zénithaux avec un spectre typique d'indice 2.6. Cette figure a été obtenue à partir de gerbes de γ simulées au zénith, à 46°, et à 60° (de gauche à droite).

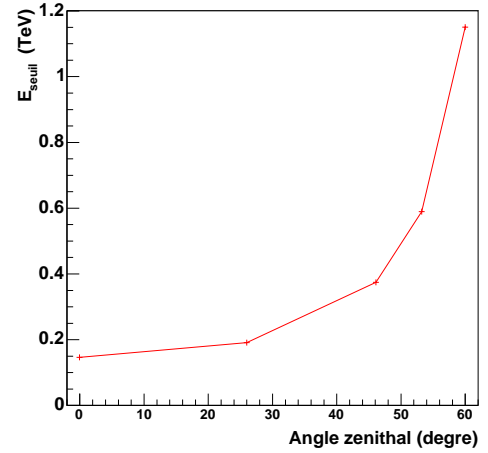


Figure 10.15: Évolution de l'énergie seuil du Modèle 3D (coupures citées dans le texte) avec l'angle zénithal.

seuil utilisé en fonction de l'angle zénithal pour des γ arrivant au centre du champ de vue est donnée sur la figure 10.17 : cette énergie est légèrement plus élevée que la réelle énergie de seuil du Modèle 3D définie plus haut (présentée sur la figure 10.14) pour assurer une analyse spectrale précise.

Pour chaque intervalle Δ_{i_z, i_d, i_e} , on détermine le nombre d'événements passant les coupures dans la région source et dans les régions OFF de contrôle du fond hadronique. On peut aussi calculer un nombre d'événements attendus théoriquement à partir de la forme spectrale utilisée $[\frac{dN}{dE}]^{theo}$, et de la réponse détaillée du détecteur (surface efficace \mathcal{A} pour une énergie E , densité de probabilité de reconstruire un γ d'énergie E à une énergie E_r notée P_{DF}), obtenue par interpolation dans la table précédemment créée :

$$S_{i_z, i_d, i_e}^{theo} = t_{i_z, i_d}^{ON} \times \int_{E_{r_{ie}}^{min}}^{E_{r_{ie}}^{max}} dE_r \int_0^\infty dE \left[\frac{dN}{dE} \right]^{theo} \times \mathcal{A}(\langle \zeta_{i_z} \rangle, \langle \alpha_{i_d} \rangle, E) \times P_{DF}(\langle \zeta_{i_z} \rangle, \langle \alpha_{i_d} \rangle, E, E_r)$$

où $\langle \zeta_{i_z} \rangle$ est l'angle zénithal moyen défini par $\cos(\langle \zeta_{i_z} \rangle) = \frac{1}{2} [\cos(\zeta_{i_z}^{min}) + \cos(\zeta_{i_z}^{max})]$, $\langle \alpha_{i_d} \rangle$ est le décalage moyen du pointé $\langle \alpha_{i_d} \rangle = \frac{\alpha_{i_d}^{min} + \alpha_{i_d}^{max}}{2}$ et t_{i_z, i_d}^{ON} est le temps d'observation de la source dans l'intervalle étudié.

Les paramètres définissant la forme spectrale utilisée sont alors ajustés par un maximum de vraisemblance.

10.4 Les sources d'erreurs systématiques dans la reconstruction spectrale

Il y a cinq causes principales d'erreurs systématiques pour le calcul de l'énergie des γ et donc dans l'analyse spectrale :

- La cause principale d'erreur est due aux variations des conditions atmosphériques. En effet, les simulations de gerbes utilisées reposent sur un modèle d'atmosphère "standard" qui décrit les

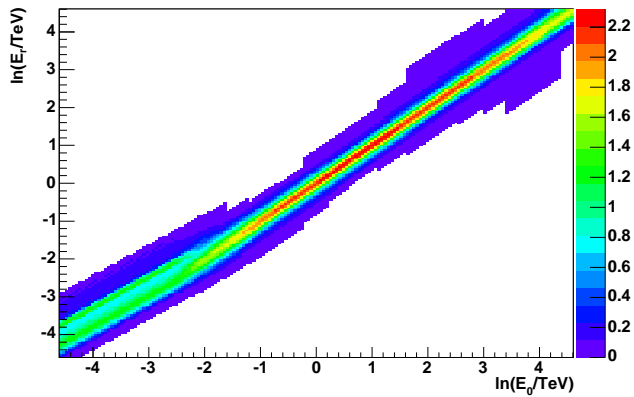


Figure 10.16: Densité de probabilité de reconstruire un événement d'énergie vraie E_0 à une énergie E_r pour des γ simulés au zénith. L'effet de sélection par le système de déclenchement induit un biais positif sous le seuil en énergie.

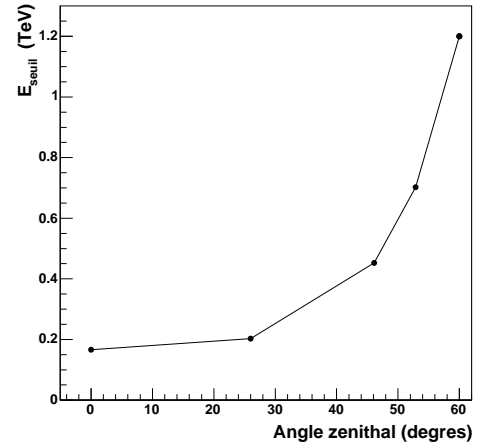


Figure 10.17: Variation de l'énergie minimale choisie pour l'analyse spectrale en fonction de l'angle zénithal ζ .

profils atmosphériques de densité, température et pression annuels moyens (ils ont été mesurés en ballon à Windhoek en Janvier et Juin 1999). Les densités de diffuseurs et d'absorbeurs sont donc supposées constantes et les variations de transparence lors des observations ne sont pas prises en compte. Pour limiter les incertitudes, seules les données de bonne qualité (choisies à partir des données des radiomètres et du lidar infra-rouge) sont utilisées. Par ailleurs, l'efficacité de collection de lumière calculée à partir des muons permet de prendre en compte les poussières et aérosols présents dans la basse atmosphère. Cependant, on estime que les erreurs systématiques sur le flux reconstruit est de l'ordre de 10%. Leur estimation précise nécessiterait une étude qui dépasse le cadre de cette thèse.

- Les variations de réponse optique de l'instrument (incluant les miroirs et les cônes de Winston) peuvent aussi être une source d'incertitude. Cette réponse est cependant mesurée à partir de l'efficacité de collection de lumière calculée avec les muons, ce qui permet de prendre en compte l'effet de diminution de réflectivité des miroirs par exemple.
- Les variations de "comportement" de la caméra : la valeur du gain des photomultiplicateurs dépend fortement de la haute tension qui leur est appliquée. Des prises de données spécifiques, permettant de calculer les gains de chaque photomultiplicateur et d'homogénéiser leur réponse, sont effectuées environ tous les deux à trois jours sur le site (description en partie 8.5.2). Par ailleurs, les hautes tensions de chacun des photomultiplicateurs sont réajustées une fois par an.
- La présence de voies non opérationnelles. Le taux moyen de pixels défectueux est de 3% pour les caméras de H.E.S.S. ; on a vu que le cas extrême où 20% des pixels seraient exclus de l'analyse (sur chacune des caméras) conduit à une baisse d'efficacité de l'ordre de 10%. Afin de limiter les erreurs systématiques introduites par l'absence de certains pixels, les données présentant plus de 15% de pixels défectueux dans une caméra (cas très rare) ne sont pas utilisées. On estime ainsi que l'erreur systématique résiduelle est $\leq 5\%$ [13].
- L'augmentation de l'intensité du fond de ciel. Les simulations utilisées pour l'analyse spectrale supposent un taux moyen de bruit de fond de ciel de 100 MHz. Or, on a vu qu'une augmentation du bruit de fond de ciel à 200 MHz (limite des conditions d'observation dans H.E.S.S.) conduit

à une baisse d'efficacité du Modèle 3D d'environ 10%. En faisant une analyse spectrale de ces données à partir de simulations utilisant un taux moyen de 100 MHz on peut donc légèrement sous-estimer le flux.

Au total, on estime que, pour l'étude spectrale d'une source ponctuelle telle que la nébuleuse du Crabe, les erreurs systématiques sont de l'ordre de $\pm 20\%$ sur le flux et de $\pm 4\%$ sur l'indice spectral. Une étude détaillée est fournie par la référence [13].

10.5 Exemple d'analyse spectrale sur le blazar H2356-309

Le blazar H2356-309 [14] a été observé durant 40 heures entre les mois de Juin et Décembre 2004. L'analyse de ces données avec le Modèle 3D a montré que cette source très lointaine ($z = 0.165$) émet des γ au-dessus de 170 GeV. Une analyse spectrale a alors été effectuée à partir de la méthode "à la CAT" citée ci-dessus : le spectre de H2356-309 est bien décrit par une loi de puissance d'indice $3.09 \pm 0.24_{\text{stat}} \pm 0.10_{\text{sys}}$ et de flux au-dessus de 200 GeV $I(>200 \text{ GeV}) = (4.1 \pm 1.4) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, comme le montre la figure 10.18. Par ailleurs, l'analyse standard de la collaboration HESS associée à une deuxième méthode d'analyse spectrale a également été employée pour valider les résultats. Cette méthode s'appuie sur une soustraction ON-OFF directe suivie d'une déconvolution de la distribution en énergie reconstruite par la réponse du détecteur pour déterminer la distribution en énergie vraie des γ . Une forme spectrale est alors ajustée sur cette distribution. La figure 10.19 présente l'accord parfait entre les deux analyses distinctes ; la table 10.1 résume les différents paramètres obtenus par les deux analyses.

Table 10.1: Résumé des paramètres des ajustements en loi de puissance ($dN/dE = N_0(E/\text{TeV})^{-\Gamma}$) à partir du Modèle 3D et de la méthode d'analyse spectrale décrite dans ce chapitre (1) et de l'analyse standard associée à une méthode d'analyse spectrale distincte (2). Les probabilités de χ^2 des différents ajustements sont également données.

| | Γ | N_0 [$10^{-13} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{TeV}^{-1}$] | $P(\chi^2)$ |
|-----|---|---|-------------|
| (1) | $3.09 \pm 0.24_{\text{stat}} \pm 0.10_{\text{sys}}$ | $3.00 \pm 0.80_{\text{stat}} \pm 0.31_{\text{sys}}$ | 0.47 |
| (2) | $3.06 \pm 0.21_{\text{stat}} \pm 0.10_{\text{sys}}$ | $3.07 \pm 0.75_{\text{stat}} \pm 0.31_{\text{sys}}$ | 0.60 |

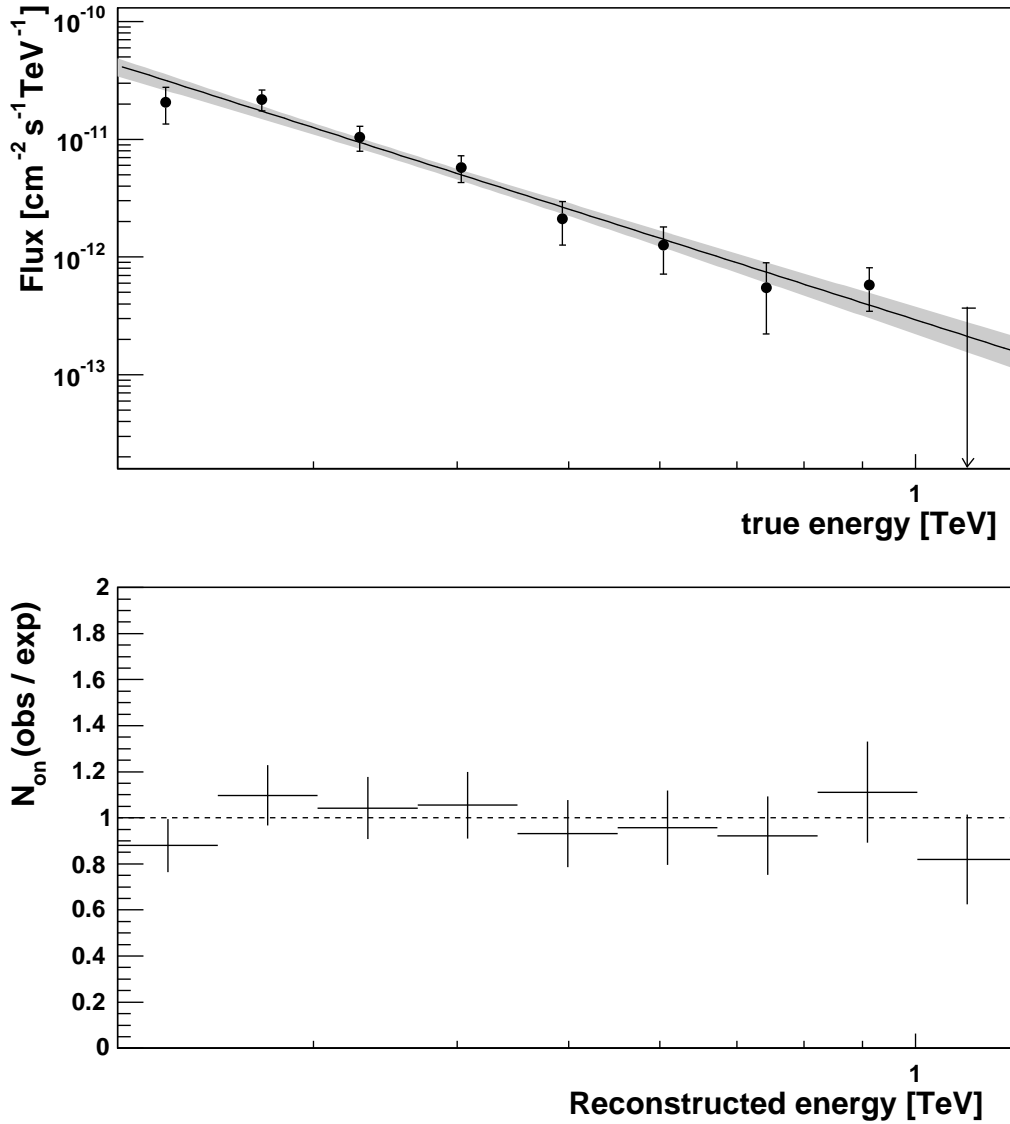


Figure 10.18: Spectre différentiel du blazar H2356-309 reconstruit avec l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance. Le spectre ajusté a un indice de $3.09 \pm 0.24_{\text{stat}} \pm 0.10_{\text{sys}}$ et un flux intégré au-dessus de 200 GeV $I(>200 \text{ GeV}) = (4.1 \pm 1.4) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La région ombrée représente le contour de confiance à 1σ (erreur statistique seulement) sur le flux. L'encart du bas représente les résidus de l'ajustement (rapport du nombre de γ mesuré sur le nombre de γ attendu).

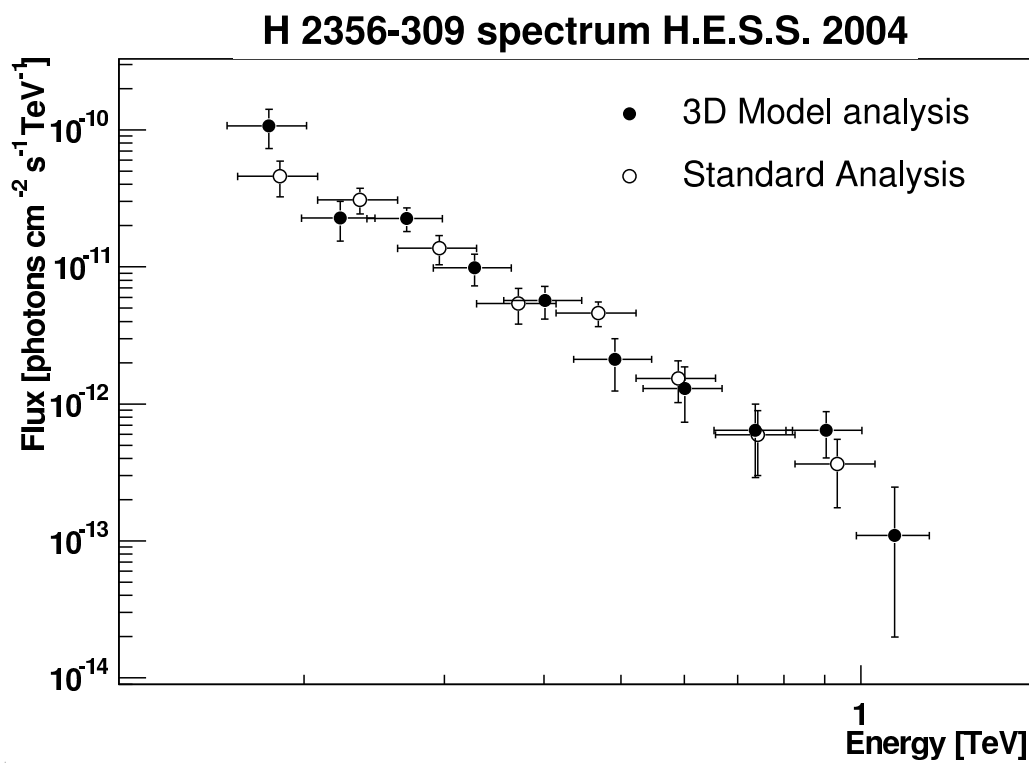


Figure 10.19: Spectre différentiel du blazar H2356-309 reconstruits avec le Modèle 3D et l'analyse spectrale "à la CAT" (1) et avec l'analyse standard associée à une méthode d'analyse spectrale distincte (2).

CHAPITRE

11

Méthode de soustraction du fond hadronique adaptée à l'étude des sources étendues

Sommaire

| | |
|---|------------|
| 11.1 Les méthodes d'estimation du fond existantes | 144 |
| 11.1.1 La méthode ON-OFF | 144 |
| 11.1.2 Les méthodes de pointé décalé : le "Wobble mode" | 145 |
| 11.1.3 Le "Template Background" | 147 |
| 11.2 Principe de la méthode des poids | 147 |
| 11.2.1 Échantillon homogène de données | 150 |
| 11.2.2 Combinaison d'échantillons différents | 151 |
| 11.3 Application de la méthode des poids avec la largeur réduite | 153 |
| 11.3.1 Première étape approximative d'étalonnage | 154 |
| 11.3.2 Étalonnage effectué dans le cas général | 154 |
| 11.3.3 Application de l'étalonnage complet à un vestige de supernova | 161 |

La sensibilité des expériences d'Astronomie γ au sol repose en grande partie sur leur capacité à rejeter le fond hadronique. Comme on l'a vu précédemment, le déclenchement central du système et l'analyse stéréoscopique permettent de s'affranchir de nombreux événements muons ou de candidats hadrons facilement identifiables par la forme de l'image ou de la gerbe atmosphérique. Après l'étape d'observation et d'analyse des données, une estimation et une soustraction du fond hadronique résiduel doivent être effectuées afin de connaître la signification du signal γ et de produire une carte du ciel. Encore récemment, la plupart des sources détectées au-dessus de 100 GeV étaient ponctuelles, c'est-à-dire de taille inférieure à la résolution angulaire des instruments. Par ailleurs, n'oublions pas que le nombre de sources γ à ces énergies était relativement réduit : seules 17 sources avaient été détectées dont 6 confirmées par plus d'une expérience avant l'exploitation du système H.E.S.S.. Dans

ces conditions, l'estimation du fond était relativement simple. La première méthode utilisait une région de contrôle prise dans des données "OFF" (description en partie 7.11), ayant ainsi la même acceptation et le même bruit de fond de ciel que les données ON. Puis, afin de ne pas perdre de temps d'observation à regarder des régions du ciel où aucune source γ n'est attendue, des méthodes utilisant des régions de contrôle dans le même champ de vue que la région ON furent adoptées. Cependant, ces méthodes font l'hypothèse que les régions de contrôle, où le fond est estimé, ne comportent aucune contribution de γ et s'avèrent donc très approximatives pour l'étude du plan galactique, où des sources inattendues peuvent être détectées [11], et où l'on attend une présence non négligeable de fond diffus γ [12].

D'autres méthodes calculent la contribution du signal et du fond *dans la même partie du champ de vue*, en utilisant une variable discriminante entre les γ et les hadrons. Ce sont des méthodes de mesure locale du fond. Le "Template Background Model" est un exemple de ce type d'analyse ; il a été développé dans la collaboration HEGRA puis étendu à l'expérience H.E.S.S.. Ce modèle utilise deux intervalles distincts de la distribution de la variable discriminante : l'une uniquement peuplée de hadrons, et l'autre comportant des γ et du fond. La normalisation du fond est ensuite calculée à partir de la contribution globale de ces deux populations dans une grande partie du champ de vue, pour laquelle la part des γ reste minoritaire.

Une dernière méthode (appelée communément "Méthode des poids") est utilisée et a été élaborée dans le cadre de cette thèse.

La principale différence avec la méthode précédente est qu'elle repose sur la connaissance très précise de la distribution de la variable discriminante pour les événements de type γ et de ceux de type hadron : aucune normalisation globale n'est alors nécessaire. L'avantage direct (notamment pour une étude de sources contenues dans le plan galactique) est que cette estimation du fond ne fait aucune hypothèse sur le contenu en γ de la région du ciel étudiée.

Ce chapitre décrit les différentes méthodes d'estimation et de soustraction du fond existantes et plus précisément la méthode des poids.

11.1 Les méthodes d'estimation du fond existantes

Avec une coupure sur la forme de l'image ou de la gerbe, le fond hadronique résiduel peut être réduit d'un facteur ~ 20 . Le fond hadronique résiduel doit donc être estimé et soustrait. Connaissant le nombre de candidats gamma N_{ON} dans la région source et N_{OFF} dans des régions de contrôle du fond, le nombre de γ est calculé de façon simple :

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

α étant le coefficient de normalisation destiné à ramener les lots ON et OFF à la même sensibilité. Le but des méthodes d'estimation du fond que nous allons voir est donc de fournir les valeurs des variables α et N_{OFF} .

11.1.1 La méthode ON-OFF

La stratégie d'observation dite de ON-OFF consiste à suivre la source pendant un certain temps (~ 28 minutes) puis de regarder pendant la même durée une région hors source décalée de 30 minutes en ascension droite et de même déclinaison (figure 11.1). L'observation au même angle zénithal fournit des données ON et OFF de même acceptation, le même taux de déclenchement et le même seuil en énergie ; par ailleurs, comme on regarde les mêmes régions du ciel, les conditions atmosphériques

sont similaires. Dans ce cas, la normalisation provient directement du rapport des temps d'observation des données ON et OFF : $\alpha = t_{ON}/t_{OFF}$.

Cependant, il arrive (surtout à l'heure actuelle dans la collaboration H.E.S.S., où cette méthode est de moins en moins utilisée), que les données OFF soient prises plusieurs jours voire plusieurs semaines après la prise de données ON, et dans des régions du ciel variables : dans ce cas, pour prendre en compte les changements d'efficacité du détecteur entre les ON et les OFF, ainsi que les changements climatiques potentiels, le coefficient de normalisation α est calculé différemment. On remplit un histogramme contenant le nombre de candidats γ en fonction de la distance radiale pour les données ON et OFF (après exclusion de la région source dans les deux cas). α est alors le rapport du nombre d'événements dans l'histogramme ON et dans l'histogramme OFF. Dans ce cas, on fait implicitement l'hypothèse que le fond hadronique a une symétrie radiale. La carte du ciel est alors simple à produire : pour chaque pixel on soustrait le nombre de candidats γ de la carte ON à celui de la carte OFF renormalisé par le facteur α . On peut aussi calculer la signification en chaque point par la formule de Li et Ma [107] :

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

La méthode ON-OFF est pratiquement la seule utilisable (parmi celles reposant sur des régions de contrôle spécifiques pour estimer le fond) pour des instruments comportant un petit champ de vue, car n'ayant pas assez de place pour utiliser une région de contrôle dans la caméra même. Cependant, son inconvénient majeur est la perte de temps d'observation de la source intéressante par un facteur 2.

11.1.2 Les méthodes de pointé décalé : le “Wobble mode”

Dans ce type de prises de données, la région source est observée avec un décalage dans la caméra de l'ordre de 0.5° (en déclinaison et de $0.5^\circ \times \cos(\text{Dec})$ en ascension droite) pour des sources ponctuelles, et de la taille du rayon angulaire de la source si celle-ci est légèrement étendue (figure 11.2). Ainsi, pour des expériences comme H.E.S.S., la méthode de pointé décalé met à profit le grand champ de vue des télescopes : on n'utilise plus de données spécifiques pour les OFF.

Le méthode de “miroir”

Dans la méthode “miroir”, la région de contrôle OFF est la région symétrique du ON par rapport au centre de la caméra. Dans ce cas, les conditions d'observation sont exactement identiques et les régions ont la même taille et la même acceptation relative : le coefficient de normalisation α est donc égale à 1. Il faut noter, qu'en raison de l'alternance du décalage de pointé en déclinaison et en ascension droite, nous n'avons pas une seule position de contrôle mais quatre en tout dont les nombres d'excès respectifs peuvent être contrôlés.

La méthode des régions OFF multiples et du segment d'anneau

La méthode dite de “miroir” peut être étendue grâce à l'utilisation de plusieurs régions de contrôle par prise de donnée, de même taille que la région source et disposées circulairement autour du centre de la caméra (figure 11.3). Cette méthode a l'avantage de fournir une plus grande statistique pour le fond hadronique permettant ainsi de maximiser la signification du signal γ . Dans ce cas, le facteur de normalisation permettant d'obtenir le nombre de γ est simplement donné par le nombre de régions

OFF utilisées (n_{region}) :

$$\alpha = \frac{1}{n_{region}}$$

On peut aussi tout simplement utiliser un anneau concentrique avec le centre de la caméra, de rayon égal au décalage de pointé et de demi-largeur égale à la taille angulaire de la région source (figure 11.4). Le facteur de normalisation α est le rapport de la surface de la région ON à la surface de l'anneau.

Les inconvénients de ces méthodes sont clairs : premièrement, elles ne fonctionnent que pour de petites sources ne passant pas par le centre de la caméra ; deuxièmement, on suppose implicitement que les régions de contrôle du champ de vue ne comprennent aucune contribution de γ ¹. Cette hypothèse est très approximative dans le cas du plan galactique, c'est pourquoi dans le cas de cette étude, des régions d'exclusion (qui ne sont pas utilisées pour contrôler le fond) sont définies : cela suppose évidemment que les sources γ du champ de vue sont connues a priori. Ainsi la figure 11.5 présente un exemple de cas où des régions de contrôle sont exclues en raison de la présence d'une source γ . Enfin, il faut noter une difficulté majeure : ces deux analyses sont incapables d'estimer le signal au centre du champ de vue. Ainsi, elles permettent de calculer la contribution du fond hadronique et ainsi de faire des analyses spectrales et des histogrammes de distribution de l'écart à la position théorique attendue θ , en revanche elles ne sont pas adaptées pour la création de cartes du ciel. Pour cette étape, on utilise la méthode dite de "l'anneau complet".

La méthode de l'anneau complet

Dans cette dernière méthode on estime le fond dans un anneau centré autour de la position de la source, de rayon assez grand pour éviter une quelconque contribution de γ (par défaut dans le cas d'une source ponctuelle, le rayon de l'anneau est de 0.9°). Pour créer une carte du ciel, on calcule l'excès en γ dans chaque pixel en utilisant l'anneau complet centré sur lui (figure 11.6). Cette méthode nécessite de connaître la carte d'acceptance ($\mathcal{A}(r)$) pour les candidats γ puisque la région de contrôle du fond n'a pas la même acceptance que la région source. On calcule alors le nombre de γ par pixel de la manière suivante :

$$N_\gamma = \sum_{i \in ON} \frac{1}{\mathcal{A}(r_i)} - \alpha \sum_{i \in OFF} \frac{1}{\mathcal{A}(r_i)}$$

α étant le rapport de la surface de la région ON et de la surface de l'anneau.

L'utilisation de cette méthode pour des sources étendues ou pour des régions du ciel riches en sources γ est peu recommandée :

- Tout d'abord, on suppose que toutes les zones du champ de vue hors source ne comprennent aucune source de γ (excepté celles exclues a priori de l'analyse) ;
- ensuite, il est clair que pour des sources très étendues (rayon supérieure à 0.5°), on est contraint d'utiliser une région de contrôle où l'acceptance est fortement différente de celle de la région source ; on peut ainsi introduire des effets systématiques.
- Enfin, cette méthode corrèle les pixels de la carte.

Les différentes méthodes de soustraction du fond utilisant des régions spécifiques pour le contrôle du fond hadronique présentent donc de nombreux inconvénients : soit elles font des hypothèses implicites qui ne sont pas toujours vérifiées (symétrie azimuthale du fond hadronique, ou absence de γ dans le champ de vue hors source), soit elles nécessitent des données prises dans des conditions

¹On peut noter que ces méthodes supposent aussi une symétrie azimuthale du fond.

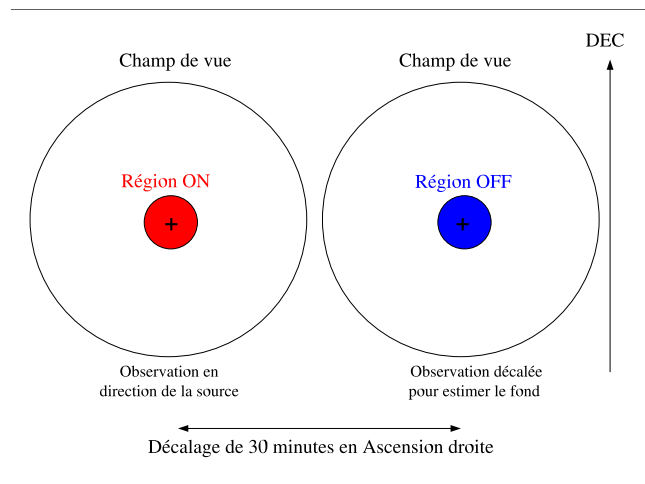


Figure 11.1: Méthode “ON-OFF” qui consiste à faire une observation dans une région ne comportant pas de γ pour estimer le fond.

similaires aux données ON ce qui conduit à une perte de temps d’observation. On a donc développé des méthodes pour calculer le fond hadronique en utilisant la région source elle-même.

11.1.3 Le “Template Background”

Le “template background” utilise une variable discriminante permettant de caractériser deux classes d’événements : les candidats γ et les hadrons (figure 11.7). Ainsi, au lieu de comparer les nombres d’événements dans la région source et dans une région l’entourant, comme pour la méthode de l’anneau complet, ce modèle compare le nombre de candidats γ et de hadrons dans la même région du champ de vue (figure 11.8). On doit donc calculer les acceptances relatives pour les candidats γ et les hadrons en fonction de l’angle zénithal d’observation et de la position dans le champ de vue). Par ailleurs, en supposant que le champ de vue hors source (sur une région du champ de vue de rayon R) ne contient pas de γ , on peut calculer facilement la normalisation entre les deux populations :

$$\delta = \frac{N_{i,\text{cand.}\gamma,r < R}}{N_{i,\text{hadron},r < R}}$$

On peut alors calculer le nombre de γ dans la région de ciel étudiée.

Cette dernière méthode de soustraction du fond fait l’hypothèse que le contenu en γ dans le champ de vue est négligeable, ce qui est loin d’être certain dans le Plan Galactique. Notre objectif a donc été de développer une méthode de soustraction du fond qui permette de créer des cartes sans faire d’hypothèse ni sur le contenu en γ , ni sur la distribution du fond dans le champ de vue, et qui n’ait pas besoin de nombreuses données OFF.

11.2 Principe de la méthode des poids

La méthode des poids utilise aussi la distribution d’une variable discriminante fournie par la méthode de reconstruction ; notons cette variable x . Dans le cas de l’analyse avec le Modèle 3D, x est bien sûr la largeur réduite. Nous supposons ici que les distributions normalisées à l’unité, $g(x)$ pour les γ et $b(x)$ pour les hadrons, ont été déterminées par une procédure d’étalonnage, qui est souvent

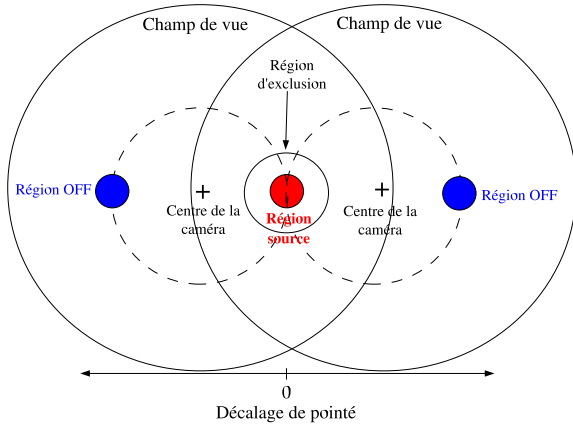


Figure 11.2: Méthode miroir qui consiste à estimer le fond dans le même champ de vue dans la région symétrique de la source par rapport au centre de la caméra.

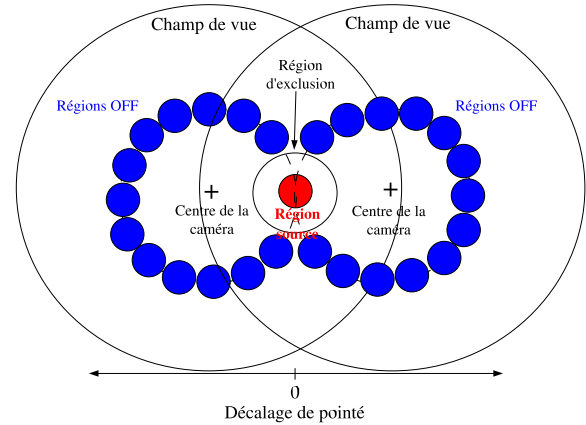


Figure 11.3: Méthode des régions OFF multiples qui est une simple extension de la région miroir à un plus grand nombre de régions de contrôle.

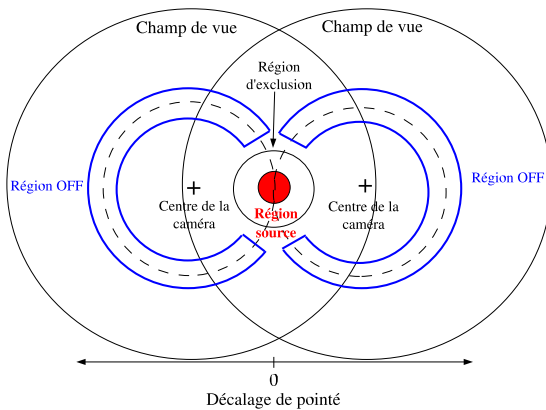


Figure 11.4: Méthode du segment d'anneau qui consiste à estimer le fond dans le même champ de vue et dans un anneau centré sur le centre de la caméra

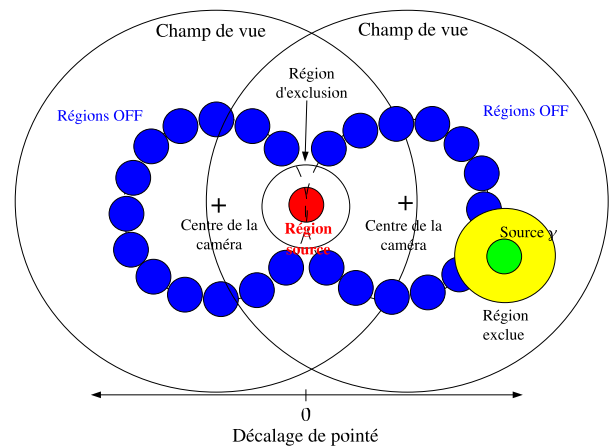


Figure 11.5: Méthode des régions OFF multiples : cas de régions exclues en raison de la présence de sources γ dans le même champ de vue

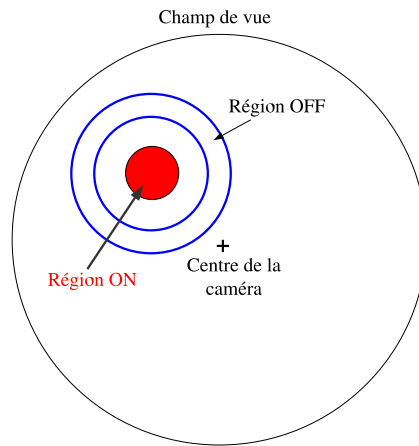


Figure 11.6: Méthode de l’anneau complet qui consiste à estimer le fond dans un anneau entourant la région source.

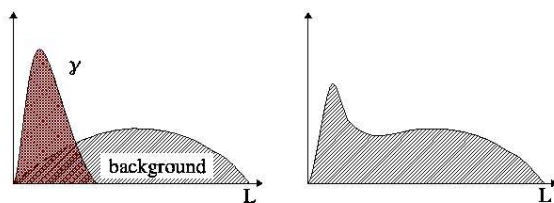


Figure 11.7: Distribution d’une variable discriminante pour les populations γ et hadrons.

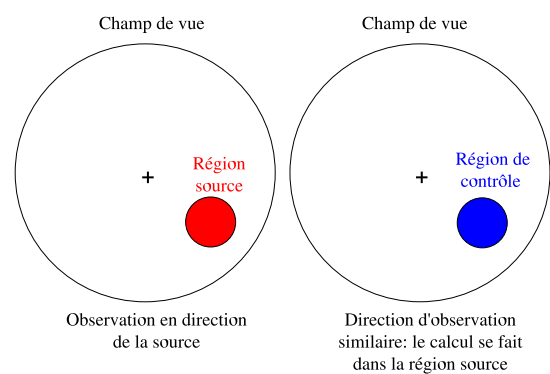


Figure 11.8: Méthode du “template background” où l’estimation du fond se fait dans la région source elle-même.

complexe car ces distributions dépendent notamment de l'angle zénithal d'observation et du nombre de télescopes déclenchés.

L'idée de la méthode est la suivante : on divise la carte du ciel, obtenue après reconstruction avec la méthode d'analyse choisie, en petits pixels d'une taille proche de celle de la résolution souhaitée (tout en essayant de garder une statistique suffisante dans chaque pixel). L'objectif est ensuite de calculer le nombre de γ et de hadrons dans chaque pixel en se basant sur les valeurs de la variable discriminante de tous les événements contenus dans celui-ci. Étudions plus précisément le principe de la méthode sur un pixel du ciel.

11.2.1 Échantillon homogène de données

Supposons d'abord que le pixel du ciel étudié soit observé dans des conditions homogènes, c'est-à-dire que les distributions $g(x)$ et $b(x)$ sont les mêmes pour ce pixel. Cela revient à exiger par exemple que l'angle zénithal d'observation et le décalage du pixel dans la caméra soient les mêmes pour toutes les données. Les N événements du pixel sont caractérisés par les valeurs x_1, x_2, \dots, x_N de la variable discriminante et comprennent n_g gamma et n_b hadrons. La probabilité d'obtenir la condition observée est :

$$\frac{\exp(-n_g - n_b)}{N!} \prod_{i=1}^N [n_g g(x_i) + n_b b(x_i)] dx_1 dx_2 \dots dx_N . \quad (11.1)$$

Cette formule peut être facilement obtenue à partir des distributions poissonniennes pour les nombres d'événements et des différentes partitions entre les γ et les hadrons qui conduisent aux valeurs x_1, x_2, \dots, x_N , tout en faisant attention à la normalisation [31]. La fonction de vraisemblance est alors donnée par :

$$L(n_g, n_b) = \frac{\exp(-n_g - n_b)}{N!} \prod_{i=1}^N [n_g g(x_i) + n_b b(x_i)] . \quad (11.2)$$

Elle est maximisée par rapport à n_g et n_b , ce qui conduit aux équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln L}{\partial n_g} = 0 &= -1 + \sum_{i=1, N} \frac{g(x_i)}{n_g g(x_i) + n_b b(x_i)} \quad \text{et} \\ \frac{\partial \ln L}{\partial n_b} = 0 &= -1 + \sum_{i=1, N} \frac{b(x_i)}{n_g g(x_i) + n_b b(x_i)} . \end{aligned}$$

On peut alors calculer n_g et n_b à l'aide d'une procédure itérative expliquée en annexe. Les valeurs optimales de n_g et n_b peuvent alors s'écrire de la manière suivante :

$$n_g = \sum_{i=1, N} w_{gi} \quad \text{et} \quad n_b = \sum_{i=1, N} w_{bi} \quad (11.3)$$

où

$$w_{gi} = \frac{n_g g(x_i)}{n_g g(x_i) + n_b b(x_i)} \quad \text{et} \quad w_{bi} = \frac{n_b b(x_i)}{n_g g(x_i) + n_b b(x_i)} \quad (11.4)$$

Les deux paramètres w_{gi} et w_{bi} sont calculés à partir des valeurs ajustées de n_g et n_b et peuvent être considérés comme les poids γ et hadron respectivement pour un événement i donné. Enfin, n_g et n_b ainsi calculés satisfont automatiquement la relation : $n_g + n_b = N$.

On peut noter que la méthode des poids utilise tous les événements présents dans le pixel et reconstruits par la méthode d'analyse. On affecte alors à chacun d'eux un poids γ et un poids hadron : tous

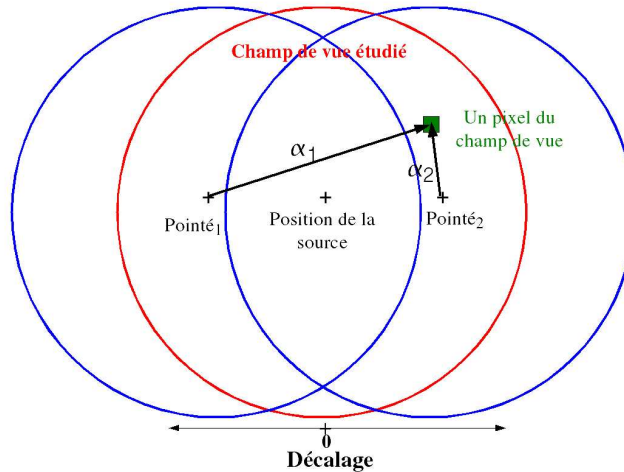


Figure 11.9: Décalages pour un même pixel de ciel vu sous deux positions de pointé distinctes.

les événements contribuent donc aux deux populations, ce qui diffère du template background pour lequel les événements candidats γ et hadrons considérés sont différents.

Les équations précédentes nous permettent de calculer la matrice de covariance \hat{V} , dont l'inverse est obtenu à partir des dérivées secondes de $\ln L$ par rapport à n_g et n_b . Les éléments de la matrice \hat{V}^{-1} sont alors :

$$q_{gg} = \sum_{i=1, N} \frac{g(x_i)^2}{(n_g g(x_i) + n_b b(x_i))^2} ; \quad q_{bb} = \sum_{i=1, N} \frac{b(x_i)^2}{(n_g g(x_i) + n_b b(x_i))^2} .$$

$$q_{gb} = \sum_{i=1, N} \frac{g(x_i) b(x_i)}{(n_g g(x_i) + n_b b(x_i))^2} ,$$

La matrice de covariance est ensuite donnée par :

$$\hat{V} = \frac{1}{q_{gg} q_{bb} - q_{gb}^2} \begin{pmatrix} q_{bb} & -q_{gb} \\ -q_{gb} & q_{gg} \end{pmatrix} , \quad (11.5)$$

fournissant ainsi les erreurs sur n_g (donc la signification du signal) et sur n_b , de même que le coefficient de corrélation. Dans le cas d'un échantillon homogène, la méthode fournit aussi une vérification a posteriori, puisque les distributions de la variable x des événements, pondérés par leur poids w_{gi} et w_{bi} , devraient être compatibles avec les distributions utilisées pour l'ajustement, $g(x)$ et $b(x)$. Par ailleurs, dans ce cas simple, la carte du ciel en γ est obtenue à partir des différentes valeurs de n_g pour chaque pixel, corrigées par l'acceptance relative par rapport à un pixel de référence.

11.2.2 Combinaison d'échantillons différents

La description ci-dessus est incomplète car les prises de données sur une source se font pour la plupart dans des conditions inhomogènes. Ainsi, un même pixel du ciel peut être vu sous des angles zénithaux et des décalages variables : avec la méthode dite de pointé décalé, une alternance de $\pm 0.5^\circ$ en déclinaison, par exemple, introduit un décalage différent dans la caméra pour un même pixel de ciel (cet effet est illustré par la figure 11.9). Ces variations affectent les acceptances γ et hadron, de même que la forme des distributions $g(x)$ et $b(x)$: il faut donc les prendre en compte.

Considérons toujours un pixel du ciel mais cette fois avec deux échantillons de données pris chacun dans des conditions différentes. Le premier échantillon est pris comme référence ; nous le notons avec l'indice 0. La quantité à déterminer est le nombre de γ par unité de temps dans les conditions de l'échantillon de référence : il est noté ν_{g0} . De même, on note ν_{b0} le taux correspondant en hadrons et T_0 le temps total d'observation pour le lot de référence. Le deuxième lot de données correspond à un temps d'observation T_1 et à des acceptances γ et hadrons différentes. On définit enfin le nombre de γ et de hadrons dans les deux lots : pour les gamma n_{g0} et n_{g1} , et pour les hadrons n_{b0} et n_{b1} . Les différentes notations introduites sont donc reliées par les équations simples suivantes :

$$n_{g1} = T_0 \nu_{g0} \quad \text{et} \quad n_{b0} = T_0 \nu_{b0} ; \quad n_{g1} = T_1 A_1 \nu_{g0} \quad \text{et} \quad n_{b1} = T_1 B_1 \nu_{b0} ,$$

où A_1 est l'acceptance relative pour les γ dans le deuxième lot par rapport au premier ; c'est le rapport des surfaces efficaces de détection de chacun des deux lots, obtenu à l'aide de simulations γ . De même, B_1 est l'acceptance relative pour les hadrons : elle est mesurée à partir d'observations effectuées aux angles zénithaux et aux décalages de pointé des lots 0 et 1, dans des régions ne contenant aucune source γ . La généralisation de la formule (11.2) est directe, les nouvelles quantités à calculer étant ν_{g0} et ν_{b0} :

$$\begin{aligned} \ln L(\nu_{g0}, \nu_{b0}) &= -\nu_{g0}(T_0 + A_1 T_1) - \nu_{b0}(T_0 + B_1 T_1) \\ &\quad + \sum_{i=1}^{N_0} \ln [\nu_{g0} T_0 g_0(x_i) + \nu_{b0} T_0 b_0(x_i)] - \ln N_0! \\ &\quad + \sum_{j=1}^{N_1} \ln [\nu_{g0} A_1 T_1 g_1(x_j) + \nu_{b0} B_1 T_1 b_1(x_j)] - \ln N_1! \end{aligned} \quad (11.6)$$

Dans les équations précédentes N_0 et N_1 sont les nombres totaux d'événements dans chaque lot. L'indice i caractérise les événements du lot de référence et l'indice j ceux du deuxième lot. En maximisant $\ln L$ par rapport à ν_{g0} et ν_{b0} on obtient alors :

$$\begin{aligned} -(T_0 + A_1 T_1) + \sum_{i=1}^{N_0} \frac{g_0(x_i)}{\nu_{g0} g_0(x_i) + \nu_{b0} b_0(x_i)} + \sum_{j=1}^{N_1} \frac{A_1 g_1(x_j)}{\nu_{g0} A_1 g_1(x_j) + \nu_{b0} B_1 b_1(x_j)} &= 0 \\ -(T_0 + B_1 T_1) + \sum_{i=1}^{N_0} \frac{b_0(x_i)}{\nu_{g0} g_0(x_i) + \nu_{b0} b_0(x_i)} + \sum_{j=1}^{N_1} \frac{B_1 b_1(x_j)}{\nu_{g0} A_1 g_1(x_j) + \nu_{b0} B_1 b_1(x_j)} &= 0. \end{aligned}$$

Les quantités $n_g = \nu_{g0}(T_0 + A_1 T_1)$ et $n_b = \nu_{b0}(T_0 + B_1 T_1)$ sont les valeurs ajustées des nombres respectifs de γ et de hadrons dans l'échantillon global de données. Elles satisfont les équations suivantes :

$$\begin{aligned} n_g &= \sum_{i=1}^{N_0} \frac{n_g g_0(x_i)}{n_g g_0(x_i) + n_b \rho_0 b_0(x_i)} + \sum_{j=1}^{N_1} \frac{n_g g_1(x_j)}{n_g g_1(x_j) + n_b \rho_1 b_1(x_j)} \\ n_b &= \sum_{i=1}^{N_0} \frac{n_b \rho_0 b_0(x_i)}{n_g g_0(x_i) + n_b \rho_0 b_0(x_i)} + \sum_{j=1}^{N_1} \frac{n_b \rho_1 b_1(x_j)}{n_g g_1(x_j) + n_b \rho_1 b_1(x_j)} \end{aligned}$$

où :

$$\rho_0 = \frac{T_0 + A_1 T_1}{T_0 + B_1 T_1} \quad \text{et} \quad \rho_1 = \frac{B_1 T_0 + A_1 T_1}{A_1 T_0 + B_1 T_1} .$$

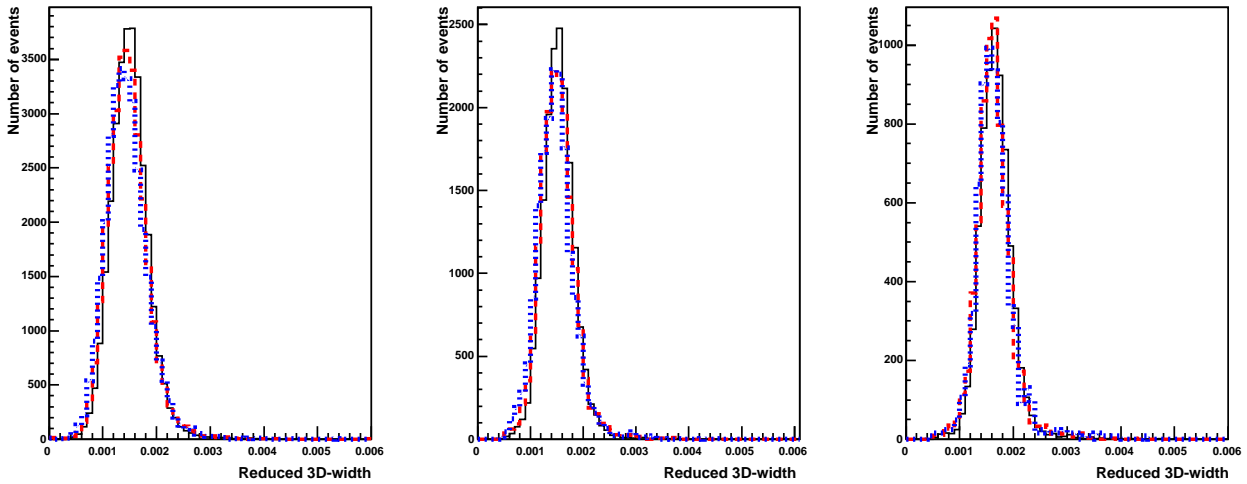


Figure 11.10: Distributions de la largeur réduite ω pour des gerbes de γ simulées à différents angles zénithaux (de gauche à droite : 0° , 46° , 60°), suivant un spectre en énergie en $E^{-2.2}$ (ligne continue noire), $E^{-2.6}$ (ligne tiretée rouge) et $E^{-3.0}$ (ligne pointillée bleue).

Donc, n_g et n_b peuvent être obtenus en substituant simplement $b'_0(x_i) = \rho_0(x_i)b_0(x_i)$ et $b'_1(x_j) = \rho_1(x_j)b_1(x_j)$ à la place de $b_0(x_i)$ et $b_1(x_j)$ dans les formules (11.3) et (11.4).

Il est possible de généraliser à un nombre arbitraire de lots, l'échantillon r étant maintenant caractérisé par :

$$\rho_r = \frac{B_r \sum_{s=0}^p A_s T_s}{A_r \sum_{s=0}^p B_s T_s} \text{ avec la convention } A_0 = B_0 = 1.$$

Ainsi, les formules (11.3), (11.4) et (11.5) peuvent être utilisées en substituant $b'_r(x) = \rho_r(x)b_r(x)$ à la place de $b_r(x)$ pour tous les lots de données. La somme $n_g + n_b$ est alors égale au nombre total d'événements dans la globalité des données, et n_g correspond au nombre de γ dans un lot de même caractéristique que l'échantillon de référence.

11.3 Application de la méthode des poids avec la largeur réduite

On a vu dans la partie III que le Modèle 3D rejette environ 70% des hadrons grâce aux contraintes de symétrie de rotation de la gerbe et des conditions reliant l'altitude du maximum de gerbe au nombre de photons Tcherenkov. Les événements satisfaisant la convergence de l'ajustement et la "région physique" sont alors caractérisés par leur largeur réduite ω , variable discriminante entre les γ et les hadrons. Cette variable a une signification physique pour les γ : elle est donc très robuste pour ces événements. Sa distribution est pratiquement indépendante du nombre de télescopes déclenchés, de l'angle zénithal et de l'énergie du γ incident : elle reste concentrée dans l'intervalle $0.8 \times 10^{-3} < \omega < 2 \times 10^{-3}$. Cette propriété est illustrée par la figure 11.10 montrant la variation de la distribution de ω en fonction de l'angle zénithal d'observation pour différents indices spectraux. Le choix de la fonction $g(\omega)$ est donc indépendant des propriétés spectrales de la source étudiée.

En revanche, la variable ω n'a pas de sens physique direct pour les hadrons pour lesquels la contrainte de symétrie de rotation imposée par le Modèle 3D ne peut être qu'approximativement réalisée. Par conséquent, la distribution est très sensible aux conditions d'observation, comme on l'a vu dans la partie III : elle dépend tout particulièrement du nombre de télescopes déclenchés.

L'angle zénithal d'observation et le décalage du pointé peuvent aussi affecter la distribution en ω (figure 11.11 et 11.12).

À présent, étant donné que toutes les applications se feront à partir de la largeur réduite, nous noterons la variable discriminante ω au lieu de x .

11.3.1 Première étape approximative d'étalonnage

La méthode des poids décrite ci-dessus nécessite de connaître les fonctions $g(x)$ et $b(x)$ dans les différentes conditions d'observation : la détermination expérimentale de ces fonctions représente donc la première étape du travail. Afin de simplifier la compréhension, nous commençons avec un exemple où les observations sont effectuées à un angle zénithal pratiquement constant et où nous ne tenons pas compte de la dépendance de la distribution de largeur réduite avec le nombre de télescopes et avec la distance au centre de la caméra α . Pour cet exemple, nous utilisons des données prises sur le blazar PKS 2155-304 pour lesquelles l'angle zénithal est très proche de 30° (une fraction de celles utilisées en partie III). La distribution en ω des γ est bien décrite par une gaussienne de valeur moyenne 1.340×10^{-3} et d'écart-type 0.304×10^{-3} . Celle des hadrons est ajustée par la fonction asymétrique :

$$A \exp \left[1 + a\xi - \sqrt{1 + 2a\xi + \xi^2} \right] \text{ avec } \xi = (\omega - m)/\sigma \quad (11.7)$$

avec $m = 1.830 \times 10^{-3}$, $\sigma = 0.510 \times 10^{-3}$ et $a = 0.680$, le dernier coefficient A étant fixé par la normalisation. On applique la méthode des poids avec ces deux fonctions $g(\omega)$ et $b(\omega)$ sur la carte du ciel reconstruite par le Modèle 3D, de 1.5° de côté, centrée sur PKS 2155-304 et divisée en pixels de $0.05^\circ \times 0.05^\circ$ (figure 11.13). Pour chaque pixel, on utilise tous les événements reconstruits par le Modèle 3D situés dans la "région physique" (définie en partie III) et de largeur réduite inférieure² à 5×10^{-3} , pour calculer le nombre de γ et le nombre de hadrons. Les cartes du ciel γ et hadrons obtenues sont présentées sur les figures 11.14 et 11.15. Le signal γ apparaît très nettement sur la carte γ , avec une extension compatible avec la résolution angulaire attendue. Par ailleurs, la signification du signal dans les pixels distants de la source de plus de 0.2° (ne contenant donc pas de γ) est centrée sur 0.04 ± 0.03 avec un écart-type proche de 0.95 ± 0.02 (figure 11.18). La soustraction de fond est donc non biaisée, malgré le léger biais négatif visible sur la figure 11.18 qui est dû aux approximations trop simplistes utilisées. Une autre vérification a posteriori peut être effectuée de façon simple : la distribution en ω des événements pondérés par leur poids γ doit être compatible avec la fonction $g(\omega)$ utilisée. De même, la distribution en ω des événements pondérés par leur poids hadron doit être compatible avec la fonction $b(\omega)$. Les figures 11.16 et 11.17 le vérifient.

Étant donné que les fonctions γ et hadrons sont aussi issues des données de PKS 2155-304, cet exemple n'est qu'une vérification du bon fonctionnement de la méthode des poids. Néanmoins, nous avons utilisé de fortes approximations concernant les fonctions γ et hadron, qui n'ont pas détérioré de façon significative les résultats obtenus. Cet exemple montre donc l'efficacité de la méthode.

11.3.2 Étalonnage effectué dans le cas général

La calibration simple décrite ci-dessus s'est avérée suffisante pour deux raisons principales :

- premièrement, nous avons utilisé un intervalle d'angles zénithaux très restreint ce qui permet de négliger la variation de la largeur réduite avec ce paramètre,

²Nous n'utilisons pas les événements de largeur réduite supérieure à 5×10^{-3} qui ne peuvent être que des hadrons et qui compliquent l'étalonnage

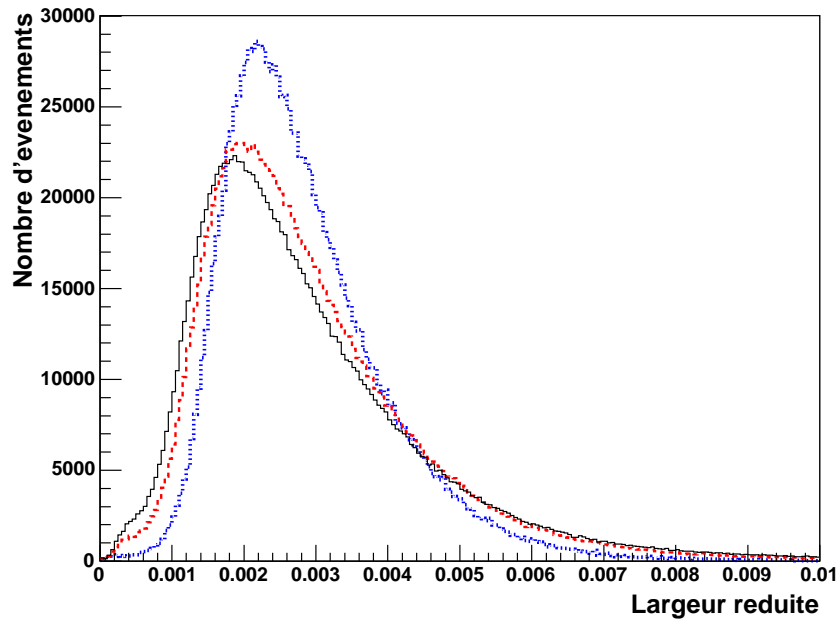


Figure 11.11: Distributions de la largeur réduite pour des hadrons satisfaisant la convergence de l'ajustement effectué par le Modèle 3D à différents angles zénithaux moyens : 17° (ligne continue noire), 28° (ligne tiretée rouge), 50° (ligne pointillée bleue). Les différents histogrammes ont été obtenus à partir de données réelles sur des champs de vue ne comportant pas de source γ , puis renormalisés au même nombre d'événements.

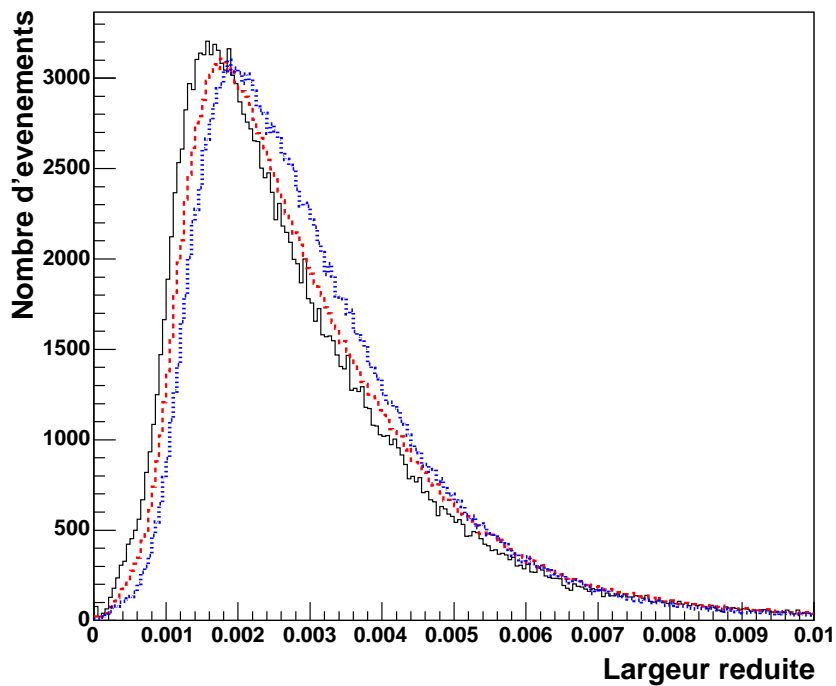


Figure 11.12: Distributions de la largeur réduite pour des hadrons satisfaisant la convergence de l'ajustement effectué par le Modèle 3D à différents décalages du pointé dans la caméra : 0° (ligne continue noire), 1° (ligne tiretée rouge), 2° (ligne pointillée bleue). Les différents histogrammes ont été obtenus à partir de données réelles sur des champs de vue ne comportant pas de source γ , puis renormalisés au même nombre d'événements.

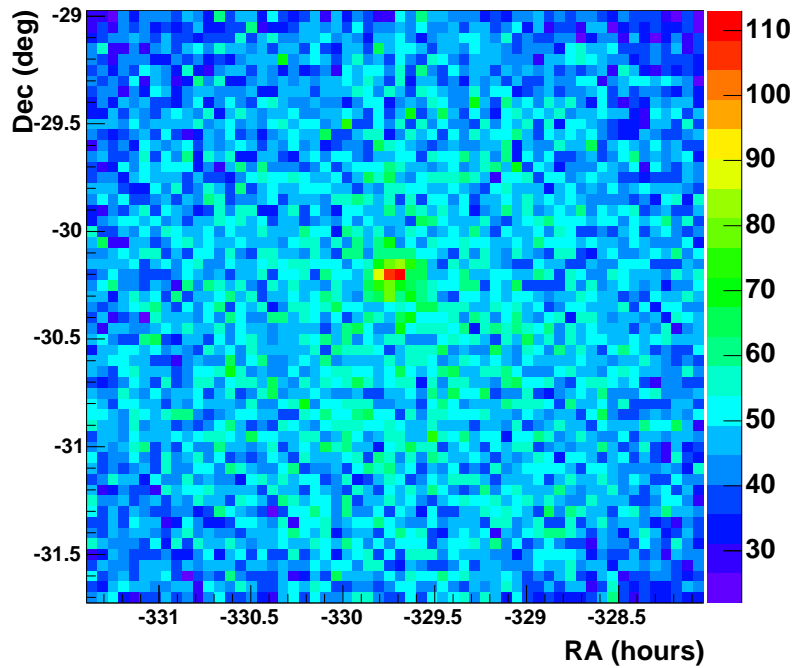


Figure 11.13: Carte de PKS2155-304 obtenue avec le Modèle 3D avant soustraction du fond.

- deuxièmement, nous nous sommes limités à un champ de vue de $1,5^\circ$ de rayon : au-delà, les distributions de largeur réduite et les acceptances γ et hadron varient rapidement ce qui destabillise la convergence de la méthode des poids. Pour une source très étendue comme Vela Junior (1° de rayon), cette calibration très simple n'est pas satisfaisante.

Dans le cas général, les données sont donc divisées en plusieurs lots homogènes, chacun d'entre eux étant caractérisé par une direction de pointé dans le ciel, par un intervalle restreint en angle zénithal ($\Delta\zeta < 10^\circ$) et par un temps d'observation. Dans un tel lot, chacun des pixels est vu avec un décalage fixe mais différent pour chacun d'entre eux (voir figure 11.19). Étant donné que les acceptances et les distributions de largeur réduite γ et hadron varient avec le décalage dans la caméra, notamment au bord du champ de vue, ces lots ne sont toujours pas homogènes. Nous avons donc redivisé chacun de ces lots en six sous-lots en fonction du décalage α moyen au centre de la caméra : 0° , $0,5^\circ$, 1° , $1,5^\circ$, 2° , $2,5^\circ$ (figure 11.20). Enfin, nous avons vu que les distributions de largeur réduite des hadrons dépendent fortement du nombre de télescopes observant la gerbe : l'étalonnage des fonctions hadrons en fonction de ce paramètre est donc également nécessaire³.

L'application de la méthode des poids dans le cas général, nécessite donc de connaître précisément les distributions d'acceptance γ et hadrons ainsi que les distributions de largeur réduite en fonction de l'angle zénithal, du décalage de pointé, et du nombre de télescopes (dans le cas des hadrons).

Étalonnage des distributions en largeur réduite

Dans le cas des γ , nous avons utilisé des simulations à angle zénithal et à décalage fixés (0° , $0,5^\circ$, 1° , $1,5^\circ$, 2° , $2,5^\circ$) dans la caméra. Nous avons vu que la distribution de largeur réduite ne dépend

³La procédure que nous avons employée ne nécessite pas une nouvelle division des lots en fonction de la multiplicité en télescopes, comme on le montrera ultérieurement.

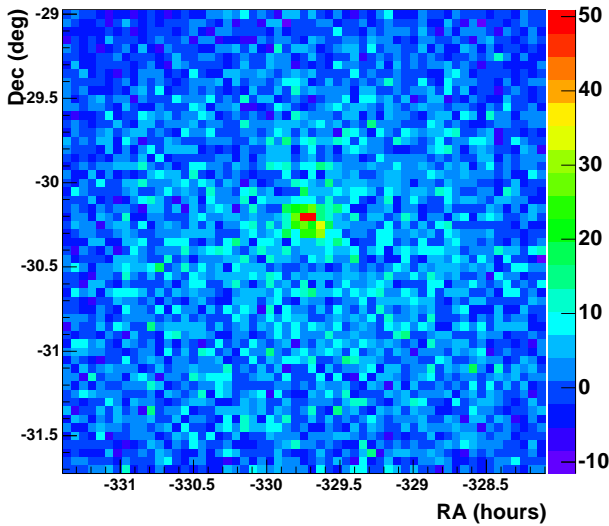


Figure 11.14: Carte du ciel de PKS2155-304 en nombre de γ , après soustraction du fond avec la méthode des poids.

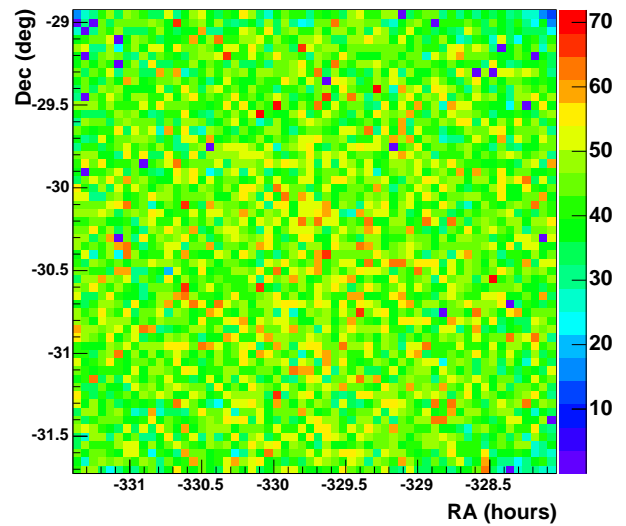


Figure 11.15: Carte du fond hadronique obtenue à partir des données de PKS2155-304 avec la méthode des poids.

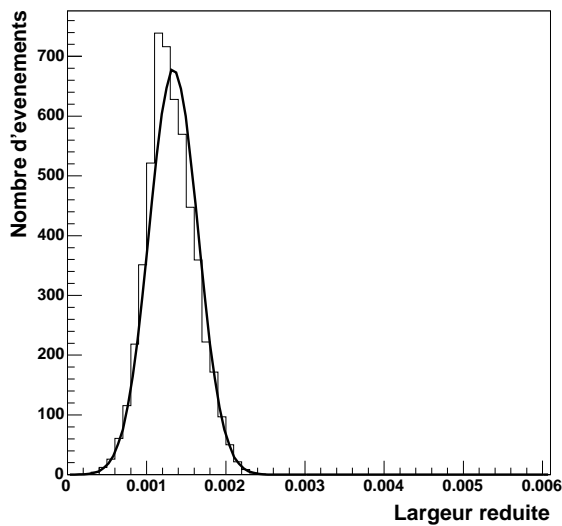


Figure 11.16: Distribution de la largeur réduite des événements pondérés par leur poids γ obtenue à partir des données de PKS2155-304 avec la méthode des poids.

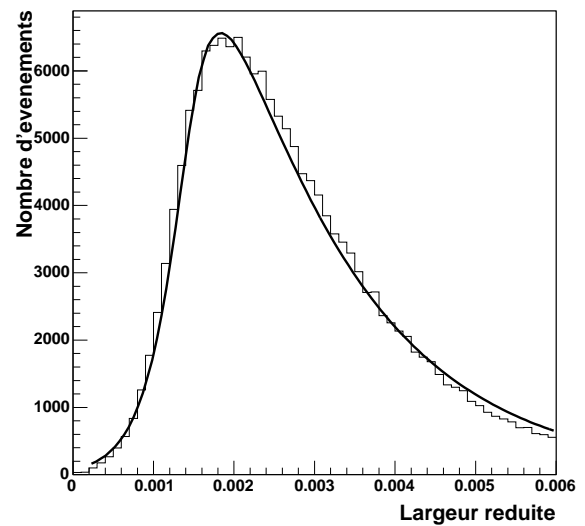


Figure 11.17: Distribution de la largeur réduite des événements pondérés par leur poids hadron obtenue à partir des données de PKS2155-304 avec la méthode des poids.

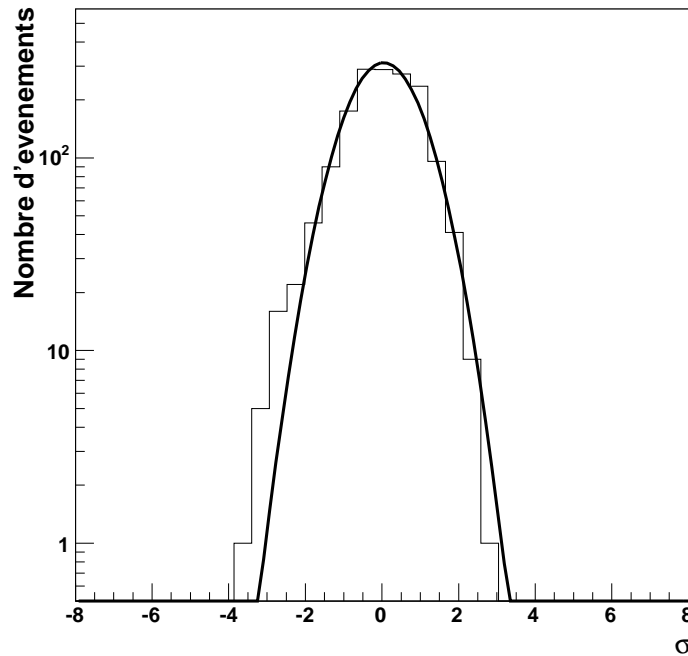


Figure 11.18: Distribution de la signification du signal γ de chaque pixel de la carte de PKS2155-304 obtenue avec la méthode des poids.

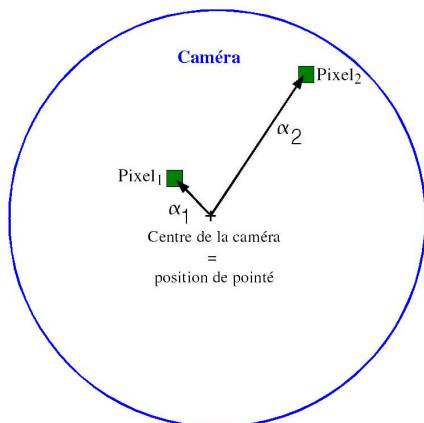


Figure 11.19: Décalage dans la caméra de deux pixels différents.

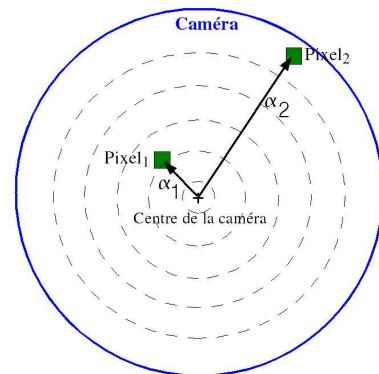


Figure 11.20: Division d'un lot caractérisé par un angle zénithal et une position de pointé en six sous-lots de décalage moyen 0° , 0.5° , 1° , 1.5° , 2° , 2.5° .

quasiment pas de l'énergie du γ incident ce qui nous a permis de choisir arbitrairement la loi de puissance des γ simulés : pour cette étude nous avons utilisé une loi de puissance d'indice 2.4. À l'aide de cet ensemble de simulations, nous avons pu paramétrer cette distribution par une gaussienne dont la valeur moyenne dépend à la fois de l'angle zénithal ζ et du décalage α , et l'écart-type dépend seulement du décalage. Voici les valeurs utilisées :

$$\text{valeur moyenne} = 1,972 \cdot 10^{-3} - 6,63 \cdot 10^{-4} \times \cos(\zeta) + 1,4 \cdot 10^{-5} \times \alpha + 4,0 \cdot 10^{-5} \times \alpha^2$$

$$\text{écart - type} = 2,673 \cdot 10^{-4} - 1,08 \cdot 10^{-5} \times \alpha + 2,12 \cdot 10^{-5} \times \alpha^2$$

Dans le cas des hadrons, la dépendance avec l'angle zénithal et le décalage dans la caméra ne suivent pas une fonction simple et nous avons décidé de remplir des histogrammes avec ces distributions pour chaque classe de multiplicité. Pour ce faire, nous avons utilisé des données OFF prises dans des conditions d'angles zénithaux compris entre 5° et 55° dans divers champs de vue hors du plan galactique. Nous avons ensuite divisé le champ de vue en six intervalles restreints en α : le premier correspondant à $\alpha < 0.25^\circ$ et les cinq autres de largeur 0.5° afin de se mettre dans les mêmes conditions que les γ . Ainsi, pour chaque classe de multiplicité, nous avons un histogramme en quatre dimensions nous donnant la fonction hadron normalisée à l'unité, pour une valeur d'angle zénithal, de décalage et de largeur réduite fixées.

Estimation des acceptances

Pour les γ , nous avons utilisé les mêmes simulations que précédemment, en angle zénithal et en décalage fixés. Ces simulations comprennent un nombre N_0 d'événements tirés sur une surface S_0 perpendiculaire à l'axe du télescope (cette surface dépend de l'angle zénithal d'observation : elle s'étend jusqu'à 600 m au zénith ce qui est suffisant pour qu'on puisse négliger le taux de γ tombant au-delà et déclenchant le système). Pour calculer l'acceptance, on sélectionne les γ qui satisfont à la fois les critères de déclenchement, les critères de reconstruction (convergence de l'ajustement du Modèle 3D), la coupure liée à la "région physique" et qui ont une largeur réduite inférieure à 5×10^{-3} . On obtient ainsi un nombre $N_{restant}$ de γ restants. L'acceptance \mathcal{A} dans une condition donnée est donc :

$$\mathcal{A}(\zeta, \alpha) = \frac{N_{restant}}{N_0} S_0$$

Les acceptances relatives sont notées A et sont les rapports des acceptances absolues ci-dessus à celle d'un lot de référence, par exemple pour un angle zénithal proche de zéro et un décalage nul.

Pour les hadrons, nous partons de données OFF à des angles zénithaux variables que l'on divise à nouveau en six couronnes dans la caméra. L'acceptance hadron est définie par le nombre de hadrons restant après les critères cités ci-dessus sur la surface angulaire de la couronne $S_{couronne}$:

$$\mathcal{B}(\zeta, \alpha) = \frac{N_{restant}}{S_{couronne}}$$

Les acceptances relatives sont notés B et sont les rapports des acceptances absolues à celle du même lot de référence que celui choisi pour les γ .

Nous avons choisi d'utiliser des acceptances globales pour un angle zénithal et un décalage donnés sans fixer la multiplicité des télescopes. La justification est la suivante : dans le cas des hadrons, la surface efficace des événements à quatre, trois ou deux télescopes ne varie pratiquement pas entre deux observations différentes d'une même source, puisque leur distribution en énergie ne change

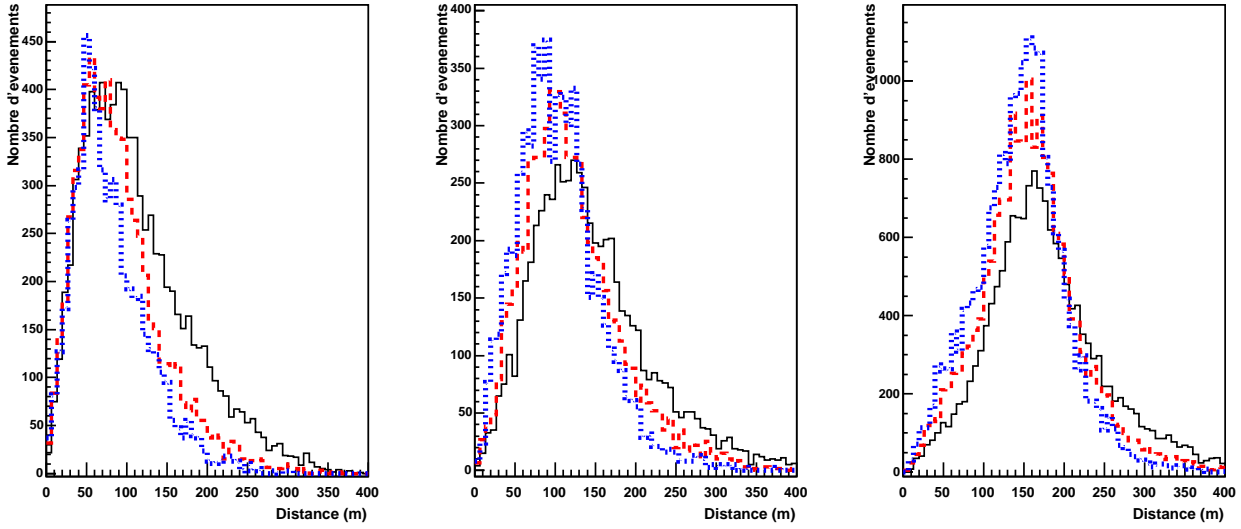


Figure 11.21: Nombre d'événements déclenchant quatre, trois ou deux télescopes (de gauche à droite) en fonction de la distance au centre du système, pour des simulations de gerbes de γ verticales suivant un spectre en énergie en $E^{-2.2}$ (ligne continue noire), $E^{-2.6}$ (ligne tiretée rouge), $E^{-3.0}$ (ligne pointillée bleue). Les histogrammes correspondant à un indice spectral donné ont été renormalisés au même nombre d'événements total ($n_2 + n_3 + n_4 = N$) pour permettre une comparaison directe.

pas. En revanche, la surface efficace des γ déclenchant quatre télescopes (ou trois, ou deux) est très différente suivant que la source observée a un spectre dur (indice de ~ 2) ou mou (indice ~ 3). Ainsi la figure 11.21 obtenue à partir de simulations de γ , donne les distributions de la distance d'impact des gerbes de γ verticales à multiplicité donnée, et montre à quel point ces histogrammes dépendent de l'indice spectral de la source. En prenant une acceptation globale pour les γ , on évite de faire dépendre notre soustraction de fond du spectre de la source. C'est pour cette raison que nous avons choisi d'utiliser des lots indépendants du nombre de télescopes.

Cependant, dans ce cas il nous faut aussi utiliser une fonction hadronique globale si on veut obtenir un lot homogène. Comment calculer une fonction hadronique globale et qui prenne en compte la variation de la distribution de largeur réduite avec la multiplicité en télescope ? La solution vient du fait que la fraction d'événements de multiplicité donnée (f_{itel}) est très stable pour les hadrons, ce qui nous permet de calculer pour un lot la fonction globale suivante :

$$g(\omega, \zeta, \alpha) = f_{4tel}(\zeta, \alpha) \times g_{4tel}(\omega, \zeta, \alpha) + f_{3tel}(\zeta, \alpha) \times g_{3tel}(\omega, \zeta, \alpha) + f_{2tel}(\zeta, \alpha) \times g_{2tel}(\omega, \zeta, \alpha)$$

Regardons plus en détail le calcul de ces fractions f_{itel} .

La fraction d'événements de multiplicité donnée : dépendance vis à vis de l'angle zénithal et du décalage de pointé pour les hadrons comme pour les γ

Nous nous intéressons ici au calcul de cette fraction pour les événements hadroniques satisfaisant les mêmes critères que ceux utilisés pour obtenir les acceptances. Seules les fractions concernant les hadrons sont utiles car la fonction $g(\omega)$ pour les γ ne dépend pas de la multiplicité. Néanmoins, nous les étudierons également pour les possibilités de vérification a posteriori du bon fonctionnement de la soustraction du fond qu'elles peuvent apporter. Pour ce calcul, nous utilisons encore des simulations pour les γ et des données OFF pour les hadrons.

On peut remarquer sur la figure 11.22 que la fraction d'événements à trois télescopes est très stable quel que soit l'angle zénithal. En revanche la fraction d'événements à deux ou quatre télescopes varie très rapidement : cette fraction est donc caractéristique d'une condition d'observation donnée, et peut être facilement étalonnée. La dépendance en fonction du décalage dans la caméra est très faible (figure 11.23) : nous avons décidé de ne pas en tenir compte.

Le principe utilisé est donc le suivant : à partir de données OFF, on remplit une table donnant la fraction d'événements à quatre télescopes pour un angle zénithal donné. On fait de même avec la fraction des événements à trois télescopes ; $f_{2\text{ tels}}$ se déduit donc de ces deux tables. Puis pour chaque lot de donnée, lors de la soustraction de fond, on peut facilement déduire la fonction globale pour les hadrons à partir des fonctions individuelles $g_{i\text{ tels}}$ et de la fraction $f_{i\text{ tels}}$ concernant chaque multiplicité.

Par ailleurs, les fractions d'événements compris pour chaque classe de multiplicité possèdent le même comportement chez les γ , comme la figure 11.24 l'illustre. On peut noter sur cette figure les fortes variations introduites par la distribution en énergie des γ sur la fraction d'événements déclenchant 4, 3 ou 2 télescopes : ceci justifie également notre idée de travailler globalement. Les différentes fractions $f_{i\text{ tels}}$ sont aussi très stables avec le décalage dans la caméra. On en déduit une nouvelle possibilité de vérification a posteriori de la méthode des poids : pour un lot d'angle zénithal et de décalage donné, les nombres d'événements pondérés par leur poids γ et hadrons devraient être compatibles avec les fractions attendues et présentées sur la figure 11.24. Cependant, il faut noter que, si les événements pondérés par les poids hadron fournissent une vérification immédiate, ceux concernant les γ supposent que l'analyse spectrale a été faite.

La carte d'exposition par pixel

L'explication du principe général de la méthode des poids a été présentée sur un pixel de ciel donné. Cependant, en raison des différents décalages de pointé et angles zénithaux utilisés, tous les pixels n'ont pas été observés avec la même sensibilité. Ce qui compte est donc le ν_{g0} où tout est ramené au temps et à l'acceptance du paquet de référence :

$$\nu_{g0} = \frac{n_g}{\sum_{run\ r} \sum_{lot\ p} A_{p,r}}$$

On obtient alors le nombre de γ par unité de temps pour le lot de référence et pour un pixel donné. En divisant ensuite ce nombre par l'acceptance absolue du lot de référence, on obtient alors la véritable carte présentant le flux dans chaque pixel (en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

11.3.3 Application de l'étalonnage complet au vestige de supernova RX J0852.0-4622

Lorsque les tables citées ci-dessus sont créées (table d'acceptance γ /hadron, table donnant la distribution de largeur réduite et donnant la fraction d'événements pour chaque classe de multiplicité pour les hadrons), nous pouvons appliquer la méthode à la source de notre choix. Pour montrer l'efficacité de la méthode, nous avons choisi une source très étendue, le vestige de supernova RX J0852.0-4622, pour laquelle les décalages de pointé sont extrêmement variables ($\pm 0.7^\circ$, $\pm 1.1^\circ$, $\pm 1.6^\circ$). L'extension de la source étant de 1° de rayon, il nous faut utiliser un champ de vue très large, d'au moins 2° de rayon. Les données prises sur RX J0852.0-4622 ainsi que la source elle-même seront décrites en plus amples détails par la suite, le but de ce paragraphe est juste de montrer un exemple d'application pour l'étude de la morphologie d'une source étendue. La figure 14.6 présente

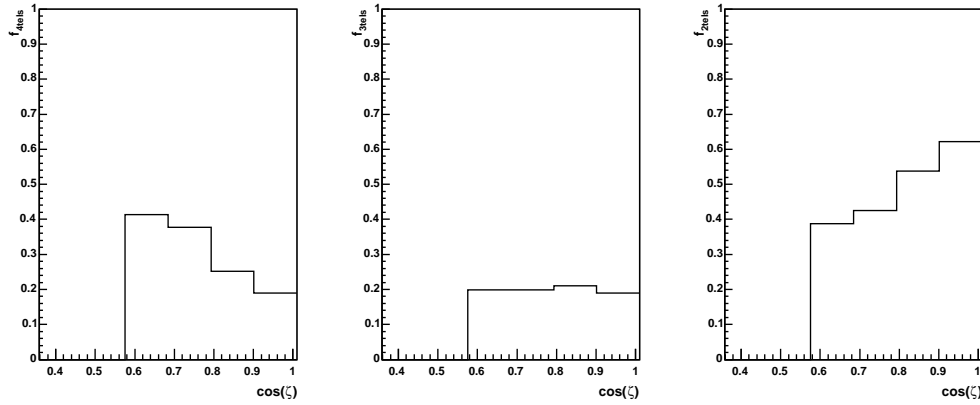


Figure 11.22: Fraction d'événements de multiplicité 4, 3, 2 (de gauche à droite) en fonction du cosinus de l'angle zénithal d'observation, pour des hadrons.

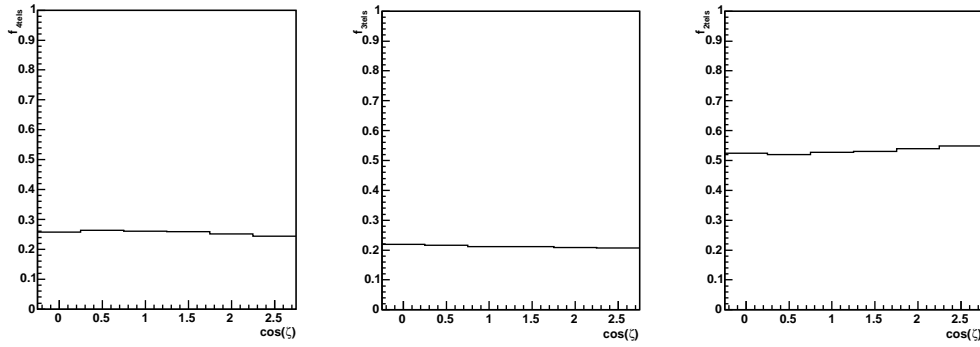


Figure 11.23: Fraction d'événements de multiplicité 4, 3, 2 (de gauche à droite) en fonction du décalage de pointé, pour des hadrons.

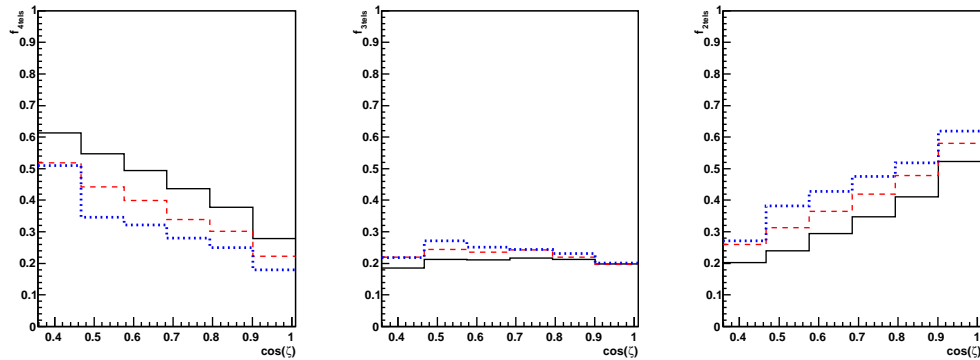


Figure 11.24: Fraction d'événements de multiplicité 4, 3, 2 (de gauche à droite) en fonction du cosinus de l'angle zénithal d'observation, pour des γ simulés suivant un spectre en énergie en $E^{-2.2}$ (ligne continue noire), $E^{-2.6}$ (ligne tiretée rouge), $E^{-3.0}$ (ligne pointillée bleue).

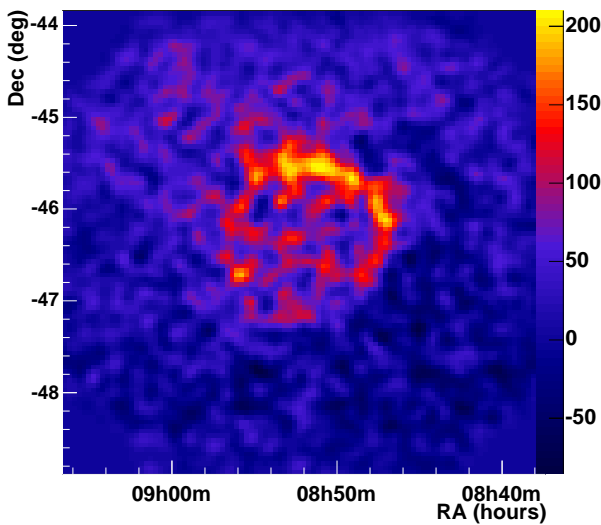


Figure 11.25: Carte du ciel en nombre de γ obtenue à partir de données du vestige de supernova RX J0852.0-4622. La carte fait 2.5° de côté et elle est divisée en petits pixels de $0.05^\circ \times 0.05^\circ$; elle a été lissée par une gaussienne de 0.06° d'écart-type.

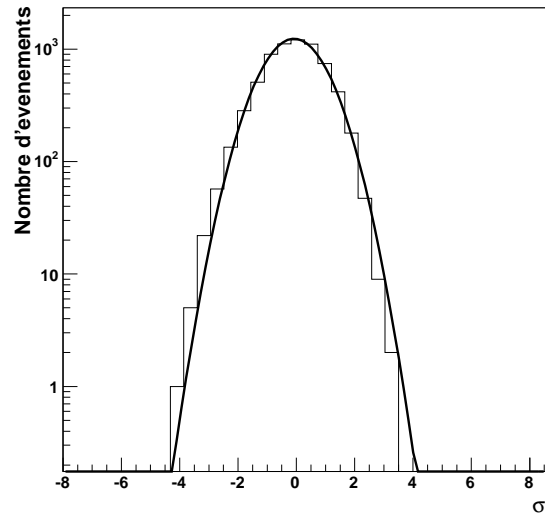


Figure 11.26: Distribution de la signification du signal γ , dans la région hors source de RX J0852.0-4622 (écart entre la position reconstruite et la position du centre de la source supérieur à 1.2°), ajustée par une gaussienne de valeur moyenne -0.08 ± 0.02 et d'écart-type 0.99 ± 0.01 .

la carte du ciel γ obtenue sur cette source : la structure en coquille apparaît très nettement avec une extrême finesse. Cette carte a préalablement subi une procédure de lissage afin de filtrer les fluctuations de dimensions très inférieures à la résolution angulaire de l'instrument : pour ce faire on remplace le contenu d'un pixel par la somme de son contenu et de celui de ces voisins les plus proches pondérés par une gaussienne d'écart-type 0.05° . Par ailleurs, le fond est non biaisé ce qui est illustré sur la figure 11.26 par la distribution de la signification du signal dans chaque pixel hors de la zone source (écart entre la position reconstruite et la position du centre de la source supérieur à 1.2°) : un ajustement par une gaussienne de valeur moyenne -0.08 ± 0.02 et d'écart-type 0.99 ± 0.01 décrit très bien cette distribution.

Cette méthode de soustraction de fond permet donc de résoudre de façon précise la morphologie des sources étendues sans faire de coupure sévère sur un paramètre de gerbe ou d'image (ici la coupure sur la largeur réduite est remplacée par un poids pour chaque événement). Elle a l'avantage de ne faire aucune hypothèse sur le contenu en γ dans le champ de vue ni sur la distribution du fond hadronique. Cependant, elle repose sur une détermination précise des distributions de la variable discriminante choisie en fonction des paramètres tels que l'angle zénithal, le décalage dans la caméra et la multiplicité des télescopes... L'utilisation d'une variable discriminante robuste facilite significativement cette première étape de la méthode des poids.

On notera cependant que, dans son état actuel, la méthode ne peut être utilisée directement pour faire de la spectro-imagerie, c'est-à-dire des spectres par région. Une étude approfondie des distributions de la largeur réduite des hadrons en fonction de l'énergie apparente reconstruite serait nécessaire pour généraliser la méthode. L'inconvénient est donc que l'étude de la morphologie et l'étude spectrale d'une source se font avec deux méthodes différentes d'estimation du fond.

Quatrième partie

**Observations de vestiges de supernovæ à
coquilles**

CHAPITRE

12

Les vestiges de supernovæ : des accélérateurs potentiels de rayons cosmiques

Sommaire

| | |
|---|------------|
| 12.1 Le mécanisme de Fermi | 168 |
| 12.2 L'accélération par onde de choc | 170 |
| 12.2.1 Les relations de passage de Rankine-Hugoniot | 170 |
| 12.2.2 Le principe de l'accélération par onde de choc | 170 |
| 12.2.3 L'énergie maximale des électrons | 172 |
| 12.3 Les données observationnelles | 174 |
| 12.3.1 L'émission radio des vestiges de supernovæ | 174 |
| 12.3.2 L'émission X des vestiges de supernovæ | 175 |
| 12.3.3 Les observations γ avant H.E.S.S. | 179 |

Les vestiges de supernovæ sont produits par les explosions d'étoiles massives ou de naines blanches au sein de systèmes binaires (se reporter au chapitre 5.5 pour une description détaillée). Leur émission radio a été observée dès les années 1950, et fut rapidement interprétée par le rayonnement synchrotron d'électrons accélérés interagissant avec le champ magnétique local. Cependant, l'origine de ces électrons (qui doivent avoir des énergies proches du GeV pour produire ce rayonnement) fut plus difficile à élucider. En 1960, Shklovskii suggéra que ces électrons pouvaient être accélérés lors des explosions de supernova [136], mais le mécanisme qu'il proposait à l'époque était peu plausible en raison des pertes d'énergie importantes lors de l'expansion de la supernova en vestige de supernova. De nombreux autres modèles furent invoqués mais il fallut attendre 1978 pour que le mécanisme d'accélération par onde de choc soit utilisé [24], fournissant non seulement une explication de la nature de l'émission radio des vestiges de supernovæ mais aussi un modèle permettant d'expliquer l'accélération des rayons cosmiques dans ces objets. On peut noter que c'est aussi à cette époque que le satellite

Einstein fut lancé, permettant d'obtenir pour la première fois des images de vestiges de supernovæ en rayons X, avec une très bonne résolution spatiale ($\sim 1''$). Depuis, de nombreuses observations dans le domaine des X mais également des γ ont eu lieu et prouvent ainsi que les vestiges de supernovæ sont des accélérateurs d'électrons, voire de protons.

Le but de ce chapitre est de décrire les mécanismes responsables de l'accélération des particules ainsi que les diverses preuves que l'on possède actuellement en faveur d'une telle accélération.

12.1 Le mécanisme de Fermi

Le milieu interstellaire est constitué d'un plasma partiellement ionisé extrêmement bon conducteur et globalement neutre. Dans un tel milieu le champ électrique moyen est nul $\langle E \rangle = 0$ et l'accélération des particules chargées est tout simplement impossible. Pour pallier cette difficulté, il est possible de regarder les lieux où le champ électrique moyen ne peut être complètement nul, tels que les pulsars, mais une autre solution originale a été fournie dès 1949 par Fermi [64]. L'idée de Fermi est la suivante : le milieu interstellaire n'est pas statique et contient de nombreuses condensations magnétisées (nuages), en mouvement désordonné à une vitesse V , avec lesquelles les particules chargées peuvent interagir. Lorsque le choc avec le nuage magnétisé est frontal, la particule gagne de l'énergie ; elle en perd lorsque la collision est fuyante. Néanmoins, les collisions fuyantes sont moins fréquentes puisque dans ce cas les particules doivent rattraper les nuages : les gains d'énergie l'emportent par un facteur $V/c = \beta$. Regardons plus précisément comment fonctionne ce mécanisme. Notons θ_1 et θ_2 les angles, dans le référentiel galactique, entre la vitesse de la particule et la vitesse du nuage, respectivement lors de son arrivée et de sa sortie du nuage (figure 12.1). En notant E_1 , l'énergie initiale de la particule on obtient facilement son énergie dans le référentiel du nuage :

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos(\theta_1))$$

Lorsque la particule sort du nuage, son énergie dans le repère du nuage est inchangée car les forces magnétiques ne travaillent pas ; on a donc $E'_2 = E'_1$. En revenant au référentiel galactique, on obtient :

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos(\theta'_2))$$

Puis finalement :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta(\cos(\theta'_2) - \cos(\theta_1)) + \beta^2(1 - \cos(\theta_1) \cos(\theta'_2))}{1 - \beta^2}$$

La particule chargée est isotropisée dans le repère du nuage par les irrégularités magnétiques et la valeur moyenne de $\cos \theta'_2$ est nulle ; dans le repère galactique, en revanche, la valeur moyenne de $\cos \theta_1$ doit être prise en lui affectant le poids $(1 - \beta \cos \theta_1)$ proportionnel à la fréquence des collisions particule-nuage à l'angle θ_1 . En effet les collisions frontales sont plus fréquentes que les collisions fuyantes. On trouve alors le gain moyen en énergie :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3} \beta^2$$

On a donc bien un gain global d'énergie. Par ailleurs, ce mécanisme a pour mérite de produire facilement des spectres en loi de puissance. En effet, supposons maintenant qu'une particule injectée dans la zone accélératrice avec l'énergie E_0 , voie à chaque rencontre (ou cycle d'accélération), son énergie multipliée par $(1 + \varepsilon)$ et ait simultanément la probabilité P_e de s'échapper de la zone d'accélération. La probabilité d'avoir au moins n cycles d'accélération est donc $P = (1 - P_e)^n$ et l'énergie

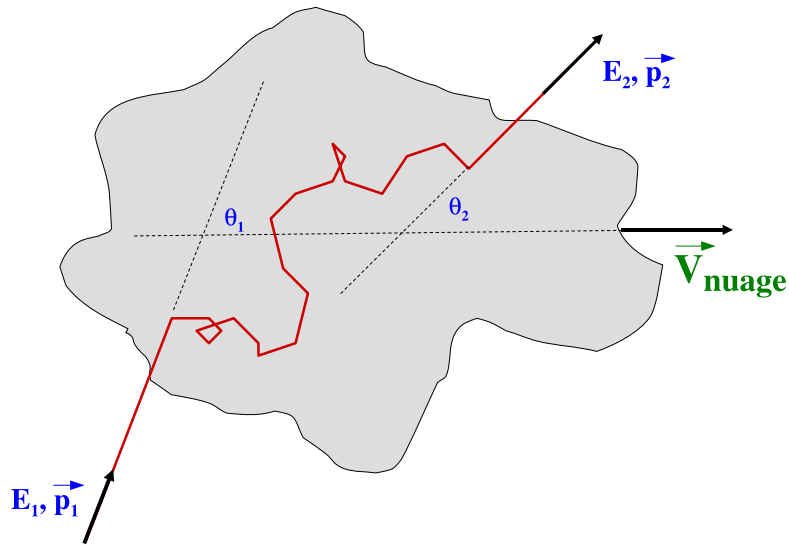


Figure 12.1: Schéma explicitant les conventions prises lors du calcul de l'accélération de Fermi. On peut noter l'isotropisation des trajectoires au sein du nuage. Cette figure est reprise de la référence [122]

atteinte est $E = E_0(1 + \varepsilon)^n$. La probabilité P est aussi celle d'atteindre et éventuellement de dépasser E , notée généralement $P(> E)$. En éliminant n entre $P(> E)$ et E , il vient :

$$\ln P(> E) = -\alpha \ln \left(\frac{E}{E_0} \right) \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{-\ln(1 - P_e)}{\ln(1 + \varepsilon)} \approx \frac{P_e}{\varepsilon}$$

On retrouve bien une loi de puissance d'indice spectral intégral α . Le phénomène d'échappement, qui empêche la thermalisation des particules, est essentiel pour l'établissement d'une loi de puissance. Cependant, ce mécanisme a un inconvénient majeur, admis par Fermi lui-même : le temps d'accélération est très long. En utilisant une vitesse des nuages de 30 km s^{-1} , on obtient un facteur $\beta = 10^{-4}$ et donc un gain relatif d'énergie par collision de seulement 10^{-8} . Il faudrait alors environ 10^7 ans aux particules pour tripler leur énergie, ce qui permet de comprendre que le modèle original de Fermi ne permettait pas d'expliquer l'accélération des particules dans les vestiges de supernovæ. La version moderne de ce processus utilise des irrégularités magnétiques (telles que les ondes d'Alfvén) : la vitesse des ondes d'Alfvén remplace alors celle des nuages de Fermi (figure 12.2 a). Il y a deux avantages clairs, qui permettent de rendre ce mécanisme fondamental en astrophysique : d'une part la vitesse des ondes d'Alfvén peut être bien plus grande que celle de nuages interstellaires, d'autre part la distance entre les irrégularités magnétiques est bien plus faible que celle entre les nuages, ce qui rend ce processus efficace bien qu'étant du second ordre en β .

L'une des grandes avancées dans les modèles d'accélération concernant les vestiges de supernovæ fut la mise en œuvre d'un processus de type Fermi associé aux ondes de choc.

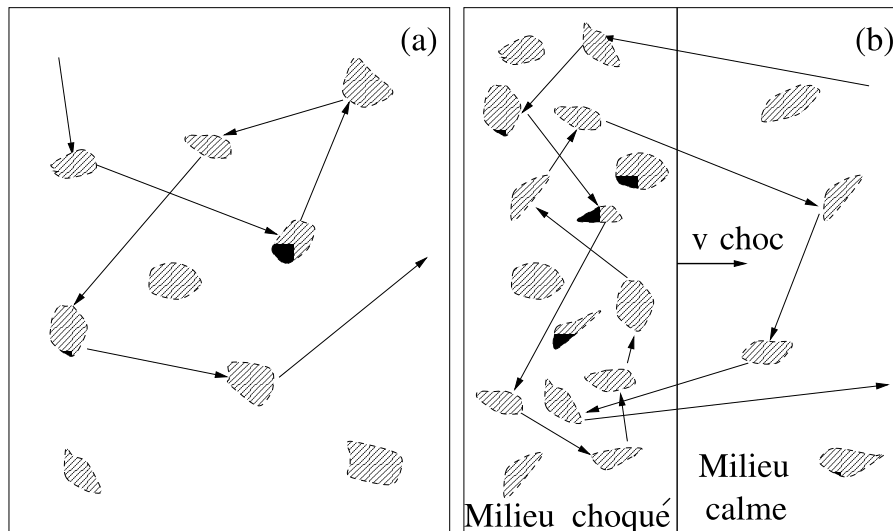


Figure 12.2: Mécanismes d'accélération dans les plasmas astrophysiques : (a) Accélération stochastique ou mécanisme de Fermi du second ordre. (b) Accélération par onde de choc ou mécanisme de Fermi du premier ordre .

12.2 L'accélération par onde de choc

12.2.1 Les relations de passage de Rankine-Hugoniot

Les relations de passage de Rankine-Hugoniot utilisées dans le cas d'un choc plan permettent de calculer l'équation reliant la vitesse v_1 du milieu amont et la vitesse v_2 du milieu aval, dans le repère de l'onde de choc au repos¹. Si on note γ le coefficient adiabatique du milieu (qui vaut 5/3 pour un gaz parfait monoatomique) et M_1 le nombre de Mach du choc (v_1/v_{son}), on obtient :

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + 2M_1^{-2}}$$

On voit que, lorsque M_1 croît, le rapport entre les vitesses tend vers $r = \frac{v_1}{v_2} \approx (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ et vaut $r \approx 4$ pour un gaz monoatomique.

12.2.2 Le principe de l'accélération par onde de choc

Si le plasma est parcouru par une onde de choc forte (comme l'onde de choc d'une supernova) (figure 12.2b), le milieu choqué se comporte comme un miroir magnétique. En effet, ce milieu est le siège de nombreuses perturbations d'Alfvén (dont la vitesse est faible par rapport à celle du fluide choqué) ; les collisions d'une particule avec ces centres diffuseurs sont élastiques dans le repère du fluide choqué et, quand la particule revient dans le milieu calme, elle a acquis un surcroît d'énergie, tout comme une balle qui rebondit sur une raquette avançant à grande vitesse. Le milieu calme comporte néanmoins, lui aussi, des perturbations d'Alfvén (bien qu'en moindre quantité) qui peuvent renvoyer la particule vers le milieu choqué pour un nouveau cycle d'accélération (figure 12.2 b)). Pour calculer le gain en énergie d'une particule à chaque traversée d'un choc, il suffit de reprendre le

¹Dans le cas d'une onde de choc se propageant dans le milieu interstellaire, l'amont est le milieu calme et l'aval le milieu choqué vers lequel le gaz est advecté.

calcul vu plus haut à propos du mécanisme de Fermi du second ordre. La même formule s'applique en effet, mais la vitesse $V = \beta c$ est maintenant la vitesse du gaz choqué par rapport à celle du milieu calme, reliée à la vitesse de l'onde de choc v_{choc} dans le même repère par $V = (r - 1)v_{choc}/r$. Par ailleurs, les particules sont isotropisées dans chacun des milieux par les irrégularités magnétiques ; de ce fait les valeurs moyennes de $\cos \theta_1$ et de $\cos \theta'_2$ se calculent toutes les deux de la même façon et sont juste opposées l'une à l'autre, puisque la particule franchit le front de choc en des sens opposés. La moyenne de ces cosinus (en valeur absolue) se prend uniquement entre 0 et $\pi/2$, avec le poids $\cos \theta_1$ (ou $\cos \theta'_2$), proportionnel à la fréquence de passage des particules à travers le choc à angle θ_1 (ou θ'_2) fixé. Par suite, cette valeur moyenne vaut $2/3$ pour $\cos \theta_1$ et $-2/3$ pour $\cos \theta'_2$. Donc, en négligeant les termes en β^2 car le fluide n'est pas relativiste, il vient :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3}\beta = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \frac{v_{choc}}{c}$$

On a donc cette fois-ci un gain d'énergie du premier ordre en β . Ainsi au bout de n cycles, l'énergie de la particule est donnée par :

$$E_n = \left(1 + \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \frac{v_{choc}}{c} \right)^n E_0$$

Le temps d'accélération se calcule en tenant compte de la diffusion des particules dans chacun des milieux, caractérisée par les coefficients de diffusion D_1 et D_2 . Dans un fluide ordinaire, le coefficient de diffusion est lié au libre parcours moyen λ par la relation $D = \lambda v/3$ où v est la vitesse des particules. Ici, on peut prendre $v = c$ et, dans un plasma non collisionnel, où les déviations angulaires sont liées aux irrégularités magnétiques, λ est toujours supérieur au rayon de giration r_g dans le champ magnétique moyen local. On écrit donc $D = \eta r_g c/3$, définissant ainsi un coefficient $\eta \geq 1$ et généralement de l'ordre de quelques unités ; le cas limite $\eta = 1$ qui conduit au confinement maximal s'appelle "diffusion de Bohm". Le temps nécessaire pour accélérer une particule de l'impulsion d'injection p_i à l'impulsion p vaut [129] :

$$\tau_{acc} = \frac{3}{v_1 - v_2} \int_{p_i}^p \left(\frac{D_1}{v_1} + \frac{D_2}{v_2} \right) \frac{dp'}{p'}$$

En faisant l'hypothèse simplificatrice $D_1 = D_2 = \eta r_g c/3$ (ce qui revient à ne considérer qu'une valeur unique pour le champ magnétique B dans les deux milieux) et comme $p \approx E/c \gg p_i$, il vient pour $r = 4$:

$$\tau_{acc} = \frac{\eta}{v_1^2} \frac{r(r+1)}{r-1} \frac{E}{eB} \approx \frac{20}{3} \frac{\eta}{v_1^2} \frac{E}{eB}$$

soit :

$$\tau_{acc} = 2113 \text{ ans} \times \eta \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{1 \mu\text{G}}{B} \right) \left(\frac{1000 \text{ km s}^{-1}}{v_1} \right)^2 \quad (12.1)$$

Par ailleurs, seule une fraction des particules reste dans la région accélératrice et participe au cycle suivant. La probabilité d'échappement des particules advectées vers l'aval se calcule par un bilan des particules traversant le front de choc en se plaçant dans le repère de l'onde de choc au repos. Dans ce cas, le milieu choqué s'écoule vers l'aval avec la vitesse $[(r - 1)v_{choc}/r] - v_{choc} = -v_{choc}/r$. Soit n la densité de particules au voisinage du front ; en moyenne la densité de courant de particules traversant le front dans un sens comme dans l'autre est $nc/4$ (résultat classique de la théorie cinétique) ; mais les particules du milieu choqué dérivent en moyenne avec une densité de courant v_{choc}/r . Le rapport

de ces deux densités de courant donne la probabilité d'échappement $P_e = 4v_{choc}/rc$. On peut alors démontrer, en combinant ce résultat avec celui sur $\varepsilon = \langle \Delta E/E \rangle$, que ce processus de type Fermi du premier ordre produit un spectre en loi de puissance :

$$N(E) = (x - 1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-x}$$

avec une pente $x = \alpha + 1 = \frac{r+2}{r-1}$ qui ne dépend que du rapport de compression r ; celui-ci étant très proche de 4 pour un choc fort dans un gaz monoatomique on obtient alors une loi de puissance en E^{-2} : voici donc le spectre universel attendu.

On est donc capable d'accélérer les particules par onde de choc. Mais jusqu'à quelle énergie ?

12.2.3 L'énergie maximale des électrons

Les phases de vie d'un vestige de supernova

L'évolution d'un choc dans un vestige de supernova peut être caractérisée par trois phases distinctes : la phase d'expansion libre, la phase adiabatique (dite de Sedov-Taylor) et la phase radiative (dite du chasse neige). Une description détaillée des deux premières phases peut notamment être trouvée dans la référence [150], tandis que la référence [46] s'attarde sur la troisième. Une revue sur les vestiges de supernovæ pourra aussi être consultée par le lecteur intéressé [27].

Pendant la phase d'expansion libre, la vitesse de la matière éjectée ($\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$) est largement supérieure à celle du son dans le milieu ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$) : elle se comporte donc comme un piston et produit devant elle un choc non-collisionnel qui chauffe, comprime et accélère le milieu extérieur (on verra ce processus plus en détail par la suite). La différence de pression entre les ejecta et le milieu interstellaire choqué produit un "choc en retour" qui se propage dans les ejecta (figure 12.3) ; ceux-ci sont alors décélérés, comprimés et chauffés à une température de l'ordre de 10^7 K . Dans le cas d'un profil de densité d'ejecta constant, le rayon du choc évolue proportionnellement au temps : $R_{choc} \propto t$. Cependant cette vue est très simpliste ; en effet, les simulations numériques d'explosion de supernova montrent que le profil de densité des ejecta est bien décrit par une loi de puissance $\rho \propto d^{-7}$ avec d la distance au centre du vestige de supernova [18]. Truelove et McKee [150] ont calculé les équations d'évolution du rayon et de la vitesse du choc pendant cette phase en utilisant ce profil d'ejecta. Pour ce faire, ils ont défini des variables caractéristiques permettant de simplifier les formules :

$$R_{car} = \left(\frac{M_{ej}}{n_0} \right)^{1/3} \text{ pc}$$

$$t_{car} = \frac{M_{ej}^{5/6}}{E^{1/2} n_0^{1/3}} \text{ ans}$$

$$v_{car} = \frac{R_{car}}{t_{car}} \text{ m s}^{-1}.$$

Dans la phase d'expansion libre ($t < t_{car}$), les équations d'évolution s'écrivent :

$$R_{choc}/R_{car} = 1.06 \left(\frac{t}{t_{car}} \right)^{4/7} \text{ et}$$

$$v_{choc}/v_{car} = 0.606 \left(\frac{t}{t_{car}} \right)^{-3/7}.$$

La phase d'expansion libre se termine lorsque la masse de matière balayée par l'onde de choc devient comparable à celle des ejecta, pour un rayon R_{choc} et un temps t tel que :

$$R_{choc} = 1.90 \left(\frac{M_{ej}}{1M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_0}{1\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ pc}$$

$$t = 98 \left(\frac{R_{choc}}{1\text{pc}} \right) \left(\frac{v_{choc}}{10^4 \text{km s}^{-1}} \right)^{-1} \text{ ans}$$

où n_0 est la densité du milieu ambiant et v_{choc} est la vitesse du choc. Pour une supernova de type Ia, où la masse éjectée est d'environ $1 M_{\odot}$, en utilisant une densité ambiante de 1 cm^{-3} et une vitesse de choc de 10^4 km s^{-1} , le vestige de supernova passe en phase de Sedov pour un rayon de 2.4 pc et un temps de 235 ans. Dans le cas d'une supernova de type II, où la masse éjectée est supérieure à $8 M_{\odot}$, le temps de passage en phase de Sedov est d'environ 400 ans, dans les mêmes conditions.

La phase d'expansion adiabatique est atteinte lorsque la masse balayée par l'onde de choc est largement supérieure à celle des ejecta : l'énergie est donc pour l'essentiel dans la partie choquée du gaz. Les seuls paramètres qui jouent un rôle sont l'énergie E de l'explosion et la densité du milieu non perturbé n_0 . L'évolution du rayon et de la vitesse du choc est alors décrite en utilisant encore les variables caractéristiques définies ci-dessus :

$$R_{choc}/R_{car} = \left(1.42 \frac{t}{t_{car}} - 0.312 \right)^{2/5} \text{ et}$$

$$v_{choc}/v_{car} = 0.569 \left(1.42 \frac{t}{t_{car}} - 0.312 \right)^{-3/5}.$$

L'énergie totale du milieu choqué se conserve tant que les pertes radiatives ne sont pas trop importantes.

Le vestige de supernova continue à se développer adiabatiquement jusqu'au moment où les pertes radiatives cumulées dues à l'émission du gaz chaud choqué deviennent du même ordre que l'énergie E . Cioffi et al. [46] ont montré à partir de calculs analytiques que le temps de passage à la phase du "chasse neige" est directement donné par l'énergie E de l'explosion, la densité n_0 du milieu ambiant et un facteur correctif de métallicité, sans dimension, ζ_m ($\zeta_m = 1$ pour des abondances solaires) :

$$t_{rad} \approx 13300 \left(\frac{E}{10^{51} \text{ergs}} \right)^{3/14} \left(\frac{n_0}{1\text{cm}^{-3}} \right)^{-4/7} \zeta_m^{-5/14} \text{ ans}$$

Les électrons et les ions se recombinent peu à peu et le choc devient radiatif : une coquille dense et froide se forme.

Cette description en trois étapes est très approximative et néglige les instabilités de Rayleigh-Taylor telles que celles à la discontinuité de contact, mais elle permet d'avoir un aperçu global de l'évolution d'un vestige de supernova.

Calcul de l'énergie maximale

De cette description simpliste, on peut déduire quelques caractéristiques fondamentales d'un choc pour un vestige de supernova : il a une taille finie et une durée limitée (l'âge du vestige de supernova) ;

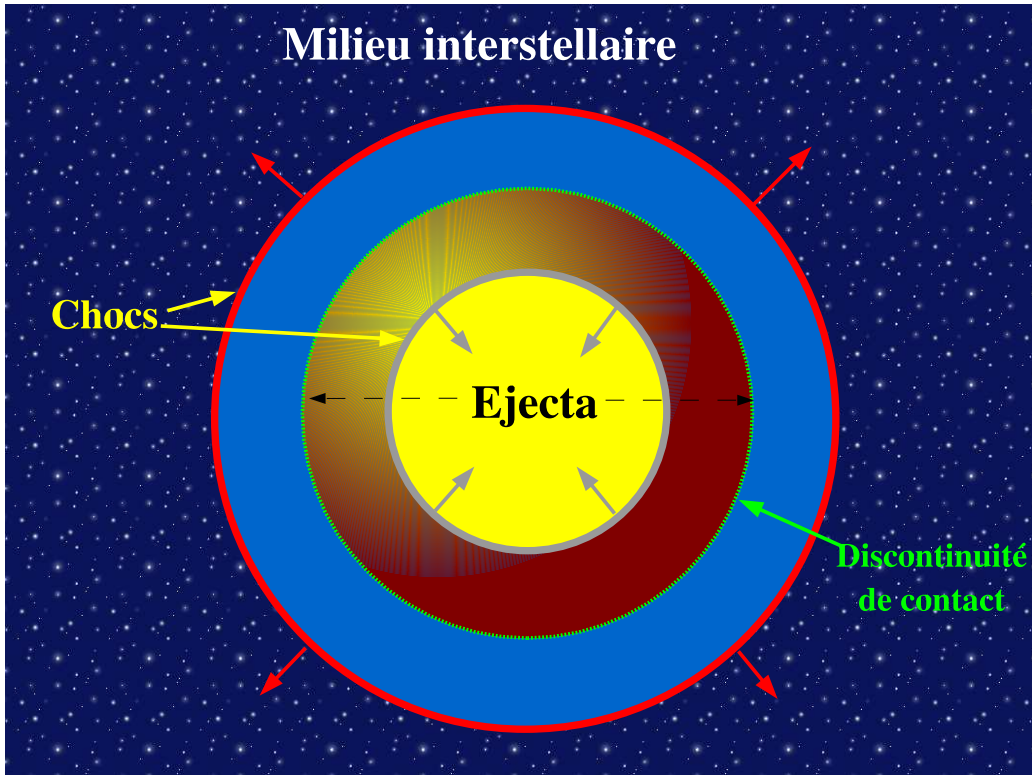


Figure 12.3: Schéma descriptif des phénomènes prenant place dans un vestige de supernovæ : on note le choc principal, le choc en retour et la discontinuité de contact entre les ejecta et le milieu interstellaire.

de plus, sa vitesse décroît en raison des pertes adiabatiques qui deviennent dominantes au fur et à mesure de son évolution. Ces trois effets ont pour conséquence de limiter l'énergie maximale atteinte par une particule par un mécanisme d'accélération par onde de choc. Cette énergie, calculée en 1983 par Lagage et Cesarsky [101], est donnée par la formule :

$$E_{max} \approx 23 Z \left(\frac{B}{1\mu G} \right) \left(\frac{E}{10^{51}\text{ergs}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_0}{1\text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{M_{ej}}{1M_{\odot}} \right)^{-1/6} \text{ TeV} \quad (12.2)$$

Pour un champ magnétique de l'ordre de $5\mu G$, caractéristique du milieu interstellaire, l'énergie maximale calculée est de l'ordre de 70 TeV (en utilisant toujours une densité de 1 cm^{-3} , une masse éjectée de $1 M_{\odot}$ et une énergie de 10^{50} ergs), c'est-à-dire en-dessous du genou. Les données observationnelles permettent cependant d'augmenter légèrement cette énergie.

12.3 Les données observationnelles

12.3.1 L'émission radio des vestiges de supernovæ

L'émission radio des vestiges de supernovæ est entièrement due au rayonnement synchrotron d'électrons accélérés (figure 12.4). On a vu au chapitre 3.4 que les électrons de facteur de lorentz γ émettent un rayonnement à une énergie voisine de :

$$E_{max} \sim 5 \times 10^{-12} B \gamma^2 \text{ keV} \quad (12.3)$$

On en déduit que, pour des valeurs standards de champ magnétique (de l'ordre de quelques μG), l'émission radio est produite par des électrons du GeV. Les observations radio sont donc le signe direct

que des particules (en l'occurrence ici les électrons) sont accélérées dans les vestiges de supernovæ. Par ailleurs, les images des vestiges de supernovæ en radio permettent de résoudre les coquilles brillantes dans lesquelles se passe l'accélération des électrons. Enfin, les analyses spectrales donnent des lois de puissance d'indice compris entre 0.4 à 0.7, correspondant à des spectres en énergie d'indice 1.8 à 2.4 pour les électrons, ce qui est en bon accord avec le modèle d'accélération par onde de choc vu ci-dessus.

12.3.2 L'émission X des vestiges de supernovæ

Dans la majorité des cas, l'émission X est principalement thermique et provient de l'émission du gaz chauffé. Par ailleurs, une grande partie de l'énergie thermique rayonnée est concentrée sur quelques fréquences, formant des raies d'émission produites par désexcitation radiative spontanée des ions du gaz à haute température. Pour des vestiges de supernovæ jeunes, tels que celui de Tycho (figure 12.5) daté de 1572, on a vu que la masse des ejecta domine celle de la masse balayée par l'onde de choc : l'émission X est donc principalement liée au rayonnement des ejecta chauds. Les observations en X thermique permettent de contraindre des paramètres tels que la température, la densité du gaz...mais ne concernent pas directement l'accélération des particules.

Cependant, en 1995, Koyama et al. [98] présentèrent la première image en X d'un vestige de supernova à coquille dont l'émission est principalement non-thermique, avec le vestige SN1006 (figure 12.7). Cette émission non-thermique est produite par le rayonnement synchrotron d'électrons accélérés par l'onde de choc et implique, en utilisant l'équation 12.3, que des électrons d'énergie supérieure au TeV existent dans cet objet (on calcule une énergie d'environ 100 TeV en utilisant une modélisation du spectre synchrotron avec distribution électronique en loi de puissance). On peut aussi noter que le spectre de l'émission non-thermique, dérivé par Koyama et ses collaborateurs, est bien décrit par une loi de puissance d'indice 2.1, compatible avec le mécanisme d'accélération par onde de choc. Ce cas extrême où l'émission X est principalement non thermique n'est pas isolé : nous en comptons aujourd'hui au moins deux autres, RX J1713.7-3946 et RX J0852.9-4622, qui seront décrits en détail par la suite. Ainsi, nous sommes capables, grâce aux observations radio et X, d'obtenir des informations sur l'accélération dans les vestiges de supernovæ.

Depuis le lancement des satellites Chandra et XMM-Newton, des avancées très importantes ont eu lieu tant en résolution spatiale qu'en résolution spectrale. Nous allons voir que des contraintes fortes peuvent être dérivées de ces observations.

Étude de l'efficacité du processus d'accélération

Avec ces deux nouveaux satellites, il est aujourd'hui possible de séparer la contribution de milieu ambiant choqué (figure 12.6) de celle des ejecta (figure 12.5). On peut remarquer sur la figure 12.6 un filament très fin entourant le vestige de supernova : cette émission non-thermique est caractéristique du choc accélérant les électrons. Nous regarderons les implications apportées par l'existence d'un filament aussi fin au paragraphe suivant ; pour le moment intéressons nous à la discontinuité entre le milieu ambiant choqué et les ejecta.

Nous avons vu précédemment les mécanismes d'accélération par onde de choc ainsi que les phases de vie d'un vestige de supernova. Cependant, dans cette version simple du mécanisme de Fermi, l'effet des particules accélérées dans les milieux amont et aval du choc est considéré comme étant négligeable. C'est l'approximation dite de la "particule-test", qui n'est valable que dans la mesure où la densité d'énergie des particules accélérées est faible devant l'énergie thermique et cinétique

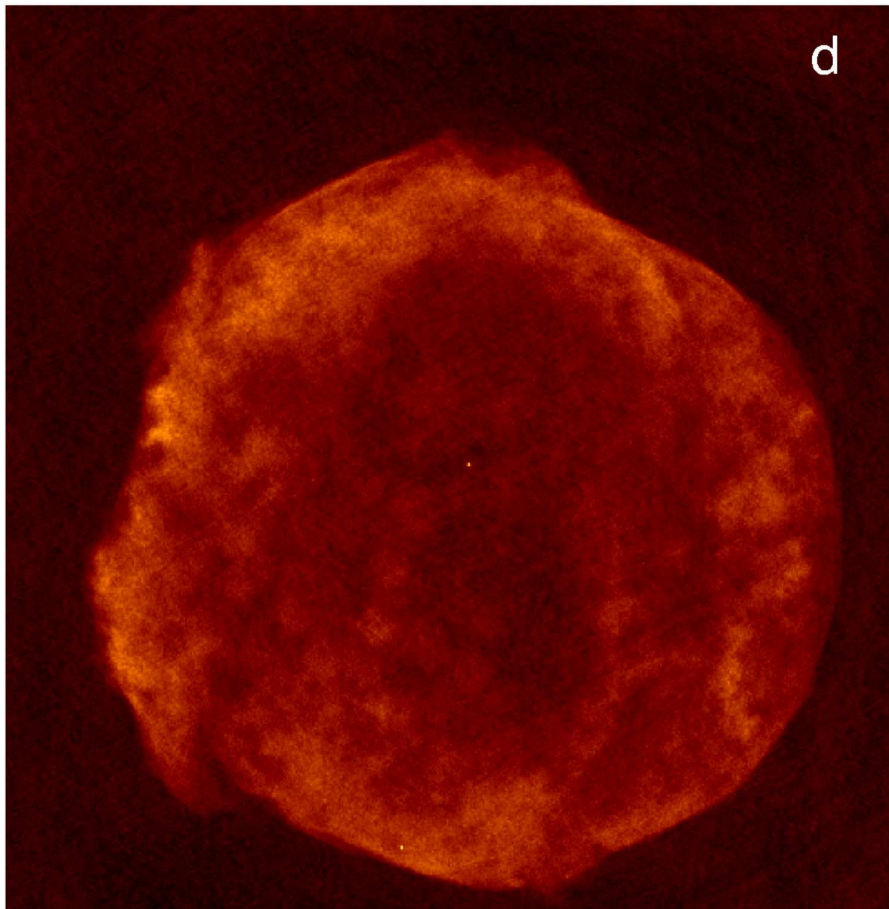


Figure 12.4: Image du vestige de supernova Tycho en radio à 1.36 GHz [54], [88].

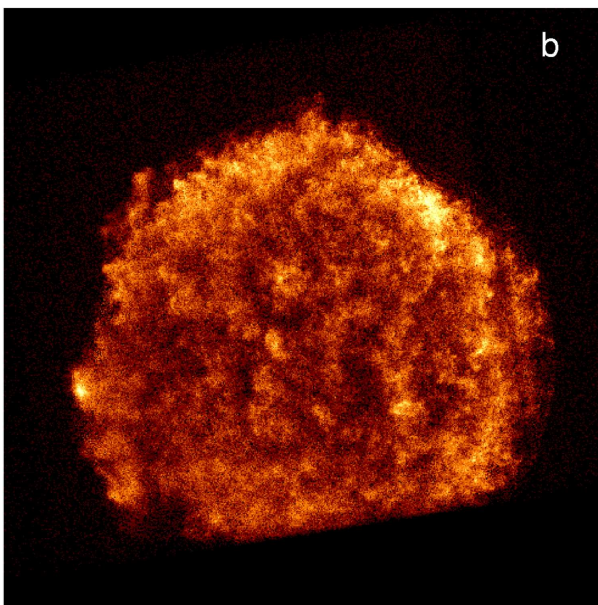


Figure 12.5: Image du vestige de supernova Tycho obtenue dans la raie d'émission du silicium à 1.86 keV, avec le satellite Chandra [88].

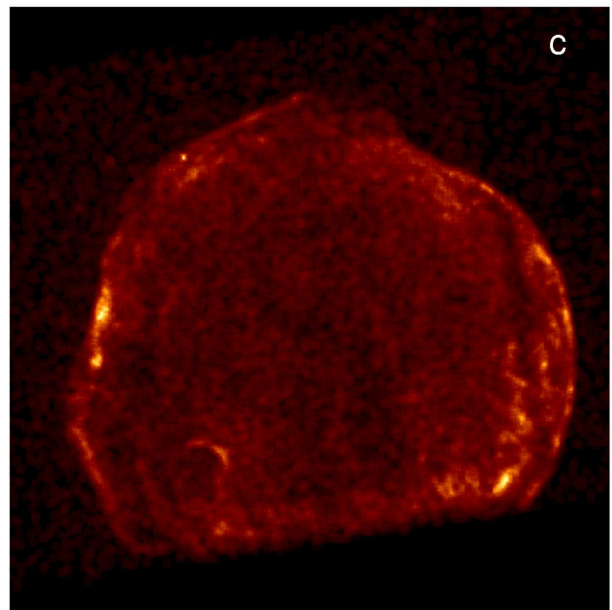


Figure 12.6: Image du vestige de supernova Tycho obtenue dans la bande d'énergie comprise entre 4 et 6 keV avec le satellite Chandra [88].

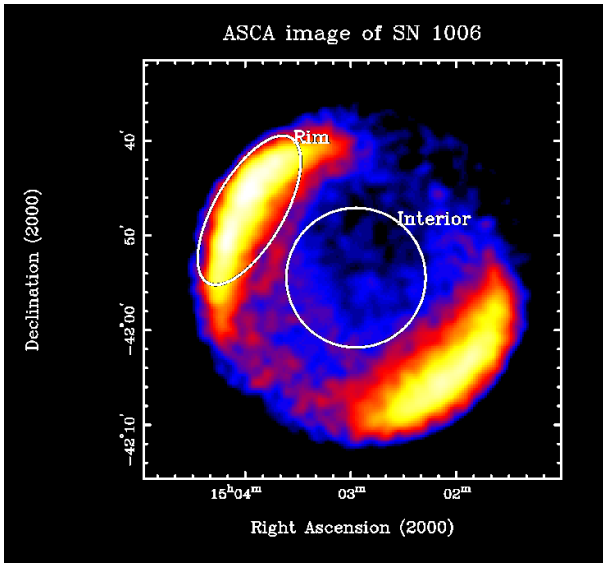


Figure 12.7: Image du vestige de supernova SN1006 obtenue en rayons X avec le satellite ASCA [98].

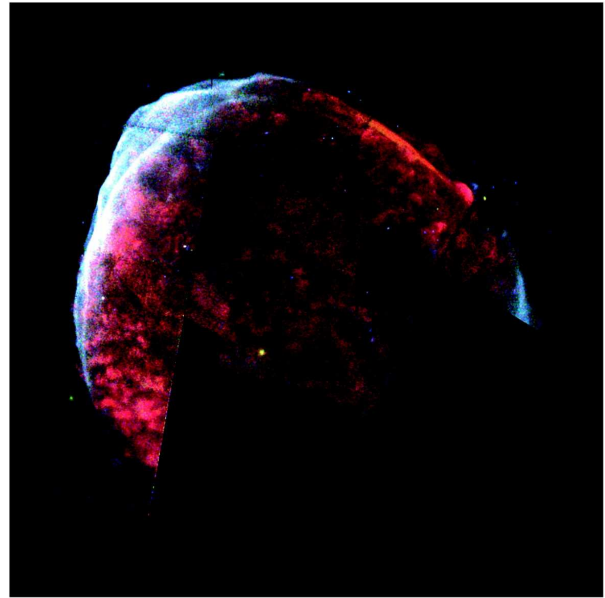


Figure 12.8: Mosaïque du vestige de supernova SN1006 obtenue en rayons X avec le satellite Chandra [108]. Les couleurs rouge, vert et bleu représentent respectivement les énergies comprises entre 0.5 et 0.8 keV, 0.8 et 1.2 keV, 1.2 et 2. keV.

du milieu. Dans le cas contraire, les particules peuvent induire une modification significative de la structure du choc : un “précurseur” apparaît dans le milieu amont où le gaz est comprimé, lissant ainsi le choc. Par ailleurs, l’une des principales caractéristiques morphologiques (discutée en plus amples détails dans [52]) liée à l’efficacité du processus d’accélération (et donc à la rétroaction des particules) est de rapprocher le choc principal, de la discontinuité de contact avec le choc en retour. Cet effet est bien visible sur la figure 12.10 où le profil de densité a été obtenu pour différentes valeurs d’un paramètre d’injection arbitraire² nommé η : plus l’efficacité du processus d’accélération est grande et plus le choc principal se rapproche de la discontinuité de contact. Si nous comparons maintenant les observations du milieu ambiant et celles des ejecta (figure 12.10), on remarque très nettement que l’interface les séparant est très proche du choc principal, caractéristique morphologique en faveur d’un processus d’accélération très efficace.

Étude des filaments fins à la périphérie des vestiges de supernovæ

On a pu noter sur la figure 12.6 qu’un filament très fin entoure le vestige de supernova. Cette structure se retrouve sur bien d’autres vestiges (figure 12.8), avec une largeur typique de $\Delta d \leq 4''$, ce qui correspond à environ 1.4×10^{17} cm pour Tycho (soit environ 1.5% du rayon du vestige de supernova). Comme cette structure est vue en projection, cela signifie que la largeur réelle du filament est inférieure à cette taille. On peut montrer que ce rayonnement est dû à l’émission synchrotron d’électrons accélérés. Or, pour atteindre une telle finesse, il faut que les électrons perdent leur énergie avant d’avoir été advectés loin du choc : le temps caractéristique de pertes d’énergie par émission synchrotron, $t_{sync} \sim 10^{10} \left(\frac{B}{10^{-6}G}\right)^{-2} \left(\frac{E_e}{1GeV}\right)^{-1} an$, doit donc être supérieur au temps d’advection

²Ce paramètre d’injection η est défini par $\eta = N_{inj}/N_{gaz}$, où N_{gaz} est le nombre de particules dans le milieu ambiant et N_{inj} le nombre de particules injectées : η caractérise ainsi l’efficacité du processus d’accélération

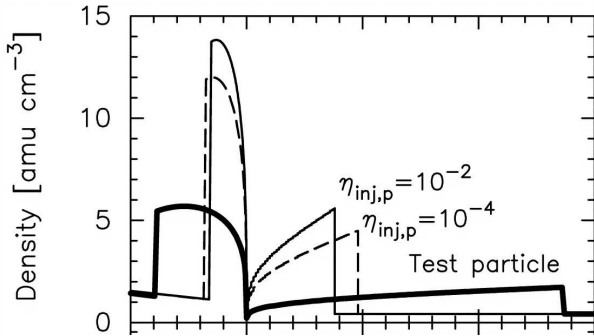


Figure 12.9: Profils de densité d'un vestige de supernova en fonction du rapport R/R_{DC} , R_{DC} étant le rayon de la discontinuité de contact entre les ejecta et le milieu ambiant (cette figure est tirée de la référence [52]). Les profils sont donnés pour différentes valeurs d'un paramètre d'injection arbitraire permettant de caractériser l'efficacité du processus d'accélération.

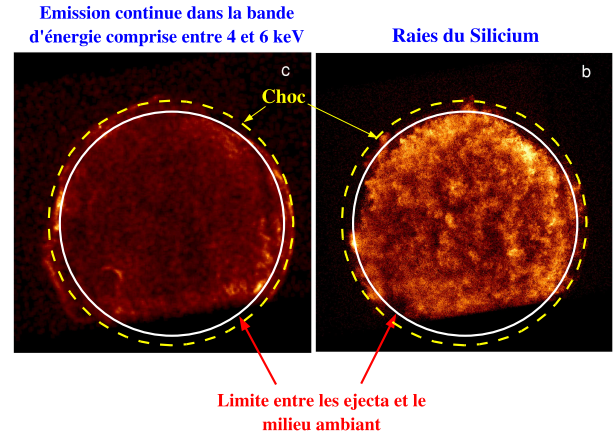


Figure 12.10: Comparaison des images obtenues par Chandra dans la raie du silicium et dans la bande continue 4-6 keV. On peut noter la proximité de la discontinuité de contact et du choc principal. Les deux cercles servent de guide pour l'oeil.

$t_{adv} = r\Delta d/v_{choc}$ sur une région d'épaisseur Δd , r étant le facteur de compression. On en déduit donc une limite inférieure sur la valeur du champ magnétique qui vaut environ $70 \mu G$ dans le cas de Tycho³ (en supposant une vitesse du choc de 4600 km s^{-1} et une distance de 2.3 kpc [88]). Il faut noter que tout en étant advectés en aval du choc par le plasma, les électrons diffusent dans le champ magnétique local. Si leur vitesse de diffusion est plus grande que celle du front du choc, ils peuvent remplir une région de dimension supérieure à Δd : on peut donc en déduire une deuxième limite sur la valeur du champ magnétique en utilisant les équations de diffusion. Cette valeur est très similaire à celle obtenue précédemment. Dans ces deux cas, on obtient un champ magnétique proche de $100 \mu G$ qui implique une forte amplification du champ magnétique (la valeur du champ magnétique du milieu interstellaire étant de l'ordre de $5 \mu G$). C'est la preuve observationnelle du travail théorique de Lucek et Bell [110] qui ont montré que des particules accélérées au choc sont capables de générer un champ magnétique turbulent δB bien plus élevé que le champ initial du milieu. Selon leur travail, des valeurs $\delta B/B$ de l'ordre de plusieurs centaines sont envisageables. Ainsi, en reprenant le calcul de l'énergie maximale des électrons avec un champ magnétique de $100 \mu G$, à partir de l'équation 12.2, on atteint $0.2 \times 10^{15} \text{ eV}$ (en utilisant les mêmes conditions en densité, énergie d'explosion que lors du premier calcul). Cette énergie est encore légèrement inférieure à celle du "genou" du spectre du rayonnement cosmique. L'amplification du champ magnétique a une autre conséquence, cette fois-ci sur le domaine γ : les électrons vont perdre rapidement leur énergie par rayonnement synchrotron et on s'attend donc à une diminution du flux de γ émis par interaction Compton inverse, dans ces conditions.

Les données radio et X permettent de tracer la population d'électrons accélérés par le mécanisme d'onde de choc et de contraindre, grâce à des études morphologiques, le niveau d'efficacité du mécanisme d'accélération ainsi que la valeur du champ magnétique. Cependant, ces données ne fournissent pas d'informations concernant la population de protons dans les vestiges de supernovæ. Les données γ sont cruciales pour cette étude.

³Cette valeur est une limite inférieure puisque nous n'avons pas pris en compte l'effet de projection sur la taille du filament.

12.3.3 Les observations γ avant H.E.S.S.

Comme on l'a vu au chapitre 3.4, l'interaction des protons accélérés avec les protons du milieu ambiant produit des π^0 qui se désintègrent ensuite en deux photons γ . L'observation dans le domaine γ permet donc d'obtenir des informations sur la population hadronique accélérée dans les vestiges de supernovæ, si on arrive à discriminer cette émission de celle produite par les électrons. En effet, l'interaction Compton inverse des électrons avec les champs de photons ambiants peut elle aussi produire des γ .

Selon le processus d'accélération par onde de choc, le taux de particules relativistes augmente linéairement avec le temps et atteint son maximum lorsque le vestige de supernova entre dans la phase dite de Sedov. La figure 12.11 présente l'évolution temporelle de la luminosité et de la brillance de surface : elles sont toutes deux maximales lors de l'entrée dans la phase de Sedov. Par ailleurs, le flux de γ par interaction p-p est directement proportionnel au paramètre :

$$A = \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{erg}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)$$

On en déduit que les meilleurs candidats pour la détection de γ provenant de l'interaction p-p seraient des restes de supernovæ relativement jeunes, situés à des distances ⁴ inférieures à quelques kpc dans des régions de hautes densités. Le satellite EGRET, en raison de sa résolution angulaire médiocre et de sa faible sensibilité n'a pas été capable de détecter des vestiges de supernovæ de manière claire (bien que des travaux menés par Esposito [63] et Torres [149] montrent plusieurs associations possibles entre des sources non identifiées d'EGRET et des vestiges de supernovæ). Cette étude a donc été entreprise par les détecteurs Tcherenkov. Ainsi, l'observatoire Whipple avait choisi d'observer six sources sur la base des trois critères cités ci-dessus, avec un critère additionnel : le vestige de supernova devait émettre un flux élevé en radio (preuve qu'une population d'électrons accélérés est présente dans l'objet). Malheureusement aucun signal γ ne fut détecté en provenance des six sources : γ -Cygni, W44, IC443, W51, W63 et Tycho [40]. La collaboration CANGAROO a continué cette étude dans l'hémisphère Sud et a annoncé, à la fin des années 90, la détection des vestiges de supernovæ SN1006 et RX J1713.7-3946 [147] et [117]. Ces résultats sont toutefois très controversés puisqu'aujourd'hui, la collaboration admet qu'en utilisant son système stéréoscopique, elle ne retrouve aucun signal sur SN1006 [115]. Enfin, la collaboration HEGRA a observé pendant près de 200 heures le jeune vestige de supernova Cas A (daté de ~ 1680) et a obtenu un signal de 5σ [5]. La faible émission n'a pas permis de faire une analyse spectrale complète et seul le flux intégré au-dessus de 1 TeV de $(5.8 \pm 1.2_{stat} \pm 1.2_{syst}) \times 10^{-13}$ ph/cm²s a pu être calculé. L'interaction proton-proton pourrait être à l'origine de ce rayonnement en raison des champs magnétiques très élevés calculés dans ce vestige à l'aide des données X et radio ($B \approx 100 \mu G$). Cependant, Cas A est une source brillante en infra-rouge, ce qui permet d'augmenter le taux de photons cibles et par ce biais le flux prédit par interaction Compton inverse. Aucune conclusion claire n'a donc pu être établie.

On voit ainsi qu'avant l'exploitation du système stéréoscopique H.E.S.S. les résultats obtenus en γ sur les vestiges de supernovæ étaient peu nombreux, ce qui illustre la complexité d'une telle étude.

⁴On peut noter le conflit entre une distance trop lointaine qui diminue le flux observable et une distance trop proche qui augmente le diamètre angulaire et complique l'analyse.

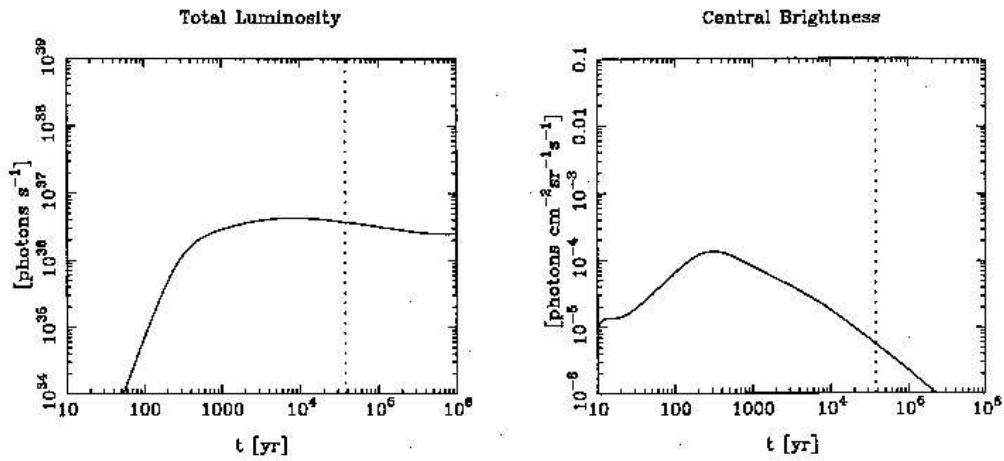


Figure 12.11: Evolution temporelle de la luminosité totale (en taux de photons au-dessus de 100 MeV) et de la brillance de surface pour un vestige de supernova dans les conditions de l'accélération diffusive par onde de choc. Cette figure est tirée de la référence [60].

CHAPITRE

13

RX J1713.7-3946

Sommaire

| | |
|--|------------|
| 13.1 Une source complexe | 182 |
| 13.2 Les observations effectuées par H.E.S.S. en 2004 | 186 |
| 13.3 L'analyse morphologique | 187 |
| 13.4 Analyse spectrale de l'ensemble du vestige de supernova | 188 |
| 13.5 Analyse spectrale spatialement résolue | 193 |
| 13.6 Étude multi-longueur d'onde | 198 |
| 13.6.1 Corrélation entre les données X et γ | 198 |
| 13.6.2 Corrélation avec les données radio sur la raie de la molécule CO | 201 |
| 13.7 Vers une interprétation du signal γ : électrons ou protons ? | 203 |
| 13.7.1 Ajustement des données à partir d'électrons accélérés | 203 |
| 13.7.2 Ajustement des données à partir de protons accélérés | 207 |

RX J1713.7-3946 est la première source γ étendue dont la morphologie a pu être résolue [7]. Par ailleurs, elle fait partie du groupe restreint des vestiges de supernovæ, très faiblement émetteurs en radio mais très brillants en X, fournissant la preuve que des électrons sont accélérés à des énergies proches de 100 TeV. Ces deux caractéristiques en font une source fondamentale du domaine. Après une description générale de cette nouvelle source γ nous présenterons les résultats obtenus à partir des observations effectuées avec le système stéréoscopique H.E.S.S.¹.

¹Une description des différents instruments et expériences rencontrés dans les chapitres suivants peut être trouvée en Annexe C.

13.1 Une source complexe

Le vestige de supernova RX J1713.7-3946, découvert lors du relevé systématique effectué par le satellite ROSAT [125], est situé dans le Plan Galactique, dans la constellation du Scorpion. La morphologie résolue à partir des données X présente une forme elliptique avec un grand axe d'environ 0.1° de diamètre, et une coquille particulièrement brillante dans la région Ouest². Des observations effectuées avec le satellite ASCA [99] ont permis de confirmer cette morphologie (figure 13.1) mais surtout de montrer la nature purement non-thermique de l'émission X, caractéristique du rayonnement synchrotron d'électrons accélérés. Le spectre de RX J1713.7-3946, contrairement à la majorité des vestiges de supernovæ, ne possède aucune raie d'émission et aucun signe clair d'émission thermique, fait extrêmement rare. Il est bien décrit par une loi de puissance s'étendant jusqu'à 10 keV, preuve que des électrons d'au moins 100 TeV sont accélérés dans cette source, ce qui la place parmi les objets de choix pour l'accélération des rayons cosmiques.

La position de la source dans la Galaxie est caractérisée notamment par sa richesse en objets galactiques présents sur la ligne de visée, ce qui rend l'analyse extrêmement complexe, dans des longueurs d'onde telles que la radio. La détermination de la distance de la source en a donc souffert. À partir de la densité de colonne en hydrogène calculée avec les données ASCA, Koyama et ses collaborateurs [99] ont proposé une distance de ~ 1 kpc. Slane et al. ont suggéré quant à eux une distance de ~ 6 kpc, en se basant sur la présence de trois nuages denses et massifs, situés à 6 kpc et à proximité du vestige de supernova (sur la ligne de visée), ainsi que sur le taux élevé d'états excités dans les molécules de CO observées dans l'un des trois nuages (le nuage "A") : ils en ont déduit que l'onde de choc pouvait être responsable de ces états d'excitation, impliquant donc une distance de 6 kpc. La distance de la source est restée ainsi controversée jusqu'aux résultats récents utilisant les données de haute qualité du satellite XMM-Newton [42] et des données sur la raie de la molécule de CO du télescope radio NANTEN [67], [116]. La première étude a montré une corrélation positive entre la densité de colonne en hydrogène et la brillance en rayons X, fait inattendu dans la mesure où la présence de matière le long de la ligne de visée devrait en principe diminuer le flux de photons observé. Une explication simple est que le vestige de supernova interagit directement avec cette matière, augmentant ainsi l'émission X. La densité de colonne en hydrogène obtenue avec les données de XMM s'ajuste alors très bien à celles calculées avec les données CO si RX J1713.7-3946 est situé à environ 1 kpc. Les deux autres études [67] et [116] ont montré par ailleurs une forte corrélation entre les données CO et les données X (figure 13.2), suggérant aussi une distance $D = 1$ kpc. À cette distance, avec un rayon angulaire θ_s de 32 minutes d'arc, RX J1713.7-3946 a un rayon de 9 pc (au lieu de 54 pc pour une distance de 6 kpc, ce qui en aurait fait une source extrêmement étendue). Ce serait un vestige relativement jeune, compatible avec la supernova de l'an 393 [157] : il aurait donc un âge $t_{age} \sim 1600$ ans et serait soit en phase d'expansion libre³, soit en début de phase de Sedov. En utilisant l'équation d'évolution d'un vestige de supernova en phase d'expansion libre, il est alors possible de calculer la vitesse du choc : $v_{choc} = 2.44 \times 10^2 (D/1 \text{ kpc}) (\theta_s/1') (t_{age}/10^3 \text{ an}) \text{ km s}^{-1}$ [45], pour des profils de densité des ejecta et du milieu ambiant suivant respectivement des lois de puissance en r^{-9} et en r^{-2} , r étant la distance au centre du vestige de supernova. On en déduit alors une vitesse de 4900 km s^{-1} . Quoi qu'il en soit, la luminosité synchrotron élevée de cet objet implique une vitesse de choc supérieure à 1500 km s^{-1} [33].

Les données de haute précision fournies par le satellite XMM-Newton ont aussi permis d'effectuer

²Les coordonnées sont prises dans les conventions astrophysiques : l'Est et l'Ouest sont ainsi inversés, par rapport aux coordonnées géographiques.

³Cette conclusion provient d'un calcul effectué en référence [42] montrant que la masse balayée par l'onde de choc est inférieure à la masse des ejecta.

une analyse spectrale spatialement résolue du vestige de supernova (figure 13.3), révélant ainsi des variations fortes de l'indice spectral Γ entre les différentes régions ($1.8 \leq \Gamma \leq 2.6$). Le spectre est mou dans la région Sud-Ouest ($\Gamma \sim 2.5$) et plus dur dans la région Sud-Est ($\Gamma \sim 2.0$). Enfin, l'absence d'émission X thermique implique une densité du milieu très faible : on peut donc en calculer une limite supérieure. En analysant les données du satellite XMM-Newton avec un modèle thermique en supplément d'un modèle non-thermique, G. Cassam-Chenaï et ses collaborateurs ont obtenu une limite $n_0 \leq 0.02 \text{ cm}^{-3}$ [42]. E.G. Berezhko et al. ont estimé une limite plus large de $n_0 \leq 0.3 \text{ cm}^{-3}$ [33], notant qu'une densité aussi faible ne permettrait pas d'expliquer les flux observés en γ au TeV, et en X non-thermique. Une explication semble aujourd'hui retenue : l'existence d'un objet central, 1WGA J1713.4-3949, et les propriétés de l'émission semblent indiquer que RX J1713.7-3946 provient d'une supernova de type II qui a explosé dans une bulle créée par le vent de l'étoile progénitrice [42], [33]. Dans ce cas, la plus grande partie du vestige de supernova se trouverait dans une région de très faible densité, tandis que le choc se propagerait maintenant dans une région très dense composée de nuages moléculaires.

Des observations en rayons X ont aussi été effectuées avec le satellite Chandra, avec une résolution spatiale plus fine, permettant de résoudre la morphologie de la coquille Nord-Ouest en deux arcs d'émission composés chacun de plusieurs filaments très fins, d'une épaisseur d'environ $20''$ (figure 13.4). Cependant, il est suggéré [33] que ces filaments pourraient provenir d'une discontinuité dans le plasma du vestige de supernova, et non pas du choc lui-même. Les données XMM-Newton [85], bien que de moins bonne résolution spatiale, confirment la présence de filaments et permettent d'estimer une taille angulaire de $2.2'$ [33]. Comme on l'a vu au chapitre précédent, une telle finesse nécessite que le temps de perte d'énergie par rayonnement synchrotron soit supérieur au temps d'échappement par advection. En utilisant une vitesse du choc de 1800 km s^{-1} , le champ magnétique doit donc être supérieur à $65 \mu\text{G}$ (et supérieure à $125 \mu\text{G}$ pour une vitesse de 4900 km s^{-1} , en supposant que RX J1713.7-3946 est toujours en phase d'expansion libre).

Dans le domaine du GeV, une émission a été détectée au Nord-Ouest du vestige de supernova par le satellite EGRET (figure 13.6) [82]. Butt et al. [41] ont suggéré que ce signal γ pouvait provenir de l'interaction des protons, accélérés au choc dans RX J1713.7-3946, avec la matière dense du nuage "A". La réévaluation récente de la distance du vestige de supernova à 1 kpc contredit cette interprétation : le signal détecté par EGRET proviendrait-il directement du vestige de supernova RX J1713.7-3946 ? Cette hypothèse, qui semble néanmoins peu plausible vue la distance séparant les deux sources, devrait être définitivement testée par le satellite GLAST, prochainement lancé.

Au TeV, cette source a été détectée par le système CANGAROO en 1998 [117] (contours rouges sur la figure 13.6). L'émission avait été interprétée par la diffusion Compton inverse des électrons sur le fond cosmologique ; cependant, après de nouvelles observations en 2000, elle a finalement été ré-interprétée en utilisant l'interaction proton-proton [62]. Cette dernière modélisation fut fortement controversée en raison des flux trop élevés prédits, en comparaison aux données du satellite EGRET⁴. Enfin, RX J1713.7-3946 a été détectée en 2003 par le système H.E.S.S. qui, à cette époque, était encore incomplet et constitué de deux télescopes [7]. Ce chapitre porte sur les résultats obtenus à partir des observations plus poussées effectuées avec le système complet en 2004. Pour la partie interprétative, nous utiliserons les paramètres résumés dans la table 13.1.

⁴Le signal détecté par EGRET ne provient peut-être pas du vestige de supernova RX J1713.7-3946, néanmoins le flux dans la gamme d'énergie comprise entre 100 MeV et 30 GeV ne peut dépasser celui observé par EGRET.

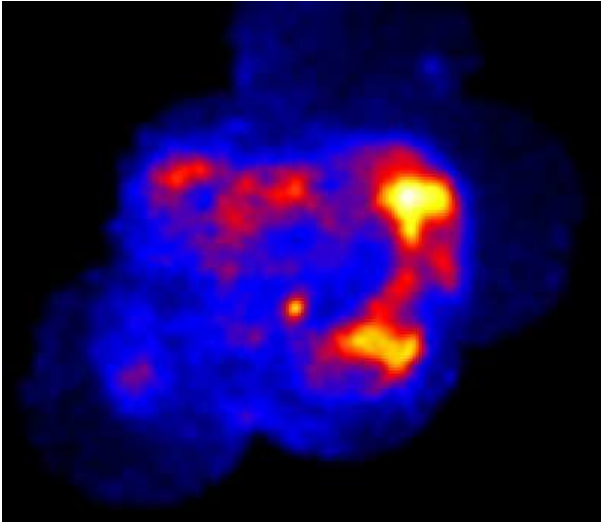


Figure 13.1: Image du vestige de supernova RX J1713.7-3946 obtenue avec le satellite ASCA dans la bande d'énergie comprise entre 1 et 3 keV [152].

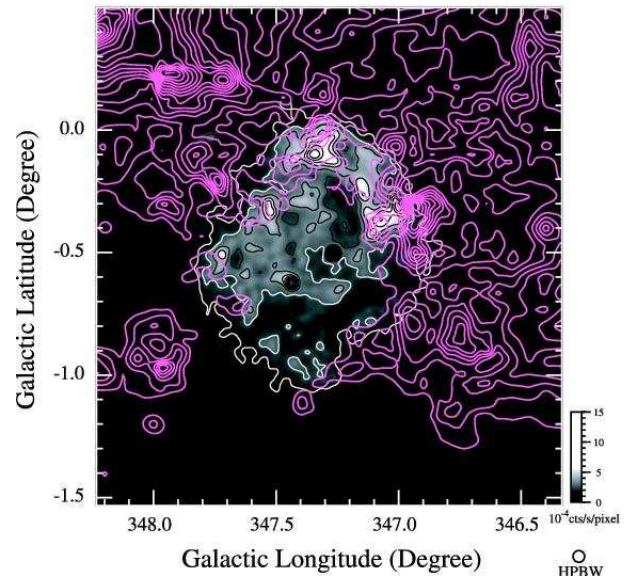


Figure 13.2: Image en coordonnées Galactiques du vestige de supernova RX J1713.7-3946 obtenue avec le satellite ROSAT sur laquelle ont été superposés les contours (roses) d'intensité en CO ($J=1-0$) obtenus avec le télescope NANTEN [67].

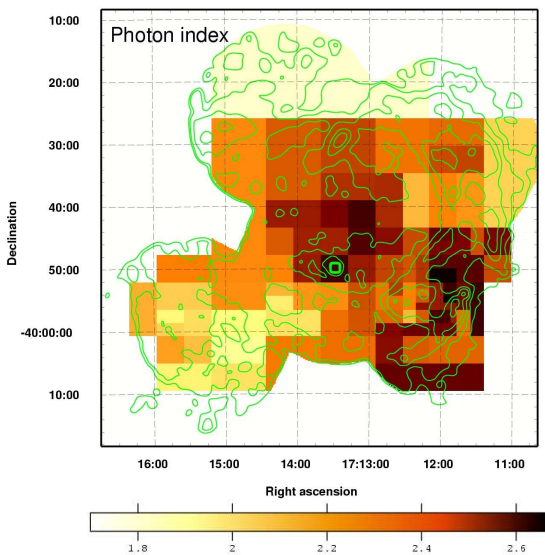


Figure 13.3: Indices spectraux ajustés pour différentes régions du vestige de supernova RX J1713.7-3946 sur lesquels ont été superposés les contours d'émission dans la bande d'énergie comprise entre 2 et 10 keV. Cette figure a été obtenue avec le satellite XMM-Newton [42].

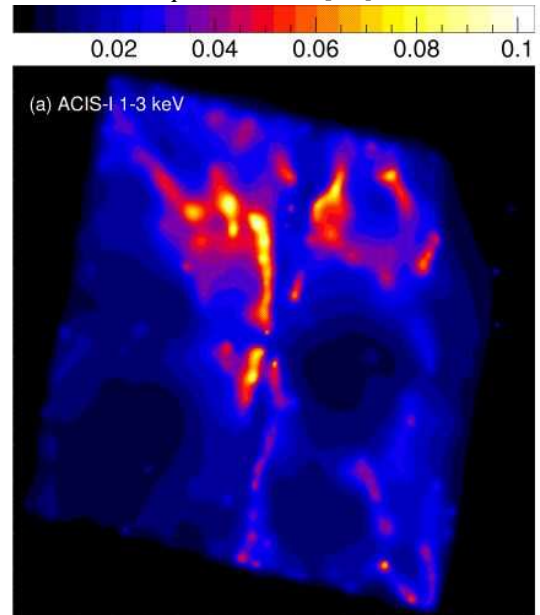


Figure 13.4: Image de la région Nord-Ouest du vestige de supernova RX J1713.7-3946 obtenue avec le satellite Chandra dans la bande d'énergie comprise entre 1 et 3 keV [152]. Les fins filaments composant la coquille sont visibles.

| Propriété | RX J1713.7-3946 | Référence |
|--|--------------------------------|---------------|
| Distance (kpc) | 1 | [42], [116] |
| Densité du milieu "interne" de la bulle (cm^{-3}) | ≤ 0.02 ≈ 0.008 | [42] [33] |
| Âge (ans) | ≈ 1600 | [157] |
| Vitesse du choc (km s^{-1}) | 4900 1800 | [42] [33] |
| Taille angulaire des filaments (secondes d'arc) | 20 132 | [152] [33] |
| Type de supernova | II | [139] |

Table 13.1: Propriétés principales du vestige de supernova RX J1713.7-3946.

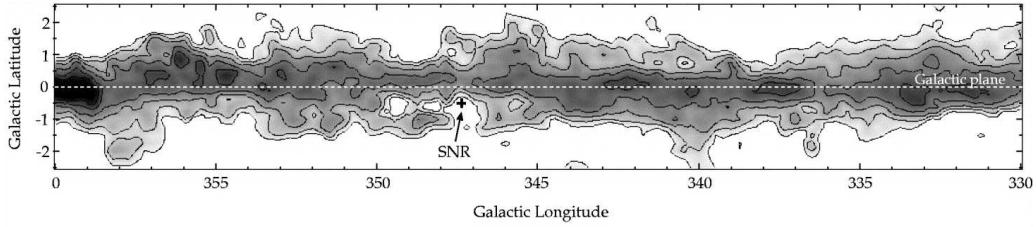


Figure 13.5: Densité de colonne totale en H_2 dans la région du plan galactique correspondant à RX J1713.7-3946, obtenue à partir de données CO [139]. La position du vestige de supernova est indiquée.

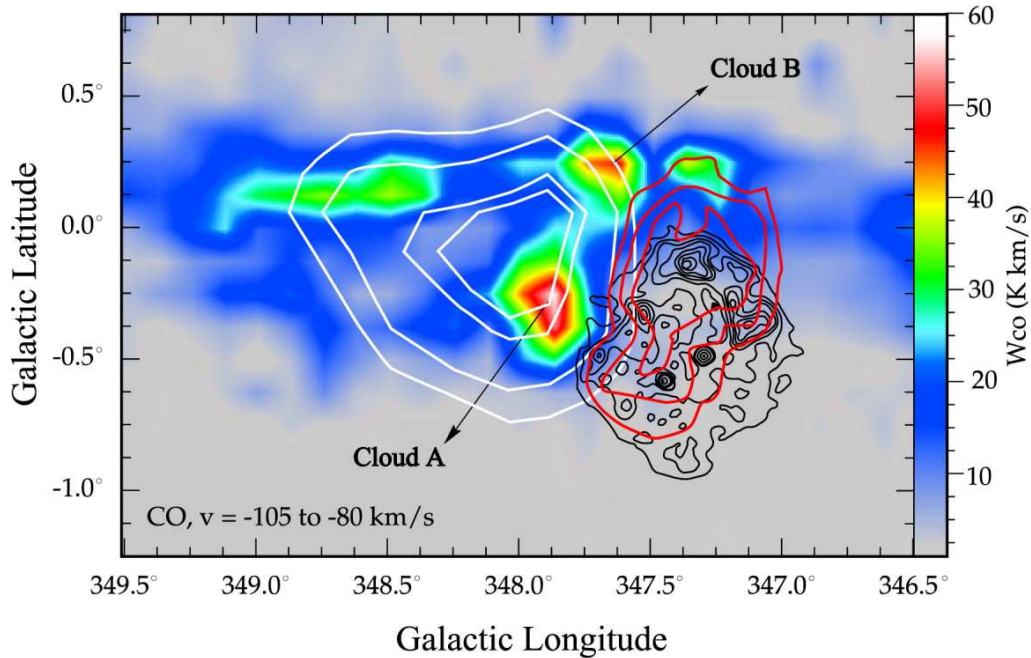


Figure 13.6: Carte en intensité d'émission en CO ($J=1-0$) pour une distance de 6.3 ± 0.4 kpc sur laquelle les contours du vestige de supernova obtenus par ROSAT ont été superposés [41] (en noir). En blanc sont indiqués les contours à 50%, 68%, 95% et 99% de confiance sur la position de la source EGRET 3EGJ1714-3857. Les lignes rouges représentent les contours de confiance de l'émission détectée au TeV par CANGAROO [117].

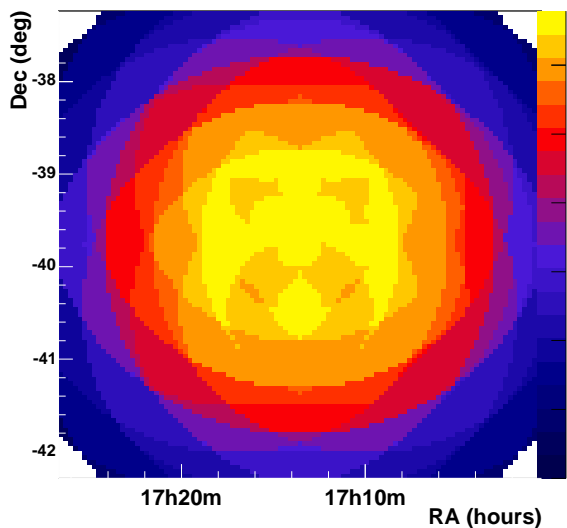


Figure 13.7: Carte d'exposition du champ de vue de RX J1713.7-3946 exprimée en nombre d'heures équivalentes passées à observer au zénith et au centre de la caméra un point du champ de vue.

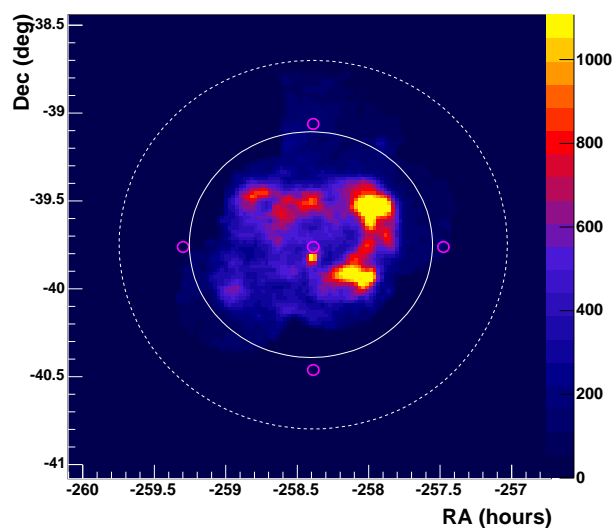


Figure 13.8: Image du satellite ASCA de RX J1713.7-3946. Les points roses correspondent aux cinq positions de pointé utilisées lors des observations avec le système H.E.S.S., tandis que le cercle continu correspond à la région "source" utilisée pour l'analyse spectrale. Le cercle pointillé dénote la région où l'efficacité de détection est supérieure à 90%.

13.2 Les observations effectuées par H.E.S.S. en 2004

Les observations du vestige de supernova RX J1713.7-3946 ont eu lieu pendant les mois d'Avril à Juillet 2004 avec le système complet de quatre télescopes, correspondant à un total de 40 heures de données. Après sélection des observations de bonne qualité, il reste 33 heures de données utilisables, prises à des angles zénithaux compris entre 16° et 56° , avec une moyenne de 26° . Comme on l'a vu au chapitre 11.3.3, l'une des méthodes permettant d'estimer le fond hadronique (appliquée uniquement pour l'analyse spectrale ici) utilise une région de contrôle symétrique de la source par rapport au centre de la caméra. Il faut alors que les données soient prises avec un décalage de pointé supérieur au rayon de la source étudiée, tout en restant le plus petit possible afin de ne pas dégrader les performances de l'analyse et de garder l'ensemble de la source dans le champ de vue de 5° des télescopes de H.E.S.S.. Les observations ont donc été effectuées avec un décalage de $\pm 0.7^\circ$ en déclinaison et en ascension droite. À la fin de la période d'observation, des données sans aucun décalage (et utilisables uniquement pour l'étude morphologique de la source avec la méthode des poids) ont aussi été prises, permettant ainsi d'obtenir une couverture homogène du vestige de supernova. La figure 13.7 représente la carte d'exposition du champ de vue de RX J1713.7-3946 : la sensibilité ramenée au zénith et au centre de la caméra est supérieure à 90% sur environ 1° de rayon. La figure 13.8 résume les différentes positions d'observations utilisées. Le seuil en énergie varie avec l'angle zénithal : il est proche de 180 GeV à 16° et augmente à ~ 900 GeV à 56° .

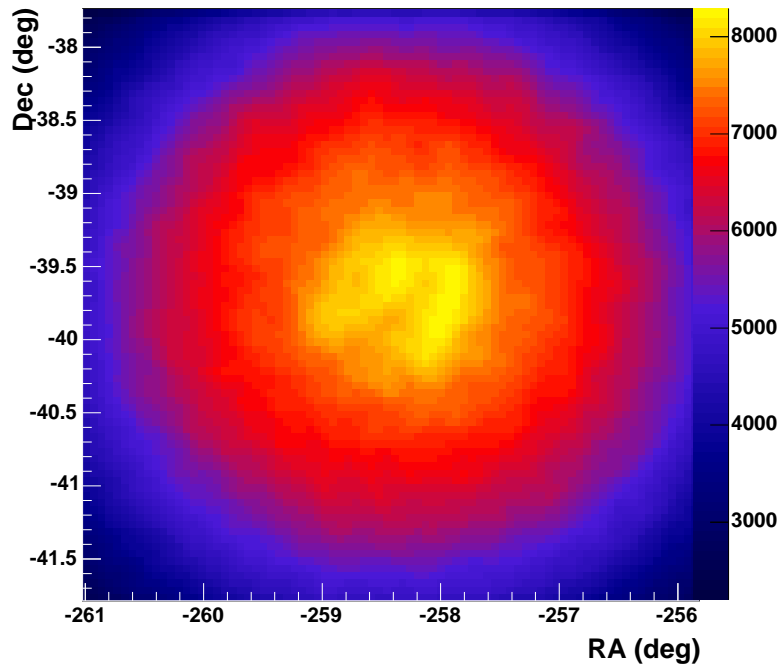


Figure 13.9: Image du champ de vue du vestige de supernova RX J1713.7-3946 après analyse par le Modèle 3D et avant soustraction du fond. La forme de l'objet ressort déjà sur le fond hadronique.

13.3 L'analyse morphologique

Le Modèle 3D a été utilisé afin d'analyser les données après étalonnage (chapitre 8.5.2) et nettoyage des images. Les cartes du ciel ainsi obtenues (figure 13.9) ont ensuite été soumises à une soustraction du fond à partir de la méthode des poids définie au chapitre 11.3.3. Cette méthode est parfaitement adaptée à une telle étude étant donnée l'extension (1° de diamètre) de la source ainsi que sa position dans le plan galactique impliquant une contribution non négligeable de γ provenant d'autres sources à l'intérieur du même champ de vue. La taille des pixels utilisés dans cette étude est de $0.05^\circ \times 0.05^\circ$; afin de réduire les fluctuations statistiques inférieures à la résolution angulaire, un lissage à partir d'une gaussienne d'écart-type 0.06° a été appliqué pour obtenir la carte finale. Lors de ce lissage, le contenu de chacun des pixels, pondéré par une fonction gaussienne de 0.06° d'écart standard, est sommé à celui de ses proches voisins. Les unités ne correspondent donc plus à des nombres de γ .

Les figures 13.10 et 13.11 présentent la carte du ciel γ de $4^\circ \times 4^\circ$ autour de RX J1713.7-3946, après soustraction du fond. Aucune coupure n'a été faite ici, ni sur la largeur réduite, ni sur le nombre de télescopes permettant ainsi de garder une statistique importante. Cependant, nous avons vu au chapitre III que les performances de l'analyse, notamment en terme de résolution angulaire, dépendent fortement du nombre de télescopes voyant un événement. Ainsi, une coupure sur la multiplicité en télescopes $n_T \geq 3$ permet d'obtenir une carte plus précise du vestige de supernova, présentée sur la figure 13.12. Les deux images sont très similaires et mettent en relief une morphologie en forme de coquille de 1° de diamètre, particulièrement brillante dans les régions Ouest et Nord-Ouest, où une très forte densité en nuages moléculaires a été observée [67], [116].

Il paraît clair que cette morphologie ne peut pas être reproduite à partir d'une émission provenant d'une sphère homogène. Dans ce cas, l'image présenterait une symétrie azimuthale ainsi qu'une

émission plus forte au centre. En revanche, la morphologie apparente dans les régions Ouest et Nord-Ouest, ainsi que la faible émission visible au centre du vestige de supernova, ressemble fortement au signal produit par une coquille sphérique épaisse présentant une émission plus forte à l'Ouest. Afin d'étudier les effets de projection d'une source 3D en une image 2D, nous avons utilisé un modèle géométrique d'une coquille épaisse. L'idée est simple : à partir du rayon interne et du rayon externe de la coquille, nous sommes capable d'obtenir une image à deux dimensions ; cette image est ensuite lissée afin de s'ajuster à la résolution angulaire des données H.E.S.S.. On peut ensuite calculer les profils radiaux (i.e nombre d'événements par unité d'angle solide en fonction de la distance au centre du vestige de supernova ($\alpha_{J2000} = 17\text{h}13\text{m}33.1\text{s}$, $\delta_{J2000} = -39^\circ45'44''$)) pour différentes valeurs d'épaisseur de la coquille ainsi que pour plusieurs profils d'émission au sein de la coquille. L'unique paramètre de cet ajustement est le rayon externe de la coquille. Le meilleur ajustement est fourni par une épaisseur de 43% du rayon de RX J1713.7-3946 (et comprise entre 36% et 49% à 95% de confiance) ; cette coquille possède une émission deux fois plus élevée sur sa partie Ouest. L'image obtenue après intégration le long de la ligne de visée pour une épaisseur de 45% du rayon du vestige de supernova est présentée sur la figure 13.13, et les profils radiaux sur la figure 13.14. L'un des points remarquables est que l'épaisseur de la coquille déduite des données observationnelles γ , d'une taille angulaire de 0.26° , est largement supérieure à la résolution angulaire de H.E.S.S..

Une étude morphologique sur trois intervalles en énergie différents a également été menée afin de rechercher les variations de forme spectrale d'une région à l'autre du vestige de supernova. Les intervalles sont choisis afin d'avoir une statistique suffisante dans chacun d'entre eux : $E < 0.6 \text{ TeV}$, $0.6 \leq E \leq 1.4 \text{ TeV}$ et $E > 1.4 \text{ TeV}$ et sont analysés en ne gardant que les événements de multiplicité supérieure ou égale à 3 pour obtenir la meilleure résolution angulaire. La figure 13.15 présente les images du vestige de supernova en se restreignant aux événements de chacun des intervalles en énergie : elle montre une absence de variation significative de la morphologie du vestige de supernova avec l'énergie. Afin d'avoir une conclusion plus quantitative, on a déterminé le profil radial (figure 13.16) du vestige de supernova ainsi que le profil azimuthal (figure 13.17) de la coquille (événements de distance comprise entre 0.3° et 0.5° du centre du vestige de supernova). Les figures ne font pas apparaître de changement significatif de la morphologie avec l'énergie. Ce résultat sera confirmé dans la partie concernant l'analyse spectrale spatialement résolue.

13.4 Analyse spectrale de l'ensemble du vestige de supernova

Pour l'analyse spectrale, la région "source" est définie par un cercle de rayon 0.65° centré sur la position ($\alpha_{J2000} = 17\text{h}13\text{m}33.1\text{s}$, $\delta_{J2000} = -39^\circ45'44''$). Il faut noter ici que cette coupure directionnelle est bien plus large que celle faite habituellement pour une source ponctuelle (0.14°) qui permet alors de rejeter des événements mal reconstruits. Cette contrainte est perdue dans le cas des sources étendues et la résolution en énergie s'en trouve légèrement dégradée : $\Delta E/E \approx 20\%$ au zénith. On peut toutefois améliorer la résolution en énergie en se restreignant aux événements de multiplicité supérieure à 3 : cette coupure a été utilisée ici afin de confirmer le spectre obtenu en gardant l'ensemble des multiplicités. Par ailleurs, RX J1713.7-3946 est une source située dans le Plan Galactique : la luminosité du fond de ciel est donc accrue dans cette région. Afin de limiter son importance, une coupure sur l'intensité de l'image à 80 photoélectrons a été utilisée lors de l'analyse spectrale. La méthode des poids n'a pas encore été étendue à l'analyse spectrale et pour estimer le fond hadronique nous utilisons donc une des méthodes standards de la collaboration H.E.S.S. décrite au chapitre 11.3.3 : la méthode "miroir". Les candidats γ sont sélectionnés à partir de leur largeur ré-

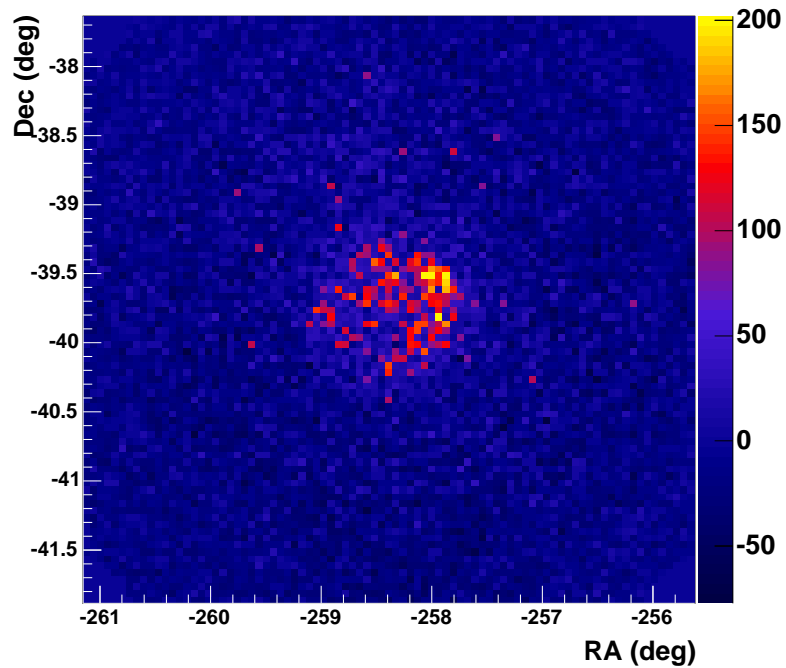


Figure 13.10: Image en nombre de γ du vestige de supernova RX J1713.7-3946 à partir de l'ensemble des événements. La taille des pixels est de 0.05° pour un champ de vue de $4^\circ \times 4^\circ$ de côté ; aucun lissage n'a été utilisé.

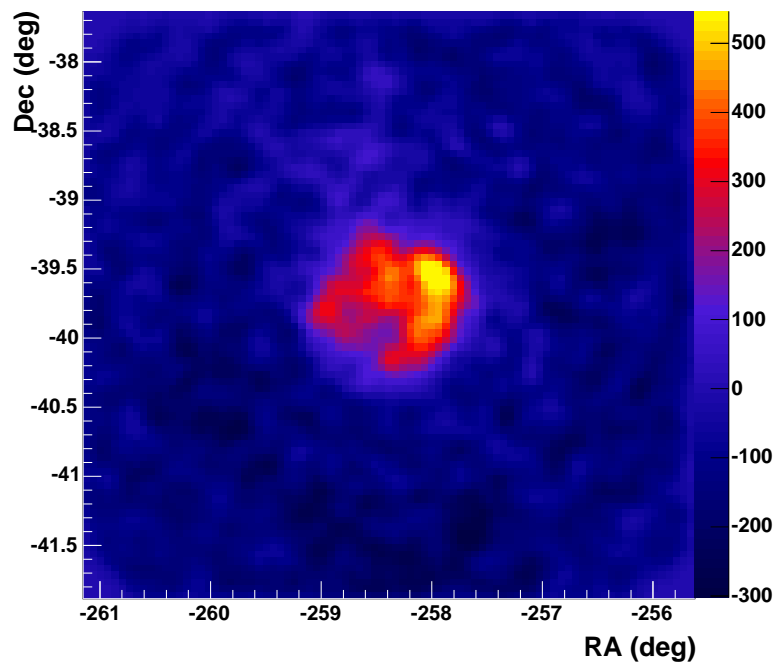


Figure 13.11: Image γ du vestige de supernova RX J1713.7-3946 après lissage (les unités sont arbitraires). La taille des pixels est de 0.05° pour un champ de vue de $4^\circ \times 4^\circ$ de côté ; un lissage avec une gaussienne de 0.06° d'écart standard a été utilisé.

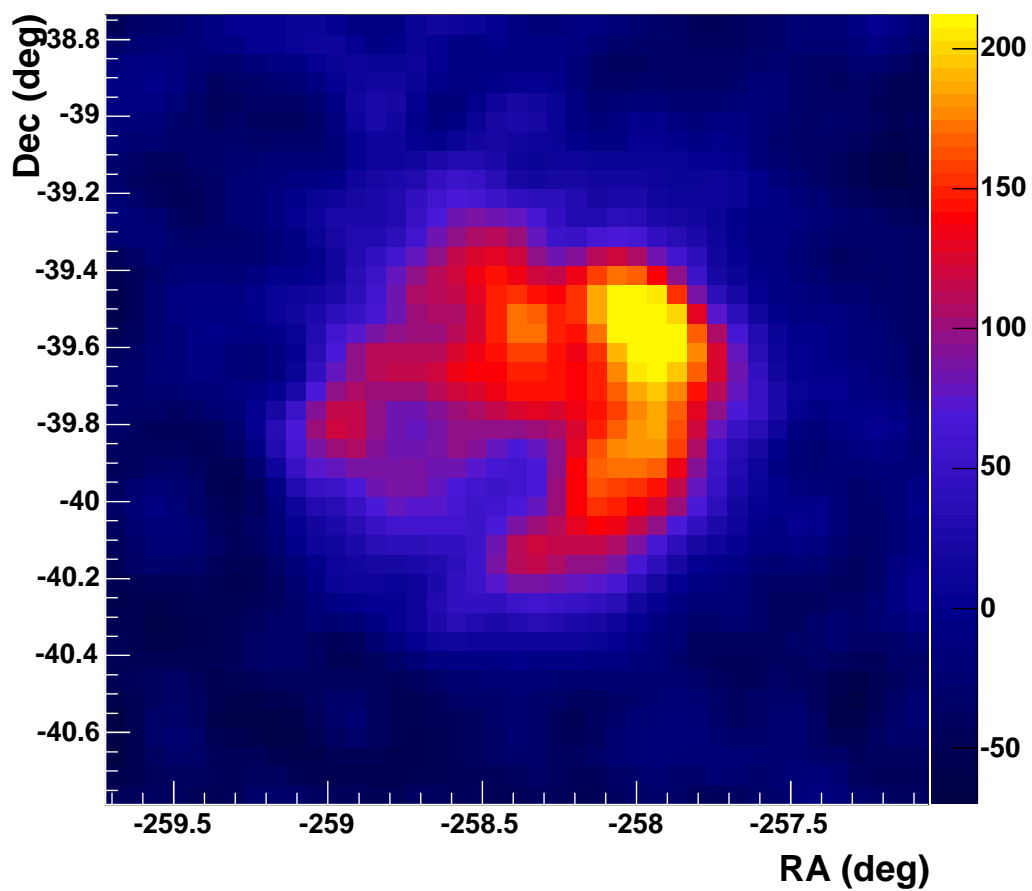


Figure 13.12: Image γ du vestige de supernova RX J1713.7-3946 après lissage (les unités sont arbitraires), pour les événements déclenchant 3 ou 4 télescopes. La taille des pixels est de 0.05° pour un champ de vue de $2^\circ \times 2^\circ$ de côté ; un lissage avec une gaussienne de 0.06° d'écart standard a été utilisé.

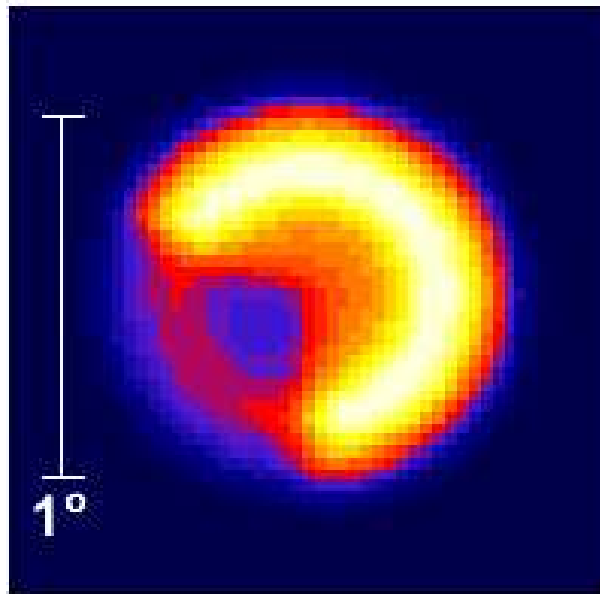


Figure 13.13: Image obtenue à partir d'un modèle géométrique simple après prise en compte des effets de projection et lissage en fonction de la résolution angulaire de H.E.S.S.. Le rayon interne de la coquille est de 5.5 pc et le rayon externe est de 10 pc (pour une distance de 1 kpc).

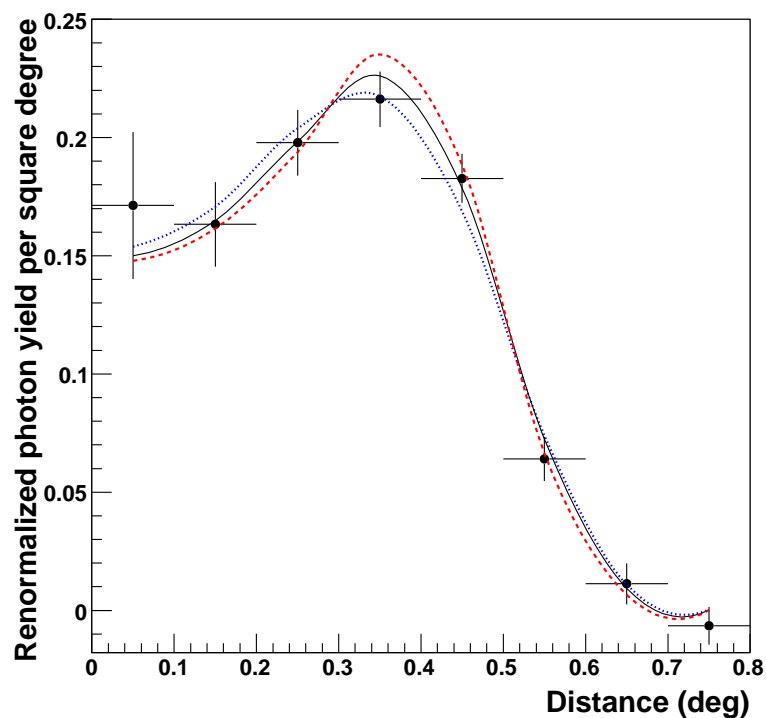


Figure 13.14: Comparaison des profils radiaux (moyennés azimuthalement sur l'ensemble du vestige de supernova) obtenus avec le modèle géométrique simple pour différentes épaisseurs de coquille, avec ceux provenant des données observationnelles de H.E.S.S. (points noirs) pour les événements de multiplicité strictement supérieure à 2. La ligne continue noire correspond à une épaisseur de 43% du rayon du vestige de supernova, la ligne tiretée rouge à une épaisseur de 36.5% et la ligne pointillée bleue à 49%.

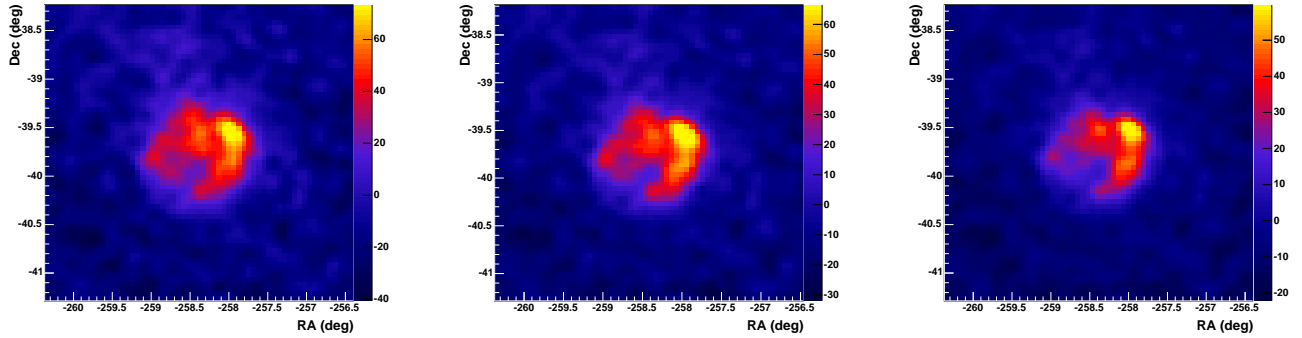


Figure 13.15: Morphologie du vestige de supernova RX J1713.7-3946 pour différents intervalles en énergie (champ de vue de 3° de côté). De gauche à droite : $E < 0.6$ TeV, $0.6 < E < 1.4$ TeV, $E > 1.4$ TeV. Seuls les événements de multiplicité supérieure ou égale à 3 ont été pris en compte.

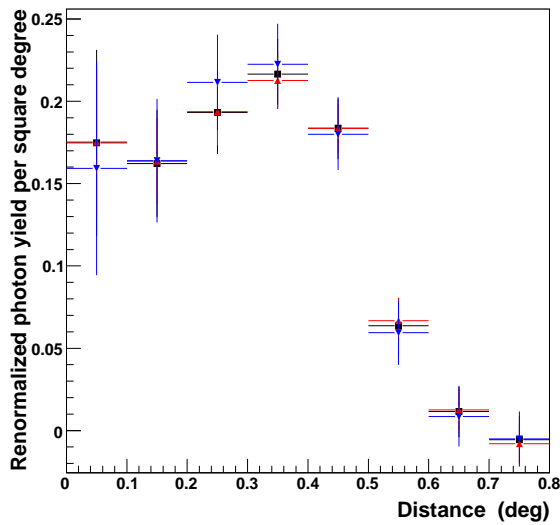


Figure 13.16: Profil radial du vestige de supernova RX J1713.7-3946 pour trois intervalles en énergie : $E < 0.6$ TeV (carrés et lignes noires), $0.6 < E < 1.4$ TeV (triangles vers le haut et lignes rouges) et $E > 1.4$ TeV (triangles pointant vers le bas et lignes bleues). Le centre du vestige de supernova défini pour calculer ces profils est ($\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}13^{\text{m}}33.1^{\text{s}}$, $\delta_{J2000} = -39^\circ45'44''$). Les différents histogrammes ont été normalisés à l'unité permettant ainsi une comparaison directe.

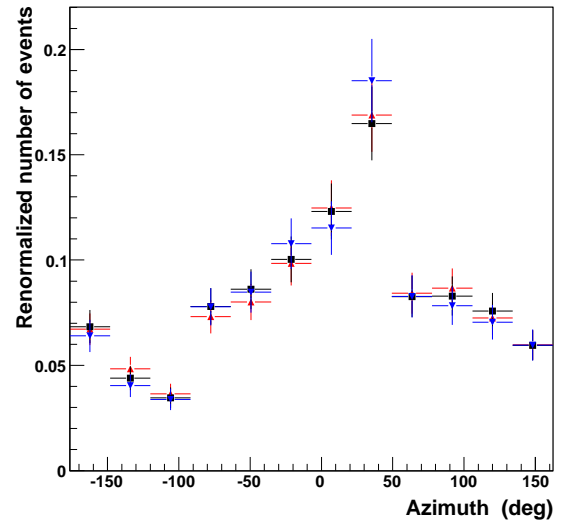


Figure 13.17: Profil azimuthal du vestige de supernova RX J1713.7-3946 pour les événements compris entre 0.3° et 0.5° du centre et pour trois intervalles en énergie : $E < 0.6$ TeV (carrés et lignes noires), $0.6 < E < 1.4$ TeV (triangles vers le haut et lignes rouges) et $E > 1.4$ TeV (triangles pointant vers le bas et lignes bleues). Le centre du vestige de supernova défini pour calculer ces profils est ($\alpha_{J2000} = 17^{\text{h}}13^{\text{m}}33.1^{\text{s}}$, $\delta_{J2000} = -39^\circ45'44''$). Les différents histogrammes ont été normalisés à l'unité permettant ainsi une comparaison directe.

duite ($\omega \leq 2 \times 10^{-3}$) : les “ON” sont choisis dans la région source et les “OFF” dans la région de contrôle, symétrique de la source par rapport au centre de la caméra. On exige une distance minimale de 0.1° entre les régions “source” et “OFF”, ce qui nous restreint aux données de décalage supérieur à 0.65° : les observations centrées sur le vestige de supernova sont donc exclues de cette analyse. Le temps total utile est alors de 30 heures ; le nombre de γ résultant de ce lot “réduit” de données est de 11045 pour une signification de 43.4σ . Il faut enfin noter que la région de contrôle des observations effectuées avec un décalage de $+0.7^\circ$ en déclinaison coïncide avec la source HESS J1713-381 [11] : cette région n’a donc pas été utilisée pour estimer le fond.

Le spectre obtenu pour l’ensemble du vestige de supernova est présenté sur la figure 13.18 : il s’étend sur plus de deux ordres de grandeur en énergie, de 200 GeV jusqu’à 30 TeV. Par ailleurs, il est parfaitement compatible avec le spectre provenant des données de 2003 (figure 13.19). Pour les énergies inférieures à 10 TeV, il est bien décrit par une loi de puissance d’indice $2.137 \pm 0.021_{\text{stat}} \pm 0.15_{\text{syst}}$ et de flux intégral au-dessus de 1 TeV de $(15.66 \pm 0.40_{\text{stat}} \pm 3.20_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Le tableau 13.2 donne l’excès en nombre de γ et la signification du signal dans chacun des intervalles en énergie reconstruite ; les valeurs des flux pour les intervalles précédents (regroupés par trois) sont reportés dans le tableau 13.3. Pour les énergies supérieures à 10 TeV, le spectre présente une indication de courbure ; afin de quantifier cet effet nous avons fait un nouvel ajustement des données à partir d’une loi de puissance avec une coupure exponentielle. Le χ^2 de l’ajustement passe de 64.0 (pour 24 degrés de liberté) avec une simple loi de puissance, à 49.0 (pour 23 degrés de liberté) avec une coupure exponentielle à $E_c = 16 \pm 6 \text{TeV}$.

13.5 Analyse spectrale spatialement résolue

Comme on l’a vu au paragraphe 13.3, l’analyse dans trois intervalles distincts en énergie n’a montré aucune variation significative de la morphologie du vestige de supernova. L’analyse spectrale spatialement résolue ne devrait donc pas présenter de variation du spectre d’une région à l’autre du vestige de supernova. Il faut noter ici que cette analyse spectrale spatialement résolue est la première à être réalisée en Astronomie γ des très hautes énergies, soulignant ainsi la haute sensibilité de l’expérience H.E.S.S. acquise aujourd’hui.

Pour cette analyse, nous avons divisé le vestige de supernova en 14 régions circulaires, présentées sur la figure 13.20, de 0.147° de rayon. Les spectres ont été ajustés à partir d’une loi de puissance en se limitant aux énergies inférieures à 8 TeV afin d’éviter d’introduire des systématiques dues à la courbure à haute énergie. La table 13.4 résume les résultats obtenus sur ces quatorze régions : la variation du flux intégral est significative (variation de plus d’un facteur 2 entre la région centrale très peu émissive et la région brillante au Nord-Ouest du vestige de supernova). En revanche, il n’y a aucune variation significative de l’indice spectral lorsque les erreurs statistiques et systématiques (± 0.15) sont prises en compte. La moyenne de la distribution des indices spectraux est de 2.10 ± 0.07 tandis que le flux intégral total de l’ensemble des 14 régions est de $13.27 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, très proche de celui calculé pour le vestige de supernova (sur une région de 0.65° de rayon ce qui explique le flux légèrement plus faible obtenu), en se restreignant au même domaine d’énergie.

La figure 13.21 montre qu’il n’y a aucune corrélation entre le flux γ et l’indice spectral calculé. Ce dernier point, combiné à l’absence de variation de l’indice spectral, contraste fortement avec ce qu’on observe dans le domaine des X avec le satellite XMM-Newton [42].

RX J1713.7-3946

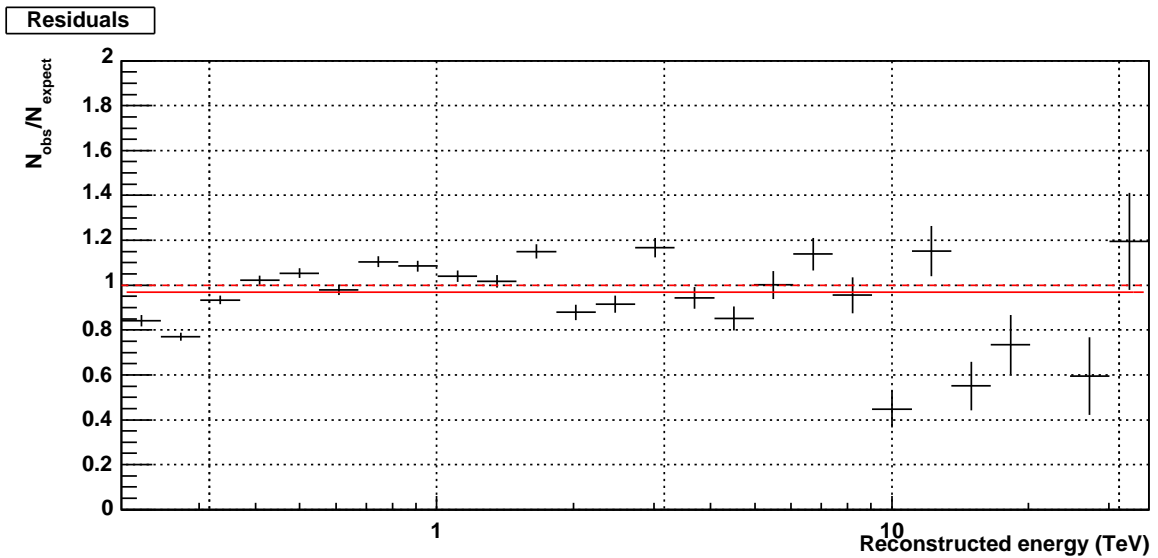
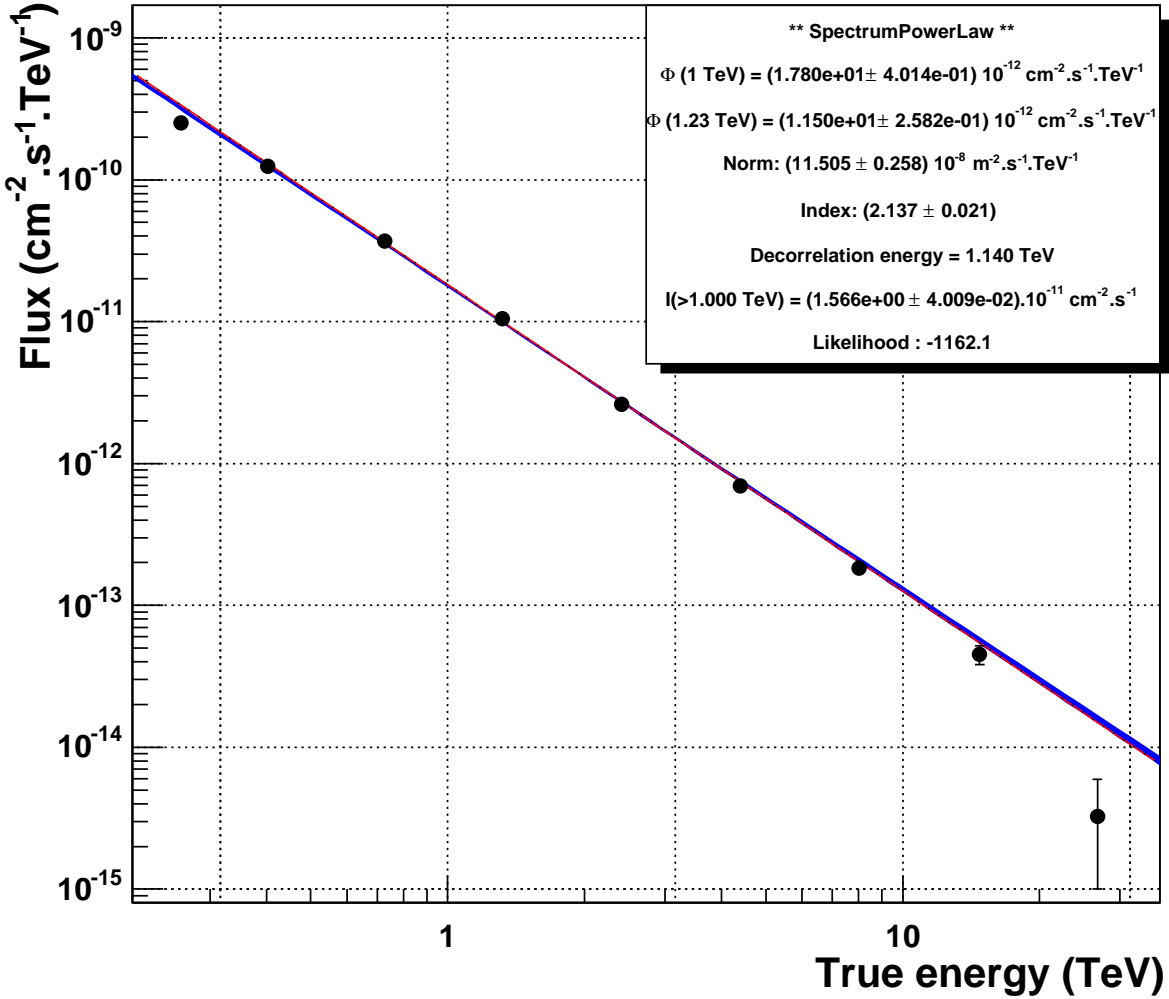


Figure 13.18: Spectre différentiel de RX J1713.7-3946, pour l'ensemble de la source (définie par un cercle de 0.65° de rayon centré sur la position ($\alpha_{J2000} = 17\text{h}13\text{m}33.1\text{s}$, $\delta_{J2000} = -39^\circ 45' 44''$)). La région ombrée bleue représente le contour de confiance à 1σ (erreur statistique seulement) sur le flux, dans l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance. La figure du bas montre les résidus de l'ajustement (nombre de γ mesuré divisé par le nombre de γ prédit par l'ajustement).

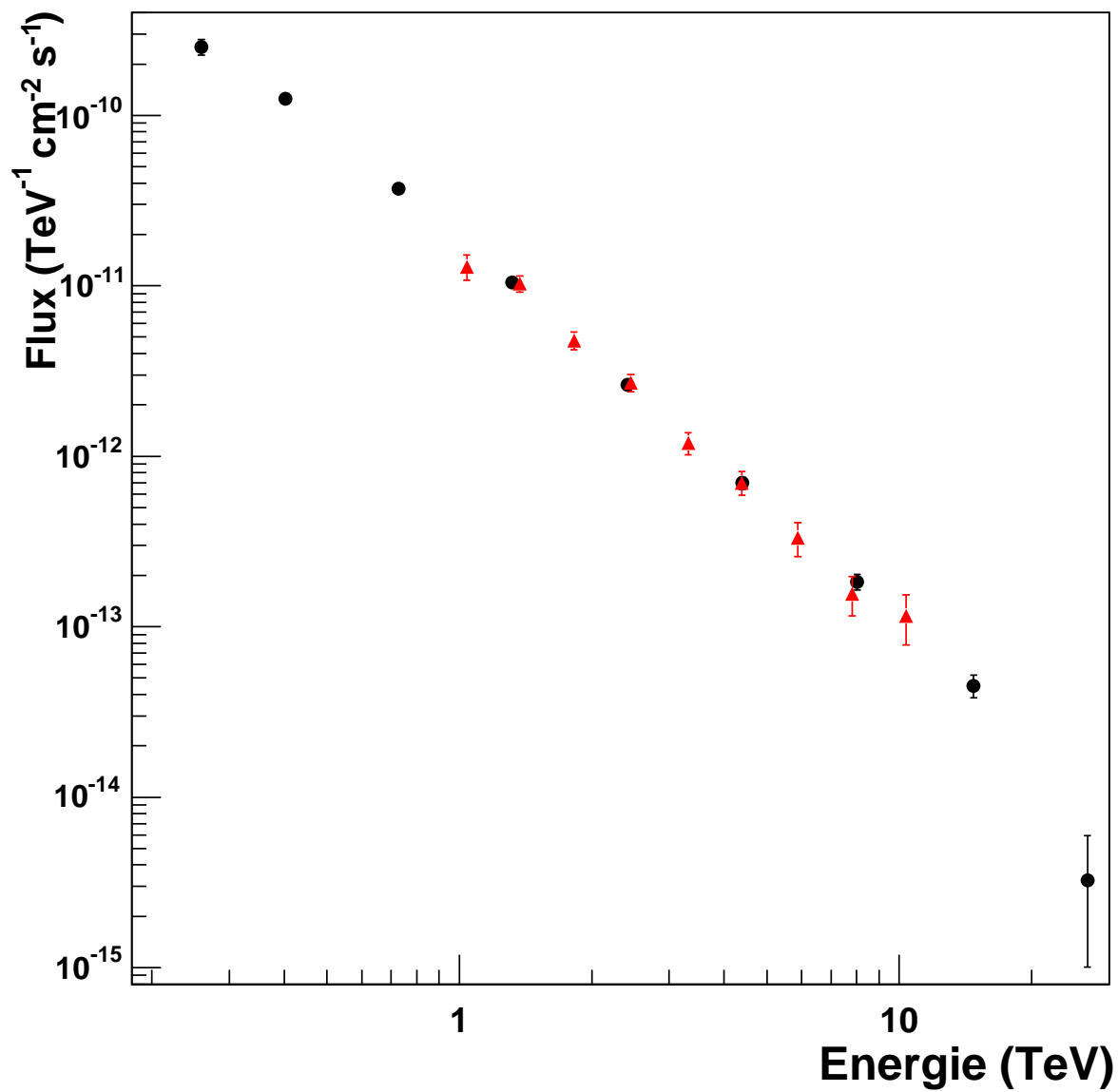


Figure 13.19: Comparaison du spectre obtenu en 2004 (cercles noirs) avec celui provenant des données 2003 (triangles rouges) [7].

| Intervalle en énergie reconstruite (TeV) | Excès γ | σ |
|--|----------------|----------|
| 0.20 – 0.25 | 353 | 5.6 |
| 0.25 – 0.30 | 694 | 8.2 |
| 0.30 – 0.37 | 950 | 11.0 |
| 0.37 – 0.45 | 991 | 12.3 |
| 0.45 – 0.55 | 965 | 12.8 |
| 0.55 – 0.67 | 874 | 12.0 |
| 0.67 – 0.82 | 934 | 13.4 |
| 0.82 – 1.00 | 867 | 13.0 |
| 1.00 – 1.23 | 763 | 12.3 |
| 1.23 – 1.50 | 663 | 11.5 |
| 1.50 – 1.83 | 649 | 12.6 |
| 1.83 – 2.23 | 423 | 9.1 |
| 2.23 – 2.73 | 375 | 9.1 |
| 2.73 – 3.33 | 399 | 10.7 |
| 3.33 – 4.07 | 265 | 8.2 |
| 4.07 – 4.97 | 196 | 7.0 |
| 4.97 – 6.07 | 187 | 7.5 |
| 6.07 – 7.42 | 172 | 7.9 |
| 7.42 – 9.06 | 116 | 6.2 |
| 9.06 – 11.07 | 43 | 2.8 |
| 11.07 – 13.52 | 86 | 6.1 |
| 13.52 – 16.51 | 32 | 2.7 |
| 16.51 – 20.17 | 32 | 3.0 |
| 20.17 – 24.64 | -19 | -2.0 |
| 24.64 – 30.09 | 15 | 1.9 |
| 30.09 – 36.75 | 22 | 2.8 |

Table 13.2: Excès γ et signification du signal de RX J1713.7-3946 pour chaque intervalle d'énergie.

| Énergie (TeV) | Intervalle (TeV) | Flux ($\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) |
|---------------|------------------|---|
| 0.26 | 0.17 – 0.30 | $(2.52 \pm 0.26) \times 10^{-10}$ |
| 0.40 | 0.30 – 0.55 | $(1.25 \pm 0.07) \times 10^{-10}$ |
| 0.73 | 0.55 – 1.00 | $(3.71 \pm 0.18) \times 10^{-11}$ |
| 1.32 | 1.00 – 1.83 | $(1.05 \pm 0.05) \times 10^{-11}$ |
| 2.41 | 1.83 – 3.33 | $(2.62 \pm 0.17) \times 10^{-12}$ |
| 4.40 | 3.33 – 6.07 | $(6.97 \pm 0.55) \times 10^{-13}$ |
| 8.03 | 6.07 – 11.07 | $(1.83 \pm 0.19) \times 10^{-13}$ |
| 14.76 | 11.07 – 20.17 | $(4.50 \pm 0.68) \times 10^{-14}$ |
| 26.78 | 20.17 – 36.75 | $(3.25 \pm 2.20) \times 10^{-15}$ |

Table 13.3: Valeurs des flux pour chaque intervalle en énergie du spectre γ de RX J1713.7-3946 présenté en figure 13.18.

| Region | Γ | $I(> 1 \text{ TeV})$ ($10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) | χ^2 (n.d.l.) | Signification (σ) |
|--------|-----------------|---|-------------------|-------------------------------|
| 1 | 2.10 ± 0.07 | 1.34 ± 0.11 | 22.1 (16) | 17.6 |
| 2 | 2.14 ± 0.07 | 1.35 ± 0.12 | 13.0 (16) | 18.3 |
| 3 | 2.00 ± 0.06 | 1.48 ± 0.12 | 17.5 (18) | 17.1 |
| 4 | 2.12 ± 0.08 | 1.00 ± 0.11 | 20.2 (16) | 13.1 |
| 5 | 2.18 ± 0.09 | 0.91 ± 0.10 | 14.3 (16) | 13.1 |
| 6 | 2.16 ± 0.08 | 1.06 ± 0.10 | 25.4 (16) | 14.9 |
| 7 | 1.99 ± 0.08 | 1.06 ± 0.12 | 12.4 (16) | 11.9 |
| 8 | 2.11 ± 0.12 | 0.57 ± 0.11 | 15.8 (16) | 8.5 |
| 9 | 2.24 ± 0.11 | 0.66 ± 0.10 | 15.6 (16) | 10.8 |
| 10 | 2.11 ± 0.07 | 1.26 ± 0.10 | 24.0 (16) | 17.0 |
| 11 | 2.13 ± 0.09 | 0.90 ± 0.11 | 15.8 (16) | 12.4 |
| 12 | 2.02 ± 0.13 | 0.67 ± 0.11 | 20.4 (16) | 8.3 |
| 13 | 2.01 ± 0.09 | 1.07 ± 0.12 | 13.9 (16) | 12.6 |
| 14 | 2.06 ± 0.09 | 1.01 ± 0.11 | 21.8 (16) | 12.3 |

Table 13.4: Résultats de l'analyse spectrale spatialement résolue du vestige de supernova RX J1713.7-3946. Pour chacune des 14 régions utilisées, on présente les résultats de l'ajustement à partir d'une loi de puissance (indice spectral Γ , flux intégral I au-dessus de 1 TeV, et χ^2 de l'ajustement) de même que la signification du signal γ . L'ajustement a été restreint aux énergies inférieures à 8 TeV pour éviter les effets dus à la courbure à haute énergie. Il faut noter que seules les erreurs statistiques sont reportées ici ; une erreur systématique d'environ 20% sur le flux et de 0.15 sur l'indice spectral doivent également être prises en compte.

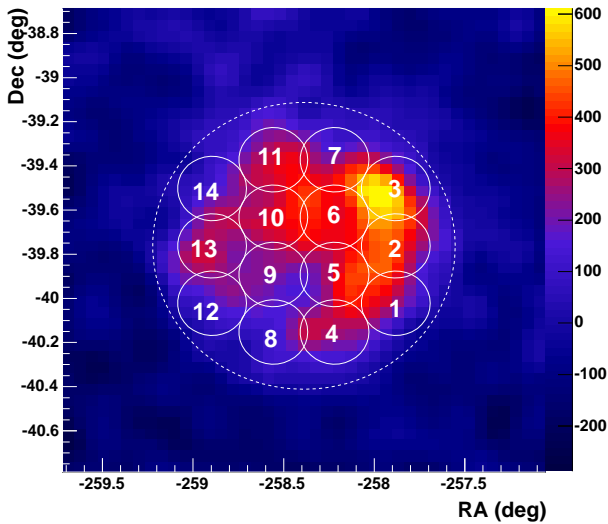


Figure 13.20: Définition des 14 régions utilisées pour l'analyse spectrale spatialement résolue. Le cercle pointillé représente la région source utilisée pour calculer le spectre sur l'ensemble du vestige de supernova.

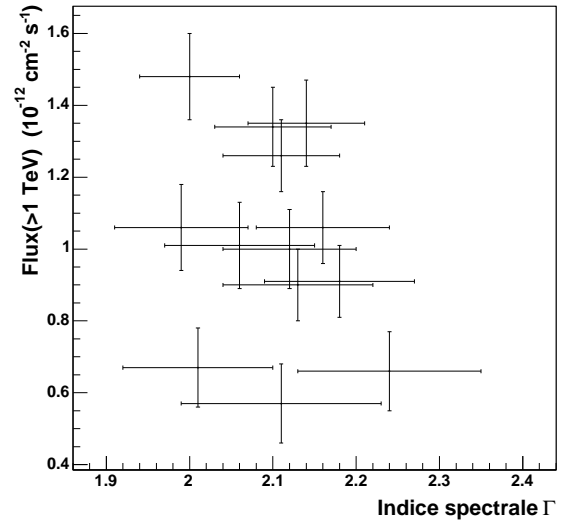


Figure 13.21: Flux intégral au-dessus de 1 TeV en fonction de l'indice spectral ajusté à partir d'une loi de puissance dans chacune des 14 régions (présentées sur la figure 13.20). Les barres d'erreur représentent l'erreur statistique à $\pm 1\sigma$; les erreurs systématiques sont d'environ 20% sur le flux et de 0.15 sur l'indice spectral.

13.6 Étude multi-longueur d'onde

13.6.1 Corrélation entre les données X et γ

Le vestige de supernova RX J1713.7-3946 a été observé par le satellite ASCA, comme nous l'avons décrit au paragraphe 13.1. Les données correspondantes aux énergies comprises entre 1 et 3 keV et 5 et 10 keV ont été analysées et transmises à la collaboration H.E.S.S. par Y. Uchiyama [152]. Pour cette étude, la taille des pixels a été fixée à 0.1° , valeur légèrement plus grande que la résolution angulaire des deux instruments, permettant ainsi une comparaison directe des images, mais assez fine pour ne pas dégrader la qualité des résultats. Les figures 13.22 et 13.23 présentent la superposition de l'image γ résolue par H.E.S.S. avec les contours en brillance X pour ces deux intervalles en énergie : leur similarité est frappante. Les contours d'émission s'ajustent parfaitement, et la coquille très brillante détectée à l'Ouest du vestige de supernova par H.E.S.S. est également nettement visible sur les contours X. Pour obtenir un résultat plus quantitatif concernant la corrélation entre les données ASCA et les données H.E.S.S., nous avons comparé le nombre de γ dans chaque pixel de l'image de HESS avec le nombre de photons X présents dans l'image d'ASCA (figure 13.24). La figure 13.25 (points noirs) présente la très forte corrélation obtenue : le coefficient de corrélation ρ est égale à 0.81 et il est compris entre 0.753 et 0.855 à 95% de niveau de confiance. Nous avons vu que le vestige de supernova présente une asymétrie entre les régions Nord-Ouest et Sud-Est : nous avons donc calculé le coefficient de corrélation séparément dans les deux parties. Les résultats sont également présentés sur la figure 13.25 (points rouges pour la partie Nord-Ouest et bleus pour la partie Sud-Est). Les coefficients de corrélation obtenus ainsi que les intervalles à 95% de confiance sont reportés dans le tableau 13.5. On peut noter que le coefficient de corrélation est élevé et de l'ordre de $\sim 80\%$ dans les deux régions distinctes du vestige de supernova.

La comparaison des profils radiaux obtenus par HESS en γ et par ASCA en X permet d'avoir une vision plus quantitative de l'ajustement très précis entre les données des deux instruments (notamment sur les extrémités des émissions dans les deux domaines de longueur d'onde). Pour cela nous avons divisé le vestige de supernova en huit régions différentes, représentées sur la figure 13.27, puis nous avons calculé le nombre d'événements en fonction de la distance au centre du vestige de supernova⁵. La figure 13.26 montre les profils radiaux après normalisation des différents histogrammes. Il faut noter ici que la couverture de RX J1713.7-3946 par le satellite ASCA n'atteint pas toujours la périphérie de la coquille : afin de ne pas introduire d'effets de bords nous n'avons pas inclus les données du satellite ASCA au-delà de 0.5° (ou même 0.4° pour les régions 2, 3, 4, 6 et 8) de distance du centre du vestige de supernova. L'accord global entre les données X et γ est très bon. Quelques différences sont néanmoins visibles en particulier pour la région 6. Le profil azimuthal (figure 13.28) montre quant à lui un accord quasi-parfait entre les données des deux instruments, soulignant ainsi la très forte corrélation entre les X et les γ au niveau de la coquille fortement émissive du vestige de supernova.

Une conclusion plus quantitative, notamment au sujet de l'extension de l'émission γ et X ne peut être proposée ici en raison de la couverture angulaire limitée offerte par le satellite ASCA. Par ailleurs, l'émission diffuse de la galaxie en X représente environ 10% du signal présent dans les régions brillantes de la coquille et pourrait atteindre 20% du signal dans les régions de faible intensité⁶ : il faudrait alors modéliser et soustraire cette émission X diffuse.

⁵Nous rappelons que le centre du vestige de supernova est pris à la position ($\alpha_{J2000} = 17\text{h}13\text{m}33.1\text{s}$, $\delta_{J2000} = -39^\circ 45' 44''$).

⁶Cette information a été fournie par Y. Uchiyama.

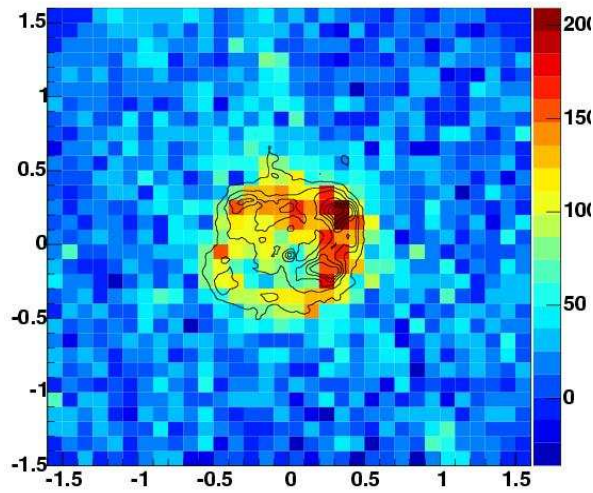


Figure 13.22: Image en nombre de γ obtenue à partir des données H.E.S.S. en se restreignant aux événements de multiplicité supérieure ou égale à 3. Les lignes superposées correspondent aux contours en luminosité X entre 1 et 3 keV du satellite ASCA. Les images ont été ramenées au centre du vestige de supernova et n'ont pas été lissées.

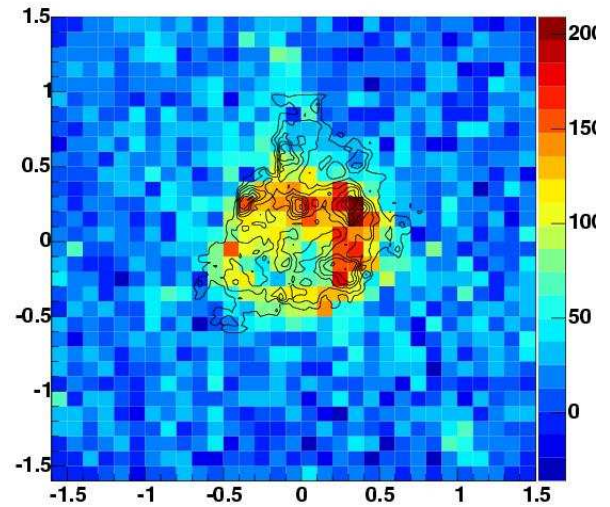


Figure 13.23: Image en nombre de γ obtenue à partir des données H.E.S.S. en se restreignant aux événements de multiplicité supérieure ou égale à 3. Les lignes superposées correspondent aux contours en luminosité X entre 5 et 10 keV du satellite ASCA. Les images ont été ramenées au centre du vestige de supernova et n'ont pas été lissées.

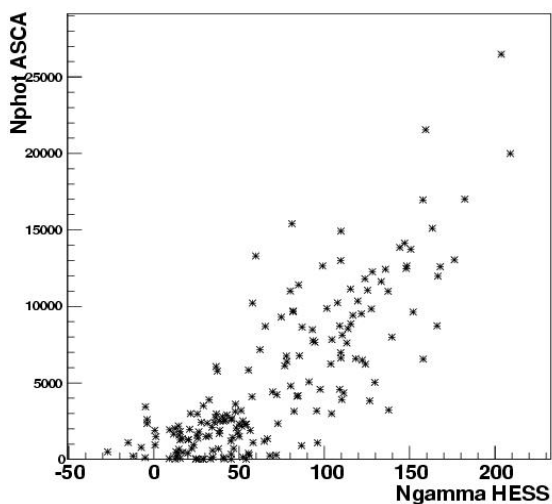


Figure 13.24: Nombre de photons X observés par ASCA (1-3 keV) en fonction du nombre de γ de l'image de H.E.S.S. dans des pixels de 0.1° de côté.

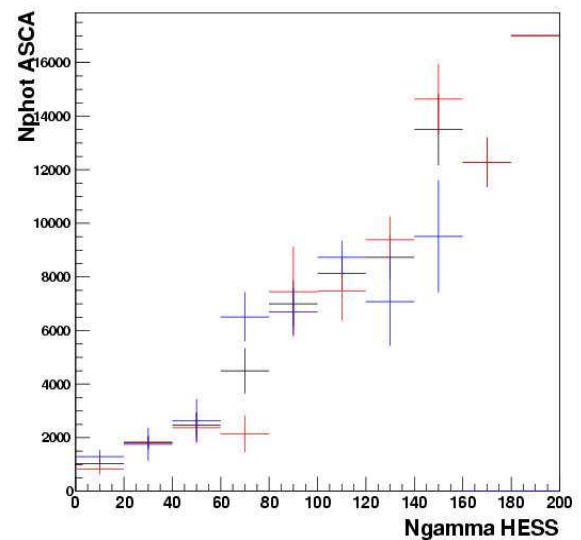


Figure 13.25: Valeur moyenne du nombre de photons X observé par ASCA (1-3 keV) par intervalle en nombre de γ . Les points noirs correspondent aux données globales du vestige de supernova RX J1713.7-3946 ; les points rouges correspondent à la coquille Nord-Ouest et les points bleus à la coquille Sud-Est.

| | ρ | Valeur minimale (95%) | Valeur maximale (95%) |
|-------------------|--------|-----------------------|-----------------------|
| Région Nord-Ouest | 0.84 | 0.775 | 0.887 |
| Région Sud-Est | 0.72 | 0.589 | 0.814 |

Table 13.5: Coefficient de corrélation entre les données de ASCA (1-3 keV) et H.E.S.S. (multiplicité supérieure ou égale à 3); les intervalles à 95% de confiance sont également reportés.

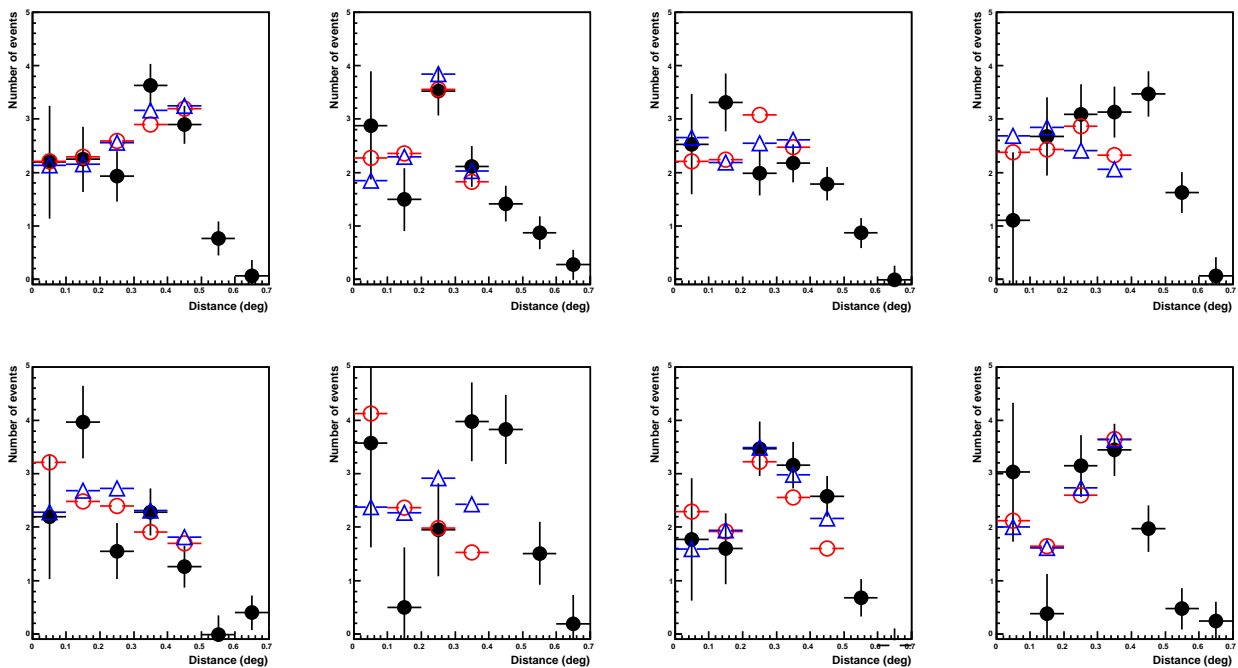


Figure 13.26: Profils radiaux pour les huit régions définies sur la figure 13.27, pour H.E.S.S. (cercles pleins noirs), ASCA dans la bande 1-3 keV (cercles rouges) et ASCA 5-10 keV (triangles bleus). En haut et de gauche à droite : 1, 2, 3 et 4; en bas et de gauche à droite : 5, 6, 7 et 8. Les différents histogrammes ont été renormalisés de telle sorte que leur intégrale entre 0 et 0.4 soit égale à 1.

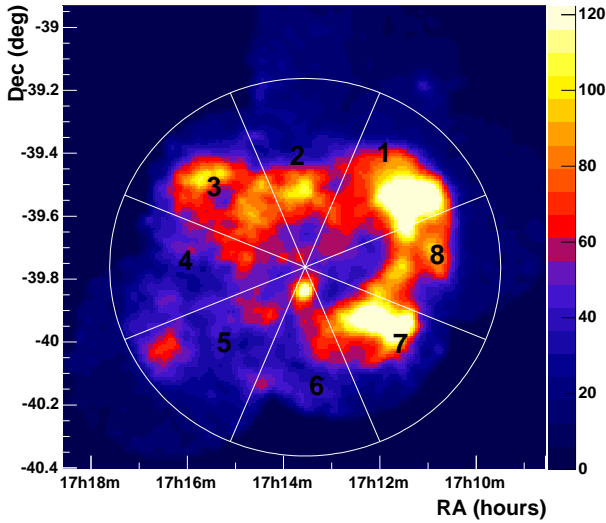


Figure 13.27: Définition des huit régions utilisées pour les profils radiaux.

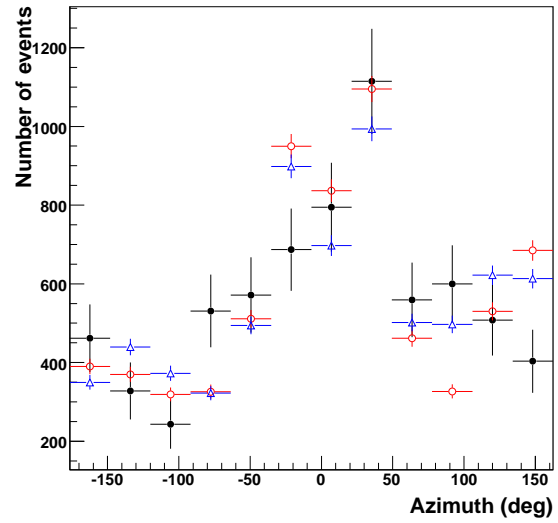


Figure 13.28: Profils azimuthaux des données H.E.S.S. (cercles pleins noirs), ASCA dans la bande 1-3 keV (cercles rouges) et ASCA dans la bande 5-10 keV (triangles bleus). Les événements ont été intégrés pour des distances comprises entre 0.3° et 0.5° du centre du vestige de supernova. Les trois histogrammes ont été normalisés au même nombre global d'événements.

13.6.2 Corrélation avec les données radio sur la raie de la molécule CO

Des observations effectuées par le télescope NANTEN à 2.6 mm, longueur d'onde de la transition moléculaire du CO(J=1-0), ont été analysées par Y. Fukui et Y. Moriguchi [67], [116]. Les résultats obtenus concernant les corrélations spatiales entre les données X du satellite XMM-Newton et les données radio de NANTEN ainsi que les états d'excitation élevés des molécules observés par NANTEN, leur ont permis de conclure que l'onde de choc interagit avec ces nuages moléculaires situés à 1 kpc et de confirmer la réévaluation de la distance du vestige de supernova proposée par G. Cassam-Chenaï et ses collaborateurs [42]. Étant donné la forte corrélation entre les données γ de H.E.S.S. et celles du satellite ASCA, une étude entre H.E.S.S. et NANTEN semble donc importante. Les données NANTEN, correspondant à l'intervalle de distance [0.4-1.5] kpc, nous ont été transmises par Y. Moriguchi. La figure 13.29 présente la distribution de l'intensité en CO (J=1-0) intégrée sur cet intervalle de distance dans le champ de vue de RX J1713.7-3946. On voit très nettement que l'intensité en CO est très faible dans la zone centrale du vestige de supernova et comporte des maxima entourant la coquille fortement émissive résolue par H.E.S.S.. Nous nous sommes donc attardé plus longuement sur la coquille du vestige de supernova : la figure 13.30 présente le profil azimuthal, pour les événements compris entre 0.3° et 0.5° du centre, en CO et en γ (normalisé au nombre d'entrées du premier histogramme). Le flux γ varie par un facteur 4 de part et d'autre de la coquille tandis que l'intensité en CO varie de plus d'un facteur 100. La distribution globale semble indiquer une variation similaire entre les deux bandes d'énergie mais avec un léger décalage et une amplitude de variation moindre en γ .

RX J1713.7-3946 est donc une source émettrice de γ de très haute énergie (jusqu'à 30 TeV), preuve que des particules énergétiques sont accélérés jusqu'à ces énergies dans cette source. Ce-

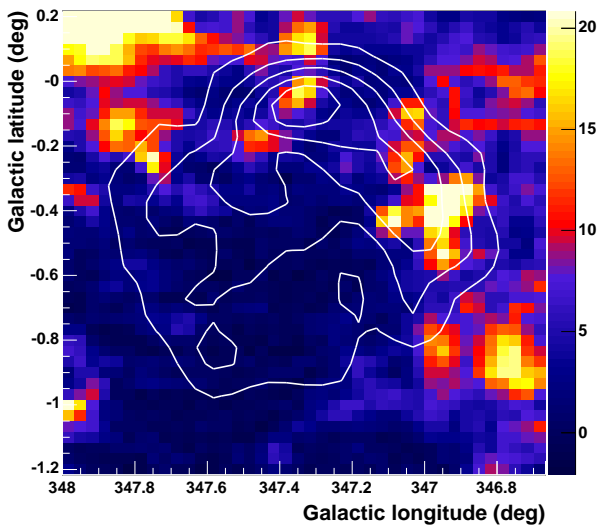


Figure 13.29: Distribution de l'intensité en CO ($J=1-0$) dans le champ de vue du vestige de supernova RX J1713.7-3946 en coordonnées galactiques. L'échelle est en K km s^{-1} , tronquée à une intensité de 21 pour accroître la visibilité des régions brillantes. Ces données proviennent du télescope NANTEN pour une distance comprise entre 0.4 et 1.5 kpc. Les contours de l'émission H.E.S.S. reconstruite avec le modèle 3D sont superposés en blancs.

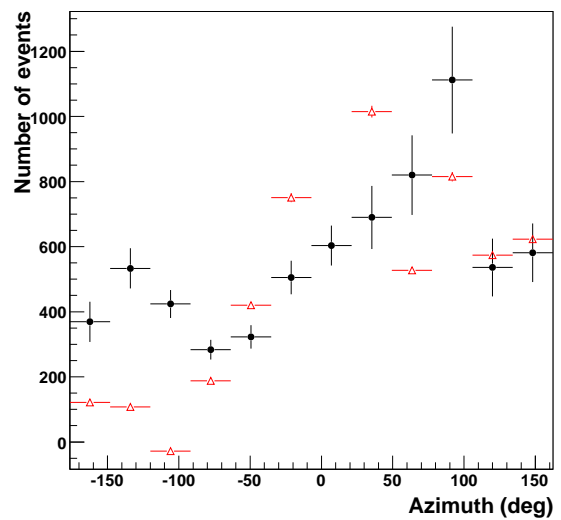


Figure 13.30: Profil azimuthal des données NANTEN (lignes rouges et triangles) et H.E.S.S. (lignes noires et cercles pleins), pour les événements compris entre 0.3° et 0.5° de distance du centre du vestige de supernova. L'histogramme H.E.S.S. a été normalisé au même nombre d'entrées que celui correspondant aux données NANTEN facilitant la comparaison directe. La région très brillante de la coquille se situe à un angle de 90° et les angles se lisent dans le sens trigonométrique.

pendant, l'une des problématiques majeures en suspens est l'identification du signal observé par H.E.S.S. : est-il produit par les électrons (par diffusion Compton inverse sur les champs de photons ambiants) ou par les protons (par interaction proton-proton) ?

13.7 Vers une interprétation du signal γ : électrons ou protons ?

Pour effectuer une étude complète, un modèle d'accélération des particules au choc (prenant en compte les effets non-linéaires) devrait être combiné à un modèle d'émission des particules chargées. Cependant, un tel travail dépasserait le cadre de cette thèse et nous avons donc décidé d'utiliser un modèle très simple de processus d'émission. On suppose donc qu'il existe une population de particules accélérées au choc et nous en déduisons le rayonnement qu'elles produisent, de la radio jusqu'aux γ , par rayonnement synchrotron, diffusion Compton inverse sur les champs de photons ambiants (fond cosmologique, fond infra-rouge et rayonnement stellaire), bremsstrahlung et interaction proton-proton. Notre modèle, décrit en détail en Annexe E.3.2, comporte 9 paramètres : l'indice spectral Γ et l'énergie maximale E_0 du spectre d'injection, le rapport électron/proton à l'injection que l'on notera K_{ep} , l'énergie minimale des particules accélérées⁷, l'énergie totale injectée dans les rayons cosmiques, la densité du milieu n , le champ magnétique B , l'âge du vestige de supernova (qui influe sur les pertes d'énergie), sa distance et la taille de la coquille. En outre, ce modèle prend en compte les pertes d'énergie des électrons ainsi que l'effet d'échappement des protons par diffusion et convection.

La distance de RX J1713.7-3946 semble aujourd'hui connue et fixée à 1 kpc (tableau 13.1). Dans ce cas, comme on l'a vu au paragraphe 13.1, le vestige de supernova serait très jeune (~ 1600 ans). C'est avec cette hypothèse de distance (1 kpc) et d'âge ($t = 1600$ ans) que les spectres en émission ont été estimés. Par ailleurs, l'énergie totale injectée dans les protons est fixée à 10^{50} erg (soit 10% de l'énergie d'explosion de la supernova), la taille de coquille fixée égale à 50% du rayon de la source (limite supérieure déduite de l'analyse morphologique des données HESS). Enfin, les observations effectuées dans d'autres domaines de longueur d'onde apportent des contraintes supplémentaires : nous disposons ainsi des données X d'ASCA (analysées par J. Hiraga) et des données radio du télescope ATCA [102] sur lesquelles nous devons ajuster notre modèle.

13.7.1 Ajustement des données à partir d'électrons accélérés

La figure 13.31 présente les résultats de l'ajustement avec une loi de puissance d'indice 2.0 et trois valeurs différentes de champ magnétique : 6, 8 et $10 \mu\text{G}$, avec des facteurs électron/proton valant respectivement 4.8×10^{-3} , 2.4×10^{-3} et 1.6×10^{-3} . On peut noter que la valeur du champ magnétique est fortement contrainte par l'ensemble des données observationnelles, de la radio aux γ : il ne peut être largement supérieur à $10 \mu\text{G}$ ni fortement inférieur à $6 \mu\text{G}$. Cette valeur est très faible sachant que le champ magnétique ancré dans les plasmas galactiques est également de l'ordre de quelques μG ; or nous attendons une amplification du champ magnétique au niveau de l'onde de choc. Par ailleurs, notre modélisation, dans le domaine d'énergie compris entre 200 GeV et 1 TeV, s'ajuste mal aux données observationnelles de H.E.S.S. : le pic d'émission produit par la diffusion Compton inverse est trop fin pour reproduire le flux attendu. Enfin, on peut remarquer que la densité du milieu ambiant doit être relativement faible afin que le signal produit par interaction proton-proton soit peu significatif ($n < 0.1 \text{ cm}^{-3}$).

⁷Dans le cas des vestiges de supernovæ où le choc est non relativiste, nous fixerons l'énergie minimale des électrons à leur énergie de masse.

Nous avons essayé de faire varier le spectre des électrons afin de s'ajuster au mieux aux données γ : un indice spectral de 2.4 permet de reproduire l'ensemble des données H.E.S.S. mais produit alors un flux 30 fois plus élevé dans le domaine radio (figure 13.32). Ce résultat est donc peu satisfaisant compte tenu des contraintes imposées par les données d'ATCA, bien qu'elles proviennent d'une région de taille légèrement inférieure à celle utilisée pour les flux X et γ (par un facteur proche de 2). Par ailleurs, il est intéressant de revenir sur les filaments fins qui ont été résolus par le satellite Chandra (en supposant qu'ils sont liés au choc externe). En effet, pour que la taille des filements soit si mince, il faut que les électrons perdent suffisamment rapidement leur énergie (par perte synchrotron) avant d'être advectés loin du choc. On peut donc calculer le champ magnétique en aval du choc, B_d , permettant de confiner les électrons. Il est important de noter que ce champ ne s'apparente pas au champ magnétique résultant de notre ajustement, qui est moyenné sur une région bien plus large correspondant à la coquille observée par H.E.S.S..

Pour le cas de RX J1713.7-3946, la largeur des filaments est de 40'' soit 0.20 pc pour une distance de 1 kpc [102]. Cette largeur observée est environ cinq fois supérieure à la largeur réelle, w_d^{vrai} , dans le cas d'un choc sphérique et d'un profil d'émission exponentiel [123]. Pendant une durée équivalente au temps caractéristique de perte d'énergie des électrons par rayonnement synchrotron $\tau_{1/2}$, ceux-ci vont être advectés en aval du choc à la vitesse V_{choc}/ρ , ρ étant le facteur de compression au choc. Par ailleurs, les électrons peuvent également se propager par diffusion et remplir une région supérieure à celle produite par advection si leur vitesse effective de diffusion par rapport au front du choc est supérieure à V_{choc}/ρ . La résolution de l'équation de transport [156] permet de calculer la largeur de la région où les électrons rayonnent, en notant D_{diff} le coefficient de diffusion :

$$w_d^{\text{vrai}} = \frac{2D_{\text{diff}}\rho}{V_{\text{choc}}} \left[-1 + \sqrt{1 + 4D_{\text{diff}}\rho^2/(V_{\text{choc}}^2\tau_{1/2})} \right]^{-1} \quad (13.1)$$

Il faut noter que la largeur de la région où se propagent les électrons à l'origine de l'émission X de Chandra (2-10 keV) dépend de leur énergie, qui, pour une énergie moyenne de 5 keV, vaut $E_e = (49 \text{ TeV}) \times \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}}\right)^{-1/2}$ [123]. Dès lors, pour cette énergie des électrons, D_{diff} proportionnel à E_e/B_d et $\tau_{1/2}$ proportionnel à $1/(E_e B_d^2)$ peuvent s'écrire respectivement $\beta/B_d^{3/2}$ et $\alpha/B_d^{3/2}$. Cette simplification permet d'obtenir aisément le champ magnétique en aval du choc, B_d , qui permet de confiner les électrons dans la région de largeur réelle w_d^{vrai} :

$$B_d > \left(\frac{2\beta\rho}{w_d^{\text{vrai}} \sqrt{V_{\text{choc}}^2 + 4\frac{\rho^2\beta}{\alpha}} - w_d^{\text{vrai}} V_{\text{choc}}} \right)^{2/3} \quad (13.2)$$

En supposant que la vitesse du choc est de 1800 km s^{-1} [33], on en déduit une limite sur le champ magnétique en aval du choc de $B_d > 100 \mu\text{G}$. Il faudrait alors un facteur de compression au choc supérieur à 10 pour obtenir une aussi forte amplification du champ magnétique, sachant que le champ magnétique moyen s'ajustant aux données multi-longueur d'onde est proche de $8 \mu\text{G}$.

Les flux radio, X, γ ainsi que la morphologie résolue en rayons X semblent donc extrêmement difficiles à reproduire avec un modèle leptonique⁸. Néanmoins, comme nous l'avons précisé auparavant, cette modélisation est simpliste et ne peut donc servir à rejeter de manière inconditionnelle le processus leptonique.

⁸On parle ici de modèle leptonique lorsque les γ sont intégralement produits par diffusion Compton inverse, les autres processus étant négligeables dans le domaine d'énergie de H.E.S.S.. Un modèle hadronique reproduit le signal γ "uniquement" à partir de l'interaction proton-proton.

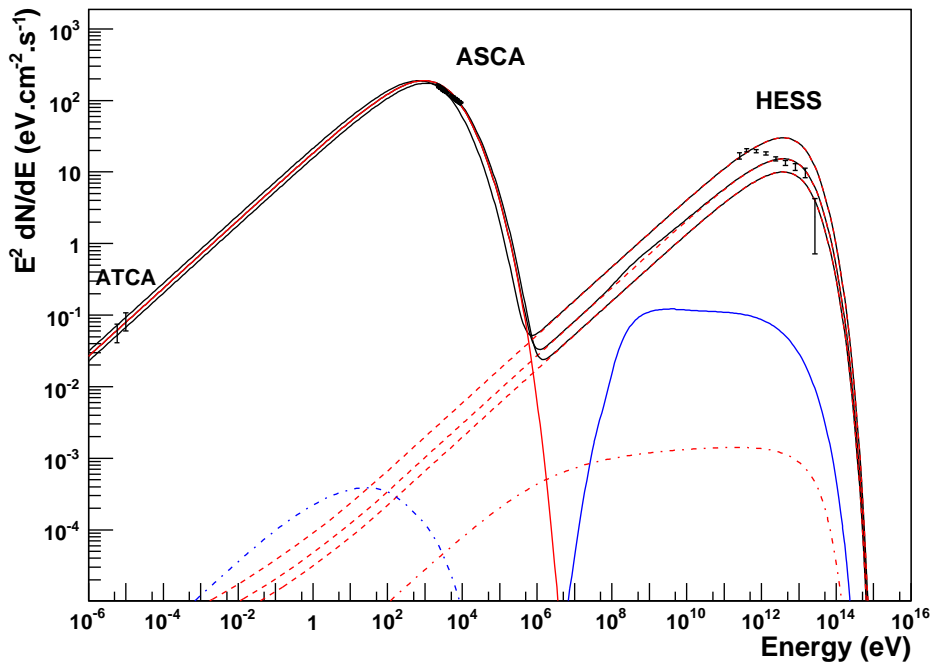


Figure 13.31: Ajustement des données observationnelles du télescope ATCA [102] en radio, ASCA (X) et H.E.S.S. (ce manuscrit) avec un modèle d'émission leptonique, pour le cas du vestige de supernova RX J1713.7-3946. La distribution en énergie des électrons suit une loi de puissance d'indice 2.05 avec une coupure exponentielle à 80 TeV. RX J1713.7-3946 est supposée être âgée de 1600 ans et située à 1 kpc. Trois valeurs de champ magnétique ont été utilisées : $6 \mu\text{G}$, $8 \mu\text{G}$ et $10 \mu\text{G}$. Les facteurs électron/proton estimés pour chacune des valeurs de champ magnétique sont respectivement de : $K_{ep} = 4.8 \times 10^{-3}$, $K_{ep} = 2.4 \times 10^{-3}$ et $K_{ep} = 1.6 \times 10^{-3}$. Les processus suivants ont été pris en compte : synchrotron des électrons primaires (ligne continue rouge), synchrotron des électrons secondaires (ligne tiret-point bleue), interaction proton-proton (ligne continue bleue), diffusion Compton inverse (ligne pointillée rouge) et bremsstrahlung (ligne tiret-point rouge).

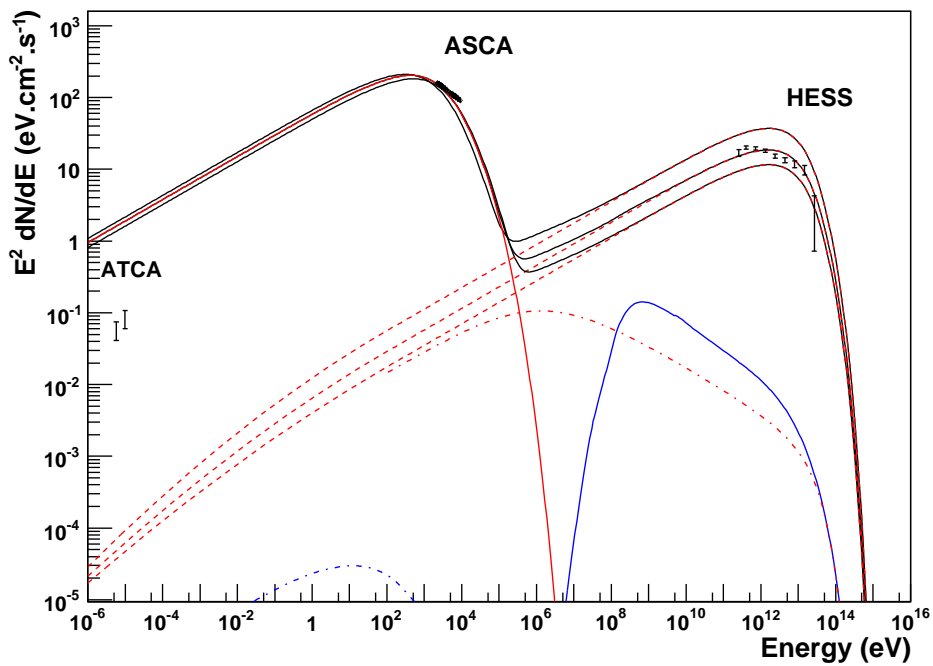


Figure 13.32: Ajustement des données observationnelles du télescope ATCA [102] en radio, ASCA (X) et H.E.S.S. (ce manuscrit) avec un modèle d'émission leptonique, pour le cas du vestige de supernova RX J1713.7-3946. La distribution en énergie des électrons suit une loi de puissance d'indice 2.4 avec une coupure exponentielle à 80 TeV. Les mêmes valeurs de champ magnétique que pour la figure 13.31 ont été appliquées. Les facteurs électron/proton estimés pour chacune des valeurs de champ magnétique sont respectivement de : $K_{ep} = 6.4 \times 10^{-2}$, $K_{ep} = 3.1 \times 10^{-2}$, et $K_{ep} = 2.2 \times 10^{-2}$.

13.7.2 Ajustement des données à partir de protons accélérés

Un ajustement à partir du signal produit par interaction proton-proton a ensuite été appliqué aux données γ . Pour cela, nous avons utilisé une distribution de protons en loi de puissance d'indice 1.98 et présentant une coupure exponentielle à 120 TeV. Notre modèle simple reproduit parfaitement les flux γ estimés à partir des données H.E.S.S.⁹ pour une énergie totale injectée aux protons de 10^{50} erg et une densité ambiante de 1.5 cm^{-3} (figure 13.33). Par ailleurs, il est important de noter que notre ajustement reproduit parfaitement les données du satellite en rayons X ASCA et du radiotélescope ATCA pour un champ magnétique de $35 \mu\text{G}$ et un facteur électron/proton de 5×10^{-4} . Ces résultats sont très similaires à ceux obtenus avec un modèle complet par E. Berezhko et H. Völk [33]. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment (tableau 13.1), l'absence de rayonnement X thermique impose une limite supérieure sur la densité ambiante $n \leq 0.02 \text{ cm}^{-3}$ [42]; de même la très faible intensité en CO mesurée par le télescope NANTEN impose une limite de $n \leq 0.24 \text{ cm}^{-3}$ [67]. Dans ce cas, l'énergie totale injectée dans les protons est $W_p^{tot} \geq 8.5 \times 10^{50}$ erg, soit une efficacité d'accélération supérieure à 85% pour une supernova de 10^{51} erg. Il semble donc difficile de concilier le flux γ observé par H.E.S.S. avec un modèle simple d'émission par interaction proton-proton. Cependant, le vestige de supernova RX J1713.7-3946 est situé dans une région comportant des nuages moléculaires très denses : les particules accélérées, en possible interaction avec les nuages moléculaires, sont alors susceptibles de modifier fortement la structure du choc [111]. Par ailleurs, les densités très faibles estimées par les données X et radio suggèrent que l'explosion de supernova a eu lieu dans une bulle créée par le vent de l'étoile progénitrice [42] : dans ce cas, la densité au sein du vestige de supernova peut être extrêmement ténue. La taille des bulles créées par le vent stellaire d'une étoile massive dépend de la densité du milieu : pour RX J1713.7-3946 la bulle pourrait avoir été comprimée par la haute densité des nuages moléculaires. C'est dans ce cadre que se place une étude récente de E. Berezhko et H. Völk [33] : ils proposent ainsi que l'onde de choc se propage actuellement dans une bulle dont la densité augmente de façon exponentielle. L'utilisation d'un modèle complet leur permet alors de rendre compte de l'ensemble des données observationnelles pour une efficacité d'accélération de 18% (pour une supernova de 10^{51} erg) et une densité du milieu de la forme :

$$n = 0.008 + 1.1 \left(r / (10 \text{ pc}) \right)^{12} \text{ cm}^{-3}$$

où r est la distance au centre du vestige de supernova.

Nous n'avons donc pas de conclusion définitive mais il faut souligner que les données γ de H.E.S.S. apportent de nouvelles contraintes très fortes. Par ailleurs, la différence de flux attendu au niveau du GeV par le processus leptonique (figures 13.31 et 13.32) et par le processus hadronique (figure 13.33) est un point remarquable. Les résultats dans ce domaine d'énergie (par exemple avec GLAST) seront donc capitaux pour aider à la discrimination entre processus leptonique et processus hadronique.

⁹Il faut noter que les limites supérieures imposées par EGRET sont peu contraignantes dans notre cas puisqu'elles sont de l'ordre de $40 \text{ eV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à 1 GeV, i.e supérieures au flux prédit.

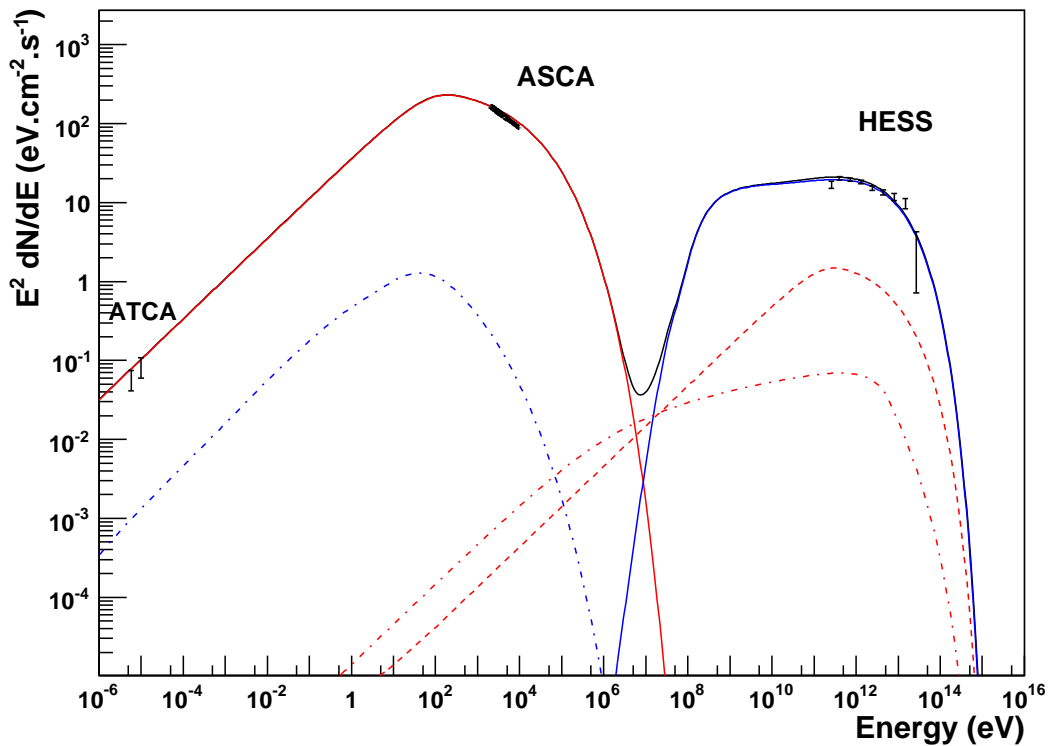


Figure 13.33: Ajustement des données observationnelles γ de HESS (ce manuscrit) avec un modèle d'émission par interaction proton-proton. Pour cet ajustement nous avons utilisé une distribution de proton en loi de puissance d'indice 1.98, d'énergie de coupure à 120 TeV et un facteur électron/proton de 5×10^{-4} . La densité du milieu est de 1.5 cm^{-3} , le champ magnétique vaut $35 \mu\text{G}$. Les lignes rouges correspondent aux électrons, les bleues aux protons. Les processus suivants ont été pris en compte : synchrotron des électrons primaires (ligne continue rouge), synchrotron des électrons secondaires (ligne tiret-point bleue), interaction proton-proton (ligne continue bleue), diffusion Compton inverse (ligne pointillée rouge) et bremsstrahlung (ligne tiret-point rouge). La ligne noire reproduit le signal total prédit par l'ajustement.

CHAPITRE

14

RX J0852.0-4622 (Vela Junior)

Sommaire

| | |
|--|------------|
| 14.1 Une source peu connue | 209 |
| 14.2 Les observations effectuées par H.E.S.S. en 2004 | 211 |
| 14.3 Analyse morphologique | 212 |
| 14.4 Analyse spectrale | 214 |
| 14.5 Étude multi-longueur d’onde | 218 |
| 14.5.1 Comparaison avec les données X | 218 |
| 14.5.2 Observations radio | 218 |
| 14.5.3 Observations de la raie radio de la molécule CO | 224 |
| 14.6 Électrons ou protons ? | 224 |
| 14.6.1 Vers une contrainte des paramètres du vestige de supernova | 224 |
| 14.6.2 Ajustement des données avec un modèle de processus d’émission | 237 |

14.1 Une source peu connue

RX J0852.0-4622 est un vestige de supernova récemment découvert de manière inattendue par le satellite ROSAT¹ [19] : en effet, il est situé sur la même ligne de visée que le vestige de supernova Vela, très étendu. La découverte de RX J0852.0-4622 est due à la restriction aux données ROSAT d’énergie supérieure à 1.3 keV, où le signal de RX J0852.0-4622 domine l’émission thermique de Vela. La figure 14.1 à droite présente l’image de RX J0852.0-4622 obtenue avec ROSAT : cette “petite” structure possède néanmoins un diamètre de 2°, soit quatre fois la taille du Soleil dans le

¹Le lecteur désirant de plus amples informations sur les expériences citées dans ce chapitre ce reportera à l’Annexe C

ciel ! La morphologie du vestige de supernova est circulaire et présente des régions plus brillantes au Nord-Ouest, à l'Ouest et au Sud-Est de la coquille, bien visibles sur l'image fournie par le satellite ASCA (figure 14.2). La nature totalement non-thermique de l'émission X observée sur ce vestige de supernova le place dans le groupe très restreint auquel RX J1713.7-3946 appartient également. La distribution en énergie du signal est bien décrite par une loi de puissance d'indice ~ 2.6 [19].

La distance et l'âge de RX J0852.0-4622 sont extrêmement controversés et, contrairement au vestige de supernova RX J1713.7-3946, cette question n'est toujours pas résolue (au moment de la rédaction de ce manuscrit). À partir de la détection par COMPTEL d'une raie d'émission du ^{44}Ca , produit dans la chaîne de désintégration $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ caractérisée par le temps de vie de 90 ans du ^{44}Ti , Iyudin et ses collaborateurs [90] ont proposé une distance très proche ; par la suite, B. Aschenbach et al. [20] ont calculé une distance de ~ 200 pc et un âge de 680 ans en se basant sur le taux de ^{44}Ti . Cependant, la signification du signal en ^{44}Ca a été remise en question lors de la réanalyse des mêmes données COMPTEL par l'un des collaborateurs d'A.F. Iyudin et B. Aschenbach [135]. L'émission en Sc-K à 4 keV est aussi très controversée : elle a été mise en évidence à partir des données du détecteur SIS0 d'ASCA [151] mais n'a pas été confirmée avec les données du SIS1 [138], tandis que A.F. Iyudin a obtenu une détection à un niveau de confiance de 4σ avec les données du satellite XMM-Newton [91]. Par ailleurs, l'analyse spectrale des données des satellites ASCA et XMM-Newton conduit à la détermination d'une densité de colonne en hydrogène significativement plus importante que celle du vestige de supernova Vela (située à ~ 290 pc [56]). Slane [138] en déduit alors que la distance de RX J0852.0-4622 doit être largement supérieure à 200 pc, tout en étant inférieure à la distance du "Vela Molecular Ridge" (1-2 kpc). Si cette dernière condition n'était pas respectée, la densité en nuages moléculaires, mise en relief par les données radio de la raie de la molécule de CO, conduirait à des variations de densité de colonne (déterminée par analyse spectrale) beaucoup plus fortes que ce qui est observé. Une nouvelle estimation de l'âge et de la distance du vestige de supernova a été récemment proposée par Bamba et ses collaborateurs, à partir des données très précises du satellite Chandra mettant en relief des filaments très fins au niveau de la coquille Nord-Ouest (figure 14.3) [29]. En utilisant une relation empirique entre la largeur des filaments [28], la fréquence de coupure du spectre synchrotron et l'âge du vestige de supernova, ils en déduisent une distance de 330 (260-500) pc et un âge de 660 (420-1400) ans.

Les observations effectuées avec le satellite ROSAT [19] ont suggéré que la source CXOU J085201.4-461753 au centre de RX J0852.0-4622 est associée au vestige de supernova. Cette hypothèse a été ensuite confirmée par les observations du satellite Chandra [93], suggérant que cet objet soit une étoile à neutrons. La densité de colonne déterminée à partir de l'analyse spectrale des données de Chandra est largement plus élevée que celle calculée pour le vestige de supernova Vela, favorisant ainsi l'hypothèse d'un vestige de supernova RX J0852.0-4622 lointain comme proposé par P. Slane.

Enfin, l'absence d'émission thermique en X impose des limites sur la densité du milieu ambiant. En effet, à des températures de l'ordre de 10^7 K, le gaz est largement ionisé et le rayonnement vient de l'interaction entre les électrons libres et les protons libres : c'est le bremsstrahlung thermique. L'émissivité est alors directement proportionnelle à $T^{1/2} n_0^2$ (le lecteur désirant plus d'informations se reportera en Annexe D) : une limite supérieure sur le flux fournit donc une limite supérieure sur la densité n_0^2 . Ainsi, Slane a estimé une limite supérieure de cette densité n_0 : $n_0 < 2.9 \times 10^{-2} (D/1 \text{ kpc})^{-1/2} f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$, avec D la distance du reste de supernova et f la fraction émettrice de la sphère délimitant la source. En supposant que la région émettrice équivaut

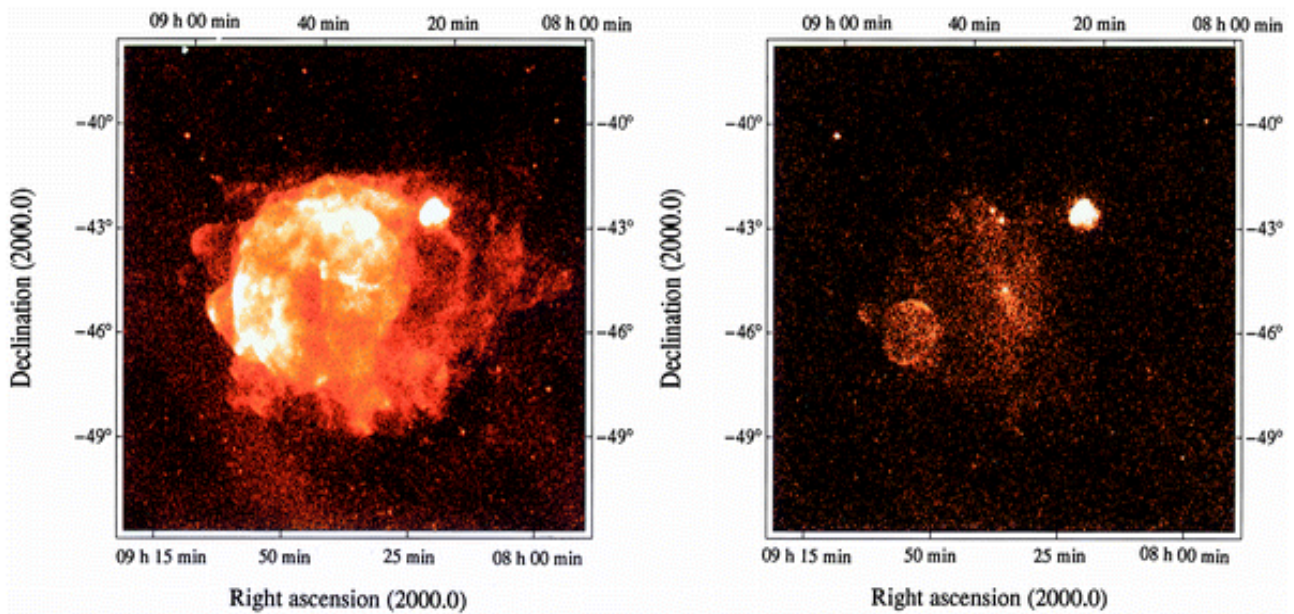


Figure 14.1: Images obtenues par le satellite ROSAT [19]. La carte de gauche a été obtenue en utilisant l'ensemble des données tandis que la carte de droite provient des événements d'énergie supérieure à 1.3 keV. On discerne sur cette dernière le vestige de supernova RX J0852.0-4622 (Vela Junior) en bas à gauche, Puppis A en haut à droite et l'objet central de Vela au centre.

à 10% du volume global de RX J0852.0-4622, on peut calculer une limite de $9.17 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$ à 1 kpc et 0.2 cm^{-3} à 200 pc. Ces valeurs très faibles (la densité moyenne dans la Galaxie étant de 1 cm^{-3}) font immédiatement penser au cas du vestige de supernova RX J1713.7-3946 et pourraient impliquer un mécanisme d'explosion d'une étoile massive dans une bulle créée par le vent de l'étoile progénitrice [138].

Il reste donc de nombreuses incertitudes sur la distance et l'âge de RX J0852.0-4622 : cette source pourrait aussi bien être jeune, très proche (~ 250 pc) et peut-être en interaction avec le vestige de supernova Vela, que très lointaine (~ 1 kpc).

14.2 Les observations effectuées par H.E.S.S. en 2004

Le vestige de supernova RX J0852.0-4622 a été observé avec le système complet constitué de quatre télescopes durant 33 heures, pendant les mois de Décembre 2003 à Mai 2004. Après sélection des observations de bonne qualité, il reste 21 heures de données utilisables, prises à des angles zénithaux variant entre 20° et 50° , avec une moyenne de 30° . Les observations ont été effectuées en mode de "pointé décalé", ce qui permet notamment d'utiliser la région miroir de la région source par rapport au centre de la caméra pour estimer le fond hadronique, lorsque les décalages sont bien choisis. Cependant, RX J0852.0-4622 est la source la plus étendue détectée par H.E.S.S. à ce jour, et avec son diamètre de 2° , il n'est pas facile de trouver des décalages qui permettent l'utilisation d'une région "miroir" mais également de contenir entièrement la source dans le champ de vue, d'avoir une couverture homogène du vestige de supernova et de ne pas dégrader les performances de l'analyse (on a vu au chapitre III que la résolution angulaire et la résolution en énergie dépendent du décalage de pointé dans la caméra). Les observations sont donc très variables ce qui n'a pas simplifié la tâche d'analyse : $\pm 0.7^\circ$, $\pm 1.1^\circ$ en déclinaison et en ascension droite, et d'autres observations à $\pm 0.5^\circ$ en ascension

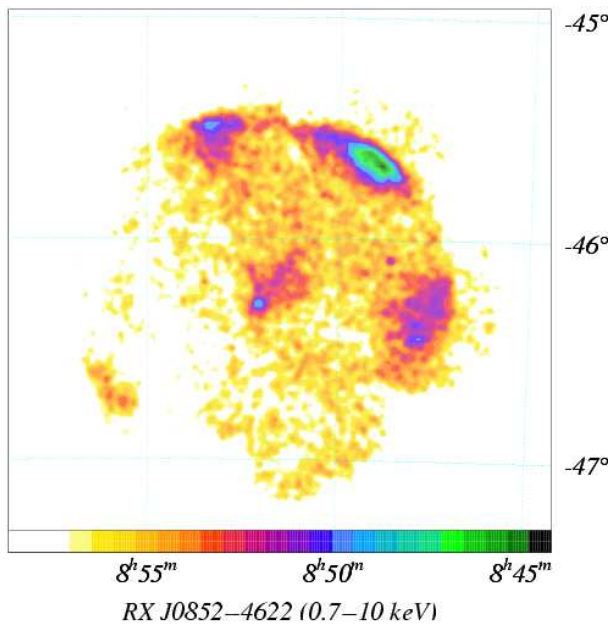


Figure 14.2: Image du vestige de supernova RX J0852.0-4622 obtenue avec le satellite ASCA [138] pour les énergies comprises entre 0.7 et 10 keV.

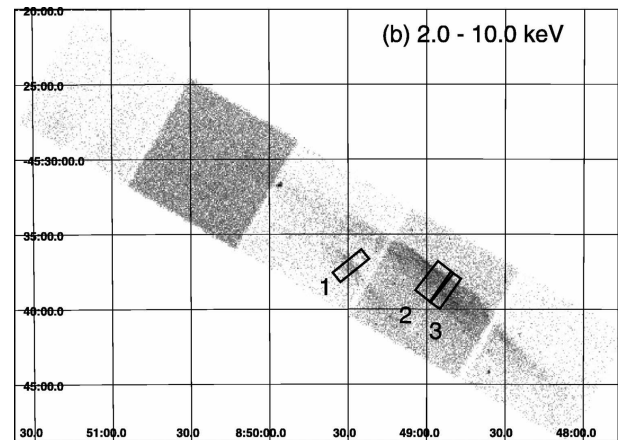


Figure 14.3: Image de la coquille Nord-Ouest du vestige de supernova RX J0852.0-4622 obtenue avec le satellite Chandra [29] dans la bande d'énergie 2-10 keV.

droite et $\pm 1.0^\circ$ en déclinaison. La figure 14.4 représente la carte d'exposition de RX J0852.0-4622 exprimée en nombre d'heures équivalentes à observer au zénith et au centre de la caméra un point du champ de vue : la sensibilité est supérieure à 90% sur un rayon de 1.2° , légèrement supérieur au rayon angulaire de RX J0852.0-4622, montrant ainsi l'homogénéité en efficacité du champ de vue malgré les conditions d'observations variables. La figure 14.5 résume les différentes positions d'observation utilisées.

14.3 Analyse morphologique

Le Modèle 3D a été utilisé afin d'analyser les données après étalonnage (chapitre 8.5.2) et nettoyage des images. Les cartes du ciel ainsi obtenues ont ensuite été soumises à une soustraction du fond à partir de la méthode des poids définie au chapitre 11.3.3. Cette méthode est parfaitement adaptée à une telle étude étant donnée l'extension de la source (2° de diamètre) ainsi que sa position dans le plan galactique impliquant une contribution non négligeable de γ provenant d'autres sources à l'intérieur du même champ de vue. La taille des pixels utilisés dans cette étude est de $0.05^\circ \times 0.05^\circ$; par ailleurs, afin de réduire les fluctuations statistiques inférieures à la résolution angulaire, un lissage à partir d'une gaussienne d'écart-type 0.06° a été effectué pour produire les images finales. Lors de ce lissage, le contenu de chacun des pixels, pondéré par une fonction gaussienne de 0.06° d'écart standard, est sommé à celui de ses proches voisins. Les unités ne correspondent donc plus à des nombres de γ .

La figure 14.6 présente la carte du ciel γ de $4^\circ \times 4^\circ$ autour de RX J0852.0-4622, après soustraction du fond. Aucune coupure n'a été faite ici, ni sur la largeur réduite, ni sur le nombre de télescopes permettant ainsi de garder une statistique importante. Le nombre total de γ dans la région source²

²La région source est définie par un cercle de rayon 1° centrée sur la position ($\alpha_{J2000} = 8h52m$, $\delta_{J2000} = -46^\circ 22'$).

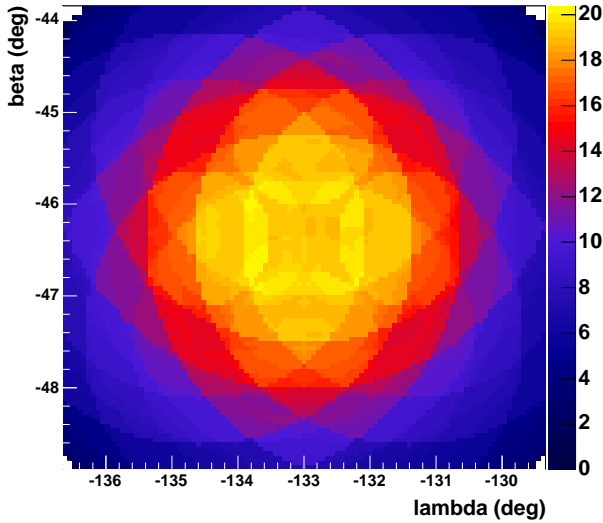


Figure 14.4: Carte d'exposition du champ de vue de RX J0852.0-4622 exprimée en nombre d'heures passées à observer au zénith et au centre de la caméra un point du champ de vue.

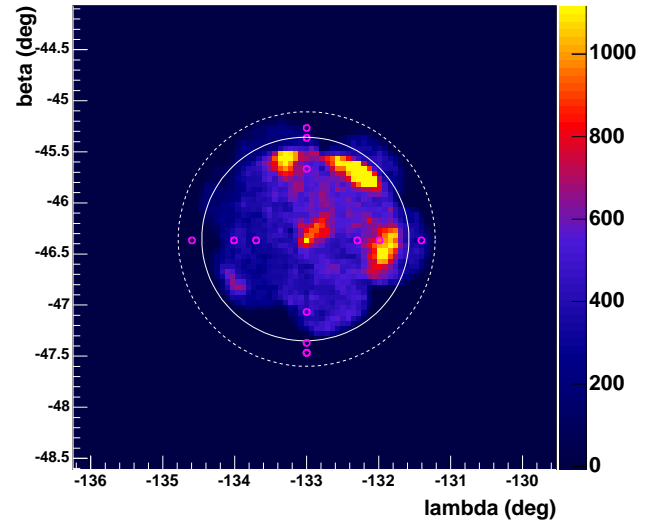


Figure 14.5: Image du vestige de supernova RX J0852.0-4622 obtenue à partir des données du satellite ASCA. Les points roses correspondent aux douze positions de pointé utilisées lors des observations avec le système H.E.S.S., tandis que le cercle continu correspond à la région "source" utilisée pour l'analyse spectrale. Le cercle pointillé dénote la région où l'efficacité de détection est supérieure à 90%.

est de ~ 6000 avec une signification de 18σ . Cependant, nous avons vu au chapitre III que les performances de l'analyse, notamment en terme de résolution angulaire, dépendent fortement du nombre de télescopes voyant un événement. Ainsi, une coupure sur la multiplicité en télescopes $n_T \geq 3$ permet d'obtenir une carte plus précise du vestige de supernova, présentée sur la figure 14.7. Cette carte est compatible avec celle obtenue en gardant tous les événements, mais avec une meilleure résolution spatiale. La morphologie ressortant de ces deux cartes présente une coquille très mince de 1° de rayon externe, caractérisée par des zones brillantes dans les régions Nord, Nord-Ouest et Sud-Est. La forme parfaitement circulaire de la coquille, bien que l'émission de la région Sud est plus diffuse, est aussi un point remarquable. Cette morphologie ressemble fortement à l'image produite par une coquille dont l'émission serait totalement homogène. Afin d'étudier les effets de projection d'une source 3D en une image 2D, un modèle géométrique a été utilisé et comparé aux données, comme on l'a vu précédemment pour le vestige de supernova RX J1713.7-3946. Les profils radiaux (i.e nombre d'événements en fonction de la distance au centre du vestige ($\alpha_{J2000} = 8\text{h}52\text{m}$, $\delta_{J2000} = -46^\circ 22'$)) obtenus avec le modèle géométrique pour différentes valeurs de largeur de coquille sont alors ajustés sur ceux des données de H.E.S.S. pour la partie Nord de la source (déclinaison supérieure à -46.3°), où une coquille fortement émissive apparaît nettement. L'unique paramètre de cet ajustement est le rayon externe de la coquille. La figure 14.8 montre que les données H.E.S.S. sont très bien reproduites par le modèle géométrique. Il est remarquable de noter la finesse de la coquille permettant de s'ajuster aux données : elle est égale à 18.3% du rayon du vestige de supernova et comprise entre 12.5% et 22.5% à 95% de confiance. L'émission du vestige de supernova provient donc d'une coquille significativement plus fine que celle observée dans le cas du vestige de supernova

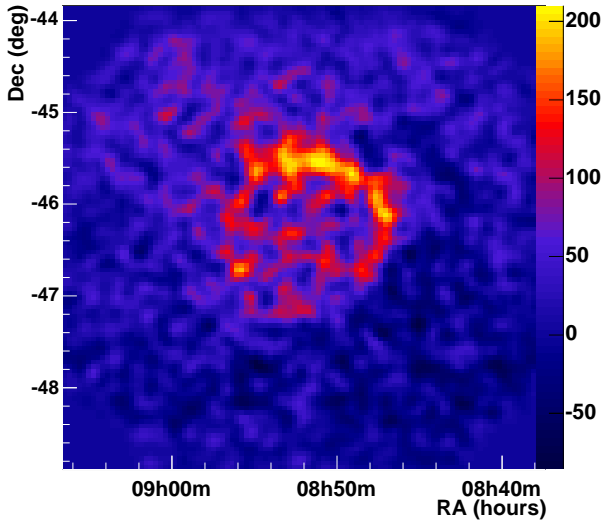


Figure 14.6: Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622, lissée avec une gaussienne de 0.06° de déviation standard (unités arbitraires). Aucune coupure n'a été utilisée pour obtenir cette carte.

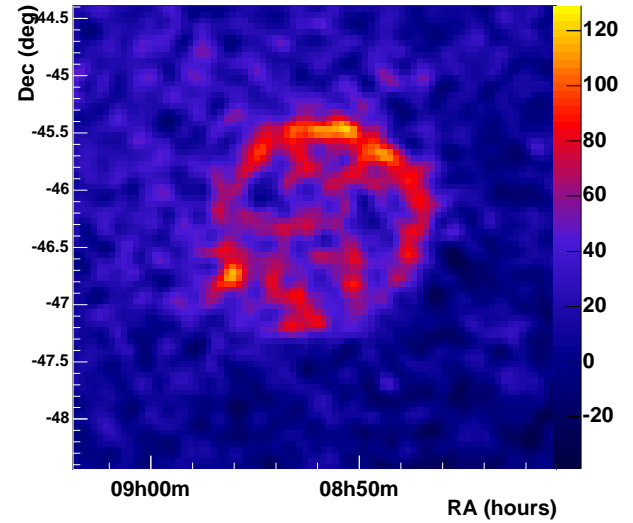


Figure 14.7: Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622, lissée avec une gaussienne de 0.06° de déviation standard (unités arbitraires). Seuls les événements vus par trois ou quatre télescopes ont été gardés permettant d'obtenir une meilleure résolution angulaire.

RX J1713.7-3946. Cet effet peut être dû à une interaction avec les nuages moléculaires dans le cas unique de RX J1713.7-3946.

Une étude morphologique dans deux intervalles différents en énergie ($E < 0.5$ TeV et $E > 0.5$ TeV) a également été effectuée. Cette étude est complémentaire de l'analyse spectrale spatialement résolue, qui ne peut malheureusement pas être faite ici en raison de la statistique trop faible dans chacune des zones du vestige de supernova. Si le spectre d'émission variait d'une région à l'autre de la source, nous devrions obtenir des différences de morphologie en divisant notre lot de données en deux intervalles en énergie. Les figures 14.9 et 14.10 montrent des morphologies très similaires dans ces deux lots. Par ailleurs, les profils radiaux 14.11 sont compatibles avec celui obtenu en gardant l'ensemble des événements. Il n'y a donc pas de variation morphologique significative avec l'énergie.

14.4 Analyse spectrale

Pour l'analyse spectrale, la région "source" est définie par un cercle de 1° de rayon centré sur la position ($\alpha_{J2000} = 8h52m$, $\delta_{J2000} = -46^\circ 22'$). Comme on l'a vu pour l'analyse du vestige de supernova RX J1713.7-3946 au chapitre 13.7.2, la contrainte directionnelle est perdue lors de l'analyse d'une source étendue, ce qui conduit à une légère dégradation de la résolution en énergie. On peut toutefois améliorer cette dernière en se restreignant aux événements de multiplicité supérieure ou égale à 3 : cette coupure a été utilisée ici afin de confirmer le spectre obtenu en gardant l'ensemble des événements.

Les autres coupures employées sont similaires à celles utilisées pour l'analyse du vestige de supernova RX J1713.7-3946 :

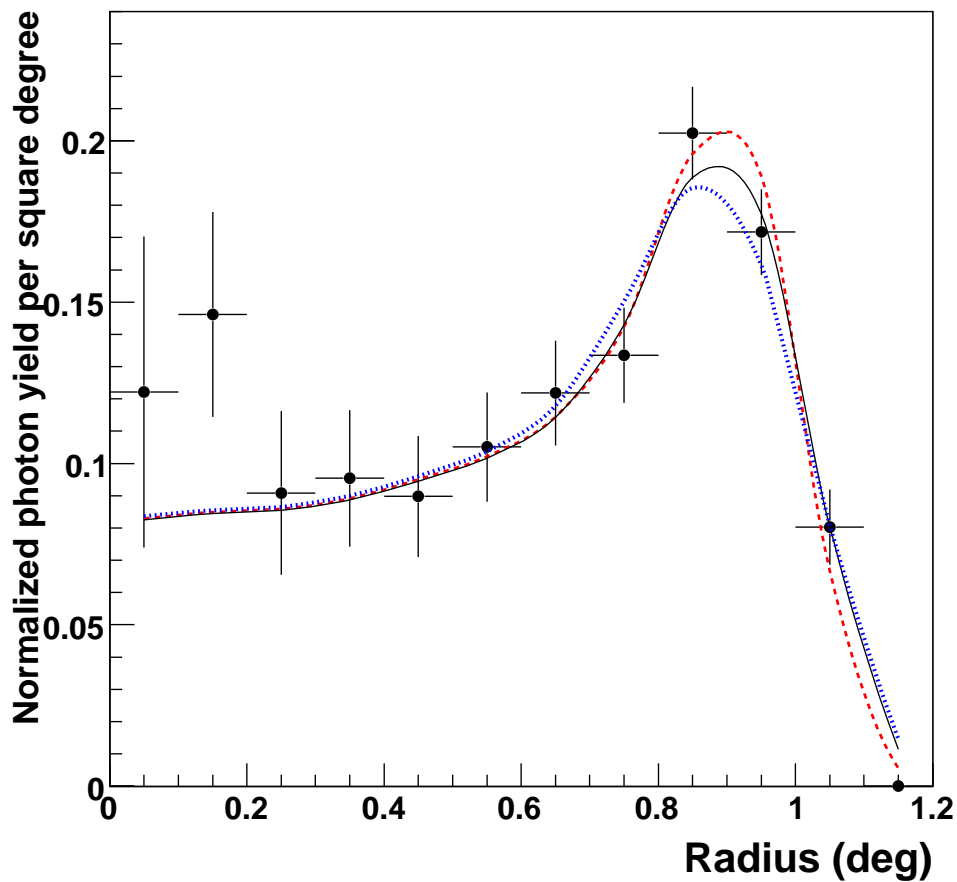


Figure 14.8: Profils radiaux à partir du centre du vestige de supernova ($\alpha_{J2000} = 8h52m$, $\delta_{J2000} = -46^{\circ}22'$) pour trois épaisseurs de la coquille comparées aux données de H.E.S.S. (croix noires) pour la région Nord. Le profil bleu pointillé a été obtenu avec une épaisseur de 22.5% du rayon du vestige de supernova, le tireté rouge pour 12.5% et la ligne noire avec 18.3%. Tous ces histogrammes ont été renormalisés de telle sorte que l'intégrale entre 0.3° et 1.2° soit égale à l'unité, afin de permettre une comparaison directe.

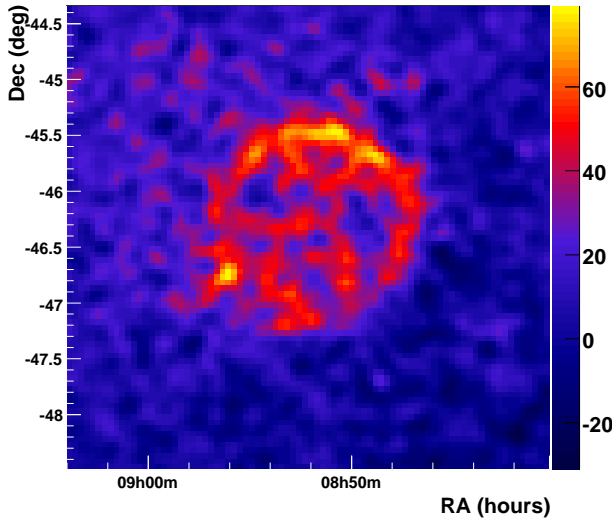


Figure 14.9: Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622 lissée avec une gaussienne de 0.06° d'écart standard (unités arbitraires). Seuls les événements d'énergie inférieure à 500 GeV et déclenchant au moins trois télescopes ont été acceptés.

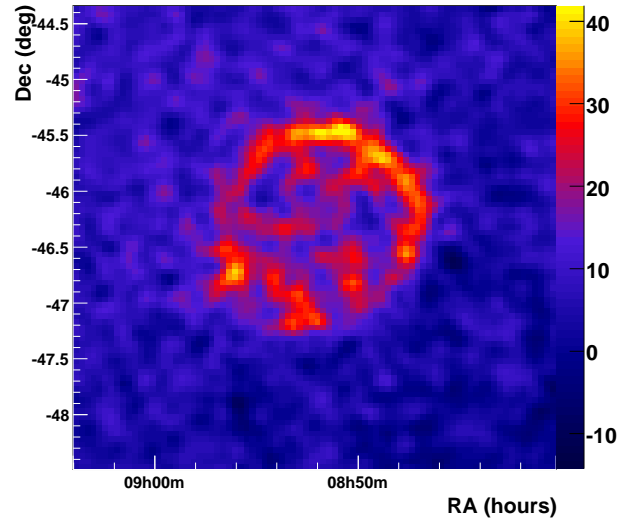


Figure 14.10: Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622 lissée avec une gaussienne de 0.06° d'écart standard (unités arbitraires). Seuls les événements d'énergie supérieure à 500 GeV et déclenchant au moins trois télescopes ont été acceptés.

- une coupure en intensité de l'image à 80 photoélectrons, pour limiter les effets de la luminosité du fond de ciel, accrue dans le plan galactique.
- une coupure en largeur réduite à $\omega \leq 2 \times 10^{-3}$. Nous sélectionnons les événements "ON" dans la région "source" et les "OFF" dans la région-miroir, symétrique de la source par rapport au centre de la caméra. Une distance minimale de 0.1° entre les régions "source" et "OFF" est exigée, ce qui nous restreint aux données de décalage de pointé supérieur à 1.05° : le temps total utile est alors de 11 heures.

Le spectre est ensuite calculé à partir de la méthode explicitée au chapitre 10.5.

Le spectre obtenu s'étend de 300 GeV à 20 TeV ; l'ajustement d'une loi de puissance $dN/dE = N_0 (E/\text{TeV})^{-\Gamma}$, par maximum de vraisemblance, fournit un flux intégral au-dessus de 1 TeV de $(15.2 \pm 0.7_{\text{stat}} \pm 3.2_{\text{syst}}) \times 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et un indice spectral de $2.24 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.15_{\text{syst}}$. L'erreur systématique de 0.15 est principalement due aux effets atmosphériques (variation de transparence, et en quantité d'absorbeurs, diffuseurs...). Les données utilisées ici portent sur une statistique largement supérieure aux observations précédentes, prises en 2003 (3 heures de données utilisables), lors de la détection de RX J0852.0-4622 [15]. Néanmoins, les nouveaux résultats (figure 14.12) sont tout à fait compatibles avec ceux publiés en 2005 avec un indice légèrement plus élevé (avec un niveau de signification de 2σ) : l'indication de courbure à haute énergie peut en être la cause. Pour confirmer ce spectre, nous avons fait deux nouvelles analyses spectrales : la première en se restreignant aux données de multiplicité en nombre de télescopes supérieure ou égale à trois, et la deuxième sans restriction en multiplicité mais en ne gardant que les observations d'angles zénithaux inférieurs à 40° . Les résultats présentés sur la figure 14.13 sont très similaires tant du point de vue des valeurs de flux et d'indice spectral que de l'indication de courbure pour les énergies supérieures à 5 TeV. On peut avoir une idée des erreurs systématiques dues à la méthode d'analyse en comparant les résultats de plusieurs d'entre

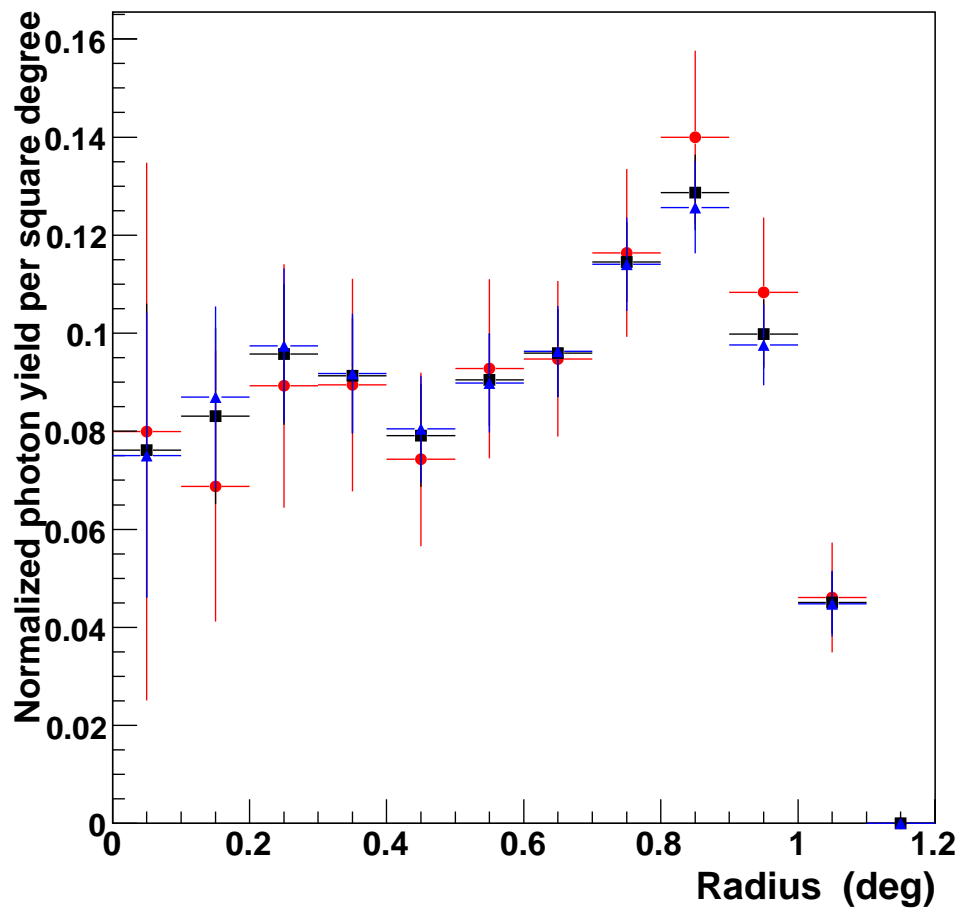


Figure 14.11: Comparaison des profils radiaux obtenus pour trois lots de données : les carrés noirs correspondent au profil radial obtenu en gardant l'ensemble des événements, les cercles représentent les énergies supérieures à 500 GeV et les triangles les énergies inférieures à 500 GeV. Les trois histogrammes ont été normalisés à l'unité afin de permettre une comparaison directe.

elles ; deux autres groupes de la collaboration H.E.S.S. ont donc effectué une analyse spectrale de cette source étendue. La figure 14.14 présente une comparaison de ces deux nouveaux résultats avec ceux provenant de l'analyse Modèle 3D : le premier a été obtenu en utilisant la méthode d'analyse dit des "moments réduits" (vu au chapitre III) et la méthode de "miroir" pour estimer le fond, tandis que le deuxième est toujours basé sur la même méthode d'analyse mais le fond hadronique est estimé à partir de données "OFF". Tous les spectres sont compatibles entre eux et présentent une indication de courbure à haute énergie, validant ainsi les résultats obtenus par notre première étude.

14.5 Étude multi-longueur d'onde

14.5.1 Comparaison avec les données X

La figure 14.15 présente l'image γ obtenue par H.E.S.S. sur laquelle les contours en luminosité X (provenant des observations du satellite ROSAT) ont été superposés. La morphologie globale résolue au TeV est très similaire à celle observée dans le domaine des X^3 : les contours du vestige de supernova s'ajustent parfaitement dans les deux domaines d'énergie et les régions brillantes au Nord et au Sud de la coquille sont parfaitement visibles. Le coefficient de corrélation entre les données X et γ , calculé pour des pixels de $0.2^\circ \times 0.2^\circ$, vaut 0.60 et il est compris entre 0.54 et 0.67 à 95% de confiance. Une comparaison avec les données ASCA, qui ne couvrent malheureusement pas l'ensemble du vestige de supernova (la région Sud-Est étant peu observée), donne des résultats similaires. Les données de ROSAT, ASCA et H.E.S.S. ont ensuite été comparées dans six régions différentes, définies sur la figure 14.17, afin d'obtenir des résultats plus quantitatifs. Les profils radiaux ont été calculé dans chacun des six secteurs. Une taille de pixel de 0.1° a été utilisée pour cette étude : cette valeur, légèrement plus grande que la résolution angulaire des trois instruments, permet de comparer leurs données de façon directe. Le résultat de cette étude est présenté sur la figure 14.16 ; il faut noter sur cette figure qu'en raison de la couverture incomplète du vestige de supernova dans les régions 4, 5 et 6, les données ASCA ne sont pas utilisables pour des distances supérieures à 0.7° . Lorsque ce point est pris en compte, un très bon accord est visible entre les différents profils dans les six régions. Une différence entre les X et les γ semble apparaître pour le secteur 3 pour lequel un pic est seulement visible pour les données H.E.S.S..

En raison des observations incomplètes du satellite ASCA et de la "pollution" des données ROSAT par l'émission thermique du vestige de supernova Vela, une conclusion plus quantitative, concernant notamment les limites des émissions X et γ , ne peut être fournie ici.

14.5.2 Observations radio

Des observations du vestige de supernova RX J0852.0-4622 ont également été effectuées en Novembre 1999 avec le télescope ATCA à 1384 et 2496 MHz. Ces données, qui sont les plus précises ($120''$ de résolution spatiale) dans cette gamme d'énergie, ont été analysées par l'équipe de M. Filipovic avec laquelle nous avons collaboré pour cette étude [65]. Les figures 14.18 et 14.19 sont des mosaïques obtenues à partir de 110 positions de pointé différentes, pour des fréquences de 1384 et 2496 MHz. L'image est légèrement polluée par l'émission provenant de la source brillante en radio CTB 31 (RCW 38).

Une forte similarité avec l'image γ (figure 14.7) est nettement visible. La morphologie globale est non seulement très proche de celle résolue par H.E.S.S., mais certaines caractéristiques présentes en

³Rappelons que le domaine d'étude du satellite ROSAT couvre les énergies de 0.1 à 2.5 keV.

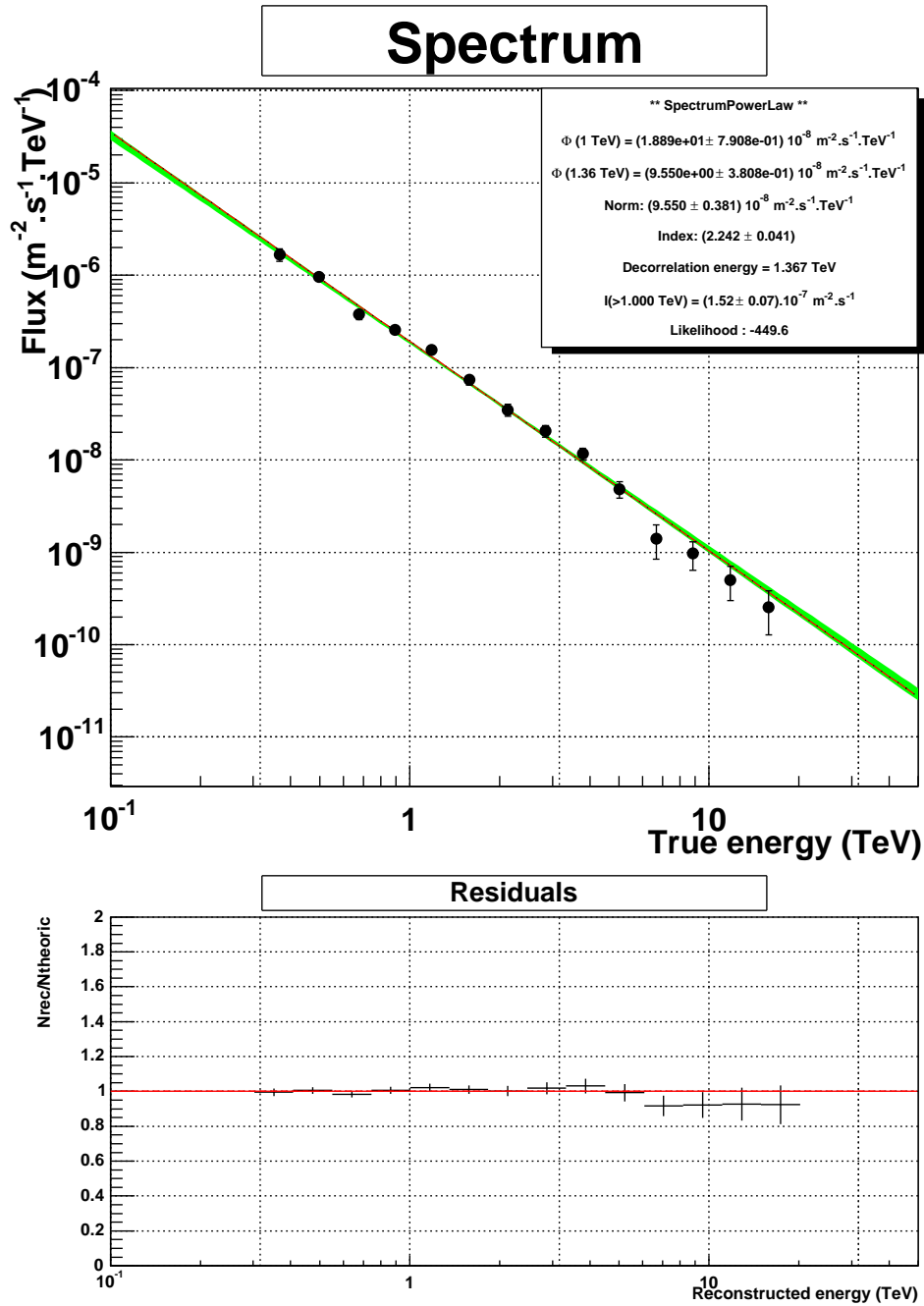


Figure 14.12: Spectre différentiel de RX J0852.0-4622. La région ombrée verte représente le contour de confiance à 1σ (erreur statistique seulement) sur le flux, dans l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance.

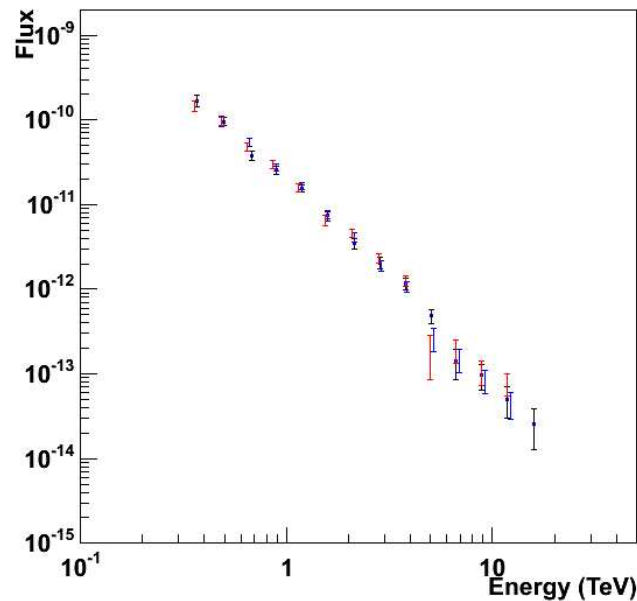


Figure 14.13: Comparaison de trois spectres obtenus avec le Modèle 3D et la région symétrique de la zone “source” par rapport au centre de la caméra pour estimer le fond, pour des lots de données différents. Les points noirs proviennent de l’ensemble des données de RX J0852.0-4622 ; les points rouges correspondent aux angles zénithaux d’observation inférieurs à 40° ; enfin, les points bleus ont été obtenus en se restreignant aux événements de multiplicité supérieure ou égale à trois.

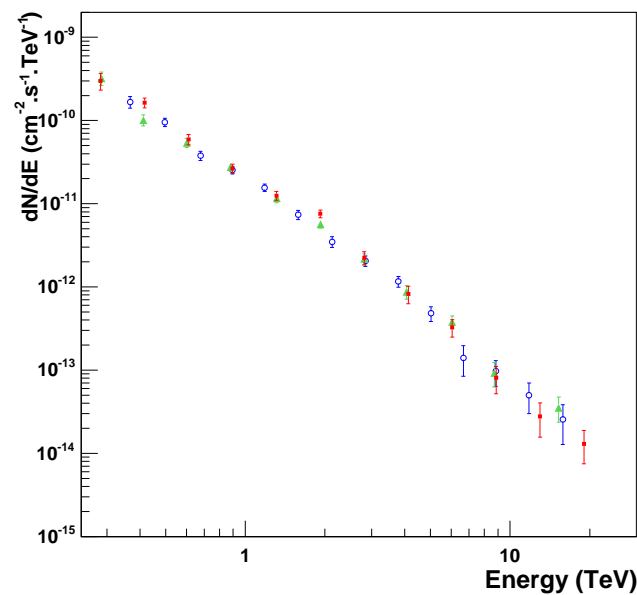


Figure 14.14: Comparaison de trois spectres obtenus à partir d’une autre méthode d’analyse et/ou d’une autre méthode d’estimation du fond, afin d’évaluer les erreurs systématiques de cette analyse. Les cercles vides bleus représentent le spectre obtenu avec le Modèle 3D et la région symétrique de la zone “source” par rapport au centre de la caméra pour estimer le fond. Les carrés rouges correspondent au spectre provenant de la méthode d’analyse dite des “moments réduits” avec la même estimation du fond. Enfin, le spectre aux triangles verts a été obtenu avec la méthode d’analyse des “moments réduits” mais en utilisant des données “OFF” pour estimer le fond.

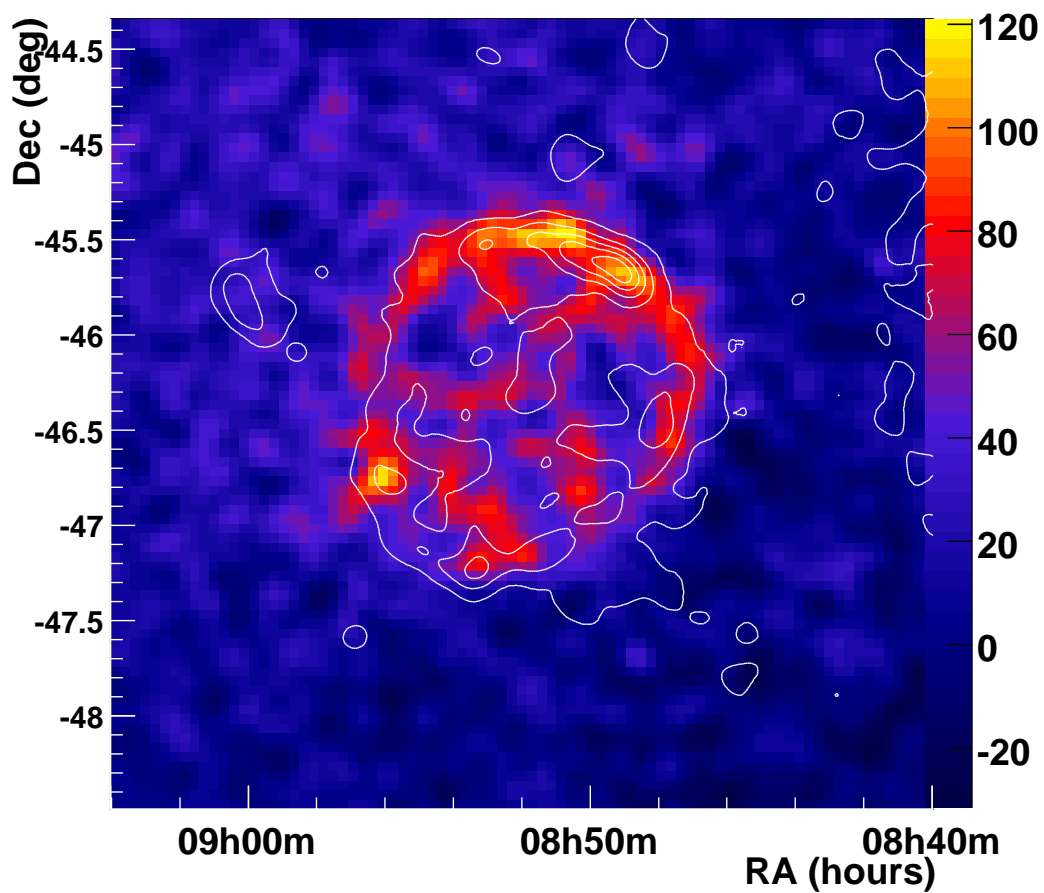


Figure 14.15: Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622, lissée avec une gaussienne de 0.06° de déviation standard (unités arbitraires). Les lignes blanches correspondent aux contours en luminosité X provenant des observations du satellite ROSAT pour les énergies supérieures à 1.3 keV (également lissée avec une gaussienne de 0.06° de déviation standard, permettant ainsi une comparaison directe des deux images).

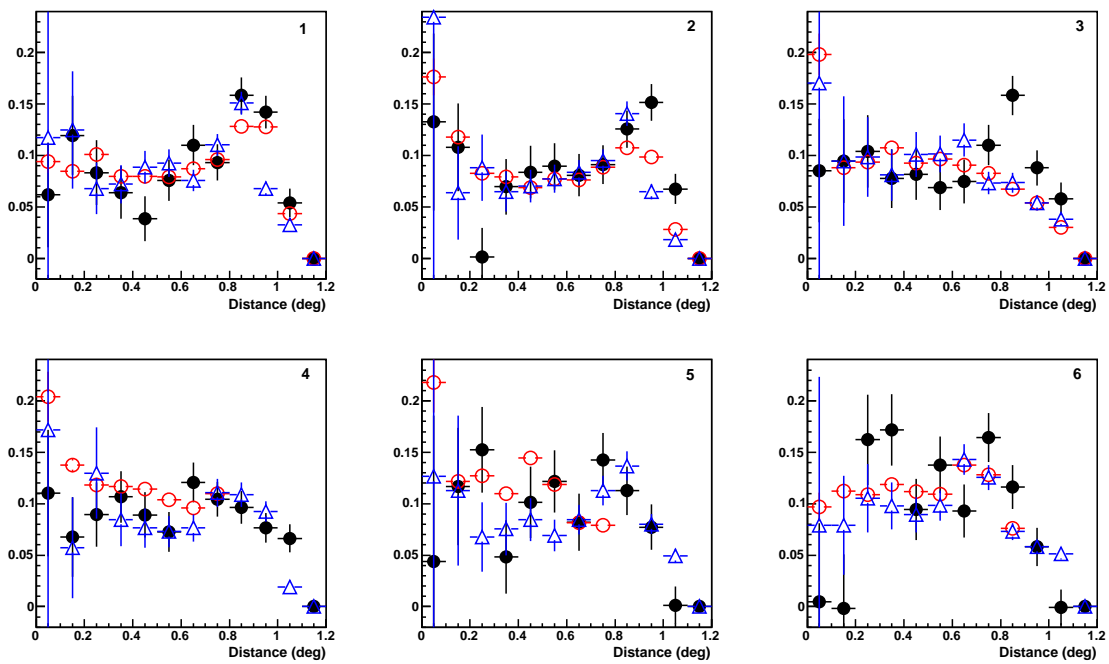


Figure 14.16: Profils radiaux des six régions définies sur la figure 14.17 (en haut et de gauche à droite : 1, 2 et 3; en bas : 4, 5 et 6). Les cercles pleins noirs correspondent aux nombre de γ par unité d'angle solide en fonction de la distance r au centre du vestige de supernova, pour les données H.E.S.S.. Les cercles rouges correspondent aux profils radiaux des données du satellite ASCA. Les triangles bleus représentent les profils radiaux des données ROSAT. Il est important de noter que la couverture, par le satellite ASCA, du vestige de supernova dans les régions 4, 5 et 6 n'est pas complète.

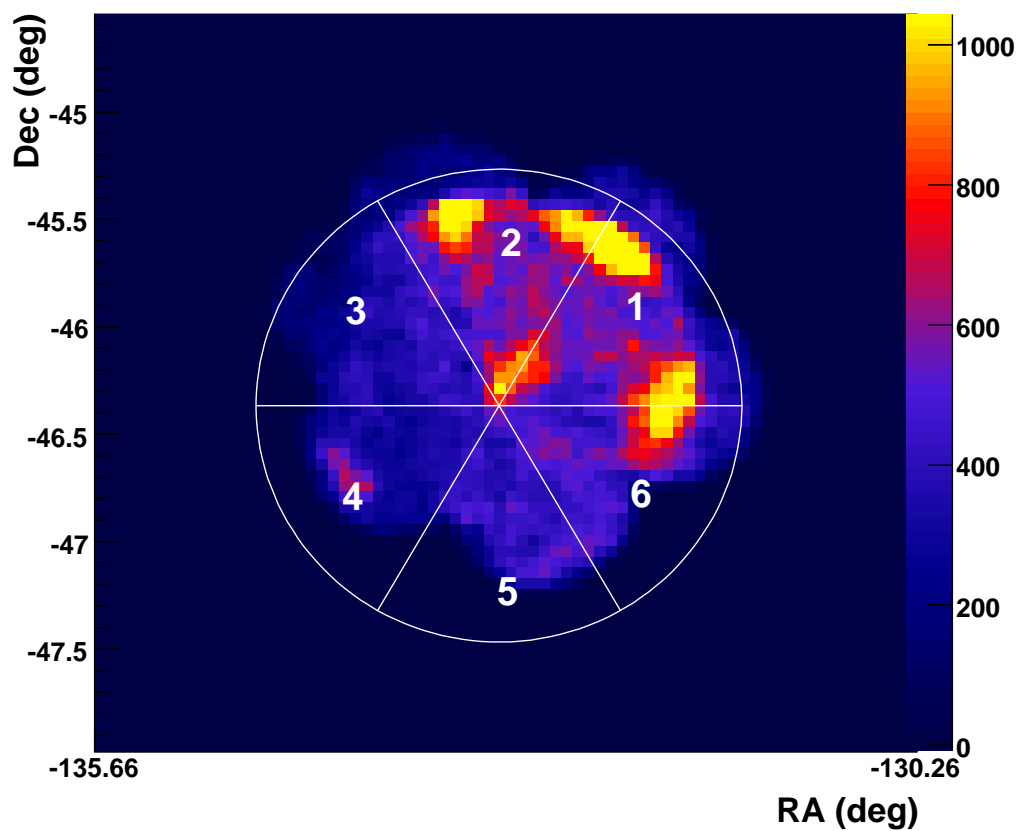


Figure 14.17: Image du vestige de supernova RX J0852.0-4622 provenant des observations du satellite ASCA. Les six régions utilisées pour calculer les profils radiaux sont indiquées. Il est important de noter que la couverture, par le satellite ASCA, du vestige de supernova dans les régions 4, 5 et 6 n'est pas complète.

γ existent aussi dans le domaine radio, telles que la région brillante au Nord de la coquille et les filaments fins au centre du vestige de supernova. En superposant les contours en luminosité radio (préalablement lissés afin d'obtenir une résolution spatiale comparable à celle de H.E.S.S.) à l'image γ , cette corrélation apparaît très nettement pour les deux fréquences différentes d'observations radio, comme on le voit sur les figures 14.20 et 14.21. Il faut noter qu'en raison de la présence du vestige de supernova Vela et d'autres sources dans cette région chargée du champ de vue, certaines émissions externes visibles en radio ne proviennent évidemment pas du vestige de supernova RX J0852.0-4622.

14.5.3 Observations de la raie radio de la molécule CO

Des observations effectuées par le télescope NANTEN à 2.6 mm, longueur d'onde de la transition moléculaire du CO(J=1-0), ont été analysées et fournies par Y. Moriguchi. Ces observations permettent de tracer l'intensité en CO dans le champ de vue, $W(\text{CO})$, pour une vitesse donnée des nuages moléculaires : ce sont des données extrêmement précises (précision spatiale de deux minutes d'arc et de 1 km/s en vitesse) et non publiques. La vitesse peut aisément se traduire en une distance à l'aide du modèle de rotation de la galaxie fourni en référence [38] : la figure 14.22 représente la relation vitesse-distance utilisée. Par ailleurs, à partir de la relation $n(\text{H}) = 4.6 \times 10^{20} [W(\text{CO})/(\text{K km s}^{-1})]$ atomes cm^{-2} [34], on peut avoir accès à la densité en hydrogène moléculaire le long de la ligne de visée. La figure 14.23 présente la densité en atomes d'hydrogène moléculaire dans chacune des six régions définies précédemment (figure 14.17) en fonction de la distance : la densité augmente très fortement dans les régions 3 et 4 pour des distances supérieures à 900 pc en raison de la présence du Vela Molecular Ridge. Ainsi, dans ces deux régions, la densité est plus de dix fois supérieure à celle calculée dans les autres secteurs pour une distance d'environ 1.2 kpc. On peut remarquer sur la figure 14.24 que pour des distances inférieures à 800 pc le milieu nous séparant de RX J0852.0-4622 ne comporte aucune structure de haute densité. En revanche, la densité en hydrogène moléculaire devient très élevée pour des distances comprises entre 1 et 2 kpc (région du Vela Molecular Ridge). Aucune indication d'interaction entre les particules de haute énergie et le Vela Molecular Ridge n'est visible puisque le flux γ ne varie pas plus d'un facteur 2 entre les régions Est et Ouest de la coquille, alors que la densité de colonne chute d'un facteur ~ 20 . La figure 14.25 présente le coefficient de corrélation entre les données CO et H.E.S.S. calculé dans les six secteurs définis précédemment, pour des distances comprises entre -0.2 et 3.2 kpc. Aucune corrélation significative n'apparaît sur cette figure.

14.6 Électrons ou protons ?

Cette étude de discrimination électrons/protons, va s'effectuer en deux étapes : dans un premier temps, nous ferons une étude qualitative destinée à contraindre les paramètres du vestige de supernova, puis, dans un second temps, nous ajusterons notre modèle de processus d'émission aux données observationnelles multi-longueur d'onde.

14.6.1 Vers une contrainte des paramètres du vestige de supernova

Nous avons vu au paragraphe 14.1 que les paramètres du vestige de supernova RX J0852.0-4622 sont encore peu connus, tant du point de vue de son âge que de sa distance. Un facteur 5 d'incertitude sur la distance de la source existe toujours à l'heure actuelle : $200 \text{ pc} \leq D \leq 1 \text{ kpc}$ (si on admet que la source ne peut se situer au-delà du Vela Molecular Ridge). Il en résulte alors un facteur 25 d'erreur

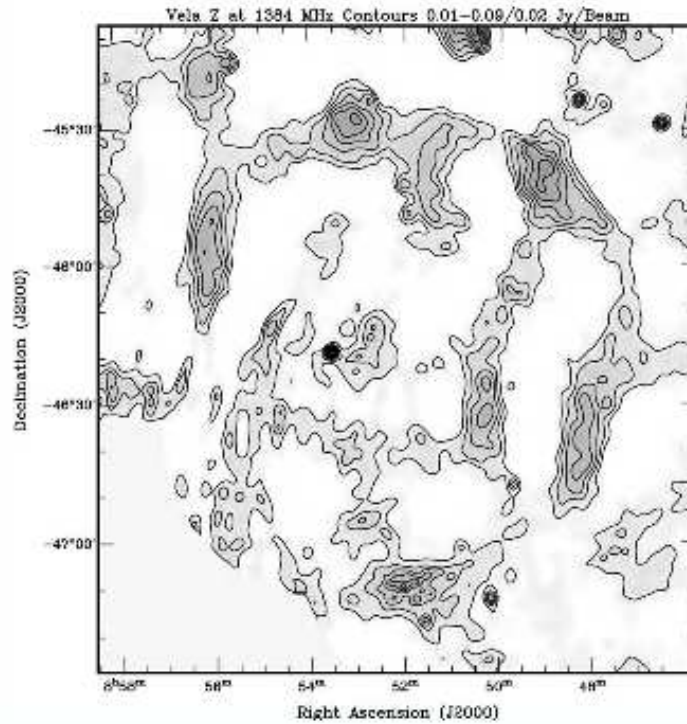


Figure 14.18: Image du vestige de supernova RX J0852.0-4622 provenant des observations à 1384 MHz du télescope ATCA [65]. Les contours sont calculés à partir de 0.01 jusqu'à 0.9 Jy par pas de 0.02 Jy. Afin d'obtenir une meilleure présentation des structures à l'intérieur du vestige de supernova, RCW 37 n'est pas présenté.

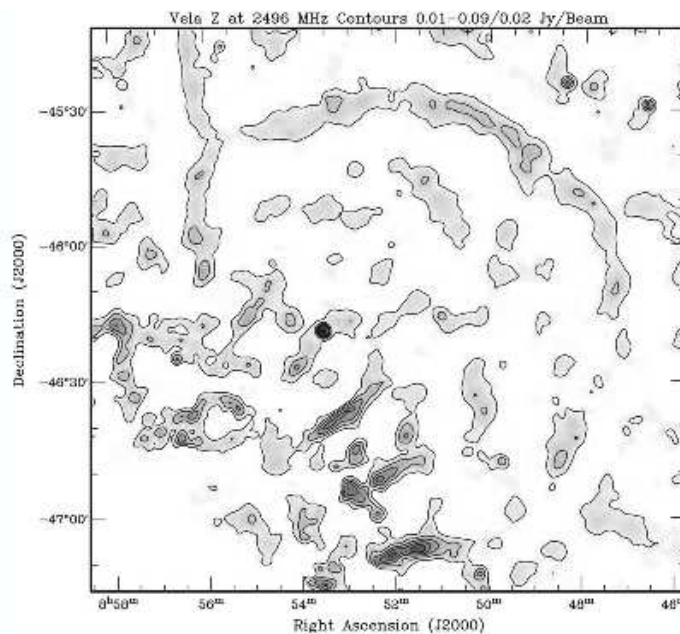


Figure 14.19: Image du vestige de supernova RX J0852.0-4622 provenant des observations à 2496 MHz du télescope ATCA [65]. Les contours sont calculés à partir de 0.01 jusqu'à 0.09 Jy par pas de 0.02 Jy. Afin d'obtenir une meilleure présentation des structures à l'intérieur du vestige de supernova, RCW 37 n'est pas présenté.

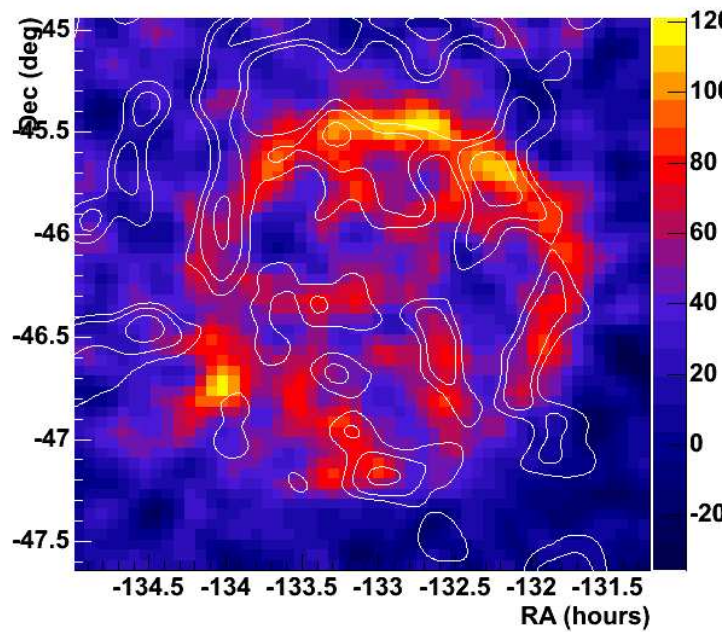


Figure 14.20: Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622, lissée avec une gaussienne de 0.06° de déviation standard (unités arbitraires). Les lignes blanches représentent les contours en luminosité radio provenant des données ATCA pour une fréquence de 1384 MHz (lissées avec une gaussienne de 0.06° de déviation standard pour permettre une comparaison directe des deux images.)

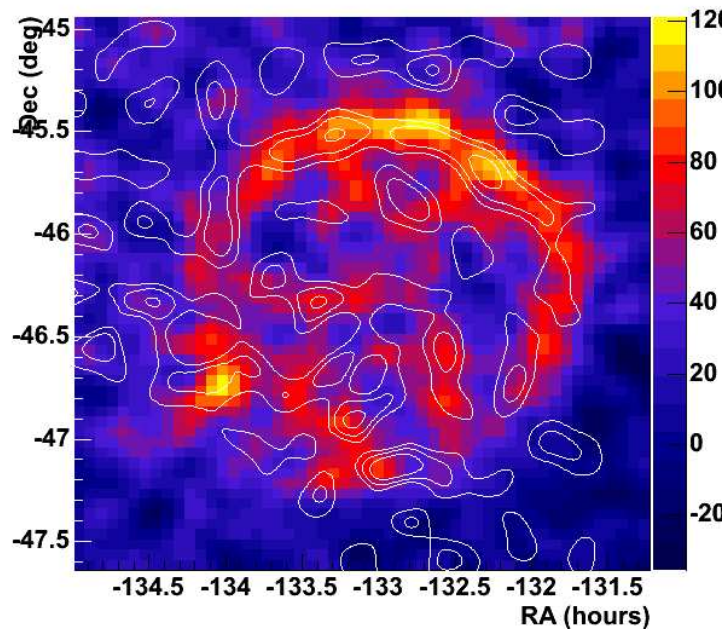


Figure 14.21: Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622, lissée avec une gaussienne de 0.06° de déviation standard (unités arbitraires). Les lignes blanches représentent les contours en luminosité radio provenant des données ATCA pour une fréquence de 2496 MHz (lissées avec une gaussienne de 0.06° de déviation standard pour permettre une comparaison directe des deux images.)

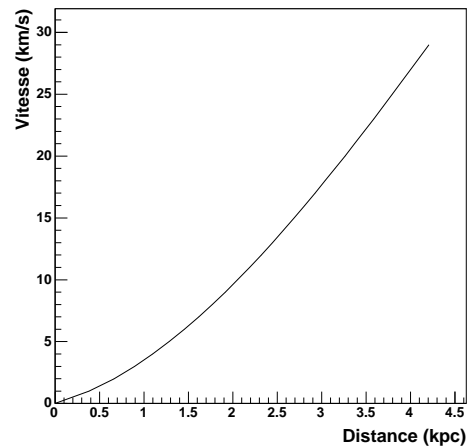


Figure 14.22: Relation entre la vitesse des nuages moléculaires et leur distance [38].

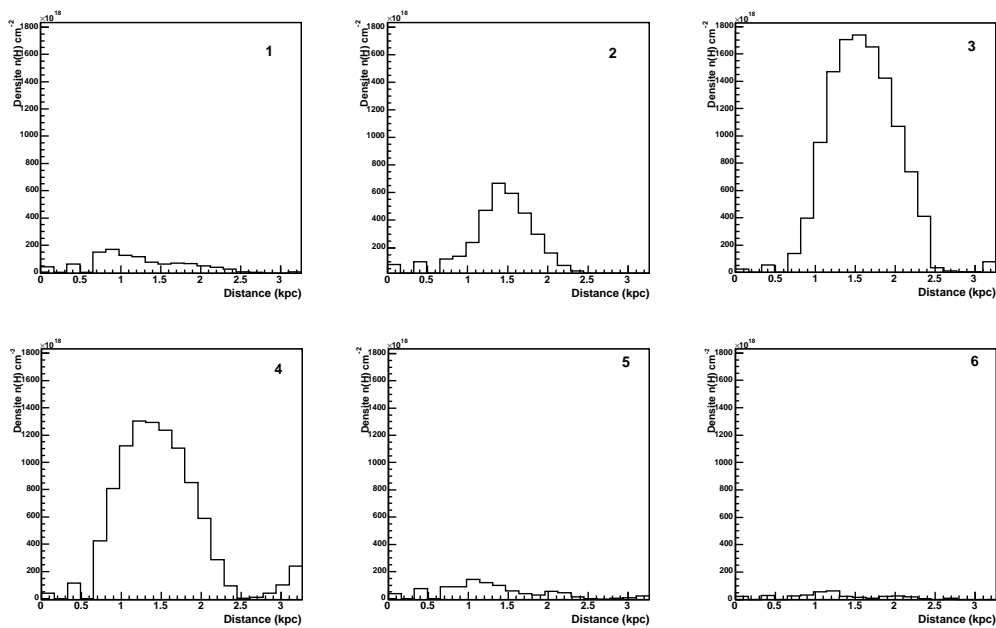


Figure 14.23: Densité en atomes d'hydrogène moléculaire (en cm^{-2}) en fonction de la distance (calculée à partir de la relation présentée sur la figure 14.22) pour les six secteurs définis précédemment (de haut en bas et de gauche à droite). Tous les histogrammes ont été représentés avec la même échelle (maximum fixé à $1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) pour faciliter la comparaison. Ces données proviennent des observations NANTEN, préalablement analysées par Y. Moriguchi.

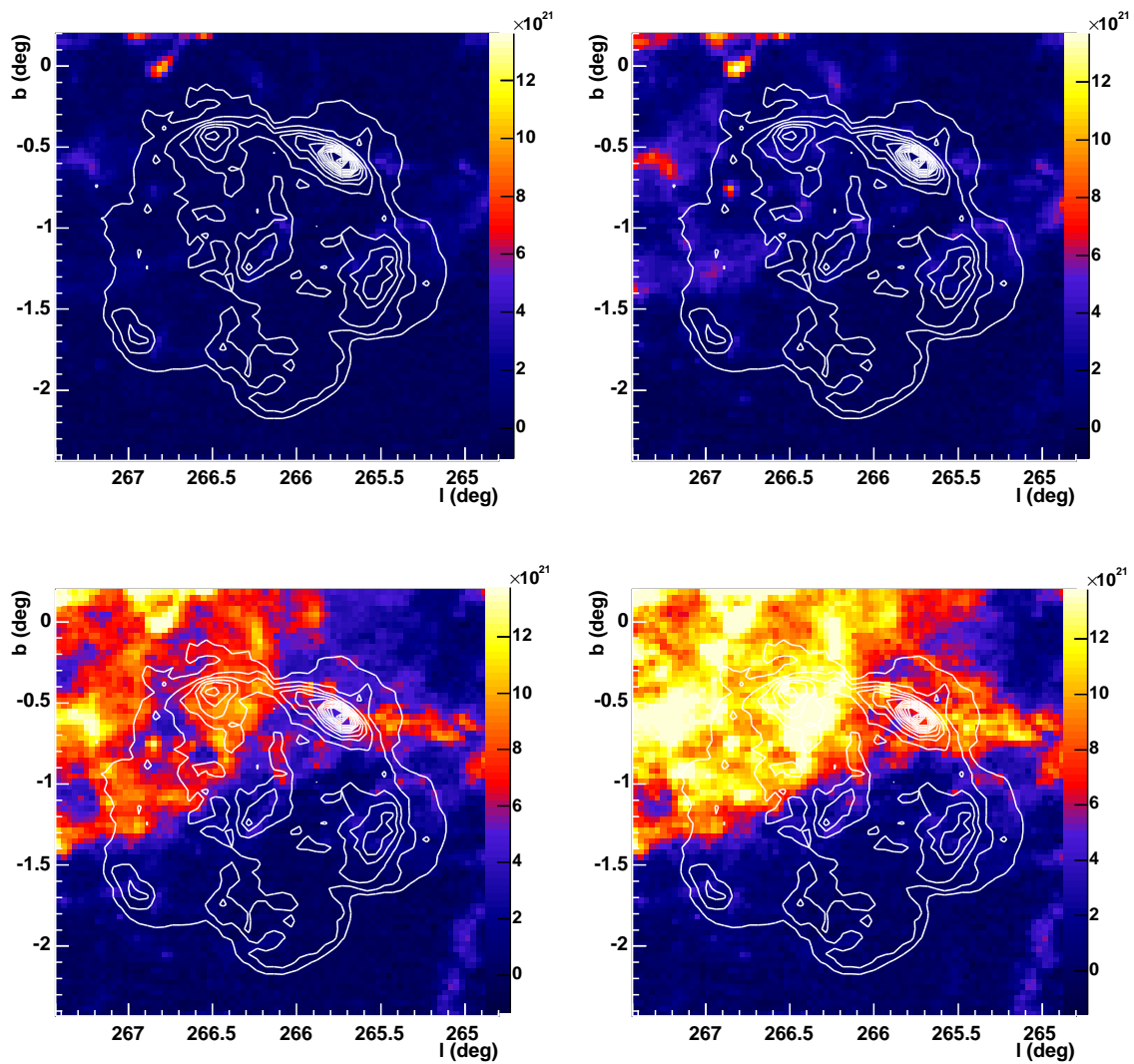


Figure 14.24: Carte de la densité de colonne en hydrogène moléculaire pour différentes distances potentielles du vestige de supernova (d'en haut à gauche jusqu'en bas à droite) : 500 pc, 1 kpc, 1.5 kpc, 2.0 kpc. Les différentes cartes sont représentées avec la même échelle (maximum fixé à $1.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) pour permettre une comparaison directe. Les lignes blanches correspondent aux contours en luminosité X de RX J0852.0-4622 obtenue par le satellite ASCA.

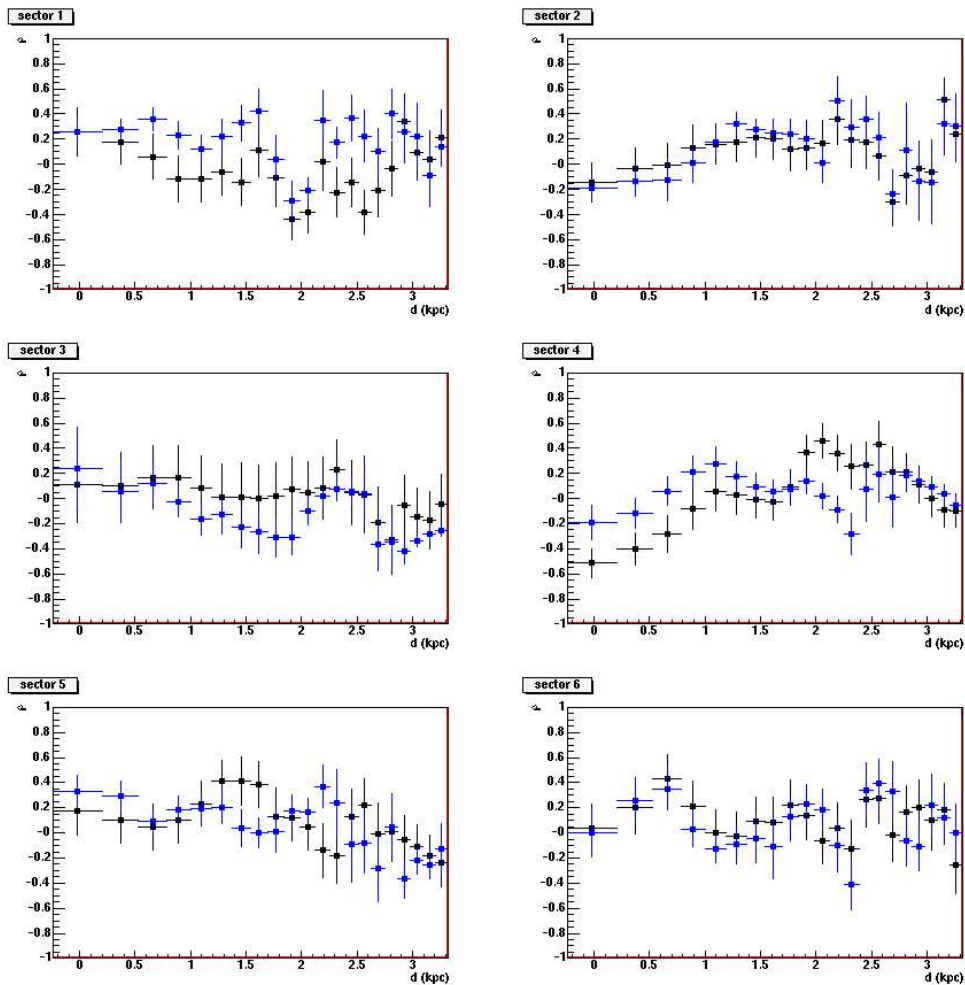


Figure 14.25: Coefficient de corrélation entre l'intensité en CO des données NANTEN et les données H.E.S.S. pour différents intervalles de distance. Les points noirs correspondent au coefficient de corrélation obtenu à partir de la méthode d'analyse dite des "moments réduits" tandis que les points bleus représentent les résultats provenant de l'analyse Modèle 3D.

sur le flux X ou γ attendu pour cette source, suivant la distance utilisée lors de la modélisation ! Cependant, il existe certaines contraintes que nous n'avons pas prises en compte et qui nous permettent de proposer des conclusions préliminaires.

En effet, nous connaissons les éléments suivants :

- Le flux en X non-thermique obtenu par l'analyse des données ASCA. Ce flux a été calculé par Slane et ses collaborateurs pour les régions Nord-Ouest, Nord-Est et Ouest du vestige de supernova [138] sans, malheureusement, préciser la taille et la position exacte de ces régions. Nous avons donc travaillé en collaboration avec J. Hiraga qui a réanalysé les données ASCA sur l'ensemble du vestige de supernova. Le spectre global obtenu est compatible avec une loi de puissance d'indice 2.7 et un flux entre 2 et 10 keV de $F_X = 13.8 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ce flux en rayons X non-thermiques correspond à une luminosité X de $L_X = 4\pi D^2 F_X = 6.6 \times 10^{32} \left(\frac{D}{200 \text{ pc}}\right)^2 \text{ erg s}^{-1}$. Il faut cependant noter que, en raison de la superposition de l'émission diffuse provenant du vestige de supernova Vela, l'analyse spectrale est très complexe ce qui conduit à une incertitude sur l'indice spectral de ± 0.2 .
- L'absence de rayons X thermiques impose une limite supérieure sur la densité du milieu ambiant de $n_0 < 2.9 \times 10^{-2} (D/1 \text{ kpc})^{-1/2} f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$, où f est la fraction émettrice de la sphère délimitant la source [138] (pour plus d'informations le lecteur pourra aussi se reporter à l'Annexe D).
- Le spectre de la source dans le domaine γ , obtenu à partir de l'analyse spectrale des données H.E.S.S.. Ce spectre est bien décrit par une loi de puissance d'indice 2.24 du type :

$$\phi(E) = (1.90 \pm 0.08) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}}\right)^{-2.24 \pm 0.04}$$

Le flux d'énergie entre 1 et 10 TeV se calcule alors suivant la formule :

$$\omega_\gamma(1 - 10 \text{ TeV}) = \int_{1 \text{ TeV}}^{10 \text{ TeV}} E \phi(E) dE = 5.4 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

ce qui correspond à une luminosité γ de $L_\gamma = 2.6 \times 10^{32} \left(\frac{D}{200 \text{ pc}}\right)^2 \text{ erg s}^{-1}$. En faisant l'hypothèse que l'intégralité du signal γ est produit par interaction proton-proton, nous pouvons estimer l'énergie totale des protons accélérés permettant d'obtenir cette luminosité, qui dépend du temps caractéristique de perte d'énergie τ_γ des protons par ce processus. Or, le temps de perte d'énergie par interaction proton-proton est quasiment indépendant de l'énergie (pour les énergies supérieures au GeV). En notant K_π la fraction moyenne de l'énergie des protons emportée par les π^0 et σ_{pp} la section efficace d'interaction proton-proton, on peut approcher τ_γ par la formule [4] (pour de plus amples informations le lecteur se reportera au chapitre 3.4) :

$$\tau_\gamma = \frac{1}{n_0 K_\pi c \sigma_{pp}} \approx 4.4 \times 10^{15} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1} \text{ s}$$

On en déduit alors l'énergie totale des protons d'énergie comprise entre 10 et 100 TeV : $W(10 - 100 \text{ TeV}) = L_\gamma(1 - 10 \text{ TeV}) \times \tau_\gamma$. Enfin, en supposant que le spectre des protons est une loi de puissance s'étendant entre 1 GeV et 100 TeV et de même indice que le spectre γ , nous en déduisons une énergie totale de $\sim 10^{49} \left(\frac{D}{200 \text{ pc}}\right)^2 \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1} \text{ erg}$.

- Le rayon angulaire de notre source (1°) qui contraint sa taille pour une distance donnée.
- La limite supérieure sur la largeur de la coquille ΔR , obtenue à partir de l'analyse morphologique des données H.E.S.S. : $\Delta R < 22.5\%$ du rayon du vestige de supernova.

- Par ailleurs, si on associe les filaments fins observés par le satellite Chandra [29] au choc externe du vestige de supernova, on obtient une contrainte sur la valeur du champ magnétique au choc. En effet, pour que la taille des filaments soit si mince il faut que les électrons perdent suffisamment rapidement leur énergie (par perte synchrotron) avant d’être advectés loin du choc. La largeur des filaments résolus par le satellite Chandra [29] dans la bande 2-10 keV est :

$$w_d = 0.24_{-0.07}^{+0.19} \left(\frac{D}{1 \text{ kpc}} \right) \text{ pc} \quad (14.1)$$

Cette largeur observée est environ cinq fois supérieure à la largeur réelle w_d^{vrai} , dans le cas d’un choc sphérique et d’un profil d’émission exponentiel [123]. Cette largeur nous permet d’obtenir aisément le champ magnétique en aval du choc, B_d , qui permet de confiner les électrons dans la région de largeur réelle w_d^{vrai} (comme nous l’avons fait précédemment dans le cas de RX J1713.7-3946) :

$$B_d > \left(\frac{2\beta\rho}{w_d^{\text{vrai}} \sqrt{V_{\text{choc}}^2 + 4\frac{\rho^2\beta}{\alpha}} - w_d^{\text{vrai}} V_{\text{choc}}} \right)^{2/3} \quad (14.2)$$

- Enfin, l’objet central CXOU J085201.4-461753 semble associé au vestige de supernova RX J0852.0-4622. Dans ce cas, on serait en présence d’une supernova de type II, caractérisée par des énergies d’explosion comprise entre 0.5×10^{51} et 5×10^{51} ergs, et des masses d’ejecta de $8 M_{\odot}$ à $56 M_{\odot}$ [79].

Nous sommes donc en mesure de calculer la luminosité X et l’énergie totale des protons pour différentes valeurs de distance et de densité du milieu ambiant, compatibles avec les contraintes citées ci-dessus. Nous nous plaçons dans les conditions suivantes :

- une énergie moyenne de 10^{51} ergs pour l’énergie libérée par la supernova ;
- pour la masse des ejecta, nous étudions deux possibilités : le cas d’une supernova de type Ia avec une masse éjectée de $1.4 M_{\odot}$ et le cas d’une supernova de type II avec une masse éjectée de $14 M_{\odot}$;
- pour ce qui est de la densité du milieu, nous pouvons prendre deux hypothèses compatibles avec la limite supérieure fixée par Slane : 0.1 et 0.01 cm^{-3} .

Enfin, nous prenons trois hypothèses possibles pour la distance du vestige de supernova : 200 pc, 600 pc et 1 kpc. Le tableau 14.1 résume les résultats obtenus lors de cette étude. On peut noter, à partir de ce tableau, que, dans un milieu de densité homogène, seule une distance proche du vestige de supernova ($D \leq 400$ pc) et une densité relativement élevée permettraient d’expliquer l’intégralité du signal γ par interaction proton-proton. Pour des distances plus grandes et pour des énergies de supernova usuelles, il est clair que les efficacités d’accélération des protons seraient démesurées.

Par ailleurs, toujours dans l’hypothèse d’un milieu de densité homogène, nous avons vu au chapitre 12.3.3 les équations d’évolution d’un vestige de supernova. Ces équations dépendent directement de la densité du milieu, de l’énergie de l’explosion de la supernova, et de la masse des ejecta. En utilisant les mêmes conditions que pour le tableau 14.1, nous pouvons alors estimer la vitesse du choc et l’âge du vestige de supernova : le tableau 14.2 résume ces résultats.

Quelles contraintes peut-on tirer de ce tableau ?

Tout d’abord, l’âge du vestige de supernova doit être au moins supérieur au temps nécessaire pour

| D (pc) | n (cm ⁻³) | L_X (erg s ⁻¹) | W_p^{tot} (10 ⁴⁹ erg) | efficacité |
|--------|-----------------------|------------------------------|------------------------------------|------------|
| 200 | 0.1 | 6.6×10^{32} | 10 | 10% |
| 200 | 0.01 | 6.6×10^{32} | 100 | 100% |
| 600 | 0.1 | 5.9×10^{33} | 90 | 90% |
| 600 | 0.01 | 5.9×10^{33} | 900 | 900% |
| 1000 | 0.1 | 1.6×10^{34} | 250 | 250% |
| 1000 | 0.01 | 1.6×10^{34} | 2500 | 2500% |

Table 14.1: Luminosité X et énergie totale injectée dans les protons en fonction de la distance du vestige de supernova et de la densité du milieu ambiant. L'énergie des protons est calculée en supposant que l'intégralité du signal γ de H.E.S.S. est produit par interaction p-p. On en déduit une efficacité d'accélération des protons par le vestige de supernova en calculant le rapport de l'énergie des protons à l'énergie de l'explosion de la supernova (supposée égale à 10^{51} erg).

| D (pc) | n (cm ⁻³) | R (pc) | M_{ej} (M_\odot) | V_{choc} (km s ⁻¹) | $M_{balayee}$ (M_\odot) | Âge (ans) | Phase |
|--------|-----------------------|--------|------------------------|----------------------------------|-----------------------------|-----------|-------|
| 200 | 0.1 | 3.5 | 1.4 | 6670 | 0.6 | 293 | EL |
| | | | 14 | 3751 | 0.6 | 521 | EL |
| 200 | 0.01 | 3.5 | 1.4 | 11862 | 0.06 | 165 | EL |
| | | | 14 | 6670 | 0.06 | 293 | EL |
| 600 | 0.1 | 10.5 | 1.4 | 2032 | 16.5 | 2292 | SD |
| | | | 14 | 1645 | 16.5 | 3565 | EL |
| 600 | 0.01 | 10.5 | 1.4 | 5203 | 1.6 | 1127 | EL |
| | | | 14 | 2926 | 1.6 | 2004 | EL |
| 1000 | 0.1 | 17.5 | 1.4 | 945 | 76.5 | 7531 | SD |
| | | | 14 | 944 | 76.5 | 9080 | SD |
| 1000 | 0.01 | 17.5 | 1.4 | 2988 | 7.6 | 2871 | SD |
| | | | 14 | 1994 | 7.6 | 4900 | EL |

Table 14.2: Le tableau donne, pour trois distances possibles de RX J0852.0-4622 et deux densités de milieu ambiant compatibles avec l'absence de rayonnement X thermique, le rayon R de l'objet, la vitesse du choc V_{choc} , la masse balayée, l'âge pour un vestige de supernova en phase de Sedov (SD) ou en phase d'expansion libre (EL).

accélérer les particules chargées (électrons ou ions) jusqu'à 100 TeV, puisqu'on observe des γ jusqu'à plus de 10 TeV et des rayons X non-thermiques jusqu'à 10 keV. La formule donnant le temps nécessaire pour accélérer des particules à une énergie donnée, décrite au chapitre 12.3.3, fournit donc, pour un âge fixé, une valeur minimale B_{\min} du champ magnétique garantissant l'accélération à 100 TeV :

$$\tau_{\text{acc}} = 2113 \text{ ans} \times \eta \times \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) \left(\frac{1 \mu\text{G}}{B} \right) \left(\frac{1000 \text{ km s}^{-1}}{V_{\text{choc}}} \right)^2 \quad (14.3)$$

Par ailleurs, les électrons perdent une fraction significative de leur énergie par rayonnement synchrotron et diffusion Compton inverse. Dans l'hypothèse où le signal γ observé par H.E.S.S. est produit par les électrons (par diffusion Compton inverse sur les champs de photons ambiants), il est nécessaire que l'âge du vestige de supernova soit inférieur au temps de perte d'énergie des électrons de 100 TeV ; on peut donc calculer un champ magnétique B_{syn} pour lequel l'âge est égal au temps caractéristique de perte d'énergie :

$$\tau_{1/2} = 1.25 \times 10^7 \text{ ans} \left(\frac{1 \mu\text{G}}{B} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ TeV}}{E} \right) \quad (14.4)$$

Enfin, si on utilise notre deuxième contrainte morphologique, liée à la finesse des filaments observés par le satellite Chandra, les équations 14.1 et 14.2 nous permettent de calculer un intervalle acceptable de valeur du champ magnétique en aval du choc, B_d , permettant d'obtenir l'intervalle en largeur de filament souhaitée. Pour ce calcul, nous utiliserons un facteur de compression au choc $\rho = 4$ et une énergie moyenne d'observation en rayons X de 5 keV ; la vitesse du choc est tirée des résultats du tableau 14.2.

Un processus purement leptonique impliquerait $B \gg B_{\min}$ mais aussi $B \ll B_{\text{syn}}$. Par ailleurs, il est nécessaire que le champ magnétique en aval du choc soit proche de la valeur B_d calculée à partir de la largeur des filaments X (en supposant que ceux-ci sont liés au choc).

Dans le cas des protons, pour lesquels les pertes d'énergie sont moins efficaces, il est important de tenir compte de l'effet d'échappement des particules hors de la coquille⁴. Elles peuvent se propager par deux voies principales : la diffusion (avec un temps caractéristique τ_{diff}) et la convection (avec un temps caractéristique τ_{conv}). Commençons par le phénomène de diffusion et notons D_{diff} le coefficient de diffusion dans le milieu considéré, qui vaut, d'après l'équation de Fick, $D_{\text{diff}} = \lambda v/3 = \eta r_g c/3$ où r_g est le rayon de giration des particules. Le cas extrême, où $\eta = 1$, est appelé "diffusion de Bohm" : c'est dans ce cadre, qui permet l'accélération la plus efficace, que nous nous placerons ici. Si ΔR est la largeur de la coquille, le temps d'échappement sera celui pour lequel la particule aura dérivé de cette distance après son accélération, $\sqrt{2D_{\text{diff}}\tau_{\text{diff}}} = \Delta R$ avec $D_{\text{diff}} = r_g c/3 = E/(3eB)$. Par suite :

$$\tau_{\text{diff}} = \frac{3\Delta R^2 eB}{2\eta E} = \frac{4524 \text{ ans}}{\eta} \left(\frac{1 \text{ TeV}}{E} \right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{\Delta R}{1 \text{ pc}} \right)^2 \quad (14.5)$$

Si on note V_{choc} la vitesse du choc et ρ le facteur de compression, le temps caractéristique de convection est défini par :

$$\tau_{\text{conv}} = \frac{\rho \Delta R}{V_{\text{choc}}} \quad (14.6)$$

⁴La limite sur la largeur de la coquille imposée par les données H.E.S.S. est quinze fois supérieure à la largeur des filaments résolus par le satellite Chandra, c'est pourquoi l'effet d'échappement des électrons hors de la coquille peut être négligé dans la majorité des cas. Il faut noter cependant que cet échappement peut devenir significatif lorsque le temps de perte synchrotron est long (i.e pour un champ magnétique très faible).

| D (pc) | n (cm ⁻³) | M_{ej} (\mathcal{M}_{\odot}) | B_{\min} (μG) | B_{ech} (μG) | B_{syn} (μG) | B_d (μG) |
|--------|-----------------------|------------------------------------|------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| 200 | 0.1 | 1.4 | 16.2 | 29.0 | 20.7 | 227 - 427 |
| | | 14 | 28.8 | 51.6 | 15.5 | 195 - 367 |
| 200 | 0.01 | 1.4 | 9.1 | 16.3 | 27.5 | 286 - 538 |
| | | 14 | 16.2 | 29.0 | 20.6 | 227 - 427 |
| 600 | 0.1 | 1.4 | 22.3 | 18.5 | 7.4 | 85 - 161 |
| | | 14 | 21.8 | 39.2 | 5.9 | 83 - 157 |
| 600 | 0.01 | 1.4 | 6.9 | 12.4 | 10.5 | 101 - 191 |
| | | 14 | 12.3 | 22.0 | 7.9 | 90 - 169 |
| 1000 | 0.1 | 1.4 | 31.4 | 20.1 | 4.07 | 57 - 108 |
| | | 14 | 26.1 | 34.5 | 3.7 | 57 - 108 |
| 1000 | 0.01 | 1.4 | 6.1 | 9.3 | 6.7 | 64 - 121 |
| | | 14 | 10.9 | 19.4 | 5.0 | 61 - 114 |

Table 14.3: Le tableau donne pour trois distances D possibles de RX J0852.0-4622 et deux densités du milieu ambiant, les valeurs des champs B_{\min} , B_{ech} , B_{syn} (dont la signification est explicitée dans le texte principal). L'intervalle acceptable pour B_d , basé sur la largeur des filaments observés par le satellite Chandra, est également donné.

On en déduit alors le temps caractéristique d'échappement des particules, par la formule :

$$\tau_{\text{ech}} = \left(\tau_{\text{conv}}^{-1} + \tau_{\text{diff}}^{-1} \right)^{-1} \quad (14.7)$$

Cette formule fournit la valeur B_{ech} pour laquelle l'âge serait égal au temps d'échappement pour une taille donnée de coquille et pour une énergie de 100 TeV ; pour un processus purement hadronique (où les γ seraient produits par interaction proton-proton), il est nécessaire que le champ magnétique B soit tel que $B \gg B_{\text{ech}}$ et $B \gg B_{\min}$ afin de pouvoir accélérer les protons jusqu'à 100 TeV.

Le tableau 14.3 donne les valeurs de B_{\min} , B_{ech} , B_{syn} et B_d pour les conditions utilisées précédemment et une largeur de coquille équivalent à 22.5% du rayon du vestige de supernova⁵.

On peut se rendre compte aisément que les valeurs de B_{\min} varient fortement suivant les conditions du milieu. Ainsi, pour un milieu plus dense que ce que nous avons utilisé (hypothèse peu probable en raison de l'absence de rayons X thermiques) et pour une taille donnée du vestige de supernova, la vitesse du choc est nettement plus faible, conduisant à des champs magnétiques B_{\min} plus élevés. En revanche, pour des densités de milieu ambiant plus faibles, les valeurs de B_{\min} devraient être significativement diminuées.

Par ailleurs, on peut également remarquer que la largeur très fine des filaments observés par le satellite Chandra conduit à une très forte amplification du champ magnétique au choc. Essayons de tirer des conclusions de ces trois tableaux :

Le cas proton

On a déjà pu noter grâce au tableau 14.1 que seule une distance proche du vestige de supernova ($D \leq 400$ pc) et une densité relativement élevée permettraient d'expliquer l'intégralité du signal γ par interaction proton-proton, dans le cas d'un milieu de densité homogène. Plaçons nous dans

⁵Nous avons repris ici la limite supérieure sur la largeur de la coquille, calculée lors de l'analyse morphologique des données H.E.S.S.. On obtient alors une limite inférieure sur le champ magnétique B_{ech} .

l'hypothèse d'un vestige de supernova proche (i.e $D = 200$ pc) : dans ce cas, le vestige de supernova serait très jeune (200 à 500 ans suivant les conditions initiales) et l'onde de choc serait encore très efficace ($V_{choc} \geq 6600$ km s⁻¹). Ces deux caractéristiques sont peu compatibles avec la faible luminosité X observée par ASCA ($\sim 6.6 \times 10^{32}$ erg s⁻¹). L'étude de l'évolution de la luminosité synchrotron développée par E. Berezhko et H. Völk [32] montre que lors de la phase d'expansion libre, la luminosité synchrotron varie proportionnellement à $n_0^{7/4}$ pour une taille donnée de la source. Il faudrait alors supposer une densité ambiante extrêmement faible ($n_0 < 0.01$ cm⁻³) pour être compatible avec la faible luminosité X...mais dans ce cas l'interaction proton-proton ne peut rendre compte de l'intégralité du signal γ observé (même en supposant une énergie d'explosion deux fois supérieure à la moyenne). Le diagramme présentant la brillance de surface à 4 keV en fonction du diamètre du vestige de supernova (figure 14.26) met également en relief cet effet. Par ailleurs, à une aussi petite distance, il faudrait aussi expliquer la faible émission radio observée par Duncan et Green [58], qui semble favoriser une distance plus lointaine, comme on le voit sur la figure 14.27.

Le cas électron

La production de γ par des électrons accélérés se fait par effet Compton inverse. Par ailleurs, ces électrons vont perdre leur énergie par rayonnement synchrotron. Ainsi, pour rendre compte des γ observés par H.E.S.S. jusqu'à pratiquement 100 TeV, nous devons chercher dans le tableau 14.3 les conditions permettant d'avoir $B_{min} < B_{syn}$. Pour les distances supérieures à 400 pc, il faudrait des densités inférieures à 0.01 cm⁻³ pour satisfaire la relation $B_{min} < B_{syn}$, et donc pour rendre compte du signal γ observé par effet Compton inverse. Par ailleurs, on peut noter que B_{syn} est toujours inférieur à B_{ech} , prouvant ainsi que les électrons perdent leur énergie avant d'avoir le temps de se propager hors de la coquille.

La conclusion qui ressort de cette étude est que le signal γ observé en provenance de RX J0852.0-4622 n'est pas si facile à produire : les conditions initiales du point de vue de la densité du milieu, de la distance et de l'énergie d'explosion doivent être finement ajustées !

Cependant, jusqu'à présent nous avons utilisé une hypothèse simple d'un milieu ambiant de densité homogène. Pour créer des densités inférieures à 0.1 cm⁻³, au centre du plan galactique, il semble nécessaire d'invoquer un mécanisme d'explosion d'une étoile massive dans une bulle créée par le vent de l'étoile progénitrice. En se reportant à l'étude de R. Chevalier et E. Liang [44], on peut obtenir la taille de la bulle en fonction de la masse de l'étoile massive et de la densité du milieu ambiant. La taille de la bulle est minimale pour une étoile de $15 M_{\odot}$ et varie suivant la formule : $R = 45/n_0^{0.2}$ pc. Pour une densité du milieu inférieure à 1 cm⁻³, le rayon de la bulle du vent stellaire est supérieur à 45 pc. Ainsi, pour les cas de figure où la distance du vestige de supernova est relativement proche (inférieure à 900 pc), notre vestige de supernova a une taille largement inférieure à celle de la bulle et évolue dans un milieu homogène. En revanche, pour des distances supérieures à 900 pc, la présence du Vela Molecular Ridge crée une augmentation soudaine de densité ambiante pouvant conduire à une taille de bulle significativement plus petite (15.6 pc par exemple pour une densité de 200 cm⁻³). Ainsi, dans le cas d'un vestige de supernova lointain, nous relâcherons la contrainte sur la densité du milieu afin d'accepter les cas invoquant une bulle. La viabilité de l'évolution dynamique d'un vestige de supernova situé dans une telle bulle sera étudiée brièvement par la suite.

Il nous faut prouver à présent que les données d'ASCA et le signal γ observé par H.E.S.S. peuvent être ajustés par un mécanisme faisant intervenir les électrons, ou par un mécanisme d'interaction proton-proton.

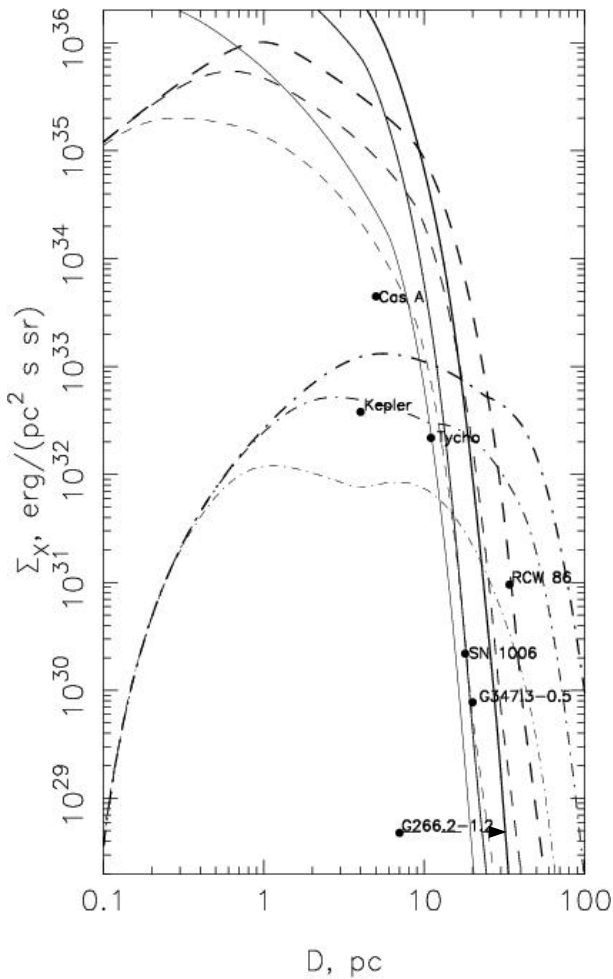


Figure 14.26: Diagramme montrant la brillance de surface en fonction du diamètre du vestige de supernova pour une fréquence de 10^{18} Hz soit environ 4 keV. On remarque qu'une distance de 200 pc implique une brillance de surface très faible pour RX J0852.0-4622 (nommée G266.2-1.2 sur cette figure, en coordonnées galactiques); en revanche, pour une distance de 1 kpc (indiquée par la flèche), la luminosité devient raisonnable. Cette figure a été adaptée à partir de l'étude développée en [32].

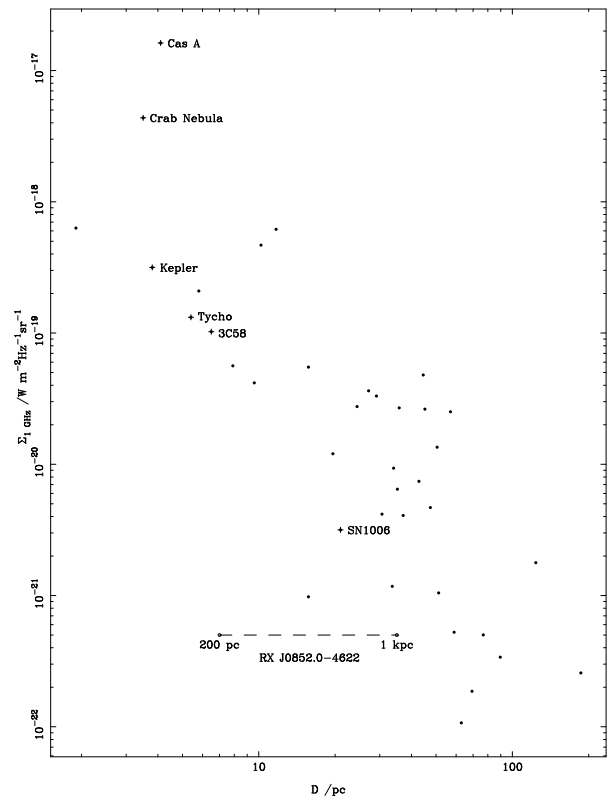


Figure 14.27: Diagramme montrant la brillance de surface en fonction du diamètre du vestige de supernova pour une fréquence de 1 GHz (domaine radio). On note à nouveau une brillance de surface très faible pour RX J0852.0-4622 pour une distance de 200 pc. Cette figure est tirée de la référence [58].

14.6.2 Ajustement des données avec un modèle de processus d'émission

Quelle que soit la distance supposée, en théorie trois cas distincts peuvent co-exister :

- un processus purement leptonique en γ , où les γ sont produits par diffusion Compton inverse des électrons sur les photons du fond cosmologique et du fond infra-rouge, tandis que le rayonnement synchrotron de cette même population d'électrons accélérés crée le signal observé de la radio jusqu'aux X durs ;
- un processus purement hadronique en γ , où les γ sont produits par interaction proton-proton, tandis que le signal de la radio jusqu'aux X est produit par une population d'électrons injectés de façon similaire aux protons ainsi que par les électrons secondaires provenant de la désintégration des μ des cascades hadroniques ;
- un processus mixte, où les deux processus Compton inverse et interaction proton-proton concourent à produire le signal γ observé par H.E.S.S..

Il reste donc à s'assurer qu'une modélisation des processus d'émission est capable de reproduire les données X du satellite ASCA (analysées par J. Hiraga), les données radio du télescope Parkes [58] et les données H.E.S.S., dans les deux cas extrêmes de distance : 200 pc et 1 kpc. Comme on l'a signalé précédemment, l'analyse spectrale des données radio, et dans une moindre mesure des données X, est compliquée par la présence du reste de supernova Vela dans le même champ de vue, conduisant à des incertitudes sur le flux et l'indice spectral.

Notre modèle⁶ comporte 9 paramètres : l'indice spectral Γ et l'énergie maximale E_0 du spectre d'injection, le rapport électron/proton que l'on notera K_{ep} , l'énergie minimale des particules accélérées, l'énergie totale injectée dans les rayons cosmiques, la densité du milieu n , le champ magnétique B , l'âge du vestige de supernova (qui influe sur les pertes d'énergie), sa distance et la taille de la coquille. Dans tous les cas suivants l'énergie totale injectée dans les protons est fixée à 10^{50} erg, la taille de coquille fixée égal à 22.5% du rayon de la source, tandis que l'âge est fixé à 500 ans pour une distance de 200 pc et à 5000 ans pour 1 kpc.

Ajustement du spectre de H.E.S.S. à partir d'électrons :

Les électrons accélérés au choc vont rayonner par synchrotron et diffuser sur les champs de photons ambiants (principalement le fond cosmologique) créant ainsi des photons γ .

Il est extrêmement intéressant de noter que le rapport du flux X observé par ASCA et du flux γ observé par H.E.S.S. contraint à lui seul la valeur du champ magnétique. En effet, en se plaçant dans le régime de Thomson⁷, nous pouvons déduire facilement la relation :

$$\frac{f_{IC}(E_\gamma)}{f_{sync}(E_X)} \approx 0.1 (B/10 \mu G)^{-2} \quad (14.8)$$

Or, les données observationnelles imposent $f_{HESS}/f_{ASCA} \approx 0.2$: on en déduit donc que, quelle que soit la distance, le champ magnétique utilisé dans un processus purement leptonique doit être proche de $7 \mu G$. Cette valeur est très faible en comparaison à celle suggérée par la présence de filaments très fins résolus par Chandra [29].

⁶Pour plus de renseignements sur ce modèle simple mais pouvant décrire tous les cas précédents, le lecteur se reportera à l'Annexe E.3.2.

⁷Il est important de noter que notre modèle se place dans le cas général et ne fait pas l'hypothèse d'un fonctionnement en régime de Thomson. Seules ces approximations qualitatives se placent dans le cas du régime de Thomson.

1. Le cas d'un vestige de supernova proche :

Dans ce cas, le vestige de supernova est très jeune : selon la table 14.2 son âge serait inférieur à 600 ans pour des conditions initiales moyennes. Or, le temps caractéristique de perte d'énergie par rayonnement synchrotron est de 2500 ans pour un champ magnétique de $\sim 7 \mu G$ et une énergie de 100 TeV. Les pertes d'énergie des électrons sont donc négligeables sur la durée de vie du vestige de supernova. Dans ce cas particulier, le spectre des électrons actuels reproduit le spectre d'injection, d'indice spectral Γ et d'énergie maximale E_0 . Le spectre synchrotron peut alors être écrit sous une forme simple [129] :

$$F(E) \propto E^{-(\Gamma+1)/2} \exp[-(E/E_m)^{1/2}]$$

avec

$$E_m \approx 0.02(B/10 \mu G)(E_0/10 \text{ TeV})^2 \text{ keV}$$

Par ailleurs, les énergies E_γ et E_X des photons produits par les électrons, par diffusion Compton inverse et par rayonnement synchrotron, peuvent être reliées par la relation simple [3] :

$$E_\gamma \approx 1.5(E_X/0.1 \text{ keV})(B/10 \mu G)^{-1} \text{ TeV} \quad (14.9)$$

On peut alors montrer que, pour s'ajuster aux observations de H.E.S.S. qui présentent une courbure au-dessus de ~ 5 TeV, il est nécessaire que l'énergie maximale des électrons soit proche de ~ 50 TeV, ce qui paraît très faible. Ce résultat est effectivement retrouvé à partir de notre modèle complet. Notre meilleur ajustement est obtenu avec une injection de particules suivant une loi de puissance d'indice $\Gamma = 2.37$, une énergie maximale $E_0 = 40$ TeV, et un facteur électron/proton $K_{ep} = 1.2 \times 10^{-3}$ (figure 14.28). Le champ magnétique est de $7 \mu G$ tandis que la densité du milieu doit être inférieure à 0.1 cm^{-3} pour que l'interaction proton-proton soit négligeable. On peut alors noter que, dans ce cas, le flux prédit dans le domaine de la radio est trois fois supérieur au flux prédit par les observations de Parkes.

Outre ces caractéristiques, attardons-nous sur l'effet d'échappement des particules hors de la coquille. En effet, notre modèle ne prend pas en compte l'échappement des électrons⁸, considérant que ce phénomène est toujours plus lent que celui de l'interaction synchrotron. Or, à 200 pc, la limite supérieure sur la largeur de la coquille, obtenue à partir de l'analyse des données H.E.S.S., conduit à une épaisseur inférieure à 0.78 pc. Ainsi, on peut calculer que le temps d'échappement hors de la coquille est inférieur à 302 ans pour une densité de 0.1 cm^{-3} et une énergie de 40 TeV, alors que l'âge du vestige de supernova est de l'ordre de 500 ans et son temps de perte d'énergie par rayonnement synchrotron est de 6377 ans à 40 TeV. Le tableau 14.4 résume les différents résultats obtenus pour le domaine de densité acceptable : il apparaît que, dans ce cas extrême de distance, les électrons d'énergie supérieure à une vingtaine de TeV vont tendre à s'échapper de la coquille en un temps inférieur à l'âge du vestige de supernova et affecter ainsi les γ d'énergie supérieure à ~ 500 GeV, produits par diffusion Compton inverse sur le fond cosmologique. On s'attend donc à obtenir une coquille moins fine lors de l'étude des γ d'énergie supérieure à 500 GeV. Ce résultat semble défavorisé par l'analyse des données H.E.S.S. qui ne montre aucun changement morphologique entre les événements d'énergie inférieure à 500 GeV et les événements d'énergie supérieure à 500 GeV. On peut aussi noter qu'un champ magnétique plus élevé semble aussi nécessaire pour expliquer la finesse des filaments observés par le satellite Chandra. Les résultats de notre calcul, résumés en table 14.3, montrent qu'il faudrait un champ magnétique en aval du choc $B_d \gg 200 \mu G$,

⁸Pour plus d'informations sur ce modèle, le lecteur intéressé se reportera à l'Annexe E.3.2.

| Densité (cm^{-3}) | τ_{conv} (ans) | $\tau_{diff}(E = 40 \text{ TeV})$ (ans) | $\tau_{ech}(E = 40 \text{ TeV})$ (ans) | Âge (ans) | Énergie ($\tau_{ech} = Age$) |
|---------------------------------|------------------------|--|---|--------------|-----------------------------------|
| 0.1 | 813 | 481 | 302 | 520 | 10 TeV |
| 0.01 | 458 | 481 | 234 | 290 | 15 TeV |

Table 14.4: Temps caractéristique de propagation des particules (diffusion τ_{diff} , convection τ_{conv} et échappement global τ_{ech}) des électrons dans le cas d'un vestige de supernova proche et une énergie maximale de 40 TeV. La vitesse du choc utilisée provient des calculs effectués en table 14.2, tandis que le champ magnétique vaut $7 \mu\text{G}$, valeur optimale obtenue avec notre modèle. L'énergie pour laquelle l'âge du vestige de supernova est égal au temps d'échappement est également fournie.

| Énergie (TeV) | $\tau_{ech}(n = 0.1 \text{ cm}^{-3})$ (ans) | $\tau_{ech}(n = 0.01 \text{ cm}^{-3})$ (ans) | $\tau_{1/2}$ (ans) | Âge (ans) |
|------------------|--|---|-----------------------|--------------|
| 10 | 12200 | 6650 | 25500 | 4900 |
| 80 | 4440 | 3400 | 3200 | 9000 |

Table 14.5: Temps caractéristique d'échappement des électrons (τ_{ech}) dans le cas d'un vestige de supernova lointain et une énergie de 80 TeV ou 10 TeV. Ce temps peut être comparé au temps de perte par rayonnement synchrotron $\tau_{1/2}$ et à l'âge du vestige de supernova. La vitesse du choc utilisée provient des calculs effectués en table 14.2.

ce qui paraît incompatible avec une valeur de $7 \mu\text{G}$ pour le champ magnétique moyen, à moins d'envisager des facteurs de compression supérieurs à 30.

En résumé, pour une distance proche, le modèle leptonique a quatre inconvénients majeurs : un champ magnétique et une énergie maximale réduits ainsi qu'un flux radio légèrement supérieur aux observations, mais surtout un échappement non négligeable des électrons d'énergie supérieure à 10 TeV.

2. Le cas d'un vestige de supernova lointain :

Dans ce cas, le champ magnétique doit également être proche de $7 \mu\text{G}$; la seule différence provient du fait que le vestige de supernova est significativement plus vieux (~ 5000 ans) et que les pertes d'énergie des électrons ne sont donc plus négligeables. Ces pertes ont pour effet d'"amollir" la distribution en énergie des électrons et permettent alors d'augmenter légèrement l'énergie maximale, par rapport au cas précédent. Les paramètres de notre meilleur ajustement sont alors un spectre d'injection en loi de puissance d'indice 2.29, une énergie maximale de 80 TeV, et un facteur électron/proton $K_{ep} = 1.7 \times 10^{-2}$ (figure 14.29). On retrouve donc bien une énergie maximale légèrement supérieure à celle du cas précédent, même si elle reste relativement basse. Par ailleurs, le flux radio prédit par notre modèle surpasse d'un facteur deux les données observationnelles du télescope Parkes.

Dans ce cas de figure, le temps caractéristique de perte synchrotron est de 3200 ans pour l'énergie maximale de 80 TeV, tandis que l'âge du vestige de supernova varie entre 4000 et 9000 ans suivant la densité dans laquelle il a évolué. Les tableaux 14.5 et 14.2 permettent alors de constater que le temps d'échappement est toujours tel que $\tau_{ech} > \tau_{1/2}$ ou $\tau_{ech} > \text{Âge}$: les électrons restent donc confinés dans une coquille de largeur inférieure à 22.5% du rayon du vestige de supernova. Enfin, la finesse des filaments implique un champ magnétique supérieur à $60 \mu\text{G}$ (table 14.3), ce qui nécessiterait un facteur de compression proche de 10 et ne peut être exclu.

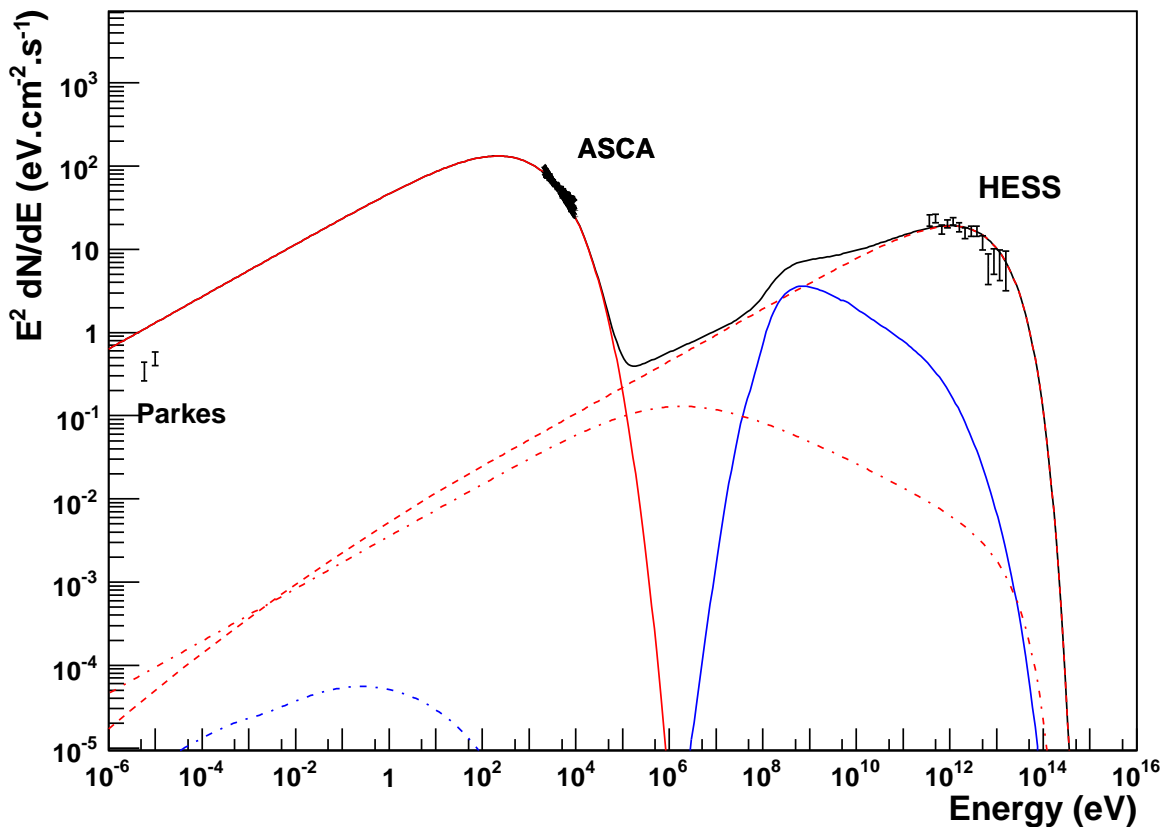


Figure 14.28: Ajustement des données observationnelles du télescope ATCA [58] en radio, ASCA (en X) et H.E.S.S. (ce manuscrit) avec un modèle favorisant le processus leptonique, dans le cas d'un vestige de supernova proche (200 pc). Les paramètres de l'ajustement sont un spectre d'injection en loi de puissance d'indice 2.37, une énergie maximale de 40 TeV, et un facteur électron/proton $K_{ep} = 1.2 \times 10^{-3}$. Le champ magnétique est de $7 \mu\text{G}$, tandis que la densité du milieu est de 0.01 cm^{-3} . Les lignes rouges correspondent aux électrons, les bleues aux protons. Les processus suivants ont été pris en compte : synchrotron des électrons primaires (ligne continue rouge), synchrotron des électrons secondaires (ligne tiret-point bleue), interaction proton-proton (ligne continue bleue), diffusion Compton inverse (ligne pointillée rouge) et bremsstrahlung (ligne tiret-point rouge). La ligne noire reproduit le signal total prédit par l'ajustement.

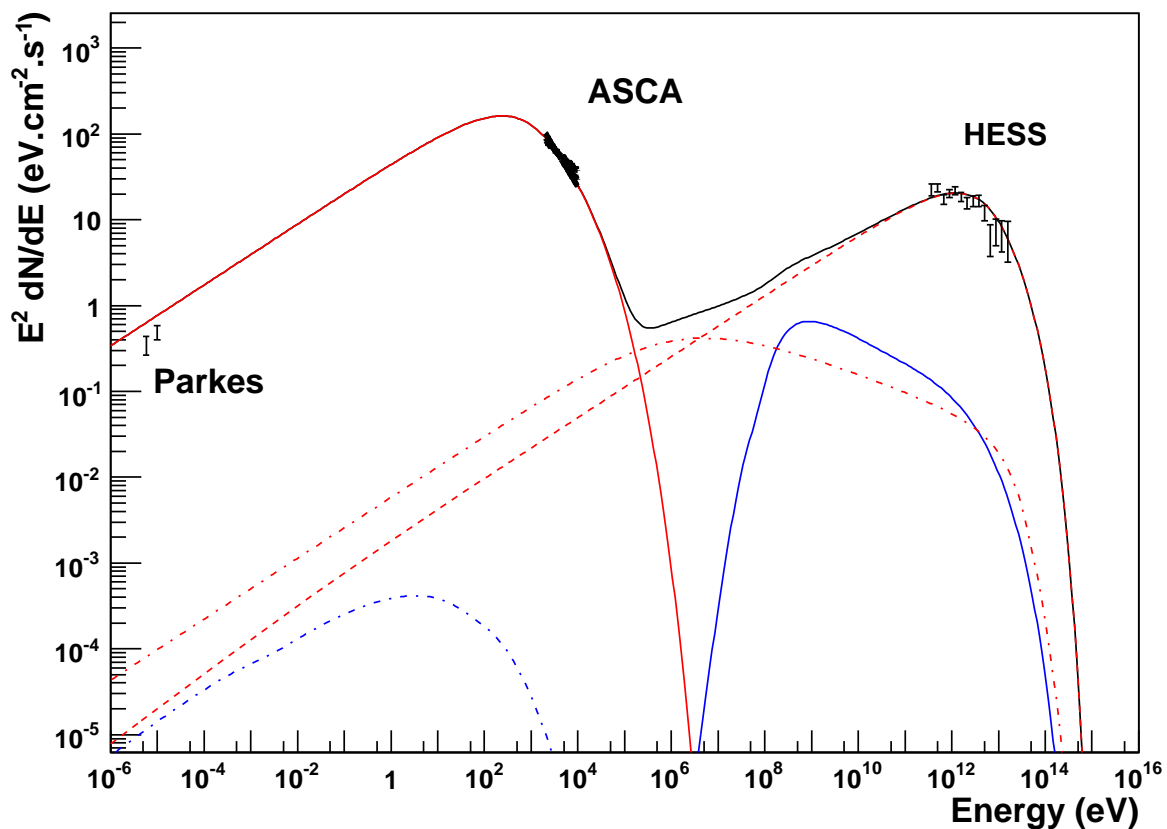


Figure 14.29: Ajustement des données observationnelles du télescope ATCA [58] en radio, ASCA (en X) et H.E.S.S. (ce manuscrit) avec un modèle favorisant le processus leptonique, dans le cas d'un vestige de supernova lointain (1 kpc). Les paramètres de l'ajustement sont un spectre d'injection en loi de puissance d'indice 2.29, une énergie maximale de 80 TeV, et un facteur électron sur proton de 1.7×10^{-2} . Le champ magnétique est de $7.5 \mu\text{G}$, tandis que la densité du milieu est de 0.1 cm^{-3} . Les lignes rouges correspondent aux électrons, les bleues aux protons. Les processus suivants ont été pris en compte : synchrotron des électrons primaires (ligne continue rouge), synchrotron des électrons secondaires (ligne tiret-point bleue), interaction proton-proton (ligne continue bleue), diffusion Compton inverse (ligne pointillée rouge) et bremsstrahlung (ligne tiret-point rouge). La ligne noire reproduit le signal total prédit par l'ajustement.

Ajustement du spectre de H.E.S.S. à partir de protons :

Notre précédente discussion nous a montré que l'hypothèse proton ne peut être réaliste que pour des distances réduites du vestige de supernova (~ 200 pc) ou dans le cas où nous aurions une augmentation de la densité du milieu au niveau de l'onde de choc. Il peut donc être intéressant de regarder le résultat donné par l'ajustement des données H.E.S.S. avec notre modèle complet : dans ce cas, les γ proviennent de l'interaction proton-proton tandis que les électrons injectés simultanément produisent le rayonnement synchrotron. La normalisation du flux, liée à la distance de la source et à la densité du milieu ambiant est arbitraire (puisque peu contrainte), mais nous pouvons déduire de cet ajustement les caractéristiques de la distribution de protons permettant de satisfaire les données γ .

1. Le cas d'un vestige de supernova proche :

Dans un tel cas de figure, pour obtenir un signal γ majoritairement produit par interaction proton-proton (et donc une diffusion Compton inverse faiblement efficace), il est nécessaire que le champ magnétique soit largement supérieur à $10 \mu\text{G}$ puisque cette valeur expliquerait le signal γ par l'effet Compton inverse compte tenu des données X, comme on l'a vu lors de l'ajustement à partir d'électrons. Par ailleurs, afin de s'ajuster à l'ensemble des données H.E.S.S. avec un processus hadronique, il est nécessaire que l'énergie maximale des protons soit proche de 100 TeV (puisque nous observons des γ jusqu'à 20 TeV et que les pertes d'énergie des protons sont faibles). Il y a alors deux cas de figures distincts suivant que les pertes d'énergie des électrons sont négligeables ou non sur une durée égale à l'âge du vestige de supernova. Dans le premier cas, la relation 14.9 conduit à un champ magnétique inférieur à $10 \mu\text{G}$ pour obtenir un pic synchrotron centré sur une énergie inférieure à 1 keV. Ce résultat contredit notre première relation et n'est donc pas viable. Dans le second cas, le champ magnétique est suffisamment élevé pour que les pertes synchrotron deviennent significatives malgré l'âge restreint du vestige de supernova. On peut alors utiliser la relation [3] :

$$E_b = 2.9(B/10 \mu\text{G})^{-3}(\tau_{sync}/10^3 \text{ ans})^{-2} \text{ keV}$$

qui fournit l'énergie E_b où se produira la cassure spectrale du pic synchrotron, créée par les pertes d'énergie. Ainsi, pour avoir une cassure proche de 0.5 keV, il faut que le champ magnétique soit supérieur à $30 \mu\text{G}$. Notre meilleur ajustement est obtenu pour un spectre d'injection en loi de puissance d'indice 2.08 avec une énergie maximale de 100 TeV et un facteur électron/proton extrêmement faible $K_{ep} = 3.8 \times 10^{-6}$ (figure 14.30). La densité du milieu est de 0.19 cm^{-3} et dépend peu de l'âge supposé (ici 500 ans), tandis que le champ magnétique a été fixé à $120 \mu\text{G}$. On peut noter que le flux prédit dans le domaine de la radio est inférieur (par un facteur proche de deux) aux données observationnelles du télescope Parkes. Par ailleurs, il est intéressant de remarquer que le champ magnétique prédit par cet ajustement est bien supérieur au champ magnétique nécessaire pour confiner les protons sur une largeur si fine de coquille, calculé en table 14.3 et permet également d'expliquer la finesse des filaments observés par le satellite Chandra. Autre difficulté de ce processus hadronique, outre la faible valeur du facteur K_{ep} : les pertes d'énergie générées par ce champ magnétique élevé ont tendance à "amollir" la distribution en énergie des électrons et donc à produire un plateau dans la région du keV du spectre synchrotron. Il est alors très difficile de reproduire parfaitement la pente provenant de l'analyse des données ASCA.

2. Le cas d'un vestige de supernova lointain :

Dans ce dernier cas de figure, il est nécessaire que la densité du milieu soit relativement élevée à

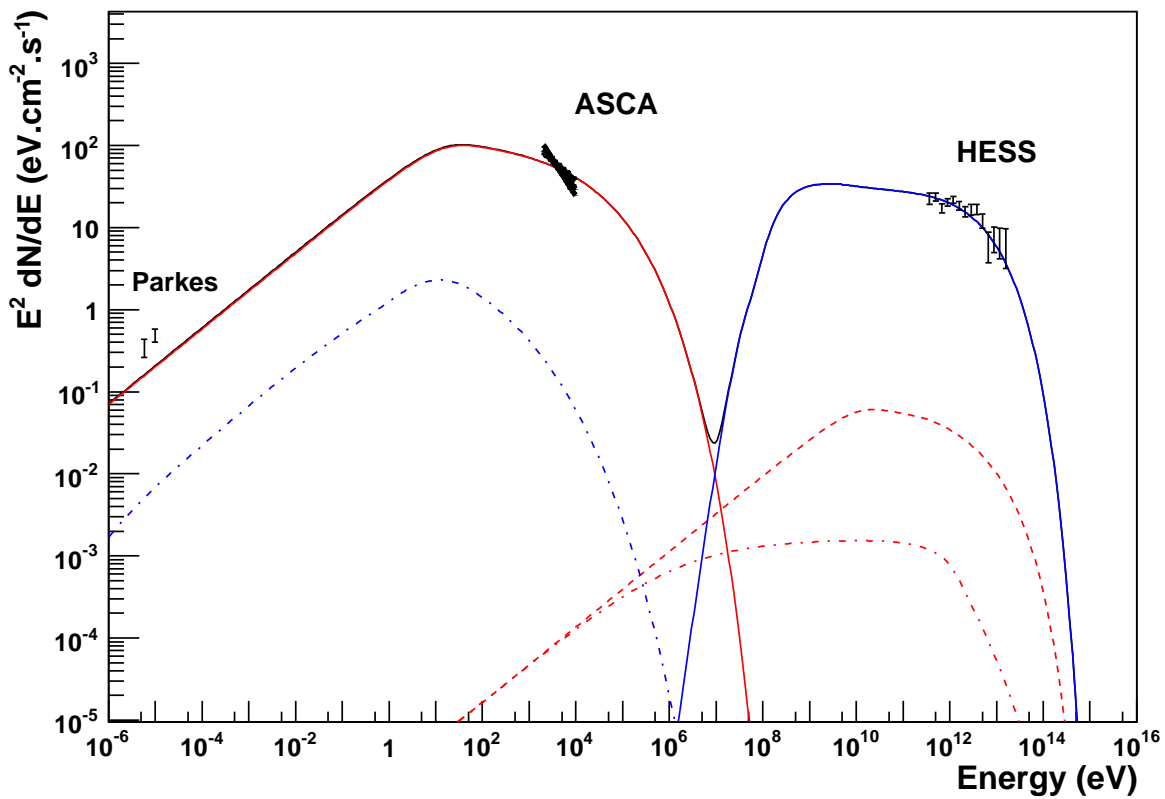


Figure 14.30: Ajustement des données observationnelles γ de H.E.S.S. (ce manuscrit) avec un modèle d'émission hadronique pour un vestige de supernova proche (200 pc). Pour cet ajustement nous avons utilisé une distribution de proton en loi de puissance d'indice 2.08, d'énergie de coupure à 100 TeV ainsi qu'un facteur électron/proton de 3.8×10^{-6} . La densité du milieu est de 0.19 cm^{-3} et le champ magnétique vaut $120 \mu\text{G}$. Les lignes rouges correspondent aux électrons, les bleues aux protons. Les processus suivants ont été pris en compte : synchrotron des électrons primaires (ligne continue rouge), synchrotron des électrons secondaires (ligne tiret-point bleue), interaction proton-proton (ligne continue bleue), diffusion Compton inverse (ligne pointillée rouge) et bremsstrahlung (ligne tiret-point rouge). La ligne noire reproduit le signal total prédit par l'ajustement.

l'heure actuelle pour que l'interaction proton-proton soit efficace. En revanche, il est également nécessaire que le vestige de supernova ait évolué dans un milieu de très faible densité pour qu'il soit encore relativement jeune aujourd'hui⁹. Il est donc nécessaire d'invoquer un mécanisme de bulle dans laquelle aurait eu lieu l'explosion de l'étoile massive. Par ailleurs, en ~ 4000 ans, les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron ne peuvent être négligeables et on en déduit donc que le champ magnétique permettant de s'ajuster aux données ASCA est nécessairement supérieur à $30 \mu\text{G}$. Notre meilleur ajustement est obtenu pour un spectre d'injection en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2.03$, une énergie maximale $E_0 = 100 \text{ TeV}$ et un facteur électron/proton de 7×10^{-4} (figure 14.31). La densité du milieu est fixée à 2.24 cm^{-3} tandis que le champ magnétique vaut $65 \mu\text{G}$, permettant ainsi de confiner les protons sur une taille de coquille très fine. Par ailleurs, il faut noter que notre modèle reproduit très bien les données observationnelles du télescope Parkes ainsi que le flux des données ASCA. En revanche, la pente imposée par les données ASCA est reproduite de façon approximative.

Enfin, il ne nous est pas possible d'avoir une conclusion ferme concernant les filaments fins car le mécanisme de bulle affecte significativement la valeur calculée de la vitesse du choc et donc également la valeur du champ magnétique permettant de confiner les particules.

La bulle permet-elle réellement de garder le vestige de supernova jeune et efficace ?

Notre objectif a été d'étudier de façon simple l'évolution d'un vestige de supernova situé dans un milieu de densité inhomogène. Pour cela, nous avons divisé le milieu compris entre le centre du vestige de supernova et le choc en 1000 intervalles de densité supposée homogène dans chacun d'entre eux (mais évoluant progressivement jusqu'à atteindre une densité typique d'environ 1 cm^{-3}). Dans ce cas, nous pouvons utiliser, dans chacun des intervalles, les mêmes équations que pour l'étude précédente. L'effet du changement brutal de densité à la périphérie de la bulle conduit à une brusque diminution de vitesse du choc et donc à un vieillissement du vestige de supernova pour lui permettre d'atteindre sa taille gigantesque de 17.5 pc de rayon. Les différents tests que nous avons réalisés en faisant évoluer la densité du milieu de façon exponentielle, permettent de noter que le vestige de supernova sera alors "vieux" (plus de 10000 ans), avec un choc peu efficace (vitesse inférieure à 1000 km/s). Par exemple, en gardant une approche similaire à celle développée par E. Berezhko et H. Völk pour leur étude de l'évolution de RX J1713.7-3946 [33] :

$$n = 0.008 + 1.1 [r/(17.5\text{pc})]^{12} \text{cm}^{-3}$$

(en notant r la distance au centre du vestige de supernova), le vestige de supernova a un âge de l'ordre de 20000 ans et une vitesse de choc de 150 km/s (en supposant toujours une énergie de 10^{51} erg et une masse éjectée de $14 M_{\odot}$). Ces valeurs semblent peu compatibles avec la luminosité X observée par ASCA ($1.6 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$) pour une distance de 1 kpc , qui implique un choc relativement fort ($V > 1000 \text{ km s}^{-1}$ [32]). Aucune solution satisfaisante impliquant une bulle n'a donc pu être retenue par ce travail utilisant des hypothèses relativement simples.

Cependant, le cas d'une bulle de taille réduite en raison de la présence du Vela Molecular Ridge, à 1 kpc , n'est pas exclu.

Le modèle mixte :

Quelle que soit la distance, notre étude montre qu'il est tout à fait possible de rencontrer des cas où les électrons et les protons contribuent ensemble à créer le signal γ observé par H.E.S.S.. Ce

⁹Un calcul à l'aide des équations d'évolution du vestige de supernova en phase de Sedov montre que RX J0852.0-4622 aurait 24000 ans à l'heure actuelle si elle avait évolué dans un milieu ambiant de 1 cm^{-3} à 1 kpc .

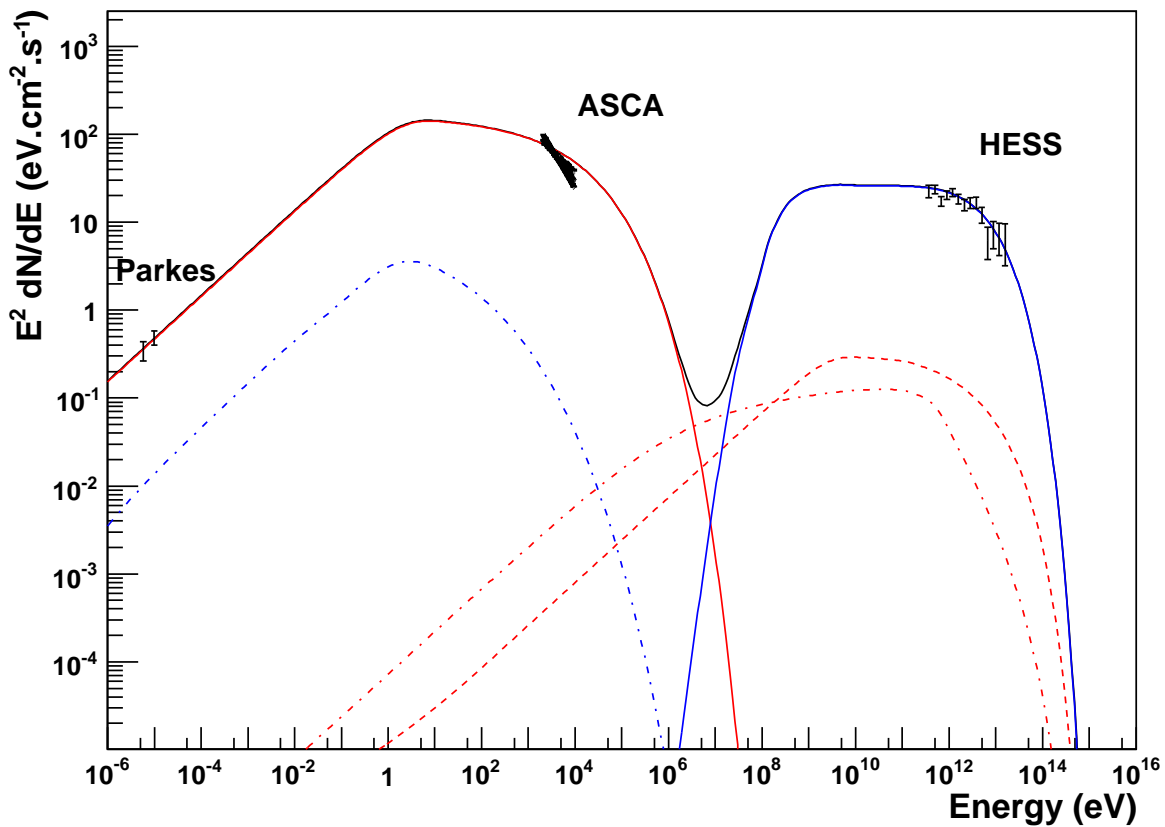


Figure 14.31: Ajustement des données observationnelles γ de H.E.S.S. (ce manuscrit) avec un modèle d'émission hadronique pour un vestige de supernova lointain (1 kpc). Pour cet ajustement nous avons utilisé une distribution de proton en loi de puissance d'indice 2.03, d'énergie de coupure à 100 TeV ainsi qu'un facteur électron/proton de 7×10^{-4} . La densité du milieu est de 2.2 cm^{-3} et le champ magnétique vaut $60 \mu\text{G}$. Les lignes rouges correspondent aux électrons, les bleues aux protons. Les processus suivants ont été pris en compte : synchrotron des électrons primaires (ligne continue rouge), synchrotron des électrons secondaires (ligne tiret-point bleue), interaction proton-proton (ligne continue bleue), diffusion Compton inverse (ligne pointillée rouge) et bremsstrahlung (ligne tiret-point rouge). La ligne noire reproduit le signal total prédit par l'ajustement.

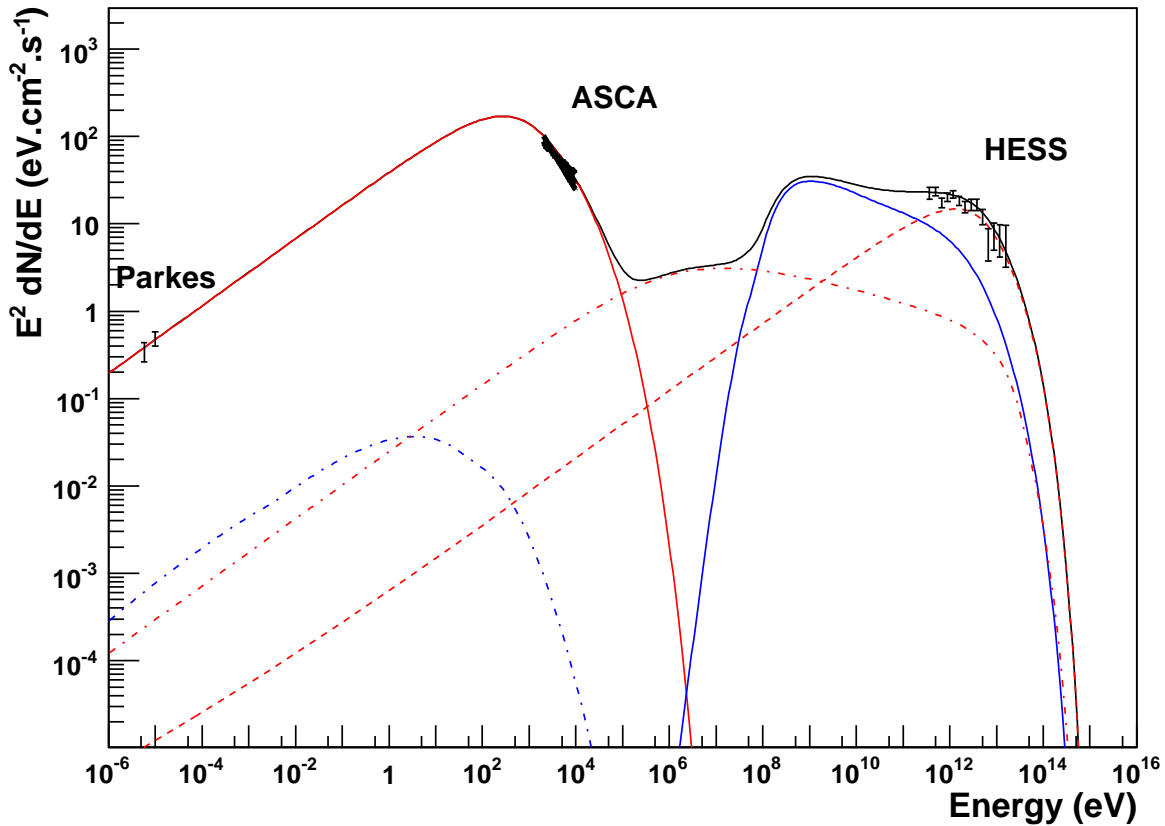


Figure 14.32: Ajustement des données observationnelles γ de H.E.S.S. (ce manuscrit) avec un modèle mixte pour un vestige de supernova lointain (1 kpc). Pour cet ajustement nous avons utilisé une distribution de proton en loi de puissance d'indice 2.23, d'énergie de coupure à 80 TeV ainsi qu'un facteur électron/proton de 8.5×10^{-3} . La densité du milieu est de 2.2 cm^{-3} et le champ magnétique vaut $9 \mu\text{G}$. Les lignes rouges correspondent aux électrons, les bleues aux protons. Les processus suivants ont été pris en compte : synchrotron des électrons primaires (ligne continue rouge), synchrotron des électrons secondaires (ligne tiret-point bleue), interaction proton-proton (ligne continue bleue), diffusion Compton inverse (ligne pointillée rouge) et bremsstrahlung (ligne tiret-point rouge). La ligne noire reproduit le signal total prédit par l'ajustement.

cas semble plus exotique et nécessite un champ magnétique relativement faible (afin d'obtenir un flux Compton inverse significatif). Par ailleurs, le cas d'un vestige de supernova lointain implique l'utilisation d'une bulle, afin que la densité du milieu à l'heure actuelle soit assez élevée pour que l'interaction proton-proton soit efficace. Ce modèle combine donc les inconvénients des deux processus. Néanmoins, il est intéressant de noter que notre ajustement reproduit parfaitement l'ensemble des données observationnelles. Par exemple, pour un vestige de supernova situé à 1 kpc, les paramètres utilisés sont un spectre d'injection en loi de puissance d'indice $\Gamma = 2.23$, une énergie maximale $E_0 = 80 \text{ TeV}$, un facteur électron/proton de 8.5×10^{-3} , un champ magnétique de $9 \mu\text{G}$ et une densité de 2.2 cm^{-3} (figure 14.32).

| Distance (pc) | Processus leptonique | Processus hadronique |
|---------------|--|--|
| 200 | $B \approx 7 \mu\text{G}$ $n < 0.1 \text{ cm}^{-3}$ $E_{\text{max}} \approx 40 \text{ TeV}$ $K_{ep} \approx 10^{-3}$ Flux radio trop élevé ($\times 3$) Échappement des électrons | $B \gg 80 \mu\text{G}$ $n \approx 0.2 \text{ cm}^{-3}$ $E_{\text{max}} \approx 100 \text{ TeV}$ $K_{ep} \approx 4 \times 10^{-6}$ Pente au keV trop petite Confinement |
| 1000 | $B \approx 7 \mu\text{G}$ $n < 0.5 \text{ cm}^{-3}$ $E_{\text{max}} \approx 80 \text{ TeV}$ $K_{ep} \approx 10^{-2}$ Flux radio trop élevé ($\times 2$) Confinement | $B \gg 40 \mu\text{G}$ $n \approx 2.2 \text{ cm}^{-3}$ => Mécanisme de bulle $E_{\text{max}} \approx 100 \text{ TeV}$ $K_{ep} \approx 7 \times 10^{-4}$ Pente au keV trop petite Confinement |

Table 14.6: Conséquences principales des processus leptonique et hadronique selon la distance du vestige de supernova RX J0852.0-4622.

En résumé (tableau 14.6) :

Malgré les grandes incertitudes concernant les paramètres de RX J0852.0-4622, les résultats provenant de l'analyse des données H.E.S.S. apportent dès aujourd'hui des contraintes très fortes. Ainsi, dans le cas où le vestige de supernova serait proche de nous (200 pc), les résultats de l'analyse morphologique combinés à ceux de notre modélisation simple permettent de fortement défavoriser le processus leptonique puisque la finesse des filaments X et celle de la coquille observée en γ semblent incompatibles avec une valeur de champ magnétique en amont du choc de $7 \mu\text{G}$. Le scénario hadronique peut quant à lui reproduire les données, au prix d'un facteur électron/proton très faible.

Par ailleurs, dans le cas où le vestige de supernova serait situé à une distance intermédiaire (entre 400 pc et 900 pc), les énergies d'explosion requises pour expliquer le flux γ observé par H.E.S.S., compte tenu des limites de densité imposées par l'absence de rayons X thermiques, rendent le scénario hadronique peu probable.

Pour une distance proche de 1 kpc, les deux scénarios leptoniques et hadroniques permettent d'expliquer les données morphologiques et spectrales, au dépens d'un champ magnétique faible pour le premier et de la nécessité d'invoquer un mécanisme de bulle pour le deuxième.

Enfin, il apparaît très nettement à partir des figures 14.28, 14.29, 14.30, 14.31 et 14.32, que les flux attendus en γ de plus basse énergie ($E < 200 \text{ GeV}$) par le processus leptonique (synchrotron + diffusion Compton inverse), par le processus hadronique (interaction proton-proton et désintégration des π^0) ou par un processus mixte différent significativement, comme c'est aussi le cas pour le vestige de supernova RX J1713.7-3946. Les résultats qui seront obtenus par GLAST et H.E.S.S. II auront donc une importance capitale pour le domaine.

CHAPITRE

15

SN1006 : un 3^{eme} vestige de supernova à X non-thermique

Sommaire

| | |
|---|------------|
| 15.1 Le vestige de supernova SN1006 | 249 |
| 15.1.1 Un accélérateur de particules chargées | 249 |
| 15.1.2 Les paramètres du vestige de supernova | 250 |
| 15.2 Les contraintes imposées par H.E.S.S. | 252 |
| 15.3 Comparaison des trois vestiges de supernovæ | 253 |

Jusqu'à présent nous avons parlé de deux vestiges de supernovæ à coquille présentant une émission X principalement (voire intégralement) non thermique. Il existe un troisième vestige de supernova de ce type, situé dans l'hémisphère Sud et observé par H.E.S.S. durant les premières années d'activité du système : cette source s'appelle SN1006. Ce chapitre a pour objectif de décrire brièvement les propriétés de ce vestige de supernova (qui fête ses 1000 ans au moment de la rédaction !), de présenter les résultats obtenus par H.E.S.S. et enfin de finir par une comparaison des trois vestiges de supernovæ étudiés dans ce manuscrit.

15.1 Le vestige de supernova SN1006

15.1.1 Un accélérateur de particules chargées

La supernova historique la plus brillante est celle survenue au printemps de l'an 1006, dans la constellation du Loup. Elle attira une attention considérable en raison de la luminosité intense de cette "nouvelle étoile" plus brillante que Vénus dans le ciel et fut ainsi répertoriée dans les annales

astronomiques chinoises, japonaises et européennes. Le vestige de cette supernova fut ensuite découvert plus de 900 ans plus tard, dans le domaine radio [69], puis en rayons X en 1976 par Winkler et Laird [160]. En 1995, Koyama et ses collaborateurs présentent les résultats de leur analyse des données du satellite ASCA [98] :

- la morphologie de cette source est typiquement celle d’une coquille de 30 minutes d’arc de diamètre présentant deux régions fortement brillantes et symétriques, au Nord-Est et au Sud-Ouest (figure 15.1),
- le spectre du rayonnement X provenant des ces deux régions est typiquement non thermique et parfaitement reproduit par le rayonnement synchrotron d’électrons accélérés.

Il faut souligner ici que ce résultat constitue l’une des premières preuves que les vestiges de supernovæ sont capables d’accélérer des particules jusqu’à plus de 100 TeV ; par ailleurs, il place SN1006 parmi les candidats de choix pour une possible détection dans le domaine γ .

Des observations ultérieures effectuées par le satellite Chandra ont révélé des filaments très fins (d’une épaisseur de l’ordre de $\sim 20''$ et $4''$ en amont et en aval du choc) dans les régions Sud-Est et Nord-Ouest du vestige de supernova (figure 15.2), grâce à la résolution spatiale très précise de cet instrument [30]. Pour obtenir de telles structures, il est nécessaire que les électrons perdent leur énergie avant d’avoir été advectionnés loin du choc : le temps caractéristique de pertes d’énergie par émission synchrotron doit donc être supérieur au temps d’advection (le lecteur se reportera au chapitre 12.3.3 pour plus de détails). On peut en déduire une valeur de champ magnétique supérieure à $40 \mu\text{G}$ [30], [100], [16]. Enfin, dans le domaine du TeV, un signal γ a été revendiqué par la collaboration CANGAROO en utilisant un télescope de 10 m [147], [80], mais n’a pas été confirmé par l’analyse de leurs nouvelles données stéréoscopiques [115].

Ces différents résultats en X et au TeV faisaient de SN1006 une source d’intérêt majeur et elle fut d’ailleurs l’une des premières sources à être observée par H.E.S.S. avec la nébuleuse du Crabe.

Avant de passer aux résultats obtenus par H.E.S.S. et aux contraintes que l’on peut en déduire, regardons plus en détail les propriétés de ce vestige de supernova historique.

15.1.2 Les paramètres du vestige de supernova

SN1006 est un vestige de supernova de petite taille angulaire (0.5° de diamètre) en comparaison aux deux autres sources que nous avons vues précédemment. Il résulte de l’explosion d’une supernova de type Ia (ayant eu lieu en l’an 1006, ce qui lui donne un âge de 1000 ans actuellement) et serait situé à une distance de ~ 2.2 kpc [161]. Dans ce cas, sa latitude galactique de $+14.6^\circ$ lui confère une position bien au-dessus du plan galactique, à une altitude $z = +570 (d/2.2 \text{ kpc})$ pc. Enfin, la densité du milieu ambiant dans lequel il évolue est encore mal connue : les valeurs admises sont comprises entre 0.05 cm^{-3} [61] et 0.3 cm^{-3} [57].

Pour une distance $d = 2.2$ kpc, on peut aisément calculer la masse balayée par l’onde de choc au bout de 1000 ans (i.e l’âge du vestige de supernova) : suivant la densité du milieu ambiant, elle varie entre $6 M_\odot$ et $40 M_\odot$. On peut donc en déduire que le vestige de supernova est déjà passé en phase de Sedov. Il est alors intéressant de remarquer que, durant cette phase, le rayon du choc varie proportionnellement à l’énergie d’explosion de la supernova E_{sn} et à la densité du milieu ambiant n_0 :

$$R \propto (E_{sn}/n_0)^{1/5} t^{2/5}$$

Les propriétés que nous connaissons (la masse des ejecta $M_{ej} = 1.4 M_\odot$, le rayon $R = 9.6(d/2.2 \text{ kpc})$ et l’âge $t = 1000$ ans) contraignent donc directement l’énergie d’explosion de la

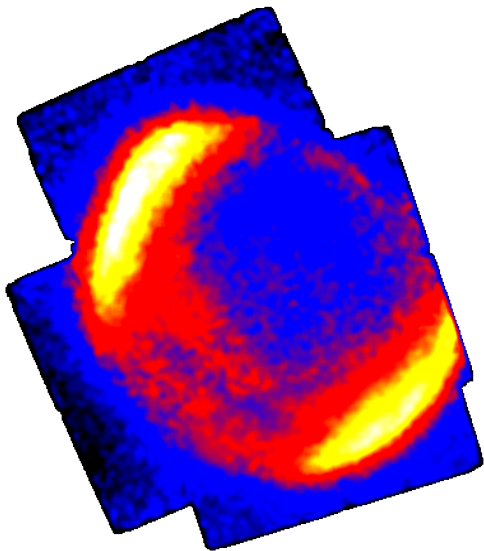


Figure 15.1: Image du vestige de supernova SN1006 obtenue avec le satellite ASCA [98].

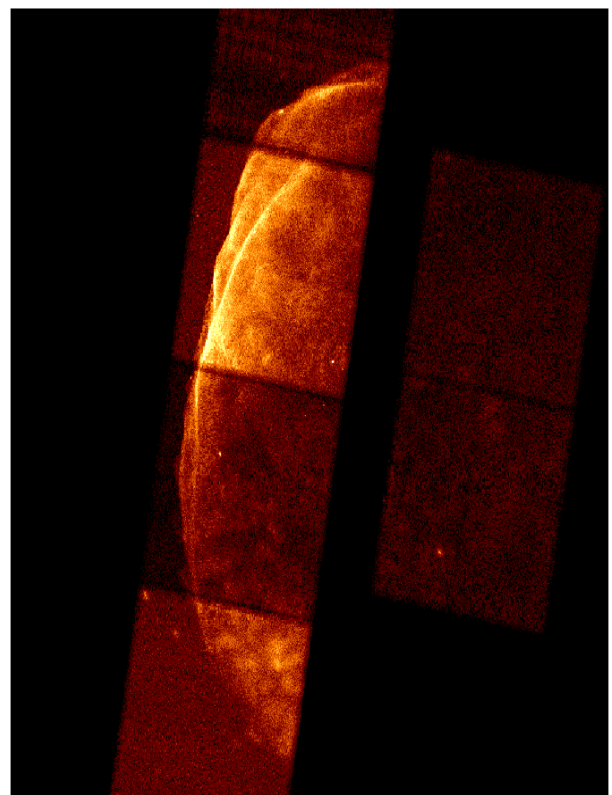


Figure 15.2: Image de la coquille Nord-Est du vestige de supernova SN1006 obtenue avec le satellite Chandra [30].

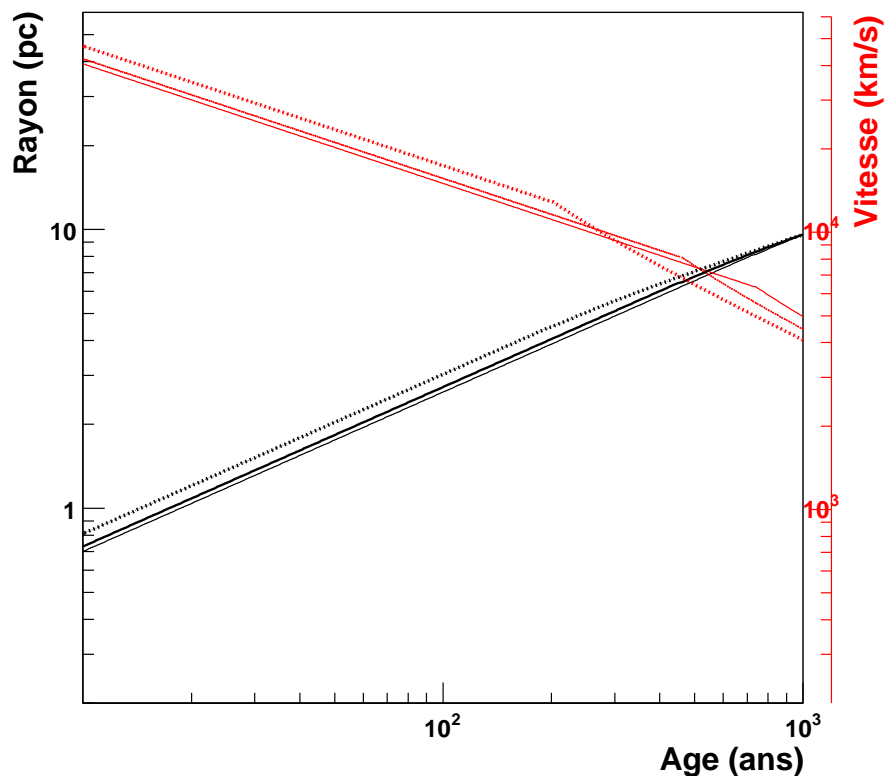


Figure 15.3: Évolution du rayon et de la vitesse du choc du vestige de supernova SN1006 pour trois valeurs de densité ambiante : 0.05 cm^{-3} (ligne continue fine), 0.1 cm^{-3} (ligne continue en gras), 0.3 cm^{-3} (ligne hachurée). Les courbes de vitesse sont celles du haut en rouge. Les cassures visibles dans les courbes de vitesse sont dues au passage de la phase d'expansion libre à la phase de Sedov.

supernova pour une densité du milieu donnée. La figure 15.3 montre l'évolution du rayon et de la vitesse du choc du vestige de supernova pour différentes valeurs de densité du milieu (l'énergie étant renormalisée à chaque fois afin de s'ajuster à la taille observée de la source). Le tableau 15.1 résume les paramètres d'énergie, de vitesse ainsi que le champ magnétique nécessaire pour accélérer des particules jusqu'à 100 TeV, déduits de cette étude (ce travail est similaire à celui effectué pour le vestige de supernova RX J0852.0-4622 : pour plus d'informations le lecteur se reportera au paragraphe 14.6.2). Les différentes valeurs sont tout à fait compatibles avec celles obtenues par L.T. Ksenofontov et al. lors de leur étude complète de la dynamique du choc de SN1006 [100]. Le champ magnétique doit donc être supérieur à $10 \mu\text{G}$, ce qui est compatible avec les valeurs déduites des observations des satellites Chandra et XMM-Newton.

15.2 Les contraintes imposées par H.E.S.S.

Les observations du vestige de supernova SN1006 ont eu lieu pendant les mois de Mars à Mai 2003 avec deux télescopes puis en Mai 2004 avec le système complet. Après sélection des données de bonne qualité, il reste 18.2 heures (2003) et 6.3 heures (2004) de données utilisables prises à un angle zénithal moyen de $\sim 24^\circ$, en mode de pointé décalé (décalage de 0.5°). La figure 15.4 présente l'image du champ de vue de SN1006 après analyse des données avec la méthode des "moments

| n_0 (cm ⁻³) | E_{sn} (10 ⁵¹ erg) | $M_{balayee}$ (\mathcal{M}_\odot) | V_{choc} (km s ⁻¹) | B_{acc} (μ G) |
|---------------------------|---------------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|----------------------|
| 0.05 | 2.2 | 6.4 | 4860 | 9 |
| 0.1 | 3.8 | 12.8 | 4400 | 11 |
| 0.3 | 9.2 | 38.4 | 4000 | 13 |

Table 15.1: Paramètres du vestige de supernova SN1006 en fonction de la densité du milieu. Le tableau donne l'énergie d'explosion de supernova, la masse balayée par l'onde de choc, la vitesse du choc et la valeur du champ magnétique permettant une accélération des particules jusqu'à 100 TeV.

réduits" et soustraction du fond avec la méthode de "l'anneau". Aucun signal significatif n'apparaît sur cette image.

Cette non-détection permet de calculer des limites supérieures sur le flux γ produit par ce vestige de supernova : la figure 15.5 présente les limites estimées pour l'ensemble du vestige de supernova. Nous avons vu que le rayonnement γ peut être produit par deux processus majeurs : la diffusion Compton inverse d'électrons accélérés sur les champs de photons ambiants et l'interaction proton-proton.

En supposant que l'intégralité du signal γ est produit par les électrons, le rapport du flux observé dans le domaine des X avec le flux observé en γ est directement proportionnel au champ magnétique B dans la région choquée. Il est alors possible d'estimer une limite inférieure de B en utilisant la formule : $f_\gamma(E_\gamma)/f_X(E_X) \sim 0.1(B/10\mu\text{G})^{-2}$ [2]. Le flux en rayons X dans l'intervalle d'énergie de 0.1 à 2 keV estimé par Allen et al. est de $1.42 \times 10^{-10} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [16] ; le flux γ , entre 1 et 10 TeV, déduit des observations de H.E.S.S. atteint $2.29 \times 10^{-12} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. On en déduit alors de façon simple une limite inférieure de 25 μG , valeur compatible avec celles discutées ci-dessus et déduites des observations X.

En supposant maintenant que l'intégralité de l'émission γ est produite par interaction proton-proton, il est alors possible de déduire une limite inférieure sur la densité du milieu ambiant (valeur directement liée à l'énergie d'explosion de la supernova comme nous l'avons vu précédemment). Supposons que le spectre des protons suive une loi de puissance d'indice 2.0 avec une coupure exponentielle¹ à 150 TeV, et que 10% de l'énergie d'explosion de la supernova soit transférée aux protons. Dans ce cas, le flux γ attendu entre 1 et 10 TeV est intégralement contraint par les propriétés du vestige de supernova. La figure 15.6 présente le spectre γ produit par interaction proton-proton pour trois densités distinctes du milieu. Il est alors remarquable de noter que les limites supérieures imposées par H.E.S.S. contraignent fortement la densité du milieu ambiant : celle-ci ne peut être supérieure à 0.1 cm⁻³. Dans le cas d'une densité de 0.05 cm⁻³, le flux attendu ne serait qu'un facteur ~ 4 en-dessous des limites imposées par H.E.S.S.. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus par l'analyse plus précise effectuée par Ksenofontov et al. [100] en utilisant les limites de H.E.S.S. provenant de la région "détectée" par CANGAROO.

15.3 Comparaison des trois vestiges de supernovæ : RX J1713.7-3946, RX J0852.0-4622 et SN1006.

H.E.S.S. a observé trois vestiges de supernovæ à coquille présentant une émission X principalement non-thermique mais en a détecté "seulement" deux d'entre eux, RX J1713.7-3946 et

¹Il faut noter que la valeur de la coupure ne change absolument pas les résultats, du moment qu'elle est supérieure à quelques dizaines de TeV.

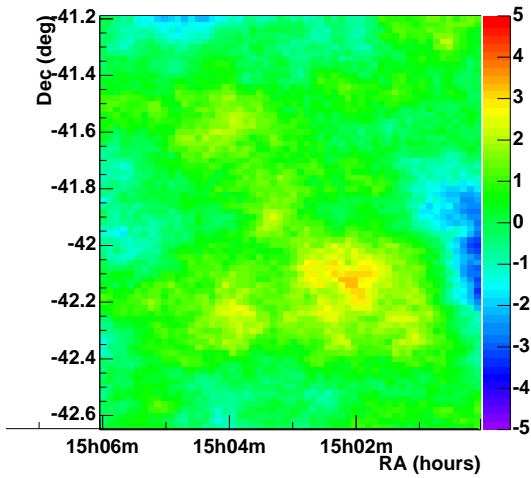


Figure 15.4: Image du champ de vue de SN1006 en signification du signal γ détecté par H.E.S.S.. Cette figure est tirée de [6]. La distribution des significations est ajustée par une gaussienne de -0.016 ± 0.004 de moyenne et d'écart-type 1.035 ± 0.003 : aucun signal significatif n'apparaît.

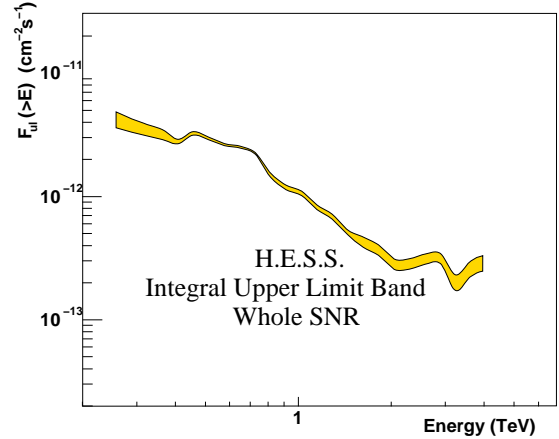


Figure 15.5: Limites supérieures déduites de la non détection de SN1006 avec H.E.S.S., pour l'ensemble du vestige de supernova [6]. La bande est obtenue en faisant varier l'indice spectral entre 2.0 et 3.0.

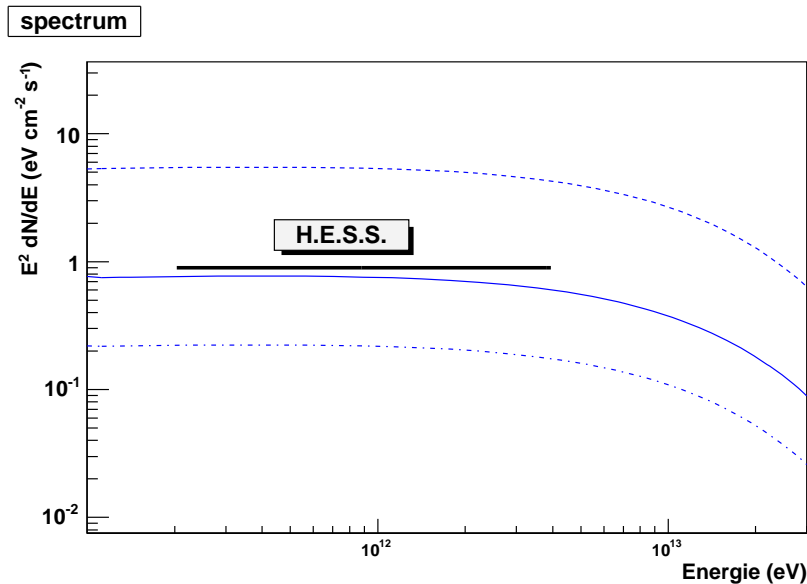


Figure 15.6: Comparaison des limites supérieures imposées par H.E.S.S. sur l'ensemble du vestige de supernova SN1006 avec le flux total attendu par interaction proton-proton pour une densité du milieu de 0.3 cm^{-3} (ligne pointillée), 0.1 cm^{-3} (ligne continue), 0.05 cm^{-3} (ligne tiret-point). Les limites supérieures de H.E.S.S. sont approximatives et servent principalement à guider l'oeil (se reporter à la figure 15.5 pour les limites précises).

RX J0852.0-4622. Il paraît donc intéressant de comparer ces sources afin de comprendre quels sont les paramètres fondamentaux pour la production de γ du TeV, d'autant plus que la similarité des spectres détectés en γ , par H.E.S.S., sur ces deux sources est extrêmement frappante (figure 15.7). Le tableau 15.2 résume les propriétés de ces trois sources vues au cours de notre étude des vestiges de supernovæ. Elles sont toutes trois des émetteurs faibles en radio et forts en X non-thermiques et ne peuvent donc pas être distinguées par ce biais. La distance de RX J1713.7-3946 est inférieure d'un facteur 2 à celle de SN1006, donc nous n'attendrions qu'un facteur 4 en flux : ce critère n'est pas suffisant pour expliquer la non détection de SN1006 par H.E.S.S. (dont les limites supérieures sont 20 fois plus faibles que le flux détecté sur les deux autres sources au TeV). En revanche, la morphologie est une caractéristique très facilement comparable et qui varie fortement entre ces trois objets :

- En rayons X : la forme de SN1006 est fortement symétrique avec deux régions très brillantes visibles en particulier sur l'image ASCA, tandis que la morphologie de RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622 paraît moins régulière avec plusieurs zones brillantes autour de la coquille.
- En γ : il est remarquable que les morphologies résolues avec H.E.S.S. de RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622 soient si distinctes : l'une présente une coquille très large principalement à l'Ouest où se trouvent des nuages moléculaires très denses, tandis que RX J0852.0-4622 présente une coquille extrêmement mince dans son ensemble.

Cette différence de morphologie peut être directement liée à l'environnement dans lequel les restes de supernovæ évoluent : ainsi RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622 sont situées dans le plan galactique alors que SN1006 est à haute latitude galactique. Les deux premiers objets peuvent donc bénéficier d'un environnement dense très riche en nuages moléculaires (dans le cas de RX J0852.0-4622 ce n'est vrai que pour une distance supérieure à 900 pc comme on l'a vu), ce qui n'est pas le cas de SN1006. Il faut noter que des filaments fins ont été observés dans les trois vestiges de supernovæ impliquant une amplification du champ magnétique au choc et un flux γ produit par diffusion Compton inverse plus faible. Dans le cas de SN1006, la non détection paraît donc directement liée à la densité faible du milieu ambiant. Il est alors tentant de supposer que la détection des deux autres vestiges de supernovæ soit également liée à leur environnement : densité suffisamment élevée (pour produire un flux γ par interaction proton-proton détectable par H.E.S.S.) mais pas trop pour obtenir un vestige de supernova encore relativement jeune et une accélération par onde de choc efficace. La difficulté à reproduire les spectres γ avec un modèle simple d'émission par diffusion Compton inverse et le rôle important de la densité de matière semblent plaider en faveur d'une contribution significative des protons dans l'émission γ .

Quoi qu'il en soit cette étude montre que, bien que les vestiges de supernovæ soient des accélérateurs de particules, la production d'un signal γ à un niveau détectable par H.E.S.S. nécessite un ajustement précis des paramètres tels que le champ magnétique, la densité du milieu, la distance, etc.

| | SN1006 | RX J1713.7-3946 | RX J0852.0-4622 |
|--|-------------------------------------|---------------------------|---------------------------|
| Morphologie | Deux régions brillantes symétriques | Plusieurs zones émissives | Plusieurs zones émissives |
| Émission X | Principalement non thermique | Non thermique | Non thermique |
| Flux radio à 1.4 GHz (Jy) | 19 | 6.7 | 40 |
| Localisation | Haute latitude galactique | plan galactique | plan galactique |
| Densité du milieu (cm^{-3}) | 0.05 – 0.3 | < 0.02 | < 0.2 |
| Nuages moléculaires | Non | Oui | Oui (si D = 1 kpc) |
| Distance (kpc) | ~2.2 | ~1 | 0.2 – 1 |
| Rayon (pc) | 9.6 | 10 | 3.5 – 17.5 |
| Âge (ans) | 1000 | 1600 | 200 – 10000 |

Table 15.2: Propriétés des trois vestiges de supernova à coquille SN1006, RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622.

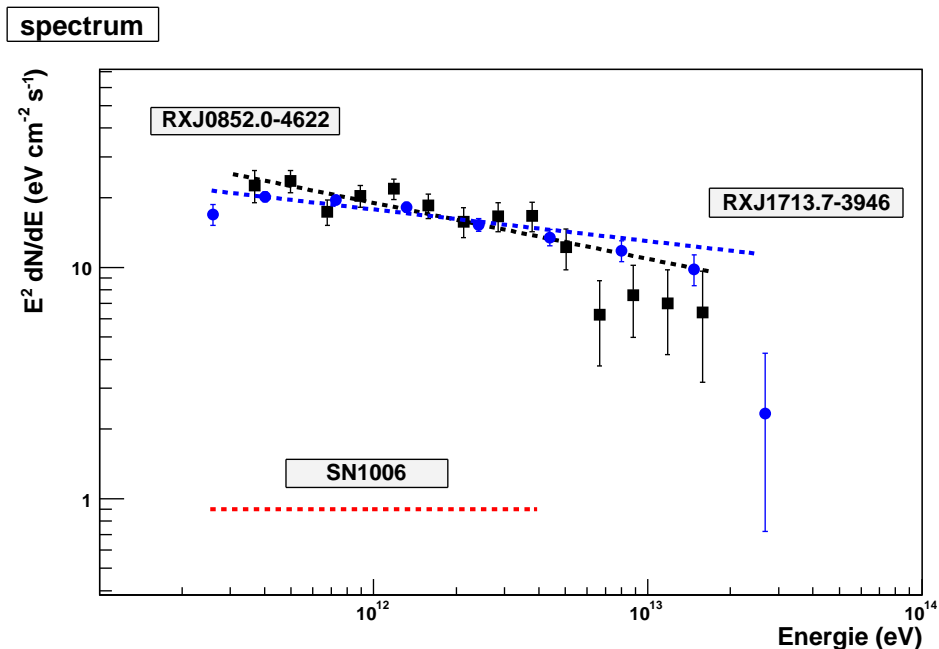


Figure 15.7: Comparaison des résultats obtenus par H.E.S.S. sur RX J1713.7-3946 (bleu), RX J0852.0-4622 (noir) et SN1006 (rouge). Les spectres de RX J1713.7-3946 (cercles bleus) et RX J0852.0-4622 (carrés noirs) proviennent des études effectuées dans ce manuscrit (les lignes pointillées correspondent au meilleur ajustement avec une loi de puissance). Les limites supérieures sur SN1006 sont approximatives.

CHAPITRE

16

Conclusion

H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System), système stéréoscopique de télescopes Tcherenkov situé en Namibie et destiné à explorer le domaine γ allant d'environ 100 GeV à quelques dizaines de TeV, est complet et opérationnel depuis Décembre 2003. Grâce à la stéréoscopie, à ses grands miroirs et au grain fin des caméras associé à une électronique rapide, H.E.S.S. est l'expérience la plus sensible du domaine en 2006. Ainsi, les informations très riches recueillies ont permis de mettre au point de nouvelles méthodes d'analyse plus précises tirant profit des points forts instrumentaux de H.E.S.S..

Au cours de cette thèse, nous avons développé une nouvelle méthode permettant de reconstruire les différents paramètres d'une gerbe électromagnétique sans avoir recours à sa modélisation complète. La résolution angulaire obtenue est meilleure que le dixième de degré tandis que la résolution en énergie au zénith est de l'ordre de 15%. Par ailleurs, le rejet hadronique est obtenu à partir de deux critères liés à des propriétés physiques de la gerbe (et non empiriques comme dans les méthodes précédemment développées) : d'abord les gerbes hadroniques ne possèdent pas la symétrie de révolution et sont rejetées par l'ajustement du modèle, ensuite l'extension transverse σ_T d'une gerbe hadronique est plus large et une coupure sur ce paramètre permet alors un rejet efficace des hadrons. Nous avons également montré qu'il est possible de s'affranchir de l'inhomogénéité de l'atmosphère en définissant un nouveau paramètre directement lié à σ_T et appelé la "largeur réduite" : une coupure sur la largeur réduite offre un rejet très efficace des hadrons et ne repose pas sur un catalogue d'images simulées. Cette méthode, appelée "Modèle 3D" et aujourd'hui installée dans les outils courants de l'expérience H.E.S.S., s'est révélée aussi bonne, voire meilleure que l'analyse standard de la collaboration sur certains points.

La sélection précise des gerbes électromagnétiques avec le Modèle 3D laisse néanmoins un fond hadronique résiduel qu'il nous faut soustraire lors de l'analyse de données. Cette étape est relativement simple pour les objets ponctuels et éloignés du plan galactique. Cependant notre intérêt pour les vestiges de supernovæ, sources galactiques généralement étendues, nous a conduit à mettre au point une nouvelle méthode de soustraction du fond. Contrairement aux méthodes précédentes

qui faisaient toutes l'hypothèse d'une portion de champ de vue sans source γ et/ou d'une distribution du fond hadronique à symétrie azimuthale, notre méthode ne fait aucune hypothèse et ne repose que sur la connaissance précise des distributions de largeur réduite (paramètre discriminant entre les γ et les hadrons). Cette nouvelle méthode, combinée au Modèle 3D, nous a permis de résoudre, pour la première fois en Astronomie γ , la morphologie de sources étendues, les vestiges de supernovæ RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622. Nous avons effectué une analyse morphologique complète de ces deux sources, mettant en évidence leur émission en coquille ainsi que la très forte corrélation des données H.E.S.S. avec les données en rayons X du satellite japonais ASCA. Pour le cas particulier du vestige de supernova RX J1713.7-3946, sur lequel la statistique recueillie était suffisante, nous avons également mené une analyse spectrale spatialement résolue, montrant l'absence de corrélation entre le flux γ et l'indice spectral, fait contrastant avec les résultats obtenus en rayons X avec le satellite XMM-Newton.

L'analyse morphologique et spectrale des vestiges de supernovæ a un objectif fondamental : permettre de savoir s'ils sont bien des accélérateurs de rayons cosmiques, au moins jusqu'au domaine du genou (5×10^{15} eV). En effet, nous savons aujourd'hui que les vestiges de supernovæ accélèrent les électrons grâce au rayonnement synchrotron détecté par les satellites X tels que ASCA. Par contre, aucune preuve n'a été apportée concernant les protons et ceci malgré les neuf ans d'observation du ciel γ par le satellite EGRET, dans les années 1990, qui avec sa résolution angulaire moyenne et un fond diffus galactique dominant n'était pas adapté à l'observation des vestiges de supernovæ. Cette étude menée par H.E.S.S. en γ de haute énergie est donc la première du domaine, avant GLAST. Cependant, le rayonnement γ peut être produit par diffusion Compton inverse d'électrons sur les champs de photons ambiants ou par interaction proton-proton. Afin de prouver que les vestiges de supernovæ sont des accélérateurs de protons, il faudrait donc être capable de discriminer entre les processus leptonique et hadronique. Notre objectif a donc été de modéliser de façon simple les divers processus d'émission à l'oeuvre dans les vestiges de supernovæ et d'essayer d'ajuster nos modèles aux données observationnelles provenant de notre étude des données H.E.S.S. ainsi que de satellites X et de radiotélescopes. Dans les deux vestiges de supernovæ RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622, notre modèle simple de diffusion Compton inverse reproduit moyennement les données observationnelles. Par ailleurs, le champ magnétique déduit de cette étude semble extrêmement faible ($B \sim 6 \mu\text{G}$). En revanche, l'ajustement avec un modèle d'interaction proton-proton semble plus satisfaisant, au moins pour RX J1713.7-3946. Dans le cas de RX J0852.0-4622, nous avons vu que la densité du milieu est un paramètre crucial : une densité trop élevée en ferait un vestige de supernova vieux dont l'accélération par onde de choc serait moins efficace ; une densité trop faible rendrait le signal γ produit par interaction proton-proton, non détectable par H.E.S.S., pour une distance supérieure à ~ 400 pc. La non-détection du vestige de supernova SN1006 souligne également le rôle essentiel de l'environnement dans lequel la supernova a explosé. Enfin, il faut noter que pour reproduire les données avec nos modèles simples d'émission (pour des électrons ou des protons), il est nécessaire d'utiliser une énergie de coupure proche de 100 TeV. Dans ce cas, cela signifierait que les vestiges de supernovæ ne sont capables d'accélérer les particules que jusqu'à $\sim 10^{14}$ eV, donc en-dessous du genou.

Notre étude a donc révélé certains points remarquables : tout d'abord, il semble que l'environnement (densité du milieu, champ magnétique et position dans la Galaxie) dans lequel le vestige de supernova évolue soit déterminant pour produire un signal γ détectable avec la sensibilité actuelle de H.E.S.S.. Ensuite, notre étude montre que les particules ne peuvent être accélérées au-delà de $\sim 10^{14}$ eV. Quels sont dans ce cas, les accélérateurs des rayons cosmiques pour les énergies

supérieures ? Et comment expliquer que le spectre des rayons cosmiques soit si régulier ? Les nouvelles observations de H.E.S.S., notamment avec le relevé systématique du plan galactique, devraient certainement fournir une meilleure compréhension de ces sources en enrichissant le catalogue des sources aux très hautes énergies. Par ailleurs, nous avons montré que le signal γ attendu en-dessous de 100 GeV varie fortement selon que l'émission est produite par diffusion Compton inverse des électrons sur les champs de photons ou par interaction proton-proton. Ainsi, la phase II de H.E.S.S. avec un grand télescope central de 27 m de diamètre qui étendra son domaine utile jusqu'à 20 GeV, mais surtout le lancement de GLAST, satellite γ observant le ciel dans les énergies comprises entre 30 MeV et 100 GeV, devraient enfin permettre d'élucider le rôle des vestiges de supernovæ dans l'accélération des rayons cosmiques.

ANNEXE

A

Calcul du nombre de photons collectés dans un pixel en fonction des paramètres de gerbe

Dans le Modèle 3D, les quantités q_{th} (nombre de photons collectés dans un pixel) sont calculées pour tous les pixels en fonction des paramètres de gerbe puis utilisées pour maximiser la fonction de vraisemblance de chaque événement comprenant au moins deux images. Comme nous l'avons vu en partie III, le nombre de photons Tcherenkov collectés par un pixel est donné par :

$$\begin{aligned} q_{th} &= \int_0^\infty n_c(r) r^2 dr \Delta\omega_{pix} I(\varepsilon) \frac{S_{tel} \cos \theta}{r^2} \\ &= S_{tel} \Delta\omega_{pix} I(\varepsilon) \cos \theta \int_0^\infty n_c(r) dr \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

La formule inclue l'intégrale $\int_0^\infty n_c(r) dr$ le long de la ligne de visée du pixel correspondant. Le calcul de cette intégrale est explicitée ci-dessous. Soit \vec{p} le vecteur unitaire de la ligne de visée et \vec{s} le vecteur unitaire de l'axe de développement de la gerbe, tous deux dirigés vers le ciel. Soit $\vec{x}_B = \vec{OB}$ le vecteur défini par le centre optique 0 du télescope et par le barycentre B de la gerbe. Les paramètres \vec{s} , σ_L , σ_T et \vec{x}_B sont fournis par le Modèle 3D. En raison de l'hypothèse du Modèle 3D selon laquelle les photons Tcherenkov sont distribués suivant une gaussienne tri-dimensionnelle de révolution, la densité en photons d'une gerbe contenant N_c photons Tcherenkov est donnée par :

$$n_c(r) = \frac{N_c}{(2\pi)^{3/2} \sigma_L \sigma_T^2} \exp\left(-\frac{M}{2}\right) \quad \text{avec} \quad (\text{A.2})$$

$$M = \frac{\xi^2}{\sigma_L^2} + \frac{\eta^2}{\sigma_T^2} \quad \text{et}$$

$$\xi = (r\vec{p} - \vec{x}_B) \cdot \vec{s} = r \cos \varepsilon - \vec{x}_B \cdot \vec{s} \quad \text{et}$$

$$\eta^2 = (r\vec{p} - \vec{x}_B)^2 - (r \cos \varepsilon - \vec{x}_B \cdot \vec{s})^2 .$$

Pour des simplicités d'expression, on peut définir les quantités suivantes indépendantes de r :

$$B_s = \vec{x}_B \cdot \vec{s} ; \quad B_p = \vec{x}_B \cdot \vec{p} ; \quad u = \cos \varepsilon ; \quad \Delta_B^2 = \vec{x}_B^2 - B_p^2 ,$$

$$\sigma_u^2 = \sigma_T^2 u^2 + \sigma_L^2 (1 - u^2) = \sigma_T^2 \cos^2 \varepsilon + \sigma_L^2 \sin^2 \varepsilon ; \quad \sigma_D^2 = \sigma_L^2 - \sigma_T^2 ,$$

M est un polynôme du second degré qui peut alors se mettre sous la forme :

$$M = \frac{\sigma_u^2}{\sigma_L^2 \sigma_T^2} \left[r - \frac{\sigma_L^2 B_p - u B_s \sigma_D^2}{\sigma_u^2} \right]^2 + R ,$$

avec R un paramètre indépendant de r et donné par l'expression :

$$R = \frac{1}{\sigma_u^2 \sigma_T^2} \left[\Delta_B^2 \sigma_u^2 - \sigma_D^2 (u B_p - B_s)^2 \right] .$$

L'équation (A.2) prend alors la forme :

$$n_c(r) = \frac{N_c \exp[-R/2]}{(2\pi)^{3/2} \sigma_L \sigma_T^2} \exp \left\{ -\frac{\sigma_u^2}{2\sigma_L^2 \sigma_T^2} \left[r - \frac{\sigma_L^2 B_p - u B_s \sigma_D^2}{\sigma_u^2} \right]^2 \right\} ,$$

et l'intégrale dans la formule (A.1) est donnée par :

$$\int_0^\infty n_c(r) dr = \frac{N_c C}{2\pi \sigma_u \sigma_T} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{\Delta_B^2}{\sigma_T^2} - \frac{\sigma_D^2}{\sigma_T^2 \sigma_u^2} (u B_p - B_s)^2 \right] \right\} , \quad (\text{A.3})$$

où $C = 1 - \text{freq} \left(-\frac{\sigma_L^2 B_p - \sigma_D^2 u B_s}{\sigma_u \sigma_T \sigma_L} \right)$, la fonction $\text{freq}(x)$ étant défini par :

$$\text{freq}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp(-t^2/2) dt .$$

ANNEXE

B

Description de la fonction de vraisemblance utilisée pour la “méthode des poids”

Il est intéressant d’essayer de vérifier la formule de la fonction de vraisemblance pour des petits nombres d’événements N par pixel. Les différentes partitions ainsi que leurs fonctions de distribution de probabilité sont notés ci-dessous :

- 3 gamma : $\exp(-n_g) \frac{n_g^3}{3!} g(x_1)g(x_2)g(x_3)$.
- 2 gamma et un hadron :

$$\exp(-n_g - n_b) \frac{n_g^2}{2!} n_b \frac{1}{3} [b(x_1)g(x_2)g(x_3) + g(x_1)b(x_2)g(x_3) + g(x_1)g(x_2)b(x_3)] .$$

- un gamma et 2 hadrons :

$$\exp(-n_g - n_b) n_g \frac{n_b^2}{2!} \frac{1}{3} [g(x_1)b(x_2)b(x_3) + b(x_1)g(x_2)b(x_3) + b(x_1)b(x_2)g(x_3)] .$$

- 3 hadrons : $\exp(-n_b) \frac{n_b^3}{3!} b(x_1)b(x_2)b(x_3)$.

La somme conduit à l’expression :

$$\frac{\exp(-n_g - n_b)}{3!} [n_g g(x_1) + n_b b(x_1)] [n_g g(x_2) + n_b b(x_2)] [n_g g(x_3) + n_b b(x_3)] .$$

La généralisation à un nombre d’événements N quelconque permet alors de retrouver la formule utilisée.

ANNEXE

C

Descriptif des expériences et instruments multi-longueur d'onde

- **ASCA** = *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics* :
Satellite japonais dans le domaine des rayons X ayant fonctionné de 1993 à 2001. Le satellite est constitué de quatre télescopes : deux spectromètres imageurs à gaz appelés GIS (Gaz Imaging Spectrometer) et deux spectromètres imageurs à état solide SIS (Solid-state Imaging Spectrometer). Les quatre détecteurs observent le ciel X dans la bande d'énergie comprise entre 0.4 et 10 keV pour les SIS, et 0.8 à 10 keV pour les GIS. Il faut noter que la sensibilité des GIS est supérieure à celle des SIS au-dessus de 5 keV.
- **ATCA** = *Australian Telescope Compact Array* :
Interféromètre millimétrique situé en Australie. Ce réseau de radiotélescopes est constitué de six antennes de 22 m de diamètre chacune, dont cinq sont disposées sur des rails afin d'opérer dans différentes configurations. Après diverses améliorations, cet instrument est non seulement capable d'observer des émissions dont la longueur d'onde varie entre 3 et 90 cm, mais il a également accès à celles mesurant 12 et 3mm.
- **Chandra** :
Satellite X de la NASA, lancé en Juillet 1999. C'est l'une des deux principales missions X actuelles combinant haute résolution angulaire ($< 0.1''$) et haute résolution spectrale, l'autre étant le satellite européen XMM-Newton. Il possède notamment un spectromètre imageur, nommé ACIS (Advanced CCD Imaging Spectrometer), qui fournit des images aussi bien que des données spectrales des objets observés dans la gamme de 0.2 à 10 keV.
- **Compton-GRO** = *Compton Gamma-Ray Observatory* :
Satellite de la NASA consacré à divers aspects de l'astronomie γ (1991-2000). Il comportait 4 détecteurs : BATSE (*Burst And Transient Source experiment*) affecté à l'étude des sursauts gamma ; OSSE (= *Oriented Scintillation Spectrometer Experiment*) et COMPTEL (*COMPTon TELEscope*) pour les gamma de basse énergie ; enfin, EGRET pour les γ de haute énergie.

- **EGRET** = *Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope* :
Télescope gamma spatial (1991-2000) couvrant la gamme de 100 MeV à quelques dizaines de GeV. Le 3^e catalogue d'EGRET comporte environ 300 sources.
- **INTEGRAL** = *INternational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* :
Mission de l'Agence Spatiale Européenne pour l'astronomie gamma de basse énergie lancée le 17 Octobre 2002. Le satellite comporte deux instruments principaux : le spectromètre SPI (20 keV-8 MeV) et l'imageur à masque codé IBIS (15 keV - 10 MeV) ; le détecteur de ce dernier est composé de deux couches : ISGRI (CdTe) et PICsIT (CsI). L'ensemble est complété par un moniteur à rayons X (JEM-X) et un moniteur optique (OMC).
- **NANTEN**
Télescope de 4 m de l'Université de Nagoya installé à l'observatoire de Las Campanas au Chili et destiné au relevé de la distribution des molécules de CO dans la galaxie (dans la bande millimétrique). Sa résolution spatiale est de 2.6 minutes d'arc tandis que sa résolution en vitesse est de 0.65 km s^{-1} .
- **ROSAT** = *Röntgen SATellite*
Satellite allemand (à participation américaine et britannique) dans le domaine des rayons X, ayant fonctionné de 1990 à 1999 dans la bande d'énergie comprise entre 0.1 et 2.5 keV. Sa sensibilité était 1000 fois supérieure aux expériences précédentes (telles que UHURU), et sa résolution spatiale était proche de 2 secondes d'arc.
- **XMM-Newton** = *X-ray Multi-mirror Mission* :
Satellite X (0.1 - 15 keV) de l'Agence Spatiale Européenne, lancé en Décembre 1999. C'est l'une des deux principales missions X actuelles combinant haute résolution angulaire et haute résolution spectrale, l'autre étant le satellite américain Chandra.

ANNEXE

D

Le bremsstrahlung thermique : calcul d'une limite supérieure sur la densité du milieu ambiant

À des températures de l'ordre de 10^7 K, le gaz est largement ionisé et le rayonnement vient de l'interaction entre les électrons libres et les protons libres : c'est le bremsstrahlung thermique. L'émissivité par unité de volume (le milieu est optiquement mince) est donnée par la formule (M. Longair, vol. I, p ; 77, formule 3.45) :

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{brems}} = 1.435 \times 10^{-40} Z^2 T^{1/2} g n_e n_N \text{ W m}^{-3}$$

Pour l'hydrogène, la densité d'électrons n_e est égale à la densité de noyaux n_N . Le facteur g (facteur de Gaunt) dépend peu de la fréquence et reste dans l'intervalle $[1 - 1.5]$. On peut donc écrire que l'émissivité prend la forme $K T^{1/2} n_e^2$. Si on intègre le flux d'énergie en rayons X reçu d'un reste de supernova distant de D , on obtient :

$$\Phi = K T^{1/2} \frac{\int n_e^2 r^2 dr d\Omega}{D^2}$$

et, comme presque toute l'émission a lieu à la distance D , on peut écrire :

$$\Phi = K T^{1/2} \Omega \int_{SNR} n_e^2 dr$$

où Ω est l'angle solide (connu) sous lequel on voit le vestige. On a une relation qui ne dépend plus de la distance mais de l'intégrale $\int_{SNR} n_e^2 dr$ qui a les dimensions $[L]^{-5}$. Une limite supérieure sur le flux (pour une valeur raisonnable de T) fournit donc une limite supérieure sur l'intégrale $\int_{SNR} n_e^2 dr$ proportionnelle à n_e^2 et qui, du fait de l'intégration sur r , est proportionnelle à D . En conséquence la borne supérieure sur n_e dépendra de D en $D^{-1/2}$.

ANNEXE

E

Modélisation des processus d'émission pour l'étude des vestiges de supernovæ

Pour effectuer une modélisation complète de l'émission produite dans les vestiges de supernovæ, un modèle d'accélération des particules au choc (prenant en compte les effets non-linéaires) devrait être combiné à un modèle d'émission des particules chargées. Cependant, un tel travail dépasserait le cadre de cette thèse et nous avons donc décidé d'utiliser un modèle très simple de processus d'émission. On suppose donc qu'il existe une population de particules accélérées au choc et nous en déduisons le rayonnement qu'elles produisent, de la radio jusqu'aux γ , en utilisant les équations décrites au chapitre 3.4. Regardons plus en détail comment s'effectue notre modélisation.

E.1 L'injection des particules chargées

Nous supposons tout d'abord que, à l'injection, la distribution en énergie des protons suit une loi de puissance d'indice Γ avec une coupure exponentielle à l'énergie E_0 :

$$Q(E) = Q_0 E^{-\Gamma} \exp(-E/E_0)$$

La constante Q_0 est calculée de manière à ce que l'énergie totale des protons, injectés pendant une durée égale à l'âge du vestige de supernova, soit égale à 10% de l'énergie d'explosion du vestige de supernova E_{SN} (soit, typiquement, 10^{50} erg). Par ailleurs, étant donné que le processus d'injection des électrons est encore peu connu à l'heure actuelle, nous utilisons le même spectre d'injection avec un rapport électron/proton, nommé K_{ep} , déterminé lors de l'ajustement sur les données observationnelles.

Nous supposons enfin que l'injection des protons et des électrons est une constante temporelle.

Ainsi, jusqu'ici notre modèle comporte cinq paramètres : l'indice spectral Γ , l'énergie de coupure E_0 , l'énergie d'explosion E_{SN} , la fraction d'électrons K_{ep} à l'injection et l'énergie minimale des particules accélérées E_{min} .

E.2 Pertes d'énergie et échappement des particules

Deux effets, intervenant pendant la durée de vie du vestige de supernova, contribuent à modifier la distribution en énergie des électrons et des protons : les pertes d'énergie et l'échappement des particules hors de la coquille.

E.2.1 Les pertes d'énergie

Les électrons perdent leur énergie par rayonnement synchrotron, par diffusion Compton inverse et par bremsstrahlung (une description détaillée de ces trois processus est présentée au chapitre 3.4). Le temps caractéristique de perte par rayonnement synchrotron¹, qui représente la plus grande partie des pertes d'énergie pour des champs magnétiques supérieures à la dizaine de μG (dans le cas des vestiges de supernovæ), est donné par :

$$\tau_{1/2} = 1.25 \times 10^7 \text{ ans} \left(\frac{1\mu\text{G}}{B} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ TeV}}{E} \right)$$

On remarque ainsi que, pour un champ magnétique de $30 \mu\text{G}$, le temps de demi-vie vaut 14000 ans à 1 TeV et seulement 140 ans à 100 TeV : les effets sont d'autant plus forts que l'énergie initiale de l'électron est élevée et ont donc tendance à amollir la distribution en énergie des particules injectées, comme l'illustre la figure E.1.

De leur côté, les protons vont interagir par interaction proton-proton avec un temps caractéristique τ_γ

$$\tau_\gamma = \frac{1}{n_0 K_\pi c \sigma_{pp}} \approx 4.4 \times 10^{15} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ s}$$

Pour une densité moyenne de 1 cm^{-3} , le temps caractéristique vaut 1.4×10^8 ans, ce qui est bien plus grand que la durée de vie des vestiges de supernovæ et nous permet de négliger leur effet dans notre modèle.

E.2.2 L'échappement des particules hors de la coquille

Les particules peuvent se propager par deux voies principales : la diffusion (avec un temps caractéristique τ_{diff}) et la convection (avec un temps caractéristique τ_{conv}). Commençons par le phénomène de diffusion et notons D_{diff} le coefficient de diffusion dans le milieu considéré, qui vaut, d'après l'équation de Fick, $D_{\text{diff}} = \lambda v / 3 = r_g c / 3$ où r_g est le rayon de giration des particules. On se place ici dans le cadre de la diffusion de Bohm, qui permet l'accélération la plus efficace. Si ΔR est la largeur de la coquille, le temps d'échappement sera celui pour lequel la particule aura dérivé de cette distance après son accélération, $\sqrt{2D_{\text{diff}}\tau_{\text{diff}}} = \Delta R$ avec $D_{\text{diff}} = r_g c / 3 = E / (3eB)$. Par suite, dans le cas de la diffusion de Bohm où nous nous placerons toujours :

$$\tau_{\text{diff}} = \frac{3\Delta R^2 eB}{2E} = 4524 \text{ ans} \left(\frac{1 \text{ TeV}}{E} \right) \left(\frac{B}{1\mu\text{G}} \right) \left(\frac{\Delta R}{1 \text{ pc}} \right)^2 \quad (\text{E.1})$$

Prenons l'exemple d'un vestige de supernova jeune de 10 pc de rayon et possédant une coquille fine dont l'épaisseur vaut 10% du rayon angulaire de la source. Le temps caractéristique de diffusion pour un champ magnétique de $30 \mu\text{G}$ est alors $\tau_{\text{diff}} = 135720$ ans à 1 TeV et 1357 ans à 100 TeV.

¹Il s'agit du temps au bout duquel l'électron a perdu en moyenne la moitié de son énergie.

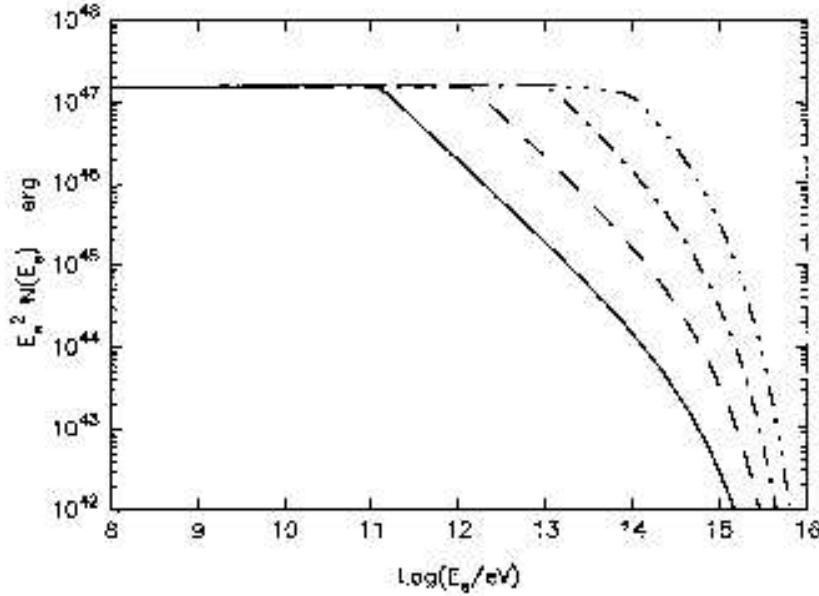


Figure E.1: Spectre en énergie multiplié par E^2 (ou distribution de puissance) des électrons accélérés soumis à un champ magnétique de 10^{-4} G (ligne continue), 3×10^{-5} G (ligne tiretée), 10^{-5} G (ligne tiret-point), 3×10^{-6} G (ligne tiret-trois points) pendant un temps $t = 10^4$ ans. Le spectre initial des électrons suit une loi de puissance d'indice 2.0 avec une coupure exponentielle à 1000 TeV. Cette figure est tirée de [2].

Si on note V_{choc} la vitesse du choc et ρ le facteur de compression, le temps caractéristique de convection est défini par :

$$\tau_{\text{conv}} = \frac{\rho \Delta R}{V_{\text{choc}}} \quad (\text{E.2})$$

Prenons toujours l'exemple du vestige de supernova jeune : on peut alors supposer que le vitesse du choc est proche de 5000 km/s ce qui implique un temps de convection hors de la coquille de 800 ans (pour un facteur de compression $\rho = 4$), qui ne dépend pas de l'énergie des particules. On en déduit alors le temps caractéristique d'échappement des particules, par la formule :

$$\tau_{\text{ech}} = (\tau_{\text{conv}}^{-1} + \tau_{\text{diff}}^{-1})^{-1} \quad (\text{E.3})$$

E.2.3 En résumé

Dans la grande majorité des cas, les temps caractéristiques de perte d'énergie pour les électrons sont inférieurs à leur temps d'échappement hors de la coquille : nous pouvons donc supposer négligeable l'effet d'échappement des électrons. En revanche, nous pouvons constater que le temps caractéristique d'interaction proton-proton, qui est significativement plus long que le temps caractéristique de refroidissement synchrotron des électrons, est largement plus grand que l'âge d'un vestige de supernova moyen. Par ailleurs, le temps d'échappement peut être quant à lui inférieur à l'âge du vestige de supernova : l'effet d'échappement des protons ne peut donc pas être négligé. Ainsi, au bout d'un temps t égal à l'âge du vestige de supernova, la distribution des électrons $N(E)$ sera modifiée par les pertes d'énergie, celle des protons par l'effet d'échappement hors de la coquille. Il nous faut recalculer ces distributions à partir du spectre d'injection, en prenant en compte le paramètre d'âge du vestige de supernova. L'équation à résoudre est tout simplement obtenue en considérant le taux d'injection Q , le taux d'échappement des particules $-N/\tau_{\text{ech}}$ et le taux de perte d'énergie des particules

$P = -dE/dt$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E}[PN] - \frac{N}{\tau_{ech}} + Q$$

Dans le cas particulier, où nous nous plaçons, où l'injection est supposée constante, la solution de l'équation est donnée par [22] :

$$N(E, t) = \frac{1}{P(E)} \int_E^{1/(1-P(E)t/E)} Q(\zeta) \times \exp\left(-\int_E^\zeta \frac{dz}{P(z)\tau_{ech}(z)}\right) d\zeta$$

Dans le cas des électrons, pour lesquels nous négligeons l'échappement hors de la coquille, l'équation à résoudre, pour un temps t égal à l'âge de notre source, est simplement :

$$N(E, t) = \frac{1}{P(E)} \int_E^{1/(1-P(E)t/E)} Q(\zeta) d\zeta$$

Après avoir obtenu la distribution en énergie des électrons et des protons à l'heure actuelle, il nous faut calculer le rayonnement produit par ces particules, de la radio jusqu'aux γ .

E.3 Les processus d'émission

E.3.1 Pour les protons

Les protons interagissent par interaction proton-proton et forment des π^0 ainsi que des π^+ et des π^- . La désintégration des premiers produit directement des γ , tandis que celle des pions chargés produit des muons. La désintégration des muons produit alors à son tour des e^+ , e^- . Les spectres en énergie des γ et des e^+e^- produits lors de ce processus ont été récemment paramétrisés de façon analytique à partir des simulations complètes SYBILL et QGSJET [95]. Une comparaison des spectres prédits par ces formules aux spectres fournis par les simulations complètes diffèrent de moins de 10% pour des énergies de protons comprises entre 100 GeV et 10^5 TeV, comme le montre la figure E.2. La formule analytique utilisée pour le spectre des γ produits par un proton d'énergie E_p est la suivante (on note $x = E_\gamma/E_p$) :

$$F_\gamma(x, E_p) = B_\gamma \frac{\ln(x)}{x} \left(\frac{1 - x^{\beta_\gamma}}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x^{\beta_\gamma})} \right)^4 \times \left[\frac{1}{\ln(x)} - \frac{4\beta_\gamma x^{\beta_\gamma}}{1 - x^{\beta_\gamma}} - \frac{4k_\gamma \beta_\gamma x^{\beta_\gamma} (1_2 x^{\beta_\gamma})}{1 + k_\gamma x^{\beta_\gamma} (1 - x^{\beta_\gamma})} \right] \quad (\text{E.4})$$

avec

$$\begin{aligned} L &= \ln(E_p/1 \text{ TeV}) \\ B_\gamma &= 1.30 + 0.14L + 0.011L^2 \\ \beta_\gamma &= \frac{1}{1.79 + 0.11L + 0.008L^2} \\ k_\gamma &= \frac{1}{0.801 + 0.049L + 0.014L^2} \end{aligned}$$

Le spectre des électrons produits par un proton d'énergie E_p est paramétrisé de la manière suivante, avec $x = E_e/E_\pi$:

$$F_e(x, E_p) = B_e \frac{(1 + k_e (\ln(x))^2)^3}{x(1 + 0.3/x^{\beta_e})} (-\ln(x))^5 \quad (\text{E.5})$$

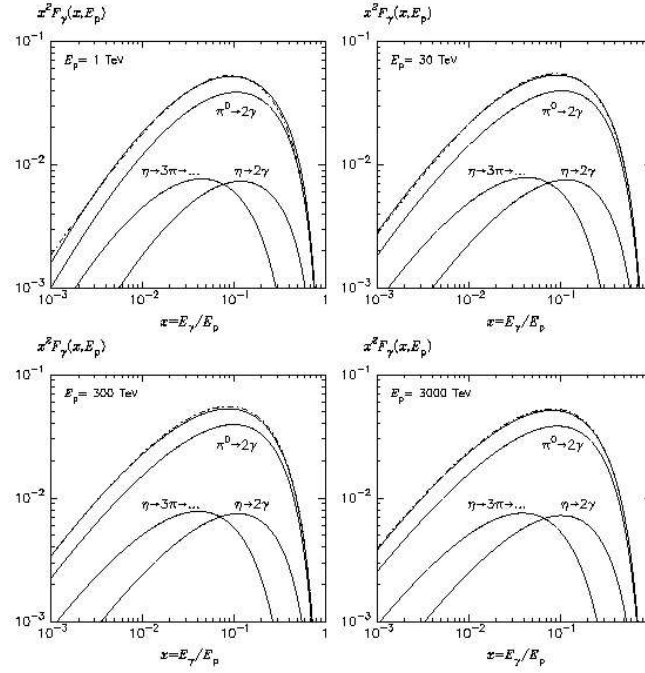


Figure E.2: Comparaison du spectre de γ provenant de l'interaction p - p obtenu avec la paramétrisation analytique issue de [95] (ligne pointillée) et avec le code SYBILL (ligne continue) pour des protons de a) 1 TeV, b) 30 TeV, c) 300 TeV, d) 3000 TeV. Cette figure est tirée de [95].

avec

$$L = \ln(E_p/1 \text{ TeV})$$

$$B_e = \frac{1}{69.5 + 2.65L + 0.3L^2}$$

$$\beta_e = \frac{1}{(0.201 + 0.062L + 0.00042L^2)^{1/4}}$$

$$k_e = \frac{0.279 + 0.141L + 0.0172L^2}{0.3 + (2.3 + L)2}$$

Ces formules analytiques permettent alors de calculer aisément les spectres de γ et d'électrons secondaires produits par une distribution de protons donnée $N(E_p)$, calculée à l'étape précédente. Si on note n la densité du milieu ambiant et σ_{pp} la section efficace d'interaction proton-proton, le flux de γ est obtenu de la manière suivante :

$$\phi_\gamma = c n \int_{E_\gamma}^{\infty} \sigma_{pp}(E_p) N(E_p) F_\gamma\left(\frac{E_\gamma}{E_p}, E_p\right) \frac{dE_p}{E_p}$$

E.3.2 Pour les électrons

Les électrons primaires et secondaires (i.e résultant de l'interaction proton-proton) vont diffuser sur les champs magnétiques par rayonnement synchrotron, diffuser sur les champs de photons ambiants par effet Compton inverse et interagir avec les champs coulombiens des noyaux par bremsstrahlung. Nous avons utilisé ici les formules complètes présentées au chapitre 3.4 ; l'effet Klein-Nishina est donc pris en compte lors de l'étude de la diffusion Compton inverse. Par

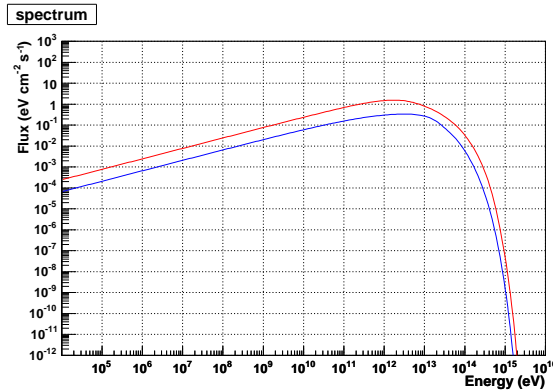


Figure E.3: Contributions du fond infra-rouge (ligne du bas, en bleue) et du fond cosmologique (ligne du haut, en rouge) pour la production de γ par diffusion Compton inverse. La densité de photons du fond infra-rouge est multipliée par 10 par rapport à la moyenne du Plan Galactique ($w_{IR} = 0.5 \text{ eV cm}^{-3}$).

ailleurs, les photons cibles pris en compte pour la diffusion Compton inverse sont le fond cosmologique, le fond infra-rouge ainsi que les photons optiques provenant du rayonnement stellaire; la diffusion sur les photons synchrotron est quant à elle négligeable². La densité de photons du fond cosmologique est fixée à 0.25 eV.cm^{-3} , celle du fond infra-rouge à 0.05 eV.cm^{-3} et celle des étoiles à 0.5 eV.cm^{-3} (qui sont les valeurs moyennes dans le Plan Galactique). Il faut noter que la première valeur est universelle alors que les deux suivantes varient suivant la position de la source dans le Plan Galactique. Cependant, ces incertitudes ne sont pas cruciales puisque la diffusion des électrons sur le fond cosmologique domine pour toutes les énergies γ , même avec une densité de fond infra-rouge dix fois plus fortes³, comme l'illustre la figure E.3. L'efficacité de ces trois processus dépend de trois paramètres ajoutés à notre modélisation : le champ magnétique B , la densité du milieu n (qui entre également en jeu lors de l'interaction proton-proton) et la distance.

En résumé, si l'on tient compte du fait que l'âge et la vitesse du choc du vestige de supernova peuvent être obtenus à partir des équations d'évolution par la simple connaissance de l'énergie d'explosion, de la densité du milieu et de la distance de la source, nous obtenons un modèle comportant 9 paramètres différents :

- l'indice spectral du spectre d'injection des électrons et des protons Γ ,
- l'énergie de courbure exponentielle du spectre d'injection E_0 ,
- l'énergie minimale des particules accélérées E_{min} ,
- l'énergie d'explosion du vestige de supernova E_{SN} ,
- le facteur électron/proton K_{ep} ,
- la distance de la source D ,
- la taille de la coquille ΔR ,
- la densité du milieu n ,
- le champ magnétique B .

Enfin, il faut noter que dans la majorité des cas, l'énergie d'explosion est fixée constante à 10^{51} erg.

²Les photons synchrotron ont une énergie moyenne de l'ordre du keV au maximum d'émission : la diffusion Compton inverse se déroule dans ce cas dans le régime extrême de Klein-Nishina, avec une section efficace significativement réduite en comparaison à la section efficace de Thomson. Il faudrait alors une densité de photons synchrotron extrêmement élevée pour rendre ce processus efficace, ce qui n'est pas le cas pour les vestiges de supernovæ que nous avons étudié.

³Il faut noter que, lorsque le spectre d'injection est plus mou (~ 3 , ce qui n'est pas le cas des vestiges de supernovæ étudiés), la contribution de la diffusion Compton inverse sur les photons infra-rouge peut devenir significative.

BIBLIOGRAPHIE

Signification des sigles

| | |
|-----------------------|---|
| A&A | Astronomy and Astrophysics |
| AJ | Astronomical Journal |
| ApJ | Astrophysical Journal |
| ApJL | Astrophysical Journal Letters |
| ApJS | Astrophysical Journal Supplement Series |
| Astropart. Phys. | Astroparticle Physics |
| MNRAS | Monthly Notices of the Royal Astronomical Society |
| Nat | Nature |
| NIM | Nuclear Instruments and Methods |
| PASJ | Publications of the Astronomical Society of Japan |
| Phys. Rep. | Physics Reports |
| PhRvL | Physical Review Letters |

- [1] F., Aharonian, M., Atoyan, H., Voelk, et al., A&A **294**, 41 (1995)
- [2] F.A. Aharonian, A.M. Atoyan, T. Kifune, MNRAS **291**, 162 (1997)
- [3] F., Aharonian, M., Atoyan, et al., A&A **362**, 937 (2000)
- [4] F., Aharonian, Very High Energy Cosmic Gamma Radiation, World Scientific (2004)
- [5] F., Aharonian, et al. (Collaboration HEGRA), A&A **370**, 112 (2001)
- [6] F., Aharonian, et al. (Collaboration H.E.S.S.), A&A **437**, 135 (2005)
- [7] F., Aharonian, et al. (Collaboration H.E.S.S.), Nature **432**, 75 (2004)
- [8] F., Aharonian, et al. (Collaboration H.E.S.S.), A&A **442**, 895 (2005)
- [9] F., Aharonian, et al. (Collaboration H.E.S.S.), Nature **440**, 1018 (2006)

- [10] F., Aharonian, et al. (Collaboration H.E.S.S.), A&A **449**, 223 (2006)
- [11] F., Aharonian, et al. (Collaboration H.E.S.S.), ApJ **636**, 777 (2006)
- [12] F., Aharonian, et al. (Collaboration H.E.S.S.), Nature **439**, 695 (2006)
- [13] F., Aharonian, et al. (Collaboration H.E.S.S.), - Observations of the Crab Nebula with H.E.S.S., A&A, accepté (2006)
- [14] F. A. Aharonian et al. (Collaboration H.E.S.S.), - Discovery of Very High Energy γ -ray emission from the BL Lac Object H2356-309 with the H.E.S.S. Cherenkov Telescopes - A&A, accepté (2006)
- [15] F. Aharonian, et al. (Collaboration H.E.S.S.), A&A **437**, L7 (2005)
- [16] G.E. Allen, R. Petre, E.V. Gotthelf, ApJ **558**, 739 (2001)
- [17] P. Armstrong et al., Experimental Astronomy **9**, 51 (1999)
- [18] D. W. Arnett, et al., ApJ **331**, 377 (1988)
- [19] B. Aschenbach, Nature **396**, 141 (1998)
- [20] B. Aschenbach, A.F. Iyudin, & V. Schönfelder, A&A **350**, 997 (1999)
- [21] R. Atkins et al., ApJ **533**, 119 (2000)
- [22] A. M. Atoyan, F. A. Aharonian, MNRAS **302**, 253 (1999)
- [23] P. Auger, R. Maze et R. Chaminade, C. R. Acad. Sci. Paris **206** 1721 (1938)
- [24] W. I. Axford, E. Leer, et G. Skadron, conférence *International Cosmic Ray Conference*, Plovdiv, Bulgarie (1978)
- [25] W., Baade, F., Zwicky - Supernovae and cosmic rays - Phys. Rev. **45**, 138 (1934)
- [26] P. Baillon, et al., AstroPart. Phys. **1**, 341 (1993)
- [27] J. Ballet, conférence *Final stages of stellar evolution*, Aussois (2001)
- [28] A. Bamba, et al., ApJ **621**, 793 (2005)
- [29] A. Bamba, R. Yamazaki & J.S. Hiraga, ApJ **632**, 294 (2005)
- [30] A. Bamba, R. Yamazaki, M. Ueno, K. Koyama, et al., ApJ **589**, 827 (2003)
- [31] L. Behr, Thèse de doctorat d'état, Univ. de Paris (1965)
- [32] E.G. Berezhko, H.J. Völk, A&A **427**, 525 (2004)
- [33] E.G. Berezhko, H.J. Völk, A&A accepté
- [34] D.L. Bertsch, T. Dame, et al., ApJ **416**, 587 (1993)
- [35] C., Bigongiari, et al., conférence *International Europhysics Conference on High Energy Physics*, Lisbonne, Portugal (2005)
- [36] S. Le Bohec et al., NIM A **416**, 425 (1998)
- [37] G.R. Blumenthal and R.J. Gould, Rev. Mod. Phys. **42**, 227 (1970)
- [38] J. Brand, L. Blitz, A&A **275**, 67 (2003)
- [39] E., Brion, conférence *Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII*, Palaiseau, France (2005)
- [40] J. H. Buckley, et al. A&A **329**, 639 (1998)
- [41] Y. M., Butt, D. F., Torres, J. A., Combi, T., Dame, & G. E., Romero, ApJ **562**, 167 (2001)

- [42] G. Cassam-Chenaï et al., *A&A* **427**, 199 (2004)
- [43] J.M., Casandjian, I., Grenier, R., Terrier, conférence *28th International Cosmic Ray Conference*, Tsukuba, Japon (2003)
- [44] R.A. Chevalier, E.P. Liang, *ApJ* **344**, 332 (1989)
- [45] R. A. Chevalier, *ApJ* **258**, 790 (1982)
- [46] D.F. Cioffi, C.F. McKee, E. Bertschinger et al., *ApJ* **334**, 252 (1988)
- [47] G.W. Clark, G.P. Garmire, W.L. Kraushaar, *ApJL* **153**, 203 (1968)
- [48] R., Cornils, et al., *Astropart. Phys.* **20**, 129 (2003)
- [49] R., Cornils, et al., conférence *28th International Cosmic Ray Conference*, Tsukuba, Japon (2003)
- [50] A., Dar, et al., conférence *Perspectives in High Energy Physics*, La Thuile, Italie (2004)
- [51] A. Daum et al., *Astropart. Phys.* **8**, 1 (1997)
- [52] A. Decourchelle, D.C. Ellison, J. Ballet, *ApJL* **543**, 57 (2000)
- [53] C., Dermer, et al., *A&A* **157**, 223 (1986)
- [54] J.R. Dickel, W.J.M. Van Breugel, R.G. Strom, *AJ* **101**, 2151 (1991)
- [55] S.W. Digel et al., conférence *Gamma 2001 Symposium*, Baltimore, États-Unis (2001)
- [56] R. Dodson, D. Legge, J.E. Reynolds, P.M. McCulloch, *ApJ* **596**, 1137 (2003)
- [57] G.M. Dubner, E.B. Giacani, et al. *A&A* **387**, 1047 (2002)
- [58] A.R. Duncan, D.A. Green, *A&A* **364**, 732 (2000)
- [59] L.O.'C., Drury, D.C., Ellison, F., Aharonian, et al., *Space Sci. Rev.* **99**, 329 (2001)
- [60] L.O.'C., Drury, F. Aharonian, H. Voelk, *A&A* **287**, 959 (1994)
- [61] V.V. Dwarkadas, R.A. Chevalier, *ApJ* **497**, 807 (1998)
- [62] R., Enomoto, T., Tanimori, T., Naito, et al., *Nature* **416**, 823 (2002)
- [63] J.A. Esposito, et al., *ApJ* **461**, 820 (1996)
- [64] E. Fermi, et al., *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949)
- [65] M. Stupar, M. Filipovic, P.A. Jones, Q.A. Parker, *Advances in Space Research* **35**, 1047 (2005)
- [66] R. Fleysher, et al., conférence *International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, Heidelberg, Allemagne (2000)
- [67] Y. Fukui, et al., *PASJ* **55**, 61 (2003)
- [68] S., Funk, et al., *Astropart. Phys.* **22**, 285 (2004)
- [69] F.F. Gardner, D.K. Milne, *AJ* **70**, 754 (1965)
- [70] S., Gillessen, Note interne de H.E.S.S. (2002)
- [71] V.V. Ginzburh et S.I. Syrovatskii - *Origin of Cosmic Rays* - New York : Macmillan (1964)
- [72] L. Girard - *Détection de rayons γ cosmiques et potentiel de découvertes avec le spectromètres AMS-02* - Thèse de l'Université de Savoie (2004)
- [73] P., Goldreich, W.H., Julian, *Pulsar electrodynamics*, *ApJ* **249**, 687 (1969)
- [74] P. Goret, et al., *A&A* **270**, 401 (1993)
- [75] K. Greisen, *Ann. Rev. of Nucl. Science* **10** 63 (1960)
- [76] I., Grenier, J.M., Casandjian, R., Terrier, et al., *Science* **307**, 1292 (2005)

- [77] I., Grenier, et al., *A&A* **364**, 93 (2000)
- [78] J. Guy - Premiers résultats de l'expérience H.E.S.S. et étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique - Thèse de l'Université Paris VI (2003)
- [79] M. Hamuy, *ApJ* **582**, 905 (2003)
- [80] S. Hara et al., conférence *ICRC*, Tsukuba, Japan (2003)
- [81] A., Harding, et al., conférence *International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, Heidelberg, Allemagne (2004)
- [82] R.C. Hartman et al., *ApJS* **123**, 79 (1999)
- [83] W. Heitler - *The Quantum Theory of Radiation* - Oxford Press, Londres (1950)
- [84] M., Hillas, *Nucl. Phys.* **8**, 1461-1473 (1982)
- [85] J.S. Hiraga, Y. Uchiyama, T. Takahashi, F. Aharonian, et al., *A&A* **431**, 953 (2005)
- [86] W. Hofmann - Davies-Cotton vs Parabolic Mirrors for HESS, and the Influence of Tile Size. Note interne de HESS(1997)
- [87] D. Horns et F. Aharonian, conférence *5th Integral Workshop* (2004)
- [88] U. Hwang, et al., *ApJ* **581**, 1101 (2002)
- [89] L. Iacoucci, thèse de l'Ecole polytechnique (1998)
- [90] A.F. Iyudin et al., *Nature* **326**, 142 (1998)
- [91] A.F. Iyudin et al., *A&A* **429**, 225 (2005)
- [92] K.H., Kampert, et al., conférence *Epiphany Conference on Astroparticle Physics*, Cracovie, Pologne (2004)
- [93] O. Kargaltsev et al. *ApJ* **580**, 1060 (2002)
- [94] V., Karimäki, *NIM A* **305**, 187 (1991)
- [95] S. R. Kelner, F. A. Aharonian, V. V. Bugayov, soumis à *AstroPart. Phys.*
- [96] A., Koch, A., Kohnle, Note interne de H.E.S.S. (2001)
- [97] A., Kohnle, Note interne de H.E.S.S. (2000)
- [98] K. Koyama, et al., *Nature* **378**, 255 (1995)
- [99] K., Koyama, et al., *PASJ* **49**, 7 (1997)
- [100] L.T. Ksenofontov, E.G. Berezhko, H.J. Völk, *A&A* **443**, 973 (2005)
- [101] P.O., Lagage, C., Cesarsky, *A&A* **118**, 223 (1983)
- [102] J.S. Lazendic, P.O. Slane, B.M. Gaensler, et al., *ApJ* **602**, 271 (2004)
- [103] S., Le Bohec et al., *NIM A* **416**, 425 (1998)
- [104] R. Le Gallou, Réunion de Collaboration H.E.S.S., Windhoek, Septembre 2004.
- [105] N. Leroy - Observations, avec les télescopes H.E.S.S., du rayonnement gamma émis par le Noyau Actif de Galaxie PKS 2155-304, au-delà de 100 GeV - Thèse de l'Ecole Polytechnique (2004)
- [106] N. Leroy, note interne HESS (2002)
- [107] Li, T. & Ma, Y., *ApJ* **272**, 317 (1983)
- [108] K.S. Long, et al., *ApJ* **586**, 1162 (2003)

- [109] M. Longair, High Energy Astrophysics, Vol. 1 et 2, Cambridge University Press (1997)
- [110] S. G. Lucek, A. R. Bell, et al., MNRAS **314**, 65 (2000)
- [111] M.A. Malkov, P.H. Diamond, R.Z. Sagdeev et al., ApJL **624**, 37 (2005)
- [112] I. V. Moskalenko et A. W. Strong, conférence *Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation*, Torun, Pologne (2005)
- [113] M. Mori, conférence *International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, Heidelberg, Allemagne (2000)
- [114] M., Mori, et al., Astropart. Phys. **478**, 225 (1997)
- [115] M., Mori, conférence *Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII*, Palaiseau, France (2005)
- [116] Y. Moriguchi, et al., ApJ **631**, 947 (2005)
- [117] H. Muraiishi, et al. (CANGAROO Collaboration) A&A **354**, 57 (2000)
- [118] M. de Naurois, conférence *Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII*, Palaiseau, France (2005).
- [119] M. de Naurois - L'expérience CELESTE : Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie γ . Première observation de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV. Thèse de l'Université Paris VI (2000)
- [120] M., de Naurois, J., Holder, et al., ApJ **566**, 343 (357)
- [121] E., Parizot, et al., A&A **362**, 786 (2000)
- [122] E., Parizot, et al., École *Physique et Astrophysique du rayonnement cosmique*, Goutelas, France (2003)
- [123] E. Parizot, A. Marcowith, J. Ballet, Y. A. Gallant, accepté par A&A
- [124] P.M. Saz Parkinson et al., conférence *Very High Energy Phenomena in the Universe*, La Thuile, Italie (2005)
- [125] E. Pfeffermann, B. Aschenbach, et al., 1996, - Roentgenstrahlung from the Universe -, 267–268
- [126] F. Piron, Thèse de l'Université Paris XI (2000)
- [127] G., Puehlhofer, et al , Astropart. Phys. **20**, 267 (2003)
- [128] A., Reimer, R.J., Protheroe, A.-C., Donea, A&A **419**, 89 (2004)
- [129] S.P. Reynolds, ApJ **493**, 493 (1998)
- [130] R. S. Roger et al., ApJ **332**, 940 (1988)
- [131] L. Rolland - Etalonnage des caméras de l'expérience d'astronomie γ H.E.S.S. et observations du Centre Galactique au-delà de 100 GeV -Thèse de l'Université Paris VI (2005)
- [132] R. Rothenflug, et al., A&A **425**, 121 (2004)
- [133] A.C., Rovero, et al, Astropart. Phys. **5**, 27 (1996)
- [134] Rybicki & Lightmann - Radiative processes in Astrophysics - Wiley (1979)
- [135] V. Schönfelder et al. 2000, AIP Conf. Proc. 510, Fifth Compton Symp., ed. M. L. McConnell & J. M. Ryan (New-York :AIP), 54
- [136] I. S., Shklovskii, et al., SvA **4**, 355 (1960)
- [137] G. Sinnis, conférence *Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII*, Palaiseau, France (2005).

- [138] P. Slane et al., *ApJ* **548**, 814 (2001)
- [139] P. Slane, B.M. Gaensler, T.M. Dame, et al. *ApJ* **525**, 357 (1999)
- [140] D. Smith, conférence *Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII*, Palaiseau, France (2005).
- [141] D.N. Spergel, et al., *ApJS* **148**, 175 (2003)
- [142] P., Sreekumar, et al., *ApJ* **494**, 523 (1998)
- [143] C., Stanek, et al., *ApJ* **591**, L17 (2003)
- [144] F.W., Stecker - Cosmic Gamma-Rays - NASA-SP249, Washington D.C.
- [145] A.W., Strong, I.V., Moskalenko, O., Reimer, et al., *ApJ* **613**, 956 (2004)
- [146] G. Superina - Thèse de l'Ecole Polytechnique en cours
- [147] T. Tanimori et al. (CANGAROO Collaboration), *ApJL* **497**, 25 (1998)
- [148] D.J. Thompson et al., *ApJS* **86**, 629 (1993)
- [149] D.F. Torres, et al., *Physics Reports* **382**, 303 (2003)
- [150] J. K. Truelove, C. F. McKee et al., *ApJS* **120**, 299 (1999)
- [151] H. Tsunemi et al., *PASJ* **52**, 887 (2000)
- [152] Y., Uchiyama, T., Takahashi, et F., Aharonian, *PASJ* **54**, 73 (2002)
- [153] G., Vacanti, et al, *Astropart. Phys.* **2**, 1 (1994)
- [154] J.S., Villasenor, et al., *Nature* **437**, 855 (2005)
- [155] P., Vincent, et al., Proceedings of 28th ICRC, Tsukuba, Japan (2003).
- [156] H. J. Völk, G. E. Morfill, M. A. Forman, *ApJ* **249**, 161 (1981)
- [157] Q., Wang, et al., *A&A* **318**, 59 (1997)
- [158] T.C. Weekes et al., *ApJ* **342**, 379 (1989)
- [159] C.A. Wiedner - Site aspects of the H.E.S.S. project : astronomical and visibility conditions. Note interne de H.E.S.S. (1998)
- [160] P.F. Winkler, F.N. Laird, et al., *ApJL* **204**, 111 (1976)
- [161] P.F. Winkler, G. Gupta, K.S. Long, *ApJ* **585**, 324 (2003)

TABLE DES FIGURES

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Différents domaines d'énergie de photons en astrophysique | 12 |
| 2.2 | Spectre différentiel des rayons cosmiques | 14 |
| 2.3 | Flux différentiel en rayons cosmiques mesuré par KASKADE | 14 |
| 2.4 | Libre parcours moyen des photons en fonction de leur énergie | 17 |
| 3.1 | Fonction $F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(t) dt$ | 20 |
| 3.2 | Fonction $F(x)$ caractéristique de l'effet Compton inverse | 22 |
| 3.3 | Temps caractéristiques de pertes d'énergie pour des électrons | 24 |
| 3.4 | Emissivité en π^0 par atome d'hydrogène | 26 |
| 4.1 | Vue en coupe d'EGRET | 31 |
| 4.2 | Vue en coupe de GLAST | 31 |
| 4.3 | Schéma du détecteur AMS-02 | 33 |
| 4.4 | Le satellite AGILE lors de la phase d'intégration à Tortona. | 33 |
| 4.5 | Photographie des détecteurs TIBET-III et MILAGRO | 35 |
| 4.6 | Principe d'un échantillonneur Tcherenkov | 36 |
| 4.7 | Photographie de la centrale solaire CELESTE située à Thémis dans les Pyrénées | 36 |
| 4.8 | Photographie du premier télescope du système stéréoscopique VERITAS. | 38 |
| 4.9 | Photographie du système stéréoscopique CANGAROO-III. | 38 |
| 4.10 | Photographie du télescope de 17 m de diamètre MAGIC. | 38 |
| 4.11 | Photographie du système stéréoscopique H.E.S.S.. | 38 |
| 5.1 | Troisième catalogue d'EGRET ($E > 100 MeV$) [82]. | 40 |
| 5.2 | Diagramme d'un pulsar | 43 |
| 5.3 | Modélisation de l'émission provenant de la nébuleuse du Crabe | 45 |
| 5.4 | Distribution des sources non identifiées d'EGRET, avant et après prise en compte d'une nouvelle contribution de gaz froid | 46 |
| 5.5 | Carte de signification des sources γ détectées par H.E.S.S. durant le scan du plan galactique en 2004 | 47 |
| 5.6 | Distribution en énergie de PKS 2155-304 en $E^2 dN/dE$ (ou νF_ν) [8] | 48 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.7 | Intensité du fond diffus γ galactique vue par EGRET au dessus de 100 MeV | 50 |
| 5.8 | Carte de l'émission diffuse observée par H.E.S.S. dans la région du Centre Galactique | 51 |
| 5.9 | Spectre du fond diffus extragalactique mesuré par EGRET | 52 |
| 5.10 | Comparaison du spectre de l'émission diffuse extragalactique [145] avec celui provenant de [142] | 52 |
| 6.1 | Modèle simpliste de cascade électromagnétique | 57 |
| 6.2 | Développement d'une gerbe hadronique | 59 |
| 6.3 | Comparaison des fluctuations intrinsèques des gerbes électromagnétiques et des gerbes hadroniques | 60 |
| 6.4 | Schéma d'une cascade électromagnétique | 62 |
| 7.1 | Vue des quatre télescopes de H.E.S.S. sur le site namibien. | 64 |
| 7.2 | Surface efficace de détection. | 65 |
| 7.3 | Distributions en énergie, paramètres d'impact et angle d'incidence des muons déclenchant un télescope. | 65 |
| 7.4 | Visibilité du ciel | 66 |
| 7.5 | Agencement des différents instruments et infrastructures sur le site. | 67 |
| 7.6 | Schémas de la structure des télescopes de H.E.S.S. et du principe du montage de Davies-Cotton utilisées pour les miroirs. | 69 |
| 7.7 | Principe de l'alignement des miroirs | 70 |
| 7.8 | Principe de fixation des miroirs | 70 |
| 7.9 | PSF à 2 dimensions et évolution hors axe | 71 |
| 7.10 | Photographie d'un tiroir de la caméra de HESS | 72 |
| 7.11 | Caméra de H.E.S.S. | 72 |
| 7.12 | Efficacité quantique des PMs | 73 |
| 7.13 | Synoptique de l'électronique d'une caméra | 74 |
| 7.14 | Répartition des 38 secteurs dans la caméra. | 75 |
| 7.15 | Taux de déclenchement en fonction du seuil par pixel pour plusieurs multiplicités de télescopes | 77 |
| 7.16 | Taux de déclenchement en fonction du seuil individuel par pixel pour différentes conditions de seuils par secteur | 77 |
| 7.17 | Distribution du rapport longueur sur intensité | 78 |
| 7.18 | Distribution du temps mort | 78 |
| 7.19 | Lecture d'une voie d'une mémoire analogique et définitions des paramètres N_d et N_L | 79 |
| 8.1 | Des ADCs aux gammas : schéma | 82 |
| 8.2 | Piédestaux électroniques : distributions de charge | 84 |
| 8.3 | Spectre au photoélectron unique pour un PM | 85 |
| 8.4 | Distribution des facteurs de correction pour une période | 86 |
| 8.5 | Distribution des facteurs de correction après correction des inhomogénéités | 86 |
| 8.6 | Formation d'une image de muon dans une caméra de H.E.S.S. : du développement de la gerbe hadronique jusqu'à l'enregistrement de l'image. | 87 |
| 8.7 | Exemple d'images d'anneaux de muons observables dans les premières données de HESS | 88 |
| 8.8 | Géométrie de l'émission Tcherenkov pour un muon passant près ou au travers du miroir | 88 |

| | | |
|------|---|-----|
| 8.9 | Efficacité de collection de lumière estimée avec les muons au cours du temps | 90 |
| 8.10 | Température du radiomètre : vs θ_z et evolution au cours d'une acquisition | 92 |
| 8.11 | Dispersion relative de la température du ciel mesurée par les radiomètres | 93 |
| 8.12 | Taux de déclenchement du système : vérification de la stabilité de la prise de données | 94 |
| 8.13 | Carte du ciel en courant d'anode : vérification du pointé du télescope | 94 |
| 9.1 | Images de gerbes électromagnétiques et hadroniques vues par H.E.S.S. | 102 |
| 9.2 | Définition des paramètres de Hillas | 103 |
| 9.3 | Distribution de l'angle de pointé δ des images enregistrées à partir de l'observation par HESS de la nébuleuse du Crabe | 104 |
| 9.4 | Reconstitution de la position du pied de gerbe avec 4 télescopes. | 105 |
| 9.5 | Reconstitution de la position de la source avec 4 télescopes | 105 |
| 9.6 | Distribution de la largeur réduite et de la longueur réduite | 105 |
| 9.7 | Une gerbe électromagnétique dans le référentiel global du système stéréoscopique. | 106 |
| 9.8 | Profil longitudinal moyen d'une gerbe de 200 GeV | 107 |
| 9.9 | Probabilité d'émission de photons Tcherenkov par unité d'angle solide | 107 |
| 9.10 | Calcul du nombre de photons collectés dans un pixel en fonction des paramètres de gerbe. | 109 |
| 9.11 | Fraction des gerbes verticales de γ déclenchant n_T télescopes en fonction de la position du paramètre d'impact | 111 |
| 9.12 | Efficacité de convergence du Modèle 3D pour des γ et pour des hadrons | 112 |
| 9.13 | Hauteur du maximum de gerbe D_s reconstruite par le Modèle 3D | 113 |
| 9.14 | Profondeur d'atmosphère traversée au maximum de gerbe D_s pour des γ | 114 |
| 9.15 | Profondeur d'atmosphère traversée au maximum de gerbe D_s pour des hadrons | 114 |
| 9.16 | Distribution de la largeur 3D à partir de données prises sur PKS2155-304 en 2004 | 115 |
| 9.17 | Distribution de la largeur 3D pour les γ | 115 |
| 9.18 | Distribution de la largeur 3D pour des γ pour des données réelles sur PKS 2155-304 | 115 |
| 9.19 | Distribution de la largeur 3D pour des γ pour des données réelles sur PKS 2155-304 pour les événements contenant au moins trois images | 115 |
| 9.20 | Profondeur d'atmosphère au maximum de gerbe D_s en fonction de la largeur 3D pour des γ | 117 |
| 9.21 | Distribution de la largeur 3D pour des γ en fonction de l'angle zénithal | 118 |
| 9.22 | Distribution de la largeur réduite pour des γ en fonction de l'angle zénithal | 118 |
| 9.23 | Distributions de la largeur réduite ω pour des γ et pour des hadrons en fonction du nombre de télescopes | 118 |
| 9.24 | Efficacité de reconstruction de gerbes γ de 1 TeV au zénith, en fonction de l'énergie du γ incident | 120 |
| 9.25 | Efficacité de reconstruction de gerbes γ de 1 TeV sur axe en fonction de l'angle zénithal | 121 |
| 9.26 | Efficacité de reconstruction de gerbes γ de 1 TeV au zénith en fonction du décalage dans la caméra | 121 |
| 9.27 | Distribution en θ^2 obtenue à partir d'observations du blazar PKS2155-304 | 122 |
| 9.28 | Distribution en θ^2 obtenue à partir d'observations du blazar PKS2155-304 pour les événements contenant au moins trois images | 122 |
| 9.29 | Distribution en θ^2 obtenue à partir de simulations de γ de 1 TeV, au zénith | 122 |
| 9.30 | Largeur σ_1 de la tache centrale, en fonction de l'énergie du γ incident et de l'angle zénithal | 123 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 9.31 | Largeur σ_1 de la tache centrale, en fonction de l'énergie du γ incident et du décalage dans la caméra | 123 |
| 9.32 | Rayon du cône contenant 68% des événements reconstruits, en fonction de l'énergie du γ incident et de l'angle zénithal | 123 |
| 9.33 | Rayon du cône contenant 68% des événements reconstruits, en fonction de l'énergie du γ incident et du décalage dans la caméra | 123 |
| 9.34 | Schéma présentant les problèmes de reconstruction liés à la présence d'une image coupée dans le bord du champ de vue. | 124 |
| 9.35 | Efficacité de reconstruction des gerbes de γ en fonction de la fraction de voies non opérationnelles contenues dans les caméras | 125 |
| 9.36 | Rayon du cône contenant 68% des événements reconstruits en fonction de la fraction de voies non opérationnelles | 125 |
| 9.37 | Efficacité de reconstruction des gerbes de γ en fonction du taux de bruit de fond de ciel | 126 |
| 10.1 | Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ déclenchant 4 télescopes, pour différents angles zénithaux | 131 |
| 10.2 | Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ déclenchant 4 télescopes, pour différents décalages de pointé | 131 |
| 10.3 | Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ déclenchant ≥ 3 télescopes, pour différents angles zénithaux | 131 |
| 10.4 | Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ déclenchant ≥ 3 télescopes, pour différents décalages de pointé | 131 |
| 10.5 | Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ déclenchant 2 télescopes, pour différents angles zénithaux | 131 |
| 10.6 | Valeur moyenne de $\ln N_c$ en fonction de E_0 pour des gerbes de γ déclenchant 2 télescopes, pour différents décalages de pointé | 131 |
| 10.7 | Distribution du $\ln N_c$ en fonction du paramètre d'impact d_T pour des gerbes de γ | 132 |
| 10.8 | Distribution de $\ln(E_r/E_0)$ pour des gerbes de γ | 133 |
| 10.9 | Reconstruction de l'énergie pour différents angles zénithaux ζ | 134 |
| 10.10 | Reconstruction de l'énergie pour différents décalages dans la caméra α | 134 |
| 10.11 | Résolution en énergie en fonction de la distance du paramètre d'impact de la gerbe | 135 |
| 10.12 | Surface efficace de détection obtenue par le Modèle 3D en fonction de l'énergie pour différents angles zénithaux | 137 |
| 10.13 | Surface efficace de détection obtenue par le Modèle 3D en fonction de l'énergie pour différents décalages du pointé | 137 |
| 10.14 | Taux différentiel $\frac{dN}{dE} \mathcal{A}$ obtenu pour différents angles zénithaux | 138 |
| 10.15 | Évolution de l'énergie seuil du Modèle 3D avec l'angle zénithal | 138 |
| 10.16 | Densité de probabilité de reconstruire un événement d'énergie vraie E_0 à une énergie E_r pour des γ simulés au zénith. L'effet de sélection par le système de déclenchement induit un biais positif sous le seuil en énergie. | 139 |
| 10.17 | Variation de l'énergie minimale choisie pour l'analyse spectrale en fonction de l'angle zénithal ζ | 139 |
| 10.18 | Spectre différentiel du blazar H2356-309 | 141 |
| 10.19 | Spectres de H2356-309 obtenus avec l'analyse standard et le Modèle 3D | 142 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 11.1 | Méthode “ON-OFF” qui consiste à faire une observation dans une région ne comportant pas de γ pour estimer le fond. | 147 |
| 11.2 | Méthode miroir qui consiste à estimer le fond dans le même champ de vue dans la région symétrique de la source par rapport au centre de la caméra. | 148 |
| 11.3 | Méthode des régions OFF multiples qui est une simple extension de la région miroir à un plus grand nombre de régions de contrôle. | 148 |
| 11.4 | Méthode du segment d’anneau qui consiste à estimer le fond dans le même champ de vue et dans un anneau centré sur le centre de la caméra | 148 |
| 11.5 | Méthode des régions OFF multiples : cas de régions exclues en raison de la présence de sources γ dans le même champ de vue | 148 |
| 11.6 | Méthode de l’anneau complet qui consiste à estimer le fond dans un anneau entourant la région source. | 149 |
| 11.7 | Distribution d’une variable discriminante pour les populations γ et hadrons. | 149 |
| 11.8 | Méthode du “template background” où l’estimation du fond se fait dans la région source elle-même. | 149 |
| 11.9 | Décalages pour un même pixel de ciel vu sous deux positions de pointé distinctes. | 151 |
| 11.10 | Distributions de la largeur réduite ω pour des gerbes de γ simulées à différents angles zénithaux | 153 |
| 11.11 | Distributions de la largeur réduite pour des hadrons pour différentes valeurs de l’angle zénithal | 155 |
| 11.12 | Distributions de la largeur réduite pour des hadrons pour différentes valeurs du décalage de pointé | 155 |
| 11.13 | Carte de PKS2155-304 obtenue avec le Modèle 3D avant soustraction du fond. | 156 |
| 11.14 | Carte du ciel de PKS2155-304 en nombre de γ , après soustraction du fond avec la méthode des poids. | 157 |
| 11.15 | Carte du fond hadronique obtenue à partir des données de PKS2155-304 avec la méthode des poids. | 157 |
| 11.16 | Distribution de la largeur réduite des événements pondérés par leur poids γ | 157 |
| 11.17 | Distribution de la largeur réduite des événements pondérés par leur poids hadron | 157 |
| 11.18 | Distribution de la signification du signal γ de chaque pixel de la carte de PKS2155-304 obtenue avec la méthode des poids. | 158 |
| 11.19 | Décalage dans la caméra de deux pixels différents. | 158 |
| 11.20 | Division d’un lot caractérisé par un angle zénithal et une position de pointé en six sous-lots de décalage moyen $0^\circ, 0.5^\circ, 1^\circ, 1.5^\circ, 2^\circ, 2.5^\circ$ | 158 |
| 11.21 | Nombre d’événements déclenchant quatre, trois ou deux télescopes (de gauche à droite) en fonction de la distance au centre du système, pour des simulations de γ | 160 |
| 11.22 | Fraction d’événements de multiplicité 4, 3, 2 (de gauche à droite) en fonction du cosinus de l’angle zénithal d’observation, pour des hadrons. | 162 |
| 11.23 | Fraction d’événements de multiplicité 4, 3, 2 (de gauche à droite) en fonction du décalage de pointé, pour des hadrons. | 162 |
| 11.24 | Fraction d’événements de multiplicité 4, 3, 2 (de gauche à droite) en fonction du cosinus de l’angle zénithal d’observation pour des γ | 162 |
| 11.25 | Carte du ciel en nombre de γ obtenue à partir de données du vestige de supernova RX J0852.0-4622 | 163 |
| 11.26 | Distribution de la signification du signal γ , dans la région hors source de RX J0852.0-4622. | 163 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 12.1 | Scéma de l'accélération de Fermi du second ordre | 169 |
| 12.2 | Mécanismes d'accélération dans les plasmas astrophysiques | 170 |
| 12.3 | Schéma des chocs prenant place dans un vestige de supernova | 174 |
| 12.4 | Image du vestige de supernova Tycho en radio | 176 |
| 12.5 | Image du vestige de supernova Tycho en rayon X dans la raie du silicium. | 176 |
| 12.6 | Image du vestige de supernova Tycho en rayon X continu. | 176 |
| 12.7 | Image en rayons X du vestige de supernova SN1006 | 177 |
| 12.8 | Mosaïque du vestige de supernova SN1006 | 177 |
| 12.9 | Profils de densité d'un vestige de supernova | 178 |
| 12.10 | Limites de contact entre les ejecta et le milieu ambiant | 178 |
| 12.11 | Évolution de la luminosité d'un vestige de supernova | 180 |
| 13.1 | Image de RX J1713.7-3946 en rayons X (ASCA) | 184 |
| 13.2 | Image de RX J1713.7-3946 en rayons X (ROSAT) | 184 |
| 13.3 | Étude spectrale spatialement résolue en X (données XMM-Newton) | 184 |
| 13.4 | Image de la région Nord-Ouest du vestige de supernova RX J1713.7-3946 (Chandra) | 184 |
| 13.5 | Densité de colonne totale en H_2 dans la région du plan galactique correspondant à RX J1713.7-3946 | 185 |
| 13.6 | Carte en intensité d'émission en CO (J=1-0) pour une distance de 6.3 ± 0.4 kpc | 185 |
| 13.7 | Carte d'exposition du champ de vue de RX J1713.7-3946 | 186 |
| 13.8 | Positions de pointé de H.E.S.S. pour le champ de vue de RX J1713.7-3946 | 186 |
| 13.9 | Image de RX J1713.7-3946 avant soustraction du fond | 187 |
| 13.10 | Image γ du vestige de supernova RX J1713.7-3946 | 189 |
| 13.11 | Image en nombre de γ du vestige de supernova RX J1713.7-3946, après lissage | 189 |
| 13.12 | Image en nombre de γ du vestige de supernova RX J1713.7-3946, après lissage (3-4 telescopes) | 190 |
| 13.13 | Image obtenue à partir d'un modèle géométrique simple | 191 |
| 13.14 | Comparaison des profils radiaux obtenus avec le modèle géométrique simple pour différentes épaisseurs de coquille de RX J1713.7-3946 | 191 |
| 13.15 | Morphologie du vestige de supernova RX J1713.7-3946 pour différents intervalles en énergie | 192 |
| 13.16 | Profil radial de RX J1713.7-3946 pour trois intervalles en énergie | 192 |
| 13.17 | Profil azimuthal de RX J1713.7-3946 pour trois intervalles en énergie | 192 |
| 13.18 | Spectre différentiel de RX J1713.7-3946 | 194 |
| 13.19 | Comparaison des spectres 2003-2004 | 195 |
| 13.20 | Définition des 14 régions de l'analyse spectrale spatialement résolue | 197 |
| 13.21 | Flux intégral en fonction de l'indice spectral pour chacune des 14 régions | 197 |
| 13.22 | Image en nombre de γ de RX J1713.7-3946 et contours en luminosité X (1-3 keV) | 199 |
| 13.23 | Image en nombre de γ de RX J1713.7-3946 et contours en luminosité X (5-10 keV) | 199 |
| 13.24 | Nombre de photons X en fonction du nombre de γ | 199 |
| 13.25 | Profil de corrélation entre ASCA et H.E.S.S. | 199 |
| 13.26 | Comparaison des profils radiaux en X (ASCA) et en γ (HESS) | 200 |
| 13.27 | Définition des régions pour les profils radiaux | 201 |
| 13.28 | Comparaison des profils azimuthaux de ASCA et HESS | 201 |
| 13.29 | Distribution de l'intensité en CO de RX J1713.7-3946 | 202 |
| 13.30 | Profil azimuthal des données NANTEN et H.E.S.S. | 202 |

| | | |
|-------|--|-----|
| 13.31 | Ajustement des données observationnelles de RX J1713.7-3946 avec un modèle d'émission leptonique | 205 |
| 13.32 | Ajustement des données observationnelles de RX J1713.7-3946 | 206 |
| 13.33 | Ajustement des données observationnelles γ de RX J1713.7-3946 avec un modèle d'émission par interaction proton-proton | 208 |
| 14.1 | Images de RX J0852.0-4622 obtenues par le satellite ROSAT | 211 |
| 14.2 | Image du vestige de supernova RX J0852.0-4622 obtenue avec le satellite ASCA . | 212 |
| 14.3 | Image de la coquille Nord-Ouest du vestige de supernova RX J0852.0-4622 obtenue avec le satellite Chandra | 212 |
| 14.4 | Carte d'exposition du champ de vue de RX J0852.0-4622 | 213 |
| 14.5 | Positions de pointé de H.E.S.S. correspondant aux données sur RX J0852.0-4622 . | 213 |
| 14.6 | Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622 | 214 |
| 14.7 | Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622 (restriction aux événements à 3-4 télescopes) | 214 |
| 14.8 | Comparaison des profils radiaux du modèle géométrique avec les données observationnelles de RX J0852.0-4622 | 215 |
| 14.9 | Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622 pour les énergies inférieures à 500 GeV | 216 |
| 14.10 | Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622 pour les énergies supérieures à 500 GeV | 216 |
| 14.11 | Profils radiaux pour trois intervalles distincts en énergie | 217 |
| 14.12 | Spectre différentiel de RX J0852.0-4622 | 219 |
| 14.13 | Vérification des résultats spectraux | 220 |
| 14.14 | Spectres différentiels de RX J0852.0-4622 obtenus avec d'autres méthodes | 220 |
| 14.15 | Image γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622 et contours en luminosité X . . | 221 |
| 14.16 | Profils radiaux pour RX J0852.0-4622 dans six régions distinctes | 222 |
| 14.17 | Définition des régions utilisées pour les profils radiaux | 223 |
| 14.18 | Image radio du vestige de supernova RX J0852.0-4622 (1384 MHz) | 225 |
| 14.19 | Image radio du vestige de supernova RX J0852.0-4622 (2496 MHz) | 225 |
| 14.20 | Image en nombre de γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622 et contours en luminosité radio (1384 MHz) | 226 |
| 14.21 | Image en γ du vestige de supernova RX J0852.0-4622 et contours en luminosité radio (2496 MHz) | 226 |
| 14.22 | Relation entre la vitesse des nuages moléculaires et leur distance [38]. | 227 |
| 14.23 | Densité en atomes d'hydrogène moléculaire en fonction de la distance pour six secteurs distincts | 227 |
| 14.24 | Carte de la densité de colonne en hydrogène moléculaire pour différentes distances potentielles du vestige de supernova | 228 |
| 14.25 | Coefficient de corrélation entre l'intensité en CO des données NANTEN et les données H.E.S.S. | 229 |
| 14.26 | Brillance de surface en fonction du diamètre du vestige de supernova pour une fréquence de 10^{18} Hz | 236 |
| 14.27 | Brillance de surface en fonction du diamètre du vestige de supernova pour une fréquence de 1 GHz | 236 |
| 14.28 | Ajustement des données observationnelles de RX J0852.0-4622 avec un modèle complet : processus leptonique | 240 |

| | | |
|-------|--|-----|
| 14.29 | Ajustement des données observationnelles de RX J0852.0-4622 avec un modèle complet : processus leptonique (cas lointain) | 241 |
| 14.30 | Ajustement des données observationnelles γ de H.E.S.S. avec un modèle d'émission par interaction proton-proton (cas proche) | 243 |
| 14.31 | Ajustement des données observationnelles γ de H.E.S.S. avec un modèle d'émission par interaction proton-proton (cas lointain) | 245 |
| 14.32 | Ajustement des données observationnelles γ de H.E.S.S. avec un modèle d'émission mixte (cas lointain) | 246 |
| 15.1 | Image de SN1006 obtenue avec le satellite ASCA | 251 |
| 15.2 | Image de la coquille Nord-Est de SN1006 obtenue avec le satellite Chandra | 251 |
| 15.3 | Evolution du rayon et de la vitesse du choc pour SN1006 | 252 |
| 15.4 | Image du champ de vue de SN1006 en signification du signal γ | 254 |
| 15.5 | Limites supérieures imposées par les données HESS pour SN1006 | 254 |
| 15.6 | Comparaison des limites supérieures imposées par H.E.S.S. avec les le flux total attendu par interaction proton-proton | 254 |
| 15.7 | Comparaison des résultats obtenus par H.E.S.S. sur RX J1713.7-3946, RX J0852.0-4622 et SN1006 | 256 |
| E.1 | Modification de la distribution en énergie des électrons dues aux pertes d'énergie par rayonnement synchrotron et diffusion Compton inverse | 271 |
| E.2 | Comparaison du spectre de γ provenant de l'interaction p-p obtenu avec la paramétrisation analytique issue de [95] et avec le code SYBILL | 273 |
| E.3 | Contributions du fond infra-rouge et du fond cosmologique pour la production de γ par diffusion Compton inverse | 274 |

LISTE DES TABLEAUX

| | | |
|------|---|-----|
| 4.1 | Caractéristiques principales d'EGRET et de GLAST | 32 |
| 7.1 | Spécifications de la structure mécanique d'un télescope | 68 |
| 7.2 | Mesures de la PSF | 70 |
| 9.1 | Valeurs moyennes et écart-type de la distribution en ω pour des gerbes de γ | 116 |
| 9.2 | Valeurs moyennes et écart-type des distributions en ω pour différentes énergies | 116 |
| 9.3 | Efficacité de sélection des γ et facteurs de rejet hadronique | 127 |
| 9.4 | Résultats obtenus sur le blazar H2356-309 par le Modèle 3D et l'analyse standard | 128 |
| 10.1 | Ajustements en loi de puissance pour H2356-309 | 140 |
| 13.1 | Propriétés principales du vestige de supernova RX J1713.7-3946. | 185 |
| 13.2 | Excès γ et signification du signal de RX J1713.7-3946 | 196 |
| 13.3 | Valeurs des flux pour chaque intervalle en énergie du spectre γ de RX J1713.7-3946 | 196 |
| 13.4 | Résultats de l'analyse spectrale spatialement résolue de RX J1713.7-3946 | 197 |
| 13.5 | Coefficient de corrélation entre ASCA et H.E.S.S. pour RX J1713.7-3946 | 200 |
| 14.1 | Luminosité X et énergie totale injectée dans les protons | 232 |
| 14.2 | Paramètres caractérisant RX J0852.0-4622 pour différentes distances et densités | 232 |
| 14.3 | Valeurs des champs B_{\min} , B_{ech} et B_{syn} | 234 |
| 14.4 | Temps d'échappement des électrons dans le cas d'un vestige de supernova proche | 239 |
| 14.5 | Temps d'échappement des électrons dans le cas d'un vestige de supernova proche | 239 |
| 14.6 | Conséquences principales des processus leptonique et hadronique | 247 |
| 15.1 | Paramètres du vestige de supernova SN1006 en fonction de la densité du milieu | 253 |
| 15.2 | Caractéristiques principales de SN1006, RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622 | 256 |

Remerciements

Une thèse est un morceau de vie, une “œuvre” qui ne peut se construire en solitaire. En tant que telle, elle est étroitement liée à la contribution des collègues/amis rencontrés durant cette période intense et marquante et qui ont, chacun à leur tour, accepté de prendre un peu de leur temps pour m’orienter, m’épauler ou simplement converser devant un café. Les évoquer ici est hautement périlleux, le défi à relever étant de n’oublier personne. Je commencerai donc par remercier tout ceux qui seraient malencontreusement oubliés par la suite : qu’ils soient sûrs que leur présence a été également appréciée.

Cette thèse n’aurait pas vu le jour sans l’existence du Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR), dirigé de main de maître par Henri Videau. Merci donc à Henri pour m’avoir accueilli si chaleureusement ainsi que pour son soutien constant, notamment durant certaines périodes clés de la thèse.

Que serait une thèse sans Directeur de thèse ? Bien peu de chose, assurément. Je tiens donc à remercier très sincèrement Bernard Degrange, avec qui j’ai passé trois années passionnantes. Nos discussions (souvent animées !), son soutien jour après jour, ses idées lumineuses et sa passion ont permis de mener à bien ce travail. Au cours de ces trois années, il est devenu bien plus qu’un Directeur, me faisant part d’une confiance et d’une liberté croissante, contribuant à rendre cette expérience de thèse captivante.

Je tiens également à remercier tous les membres du jury. Sylvie Rosier-Lees et Etienne Parizot pour avoir accepté d’être rapporteurs et pour les discussions très riches associées à leur lecture attentive. Merci à Stavros Katsanevas d’avoir présidé le jury et à Anne Decourchelle et David Smith pour leur participation et leurs remarques constructives pendant et après la soutenance. Une mention spéciale revient à Anne qui a eu le courage de décortiquer le manuscrit en un mois et a permis d’améliorer sa lisibilité.

Je tiens ensuite à témoigner ma reconnaissance aux collègues/amis du groupe Astrophysique du LLR qui m’ont entouré pendant trois ans. Merci à Patrick Fleury, Gérard Fontaine et Louis-Marie Chounet pour leur soutien et leur confiance, Berrie Giebels pour sa disponibilité sans égale, Guillaume Dubus pour ses conseils avisés en tant que théoricien du groupe, Philippe Bruel, Gilles Bogaert et Pol d’Avezac pour leur bonne humeur légendaire. Enfin, Giulia Superina et Bruno Khélifi, récemment arrivés mais déjà si présents. Hakima Manseri, Martin Tluczykont et Nicolas Leroy, je ne vous oublie pas, vous avez une place toute spéciale dans mon coeur.

Outre le groupe Astro, je souhaiterais également exprimer ma profonde gratitude aux différents membres du LLR pour leur gentillesse et leur disponibilité. Merci au groupe des thésards et post-docs pour les goûters et dîners improvisés durant ces trois années. Donc un grand merci à Vi-Nham, Caroline, Thibault, Stéphane, Goetz, Chiara, Federico, Andry, Emmanuel, Maxime, Ermias et Catherine. Merci au service administratif pour les conversations sympathiques que nous avons eues devant un café ou dans un bureau. Merci aux services informatique, électronique et mécanique pour leur disponibilité. Et enfin, dans le désordre, merci à Alain Debraine (la bise matinale va me

manquer !), Raphaël Granier de Cassagnac (et bravo pour l'organisation des JJC), Marc Verderi, Pascal Manigot, Maurice Haguenaer, François Jacquet, Jean-Charles Vanel, Jean-Claude Brient, Patrice Hié, Catherine Clerc, Stéphanie Baffioni, et les autres (j'espère que vous vous reconnaitrez), pour votre soutien.

La partie expérimentale et observationnelle de cette thèse repose sur le travail approfondi effectué par la collaboration H.E.S.S.. Qu'elle soit tout d'abord vivement remerciée pour avoir rendu ce projet possible. C'est notamment à cette formidable collaboration que je dois certains moments importants de ces trois années : joies (premières sources étendues résolues au TeV par exemple !), traversée du désert (au sens propre et figuré !), excitation (fonctionnement du Modèle 3D !)... Ainsi, j'aimerais remercier en particulier Michael Punch, Pascal Vincent, Jean-Paul Tavernet, Mathieu de Naurois, Loïc Rolland, Olivier Martineau-Huynh, Arache Djannati-Ataï, Santiago Pita, Régis Terrier, Anne Lemièrre, Pierre Espigat, Philippe Goret et Yves Gallant.

Ma profonde reconnaissance va à Werner Hofmann, mais aussi et surtout à Felix Aharonian et Heinz Völk qui m'ont accueilli au Max-Planck d'Heidelberg durant deux mois et m'ont fait partager leur passion pour les vestiges de supernovae ainsi que leur connaissance en modélisation. La partie théorique de cette thèse repose en partie sur les travaux effectués durant ce séjour mémorable.

Merci à Eben, Maveipi et Toni pour leur dynamisme, leur aide et leur bonne humeur durant les deux mois passés en shift en Namibie. J'ai passé des moments inoubliables, merci ! Une mention spéciale pour leur capacité à arrêter un feu de brousse en moins de deux heures à l'aide de couvertures !

Merci enfin aux thésards et post-docs de H.E.S.S., Martin, Luigi, Svenja, Stefan, David, Isabel, Conor, Wytan, Jim et les autres, avec qui j'ai passé d'agréables moments tour à tour en shift, réunion de collaboration, conférence ou tout simplement autour d'une bière.

Certaines personnes ont eu un rôle déterminant avant le début de ma thèse, notamment durant mon parcours à l'Ecole Centrale, qu'elles en soient ici remerciées : Michel Tagger, Rosine Lallement et Jean-Yves Dauphin.

Enfin, il est évident que je ne serais pas arrivée jusque là sans le soutien constant de mes proches : mes parents pour avoir cru en moi depuis si longtemps, Guillaume (eh oui je ne t'oublie pas !), mamie, qui du haut de tes 93 ans a participé avec dynamisme à la soutenance de thèse ainsi qu'au pot. Merci à Lucette, Joël et Vincent qui ont eu l'extrême gentillesse de traverser la France pour être présent le jour J.

Ma dernière pensée émue ira à mon mari, Frédéric, qui a eu la lourde tâche de me soutenir durant ces trois années. MERCI à toi. MERCI d'avoir été si présent. MERCI pour ta patience, ta tendresse et tes encouragements.

J'oublie certainement des gens. Mais un fait est certain, bien que je demeure le principal artisan de cette thèse de doctorat, je ne peux pas ignorer que la réalisation de celle-ci n'aurait jamais été possible sans la contribution de ces dizaines voire même de ces centaines de personnes. Merci à toutes et à tous ! Et enfin merci à toi lecteur qui osera t'aventurer dans la lecture de ce manuscrit.

Résumé

Le système de télescopes H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) est une expérience d'Astronomie γ constituée de quatre imageurs Tcherenkov atmosphériques destinés à observer le ciel γ dans le domaine d'énergies supérieures à 100 GeV et s'étendant jusqu'à quelques dizaines de TeV.

Cette thèse présente une nouvelle méthode de reconstruction des gerbes électromagnétiques qui utilise l'ensemble de l'information fournie par la stéréoscopie et la haute définition des caméras de H.E.S.S.. Cette nouvelle méthode permet d'obtenir une résolution angulaire meilleure que le dixième de degré, une résolution en énergie de l'ordre de 15% au zénith, ainsi qu'un rejet hadronique très efficace à partir d'une coupure sur la largeur transverse de la gerbe reconstruite, et qui ne dépend d'aucune simulation.

Une nouvelle méthode de soustraction du fond hadronique adaptée à l'étude des sources étendues a aussi été mise en oeuvre. Cette méthode ne fait aucune hypothèse sur la distribution du fond hadronique ni sur le contenu en γ de la région du ciel étudiée. Elle permet d'obtenir, par un maximum de vraisemblance, deux cartes globales : l'une pour la distribution des γ dans le champ de vue, et l'autre pour la distribution des hadrons.

Ces deux nouvelles méthodes ont été appliquées à l'analyse des vestiges de supernovae RX J1713.7-3946 et RX J0852.0-4622 (Vela Junior), et ont permis de résoudre leur morphologie pour la première fois dans le domaine gamma. L'étude de ces sources a un objectif fondamental : permettre de savoir si les vestiges de supernovae sont bien des accélérateurs des rayons cosmiques, au moins jusqu'au domaine du genou (5×10^{15} eV). Une étude morphologique et spectrale de ces sources conjointement à une comparaison avec un modèle simple des émissions γ (à partir d'électrons ou de protons accélérés dans les vestiges de supernovae) a permis de contraindre les paramètres des modèles leptoniques. Toutefois, ce modèle n'a pu être exclu. Les différents résultats obtenus sont discutés et comparés au cas d'un troisième vestige de supernova à coquille observé par H.E.S.S. mais non détecté : SN 1006.

Mots clés : astronomie gamma de très hautes énergies, imagerie Tcherenkov atmosphérique, H.E.S.S., Modèle 3D, vestiges de supernovae, RX J1713.7-3946, RX J0852.0-4622, Vela Junior.

Abstract

The H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) experiment in gamma-ray Astronomy consists of four imaging atmospheric Cherenkov telescopes devoted to the observation of the gamma-ray sky in the energy domain above 100 GeV and extending up to several tens of TeV.

This thesis presents a new reconstruction method of gamma-ray induced air showers which takes full advantage of the stereoscopy and of the fine-grain imaging of the H.E.S.S. cameras. This new method provides an angular resolution better than 0.1° , an energy resolution of about 15% at zenith and a very efficient hadronic rejection based on a cut on the lateral spread of the electromagnetic shower which does not depend on simulations.

A new background subtraction method, well adapted to the study of extended sources, was also developed. No assumption, either on the distribution of gamma-rays in the field of view, or on the distribution of hadrons are necessary. It provides two skymaps obtained from a maximum likelihood fit : one for γ -rays and the other for hadrons.

These two analysis methods were applied to the study of the shell-type supernova remnants RX J1713.7-3946 and RX J0852.0-4622 (Vela Junior), allowing for the first time to resolve their morphology in the gamma-ray domain. The study of these sources should answer the question : 'can shell-type supernova remnants accelerate cosmic-rays up to the knee (5×10^{15} eV) ?'. A morphological and spectral study of these sources combined with a comparison of a simple model of emission processes (from electrons and protons accelerated in supernova remnants) provides some constraints on the parameters of the leptonic process. Nevertheless, this scenario cannot be excluded. The different results obtained are discussed and compared with a third shell-type supernova remnant observed by H.E.S.S. but not detected : SN 1006.

Keywords : very high energy gamma-ray astronomy, imaging atmospheric Cherenkov, H.E.S.S., 3D Model, supernova remnants, RX J1713.7-3946, RX J0852.0-4622, Vela Junior.