



HAL
open science

Recherche de sources gamma par une méthode de Maximum de Vraisemblance :

Bruno Khelifi

► **To cite this version:**

Bruno Khelifi. Recherche de sources gamma par une méthode de Maximum de Vraisemblance :. Astrophysique [astro-ph]. Université de Caen, 2002. Français. NNT : . tel-00002393

HAL Id: tel-00002393

<https://theses.hal.science/tel-00002393>

Submitted on 12 Feb 2003

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.

UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. de Sciences
ECOLE DOCTORALE : SIMEN

THESE

présentée par

Bruno Khélifi
(PCC - Collège de France)

et soutenue

le 25 novembre 2002

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité : Constituants élémentaires

**Recherche de sources gamma par une méthode de
Maximum de Vraisemblance :
Application aux AGN et aux sources galactiques
suivis par le télescope CAT**

Commission d'examen composée de :

M. Bernard	TAMAIN	(Président du jury)
M. Luciano	MOSCOSO	(Rapporteur)
M. David	SMITH	(Rapporteur)
M. Pierre	ESPIGAT	(Directeur de thèse)
M. Alain	CORDIER	
M. Jacques	DUMARCHEZ	
M. Michael	PUNCH	

Oui, je suis le regard et vous êtes l'étoile.
Je contemple et vous rayonnez!
Je suis la barque errante et vous êtes la voile.
Je dérive et vous m'entraînez!

Victor Hugo

Table des matières

Introduction	1
I L'astrophysique des très hautes énergies	3
1 Création de photons de très hautes énergies	7
1.1 Interaction de particules chargées	7
1.2 Processus d'accélération de particules chargées	9
1.2.1 Conversion d'énergie cinétique	10
1.2.2 Conversion d'énergie de rotation	12
1.3 Les processus dits <i>exotiques</i>	12
2 Sources de rayons gamma	15
2.1 Les restes de supernovae	15
2.2 Les pulsars et les plérions	18
2.2.1 L'émission gamma périodique de très haute énergie des pulsars	18
2.2.2 L'émission gamma continue des plérions	19
2.3 Les sursauts gamma	20
2.4 Les blazars	21
2.5 Les autres sources galactiques	24
3 Techniques d'observation	27
3.1 Les techniques spatiales	27
3.2 L'instrumentation au sol	28
3.2.1 Les échantillonneurs spatio-temporels	29
3.2.2 Les imageurs Čerenkov	30
3.2.3 Les détecteurs de particules chargées	30
3.2.4 Les sources détectées au TeV	31
3.3 La nouvelle génération de détecteurs au sol	31
II Optimisation de la sensibilité	33
4 Le détecteur CAT	37
4.1 La monture et le réflecteur	37
4.2 La caméra	38

TABLE DES MATIÈRES

4.3	L'électronique	40
4.3.1	La logique de déclenchement	41
4.3.2	L'électronique de lecture	42
4.4	La prise de données	42
5	Performances et choix d'une analyse	47
5.1	Evaluation des performances	47
5.1.1	Facteur de qualité, Q	47
5.1.2	Significativité, N_σ	48
5.2	Choix d'une analyse	49
5.2.1	Choix d'une méthode d'extraction du signal	49
5.2.2	Stratégie d'observation	50
5.2.3	Choix des coupures	50
6	La discrimination gamma/hadron	53
6.1	La méthode Hillas	53
6.1.1	Principe de la méthode	54
6.1.2	Optimisation de la méthode ESC	58
6.2	La méthode du χ^2	61
6.2.1	Analyse des images de gerbes grâce à un modèle théorique	61
6.2.2	Définition et optimisation des coupures	63
6.3	Comparaison des différentes méthodes	64
6.4	Recherche de nouvelles sources	66
7	Les stratégies d'observation	69
7.1	Influence de la position de la source	70
7.1.1	Variation de l'efficacité de déclenchement	70
7.1.2	Variation de la significativité	72
7.2	L'observation en <i>mode décalé</i>	72
7.2.1	Principe du <i>mode décalé</i>	72
7.2.2	Performances du <i>mode décalé</i>	75
7.2.3	Validation de la méthode sur les données du Crabe	76
8	Maximum de vraisemblance	79
8.1	Principe du maximum de vraisemblance	80
8.1.1	La probabilité gamma	81
8.1.2	La probabilité <i>hadron</i>	85
8.1.3	Propriétés statistiques	86
8.1.4	Estimateur de significativité	90
8.2	Comparaison avec la méthode standard	94
8.2.1	Comparaison sur des données du Crabe	95
8.2.2	Comparaison sur des données de Markarian 421	96
8.2.3	Comparaison sur des données de 1ES 1426+42.8	97
8.3	Recherche de source de position inconnue	99
8.3.1	Avantages de cette méthode	99
8.3.2	Un exemple de recherche de position de source	100

8.4	Conclusions sur l'extraction du signal	101
III	Les caractéristiques du signal	103
9	Mesure du flux	107
9.1	Principe d'une mesure de flux	107
9.2	La surface de collection	108
9.3	Importance du choix de la méthode d'extraction du signal	109
10	Estimation de l'énergie	113
10.1	Caractéristiques de l'estimateur issu du χ^2	113
10.2	Un estimateur supplémentaire grâce aux moments	116
11	Extraction standard du spectre	121
11.1	Principe	121
11.2	Robustesse de l'analyse spectrale	122
12	Extraction du spectre à partir du maximum de vraisemblance	125
12.1	Extraction du signal par intervalle en énergie	125
12.2	Ajustement du spectre par un χ^2	126
13	Influence des conditions expérimentales	129
13.1	Le bruit de fond de ciel	129
13.2	Le nombre de voies éteintes	131
13.3	Observation en <i>mode décalé</i>	133
IV	Emission de noyaux actifs de galaxies	137
14	Généralités sur les BL Lac	139
14.1	Des objets mal compris	139
14.2	Les observables d'étude	140
15	Les observations du BL Lac Markarian 421	143
15.1	Analyse de la période 2001-02	143
15.2	Extraction spectrale de la période 2000-01	144
15.3	La nuit du 23 mars 2001	145
16	Détection du BL Lac 1ES 1959+65	151
16.1	Données prises jusqu'en 2000	151
16.2	Détection au printemps 2002	151
17	Détection du BL Lac 1ES 1426+42.8	157
17.1	Extraction du signal	157
17.2	Caractéristiques des données	158

TABLE DES MATIÈRES

18 Observations d'autres Lacertides	161
19 L'influence de l'absorption par l'IIR	165
19.1 Modèles d'infrarouge intergalactique	165
19.2 Comparaison des blazars détectés	167
19.3 Discussion et conclusion	170
V Emission de sources galactiques	173
20 Description théorique des plérions	177
20.1 La géométrie et l'évolution des plérions	177
20.2 Leur spectre électromagnétique	178
21 Observations menées avec CAT	183
21.1 Choix des sources	184
21.2 Résultats des observations	187
22 Interprétation dans le cadre d'une émission plérionique	189
22.1 Les modèles d'émission	189
22.1.1 Un modèle semi-analytique	189
22.1.2 Un modèle numérique	190
22.1.3 Une estimation du champ magnétique d'équipartition	192
22.2 Résultats et discussion	193
Conclusions	197
Annexes	203
A Définition des paramètres d'Hillas	203
B Nouvel estimateur d'énergie	205
C Surface de collection et résolution en énergie	207
C.1 Paramétrisation de la surface de collection	207
C.2 Paramétrisations des fonctions de résolution en énergie	208
D Fonctions pour la vraisemblance	211
D.1 Probabilité gamma	211
D.2 Surface de collection	212
E Les sources et leurs caractéristiques	213
F Détails de l'extraction spectrale	215
F.1 Erreurs statistiques et systématiques	215
F.2 M1 (nébuleuse du Crabe)	216

TABLE DES MATIÈRES

F.3 Markarian 421	218
F.4 1ES 1959+65 et 1ES 1426+42.8	219
Bibliographie	220
Liste des figures	229
Liste des tableaux	232
Remerciements	233

Introduction

Des particules de très haute énergie (au-delà du TeV et jusqu'à $\sim 10^{20}$ eV) en provenance du cosmos sont observées. Ces particules proviennent d'objets astrophysiques galactiques ou extragalactiques où ont lieu des processus extrêmement violents. Pour étudier ces objets, les seules sondes opérationnelles aujourd'hui sont les photons qui sont observés sur l'ensemble du spectre électromagnétique car ils ne sont pas déviés par les champs magnétiques interstellaires et intergalactiques. Bientôt, les rayons cosmiques (du GeV pour des sources galactiques et d'ultra haute énergie pour des objets extragalactiques) et les neutrinos apporteront des informations complémentaires sur une localisation des sources.

Même si lors de cette dernière décennie des progrès ont été faits dans la compréhension de ces objets, un certain nombre de questions subsistent. Quelle est la nature des particules accélérées? Que recèle la physique des jets et quelle est la nature de la connexion entre les trous noirs centraux et les jets puissants qui constituent certaines sources galactiques (micro-quasars) et extragalactiques (noyaux actifs de galaxies)? Quelle est la nature des sursauts gamma? Les restes de supernova sont-ils les lieux d'accélération galactiques des rayons cosmiques?

Les rayons gamma émis par les objets les plus lointains voyagent sur des distances considérables et interagissent avec la matière et le rayonnement qu'ils rencontrent, et en particulier le fond diffus de photons infrarouges intergalactiques. Ces interactions modifient les observations terrestres par une déformation des spectres énergétiques. L'infrarouge intergalactique est mal connu car il est difficile à mesurer, et pourtant il contient des informations précieuses sur l'évolution de l'univers. Il a été avancé par certains que les observations de gamma au TeV pourraient permettre une mesure de la densité de cet infrarouge.

Pour tenter de répondre à ces questions et mesurer la densité de l'infrarouge intergalactique, il est nécessaire de disposer d'un catalogue étoffé de sources émettant au TeV. Aujourd'hui, seule une dizaine de sources sont connues. Avant l'entrée en service des télescopes de la nouvelle génération, nous avons essayé de pousser les limites observationnelle et d'analyse du détecteur CAT (Čerenkov Array at Thémis) pour détecter de nouvelles sources.

Cet instrument est un télescope au sol détectant des gamma de 250 GeV à 15 TeV et appartient à la deuxième génération de détecteurs au sol. Jusqu'ici, il n'a pu détecter que les sources les plus brillantes du ciel dans ce domaine de longueur d'onde, c'est-à-dire la nébuleuse du Crabe [131] et les noyaux actifs de galaxies Mar-

Introduction

karian 501 [53] et Markarian 421 [149].

Pour augmenter la sensibilité de CAT sans modifier l'appareil, il faut améliorer le rapport signal sur bruit. Nous avons travaillé sur les principales caractéristiques de l'analyse usuelle des données de la collaboration pour améliorer ses performances et nous avons recherché des stratégies d'observation pour augmenter notre sensibilité en optimisant le temps d'observation.

Ces études ont été complétées par le développement d'une méthode plus générale pour extraire le signal, une méthode de maximum de vraisemblance. Utilisant plus d'informations sur les images de gerbes électromagnétiques de gamma, cette méthode statistique améliore la sensibilité de l'analyse. De plus, elle permet maintenant de rechercher des sources de position inconnue sans dégrader la sensibilité (aux effets instrumentaux près) et de tester des hypothèses sur la forme des extensions spatiales des émissions.

Toutes ces améliorations (stratégies d'observation, amélioration du rapport signal sur bruit avant extraction du signal, méthode d'extraction du signal) permettent de mesurer plus finement les caractéristiques du signal, que sont l'intensité de l'émission (et ses variations au cours du temps) et son spectre en énergie.

Nous commencerons par analyser nos données prises sur des blazars, qui sont des noyaux actifs de galaxies susceptibles d'émettre au TeV. Ces observations ont conduit à des mesures plus précises de flux de blazars déjà détectés et nouvellement détectés, et à des valeurs supérieures sur le flux pour une liste d'objets.

Comme indiqué précédemment, l'absorption des gamma par le fond infrarouge intergalactique rend leur étude délicate, même si la comparaison des blazars de même distance permet de s'affranchir de cette absorption. Par ailleurs, le manque de données multi-longueurs d'onde limitera nos déductions astrophysiques sur les conditions d'accélération des particules chargées.

Puis, nous analyserons les données prises sur trois restes de supernova galactiques contenant des plérions. Ces objets sont des émetteurs potentiels de gamma du TeV. Nous rechercherons une émission dans les restes de supernova et nous affinerons nos études sur des zones spécifiques de ces objets. Les résultats obtenues sur les zones coïncidant avec les plérions seront interprétés grâce à un modèle numérique d'émission d'électrons relativistes.

Mais tout d'abord, nous rappellerons brièvement les processus d'émission de rayons γ de haute énergie et les objets astrophysiques émetteurs; les techniques observationnelles actuelles et futures seront exposées. Le détecteur CAT sera décrit, ainsi que la méthode d'observation et les techniques d'analyse des données. On montrera comment les améliorer pour étudier des sources plus faibles. Finalement, ces méthodes seront appliquées dans un premier temps pour l'étude de noyaux actifs de galaxies, puis pour l'étude de sources galactiques suivies par le télescope CAT entre 1999 et 2002.

Première partie

L'astrophysique des très hautes énergies

De manière conventionnelle, le domaine d'énergie de l'astronomie gamma commence vers quelques centaines de keV, et celui de l'astronomie de très haute énergie s'étend de ~ 30 GeV à ~ 30 TeV. Ces énergies ne peuvent être émises par un corps noir, car la température de brillance maximale¹ devrait être de $\sim 10^{15}$ K pour produire des gamma de 1 TeV. De plus, les spectres en énergie observés sont des lois de puissance ($\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$, où $\alpha > 0$) ou des spectres concaves, ce qui n'est pas compatible avec le spectre convexe à haute fréquence des corps noirs. Par ailleurs, aucune raie nucléaire ne permet d'atteindre ces énergies.

Ces gamma sont le produit de **processus non-thermiques** et ne peuvent être obtenus qu'à partir de particules chargées accélérées à des énergies supérieures ou par des processus exotiques.

Par ailleurs, la gamme d'énergie de ces gamma et les flux sur Terre (qui sont inférieurs à $\sim 10^{-5}$ photons par mètre carré et par seconde au dessus de 300 GeV) imposent des techniques d'observation particulières. Une grande densité de matière (pour les convertir en particules chargées) et une grande surface de collection sont nécessaires pour avoir des temps d'observation raisonnables.

Nous décrirons brièvement les processus de création de gamma de très haute énergie. Puis, nous expliquerons dans quels types d'objets astrophysiques de tels processus peuvent exister. Nous décrirons ensuite les différentes techniques d'observation actuelles et futures, ainsi que celles du détecteur CAT qui ont été choisies pour optimiser le rapport signal sur bruit au niveau du déclenchement.

¹qui n'est rien d'autre que la loi de Planck, qui a pour unité le $W m^{-2} Hz^{-1} sr^{-1}$

Chapitre 1

Processus de création de photons de très haute énergie

Seuls des processus non-thermiques peuvent produire des rayons γ d'énergie caractéristique le TeV. Ils peuvent être issus de l'interaction de particules chargées d'énergie bien supérieure au TeV avec la matière et les champs électromagnétiques ambiants. Ces interactions seront brièvement décrites, ainsi que les processus d'accélération de ces particules chargées jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{15} eV (ou 10^{18} eV pour certains modèles de noyaux actifs de galaxies). Puis nous citerons quelques processus d'émission de gamma sans accélération de particules chargées.

1.1 Interaction de particules chargées

Ce chapitre a pour objectif de donner quelques ordres de grandeur pour des processus d'émission gamma au-delà de quelques centaines de GeV, qui est approximativement le seuil en énergie du détecteur CAT.

Le rayonnement synchrotron

Au sein d'un champ magnétique, les particules chargées subissent la force de Lorentz et perdent leur énergie sous forme d'émission électromagnétique. La fréquence caractéristique du photon synchrotron émis, ν_{synch} , est donné par :

$$\nu_{\text{synch}} \approx 4.10^{10} \gamma^2 B \sin \theta \frac{m_e}{m} \text{ Hz},$$

où m est la masse de la particule de facteur de Lorentz γ , m_e celle de l'électron, B l'intensité du champ magnétique en Tesla et θ l'angle entre ce champ et l'impulsion de la particule.

Ainsi, pour produire un photon synchrotron de 1 TeV, soit $\sim 2 \times 10^{26}$ Hz, un électron doit posséder une énergie de $\sim 4 \times 10^{18}$ eV dans un champ magnétique de 1 μG , mais cela suppose qu'un électron d'une telle énergie puisse être accéléré jusqu'à ces énergies (à cause des pertes synchrotrons). Au voisinage de certaines étoiles à neutrons, des champ magnétiques de l'ordre de 10^{12} G seraient atteints. Dans ce

Partie I, Création de photons de très hautes énergies

champ magnétique, un électron de $\sim 4 \times 10^9$ eV pourrait produire un gamma de 1 TeV grâce à l'énergie du champ magnétique, qui serait très rapidement converti en une paire e^\pm dans un tel champ.

Pour créer des photons synchrotrons de 1 TeV à partir de protons, comme le propose certains modèles de noyaux actifs de galaxies [137], il faut des énergies de $\sim 10^{16}$ eV à des champs supposés égaux à la dizaine de Gauss.

Ainsi, dans des conditions standards de champ magnétique¹, le rayonnement synchrotron peut difficilement produire des gamma de 1 TeV, même si des photons du GeV produits par certaines étoiles à neutrons ont été observés, ce qui suppose l'existence d'électrons de 10^{11} - 10^{13} eV comme le suggère les modèles théoriques de ces objets [85].

Et on peut montrer facilement qu'un spectre en loi de puissance d'indice α de particules chargées produit un spectre synchrotron d'indice $(\alpha + 1)/2$.

Le bremsstrahlung

Lors du passage d'une particule chargée au voisinage du champ électromagnétique d'un noyau, elle perd de l'énergie par émission de photons. Ce processus s'appelle le rayonnement de freinage, ou le Bremsstrahlung.

Toute particule chargée d'énergie E émet des photons bremsstrahlung d'énergie $\epsilon < E$. Des électrons ou des protons de 10^{14} eV peuvent donc émettre des gamma de 1 TeV dont le flux dépend de la densité de noyaux et du nombre de particules chargées.

La diffusion Inverse Compton

La diffusion Inverse Compton d'un électron est la diffusion élastique de celui-ci sur un photon d'énergie inférieure à celle de l'électron. Le photon gagne alors de l'énergie. Sa fréquence caractéristique ν après l'interaction est de l'ordre de :

$$\nu \approx \gamma^2 \nu_0,$$

où γ est le facteur de Lorentz de l'électron et ν_0 la fréquence du photon avant interaction. Pour tout objet, il existe au moins un champ de photons ambiants sur lequel peuvent diffuser des électrons relativistes : le fond diffus cosmologique. L'énergie moyenne du spectre de ce corps noir est $\sim 10^{-4}$ eV. Ainsi, la diffusion sur le fond cosmologique d'électrons de $\sim 10^{14}$ eV permet de produire des photons de 1 TeV. Le flux de photons Inverse Compton est directement proportionnel à la densité de photons cibles et à celle des électrons.

De manière générale, les électrons relativistes interagissent avec tout champ de photons, celui créé un disque d'accrétion autour d'un trou noir, par la poussière interstellaire en infrarouge, ou celui émis par les étoiles en optique. Ils peuvent également interagir avec les photons qu'ils ont eux même créés par rayonnement synchrotron. Ce processus s'appelle le SSC, c'est-à-dire en anglais Synchrotron Self

¹c'est-à-dire inférieur à la dizaine de Gauss

1.2 Processus d'accélération de particules chargées

Compton. Tous ces champs de photons de plus grande énergie que celle du fond cosmologique permettent de réduire l'énergie des électrons relativistes pour produire des gamma du TeV.

La section efficace de cette diffusion est reliée à la section efficace de Thompson. Lorsque l'énergie des électrons dépasse un seuil qui dépend de l'énergie des photons cibles, cette section efficace chute brutalement : l'effet Klein-Nishina limite l'énergie maximale atteignable par les photons diffusés. Dans le régime Thompson, on peut montrer qu'une loi de puissance d'électrons d'indice α produit un spectre Inverse Compton proche d'une loi de puissance d'indice $(\alpha + 1)/2$.

Ainsi, le processus Inverse Compton est un processus qui requiert des particules chargées de plus faible énergie (comparée au synchrotron) pour produire des gamma de très haute énergie. Le fond cosmologique est par défaut un grand réservoir de photons cibles avec une densité de 400 photons par cm^3 . Le seul facteur limitant de ce processus est qu'il est proportionnel à la densité d'électrons.

La production de π^0

Les électrons ne sont pas les seules particules chargées relativistes. Comme en témoigne le spectre des rayons cosmiques qui s'étend jusqu'à 10^{19} - 10^{20} eV, des noyaux sont accélérés jusqu'à des énergies supérieures à 10^{15} eV. Ces noyaux sont majoritairement des protons. Ils produisent par interaction avec la matière ambiante et avec les photons ambiants des pions neutres π^0 , qui se désintègrent rapidement en deux gamma d'énergie moyenne de l'ordre de la moitié de celle du π^0 .

Les processus amenant à la production de π^0 sont la diffusion profondément inélastique p+N et la photodissociation $p+h\nu$. La diffusion p+N produit un très faible flux de gamma à cause du spectre très mou des rayons cosmiques (en $E^{-2.7}$) et à cause de la section efficace de cette diffusion ($\sigma_{pp} \approx 2.5$ mbarns). Seule une surdensité de rayons cosmiques fraîchement accélérés dans une zone particulièrement dense (comme un nuage moléculaire) pourrait produire des flux de gamma non-négligeables.

La photodissociation est plus prometteuse, malgré sa faible section efficace (~ 250 μ barns). Le seuil de production de π^0 à partir de photons du fond cosmologique est de $\sim 10^{21}$ eV, et seulement de $\sim 10^{14}$ eV avec des photons de 1 keV. Les gamma résultant ont une énergie dans le domaine du TeV.

Par conséquent, la photodissociation de proton sur des photons optiques et X permet la création de gamma de très haute énergie. Le flux émis dépendra bien sûr de la densité de photons cibles et de celle des protons accélérés.

1.2 Processus d'accélération de particules chargées

Nous avons vu que les processus de création de gamma dans le domaine du TeV supposaient l'existence de particules chargées (électrons ou protons) pouvant

Partie I, Création de photons de très hautes énergies

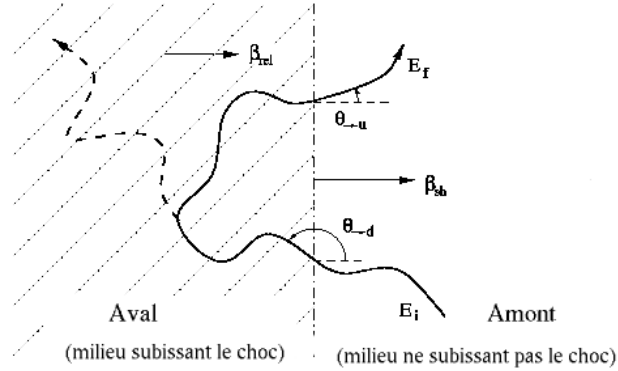
atteindre des énergies de l'ordre de 10^{15} eV. Nous donnerons ici les principaux processus physiques capables d'accélérer des particules à de telles énergies.

1.2.1 Conversion d'énergie cinétique

Il est possible de transférer de l'énergie cinétique macroscopique à des particules dans des milieux subissant des chocs magnétohydodynamiques non relativistes. E. Fermi proposa ce mécanisme pour la première fois en 1949 [62], que l'on appelle désormais l'accélération de Fermi.

Accélération de Fermi du premier ordre

FIG. 1.1: Schéma de principe de l'accélération de Fermi I pour un choc parallèle dans le référentiel du gaz en amont.



Le scénario est illustré sur la figure 1.1 pour un choc parallèle, c'est-à-dire pour lequel le champ magnétique total est orthogonal au plan du choc. Une particule de haute énergie (issue d'une accélération antérieure ou issue de rayons cosmiques) diffuse sur des irrégularités du champ magnétique d'un des milieux en amont ou en aval du choc non-relativiste ($\beta_{sh} \ll 1$). Ces irrégularités peuvent être créées par des ondes de Alfvén de vitesse aléatoire [12]. Lors de cette diffusion isotrope, la particule peut traverser le choc. A chaque traversée (dans un sens ou dans l'autre) la particule voit un mur magnétique s'avancer vers elle. Le gain moyen d'énergie pour chaque traversée est donné au premier ordre en β_{sh} par :

$$\left\langle \frac{E_f}{E_i} \right\rangle \approx 1 + \beta_{sh} (\langle \cos(\theta_{\rightarrow u}) \rangle - \langle \cos(\theta_{\rightarrow d}) \rangle) \approx 1 + \frac{4}{3} \beta_{sh}$$

Ce processus s'appelle le **mécanisme de Fermi du premier ordre**, car le gain en énergie est du premier ordre en β_{sh} . Il suppose que l'énergie de l'ensemble des particules accélérées par ce processus est négligeable dans le bilan en énergie du système. Ces particules ne modifient donc pas la thermodynamique du choc. Ainsi, à chaque traversée du choc, la particule gagne de l'énergie jusqu'à ce que la diffusion aléatoire sur les turbulences magnétiques amène la particule à s'éloigner de la zone du choc.

1.2 Processus d'accélération de particules chargées

Afin de calculer le spectre en énergie des particules accélérées, il faut tenir compte des pertes énergétiques de ces particules et de leur diffusion dans les milieux en amont et en aval du choc. L'évolution du nombre de particules d'énergie E , $N(E)$, et dans un volume V est donnée par l'équation de perte et de diffusion de ces particules :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D\nabla^2 N + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N(E)] - \frac{N}{\tau_{esc}} + Q(E),$$

où D est le coefficient de diffusion scalaire, $b(E)$ le terme de perte/gain d'énergie par unité de temps défini par $b(E) = -\frac{dE}{dt}$, τ_{esc} le temps caractéristique de fuite et $Q(E)$ le taux d'injection de particules. D est proportionnel à l'inverse du champ magnétique dans la zone du choc. $b(E)$ doit tenir compte des pertes adiabatiques (qui sont égales à $E \dot{R}/R$ où $R(t)$ est la distance du choc au centre de l'expansion), des pertes radiatives (comme l'émission synchrotron qui suit une loi en $E^2 B^2$ avec B le champ magnétique) et du gain d'énergie du processus d'accélération (qui est proportionnel à β_{sh} pour le mécanisme de Fermi du premier ordre). Le temps caractéristique de fuite est donné par la probabilité d'échappement des particules de la zone du choc, qui est le rapport du flux des particules allant de l'aval à l'amont par celui des particules allant de l'amont à l'aval. Elle est proportionnelle à β_{sh}/r , r étant le rapport des vitesses du plasma dans le référentiel du choc $r = V_{\rightarrow u}/V_{\rightarrow d}$.

Le spectre de particules accélérées pour un choc stationnaire, sans injection de particules non thermiques, sans terme de diffusion et sans pertes est égale à :

$$\frac{dN}{dt} \propto E^{-\frac{r+2}{r-1}}.$$

La thermodynamique du choc permet de dériver un rapport r de 4 dans le cas d'un gaz monoatomique et d'un choc non-relativiste. Ce processus conduit donc à un spectre de particules accélérées en loi de puissance avec un indice spectral de 2 lorsque les pertes sont négligeables.

Les autres modèles s'appuyant sur ce type d'accélération

Une deuxième version de processus d'accélération s'appuie non plus sur une diffusion stochastique dans les milieux autour du choc, mais sur une réflexion par des nuages magnétiques. Leur vitesse est aléatoire et leur module moyen permet d'estimer β . En tenant compte des termes du deuxième ordre de β , un traitement similaire à celui du processus de Fermi du premier ordre conduit à un gain moyen d'énergie à chaque réflexion dans la limite relativiste de :

$$\left\langle \frac{E_f}{E_i} \right\rangle \approx 1 + \frac{4}{3}\beta^2$$

Cette accélération est le **mécanisme de Fermi du deuxième ordre**. Il conduit également à un spectre de particules accélérées en loi de puissance de pente $1 + 1/(\frac{4}{3}\beta^2\tau_{esc})$.

Partie I, Création de photons de très hautes énergies

Le mécanisme d'accélération diffère légèrement lorsque le choc est relativiste, car les angles de diffusion ne sont plus isotropes [70]. De plus, lorsque les particules accélérées emportent une quantité non-négligeable d'énergie, elles influent sur la thermodynamique du choc. On parle alors des **modèles non-linéaires** [59]. Mais le principe de base du processus d'accélération reste identique. Ils mènent à un spectre de particules accélérées en loi de puissance avec un indice spectral compris entre 2 et 2.3, c'est-à-dire avec un spectre en $dN/dE \propto E^{-(2 \rightarrow 2.3)}$.

Ces processus permettent d'expliquer en général les spectres en loi de puissance de rayons cosmiques ou d'électrons. Les modèles de restes de supernovae, de sursauts gamma ou de jets de noyaux actifs de galaxies utilisent ces processus.

1.2.2 Conversion d'énergie de rotation

L'énergie de particules chargées créant des gamma de très haute énergie peut être extraite de l'énergie rotationnelle d'objets compacts tels que les étoiles à neutrons ou les trous noirs (stellaires ou massifs). Ces objets en rotation sur eux-même perdent leur énergie sous forme de rayonnement électromagnétique. Ils créent des champs magnétiques et/ou des champs électriques très puissants qui conduisent à des créations de paires de particules soit près des calottes polaires d'un pulsar [171], soit dans les parties externes de sa magnétosphère [39], mais aussi au voisinage de trou noir [18]. Ces champs permettent également d'accélérer des particules chargées grâce à la force de Lorentz.

1.3 Les processus dits *exotiques*

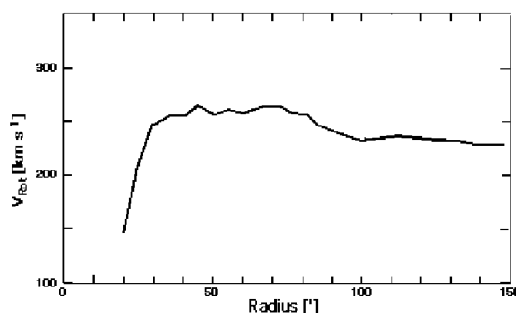
Les processus décrits précédemment permettent d'expliquer la formation de gamma de très haute énergie par la perte d'énergie de particules chargées accélérées à de grande énergie. Néanmoins, ces gamma pourraient être issus de particules ou d'objets possédant intrinsèquement une grande énergie. Leur interaction ou leur désintégration produirait des gamma de très haute énergie, ce qui suppose qu'ils possèdent une masse ou une énergie élevée. Ces processus de création de gamma sont encore mal connus ou hypothétiques, d'où leur appellation.

Une première classe de processus est issue de la théorie de la Supersymétrie. Cette théorie, incomplète et en construction, résulte de l'idée d'unification de la théorie électrofaible et celle de l'interaction forte (la *grande unification*). Elle prévoit l'existence de particules de grande masse (c'est-à-dire de masse supérieure au GeV) qui interagissent très peu avec la matière : ce sont les **WIMPS**². Ces particules pourraient participer à *la matière noire*, qui n'est actuellement pas détectée et qui représenterait 90% de la masse de l'univers. Des expériences comme EDELWEISS cherchent à mettre en évidence directement ces particules, mais en vain jusqu'à ce jour [37].

²en anglais, Weakly Interacting Massive Particles

1.3 Les processus dits exotiques

FIG. 1.2: Courbe de rotation de la galaxie d'Andromède (M31) : distribution des vitesses de rotation de nuages atomiques d'hydrogène en fonction de leur distance au centre de la galaxie. Cette courbe de rotation est plate au-delà de 25', soit $\sim 1.3 \times 10^6$ année-lumière. Ceci pourrait s'expliquer par la présence de WIMPS [110].



La théorie prévoit l'existence d'une particule supersymétrique stable présente depuis le début de l'univers, le neutralino, qui peut s'annihiler avec son antiparticule pour donner des γ ou des W^\pm . Ces modes de production de gamma pourraient être observés dans des objets astrophysiques dont on suppose qu'ils en contiennent une forte densité, c'est-à-dire des galaxies massives comme M31 (Cf. la figure 1.2) ou notre galaxie [15, 79], ou encore des amas globulaires comme ω Centuri [82].

Une deuxième classe de processus est l'émission de **défauts topologiques**. Les physiciens étudiant les rayons cosmiques d'ultra haute énergie (d'énergie supérieure à 10^{15} eV, qui est approximativement l'énergie du *genou*) dénomment ce type d'émission avec celle issue des WIMPS les processus *top-down*. Les défauts topologiques sont issus de la théorie des Supercordes cherchant à réconcilier la physique quantique de la grande unification et la gravitation ; une revue complète est présentée dans [17]. Cette théorie sera partiellement testée avec la recherche du boson de Higgs dans le futur LHC³.

Enfin je citerai les phénomènes d'évaporation de trous noirs primordiaux [40] ou la coalescence de trous noirs ou d'étoiles à neutrons en tant qu'émetteurs de (rares!) gamma.

³en anglais, Large Hadronic Collider. Ce collisionneur de protons devrait être mis en service au CERN en 2007.

Partie I, Création de photons de très hautes énergies

Chapitre 2

Quelques sources de gamma de très haute énergie

Sans rentrer dans un catalogue exhaustif d'objets astrophysiques, je vais décrire brièvement l'environnement dans lequel se produirait les processus d'accélération afin d'identifier les sources potentielles de l'astronomie gamma. Ce chapitre a pour objectif de rapprocher différentes classes d'objets autour des mêmes processus. La comparaison de ces objets doit permettre une meilleure compréhension globale de l'accélération de particules chargées, dont les gamma de très haute énergie sont une résultante. Par exemple, l'étude des restes de supernovae permet de mieux comprendre les conditions d'accélération par onde de choc, ce qui pourrait faciliter la compréhension des processus d'accélération créant les sursauts gamma. Je commencerais par les sources galactiques avant d'examiner les sources extragalactiques.

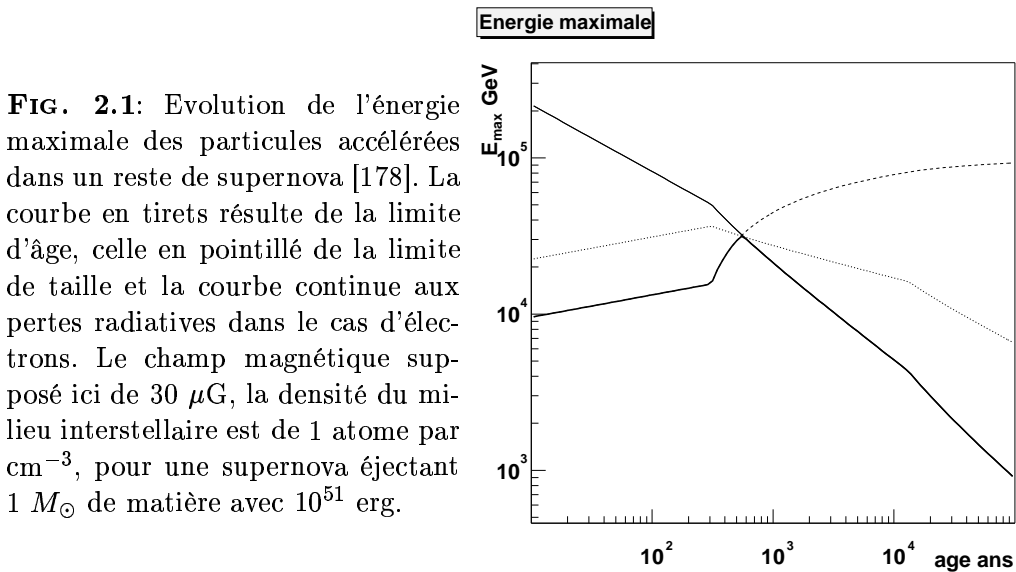
2.1 Les restes de supernovae

Une étoile massive de plus de quelques masses solaires (M_{\odot}) explose en supernova de type I b,c ou II en fin de vie. Les couches superficielles de l'étoile défunte sont expulsées à des vitesses de l'ordre de 10^4 km.s⁻¹. L'énergie cinétique typique de ces couches éjectées est de l'ordre de 10^{51} erg. L'interaction de cette matière avec le milieu interstellaire crée une onde de choc, qui accélère des particules chargées par le processus de Fermi du premier ordre.

L'accélération est gouvernée par l'évolution dynamique du choc. L'énergie maximale est atteinte approximativement lorsque la matière du milieu interstellaire balayée par l'onde de choc est de même masse que celle éjectée par la supernova (début de la phase de Sedov), c'est-à-dire $\sim 10^3$ ans après l'explosion. Cette date dépend de la masse et de la vitesse initiale d'éjection des couches extérieures, ainsi que de la densité du milieu. Lorsque le reste de supernova (SNR) est en phase d'expansion libre (avant la phase de Sedov) les pertes adiabatiques sont trop importantes, et lorsque la SNR est en phase radiative (après la phase de Sedov) le choc devient subsonique (et le milieu devient partiellement neutre).

Partie I, Sources de rayons gamma

L'accélération des particules chargées est réalisée par le processus de Fermi du premier ordre et conduit à un spectre d'indice spectral voisin de 2 (Cf. le paragraphe 1.2.1). L'énergie maximale E_{\max} du spectre des particules accélérées est gouvernée par trois paramètres : la taille du reste de supernova qui doit être supérieure au rayon de gyration des particules accélérées (afin de les confiner autour du choc), le temps d'accélération qui doit être inférieur à l'âge de la SNR et les pertes radiatives (qui sont dominées par l'émission synchrotron) qui sont importantes pour les particules légères comme les électrons. E_{\max} varie donc avec l'âge du système, mais aussi avec l'énergie libérée par l'explosion de la SNR, la valeur du champ magnétique, la vitesse initiale d'éjection de la matière et la densité du milieu. Un exemple d'évolution de E_{\max} est illustrée sur la figure 2.1. Néanmoins, il semble difficile d'accélérer des particules chargées à plus de 10^{14} – 10^{15} eV dans les SNR [142, 157, 58].

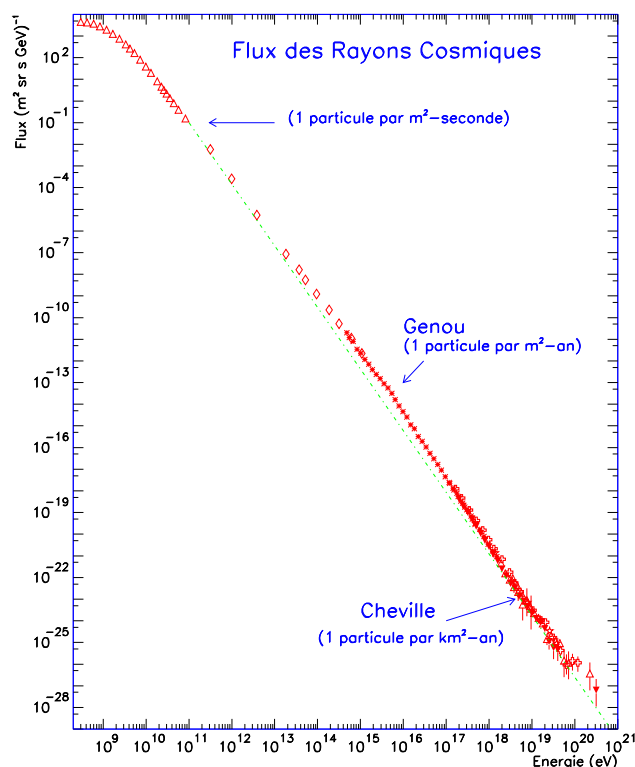


Expérimentalement, la collation CANGAROO (Cf. le paragraphe 3) a observé une émission au TeV du reste de supernova SN 1006 dans l'hémisphère sud [173] ; cette émission est interprétée par le rayonnement Inverse Compton sur le fond diffus cosmologique d'un spectre d'électrons allant jusqu'à ~ 100 TeV [14]. La détection au GeV par le détecteur EGRET (Cf. le paragraphe 3) de la SNR IC 443 [60] a été interprétée par l'émission de π^0 résultant de l'interaction de hadrons fraîchement accélérés par la SNR avec un nuage moléculaire [69]. De même, la détection au TeV par HEGRA (Cf. le paragraphe 3) de la SNR Cas A est plutôt interprétée comme une émission de π^0 [91]. Néanmoins, ces observations ne peuvent confirmer avec certitude l'origine hadronique de ces émissions à cause des incertitudes expérimentales.

Les SNR sont des objets intéressants, car l'énergie qu'elles libèrent et leur taux de formation¹ sont compatibles avec l'énergie portée par les rayons cosmiques d'énergie inférieure à 10^{15} eV. Cette association énergétique a conduit à attribuer implicite-

¹Le taux local d'explosions de supernovae de type I et II est de $1.21 \pm 0.36 h^2$ par siècle, où h est la constante de Hubble divisée par $100 \text{ km s}^{-1} Mpc^{-1}$ [28].

FIG. 2.2: Flux intégral des rayons cosmiques arrivant sur Terre [151]



ment la source d'énergie des rayons cosmiques aux SNR, même si aucune certitude observationnelle ne vient étayer cette thèse aujourd'hui.

De plus, le spectre attendu après propagation des particules chargées accélérées par les SNR est plus dur que celui des rayons cosmiques lorsque les coefficients de diffusion sont déterminés théoriquement², l'énergie maximum atteignable par les hadrons accélérés dans ces objets est plus petite que l'énergie du genou des rayons cosmiques (Cf. la figure 2.2), et la distribution des SNR de la galaxie n'est pas assez isotrope pour avoir une isotropie des rayons cosmiques après propagation. Ces arguments s'opposent à l'idée préconçue que les restes de supernovae sont les sites de production des rayons cosmiques jusqu'au genou. Un site alternatif d'accélération des rayons cosmiques pourrait être les superbulles créées par l'explosion successive d'association d'étoiles massives [143].

Ainsi, les expérimentateurs étudient avec excitation les SNR. Seules les objets galactiques sont étudiés au TeV car les intensités estimées sont assez faibles et elles sont proches des limites de sensibilité des détecteurs actuels. L'observation des SNR est par conséquent une des priorités de l'expérience HESS (Cf. le paragraphe 3), qui est localisée dans l'hémisphère sud en partie pour cette thématique scientifique.

²c'est-à-dire lorsque l'on utilise la diffusion de Kolmogorov

Partie I, Sources de rayons gamma

2.2 Les pulsars et les plérions

2.2.1 L'émission gamma périodique de très haute énergie des pulsars

Les pulsars résultent de la fin de vie d'étoiles massives (de 4 à 10 M_{\odot}), qui explosent en supernova. Leurs vitesses initiales sont en moyenne élevées ($\sim 400 \text{ km.s}^{-1}$), mais fortement dispersées. Ainsi, suivant leur âge et leur vitesse initiale, les pulsars se trouvent soit dans le reste de l'explosion de supernova qui les a créés, soit isolés dans le milieu interstellaire. Cela explique pourquoi l'observation de restes de supernovae s'accompagne souvent de celle de pulsars.

Les pulsars sont des astres compacts avec une densité de l'ordre de $6 \times 10^{17} \text{ kg.m}^{-3}$ dans une sphère de 10 km de rayon. Ils sont constitués d'un gaz dégénéré de neutrons recouvert par des couches de noyaux riches en neutrons mélangés à des électrons. Le champ magnétique à leur surface serait de l'ordre de 10^{12} G pour les pulsars typiques. Leur période de rotation est de l'ordre de la milliseconde ou la dizaine de millisecondes; ils sont dénommés génériquement les *pulsars millisecondes*. Ils perdent leur énergie de rotation par émission électromagnétique [124] et par émission d'ondes gravitationnelles. Cette perte d'énergie conduit à un allongement de la période du pulsar avec le temps.

Dans l'environnement immédiat du pulsar, appelé *magnétosphère*, les forces électromagnétiques dominent largement sur celle de la gravitation. Le champ électrique induit par la rotation du pulsar, $\vec{E}_i = (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \wedge \vec{B}$, arrache des électrons de la surface du pulsar pour alimenter un plasma de charges dans la magnétosphère [85], et cause une différence de potentiel entre les pôles et l'équateur magnétique de l'ordre de 10^{16} V pour un champ magnétique de surface de 10^{12} G et pour une période de $T = 1 \text{ ms}$. Le champ électrique résultant des particules chargées en mouvement et du champ induit accélère les particules chargées typiquement à des facteurs de Lorentz de 10^5 – 10^7 [122].

C'est dans ce contexte de champ magnétique intense et de rotation rapide qu'ont lieu les processus d'accélération d'électrons jusqu'à plus de 10^{10} eV . Ces électrons conduisent à une émission périodique de gamma de même période que celle du pulsar. Cette émission périodique peut s'étendre du domaine radio à celui du GeV. Les pulsars connus émettant des gamma de haute énergie ont généralement une contrepartie radio, car celle-ci est utilisée pour connaître la période du pulsar. En effet, l'émission de haute énergie étant faible, il est impossible de trouver un pulsar en gamma sans connaître les éphémérides déterminés grâce aux données radio. Ceci crée un biais de sélection dans les observations à haute énergie des pulsars.

Principalement deux types de modèles sont en compétition pour tenter d'expliquer l'existence d'électrons relativistes observés en radio via leur émission synchrotron, les modèles de la calotte polaire pour lesquels les électrons sont accélérés dans des régions proches des pôles magnétiques [160, 84] (Cf. la figure 2.3) et les modèles de la cavité externe [38, 188] pour lesquels les électrons sont accélérés dans des

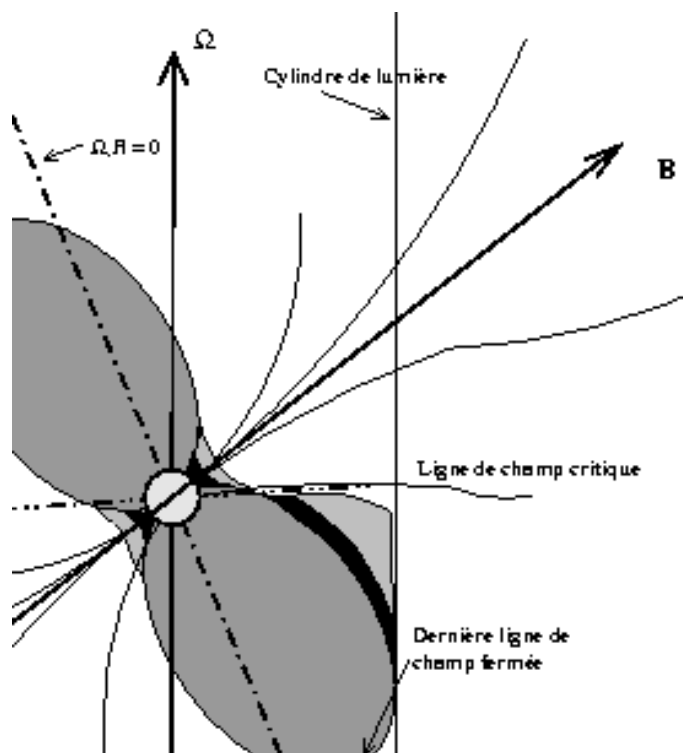


FIG. 2.3: Schéma de la géométrie des modèles de calotte polaire et de la cavité externe d'un pulsar (d'après [85]). Les régions en noir sont les zones étroites d'accélération pour les plus jeunes pulsars. Celles en gris clair sont les régions d'accélération pour des pulsars plus vieux. La *ligne de champ critique* est au même potentiel que le milieu interstellaire. Le *cylindre de lumière* est la surface sur laquelle la vitesse de rotation des lignes de champ magnétique est égale à c ($\|\vec{\Omega} \wedge \vec{r}\| = c$).

régions proches du cylindre de lumière défini dans la légende de la figure 2.3.

Les gamma produits par ces mécanismes ont une énergie maximum inférieure à 50–100 GeV dans les cas les plus optimistes. Le télescope CAT ne peut détecter cette émission périodique, car son seuil de détection au zénith est de l'ordre de 250 GeV. Seuls des instruments à faible seuil, comme l'expérience au sol CELESTE ou le futur satellite GLAST (Cf. le paragraphe 3), pourraient détecter les gamma les plus énergétiques des pulsars. Cependant, les particules chargées accélérées alimentent un vent de particules dans un plan équatorial au champ magnétique [109]. Ce sont ces particules qui sont responsables de l'émission continue de très haute énergie des pulsars.

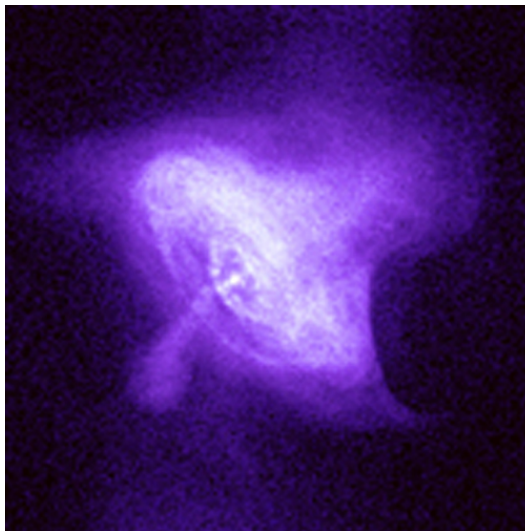
2.2.2 L'émission gamma continue des plérions

Le vent de particules énergétiques provenant de la magnétosphère du pulsar interagit avec le milieu entourant le pulsar. Ce milieu est constitué des restes de l'éjection de matière de la supernova qui a donné naissance au pulsar. Cette interaction donne

Partie I, Sources de rayons gamma

naissance à une onde de choc entre le milieu ambiant et le vent relativiste du pulsar (Cf. la figure 2.4). La zone délimitée par ce choc relativiste forme un *plérion*. Son rayon est de l'ordre de 0.1 pc [156].

FIG. 2.4: Observation du plérion de la nébuleuse du Crabe par le satellite X CHANDRA [33]. Le tore interne de photons serait produit par l'onde de choc du vent relativiste d'électrons.



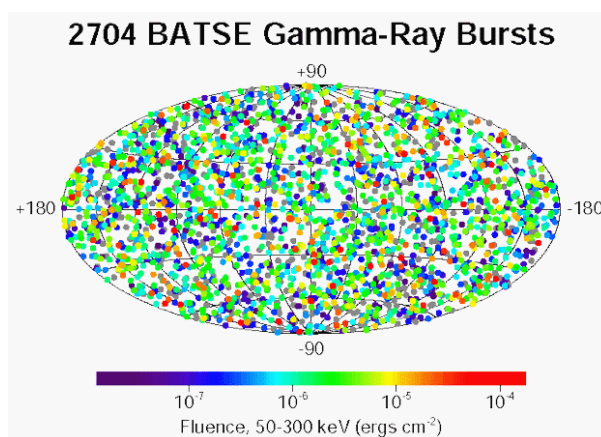
L'onde de choc relativiste accélère les électrons du vent du pulsar par les processus de Fermi jusqu'à des énergies proches de 10^{14} eV [68]. Le champ magnétique moyen au voisinage de cette onde de choc serait de l'ordre de quelques μG à plus de $160 \mu\text{G}$ [97]. Les particules chargées rayonnent sur tout le spectre électromagnétique, de la radio à quelques centaines de MeV via l'émission synchrotron, et au-delà jusqu'au domaine du TeV via la diffusion Inverse Compton sur les photons du rayonnement diffus à 2.7 K et/ou sur les photons infrarouges/optiques créés par la poussière ou les étoiles environnantes. Dans le cas du plérion contenu dans la nébuleuse du Crabe³, le champ magnétique est si important que la densité d'énergie des photons synchrotrons est importante. Les particules chargées diffusent alors sur ces photons et également sur le fond diffus via le processus Inverse Compton pour générer des photons au TeV. L'émission gamma du Crabe s'étendrait jusqu'à plus de 50 TeV [174].

2.3 Les sursauts gamma

Des satellites militaires américains ont découvert dès 1967 les sursauts gamma, qui sont une émission gamma très rapide (de 100 ms à quelques secondes) avec des énergies de l'ordre de 200 keV et pouvant aller jusqu'au GeV et peut-être au-delà. Cette émission est uniforme sur la surface du ciel, comme le montre les données de l'instrument BATSE à bord du satellite CGRO (Cf. la figure 2.5). Une contrepartie optique a été détectée après certains sursauts gamma (par exemple celui du 26 septembre 2000 [66]). Grâce à ces contreparties optiques, leur décalage vers le rouge

³Il s'agit de la nébuleuse M1, dans la constellation du Taureau. L'explosion de supernova, qui a donné naissance à cette nébuleuse et au pulsar, a été observée par des chinois en 1054.

FIG. 2.5: Carte du ciel des sursauts gamma détectés par BATSE [11]



(le redshift) a été mesuré et indique des distances cosmologiques (par exemple, le sursaut GRB9712114 a pour redshift $z=3.418$). Pour l'instant, aucune interprétation définitive existe pour ces objets.

Malheureusement à cause de leur courte émission en gamma et de leur rareté⁴, ces objets sont difficiles à étudier depuis le sol (compte tenu du temps de pointage du télescope).

2.4 Les blazars

Un noyau actif de galaxie (ou AGN) est constitué d'un trou noir central de quelques $10^8 M_{\odot}$, entouré d'un disque d'accrétion qui pourrait lui même être enveloppé par un tore de poussière. Des nuages de matière ionisée gravitent autour de l'ensemble et émettent des raies. Les nuages proches du centre, qui ont des grandes vitesses, émettent des raies élargies par effet Doppler, tandis que les nuages plus éloignés (et donc moins rapides) émettent des raies étroites. Des jets de matière provenant de la région autour du trou noir sont en général expulsés sur l'axe de rotation du système. Il s'élèvent au-dessus du disque d'accrétion jusqu'à quelques mégaparsecs⁵. Cette description de l'AGN typique occulte leurs spécificités individuelles (comme l'absence de raies ou de tore), mais elle offre une vision générale de ces objets.

Une classification a été établie en prenant en compte deux variables, la puissance radio et l'orientation du jet par rapport à l'observateur. Une classification est proposée dans le tableau 2.1. Lorsque l'angle de vue du jet est important, le tore de poussière et des nuages éloignés du trou noir rayonnent en infrarouge et en visible. Les jets rayonnent également en radio. Et lorsque l'angle diminue, l'émission du jet (ou de sa base) s'intensifie jusqu'à dominer l'émission de l'AGN.

Les blazars (FSRQ et BL Lac) sont des AGN, dont un des jets est quasiment orienté vers l'observateur. Leur émission est dominée par le rayonnement du jet, qui

⁴une dizaine d'événements par an est attendu dans la gamme dynamique de CAT [?]

⁵Un parsec (pc) est égal à ~ 3.2 année-lumière, soit 3.0857×10^{16} m

Partie I, Sources de rayons gamma

Emission radio	Propriétés des raies d'émission optiques		
	Type 2 Raies étroites	Type 1 Raies larges	Type 0 Très faibles raies
Faible	Seyfert 2	Seyfert 1 QSO	
Forte	NLRG { FR I FR II	BLRG SSRQ FSRQ	Blazar { BL Lacs FSRQ?

Angle de vue décroissant par rapport au jet \longrightarrow

TAB. 2.1: Tableau décrivant la famille de noyaux actifs de galaxies (extrait de [139]). Les abbréviations sont les suivantes : QSO - Quasar à faible émission radio, NLRG - Galaxie radio à raies étroites, FR - galaxies de Fanaroff-Riley, BLRG - Galaxie radio à raies larges, SSRQ - Radio quasar à spectre mou, FSRQ - Radio quasar à spectre plat, BL Lac - quasar « BL Lacertae »

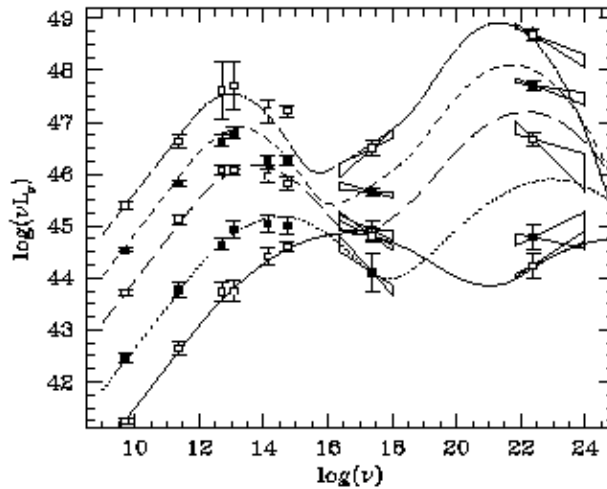
s'étend de la radio jusqu'au gamma. Le disque d'accrétion n'est pas visible pour ces objets, malgré leur forte température (de l'ordre de 10^6 K en leur bord interne). Aucune émission thermique n'est détectée. Leur spectre en énergie se caractérise par une structure à deux bosses dans le plan $(\nu, \nu F(\nu))$ comme l'illustre la figure 2.6, où $F(\nu)$ est la puissance spectrale. La bosse de basse fréquence est due au rayonnement synchrotron de particules chargées (électrons, muons et protons). Les processus créant l'émission à haute énergie ne sont pas identifiés et dépendent des choix théoriques de modélisation des blazars. Leur émission est également caractérisée par de rapides variations de flux en X et en gamma.

Le spectre en énergie des FSRQ et des blazars n'est néanmoins pas identique comme le montre la figure 2.6 : les FSRQ possèdent une bosse synchrotron qui pique dans l'infrarouge et les BL Lac les plus extrêmes exhibent un maximum dans les X mous. Les spectres semblent se déduire les uns des autres par des translations et des dilatations. Cette séquence apparemment continue a conduit à des propositions d'unification de l'émission des blazars [139] prédisant que les BL Lac seraient des candidats au TeV.

L'interprétation de l'émission gamma des BL Lac reste encore controversée. Le premier type de modèle est celui d'une **accélération de protons** (Cf. par exemple [128]). Des protons provenant du disque d'accrétion du trou noir sont accélérés par onde de choc dans les jets (grâce aux processus de Fermi).

Les interactions de ces protons avec les photons ambiants (provenant du disque d'accrétion, de l'émission synchrotron du jet, des nuages isolés entourant le jet, ...) créent des π^0 qui se désintègrent en gamma. Ceux-ci créent des paires e^\pm dans le

FIG. 2.6: Distribution moyenne du spectre en énergie de blazars. Les courbes sont issues d'un modèle d'unification des différents blazars décrit dans [63]; les références des flux expérimentaux sont données dans cette publication.



champ magnétique du jet qui est de l'ordre de la dizaine de Gauss. Ces électrons créent des cascades électromagnétiques productrices de photons. Ils engendrent également des gamma par processus Inverse Compton avec le champ de photons ambiants et avec le rayonnement synchrotron des électrons. Des électrons sont également créés par désintégration de π^\pm issus de photo-production.

Suivant l'énergie des protons, ceux-ci peuvent également rayonner en synchrotron dans le domaine du TeV. Les muons créés par la désintégration des pions chargés contribuent à ce rayonnement synchrotron de très haute énergie, mais de façon minoritaire.

Les modèles hadroniques permettent d'accélérer des hadrons jusqu'à 10^{20} eV, car les pertes synchrotron des hadrons sont moins importantes que celles des électrons. Ils permettraient de produire des rayons cosmiques chargés, mais aussi des neutrinos énergétiques obtenus par la désintégration de pions chargés. Les détecteurs kilométriques de neutrinos, tels que AMANDA [5] ou ANTARES [134], s'appuient sur ce type de modèle pour estimer le flux de neutrinos émis par les blazars.

Néanmoins, ces modèles ne permettent pas de reproduire les rapides variabilités temporelles des émissions X et gamma des blazars à cause du temps de refroidissement radiatif important des protons, ni d'expliquer les corrélations de flux entre les X et les gamma du TeV lors des sursauts d'activité de Markarian 421 ou de Markarian 501 (Cf. [67] et [114]). Si les variabilités temporelles sont dues à des variations du facteur de Lorentz du jet, ces modèles pourraient toutefois expliquer l'émission à haute énergie des blazars [51].

Le deuxième type de modèle de BL Lac est un modèle d'**accélération d'électrons** par onde de choc relativiste. Ces électrons émettent un rayonnement synchrotron observé du domaine radio aux rayons X (jusqu'à quelques dizaines de keV). Ces électrons accélérés peuvent donner de l'énergie à des photons grâce au processus Inverse Compton. Ces photons proviennent soit du rayonnement synchrotron (il s'agit alors des modèles SSC, *Synchrotron Self Compton*, décrit par exemple dans [63] et

Partie I, Sources de rayons gamma

[72]), soit des nuages entourant le jet ou du disque d'accrétion (on parle alors des modèles EC, *External Compton*, décrit par exemple dans [74] et [166]).

Les modèles SSC permettent d'expliquer les variabilités temporelles rapides des BL Lac et les corrélations quadratiques observées entre les flux X et γ , car les électrons peuvent transmettre rapidement leur énergie par perte radiative. Néanmoins, certains objets montrent les mêmes variations de flux en X et en γ au cours de rapides variations d'activité (comme Markarian 421), ce qui semble suggérer que les photons cibles ne proviennent pas du synchrotron. Le comportement des blazars semble en général bien plus complexe que celui donné par un modèle de type SSC.

Il semblerait qu'une émission constante due à l'existence du jet [64] se superpose à une émission plus irrégulière résultant de l'injection de particules supplémentaires dans le jet, comme cela est suggéré par l'émission de la galaxie à noyau actif 3C 120 en radio [78]. Néanmoins, la nature des photons cibles et la nature des particules accélérées restent un mystère malgré les efforts théoriques et expérimentaux.

L'observation au TeV des blazars est rendue encore plus difficile par l'**absorption des photons par le rayonnement diffus intergalactique infrarouge (IIR)**. En effet les gamma interagissent avec les photons du visible à l'infrarouge de ce fond diffus (Cf. la figure 19.1) en créant des paires e^\pm . Ces interactions dépendent de l'énergie du gamma et modifient donc leur spectre en énergie. Elles dépendent également de la densité de l'IIR qui est très mal connue et rendent sa prise en compte correcte difficile.

2.5 Les autres sources galactiques

Ce paragraphe complète la liste des objets astrophysiques dans lesquels auraient lieu des accélérations de particules chargées.

Les **micro-quasars** sont des objets galactiques similaires aux AGN. Ils possèdent un trou noir central stellaire de quelques masses solaires autour duquel gravite un disque de matière et qui éjecte deux jets de matière. Leur émission observée (de la radio aux gamma du GeV pour Cygnus X-3 [136]) est actuellement expliquée avec des théories très similaires que celles des blazars [129] : ils sembleraient être un modèle réduit d'AGN. Seuls les micro-quasars de la galaxie pourraient être observables au TeV. Le détecteur HEGRA (Cf. le paragraphe 3) a détecté une source au TeV dans le voisinage d'un des jets de Cygnus X-3 [93] ; une valeur supérieure au-delà de 115 TeV a été publiée par la collaboration CASA-MIA [31]. Pour information, une revue détaillée est présentée dans [141].

L'association entre une étoile et un objet compact tel que un trou stellaire ou une étoile à neutrons forme ce que l'on appelle une **binaire X**. L'astre compact arrache de la matière à l'étoile qui forme alors un disque d'accrétion. Une accélération de particules chargées aurait lieu dans des jets émanant de l'astre compact.

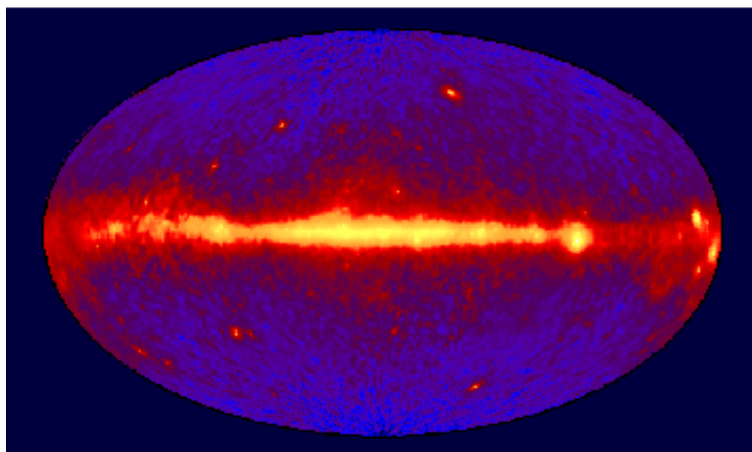


FIG. 2.7: Emission de la voûte céleste en rayonnement gamma d'énergie supérieure à 100 MeV observée par l'instrument EGRET. Cette carte est en coordonnées galactiques. On y voit l'émission de la galaxie, sur laquelle se superpose celle de sources galactiques et extragalactiques.

La binaire X GRS 1915+105 émet périodiquement des X qui sont issus soit des jets ou soit du disque d'accrétion [36]. Centaurus X-3 aurait été détecté au TeV par le détecteur DURHAM (Cf. le paragraphe 3) [35], mais cette détection est à confirmer.

Les **vents d'étoiles massives** de type O ou B concentrées dans les bras de la galaxie créent des ondes de choc dans le milieu interstellaire. Ces chocs seraient le lieu d'accélération de hadrons qui interagissent avec le milieu et créent des π^0 . Les publications [29, 186] prédisent une émission à très haute énergie de ces associations d'étoiles de la galaxie. Le détecteur HEGRA a observé une émission au TeV dans la région du Cygne contenant des étoiles massives OB et le micro-quasar Cygnus X-3 [93], mais son identification avec une émission due aux vents de ces étoiles massives n'est pas démontré.

Le plus grand nombre des gamma du ciel provienne du **fond diffus** de la galaxie (Cf. la figure 2.7). Ces gamma résultent de l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz de la galaxie et ont été observé jusqu'au GeV par EGRET [177, 86]. On notera qu'une émission provenant du grand nuage de Magellan (LMC) a été détectée par EGRET [168] et qu'elle est interprétée par l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz de cette galaxie-satellite.

Partie I, Sources de rayons gamma

Chapitre 3

Techniques d'observation actuelles et futures

L'atmosphère étant opaque aux rayons gamma, les premiers instruments ont été placés à bord de satellites. Mais la taille des détecteurs embarqués est faible et à cause de la décroissance des flux en loi de puissance ne permet pas d'atteindre des énergies élevées. La détection indirecte de gamma par des instruments au sol a fait d'énormes progrès depuis quinze ans.

3.1 Les techniques spatiales

La détection de gamma de plus de 10 MeV et inférieurs à 100 GeV est assurée par des détecteurs spatiaux. Ils sont constitués d'un trajectographe et d'un calorimètre dans lesquels les gamma produisent une gerbe électromagnétique¹. Leur taille finie (limitée à cause de problème de poids) restreint leur surface effective de détection et rend la mesure des hautes énergies délicate. Ces détecteurs rejettent aisément les rayons cosmiques grâce à un détecteur de particules chargées autour du corps des instruments.

Le détecteur **EGRET** [57] à bord du satellite CGRO observa le ciel entre 1991 et 2000 dans le domaine d'énergie 20 MeV / 30 GeV. Il a permis de dresser un catalogue de sources contenant 66 noyaux actifs de galaxies (AGN) et 27 possibles identifications d'AGN, 5 pulsars, une radio-galaxie (Cen A) et une galaxie normale (LMC), un sursaut d'activité solaire et 170 sources non-identifiées qui pourraient être reliées à des restes de supernovae, des plérions, des AGN ou à des amas de galaxies.

Grâce à ce catalogue, EGRET est l'instrument de référence au GeV avant l'avènement de la prochaine génération d'instruments.

¹le gamma primaire interagit avec la matière du détecteur pour créer une paire électron/positron. Ces particules chargées perdent leur énergie par ionisation, bremsstrahlung, ... et émettent des gamma qui produisent des paires, et ainsi de suite.

Partie I, Techniques d'observation

Celle-ci sera assurée par le détecteur AGILE [1] entre 30 MeV et 50 GeV durant la période 2003–06 et par **GLAST** [76] entre 10 MeV et plus de 100 GeV à partir de 2006 et pour au moins 5 ans.

AGILE aura une sensibilité comparable à celle de EGRET, mais il ne pourra pas mesurer d'énergie ($\delta E/E \sim 1$) car le calorimètre est de trop faible taille. Il assurera néanmoins une surveillance du ciel dans le même domaine d'énergie que GLAST avant le lancement de ce dernier.

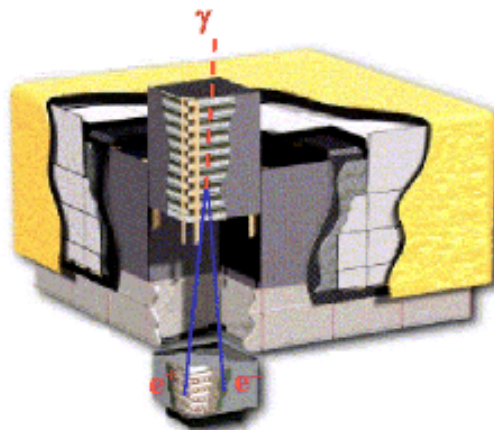


FIG. 3.1: Schéma de la conception modulaire de GLAST

GLAST aura une sensibilité cinquante fois plus importante qu'EGRET sur une plus grande gamme dynamique. Ce détecteur est constitué de seize modules identiques constitués d'un trajectographe et d'un calorimètre qui permettent de reconstituer le profil des gerbes. Sa sensibilité, sa résolution en énergie et sa résolution angulaire permettront d'identifier plus facilement les contreparties des sources non-identifiées d'EGRET et des nouvelles sources.

3.2 L'instrumentation au sol

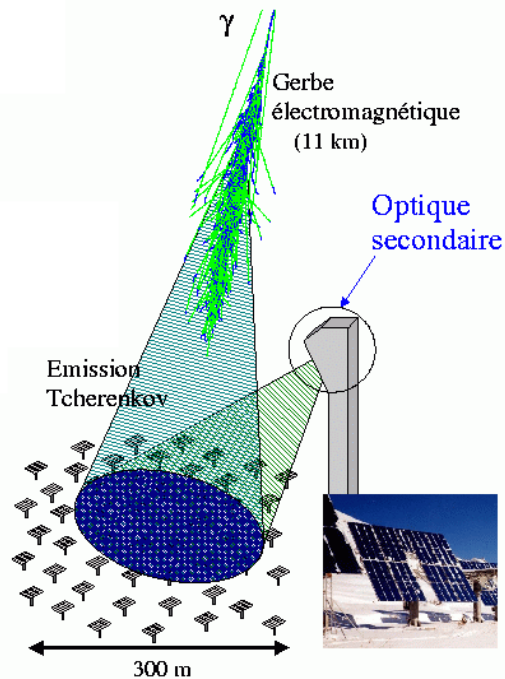
Les gamma entrant dans l'atmosphère créent des cascades électromagnétiques, les particules chargées perdant leur énergie par ionisation, Bremsstrahlung, diffusion coulombienne multiple, émission Čerenkov, Le développement de ces gerbes est décrite en détail dans [116, 49], ainsi que les différents processus de perte d'énergie des particules chargées. Les détecteurs au sol mesurent soit la lumière Čerenkov (qui est une émission cohérente et collimatée) soit directement les particules chargées arrivant au sol.

Contrairement aux satellites, ces instruments ne peuvent s'affranchir des gerbes initiées par les rayons cosmiques. Ceux-ci sont rejetés en grande partie grâce aux différences de morphologie des gerbes électromagnétiques comparées à celles initiées par les hadrons : à cause des interactions inélastiques des hadrons avec les molécules de l'atmosphère, les cascades hadroniques sont plus larges et plus éclatées (Cf. la figure 6.2). Une description complète des gerbes initiées par des hadrons est faite dans [49, 52].

3.2.1 Les échantillonneurs spatio-temporels

Ces détecteurs détectent la lumière Čerenkov produite par les particules chargées des cascades en différents points au sol. Ils réutilisent en général des anciennes centrales solaires qui recueillaient la lumière solaire sur de nombreux héliostats (Cf. la figure 3.2). La mesure du temps d'arrivée et de l'intensité de la lumière tombant sur les héliostats permet de reconstruire le front d'onde Čerenkov et de déterminer la direction d'arrivée de la particule primaire et son énergie. Leur grande surface de collection de lumière leur permette de descendre à un seuil en énergie de quelques dizaines de GeV.

FIG. 3.2: Schéma de principe des échantillonneurs spatio-temporels à partir de celui du détecteur CELESTE (tiré de [50]). Les héliostats (photo en bas à droite) renvoient la lumière Čerenkov en haut d'une tour contenant les photo-détecteurs.



Les principaux détecteurs de ce type en fonctionnement sont CELESTE et STACEE (Cf. le tableau 3.1). Le détecteur CELESTE se trouve sur le même site que CAT et une collaboration étroite s'est instaurée entre ces deux expériences comme le montrent les études communes présentées dans [148, 49].

On rappellera que Thémis accueillait deux autres échantillonneurs spatio-temporels de plus haute énergie, ASGAT à plus de 600 GeV [80] et Thémistocle à plus de 2 TeV [8].

Groupe	Pays	Site	Héliostats	Seuil (GeV)	Réf.
STACEE	Canada/USA	Albuquerque, USA	48	140	[23]
CELESTE	France	Thémis	40	50 ± 10	[140]

TAB. 3.1: Liste des échantillonneurs spatio-temporels

Partie I, Techniques d'observation

3.2.2 Les imageurs Čerenkov

Les imageurs enregistrent avec plus de détails l'image Čerenkov des gerbes grâce à des télescopes au sol, dont la caméra possède une bonne pixélisation. La morphologie et l'intensité des images de cascades permettent de reconstruire la direction d'arrivée et l'énergie de la particule primaire.

Certaines expériences n'utilisent qu'un unique télescope comme CAT (Cf. le tableau 3.2 et le chapitre 4). Ces **mono-télescopes** souffrent de la prédominance des gerbes initiées par les rayons cosmiques et des muons atmosphériques sur celles des gamma. D'autres expériences (comme HEGRA) sont constituées de plusieurs télescopes, enregistrant l'image des gerbes sous différents angles de vue. Ces **détecteurs stéréoscopiques** rejettent la plupart des gerbes hadroniques et peuvent aisément mesurer les paramètres géométriques des gerbes (distance, inclinaison, altitude, direction).

Groupe	Pays	Site	Télescope (m ²)	Pixels	Seuil (GeV)	Réf.
Whipple	USA/Irl./Angl.	Arizona, USA	75	541	300	[97]
HEGRA	All./Esp.	La Palma, Esp.	6×8.5	271	500	[45]
CAT	Fr./Rep. Tchè.	Thémis	18	546	250	[10]
CANGAROO-II	Japon/Aust.	Woomera, Aust.	38	512	500	[83]
Durham	Angl.	Narrabi, Aust.	3×42	91	250	[34]

TAB. 3.2: Liste des imageurs Čerenkov

3.2.3 Les détecteurs de particules chargées

La dernière classe de détecteur est celle des détecteurs de particules chargées. Comme seules les gerbes qui produisent des particules chargées arrivant au sol sont détectées, le seuil en énergie de ces détecteurs est plus élevé. La distribution latérale de particules chargées et leurs temps d'arrivée permettent d'identifier les caractéristiques de la gerbe.

Groupe	Pays	Site	Détecteur	Seuil (GeV)	Réf.
Milagro	USA	Fenton, USA	Čer. dans eau	500	[187]
Tibet HD	Chi/Jap.	Tibet	Scintillateurs	3000	[4]

TAB. 3.3: Liste des détecteurs de particules chargées

Les principaux détecteurs actuels sont donnés dans le tableau 3.3. Ils souffrent actuellement d'une faible sensibilité à cause de leur faible surface de détection (liée au nombre fini de stations de détection de particules chargées au sol) et à cause de la difficulté de discriminer les gamma des hadrons. On notera que la même technique instrumentale est utilisée par le détecteur de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie AUGER [6].

3.2.4 Les sources détectées au TeV

Contrairement aux satellites qui ont détecté des centaines de sources, l'astronomie gamma au sol n'a détecté que treize sources (Cf. le tableau 3.4), dont certaines restent à confirmer.

Sources galactiques			Sources extragalactiques		
Source	Type	Expé.	Source	z	Expé.
Crabe	Plérion	...	Mkn 421	0.030	...
PSR 1706	Plérion	Cang., Durh.	Mkn 501	0.034	...
Vela	SNR	Cang.	1ES 1426	0.129	C,W,H
SN1006	SNR	Cang.	1ES 1959	0.047	C,W,H
RXJ1713	SNR	Cang.	1ES 2344	0.044	Whipple
Cas. A	SNR	HEGRA	PKS2155	0.116	Durham
Dans Cygnus OB2	Non ident.	HEGRA			

TAB. 3.4: Liste des sources détectées au TeV. Les points de suspension signifient que de nombreuses expériences ont détecté les sources correspondantes. Les lettres C, W et H correspondent aux expériences CAT, Whipple et HEGRA.

Les sources extragalactiques détectées ne sont que des noyaux actifs de galaxies de type Lacertide. Leur spectre en énergie semble translaté vers les hautes énergies par rapport aux autres types d'AGN (Cf. le paragraphe 2.4).

Les sources galactiques sont de plusieurs natures : ce sont soit des plérions, soit des restes de supernovae. Un objet non identifié a été détecté par la collaboration HEGRA dans la région du Cygne [93] : cette source se trouve à proximité de l'association d'étoiles OB et à proximité d'un jet radio du micro-quasar Cygnus X-3, mais la zone d'émission au TeV ne possède pas de contrepartie en radio, optique et X.

3.3 La nouvelle génération de détecteurs au sol

La génération actuelle de détecteurs au sol est en cours de remplacement par des instruments combinant les avantages techniques de cette génération : une grande surface de collection de lumière comme le possède Whipple, une caméra rapide possédant une fine pixélisation que la collaboration CAT a construite et la technique stéréographique testée par HEGRA. La liste des détecteurs en construction est donnée dans le tableau 3.5.

HESS possède déjà son premier télescope et le deuxième sera achevé pour le début 2003, tout comme CANGAROO-III. La collaboration VERITAS subit actuellement des problèmes de financement, si bien que la phase de construction n'a pas commencé.

La collaboration MAGIC a choisi cependant une autre stratégie : un unique télescope possédant une très large surface de collection est équipé d'une caméra de fine pixélisation possédant des détecteurs hybrides afin d'augmenter leur efficacité de

Partie I, Techniques d'observation

Groupe	Pays	Site	Télescope (diamètre)	Pixels	Seuil (GeV)	Réf.
HESS	All./Fr.	Namibie	4 × 12 m	960	50	[99]
CANGAROO-III	Jap./Aust.	Woomera, Aust.	4 × 10 m	552	100	[135]
VERITAS	Chi/Jap.	Tibet	7 × 10 m	499	50	[181]
MAGIC	All./Esp./It.	La Palma, Esp.	17 m	600	20	[130]

TAB. 3.5: Liste des détecteurs Čerenkov atmosphériques en construction

collection. Cette collaboration a achevé la construction du télescope et leur caméra est en cours de développement.

Un gain d'un ordre de grandeur en sensibilité et une baisse du seuil en énergie sont attendus avec ces instruments.

A partir de 2004, la mise en service de HESS et la présence des satellites XMM [183] et CHANDRA [33] permettra des études multi-longueurs d'onde d'objets astrophysiques avec une sensibilité inégalée, et le satellite GLAST commencera ses observations vers 2006. A partir de cette date, tout le spectre électromagnétique compris entre 100 eV et 20 TeV sera couvert par des détecteurs mise à part le domaine 100 keV / 10 MeV actuellement couvert par INTEGRAL (Cf. la figure 3.3).

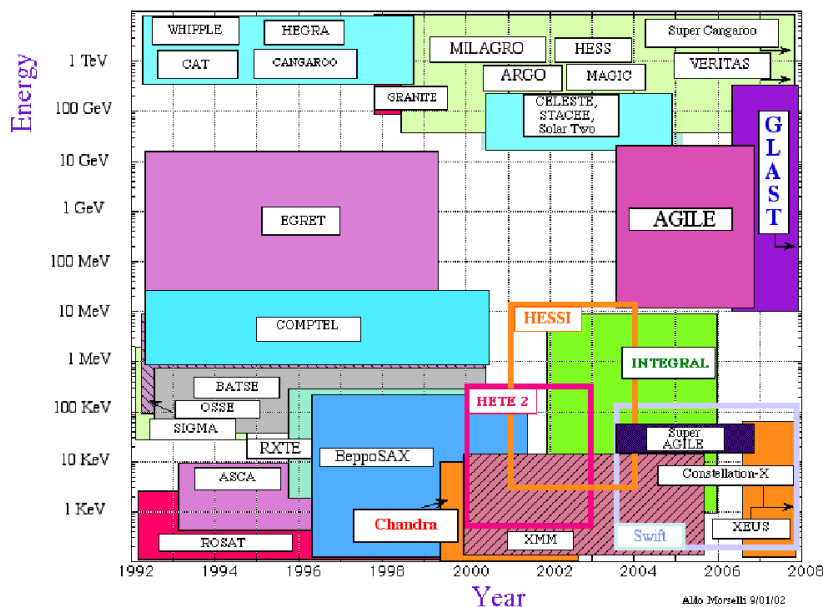


FIG. 3.3: Calendrier (abscisse) et gamme d'énergie (ordonnée) des expériences entre les X mous et le TeV

Deuxième partie

Optimisation de la sensibilité

Sans donner une définition précise on peut dire que la sensibilité d'une expérience (qui combine le détecteur et l'analyse) est le flux minimum détectable (avec un niveau de significativité statistique donné) pendant une période de temps donnée. Une expérience est plus sensible si elle détecte une source ayant un flux de photons donné en moins de temps. Les périodes de temps considérés sont souvent les durées prévues d'exploitation des expériences.

Améliorer la sensibilité, c'est améliorer le rapport signal sur bruit S/\sqrt{B} . Pour les télescopes Čerenkov atmosphériques le bruit a deux origines, les photons du bruit de ciel et les rayons cosmiques. Sans se lancer dans une description exhaustive de l'imageur CAT, nous montrerons d'abord que ses caractéristiques ont été choisies pour enrichir le rapport S/\sqrt{B} au niveau de l'acquisition. Puis nous comparerons les performances de différentes techniques d'analyse des données afin de sélectionner celles qui améliorent le plus la sensibilité.

Un des objectifs de cette partie est de rechercher des techniques d'analyse qui améliorent la sensibilité du détecteur afin d'observer des sources plus faibles (comme les sources galactiques ou certains blazars). Cette recherche se situe dans le cadre d'une **émission de sources ponctuelles**, c'est-à-dire une d'émission dont l'étendue spatiale est inférieure à la précision de reconstruction spatiale des évènements. Certaines techniques étudiées seront applicables à l'avenir pour la recherche de sources étendues avec HESS.

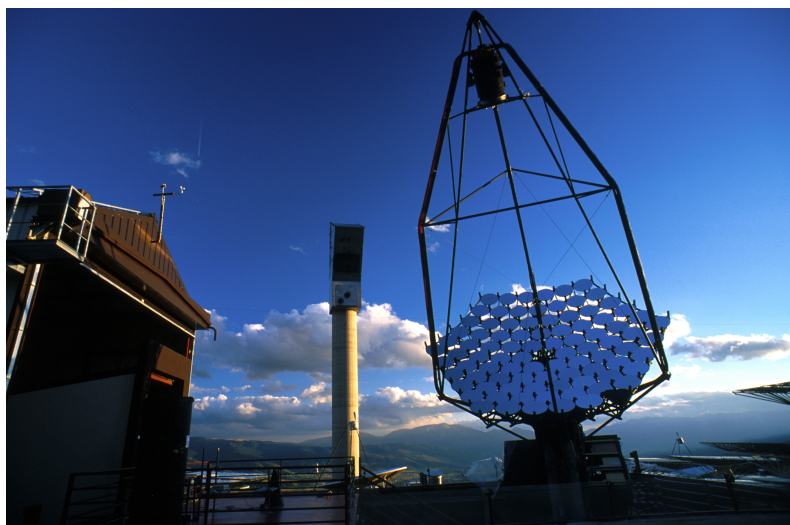


FIG. 3.4: Une vue du détecteur CAT

Chapitre 4

Le détecteur CAT

Le télescope CAT est situé dans les Pyrénées orientales sur le site de l'ancienne centrale solaire Thémis d'Electricité de France à Targasonne. A proximité de Font-Romeu («la région la plus ensoleillée de France»), Thémis se trouve à 1650 m d'altitude et a pour coordonnées 2° de longitude Est et 42° de latitude Nord. Il partage le site de Thémis avec l'expérience CELESTE [140, 48], qui un échantillonneur Čerenkov spatio-temporel. Ce site accueillait les expériences ASGAT [80] et Thémistocle [8]. Une description complète du télescope est faite dans [116, 10]; la calibration du détecteur est expliquée dans [106]; l'analyse standard des données de CAT est donnée dans les références [117, 148].

Je ne donnerais que les grandes caractéristiques de CAT. Ce détecteur est un imageur atmosphérique Čerenkov. Dans ce genre d'instrument, il faut lutter contre le bruit issu des photons ambiants et de ceux du ciel, et contre le bruit généré par les rayons cosmiques. Le rapport signal sur bruit au niveau du déclenchement, qui va conditionner le seuil en énergie du détecteur, est donné par l'approximation :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \propto \sqrt{\frac{\mathcal{A} \epsilon}{\Delta t \Delta \Omega L}},$$

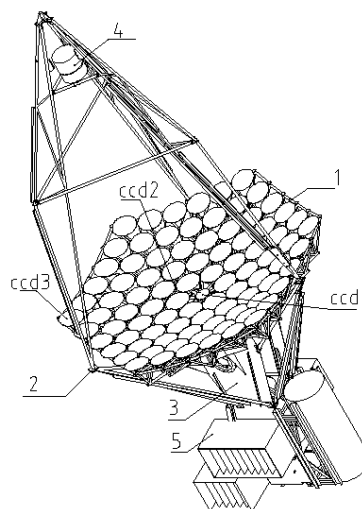
où \mathcal{A} est la surface du miroir, ϵ l'efficacité de la chaîne de détection, Δt est le temps d'intégration du signal, $\Delta \Omega$ l'angle solide de chaque photodétecteur et L est le taux de photons de bruit par angle solide. Comme on réutilise la monture d'un ancien héliostat, la taille du réflecteur est limitée. Cela a pour conséquence de limiter \mathcal{A} . Ainsi, on a recherché lors de la conception de CAT à réduire Δt et $\Delta \Omega$ et à augmenter ϵ . L'optimisation de ces paramètres a permis d'atteindre un seuil de 250 GeV.

4.1 La monture et le réflecteur

Une monture alt-azimutale d'un ancien héliostat du site a été utilisée pour supporter la structure du télescope. CAT est situé au centre du champ d'héliostats de CELESTE, ce qui permet d'avoir des gerbes atmosphériques communes aux deux expériences. Cela a servi et sert à la collaboration CELESTE pour une calibration

Partie II, Le détecteur CAT

FIG. 4.1: Description schématique du détecteur (tiré de [10]).



de leur chaîne de détection [49], et pourrait servir à la collaboration CAT pour l'étude de la rejection des évènements muoniques. La structure mécanique comporte le support du réflecteur et les bras métalliques au bout desquels se trouve la caméra.

Le réflecteur a une surface totale de 18 m^2 pour une focale de 6 m . Il est constitué de 90 miroirs de 25 cm de rayon, qui sont fixés sur une structure de type Davies-Cotton [120]. Ce montage optique induit un faible défaut d'anisochronisme et de très faibles aberrations hors de l'axe optique. L'anisochronisme, qui est de 1.6 ns , est inférieur à la durée d'arrivée du signal Čerenkov d'une gerbe atmosphérique qui est de l'ordre de 3 ns . La tâche d'aberration à 20 mrad de l'axe du télescope est modélisée par une gaussienne d'écart-type de 1.5 mrad , qui est l'ordre de grandeur du diamètre des pixels de la caméra.

La caméra se trouvant à l'extrémité de bras d'une longueur de $\sim 8 \text{ m}$, sa position par rapport à l'axe optique du réflecteur varie avec l'élévation du détecteur du fait de son élasticité. Des défauts d'horizontalité et de verticalité des axes de rotation entraînent des erreurs de pointé. L'ensemble de ces écarts a été mesuré et ces écarts sont pris en compte lors de l'analyse des données en appliquant les *corrections mécaniques*. A titre d'exemple, pour une source se trouvant à 20° du zénith, son image dans le plan de la caméra est déplacée de $\sim 4.7 \text{ mrad}$. Jusqu'à la fin de l'année 1999, ces corrections étaient appliquées lors de l'analyse. Depuis, le pointé du télescope en tient compte.

4.2 La caméra

L'atout majeur de cet imageur est sa caméra, qui est la première de ce type à avoir été construite. Comme le réflecteur est de petite taille par rapport à celui du détecteur WHIPPLE, la caméra a été construite pour augmenter l'efficacité de la chaîne de détection, ϵ , et pour réduire les grandeurs Δt et $\Delta \Omega$. Ainsi, ses particularités sont sa fine pixelisation (pour réduire $\Delta \Omega$) et son électronique rapide. Pour garder la rapidité de l'électronique, la logique de déclenchement est située juste der-

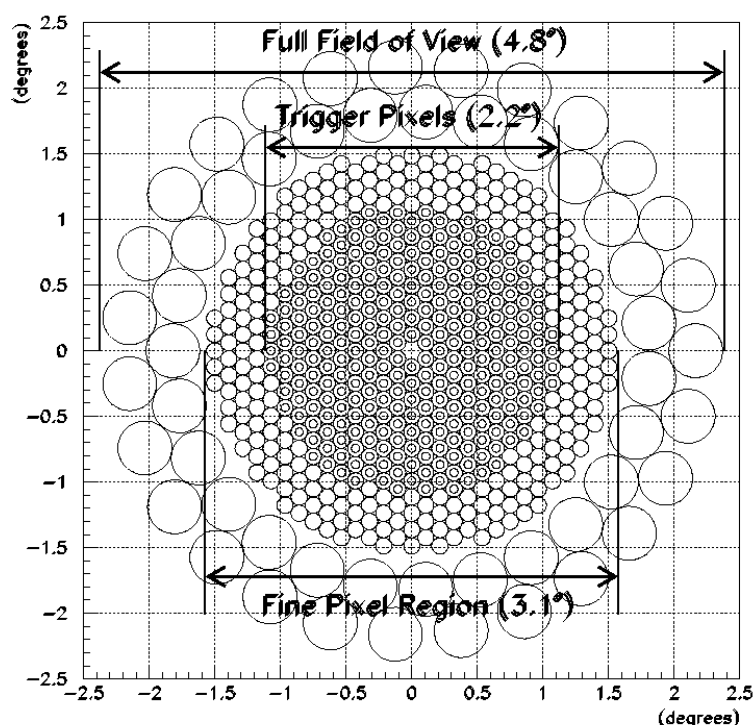


FIG. 4.2: Vue de face de la caméra (tiré de [10]).

rière les photo-détecteurs.

La caméra de CAT se situe dans le plan focal du réflecteur et elle contient petits 546 photomultiplicateurs (que l'on dénommera PM par la suite). Sa partie centrale (Cf. la figure 4.2) couvre un champ de vue de 3.1° de diamètre. C'est une région de fine pixélisation contenant 492 PM¹ de petit diamètre (de 11 mm, soit une ouverture angulaire de ~ 1.8 mrad pour une focale de 6 m). Leur temps de montée est inférieur à 1 ns. Ainsi, la brièveté du signal émis par une gerbe initiée par un gamma (qui est de l'ordre de 3-4 ns) peut être utilisée pour un déclenchement rapide, ce qui permet par conséquent de réduire le temps d'intégration du signal Δt . Leur gain ($\sim 10^6$) est fixé de manière à extraire le signal d'un seul photon ayant provoqué une émission d'électron de la photocathode, que l'on nomme le *photo-électron*² et que l'on notera p.e., tout en maintenant le courant anodique à des valeurs raisonnables. La mesure du photo-électron permet de mesurer précisément les gains de la chaîne des dynodes, ce qui est réalisée deux fois par mois.

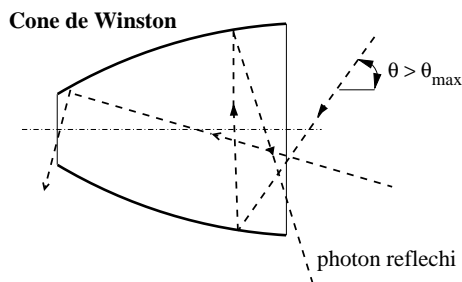
Seule la partie interne, large de 2.2° , de cette région de fine pixélisation sert au déclenchement d'une acquisition de données par l'électronique. Cette géométrie permet de réduire l'enregistrement des images coupées par les dimensions de la

¹Ils ont été construits par Hamamatsu. Leur référence est R3878.

²Le signal correspondant à un photo-électron, p.e., est la charge électrique moyenne qu'induit un photon à la sortie des PM. En supposant un gain de 10^6 des PM, la charge moyenne du p.e. est de $10^6 \times 1.6 \times 10^{-19} = 1.6 \times 10^{-13} C$.

Partie II, Le détecteur CAT

FIG. 4.3: Schéma illustrant le fonctionnement des cônes de Winston. Les pointillés sont des rayons lumineux.



caméra³ lorsque la position de la source est au centre de la caméra. Dans le cas contraire, elle crée une perte d'efficacité aux gamma, comme nous le verrons dans la section 7.1.

Ces PM internes sont entourés d'une couronne de 54 PM⁴ de plus large diamètre (28.5 mm, soit une ouverture de ~ 4.75 mrad). Leur gain est également élevé et leur temps de montée est inférieur à 2.5 ns. Ces *PM de garde* servent à détecter les queues externes d'images très longues. Ces PM ne sont pas utilisés dans les analyses standards de CAT. S. Vorobiov étudie leur utilisation pour une analyse de l'émission de la nébuleuse du Crabe à des énergies supérieures à 10 TeV [182]. Tous ces PM sont sensibles du proche ultraviolet au jaune, pour une efficacité quantique moyenne de $\sim 20\%$.

Sur la face d'entrée de chaque PM est placé un collecteur de lumière, que l'on nomme *Cône de Winston*. Les cônes ont trois fonctions : ils permettent de réduire l'espace mort introduit par les montures des PM et de n'utiliser que la partie de la photocathode la plus sensible. Ainsi l'espace mort passe de 65% à 12% de la surface de la caméra, augmentant ainsi le facteur ϵ . Ils permettent aussi de limiter le champ de vue des PM à la dimension angulaire du miroir et de réduire fortement la collection de lumière diffuse résultante de l'albedo [153], et donc de diminuer le terme de collection du bruit de photon $L\Delta\Omega$. La réduction du champ de vue est obtenue grâce à la géométrie particulière des cônes qui réfléchissent vers l'extérieur (vers le miroir) les photons arrivant avec un angle d'incidence supérieur à un angle limite, θ_{max} , qui vaut pour CAT $\sim 30^\circ$ (Cf. la figure 4.3).

L'ensemble PM et Cône de Winston forment les pixels de la caméra. La chaîne optique de l'instrument (miroir et pixel) est sensible de 290 nm à 570 nm (valeurs correspondant à 5% d'efficacité de collection).

4.3 L'électronique

Le signal issu de chaque PM est amplifié et mis en forme dans la caméra. Il est séparé pour être envoyé d'une part vers la logique de déclenchement, qui se trouve

³Dans la réalité, une très faible fraction des images déclenchant la caméra est coupée par le champ de vue de la caméra. Ce sont des images de gerbes d'énergie supérieure à une dizaine de TeV ou des images de gerbe tombant à grande distance du télescope (de l'ordre de 250 m).

⁴Ce sont des R6076 de Hamamatsu.

à l'arrière des PM, et d'autre part vers l'électronique d'acquisition, qui participe au contreponds de la caméra avec les alimentations et l'électronique de communication avec la salle de contrôle.

4.3.1 La logique de déclenchement

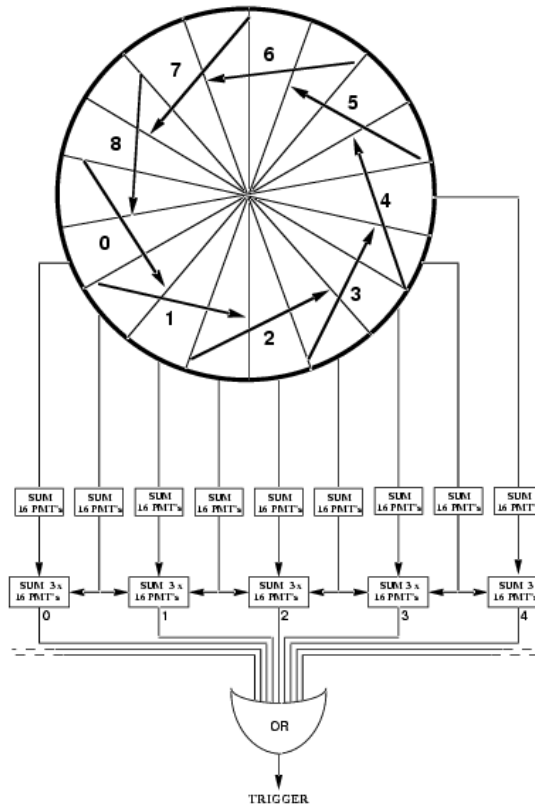


FIG. 4.4: Logique de déclenchement de la caméra

Cette logique permet de réduire le déclenchement fortuit d'une acquisition due au bruit de photons (que l'on notera par la suite le NSB⁵) et d'abaisser le nombre de déclenchement par les rayons cosmiques et par les muons (que l'on nommera génériquement hadrons).

Afin de minimiser les coïncidences fortuites dues au NSB, on augmente le seuil de prise en compte d'un signal dans la logique de déclenchement et on impose un nombre minimal de voies (ayant un signal au-dessus de ce seuil) dans une zone localisée de la caméra. Le seuil sur le signal analogique est fixé par des comparateurs, dont la sortie est égale à 1 tant que le signal dépasse ce seuil. Ce seuil est fixé à 2.5 p.e. La caméra est divisée en 9 secteurs angulaires (Cf. la figure 4.4) de 48 PM, 16 étant communs au secteur adjacent. La multiplicité utilisée est au moins de 4 PM touchés dans le même secteur. Ces conditions conduisent à un taux de comptage de ~ 10 kHz des PM dû aux photons, qui ont une fréquence mesurée de l'ordre de

⁵en anglais, Night Sky Background

Partie II, Le détecteur CAT

10^7 Hz, et à un déclenchement fortuit dû au NSB de l'ordre de 0.1 Hz. Ces taux de comptage sont mesurés par des échelles pour chaque PM et par une échelle du taux de déclenchement.

Cette logique de déclenchement permet également de réduire les déclenchements dus aux hadrons. En effet, les images de hadrons sont éclatées (Cf. la section 6.1) contrairement à celles des gamma, qui sont fines et allongées. Ainsi, le taux de déclenchement aux rayons cosmiques est de l'ordre de ~ 18 Hz lorsque le télescope pointe au zénith sous de bonnes conditions météorologiques.

4.3.2 L'électronique de lecture

Les signaux analogiques sont enregistrés par des Convertisseurs Analogique-Digital⁶ dans une fenêtre temporelle de 12 ns qui est assez large pour contenir le signal Čerenkov issu des PM⁷ et assez réduite pour limiter le NSB qui donne en moyenne ~ 0.1 p.e. par fenêtre. Cette fenêtre est obtenue par des portes analogiques rapides qui introduisent un bruit électronique quasiment gaussien et d'écart-type 0.4 p.e. par pixel. Deux échelles différentes de conversion sont utilisées pour tenir compte de la grande gamme dynamique des charges (du p.e. à plusieurs centaines de p.e.). Le temps mort introduit par la conversion et par la lecture des données de toute la caméra est de l'ordre de 6 ms par évènement.

La présence d'une capacité de découplage en entrée des convertisseurs, qui crée une dérivation du signal analogique, provoque un décalage de la ligne de base des courants. Ce décalage est connu grâce à une mesure du bruit de fond de ciel moyen. Tous les 10 évènements réels, une acquisition de données est imposée avec une fenêtre d'intégration de 44 ns. Ces évènements, dits à *porte large*, permettent une estimation du NSB avec une précision de l'ordre du pourcent [148] et du piédestal sur tous les PM.

Ainsi, la caméra comporte une fine pixélisation de $\Delta\Omega \sim 10^{-5}$ sr et une électronique rapide avec un temps d'intégration de $\Delta t = 12$ ns. Malgré son petit miroir, le détecteur atteint un seuil au gamma vers 250 GeV au zénith.

4.4 La prise de données

Le déclenchement de la caméra est dominé par les évènements initiés par les rayons cosmiques chargés. Les gerbes initiées par les protons et les noyaux d'hélium sont les plus nombreuses aux énergies de CAT. Ces rayons cosmiques créent de nombreux mésons μ qui sont responsables de près de la moitié des déclenchements. En définissant l'angle zénithal d'une gerbe, Zen , par l'angle entre son axe de

⁶de référence LeCroy 1885 Fastbus

⁷Leur temps de montée est de l'ordre de 2.5 ns et le signal Čerenkov s'étale sur 6.5 ns compte tenu de l'anisochronisme du miroir.

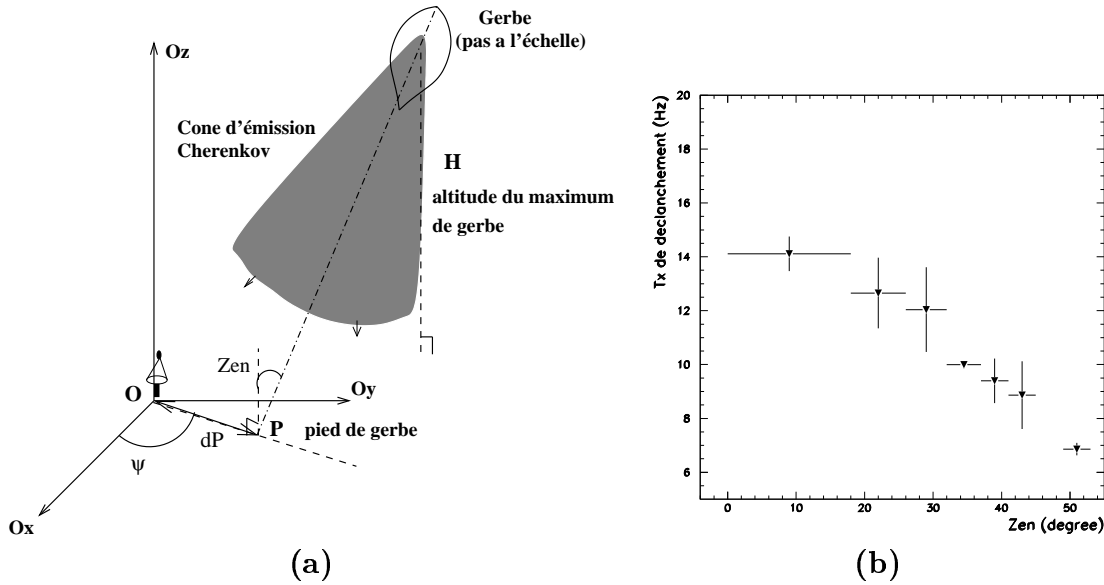


FIG. 4.5: Définition des paramètres géométriques d'une gerbe autour du télescope (a) et taux de déclenchement de la caméra en Hz en fonction de l'angle zénithal (Zen) pour la période de Juin 1999 à Juin 2000 (b). Les données sont sélectionnées avec les coupures de qualité de l'atmosphère (voir le texte).

développement et l'axe pointant vers le zénith de Thémis (Cf. la figure 4.5), le taux de déclenchement aux *hadrons*, c'est-à-dire aux rayons cosmiques et aux muons, varie de 14 Hz au zénith à 9 Hz pour un angle zénithal de 45° avec le détecteur tel qu'il était entre Juin 1999 et Juin 2000⁸ (Cf. la figure 4.5). La valeur du taux de déclenchement au zénith dépend de la transparence de l'atmosphère et de l'état du détecteur (propreté des miroirs, nombre de voies hors service, ...). Cette valeur peut donc varier d'une période à l'autre, ce qui est une source importante d'erreurs systématiques. Cette valeur peut être utilisée pour mesurer l'évolution temporelle de la transparence de l'atmosphère et de l'efficacité de collection du détecteur [118].

La variation du taux de déclenchement en fonction de l'angle zénithal s'explique comme suit. Lorsque une gerbe rentre avec un angle d'incidence non-nul dans l'atmosphère, la tâche de lumière Čerenkov au sol s'agrandit et la densité de photons au sol baisse à énergie constante. La surface de détection augmente en $\sim 1/\cos^2 Zen$ et la densité de lumière baisse en $\sim \cos^2 Zen \times R_0^{1/\cos Zen}$ avec R_0 le coefficient d'absorption atmosphérique pour une gerbe au zénith. Par ailleurs, une gerbe déclenche une acquisition pour une quantité minimale de lumière. Donc en supposant que cette quantité est proportionnelle à l'énergie, le seuil en énergie varie en $(\cos^2 Zen \times R_0^{1/\cos Zen})^{-1}$. En supposant un spectre en énergie des événements dits hadroniques en $E^{-\alpha}$, le

⁸Au cours du temps, les gains des PM diminuent à cause de la dégradation de la première dynode et l'efficacité quantique de la photocathode diminue. Ainsi on a augmenté les hautes tensions afin d'avoir un gain relativement constant. De plus, les miroirs ont été nettoyés quatre fois depuis la mise en service de CAT en 1996.

Partie II, Le détecteur CAT

taux de déclenchement varie approximativement en $\sim R_0^{(\alpha-1)/\cos Z_{en}} / \cos^{2(1-\alpha)} Z_{en}$. En supposant que $\alpha = 2.7$ et que $R_0 = 0.6$, le rapport du taux de déclenchement entre 40° et 0° est de ~ 0.53 , qui est à comparer avec un rapport mesuré de $\sim 9/16 \approx 0.56$. L'ordre de grandeur de variation du taux de déclenchement est donc approximativement expliquable par des facteurs géométriques de l'émission de gerbe et par l'absorption. Cette estimation est grossière, mais elle permet de comprendre l'évolution générale du taux de déclenchement.

Le taux de déclenchement des gamma varie approximativement de la même manière en fonction de l'angle zénithal. Ils représentent environ quelques dixièmes de Hertz de taux de déclenchement. Il faut donc utiliser une méthode puissante pour éliminer un maximum de hadrons sans trop éliminer de gamma. Des algorithmes permettent d'enrichir de rapport signal sur bruit, comme nous le verrons dans le paragraphe 6, mais les événements hadroniques restent très majoritaires.

Ainsi on observe une source pendant une certaine durée (de l'ordre de 30 minutes) ; cela constitue les données *ON*. L'observation du ciel sur la même trajectoire que le *ON* et pendant la même durée permet d'estimer le taux de fond hadronique : ce sont les données *OFF*. Une simple soustraction des données *ON* et *OFF* permet de s'affranchir des événements hadroniques. Cette méthode d'extraction du signal s'appelle **la méthode *ON-OFF***, et elle est utilisée par toute la communauté d'astronomie gamma utilisant des instruments Čerenkov au sol.

Cette méthode suppose néanmoins que le nombre d'événements initiés par les rayons cosmiques soit exactement le même dans les données *ON* et *OFF*. Cela nécessite que le détecteur soit dans le même état lors des prises de données *ON* et *OFF* et que l'atmosphère soit stable entre les prises de données. Or ces deux conditions ne sont pas forcément respectées.

En général, la configuration du détecteur change légèrement entre les données *ON* et *OFF*. Comme la région du ciel visée est différente entre ces prises de données, le nombre d'étoiles dans le champ de vue change. Or, pour protéger les PM d'un courant anodique trop élevé, une procédure de coupure automatique des hautes tensions en fonction des valeurs des échelles de chaque voie a été mise en place. Et une étoile de faible magnitude émet un nombre de photons suffisamment grand pour éteindre un PM⁹. Par conséquent, les données *ON* et *OFF* ne possèdent pas le même nombre de PM en état de fonctionnement, car le champ d'étoiles observé n'est pas le même. Cela peut modifier le taux de déclenchement et les propriétés du fond hadronique (Cf. le paragraphe 8.1.2).

Pour un angle zénithal donné, le taux de déclenchement de la caméra fluctue jusqu'à un facteur de $\sim 20\%$. Ces fluctuations sont dues aux variations des qualités optiques de l'atmosphère au cours du temps. Des critères sur la stabilité du taux de déclenchement de la caméra permet de rejeter les données pour lesquelles l'at-

⁹Par exemple, une étoile de magnitude 6 dans le visible émet ~ 1 p.e. dans une fenêtre temporelle d'acquisition.

4.4 La prise de données

mosphère était instable (à cause d'une mauvaise météo) ou contenait des nuages de haute altitude. Ces **coupures de qualité** des données sont décrites dans [148]. Cependant, cette première sélection ne permet pas de s'assurer de la stabilité du taux de déclenchement aux rayons cosmiques.

Des fluctuations subsistent toujours à cause des variations de qualité optique de l'atmosphère (Cf. la figure 4.5). Les événements produisant une faible quantité de lumière sont particulièrement sensibles à ces variations. Afin de s'affranchir de cet effet imprévisible sur le taux d'événements hadroniques, une coupure inférieure sur la charge totale des images, Q_{TOT} , est imposée (voir le détail dans [148]) :

$$Q_{TOT} \geq 30 \text{ p.e.}$$

Par la suite, **cette coupure sera implicite pour tous nos traitements de données.**

Partie II, Le détecteur CAT

Chapitre 5

Performances et choix d'une analyse

Dans ce chapitre, nous allons discuter brièvement du choix d'une méthode d'analyse. Afin d'utiliser des critères quantitatifs pour faire ce choix, nous dégagerons les outils qui nous permettront de comparer différentes méthodes d'analyse. Le choix de la méthode d'analyse la plus sensible pour rechercher des sources faibles se fera à partir de l'évaluation de leur performances qui tiennent compte de la stratégie d'observation (temps d'observation et caractéristique du détecteur), de l'efficacité de discrimination des gamma par rapport aux hadrons et de celle de l'extraction du signal.

5.1 Evaluation des performances

On utilise généralement deux variables pour quantifier les performances d'une expérience d'astronomie gamma, le facteur de qualité et la significativité.

5.1.1 Facteur de qualité, Q

Cette variable quantifie la modification du rapport signal sur bruit, S/\sqrt{B} , apportée par une méthode d'analyse. Elle est définie par :

$$Q = \frac{\kappa_\gamma}{\sqrt{\kappa_H}},$$

avec κ_γ (κ_H) la proportion de gamma (hadrons) sélectionnée par la méthode. κ_γ est obtenu par simulation Monte Carlo de gerbes, et κ_H grâce à des données réelles, car les simulations d'événements hadroniques ne reflètent pas exactement les données expérimentales [116] et car les données réelles sont beaucoup plus abondantes que les simulations.

Q reflète la qualité de discrimination des gamma par rapport aux hadrons après déclenchement. Cette discrimination est réalisée par l'utilisation de coupures discriminantes et par une méthode d'extraction du signal. Comme le spectre des rayons cosmiques est fixe, Q dépend du spectre des gamma, mais pas de son intensité.

Partie II, Performances et choix d'une analyse

Il dépend aussi des conditions expérimentales comme l'état de l'atmosphère, l'angle zénithal, la position de la source dans le plan focal. En effet, lorsque ces conditions changent, les caractéristiques moyennes des gerbes électromagnétiques et hadroniques varient et la proportion d'évènements sélectionnés par l'analyse est différente.

5.1.2 Significativité, N_σ

Li et Ma [121] ont défini un estimateur de significativité et ont vérifié par simulation ses propriétés statistiques. Cet estimateur est donné par :

$$N_\sigma = \frac{N_{ON} - \beta N_{OFF}}{\sqrt{N_{ON} + \beta^2 N_{OFF}}}, \quad (5.1)$$

où β est le rapport de normalisation T_{ON}/T_{OFF} , T_{ON} étant le temps d'observation sur la source et T_{OFF} celui des données *OFF*. N_σ chiffre la probabilité que le signal extrait, $N_S = N_{ON} - \beta N_{OFF}$, soit due à une fluctuation du fond hadronique dans les données *ON* et/ou *OFF*. Cette variable donne un degré de confiance à la valeur N_S extraite de l'analyse. Li et Ma ont montré que la distribution de N_σ pour des données sans signal suit une loi normale centrée. La significativité dépend de plusieurs facteurs et en particulier du temps d'observation.

Il est intéressant de définir

$$N_\sigma^{1h \text{ } ON} = \frac{N_S^{1h \text{ } ON}(\text{émis})}{\sqrt{N_{ON}^{1h} + \beta N_{OFF}^{1h}}},$$

qui est la significativité d'une source en une heure d'observation $T_{ON} = 1h$. Et on a $N_\sigma = N_\sigma^{1h \text{ } ON} \sqrt{T_{ON}/1h}$.

Il faut donc chercher à optimiser cette variable, $N_\sigma^{1h \text{ } ON}$, car plus elle est grande moins il faut de temps pour mettre en évidence une source. Et pour un temps d'observation donné, plus elle est grande et plus les caractéristiques de la source sont extraites avec précision.

Si on suppose $\beta = 1$ et un signal faible par rapport au fond hadronique, on a

$$N_\sigma^{1h \text{ } ON} = Q \frac{\widetilde{N}_S^{1h}(\text{émis})}{\sqrt{2 \widetilde{N}_{OFF}^{1h}}},$$

où les données \widetilde{N} sont les nombres d'évènements avant coupures, c'est-à-dire directement issus de l'acquisition. On voit donc que $N_\sigma^{1h \text{ } ON}$ dépend des mêmes facteurs que Q (indice spectral et conditions expérimentales), mais aussi de $\widetilde{N}_S^{1h}(\text{émis})$ qui est le taux de déclenchement dû à la source. Ce taux dépend bien sur de l'intensité de la source mais aussi d'autres facteurs. Par exemple, nous verrons plus loin que pour une source donné $\widetilde{N}_S^{1h}(\text{émis})$ varie très fortement avec la position de celle-ci par rapport au centre de la caméra (beaucoup plus que Q en fait).

C'est donc bien $N_{\sigma}^{1h\ ON}$ (qui tient compte de la prise de donnée et de l'analyse) et le temps d'observation des sources T_{ON} qu'il faut optimiser.

Tout comme l'ensemble de la communauté d'astronomie gamma de très haute énergie, nous avons choisi cet estimateur de significativité. Ce choix est totalement arbitraire et un autre estimateur aurait pu être choisi. Nous choisirons d'ailleurs un autre estimateur de significativité pour la méthode d'extraction du signal par maximum de vraisemblance (Cf. le chapitre 8).

Dans la pratique, le facteur de normalisation β n'est pas le rapport T_{ON}/T_{OFF} , mais il est défini à partir d'un sous-ensemble des événements afin de s'affranchir des fluctuations du taux de déclenchement dues en particulier à l'atmosphère. L'écart entre les deux facteurs de normalisation est inférieur à 10%.

Généralement, on exige une probabilité de fluctuation du fond de $\sim 6 \times 10^{-7}$ pour s'assurer de la réalité d'un signal, soit **une significativité supérieure à 5** en utilisant l'estimateur de Li et Ma. Cette condition est assez sévère, mais rend la détection d'une source assez sûre malgré les biais incontrôlés.

5.2 Choix d'une analyse

Pour maximiser N_{σ}^{1h} , il faut jouer sur les coupures pour rejeter au mieux les hadrons tout en gardant le maximum de gamma, sur la méthode pour extraire le signal et sur le temps d'observation qu'il faut optimiser. Ces trois éléments ne sont pas indépendants et varient aussi avec les types de sources étudiées. Nous présenterons rapidement les méthodes, les stratégies d'observation et les coupures avant de les étudier plus extensivement dans les chapitres suivants.

5.2.1 Choix d'une méthode d'extraction du signal

Usuellement, la méthode d'extraction du signal est la soustraction *ON-OFF* et l'estimateur de significativité est celui défini par l'équation 5.1.

Néanmoins, si on cherche à montrer l'existence d'une source dont la position n'est pas connue a priori (comme un pulsar ou une émission d'un nuage moléculaire), une méthode basée sur l'utilisation d'une soustraction *ON-OFF* puis l'utilisation de la formule de Li et Ma n'est vraiment pas efficace. Il faut calculer la significativité en chaque point du champ de vue visé, puis tenir compte du nombre de points utilisés pour calculer la significativité réelle d'une source dans ce champ de vue. Comme le nombre de points utilisés est généralement important (de l'ordre de 1000), la significativité finale décroît sensiblement. Dans ce cas de figure, cette méthode d'analyse n'est pas efficace pour montrer l'existence d'une source.

Nous proposerons une nouvelle méthode d'analyse plus générale que la méthode *ON-OFF*, qui permettra d'étudier les sources de positions inconnues et les sources étendues avec une bonne efficacité d'extraction. Celle-ci est basée sur l'utilisation

Partie II, Performances et choix d'une analyse

d'un maximum de vraisemblance. Cette méthode sera décrite en détail dans le chapitre 8. Brièvement, celle-ci repose sur l'utilisation de modèles de fond hadronique construits à partir de données réelles et sur les erreurs de reconstruction de la direction d'arrivée des événements autour de la direction supposée de la source. En fait nous montrerons que même pour des sources ponctuelles cette méthode est plus efficace.

5.2.2 Stratégie d'observation

La stratégie d'observation des sources dépend en général du choix de la méthode d'extraction. Je ne discuterai ainsi que des stratégies pour les deux méthodes citées précédemment.

L'extraction de signal par soustraction *ON-OFF* utilise des données *OFF* pour estimer le niveau de fond hadronique des données *ON*. Il faut donc prendre des données sur la source et à côté de la source. Comme le temps d'observation est limité, il faut choisir la proportion de données *ON* et *OFF* afin d'optimiser la significativité au bout de $T_{TOT} = T_{ON} + T_{OFF}$ h d'observation. Ce choix dépend de la taille angulaire de la source par rapport à la résolution angulaire et au champ de vue de l'instrument, et de sa variabilité temporelle.

Pour une source ponctuelle, il est possible d'estimer le fond hadronique à partir de données *ON*, comme nous le verrons en détail dans le paragraphe 7.2. Ainsi il n'est plus nécessaire de prendre des données *OFF* sur estimer le fond, et on dispose de T_{TOT} h d'observation de la source au lieu d'une fraction de T_{TOT} . Cela conduit à une meilleure significativité comme nous le montrerons.

Si la source est au contraire étendue, il n'est plus possible d'estimer le fond à partir des données *ON*. Les données *OFF* sont alors indispensables et la proportion de *ON* et de *OFF* est à ajuster pour avoir la meilleure significativité.

Dans ce cas où l'extraction du signal est réalisée avec le maximum de vraisemblance qui utilise des modèles de fond hadronique, la prise de données *OFF* sur ces sources est alors inutile, et tout le temps d'observation leur est dédié.

5.2.3 Choix des coupures

Le choix du jeu de coupures dépend des sources et des objectifs de l'analyse.

Dans le cas où l'on ne cherche qu'à établir l'**existence d'une émission**, il faut choisir les coupures qui donnent la plus grande significativité quelque soit κ_γ . Ces coupures dépendent dans le cas général de l'étendue spatiale de la source et de son spectre en énergie, et des conditions expérimentales d'observation. En pratique, on choisit un jeu de coupure indépendamment de la source car on ne peut connaître à l'avance son spectre.

Les performances d'un jeu de coupures varient en fonction des conditions d'observation et de la configuration du détecteur. Lorsque la météo se dégrade, le taux de

déclenchement du détecteur diminue à cause de l'absorption de la lumière Čerenkov. Mais on peut se demander si la proportion de gerbes de gamma qui ne déclenche pas une acquisition est la même que celle de hadrons, car le développement de ces deux types de gerbes est différent. Ainsi, le facteur de qualité peut être modifié. Lorsque le bruit de photons est élevé, le déclenchement et l'analyse des événements peuvent également différer suivant le type de la particule primaire. La configuration des PM éteints peut modifier également Q s'ils se trouvent dans une zone où se trouvent les barycentres des images¹. Par conséquent, il est crucial d'avoir les mêmes conditions d'observation et la même configuration du détecteur pour les données *ON* et *OFF* pour que les coupures aient les mêmes performances. L'influence de ces paramètres sera étudiée sur le spectre de la nébuleuse du Crabe (Cf. le paragraphe 13).

Le choix des coupures peut être différent dans le cas où on cherche à **mesurer les caractéristiques d'un signal** d'une source, dont l'existence a été établie. Ces caractéristiques sont son flux et sa variabilité temporelle, et son spectre en énergie. Afin de déterminer ces observables, on a besoin de déterminer la réponse de l'instrument aux gamma en fonction de l'angle zénithal et de l'énergie. Cette réponse est déterminée par simulation de gerbes de gamma.

Si les coupures choisies ont une faible efficacité κ_γ , les corrections à apporter pour retrouver les caractéristiques du signal sont importantes. De légères erreurs systématiques sur les fonctions d'instrument peuvent introduire des biais sur les mesures. Ces erreurs peuvent provenir de la statistique limitée des simulations surtout quand κ_γ est faible, ou d'une mauvaise prise en compte des conditions d'observation (état de l'atmosphère, taux de photons de bruit, variation du nombre de PM éteints). Afin de limiter cette source de biais, il est nécessaire d'imposer une valeur minimale de κ_γ .

Nous avons choisi une **efficacité minimale de $\kappa_\gamma=25\%$ pour toutes nos coupures**, aussi bien pour la recherche de signal que pour l'étude de ses caractéristiques. Il nous faudra donc optimiser $N_\sigma^{1h ON}$ sous cette contrainte.

Les données de CAT prises jusqu'en 2000 l'ont été avec une proportion de *ON* et de *OFF* variable au cours du temps et en fonction des sources visées. Depuis, il n'existe plus de données *OFF* pour les sources ponctuelles, le fond hadronique étant estimé à partir des données *ON*.

Nous utiliserons les données prises jusqu'en 2000 pour rechercher les coupures qui amènent à la plus grande significativité et pour vérifier leurs caractéristiques. Les données postérieures serviront à tester la stratégie d'observation la plus efficace pour l'étude des sources ponctuelles.

¹Les barycentres des images de gamma se trouvent approximativement dans une couronne centrée sur la position de la source et de rayon moyen de ~ 13 mrad.

Partie II, Performances et choix d'une analyse

Chapitre 6

La discrimination gamma/hadron

Une fois que l'on s'est placé dans de bonnes conditions météorologiques de prise de données (Cf. le paragraphe 4.4), il faut extraire le signal gamma du fond hadronique. Etant donné que le signal sur bruit S/\sqrt{B} est de l'ordre de 4×10^{-2} , il faut développer des algorithmes efficaces pour rejeter le plus de hadrons possibles tout en gardant le plus grand nombre de gamma.

Dans ce chapitre, nous travaillerons sur un signal émis par des sources **ponctuelles pour le détecteur**¹. La technique d'extraction du signal utilisée ici sera la soustraction *ON-OFF*. Différentes techniques de discrimination gamma/hadron, c'est-à-dire différentes coupures, seront décrites et l'étude de leurs performances permettra de les comparer entre elles.

Pour quantifier ces performances, nous utiliserons des simulations de gamma générés suivant une loi de puissance d'indice variant entre 2 et 3 (qui est la gamme des indices mesurés sur les sources de CAT) et pour différents taux de gamma par minute avant coupures. Nous nous référerons souvent à un spectre simulé d'indice 2.55 avec un taux de $4.1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures et à 30° du zénith car ce jeu de paramètres est très proche de celui du spectre de la nébuleuse du Crabe. Mais l'influence de ces paramètres sur Q et $N_\sigma^{1h \text{ } ON}$ sera étudié en détail.

6.1 La méthode Hillas

La méthode développée par Hillas en 1985 [96] au sein de la collaboration Whipple repose sur les différences morphologiques entre les images Čerenkov de gerbes initiées par un gamma et celle par un rayon cosmique, et sur leur direction d'arrivée. L'image d'une gerbe hadronique est plus éclatée que celle de gerbe de gamma (Cf. la figure 6.2) et leurs dimensions sont différentes à cause des différences dans le développement des gerbes [52] : l'image d'un rayon cosmique est plus large et plus longue (Cf. les exemples d'images en 6.1).

¹Une source est dite **ponctuelle** si elle ne peut pas être résolue angulairement, c'est-à-dire que la taille angulaire de la source est largement inférieure à l'erreur de reconstruction angulaire de l'instrument. Cette résolution angulaire dépend, en outre, de la méthode d'analyse du signal choisie.

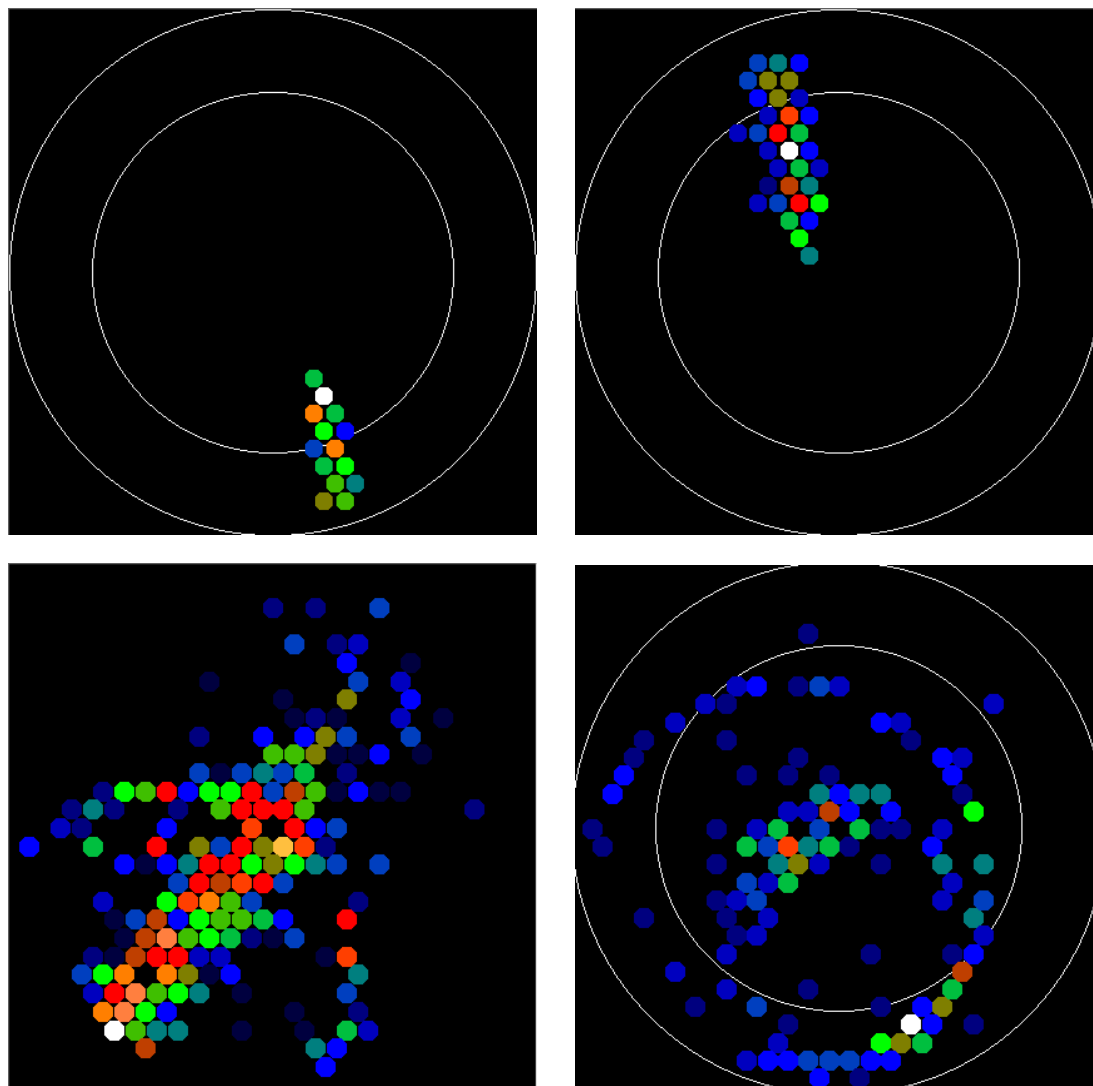


FIG. 6.1: Images de gerbes dans le plan de la caméra. Chaque point correspond à un pixel. Les images du haut sont celles de gamma, et celles du bas d'évènements hadroniques. On peut deviner des arcs de lumière sur les images des hadrons dû à des muons. Les cercles blancs sont, de l'intérieur vers l'extérieur, la limite de la zone de déclenchement et de la zone de fine pixélisation de la caméra.

6.1.1 Principe de la méthode

Hillas utilisait les moments de la distribution de charge des images sur la caméra pour définir les paramètres d'une ellipse bidimensionnelle ajustée sur ces images (Cf. Annexe A). Ces moments sont déterminés après un nettoyage des images [116, 61] pour éliminer les PM touchés par le bruit de fond de ciel au moment du déclenchement de la caméra. Cette procédure consiste à éliminer les pixels isolés et les groupes de pixels adjacents dont la charge est inférieure à un certain seuil.

Les paramètres d'Hillas que j'utiliserai sont représentés sur la figure 6.3. Ce sont :

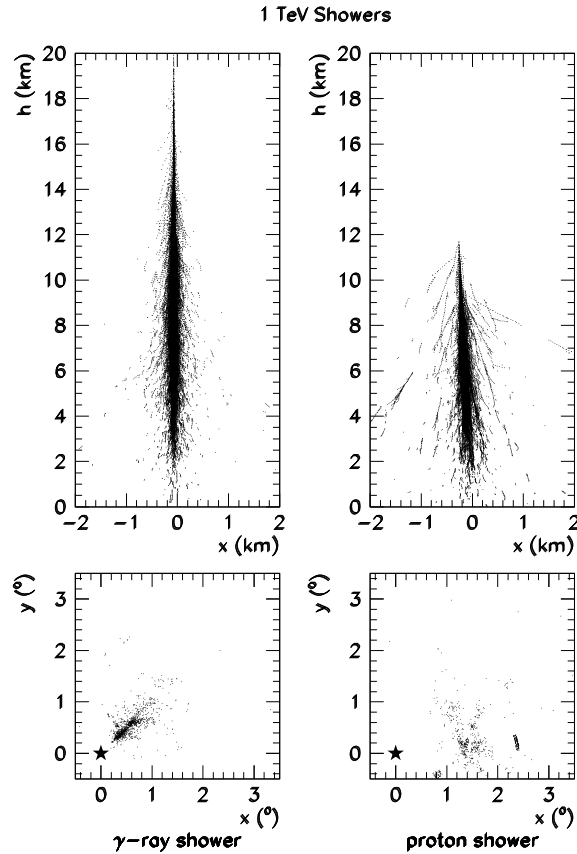


FIG. 6.2: Exemples de distributions de particules chargées de gerbe de gamma et de proton d'énergie 1 TeV. Les figures du haut représentent l'extension latérale des gerbes en fonction de l'altitude, et celles du bas représentent leur image Čerenkov vue par CAT (l'étoile représentant la direction réelle d'arrivée de l'évènement).

- (X_B, Y_B) , les coordonnées du barycentre,
- σ_W , la demi-largeur,
- σ_L , la demi-longueur,
- ψ , l'angle d'orientation de l'image dans la caméra.

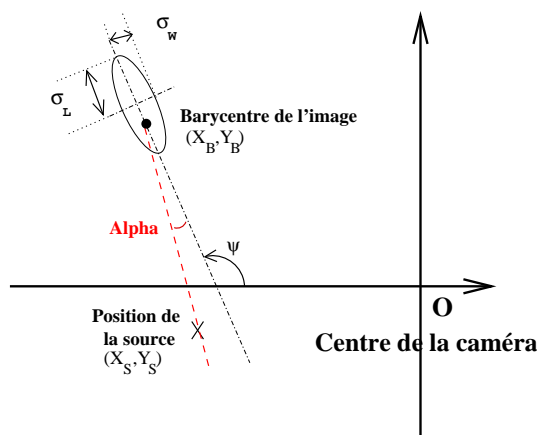
On définit l'angle de pointé α de l'image entre l'axe reliant la position de la source (que l'on suppose connue) et le barycentre de l'image, et l'axe principal de la gerbe défini par l'angle ψ . Sur cet axe se trouve en théorie d'un côté le point d'émission de la gerbe et de l'autre le pied de gerbe (Cf. la figure 4.5-a). Cet angle est défini entre 0° et 180° . La charge totale d'une image, Q_{TOT} , sera toujours donnée en photo-électron (p.e.). Cette unité sera supposée pour toutes les valeurs de charge.

Distributions moyennes des images

La largeur moyenne $\langle \sigma_W \rangle$ d'images réelles de hadrons au zénith est de 2.3 mrad, tandis que celles de gamma simulés (avec un spectre en $dN/dE \propto E^{-2.25}$ à 30°

Partie II, La discrimination gamma/hadron

FIG. 6.3: Représentation des principaux paramètres de Hillas



du zénith) est de 1.0 mrad (Cf. figure 6.4-a). Les longueurs moyennes respectives, $\langle \sigma_L \rangle$, sont de 5.8 mrad et de 3.6 mrad. Hillas ajusta une coupure supérieure sur ces paramètres pour optimiser la rejection des évènements hadroniques sans trop perdre de γ . Ces coupures sont maintenant optimisées par la collaboration Whipple [133, 115] et dépendent de la charge et de l'angle zénithal. Ces coupures s'appellent **Extended Super-Cuts**, que l'on notera par la suite ESC. Pour la caméra de CAT, les dépendances sont illustrées sur la figure 6.4-b pour un angle zénithal proche de 0° . $\langle \sigma_W \rangle$ et $\langle \sigma_L \rangle$ sont des fonctions linéaires de $\ln Q_{TOT}$ au premier ordre ; les barres d'erreur sont les écarts-types des distributions. Elles indiquent que les distributions sont beaucoup plus larges à basse charge, ce qui s'explique par les plus grandes fluctuations des gerbes de basse énergie ou de plus grande énergie mais à grand pied de gerbe. Les principales sources de fluctuations de gerbes sont dues aux variations de :

- le nombre de particules chargées et leur distribution spatiale,
- l'altitude d'interaction de la particule primaire,
- le processus d'émission Čerenkov.

Il faut rajouter l'absorption atmosphérique, qui est elle aussi un processus aléatoire.

Les différences de taille des images en fonction $\ln Q_{TOT}$ sont utilisées pour discriminer les gamma des hadrons.

Paramétrisation des distributions moyennes

Grâce à des simulations Monte Carlo de gerbes atmosphériques de gamma et de la simulation du détecteur, les valeurs moyennes et les écarts-types des paramètres des images de gamma ont été paramétrisées en fonction de leur charge. Cette paramétrisation est ajustée sur des distributions moyennées sur différents angles zénithaux (de 0° à 55°) et sur différents indices spectraux (de 2.25 à 2.7), ce qu'illustre la figure 6.5. Elle est donnée en mrad par :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_W^{MC} \rangle &= -7.27 \times 10^{-2} + 3.0 \times 10^{-1} \log(Q_{TOT}) - 1.44 \times 10^{-2} \log(Q_{TOT})^2 \\ \langle \sigma_L^{MC} \rangle &= -9.76 \times 10^{-1} + 5.04 \times 10^{-1} \log(Q_{TOT}) + 1.89 \times 10^{-1} \log(Q_{TOT})^2 \end{aligned}$$

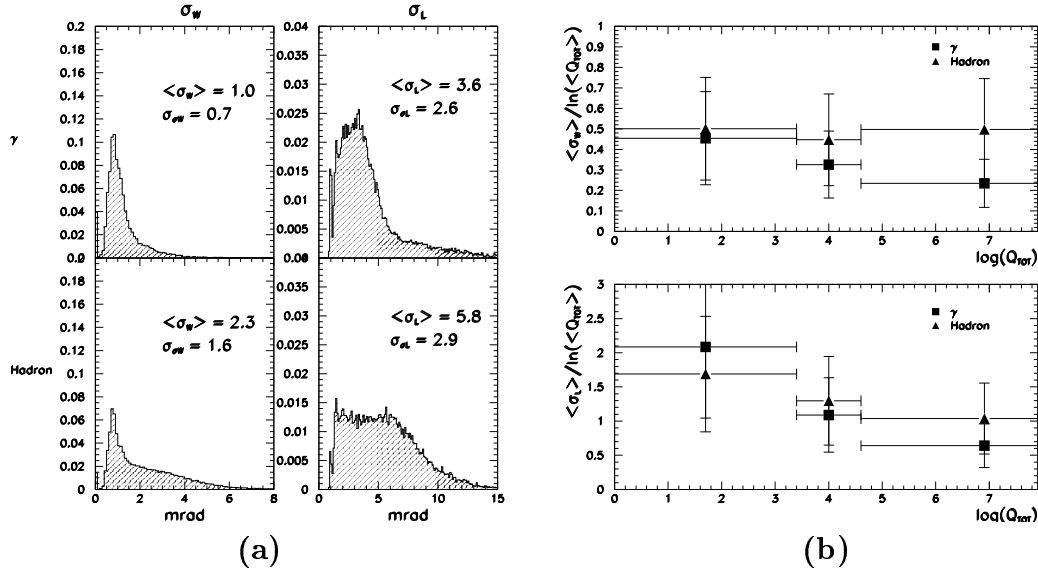


FIG. 6.4: (a) : Distribution moyenne au zénith de σ_W (colonne de gauche) et de σ_L (colonne de droite) pour des γ simulés (ligne du haut) et pour des hadrons réels (ligne du bas), dans chaque cas la valeur moyenne et l'écart-type des distributions sont données en mrad. (b) : Dépendance des paramètres $\frac{\langle \sigma_W \rangle}{\ln \langle Q_{TOT} \rangle}$ et $\frac{\langle \sigma_L \rangle}{\ln \langle Q_{TOT} \rangle}$ avec $\ln Q_{TOT}$ pour des γ simulés proches du zénith et des hadrons réels, les barres d'erreur correspondent aux écart-types des distributions.

$$\langle \alpha^{MC} \rangle = 2.57 \times \exp(-1.05 \times (\log(Q_{TOT}) - 4.29)) + 3.20 - 2.16 \times 10^{-2} \log(Q_{TOT})^3$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\sigma_W^{MC}} &= -5.21 \times 10^{-2} + 1.14 \times 10^{-1} \log(Q_{TOT}) - 1.27 \times 10^{-2} \log(Q_{TOT})^2 \\ \sigma_{\sigma_L^{MC}} &= -2.20 + 1.38 \log(Q_{TOT}) - 2.14 \times 10^{-1} \log(Q_{TOT})^2 - 1.14 \times 10^{-2} \log(Q_{TOT})^3 \end{aligned} \quad (6.1)$$

Les valeurs des coefficients des expressions précédentes varient avec l'indice spectral du spectre simulé. L'utilisation de ces coefficients sur une source de spectre différent provoquera une baisse de sensibilité de l'analyse. Cette baisse sera quantifiée dans le paragraphe 6.1.2, mais elle reste tout à fait acceptable.

La discrimination entre gamma et hadrons se fait grâce à une coupure supérieure sur les paramètres d'image, car les images de gamma sont plus petites. Ces coupures sont de la forme :

$$\begin{aligned} \sigma_W &\leq \langle \sigma_W^{MC} \rangle + N_W \times \sigma_{\sigma_W^{MC}} \\ \sigma_L &\leq \langle \sigma_L^{MC} \rangle + N_L \times \sigma_{\sigma_W^{LMC}} \\ \sigma_\alpha &\leq N_\alpha \times \langle \sigma_\alpha^{MC} \rangle \end{aligned} \quad (6.2)$$

Les valeurs des coefficients N_W , N_L et N_α sont à ajuster afin de maximiser la sensibilité du détecteur.

Partie II, La discrimination gamma/hadron

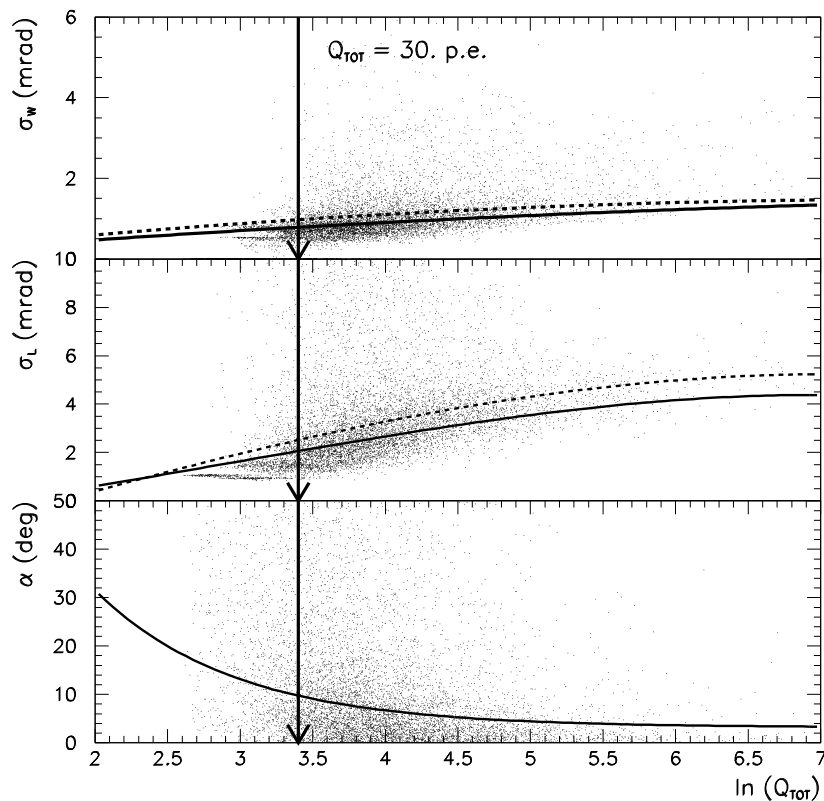


FIG. 6.5: De haut en bas, distribution de σ_W , σ_L et de α en fonction de $\ln Q_{TOT}$ pour des γ simulés à différents Zen et à différents indices spectraux. Les courbes pleines représentent les valeurs moyennes ajustées et celles en pointillé représentent ces valeurs moyennes additionnées des écart-types ajustés. Les ajustements ont été réalisés jusqu'à une valeur minimale de ~ 15 p.e.. La barre verticale représente la valeur de 30 p.e., en-deçà de laquelle les événements sont rejetés pour s'affranchir des fluctuations de seuil du détecteur.

6.1.2 Optimisation de la méthode ESC

Les coupures ESC sont optimisées en maximisant la significativité pour une source donnée, c'est-à-dire pour un angle zénithal et un spectre donné, grâce aux valeurs de N_W , N_L et N_α . Nous rappelons qu'une efficacité minimale aux gamma, κ_γ , de 25% est imposée afin que les corrections dues à la réponse de l'instrument ne soient pas trop importantes lors de la reconstruction des caractéristiques du signal (Cf. le paragraphe 5.2.3).

Pour optimiser N_W , N_L et N_α , j'associe à des données réelles de fond hadronique un spectre simulé de gamma en $E^{-2.25}$ afin de simuler un échantillon *ON*. L'échantillon *OFF* est constitué de données réelles de fond, ces données étant distinctes de celles utilisées dans le *ON*. Je peux ajuster le rapport S/\sqrt{B} grâce aux nombres de gamma injectés dans le *ON*.

La procédure d'optimisation est la suivante : je fixe la valeur de N_α , et je recherche les valeurs de N_W et N_L qui maximisent $N_\sigma^{1h\ ON}$. Puis je fixe la valeur trouvée de N_W et je recherche les valeurs de N_α et N_L . Je fixe ensuite la valeur de N_α et je reitère les étapes précédentes. Si κ_γ est inférieure à 25% après la détermination d'un couple de paramètres, j'estime des nouvelles valeurs de ce couple de manière à ce que $N_\sigma^{1h\ ON}$ soit le plus grand possible avec κ_γ proche de 25%.

On a choisi une source d'indice spectral 2.25 et de taux de déclenchement de $8.1\ \gamma.\text{min}^{-1}$ avant coupures quelque soit l'angle zénithal. Les valeurs de N_W , N_L et N_α sont optimisées en fonction de l'angle zénithal. Les performances de ces coupures après optimisation sont données par bande zénithale dans le tableau 6.1. $N_\sigma^{1h\ ON}$ est la significativité horaire pour un taux constant de $8.1\ \gamma.\text{min}^{-1}$. A titre d'illustration, nous avons donné la significativité horaire ($N_\sigma'^{1h\ ON}$) pour des taux de 8.1 , 4.1 et $2.1\ \gamma.\text{min}^{-1}$ avant coupures respectivement à 0° , 30° et 45° , ce qui reflète approximativement la baisse du taux de déclenchement aux gamma en fonction de l'angle zénithal.

Zen	N_α	N_W	N_L	κ_γ	κ_H	Q	$N_\sigma^{1h\ ON}$	$N_\sigma'^{1h\ ON}$
0°	1.2	2.3	2.2	0.313	2.1×10^{-2}	2.1	4.0	4.0
30°	1.2	1.2	2.5	0.305	1.7×10^{-2}	2.35	4.7	2.3
45°	1.2	0.8	1.0	0.319	1.0×10^{-2}	3.1	5.5	1.5

TAB. 6.1: Performances des coupures ESC par bande zénithale sur un spectre simulé de gamma d'indice 2.25 au zénith. La significativité horaire est donnée pour une taux de $8.1\ \gamma.\text{min}^{-1}$ avant coupures ($N_\sigma^{1h\ ON}$), et pour des taux de 8.1 , 4.1 et $2.1\ \gamma.\text{min}^{-1}$ ($N_\sigma'^{1h\ ON}$) pour chaque angle zénithal

Une interpolation polynomiale des valeurs de N_W et N_L en fonction de l'angle zénithal (en degré) donne :

$$\begin{aligned}
 N_W &= 2.3 - 7.2 \times 10^{-2} Zen + 6.7 \times 10^{-4} Zen^2 \\
 N_L &= 2.2 + 4.8 \times 10^{-2} Zen - 1.7 \times 10^{-3} Zen^2
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

Désormais les coupures ESC seront définies par les relations 6.2 et par $N_\alpha = 1.2$ avec les paramétrisations données par 6.1 et 6.3, et par la coupure en charge $Q_{TOT} \geq 30\ \text{p.e.}$

A titre d'exemple, on obtient une significativité de $N_\sigma^{1h\ ON}$ égale à 2.0 et une valeur de κ_γ égale à 25% pour un spectre d'indice 2.55 à 30° du zénith et pour un taux de $4.1\ \gamma.\text{min}^{-1}$ avant coupures, ce qui est relativement proche des principales caractéristiques de l'émission de la nébuleuse du Crabe.

J'ai utilisé ici un spectre de gamma en $E^{-2.25}$ pour définir les coupures ESC. Pour un jeu de coupures donné, la sensibilité du détecteur varie avec l'indice spectral, ce qu'illustre la figure 6.6-b. Cette variation de la sensibilité s'explique par le fait que les ESC optimisées avec un spectre en $E^{-2.25}$ rejète une certaine proportion

Partie II, La discrimination gamma/hadron

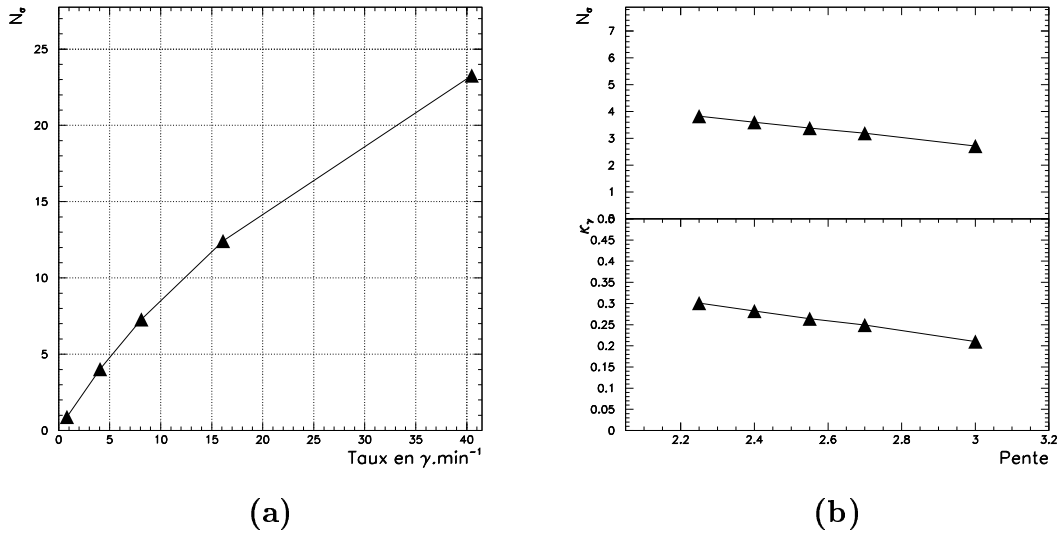


FIG. 6.6: (a) : Evolution de la significativité horaire $N_\sigma^{1h ON}$ en fonction du taux de γ avant coupures pour un spectre d'indice 2.25 à 0° ; (b) : Variation de $N_\sigma^{1h ON}$ et de l'efficacité γ κ_γ en fonction de l'indice choisi pour le spectre de γ , et ce pour un taux de $8.1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures et à 0° .

p d'évènements de faible énergie². Lorsque l'indice augmente, la proportion d'évènements de basse énergie dans le lot de gamma augmente. Et comme p est constant, la proportion d'évènements total qui passent les coupures diminuent. Ainsi, dans la gamme d'indice spectral usuel pour des sources gamma (de -2.3 pour les restes de supernovae à -3.5 pour les blazars lointains), la variation relative de la sensibilité horaire est de l'ordre de 30%. Idéalement, il faut tenir compte du spectre de la source pour avoir des coupures les plus efficaces possibles. Un exemple d'adaptation des coupures pour une source de fort indice, c'est-à-dire pour un spectre très mou, est traité dans le paragraphe 6.4.

La sensibilité dépend évidemment du flux des sources (Cf. la figure 6.6-a). Elle varie au premier ordre avec la racine du flux de gamma lorsque celui-ci est important (voir la définition de N_σ). Pour de faible flux, elle varie proportionnellement avec le flux. Néanmoins, l'optimisation d'un jeu de coupures ne dépend pas du flux d'une source et on peut montrer que si un jeu de coupures donne une significativité plus importante qu'un autre jeu pour un flux donné, alors ce jeu donne toujours une significativité supérieure dans une gamme raisonnable de flux.

Mais avant de sélectionner ces coupures pour la recherche de sources faibles, nous comparons leurs performances avec celles des coupures issues de la méthode standard utilisée jusqu'ici par la collaboration, la méthode du χ^2 .

²Les évènements de faible énergie ont les plus grandes fluctuations. Ils subissent donc plus fortement les coupures.

6.2 La méthode du χ^2

Cette méthode a été développée par S. Lebohec [117] et a été améliorée au fil du temps [9, 148]. Je n'y ai apporté aucune amélioration. Je vais la décrire brièvement, car elle constitue la méthode d'analyse *standard* de CAT. Elle servira par la suite de méthode référence pour comparer les méthodes d'analyse entre elles lorsque la source sera ponctuelle et de position connue.

6.2.1 Analyse des images de gerbes grâce à un modèle théorique

Le principe de cette méthode est de comparer les images réelles de gerbes à des images théoriques moyennes de gamma, afin d'estimer les caractéristiques du gamma primaire. Ces caractéristiques sont :

- l'énergie du gamma, $\widetilde{E_B}$,
- sa direction originelle en coordonnées Ascension droite / Declinaison, $(\mathbf{RA}, \mathbf{Dec})$, ou en azimuth / elevation, $(\mathbf{az}, \mathbf{el})$, ou sa projection dans le plan de la caméra, $(\mathbf{X_F}, \mathbf{Y_F})$,
- la position du pied de gerbe définie en coordonnées polaires, (D_F^P, θ_F) .

Les images théoriques, qui dépendent de ces paramètres, sont ajustées en comparant les charges de chaque pixel de la caméra issues des images réelles, Q_i , à celles données par les modèles, $Q_i^{\text{théo}}$ (Cf. la figure 6.7). Ces modèles d'image de gamma ont été établis grâce à des modèles semi-analytiques de gerbes³ et à une simulation complète du détecteur. L'ajustement des images théoriques utilise une fonction de type χ^2 . L'erreur utilisée dans ce χ^2 dépend des fluctuations de charge dans chaque pixel pour une gerbe de γ , du bruit électronique et du bruit de fond de ciel. La fonction χ^2 est donnée par :

$$\chi^2 = \sum_{\text{Pixel } i=1}^n \frac{(Q_i - Q_i^{\text{théo}})^2}{\sigma_C^2(i) + \sigma_{\text{élec}}^2(i) + \sigma_{\text{NSB}}^2(i)}$$

où les erreurs sont données en p.e.² par :

$$\begin{aligned} \sigma_C^2(i) &= 2.7 \left(\frac{Q_i + Q_i^{\text{théo}}}{2} \right) + 0.09 \left(\frac{Q_i + Q_i^{\text{théo}}}{2} \right)^2 \\ \sigma_{\text{élec}}^2(i) &= 0.16 Q_i + \sigma_{\text{porte}}^2(i) \\ \sigma_{\text{NSB}}^2(i) &= B_i \Delta t \end{aligned}$$

³A.M. Hillas a donné une paramétrisation de la distribution des particules chargées d'une gerbe électromagnétique [98], qui sert de base pour le calcul de l'image Čerenkov moyenne des gerbes

Partie II, La discrimination gamma/hadron

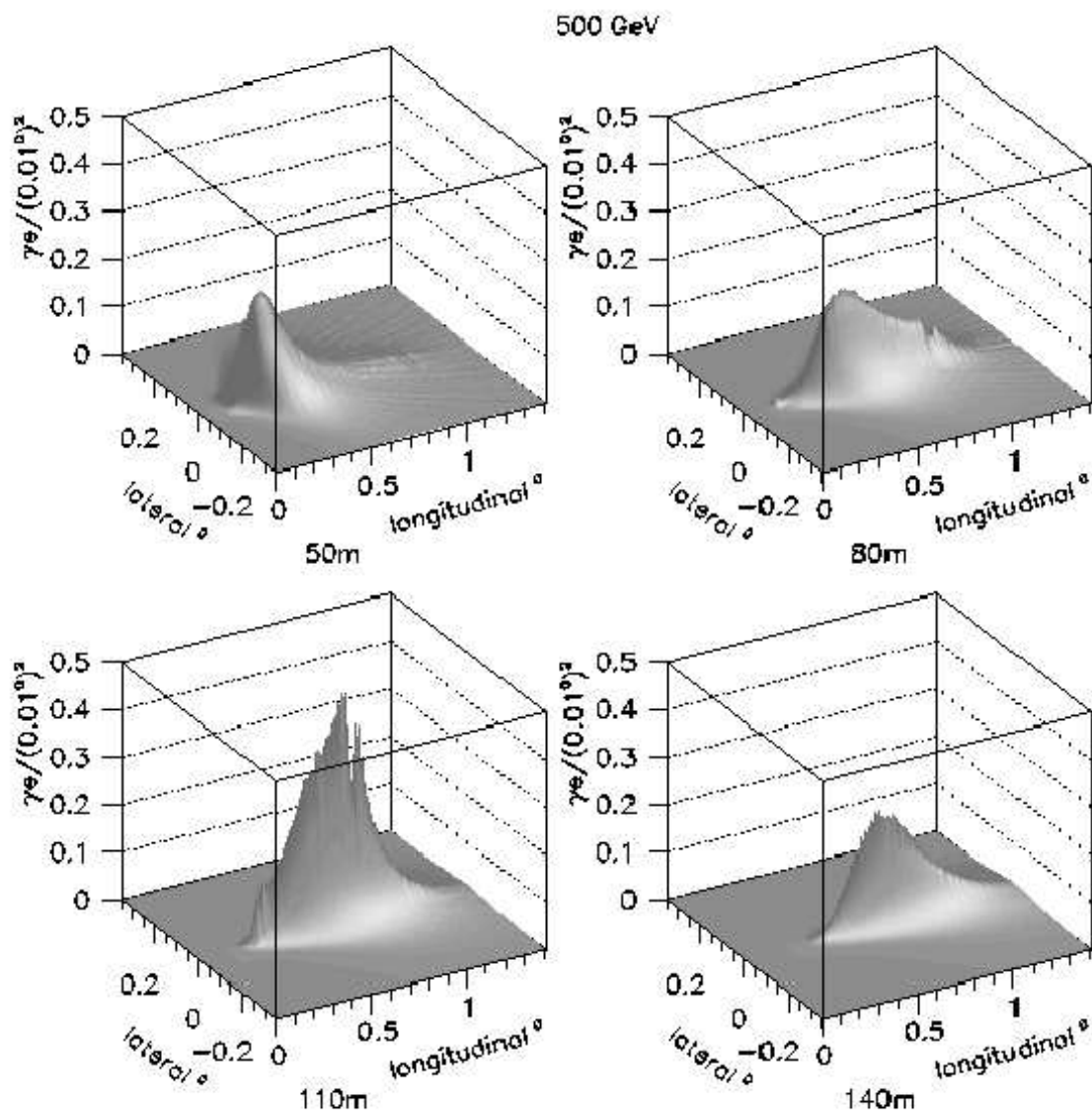
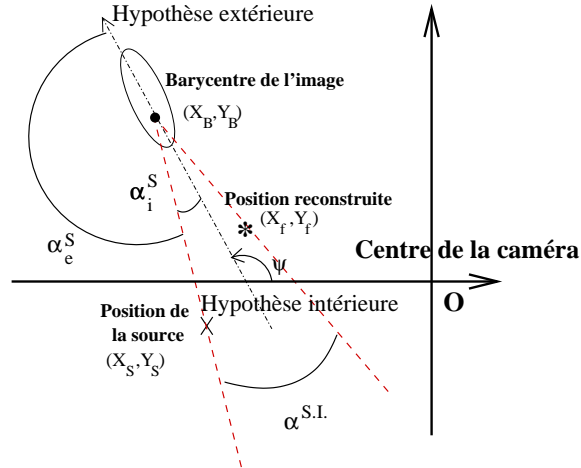


FIG. 6.7: Exemple de modèles d'image de gamma de 500 GeV au zénith pour différents pieds de gerbe (issu de [117]). Ces modèles donnent la densité de photo-électrons par $(0.01^\circ)^2$.

Les fluctuations de lumière Čerenkov, $\sigma_{\check{C}}(i)$, dont les causes ont été données dans le paragraphe 6.1.1, ont été paramétrisées empiriquement par F. Piron [148] à partir de simulations de gamma. Le terme proportionnel à Q_i dans le terme de fluctuations électroniques, $\sigma_{\text{elec}}(i)$, est dû aux fluctuations du gain des PM. σ_{porte} représente le bruit électronique introduit par l'intégration des signaux dans les convertisseurs analogique-digital. Et enfin, on introduit la variance du bruit de photons du ciel⁴, $\sigma_{\text{NSB}}(i)$. σ_{porte} et B_i sont déterminés pour chaque pixel grâce aux événements à

⁴Comme ce bruit est poissonnien, sa variance est égale à la racine carrée de sa valeur moyenne.

FIG. 6.8: Définitions de l'angle de pointé α pour la méthode standard. Lorsque l'ajustement est réalisé avec la position de source fixée, α_i^S et α_e^S sont les angles de pointé dans l'hypothèse intérieure et extérieure respectivement. Lorsque la position de source est ajustée, $\alpha^{S.I}$ est l'angle de pointé.



porte large (Cf. le paragraphe 4.3).

Après ajustement, cette méthode donne pour chaque image réelle la meilleure estimation de \widetilde{E}_B , du pied de gerbe (D_F^P, θ_F), et si la position de la source est inconnue elle donne une estimation de la direction d'arrivée du gamma (X_F, Y_F). La valeur obtenue du χ^2 permet de calculer la probabilité de χ^2 , $p(\chi^2)$, à 3 ou 5 paramètres libres suivant les informations sur la position de la source. Cette probabilité est un estimateur de la qualité de l'ajustement d'une image théorique sur une image réelle.

6.2.2 Définition et optimisation des coupures

La **discrimination gamma/hadron** utilise la grandeur $p(\chi^2)$ résultant de l'ajustement des images et la valeur α de l'orientation de l'image par rapport à la position de la source.

La définition de l'angle α n'est pas la même que celle de la méthode ESC et elle varie suivant que l'on ajuste ou pas la direction d'arrivée de l'évènement.

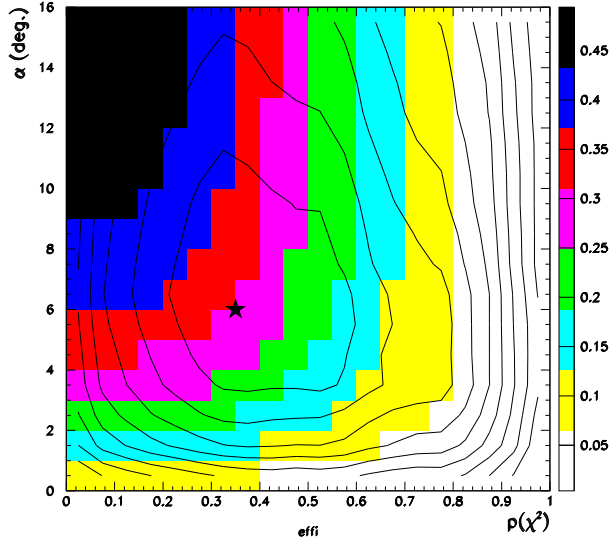
Lorsqu'on n'ajuste pas cette direction d'arrivée, c'est-à-dire que dans l'ajustement on fixe la source à sa position connue, l'angle α est défini par l'axe reliant le barycentre de l'image avec la position angulaire de la source, et par celui défini par le grand axe de l'image repéré par ψ (Cf. la figure 6.8). Ici, on suppose implicitement que la position ajustée de la source se trouve sur ce dernier axe, soit sur le demi-axe pointant vers le centre de la caméra (hypothèse intérieure) et l'angle est α_i^S , soit vers l'extérieur de la caméra (hypothèse extérieure) et l'angle est α_e^S . La position reconstruite (X_F, Y_F) choisie est celle qui donne le plus grand $p(\chi^2)$.

Lorsque la direction d'arrivée est ajustée, l'angle α est défini par l'axe reliant le barycentre et la direction ajustée, et par celui reliant le barycentre et une position supposée de source (X_S, Y_S) dont on cherche l'existence. Il est défini par $\alpha^{S.I}$ sur la figure 6.8.

Le choix des coupures sur α et sur $p(\chi^2)$ (recherche de α^{MAX} et de $p(\chi^2)^{MIN}$) a

Partie II, La discrimination gamma/hadron

FIG. 6.9: Isocontours dans le plan $(\alpha^{MAX}, p(\chi^2)^{MIN})$ de l'efficacité de γ après coupures (niveaux de gris) et de la significativité horaire (courbes) pour un spectre de γ d'indice 2.55 à 30° .



été faite en maximisant $N_\sigma^{1h ON}$ (Cf. la figure 6.9 et [148]). Un compromis a été choisi entre des sources de différents indices spectraux. Les valeurs optimisées retenues sont :

$$p(\chi^2) > 0.35 \text{ et } \alpha < 6^\circ \quad (6.4)$$

A titre d'exemple, on obtient une valeur de $N_\sigma^{1h ON}$ égale à 3.4 et κ_γ vaut 29.3% avec un spectre d'indice 2.55 à 30° du zénith et pour un taux de 4.1 $\gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures. Je rappelle que la coupure en charge est toujours valide ici ($Q_{TOT} > 30$ p.e.). On verra plus loin que pour détecter des sources faibles (à plus de 5σ) on choisira un autre jeu de coupures qui diminuera κ_γ mais qui augmentera N_σ (Cf. le paragraphe 6.4).

6.3 Comparaison des différentes méthodes

La comparaison des méthodes est importante pour choisir les coupures les plus efficaces, mais aussi pour mettre en évidence des biais relatifs. Elle est réalisée de la manière suivante. Je suppose toujours que la source est ponctuelle et de position connue. J'utilise un spectre de gamma simulés en $dN/dE \propto E^{-2.25}$, avec un taux de déclenchement de 8.1 $\gamma \cdot \text{min}^{-1}$. A ces gamma sont ajoutées des données réelles de fond hadronique pour construire un échantillon ON . J'utilise d'autres données de fond pour construire un échantillon OFF . La comparaison des paramètres $N_\sigma^{1h ON}$ et κ_γ pour différents angles zénithaux est donnée sur la figure 6.10.

La méthode χ^2 est la plus sensible. Elle donne une significativité horaire ~ 1.8 fois plus importante que l'autre méthode, car elle rejette beaucoup plus de hadrons que la méthode ESC tout en gardant quasiment la même fraction de gamma, c'est-à-dire $\sim 28\%$. Ce résultat confirme bien que cette méthode, utilisant plus d'informations sur les images (la charge de chaque pixel), est statistiquement plus fine et plus pré-

6.3 Comparaison des différentes méthodes

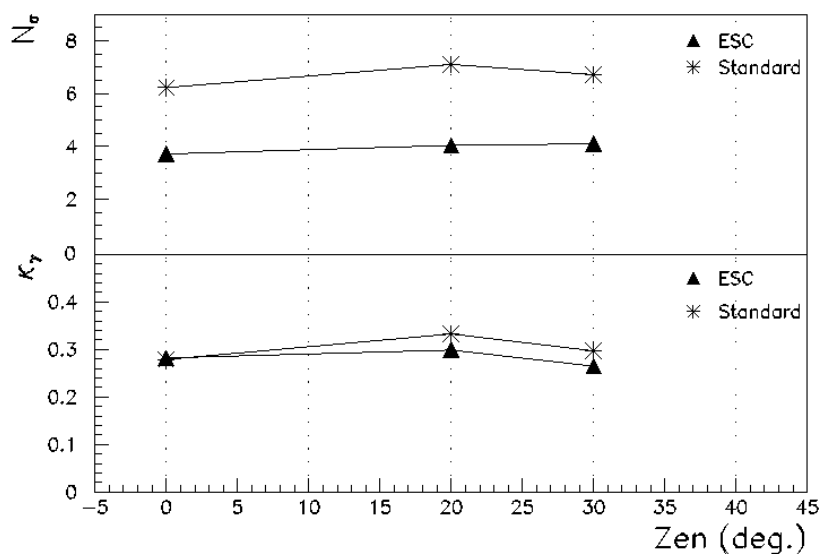


FIG. 6.10: Evolution de la significativité horaire $N_\sigma^{1h ON}$ et de l'efficacité gamma κ_γ en fonction de Zen pour un spectre d'indice 2.25 et un taux de γ avant coupures de $8.1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ pour chaque angle zénithal. Les triangles correspondent aux coupures ESC et les étoiles aux coupures standards.

cise. L'estimation de la résolution en énergie donnée par la méthode χ^2 confirmera cette tendance (Cf. le paragraphe 11.2).

La comparaison des différentes analyses sur les données réelles de la nébuleuse du Crabe est donnée en figure 6.11. La première chose qui frappe dans ces figures est la différence de distribution de l'angle de pointé. Dans les deux figures, j'ai utilisé l'angle α défini pour la méthode du χ^2 . Mais la coupure en α n'a pas été appliquée pour l'analyse standard, alors que la coupure en α défini pour la méthode ESC a été appliquée pour la figure de droite.

Les analyses de ces données réelles confirment les chiffres donnés par simulation. L'analyse standard de 56.5 h de données à un angle zénithal moyen de 31° donne une significativité de 25.2σ contre $\sim 25.5\sigma$ pour nos simulations; de même l'analyse ESC des données donnent une significativité de 18.6σ contre $\sim 17.4\sigma$ pour nos simulations. Cette concordance des résultats expérimentaux et simulés montrent que les programmes Monte Carlo de simulation de gerbes de gamma et la simulation de l'instrument reproduisent assez bien la réalité. Une comparaison plus systématique des simulations a été réalisée avec des données provenant d'une forte émission du blazar Markarian 501 et elle montre un bon accord du Monte Carlo avec la réalité [148].

Pour l'analyse des sources ponctuelles de position connue, la méthode du χ^2 est la plus sensible. Nous retiendrons donc cette méthode qui donne une significativité horaire de ~ 4.4 pour une source ayant le flux et le spectre de la nébuleuse du Crabe au zénith. Elle sera systématiquement utilisée pour les sources

Partie II, La discrimination gamma/hadron

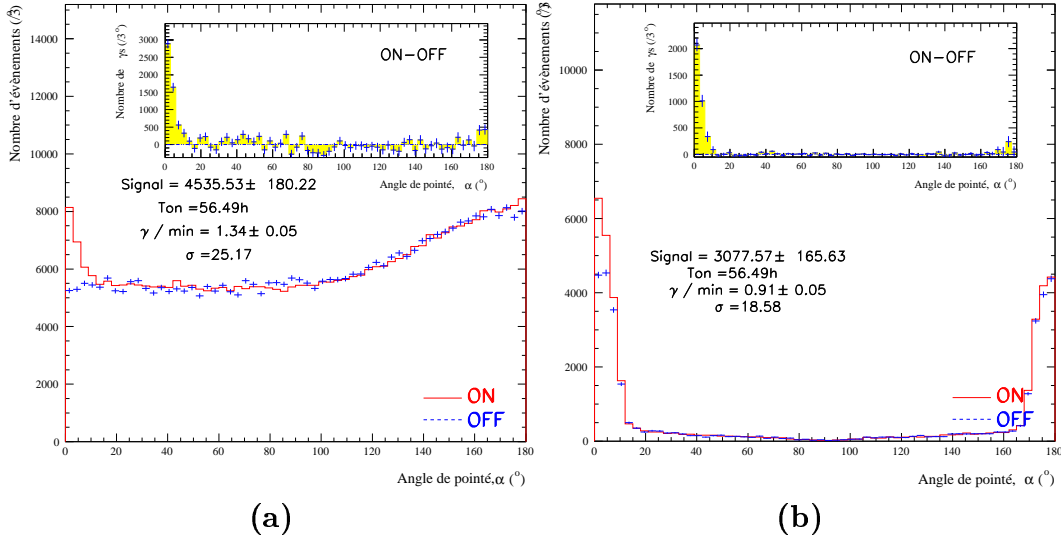


FIG. 6.11: Distribution de α de 56.5 h de données prises sur la nébuleuse du Crabe avec les coupures standards (a), et les coupures ESC (b).

ponctuelles de position connue, et ce quelque soit leur spectre en énergie. La méthode ESC nous a cependant permis de nous assurer (Cf. le paragraphe 11.2) que la méthode standard n'apporte pas de biais.

6.4 Recherche de nouvelles sources

Si l'on veut détecter des sources faibles en des temps raisonnables, il faut changer de coupures. Les limites supérieures annoncées pour l'observation de restes de supernovae ou de blazars est de l'ordre du dixième de Crabe (Cf. [81], [184], ...), qui est un flux atteignable par CAT. L'expérience HEGRA a récemment annoncé la détection du reste de supernova Cas A avec un flux de 3.3% de celui du Crabe [91] avec plus de 100 h d'observation. Ce type de flux ne peut malheureusement pas être atteint par CAT. Avec une significativité horaire de 4.4 sur une source d'indice 2.55 avec un taux de $8.1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ au zénith, une source avec un flux de 5% du Crabe sera détectée à 5σ en $T_{ON} \approx \left(\frac{5}{4.4 \times 0.05} \right)^2 \approx 515 \text{ h}$!

Les coupures standards vont être adaptées pour augmenter la sensibilité de l'analyse. Initialement, cette adaptation a été réalisée pour la recherche de signal du blazar 1ES 1426+42.8 [54] en supposant un spectre à la source d'indice ~ 2 absorbé par un modèle d'Infrarouge Intergalactique tiré de [169] et donnant sur terre un indice de ~ 3.5 . Nous verrons que ces nouvelles coupures sont peu sensibles à l'indice spectral.

Cette optimisation est réalisée par la détermination de nouvelles valeurs de α^{MAX} et $p(\chi^2)^{MIN}$, et aussi de Q_{TOT}^{MIN} qui n'intervenait pas dans le problème précédent. Elle est faite avec une procédure du même type que celle décrite en 6.1.2 pour un taux de $0.81 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$. Un spectre d'indice de 2.25 au zénith a été absorbé par une paramétrisation de fond Infrarouge Intergalactique. Comme cette procédure a

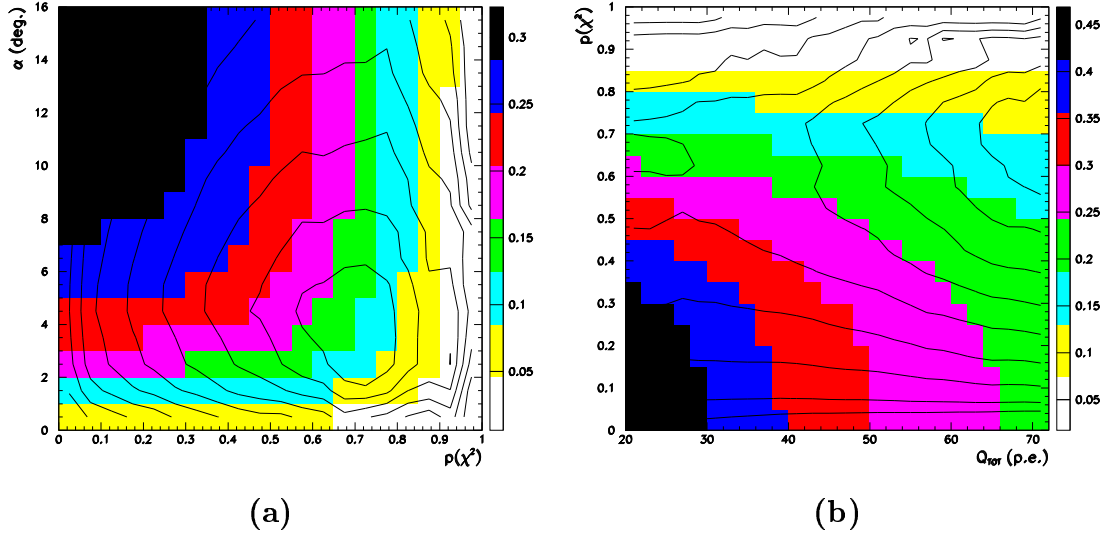


FIG. 6.12: Isocontours d'optimisation des coupures Q_{TOT}^{MIN} , $p(\chi^2)^{MIN}$ et α^{MAX} avec un spectre d'indice 2.25 au zénith absorbé par un modèle d'Infrarouge Intergalactique issu de [169], un taux de $0.81 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$; (a) : dans le plan $(\alpha, p(\chi^2))$, (b) : dans le plan $(p(\chi^2), Q_{TOT})$. Les contours de gris représentent l'efficacité gamma, et les lignes la significativité pour $T_{on}=1h$.

été réalisée pour le blazar 1ES 1426+42.8, qui se trouve à $z=0.129$, le coefficient d'absorption a été calculé pour cette distance (Cf. la figure 19.2) et il est fonction de l'énergie du gamma.

Les courbes d'isosignificativité sont données sur la figure 6.12. Les valeurs retenues sont :

$$p(\chi^2) > 0.5, \quad \alpha < 8^\circ \quad \text{et} \quad Q_{TOT} > 45 \text{ p.e.} \quad (6.5)$$

Indice	2.25 abs.	2.25	2.25	2.4
Zen	0°	0°	0°	0°
Taux de γ	$0.81 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$	$0.81 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$	$4.1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$	$0.81 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$
κ_γ^{Opti}	22.5%	26.3%	26.3%	18.5%
κ_H^{Opti}	2.0×10^{-3}	2.0×10^{-3}	2.0×10^{-3}	2.0×10^{-3}
Q^{Opti}	5.03	5.88	5.88	4.14
$N_\sigma^{1h ON^{Opti}}$	0.70	0.81	3.73	0.58
κ_γ	30.9%	33.7%	33.7%	26.0%
Q	4.28	4.6	4.6	3.6
$N_\sigma^{1h ON}$	0.60	0.66	3.16	0.51

TAB. 6.2: Performances des coupures Opti pour différents indices de spectres et de taux de $\gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures. Les performances des coupures standards sont données pour comparaison.

Partie II, La discrimination gamma/hadron

Les performances de ces coupures, que je dénommerais dorénavant *Opti*, sont données dans le tableau 6.2 pour différents spectres et différents taux de $\gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures. La deuxième colonne, qui se dénomme 2.25 abs., correspond à un spectre d'indice 2.25 absorbé par une paramétrisation de IIR pour une distance de $z=0.129$.

Les coupures Opti sont plus efficaces pour la discrimination gamma/hadron que les coupures standards, mais en contrepartie l'efficacité aux gamma est plus faible. Et ces propriétés sont valables quelque soit l'indice supposé, un spectre absorbé par l'IIR (2.25 abs.) ou un spectre typique de plérion (d'indice 2.4). Ainsi, l'étude de sources ayant un flux pas trop faible se fera avec les coupures standards, car les caractéristiques du signal seront déterminées à partir d'un seuil en énergie plus faible ($Q_{TOT} > 30$ p.e. au lieu de 45 p.e.) et avec une meilleure efficacité gamma. Et la détection de sources faibles se fera avec les coupures Opti, car elles donnent une meilleure significativité horaire.

Nous retiendrons ainsi les coupures Opti pour la recherche de source faible de position connue. Un exemple d'utilisation de ces coupures est donné dans le paragraphe 8.2.3 ou le chapitre 17. Ces coupures améliorent la significativité au dépends de l'efficacité gamma. Cependant, une fois la source mise en évidence et afin de s'affranchir de trop grandes corrections causées par une faible efficacité gamma, l'étude des caractéristiques d'un signal sera réalisée par défaut avec les coupures standards pour minimiser des biais systématiques.

Chapitre 7

Les stratégies d'observation pour les sources ponctuelles

Après avoir confirmé les performances de la méthode χ^2 par rapport à celles issues des paramètres de Hillas et après avoir optimisé les coupures pour avoir le grand $N_\sigma^{1h\ ON}$, on a cherché à améliorer les stratégies d'observation pour l'étude des sources ponctuelles. Cette recherche de nouvelles stratégies a pour but d'augmenter la significativité en tenant compte des effets de déclenchement et en augmentant le temps d'observation des sources.

Nous étudierons dans un premier temps l'influence de la position de la source dans le plan de la caméra sur le facteur de qualité. Lorsque la source se rapproche du bord de la zone de déclenchement, l'efficacité de déclenchement des gamma décroît, provoquant une baisse de la significativité.

Puis, nous avons cherché à augmenter le temps d'observation des sources puisque la significativité finale est donnée par $N_\sigma^{1h\ ON}\sqrt{T_{ON}}$. Cette augmentation du temps permet également d'augmenter la probabilité d'observer un sursaut d'activité d'une source variable. Néanmoins, l'estimation du fond hadronique est absolument nécessaire et celle-ci doit être faite avec la plus faible erreur possible, c'est-à-dire avec le plus de statistique possible.

L'optimisation du temps d'observation est réalisée par l'observation en *mode décalé* pour les sources ponctuelles, qui a débuté au début 2000. Son principe sur CAT a été développé par J.P. Tavernet et C. Renault [176] en s'inspirant sur celui développé initialement par la collaboration HEGRA en 1996 [87]. Je présenterai ici les résultats expérimentaux validants cette méthode.

Il est important de préciser maintenant que cette méthode n'est applicable que pour **l'observation des sources ponctuelles**.

Partie II, Les stratégies d'observation

7.1 Influence de la position de la source

7.1.1 Variation de l'efficacité de déclenchement

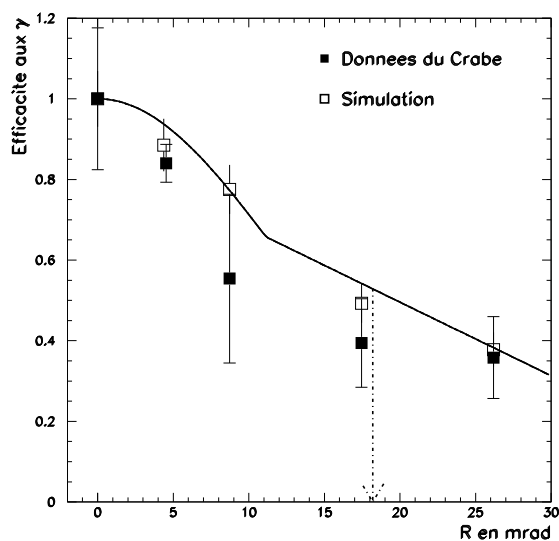
Au début de l'expérience et jusqu'en 2000, les corrections mécaniques n'étaient pas appliquées lors du pointé du télescope. Les sources se trouvaient donc décalées de l'axe optique du réflecteur. Cela introduisait une perte de sensibilité de l'instrument due au champ de vue limité de la caméra (Cf. le paragraphe 4.3).

Ainsi, une source qui se trouve n'importe où dans le champ de vue de CAT n'est pas observée de manière optimum à cause de cette perte de sensibilité. Nous étudions ici l'influence de cette perte de sensibilité sur les caractéristiques des coupures.

Celle-ci a été mesurée grâce à l'émission stable (à l'échelle de quelques années [180]) de la nébuleuse du Crabe. Durant l'hiver 2000, nous avons observé le Crabe à différentes positions de l'axe optique, qui coïncidait avec le centre de la caméra puisque les corrections mécaniques ont été prises en compte dans le pointé dès fin Janvier 2000 pour les données sur le Crabe. La position de la source dans la caméra se trouvait à une distance de 0° , 0.5° , 1° et 1.5° du centre. La perte d'efficacité des gamma détectés est donnée en figure 7.1 avec les coupures standards. Les résultats ont été ramenés à une heure de prise de données et sont normalisés par rapport au nombre d'évènements pour un décalage de 0° . La perte de sensibilité obtenue par simulations de gamma est donnée pour comparaison. L'indice du spectre simulé et son angle zénithal ne sont pas exactement ceux des données réelles, mais nous verrons que la dépendance de cette perte de sensibilité avec ces paramètres est faible.

Les grandes barres d'erreur des données expérimentales reflètent le manque de temps d'observation. Néanmoins, les données réelles semblent compatibles avec les simulations.

FIG. 7.1: Perte de signal en fonction de la distance de la source par rapport au centre de la caméra en utilisant les coupures standards. Les données ont été prises sur le Crabe à 20° du zénith, et les données Monte Carlo sont issus d'un spectre d'indice 2.55 à 30° . La flèche en pointillé correspond au bord de la zone de déclenchement.



7.1 Influence de la position de la source

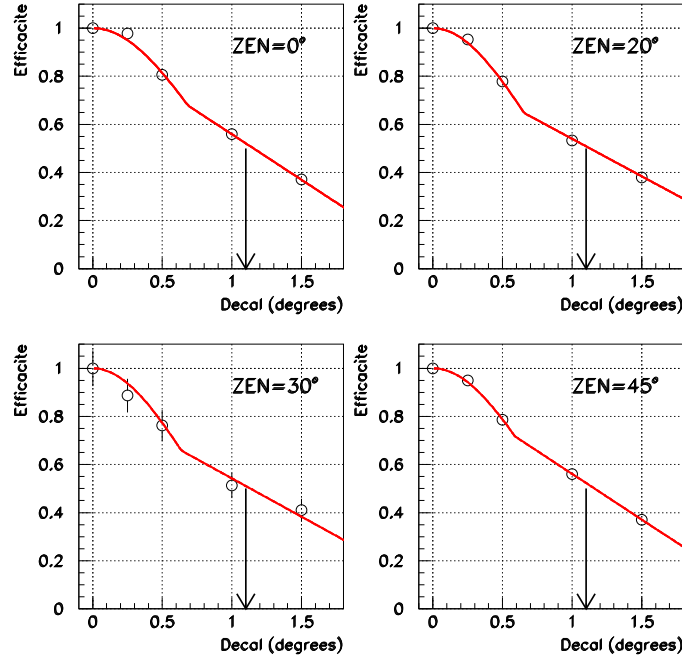


FIG. 7.2: Evolution de la perte de sensibilité sur des simulations Monte Carlo (points blancs) après les coupures *Opti* en fonction de l'angle zénithal. Les abscisses sont les décalages de la position de source en degrés et les flèches correspondent à la limite de la zone de déclenchement de la caméra. Les courbes sont le résultat de l'ajustement de cette perte.

Comme les simulations semblent être en accord avec les données réelles, celles-ci sont utilisées pour étudier la dépendance de cette perte de sensibilité avec l'angle zénithal (Cf. la figure 7.2) : la perte ne dépend apparemment pas de Zen. De plus, comme la majorité des évènements est dominée par ceux de basse énergie, on n'attend pas de forte dépendance de la perte de sensibilité avec l'indice spectral, ce que l'on a vérifié par ailleurs.

Nous avons paramétrisé la variation de la perte de sensibilité avec R par la fonction suivante :

$$P_S(R) = \max \left[\exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{R}{0.78} \right)^2 \right), 0.94 - 0.38 \times R \right] \quad (7.1)$$

où R est la distance en degrés de la position de source au centre de la caméra.

Cette paramétrisation a été obtenue par ajustement sur des données Monte Carlo d'un spectre d'indice 2.5 à différents angles zénithaux et à différents décalages en utilisant ici les coupures *Opti*¹. Le résultat est illustré sur la figure 7.2. On pourra noter

¹La recherche de sources de position inconnue et de faible flux se fera avec les coupures *Opti* et l'estimation des intensités utilisera cette paramétrisation de perte de sensibilité (Cf. le paragraphe 21.2)

Partie II, Les stratégies d'observation

qu'à la limite de la zone de déclenchement de la caméra (marquée par une flèche) la perte de sensibilité atteint un facteur de $\sim 50\%$ quelque soit l'angle zénithal.

7.1.2 Variation de la significativité

La perte précédentes d'évènements, même si le facteur de qualité reste constant, va entrainer une perte de significativité. La variation des performances des coupures STD en fonction de la distance de la source au centre de la caméra est donnée sur le tableau 7.1. La première colonne indique le rapport du nombre d'évènements déclenchant la caméra N_γ^d sur celui à 0° . L'efficacité de déclenchement chute rapidement avec la distance de la source R du centre de la caméra, car les images sortent de plus en plus de la zone de déclenchement.

L'efficacité des coupures augmente avec R comme le montre l'augmentation de Q. Une étude plus détaillée montre que l'ajustement $p(\chi^2)$ d'images théoriques est plus efficace sur les gamma quand la distance augmente, car la coupure $p(\chi^2)$ supprime une fraction décroissante d'images.

La combinaison de ces deux effets conduit à **une baisse de la significativité lorsque la position de la source s'éloigne du centre de la caméra.**

R	$N_\gamma^d/N_\gamma^d(0^\circ)$	κ_γ	κ_H	Q	$N_\sigma^{1h ON}$
0°	1.0	31.4%	5.2×10^{-3}	4.3	5.6
0.25°	93.7%	33.7%	5.4×10^{-3}	4.6	5.4
0.5°	74.6%	34.2%	4.5×10^{-3}	5.1	4.9
1°	48.9%	35.8%	4.4×10^{-3}	5.4	3.45
1.5°	27.4%	42.0%	4.4×10^{-3}	6.3	2.4

TAB. 7.1: Variation des performances des coupures STD avec la distance de la source au centre de la caméra (R) pour une source simulée au zénith d'indice 2.25 et avec un taux de $8.1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures.

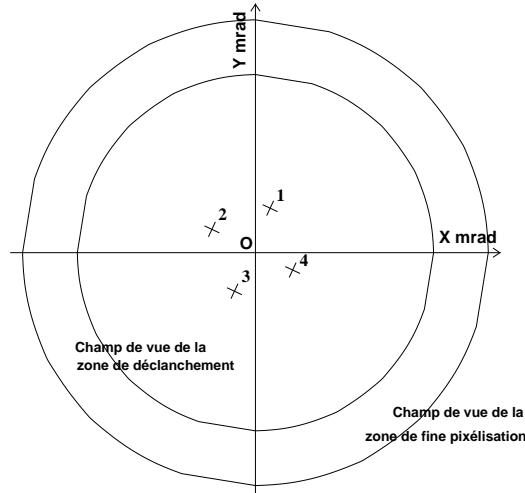
L'étude des sources ponctuelles de position inconnue ou celle des sources étendues par le télescope CAT sont rendues difficiles par cette perte de sensibilité. L'expérience HESS a une caméra avec une sensibilité plate sur 1.5° de rayon [113], ce qui facilite la recherche de sources étendues (telles que les restes de supernovae ou une émission gamma diffuse).

7.2 L'observation en *mode décalé*

7.2.1 Principe du *mode décalé*

Le principe d'optimisation du temps d'observation repose sur la prise de données simultanée du *ON* et du *OFF*. La zone de déclenchement de la caméra est suffisamment large pour permettre cette observation simultanée, à condition que la source soit ponctuelle. Comme la zone de déclenchement n'a pas une sensibilité constante

FIG. 7.3: Principe de l'observation en *mode décalé* : la source est placée à la position 1 par exemple ; la position symétrique par rapport à 0, la position 3, sert à estimer le fond hadronique.



(Cf. le paragraphe précédent), la position de la source dans la caméra est placée à une distance constante du centre physique 0 de la caméra. La position symétrique par rapport à 0 sert à estimer le fond hadronique (Cf. la figure 7.3). La distribution de l'angle de pointé α pour l'échantillon ON est calculée par rapport à la position réelle de la source. Celle de l'échantillon OFF est calculée par rapport à la position symétrique par rapport à 0 (Cf. la figure 7.4). Ainsi, les données ON et OFF sont prises avec la même sensibilité si la caméra est homogène. De plus, cette méthode assure que les données ON et OFF sont prises dans les mêmes conditions météorologiques et avec la même configuration de détecteur.

Nous allons comparer les performances induites par cette stratégie d'observation par rapport à certaines autres. Je note N_γ^{1h} et N_h^{1h} le nombre de γ et d'événements *hadroniques* attendus en une heure d'observation après coupures. Je suppose ici que N_h^{1h} est très grand devant N_γ^{1h} et je fixe le temps d'observation total à 1 heure.

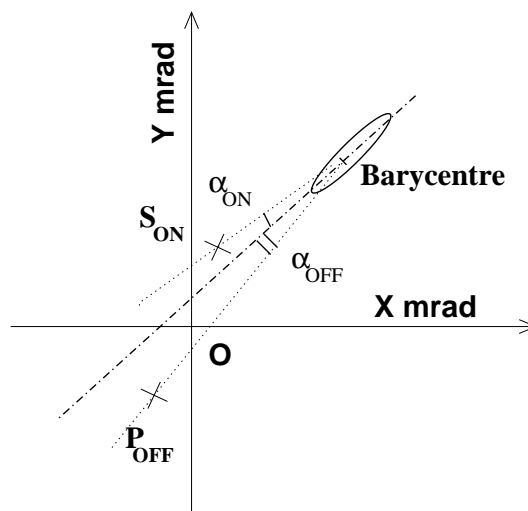
1. Si une prise de données ON est suivie de celle de données OFF , on attend $\frac{N_\gamma^{1h}}{2}$ gamma avec une significativité de $N_\sigma = \frac{N_\gamma^{1h}/2}{\sqrt{N_\gamma^{1h}/2 + N_h^{1h}/2 + 1^2 \times N_h^{1h}/2}} \approx \frac{N_\gamma^{1h}}{\sqrt{N_h^{1h}}} \times \frac{1}{2}$.
2. Généralement, la base de données de CAT comporte deux fois plus de ON que de OFF . On attend donc $\frac{2 \times N_\gamma^{1h}}{3}$ gamma avec une significativité de $N_\sigma = \frac{2 \times N_\gamma^{1h}/3}{\sqrt{2 \times N_\gamma^{1h}/3 + 2 \times N_h^{1h}/3 + 2^2 \times N_h^{1h}/3}} \approx \frac{N_\gamma^{1h}}{\sqrt{N_h^{1h}}} \times \frac{\sqrt{2}}{3}$.
3. Si on observe en *mode décalé*, on attend N_γ^{1h} gamma avec une significativité de $N_\sigma = \frac{N_\gamma^{1h}}{\sqrt{N_\gamma^{1h} + N_h^{1h} + 1^2 \times N_h^{1h}}} \approx \frac{N_\gamma^{1h}}{\sqrt{N_h^{1h}}} \times \frac{1}{\sqrt{2}}$.

Par conséquent, la stratégie qui semble apporter la plus grande statistique et la plus grande significativité horaire est l'observation en *mode décalé*. De surcroît, elle permet une meilleure couverture temporelle des sources variables.

Ce raisonnement est valable si les coupures choisies sont exactement les mêmes pour ces différentes stratégies. Dans la réalité, des coupures supplémentaires sont

Partie II, Les stratégies d'observation

FIG. 7.4: Schéma illustrant l'ambiguïté de l'origine d'une image entre la position ON, S_{ON} , et la position OFF, P_{OFF}



nécessaires pour le *mode décalé* (voir le paragraphe suivant) qui élimine quelques pourcents d'évènements par rapport aux coupures standards. Il faut tenir compte en plus de la perte de sensibilité due au décalage de la source (Cf. le paragraphe 7.1).

Pour ne pas créer de biais avec cette méthode, il faut s'assurer que la sensibilité de la caméra est identique à une même distance du centre physique de la caméra pour que l'estimation du fond hadronique faite avec les *OFF* reflète le fond des données *ON*. La procédure de vérification est la suivante.

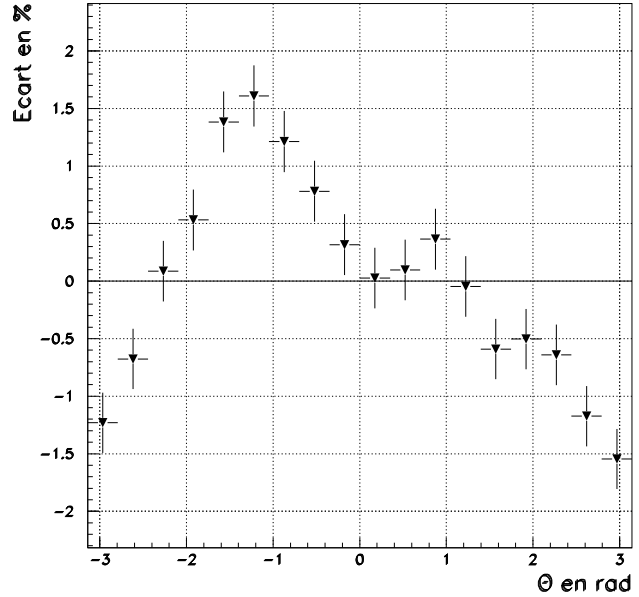
Nous avons cherché le barycentre \tilde{O} des barycentres des images. Il se trouve à moins de 1 mrad du centre de la caméra. Il pourrait résulter de la distribution des PM éteints à cause d'étoiles ou de mal-fonctionnement. Puis nous avons défini 18 directions repérées par un angle θ . Nous avons défini sur ces directions des sources fictives situées à 5 mrad de \tilde{O} . Pour ces différentes sources nous avons calculé le nombre d'évènements passant les coupures $\alpha < 6^\circ$, $Q_{TOT} > 30$ p.e. et leur barycentre dans la zone de déclenchement. L'écart de ces nombres par rapport à leur valeur moyenne représente l'inhomogénéité de la caméra par secteur angulaire.

La distribution des écarts a été calculée sur ~ 80 h de données prises sur le Crabe en mode décalé après mi 2000 et elle est représentée sur la figure 7.5. Ces données contiennent le signal émis par le Crabe, mais comme la coupure en $p(\chi^2)$ n'est pas appliquée le rapport S/B est de l'ordre de $\sim 7 \times 10^{-3}$ avec les coupures sur la charge et sur la distance des évènements. A la vue de ce résultat, la caméra semble donc homogène à mieux de 2%, ce qui est très convenable.

Ainsi, **après Juillet 2000 la réponse de la caméra semble homogène à mieux de 2%**. La présence de PM éteints décale légèrement le centre de gravité des barycentres des images dans la caméra.

Afin d'essayer de contrôler des biais systématiques sur la réponse de la caméra, l'observation en *mode décalé* est réalisée avec différentes positions de source dans le plan de la caméra. On pointe successivement le télescope vers la position de la source observée décalée de ± 5 mrad en Déclinaison ou de l'Ascension Droite nécessaire

FIG. 7.5: Inhomogénéité de la caméra après mi 2000 pour des données prises sur le Crabe



pour que la source se trouve à ± 5 mrad du centre de la caméra sur l'axe projeté des Ascension Droite. La comparaison des données prises dans ces quatre positions est présentée dans le paragraphe suivant.

7.2.2 Performances du *mode décalé*

Comme les sources se trouvent décalées par rapport au centre de la caméra, une perte de sensibilité aux gamma est attendue (Cf. la paragraphe 7.1). De plus, dans le cadre des coupures standards, certaines images ont un angle α inférieur à 6° pour les deux positions *ON* et *OFF* (Cf. la figure 7.4). Ces angles α_{ON} et α_{OFF} sont issus d'un ajustement des images théoriques en supposant la position de source connue et fixée respectivement en S_{ON} et P_{OFF} . Pour éviter l'ambiguïté sur l'origine de cet évènement, une coupure supplémentaire sur l'angle d'orientation α_{OFF} est ajoutée aux coupures standards.

Ces coupures sont définies dans le tableau 7.2 : $p(\chi_{ON}^2)$ est la meilleure probabilité entre l'hypothèse intérieure et extérieure (Cf. le paragraphe 6.2.2) en fixant la position de la source en S_{ON} , et $p(\chi_{OFF}^2)$ est la meilleure probabilité entre l'hypothèse intérieure et extérieure en fixant la position de la source en P_{OFF} . α_{ON} et α_{OFF} sont définis sur la figure 7.4.

A cause de ces coupures supplémentaires et à cause de la position plus excentrée des sources par rapport au centre de la caméra (5 mrad au lieu de ~ 4.2 mrad), la significativité horaire $N_\sigma^{1h ON}$ doit être plus faible que celle des observations standards. De plus, une certaine contamination de gamma demeure dans les données *OFF* (des gamma avec $\alpha_{ON} > 6^\circ$ et $\alpha_{OFF} < 6^\circ$) générant un biais. Les performances de ces coupures sont estimées avec un spectre simulé en loi de puissance d'indice

Partie II, Les stratégies d'observation

	Q_{TOT} Min. en p.e.	$p(\chi^2_{ON})$ Min.	$p(\chi^2_{OFF})$ Min.	α_{ON}	α_{OFF}
Pour la position <i>ON</i>	30	0.35	0	$< 6^\circ$	$> 6^\circ$
Pour la position <i>OFF</i>	30	0	0.35	$> 6^\circ$	$< 6^\circ$

TAB. 7.2: Définitions des coupures standards pour le mode *décalé*

2.55 à 30° du zénith et pour un taux de $4.1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures.

On obtient une efficacité gamma $\kappa_\gamma \approx 25\%$, un facteur de qualité de $Q=3.78$ et une significativité horaire de $N_\sigma^{1h ON} = 3.22$. Le tableau 7.3 résume les performances des différentes coupures utilisées jusqu'ici.

	κ_γ	Q	$N_\sigma^{1h ON}$
Observation <i>ON</i> / <i>OFF</i>			
Coupures standards	29.3%	3.64	3.4
Coupures ESC	25%	1.92	2.0
Coupures Opti	22.2%	4.03	3.66
Observation en mode <i>décalé</i>			
Coupures <i>mode décalé</i>	25%	3.78	3.22

TAB. 7.3: Résumé des principales caractéristiques des coupures étudiées pour un spectre simulé en loi de puissance d'indice 2.55 à 30° du zénith et pour $4.1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures avec $\beta \sim 1$.

On pourra noter que les coupures en *mode décalé* donne une significativité horaire plus faible que les coupures standards pour une source ayant les caractéristiques du Crabe. Mais en une heure de prise de données, la stratégie d'observation standard conduit à une significativité par heure d'observation (en supposant une équipartition des temps *ON* et *OFF*) de $\sim 3.4/\sqrt{2} = 2.4$ contre 3.2 avec le *mode décalé*. Ainsi, la perte d'efficacité due aux coupures supplémentaires est éliminée par le plus grand temps d'observation. De plus, ce mode d'observation permet de réduire les systématiques dues aux conditions d'observation et d'avoir un meilleur échantillonnage temporel de la source.

Nous concluons que la stratégie d'observation en *mode décalé* conduit à une meilleure significativité que la stratégie *ON/OFF* usuelle², car on ne perd pas de temps à observer des *OFF*.

7.2.3 Validation de la méthode sur les données du Crabe

Depuis début 2000, la nébuleuse du Crabe est observée en mode décalée. Je vais présenter ici les résultats d'extraction du signal de ces données, afin de valider cette

²c'est-à-dire l'observation de la source suivie de celle du *OFF*, sans tenir compte des corrections mécaniques lors du pointé du télescope

méthode d'observation.

Le tableau 7.4 présente les résultats de l'extraction du signal des données prises avec un décalage de 5 mrad sur la caméra dans la direction projetée des Ascension Droite (pr5), de -5 mrad le long de cette direction (mr5), de 5 mrad en Déclinaison (pd5) et de -5 mrad en Déclinaison (md5). L'angle zénithal est dans tous les cas inférieur à 28° afin d'avoir la même réponse instrumentale entre les quatre positions.

	T_{ON}	N_γ	taux de $\gamma.\text{min}^{-1}$	$N_\sigma^{1h\ ON}$
MD 5	7.7h	611 ± 66.8	1.33 ± 0.15	3.30
MR 5	8.7h	750 ± 73	1.44 ± 0.14	3.50
PD 5	7.0h	567 ± 66.3	1.36 ± 0.16	3.24
PR 5	7.9h	507 ± 69.2	1.08 ± 0.15	2.61

TAB. 7.4: Résultats de l'extraction du signal des données du Crabe prises en *mode décalé* avec un angle zénithal inférieur à 28°

Il apparait que les quatre positions donnent à peu près le même taux de gamma par minute dans la limite des statistiques disponibles. Le plus grand écart (entre les positions mr5 et pr5) n'est pas significatif avec 1.64σ . De plus, les significativités horaires mesurées semblent compatibles avec celle estimée par simulation ($N_\sigma^{1h\ ON} = 3.22$).

Néanmoins, des études détaillées montrent que la position pr5 possède systématiquement un taux de $\gamma.\text{min}^{-1}$ et une significativité horaire inférieurs à ceux des autres positions. Dans le lot de données présenté ici, le taux de pr5 est inférieure de $\sim 27.8\%$ à celui des autres positions, dont le taux moyen est $1.38 \pm 0.10 \gamma.\text{min}^{-1}$. Cette apparente baisse n'est statistiquement pas significative, mais elle apparait de façon systématique. L'examen détaillé des données de la position pr5 ne montre aucune particularité sur la stabilité du détecteur, sur la météo, ... Par ailleurs, le nombre de voies éteintes des données pr5 est sensiblement le même que celui des autres positions. Mais la disposition des voies éteintes, qui a une influence sur le déclenchement, pourrait peut-être expliquer cette perte de signal³. Un défaut de pointé du télescope pourrait également l'expliquer. Cette hypothèse n'a pas encore été vérifiée par manque d'une caméra CCD observant le ciel⁴ et un recherche de décalage éventuel est en cours.

Par conséquent, **l'observation en *mode décalé* conduit aux mêmes caractéristiques de l'émission du Crabe pour les positions md5, mr5 et pd5.** La position pr5 est caractérisée par une perte de signal non-significative mais systématique de 28% par rapport aux autres positions, dont nous cherchons toujours à comprendre l'origine.

³En particulier, l'étoile ζ_r qui a une magnitude de ~ 3 dans le visible éteint des PM à $\sim 1^\circ$ de la nébuleuse, c'est-à-dire près des barycentres des images.

⁴En effet, l'observation simultanée du ciel et de la caméra par deux caméras CCD permettait de connaître précisément la direction visée. Mais ces caméras ne sont plus en état de marche.

Partie II, Les stratégies d'observation

Chapitre 8

Une nouvelle approche d'extraction du signal : le maximum de vraisemblance

Dans le travail précédent, nous avons montré que le choix des coupures et de la stratégie d'observation est importante pour obtenir la meilleure sensibilité du détecteur. L'utilisation de modèles analytiques d'images permet de gagner un facteur 1.8 sur la significativité horaire par rapport à la méthode ESC tout en gardant un taux de gamma voisin (Cf. le tableau 7.3) lorsque la position de la source est connue.

Il est intéressant de noter que les coupures sont plus efficaces lorsqu'on utilise plus d'informations sur les images. Or de nombreux paramètres ne sont pas utilisés pour extraire le signal, comme la position ajustée, la distance estimée du pied de gerbe, ... Par ailleurs, dans la méthode *ON-OFF* l'erreur que l'on fait sur la détermination du signal dépend des fluctuations sur le *ON* et sur le *OFF*. On peut réduire les fluctuations sur le *OFF* sans diminuer le temps d'observation sur le *ON* en créant un modèle de fond hadronique.

La méthode présentée ici tient compte des deux remarques précédentes. Dans la chaîne de traitement de données, elle est utilisée après l'analyse des images par la méthode du χ^2 (qui est la méthode d'analyse d'images la plus efficace et dont il utilise les informations reconstruites de chaque image), et elle remplace la soustraction *ON-OFF* en utilisant les résultats de l'analyse des images. Cette méthode est bien plus générale que la soustraction *ON-OFF*, car elle permet une analyse statistique des données pour les sources étendues et pour des sources de position inconnue. Elle est donc très bien adaptée au détecteur HESS, qui va observer intensivement le plan galactique.

Le travail réalisé ici a pour objectif de montrer les avantages de cette méthode sur celle de la soustraction *ON-OFF*. La comparaison sera faite dans le cas d'une source ponctuelle de position connue et en utilisant le même type de coupures que les coupures standards.

Nous décrirons la méthode de maximum de vraisemblance et nous donnerons

Partie II, Maximum de vraisemblance

ses propriétés. Puis, nous nous assurerons que cette méthode n'introduit pas de biais sur des données réelles et qu'elle est plus efficace pour extraire le signal que la soustraction *ON-OFF*. Enfin, nous utiliserons cette méthode pour la recherche de source de position inconnue.

8.1 Principe du maximum de vraisemblance

L'excès de signal $\widetilde{\mathbf{N}}_\gamma$ et de la position de l'éventuelle source $\vec{\mathbf{S}}$ sont les variables à déterminer. Les données sont caractérisées par les paramètres suivants :

- les informations reconstruites de chaque image de gerbe :

$\vec{S}_F^i = (X_F^i, Y_F^i)$ la position de source reconstruite,
 θ_F^i la direction du pied de gerbe (définie page 61)

- les informations du détecteur :

$\vec{O}^i = (X_0^i, Y_0^i)$ la position visée issue des corrections mécaniques,
 Zen l'angle zénithal.

$\widetilde{\mathbf{N}}_\gamma$ et $\vec{\mathbf{S}} = (\widetilde{X}_S, \widetilde{Y}_S)$ sont estimés en maximisant la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\{\vec{S}_F^i\} | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \{\vec{O}^i\}, \{\theta_F^i\})$ par rapport à ces paramètres. La position ajustée de source dans le ciel est estimée à partir de sa position dans le plan de la caméra ($\vec{\mathbf{S}}$) et de l'axe optique du telescope (\vec{O}^i). La fonction de vraisemblance est définie par :

$$\mathcal{L}(\{\vec{S}_F^i\} | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \{\vec{O}^i\}, \{\theta_F^i\}) = \prod_{i=1}^{N_{TOT}} p(\vec{S}_F^i | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{O}^i, \theta_F^i),$$

où N_{TOT} est le nombre total d'évènements après les coupures dans l'échantillon considéré, et p est la densité de probabilité de chaque évènement. Par définition, les densités de probabilités doivent être normalisées à un sur l'espace des positions reconstruites (X_F, Y_F) .

Cette définition de la vraisemblance nous permet de nous affranchir de la connaissance des distributions $\{\theta_F^i\}$ et $\{\vec{O}^i\}$ données par l'expérience. Il s'agit donc d'une *vraisemblance conditionnelle*.

Les conditions de maximisation sont données par la nullité des dérivées partielles de la vraisemblance par rapport à chaque variable ω_j à estimer :

$$\forall j \quad \frac{\partial \mathcal{L}(\vec{S}_F^i | \{\omega_j\}, \dots)}{\partial \omega_j} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \ln \mathcal{L}(\vec{S}_F^i | \{\omega_j\}, \dots)}{\partial \omega_j} = 0, \quad (8.1)$$

car le maximum de la fonction \mathcal{L} et $\ln \mathcal{L}$ est le même. Ces conditions supposent bien évidemment que ces dérivées partielles existent.

8.1 Principe du maximum de vraisemblance

Explicitons maintenant la densité de probabilité p de chaque évènement. Comme l'ensemble des évènements gamma $\{\gamma\}$ et l'ensemble des autres types d'évènements $\{h\}$, que je dénomme *hadron*, forment une partition de l'ensemble des évènements, cette densité de probabilité peut se réécrire en :

$$p(\vec{S}_F^i | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i) = p(\gamma | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i) \times p(\vec{S}_F^i | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i, \gamma) + \\ p(h | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i) \times p(\vec{S}_F^i | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i, h).$$

Chacune des densités de probabilité est définie comme suit.

$p(\gamma | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i)$ est la probabilité d'observer un gamma. Lorsque l'image d'une source ponctuelle est au centre ou proche du centre de la caméra, cette probabilité est indépendante de θ_F^i et vaut $\widetilde{\mathbf{N}}_\gamma/N_{TOT}$. Lorsque cette position est éloignée du centre, cette probabilité n'est plus indépendante de θ_F^i à cause de la taille finie de la zone de déclenchement ; on peut tenir compte de son évolution avec θ_F^i . Dans la suite, comme nous nous intéresserons essentiellement à des sources ponctuelles près du centre de la caméra, on supposera $p(\gamma | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i)$ indépendant de θ_F^i .

$p(\vec{S}_F^i | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i, \gamma)$ est la probabilité qu'un gamma provienne de la direction \vec{S}_F^i . Cette probabilité est la convolution du profil d'intensité de la source avec la PSF¹ qui donne la répartition des positions reconstruites pour une source ponctuelle. Si la source est ponctuelle, $p(\vec{S}_F^i | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i, \gamma)$ est égale à la PSF.

$p(h | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i)$ vaut $1 - p(\gamma | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i)$, car les ensembles $\{\gamma\}$ et $\{h\}$ forment une partition de l'ensemble des évènements.

$p(\vec{S}_F^i | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{\mathcal{O}}^i, \theta_F^i, h)$, que je dénomme la probabilité *hadron*, représente la distribution des positions reconstruites des évènements *hadroniques*, c'est-à-dire qui ne sont pas des γ . Le détail de cette distribution est décrite dans le paragraphe 8.1.2.

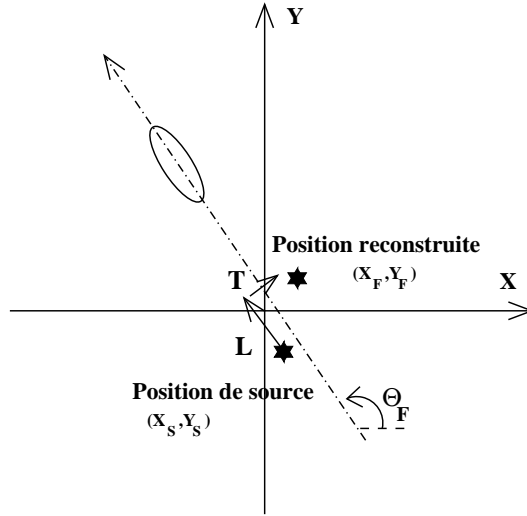
8.1.1 La probabilité gamma

La probabilité gamma est déterminée par simulation Monte Carlo de spectres de gamma pour une source ponctuelle. Pour chaque évènement, la position reconstruite (X_F^i, Y_F^i) est comparée à la position réelle de la source dans le plan de la caméra. Je définis les erreurs longitudinales L^i et transverses T^i comme les coordonnées de la position reconstruite dans le repère orthogonal centré sur la position réelle de la source $\vec{\mathbf{S}} = (\widetilde{X}_S, \widetilde{Y}_S)$, d'axe des abscisses la direction de pied de gerbe définie par l'angle orienté θ_F^i et d'axe des ordonnées la direction orthogonale dans le sens direct (Cf. la figure 8.1). Le passage des coordonnées (X_F^i, Y_F^i) à (L^i, T^i) est réalisée par une rotation d'angle $-\theta_F^i$ et centrée en $(\widetilde{X}_S, \widetilde{Y}_S)$.

¹en anglais Point Spread Function

Partie II, Maximum de vraisemblance

FIG. 8.1: Définition des erreurs longitudinales et transverses de la position reconstruite



Pour la caméra de CAT dont la réponse est homogène autour de son centre physique (Cf. le paragraphe 7.2), il est raisonnable de supposer que la distribution de (L, T) est la même quelque soit l'angle θ_F^i . La direction du pied de gerbe ajustée ne sert alors que pour le changement de repère.

Les distributions des erreurs longitudinales et transverses, qui forment la PSF de l'instrument, sont représentées sur la figure 8.2 pour un spectre de gamma d'indice de 2.7 au zénith. Elles ont été réalisées avec les événements passant les coupures suivantes :

$$Q_{TOT} > 30 \text{ p.e.}, p(\chi^2) > 0.35 \text{ en fixant la position de source et}$$

$$\sqrt{(X_F^i - \widetilde{X}_S - X_0^i)^2 + (Y_F^i - \widetilde{Y}_S - Y_0^i)^2} < 13 \text{ mrad.}$$

La coupure en α n'est plus utile. En effet, elle servait à sélectionner les événements qui pointaient vers la position de la source. Ce rôle est maintenant assuré par cette probabilité gamma.

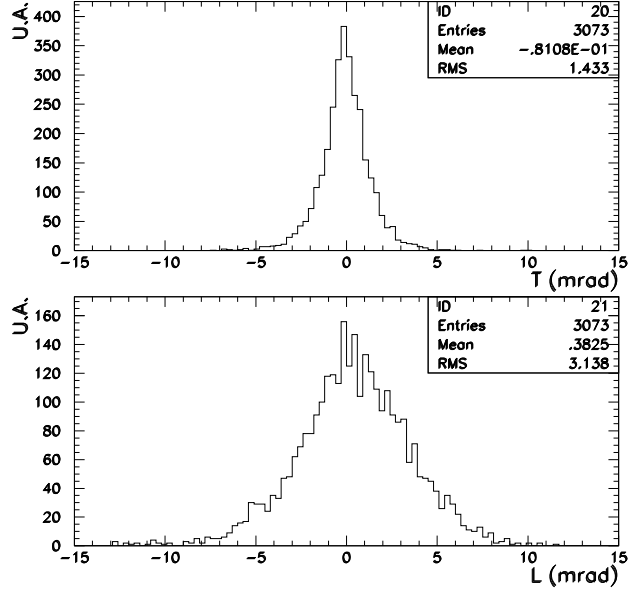
La distribution de T est paire et a une demi-largeur de ~ 1.4 mrad, tandis que celle de L n'est pas centrée en zéro et sa demi-largeur est de ~ 3.1 mrad. La largeur de l'erreur transverse est à relier avec celle de la distribution de l'angle de pointé α et avec les erreurs de détermination de la direction de pied de gerbe θ_F^i . Cette largeur reste relativement faible, car l'axe principal des images de forme elliptique est relativement bien déterminée.

La distribution de l'erreur longitudinale L montre que l'ajustement des modèles est en moyenne assez bon, mais il apporte un léger biais vers des valeurs positives de L (la position reconstruite est trop proche de l'image).

La largeur de la distribution en général dépend fortement de la technique Čerenkov utilisée. Pour un détecteur stéréoscopique, la reconstruction de la direction d'arrivée est assez précise, et par conséquent la largeur de L est au premier ordre aussi étroite que celle de T . Pour les mono-télescopes, la détermination de L est rendue difficile par la méconnaissance du pied de gerbe et elle dépend de la finesse de la pixelisation.

8.1 Principe du maximum de vraisemblance

FIG. 8.2: Distribution des erreurs transverse (en haut) et longitudinales (en bas) de la position reconstruite pour un spectre de gamma d'indice 2.7 au zénith. Ces distributions représentent la PSF de CAT.



Ces distributions transverse et longitudinale sont corrélées à cause de l'erreur faite sur la direction de pied de gerbe θ_F^i . Mais je supposerais pour leur représentation analytique que celles-ci sont indépendantes. Nous verrons par la suite que cette hypothèse ne biaise pas le nombre de gamma extraits.

La probabilité gamma s'écrit alors simplement par :

$$p(\vec{S}_F^i | \vec{N}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, \gamma) = p_L(\vec{S}_F^i | \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, \gamma) \times p_T(\vec{S}_F^i | \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, \gamma),$$

où p_L et p_T sont les densités de probabilité longitudinale et transverse. La probabilité gamma doit être normalisée événement par événement sur le sous-ensemble des positions de la caméra choisit, \vec{O}^i variant avec les corrections mécaniques². p_L et p_T ont été paramétrisés de la manière suivante :

$$p_L(\vec{S}_F^i | \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, \gamma) \propto \left((L(\theta_F^i) - L_0(Zen))^2 + A_L(Zen)^2 \right)^{-\gamma_L(Zen)},$$

$$p_T(\vec{S}_F^i | \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, \gamma) \propto \left(T(\theta_F^i)^2 + A_T(Zen)^2 \right)^{-2},$$

où Zen est en degrés et les fonctions $L(\theta_F^i)$ et $T(\theta_F^i)$ sont données (en mrad) par :

$$L(\theta_F^i) = (X_F^i - \widetilde{X}_S - X_0^i) \cos(\theta_F^i) + (Y_F^i - \widetilde{Y}_S - Y_0^i) \sin(\theta_F^i),$$

$$T(\theta_F^i) = -(X_F^i - \widetilde{X}_S - X_0^i) \sin(\theta_F^i) + (Y_F^i - \widetilde{Y}_S - Y_0^i) \cos(\theta_F^i).$$

La dépendance de toutes ces paramètres en fonction de Zen est donnée par :

$$L_0(Zen) = k_1 + k_2 * Zen + k_3 * Zen^2,$$

²Cette normalisation événement par événement est nécessaire pour tenir compte de diminution de $p(\vec{S}_F^i | \vec{N}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, \gamma)$ à cause des effets de bords

Partie II, Maximum de vraisemblance

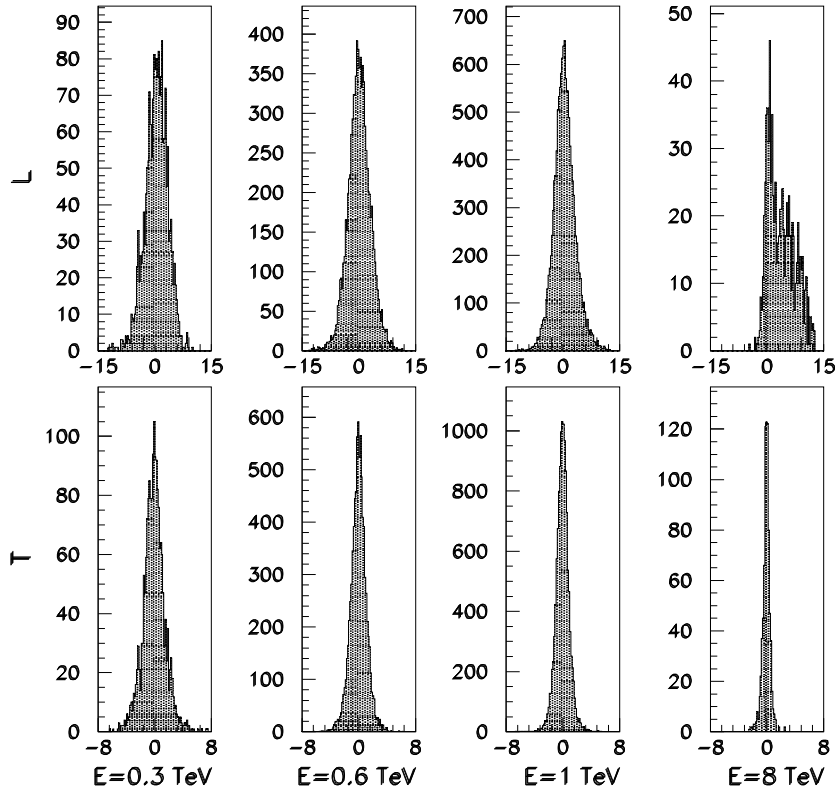


FIG. 8.3: Variation des erreurs longitudinales (en haut) et transversales (en bas) en fonction de l'énergie pour $Z_{en}=0^\circ$.

$$\begin{aligned}
 A_L(Z_{en}) &= k_4 + k_5 * Z_{en} + k_6 * Z_{en}^2, \\
 \gamma_L(Z_{en}) &= k_7 + k_8 * Z_{en} + k_9 * Z_{en}^2, \\
 A_T(Z_{en}) &= k_{10} + k_{11} * Z_{en} + k_{12} * Z_{en}^2
 \end{aligned}$$

Ces fonctions ont été ajustées sont des simulations Monte Carlo de gamma à $Z_{en}=0, 20, 30, 45$ et 55° . Les coefficients $\{k_i\}_{i=1,12}$ dépendent des coupures choisies et de la configuration de la caméra. Ils sont donnés en annexe D.1.

Cette PSF, déterminée pour un jeu de coupures précis, ne dépend pratiquement pas de l'indice choisi du spectre simulé de gamma. En effet, comme les indices sont supérieurs à 2 en général, les évènements en plus grand nombre sont ceux de basse énergie³. Or la largeur de la PSF est donnée par ces évènements de basse énergie, qui sont en général moins bien reconstruits que ceux à haute énergie (Cf. la figure 8.3). Ainsi une variation de l'indice aura peu d'influence sur le nombre d'évènements de basse énergie, et donc sur la largeur de la PSF.

³Près de $\frac{2}{3}$ des évènements d'un spectre en E^{-2} ont une énergie comprise entre 200 et 500 GeV

8.1 Principe du maximum de vraisemblance

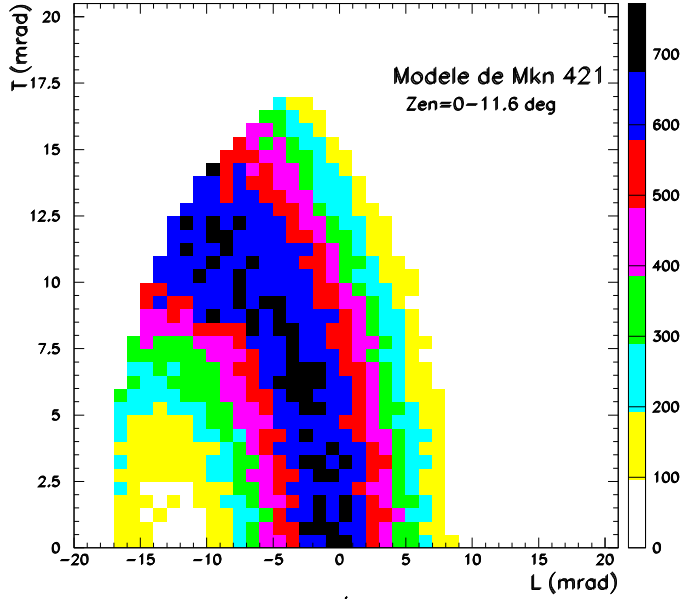


FIG. 8.4: Distribution des événements *hadroniques* réels issus des données *OFF* de Markarian 421 dans la bande zénithale $[0^\circ, 11.6^\circ]$

8.1.2 La probabilité *hadron*

La probabilité *hadronique*, $p(\vec{S}_F^i | \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \vec{O}^i, \theta_F^i, h)$, est pour un angle θ_F^i donné la probabilité d'observer un *hadron* en \vec{S}_F^i , ou plus exactement d'avoir reconstruit sa source en \vec{S}_F^i par la méthode standard dans laquelle on a essayé d'ajuster une image théorique de gamma sur une image de hadron. Il est évident que cette direction estimée ne correspond pas à la réalité. Cette densité de probabilité ne dépend pas par construction des paramètres $\widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}$ puisque ces paramètres décrivent une émission de gamma, et de \vec{O}^i car les hadrons ont une distribution isotrope.

Comme les simulations de hadrons ne reflètent pas parfaitement les données expérimentales [116], les données réelles de rayons cosmiques de la base de données de CAT sont utilisées pour déterminer cette probabilité hadronique. Les *OFF* de chaque source sont utilisés pour créer ces densités de probabilités par bande zénithale. **Ces densités constituent les modèles de fond hadronique d'une source.** On fera l'hypothèse que les erreurs longitudinale L et transverse T dans le repère centré sur le centre de symétrie G de la distribution des (X_F, Y_F) et d'axes définis par les axes longitudinal et transverse des images ne dépend pas de θ_F^i . G est légèrement différent du centre de la caméra tout comme le barycentre des images (Cf. le paragraphe 7.2).

Les erreurs longitudinales et transverses sont alors déduites de (X_F^i, Y_F^i) par une rotation de centre (X_G, Y_G) et d'angle $-\theta_F^i$:

$$\begin{aligned} L(\theta_F^i) &= (X_F^i - X_G) \cos(\theta_F^i) + (Y_F^i - Y_G) \sin(\theta_F^i), \\ T(\theta_F^i) &= -(X_F^i - X_G) \sin(\theta_F^i) + (Y_F^i - Y_G) \cos(\theta_F^i). \end{aligned}$$

La distribution de la probabilité hadronique est symétrique par rapport à l'axe des

Partie II, Maximum de vraisemblance

L , tout comme la probabilité gamma. On utilisera ainsi la distribution de $(L, |T|)$ pour augmenter la statistique de la distribution, qui est construite à partir de données réelles.

Un exemple de distribution construite avec les données de Markarian 421 est donnée sur la figure 8.4 pour la bande zénithale $[0^\circ, 11.6^\circ]$. Cette distribution est assez complexe et aucune fonction analytique n'a été trouvée pour la représenter. Plutôt que d'avoir une mauvaise représentation du fond (qui donnerait sûrement des biais), on utilisera ce type d'histogrammes pour chaque bande zénithale et pour chaque type de coupures pour représenter la probabilité *hadronique*.

L'utilisation d'un histogramme avec un nombre d'évènements finis peut introduire des effets systématiques difficiles à maîtriser. Ainsi, l'analyse de données d'une source sera réalisée avec les modèles générés avec les *OFF* correspondant à la source analysée tant que ceux-ci auront une statistique suffisante. Nous vérifions sur quelques exemples que cette modélisation du fond hadronique n'introduit pas de biais systématique (Cf. le paragraphe 8.2).

8.1.3 Propriétés statistiques

Afin de vérifier le comportement du maximum de vraisemblance ainsi construit, nous chercherons à s'assurer que ses propriétés statistiques sont celles données par la théorie statistique [56]. Comme l'extraction de ces propriétés prennent beaucoup de temps de calcul, nous nous restreindrons au cas où la position de source \vec{S} est connue et fixée à la position visée par le télescope. Ces propriétés ont été extraites avec les coupures citées auparavant (Cf. le paragraphe 8.1.1).

Comportement de l'estimateur

Dans le cas asymptotique où le nombre d'évènements dans l'échantillon est infini, on montre que la variable $\lambda = 2 \times \ln \frac{\mathcal{L}(N_\gamma^V)}{\mathcal{L}(\widetilde{N}_\gamma)}$, où N_γ^V et \widetilde{N}_γ sont respectivement le nombre véritable de γ dans l'échantillon et le nombre d'évènements ajustés, tend vers une loi de χ^2 . La démonstration est faite ci-dessous.

Ecrivons le développement limité de la valeur de la dérivée partielle de $\ln \mathcal{L}$ par rapport à la variable N_γ prise en N_γ^V autour de \widetilde{N}_γ :

$$\left. \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma} \right|_{N_\gamma^V} = \left. \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma} \right|_{\widetilde{N}_\gamma} + (N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma) \times \left. \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \right|_{\widetilde{N}_\gamma} + \frac{(N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma)^2}{2!} \times \left. \frac{\partial^3 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^3} \right|_{\widetilde{N}_\gamma} + \dots (8.2)$$

Comme la vraisemblance est maximisée (Cf. les équations 8.1), on a $\left. \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma} \right|_{\widetilde{N}_\gamma} = 0$. Par ailleurs, grâce à la loi des grands nombres, le terme d'ordre 3 est négligeable devant celui d'ordre 2 (en $1/N_{TOT}$) et $\left. \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma} \right|_{N_\gamma^V}$ tend alors vers :

$$\left. \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma} \right|_{N_\gamma^V} \approx (N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma) \times \left. \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \right|_{\widetilde{N}_\gamma}$$

8.1 Principe du maximum de vraisemblance

Par intégration entre $N_\gamma = N_\gamma^V$ et $N_\gamma = \widetilde{N}_\gamma$ et en supposant que la dérivée seconde est constante quelque soit \widetilde{N}_γ ⁴, on a

$$\ln \mathcal{L}(\widetilde{N}_\gamma) - \ln \mathcal{L}(N_\gamma^V) \approx -\frac{(N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma)^2}{2} \times \left. \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \right|_{\widetilde{N}_\gamma} \quad (8.3)$$

Soit $\lambda = 2 \times \ln \frac{\mathcal{L}(\widetilde{N}_\gamma)}{\mathcal{L}(N_\gamma^V)}$ le rapport de maximum de vraisemblance.

Ainsi λ tend asymptotiquement vers une fonction du second ordre en \widetilde{N}_γ centrée en N_γ^V et tend asymptotiquement vers une loi de χ^2 à un degré de liberté. La valeur de λ peut alors être utilisée pour estimer la significativité de l'excès trouvé. La discussion sur la recherche d'un estimateur de significativité sera faite dans le paragraphe 8.1.4.

Néanmoins, ces propriétés sont asymptotiques, et il faut vérifier à partir de quelle valeur de N_{TOT} un échantillon de taille finie se comporte comme dans le cas asymptotique.

Tirages aléatoires

Afin de vérifier que la vraisemblance utilisée possède les propriétés précédentes, la distribution de λ en fonction de \widetilde{N}_γ est estimée sur des échantillons ne comportant pas de gamma ($N_\gamma^V = 0$). Dans une bande zénithale donnée, on réalise pour chaque évènement un tirage aléatoire de (L, T) suivant la probabilité *hadronique* ainsi qu'un tirage uniforme de θ_F . Ces trois valeurs sont utilisées pour calculer une position reconstruite (X_F, Y_F) . On crée ainsi un échantillon de taille fixe N_{TOT} simulant des évènements *hadroniques*. Pour chaque échantillon de taille N_{TOT} , on maximise la vraisemblance. La figure 8.5 montre la variation de λ en fonction de \widetilde{N}_γ pour des évènements simulés à partir des modèles de fond de Markarian 421 dans la bande $[0^\circ, 11.6^\circ]$. Deux échantillons de taille différente, $N_{TOT} = 5000$ et $N_{TOT} = 10000$, ont été générés. Le nombre d'échantillons générés est respectivement de 2587 et 7272.

La variation de λ avec \widetilde{N}_γ ressemble à celle d'une parabole, dont la courbure augmente avec N_{TOT} . Ce comportement était attendu, car d'après la loi des grands nombres $\frac{1}{N_{TOT}} \left. \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \right|_{\widetilde{N}_\gamma}$ tend vers une constante non-nulle. Par conséquent, comme le nombre d'évènements total double, la courbure est doublée.

Par ailleurs, ces courbes semblent être paires. Mais une observation détaillée montre que celles-ci ne sont pas parfaitement symétriques par rapport à $N_\gamma = 0$. Le terme du troisième ordre, n'étant pas parfaitement négligeable, doit être pris en compte. Cela implique l'existence d'un biais sur l'excès ajusté \widetilde{N}_γ .

⁴En fait, cette dérivée est une fonction de \widetilde{N}_γ , et la largeur de sa distribution dépend de $1/N_{TOT}$. En se plaçant dans le cas asymptotique où N_{TOT} tend vers l'infini, la distribution de $\left. \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \right|_{\widetilde{N}_\gamma}$ se réduit à sa valeur moyenne.

Partie II, Maximum de vraisemblance

FIG. 8.5: Variation de λ en fonction de l'excès ajusté \widetilde{N}_γ pour des échantillons simulés d'évènements *hadroniques* dans la bande $[0^\circ, 11.6^\circ]$ à partir des modèles issus de *OFF* de Markarian 421.

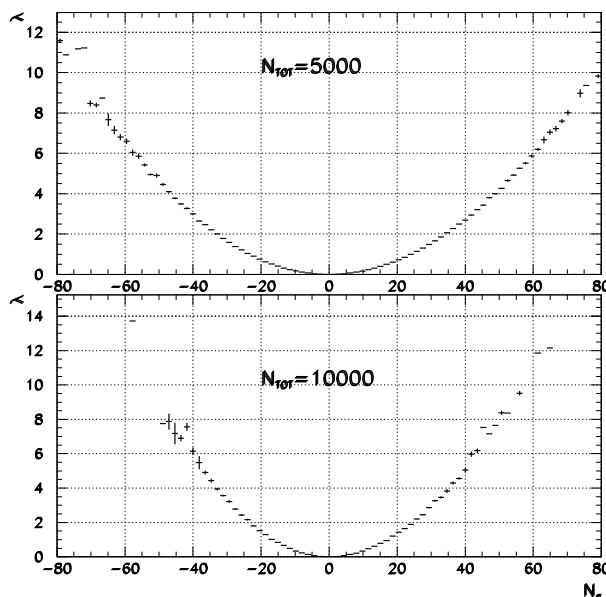
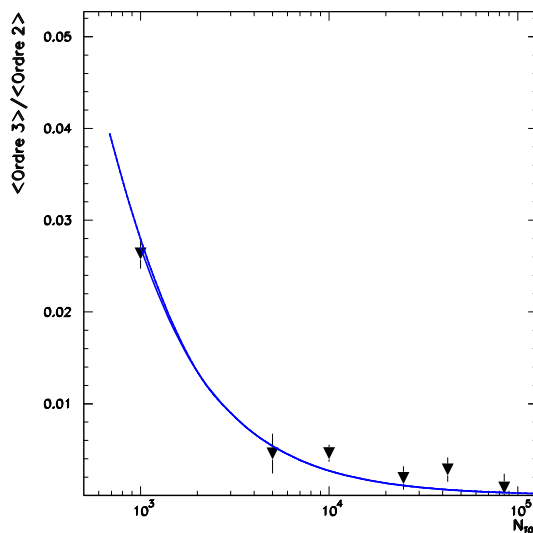


FIG. 8.6: Distribution de la valeur moyenne du rapport du terme d'ordre trois sur celui d'ordre deux en fonction de N_{TOT} pour des échantillons simulés d'évènements *hadroniques* dans la bande $[0^\circ, 11.6^\circ]$ à partir des modèles issus de *OFF* de Markarian 421. La courbe représente le résultat de l'ajustement d'une hyperbole sur ces points.



Importance des termes du troisième ordre

Afin de vérifier l'importance du terme du troisième ordre par rapport au second, la distribution de $\left\langle \frac{(N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma) \times \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \Big|_{\widetilde{N}_\gamma}}{\frac{(N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma)^2}{2!} \times \frac{\partial^3 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^3} \Big|_{\widetilde{N}_\gamma}} \right\rangle$ est étudiée en fonction de N_{TOT} grâce aux mêmes types de tirages aléatoires que ceux réalisés précédemment (Cf. la figure 8.6).

Lorsque le nombre d'évènements est inférieur à 3000, le terme d'ordre trois représente quelques pourcents de celui d'ordre deux. Mais à partir de $N_{TOT} = 3000$,

8.1 Principe du maximum de vraisemblance

le rapport est inférieur à 10^{-2} . De plus, la variation générale du rapport suit comme prévu une loi en $\frac{1}{N_{TOT}}$.

Ainsi, le terme d'ordre trois est négligeable devant celui d'ordre deux à moins de 1/100 pour $N_{TOT} > 3000$ et à moins de 1/1000 pour $N_{TOT} > 15000$. Cela est suffisant pour avoir de très légère dissymétrie dans la loi suivi par λ . Néanmoins, cet écart reste très faible et acceptable. Cela va introduire un petit biais dans le nombre d'excès ajusté pour des données sans signal et contenant du signal.

Biais de \widetilde{N}_γ sur des données *OFF*

Afin de vérifier que le terme du troisième ordre ne crée pas un biais trop important, nous utilisons cette vraisemblance sur des données réelles de fond *hadronique*. La valeur de \widetilde{N}_γ est extraite sur quelques échantillons de données *OFF* de Markarian 421 proches du zénith et de taille différente avec les modèles de fond hadronique de cette source. La figure 8.7 montre qu'aucun biais significatif apparaît quelque soit la taille de l'échantillon (triangles noirs).

Par ailleurs, comme le nombre réels de γ est connu dans ces échantillons, c'est-à-dire $N_\gamma^V = 0$, on peut estimer le biais théorique donné par la théorie statistique du maximum de vraisemblance à partir de la connaissance de l'excès réel. Ce biais est donné par [56] :

$$\begin{aligned}
 B(\widetilde{N}_\gamma | N_\gamma^V) &= \frac{K + 2J}{N_{TOT} I^2} \\
 \text{où } K &\equiv \left\langle \frac{\partial^3 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^3} \right\rangle_{N_\gamma = N_\gamma^V = 0} \\
 J &\equiv \left\langle \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma} \right\rangle_{N_\gamma = N_\gamma^V = 0} \\
 I &\equiv \left\langle \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \right\rangle_{N_\gamma = N_\gamma^V = 0}
 \end{aligned}$$

Pour N_{TOT} suffisamment grand, on supposera que $\forall n \left\langle \frac{\partial^n \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^n} \right\rangle_{N_\gamma = N_\gamma^V} \approx \frac{\partial^n \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^n} \Big|_{N_\gamma = N_\gamma^V}$.

La valeur de ce biais théorique est représentée par des triangles blancs sur la figure 8.7. Il est parfaitement compatible avec les valeurs expérimentales.

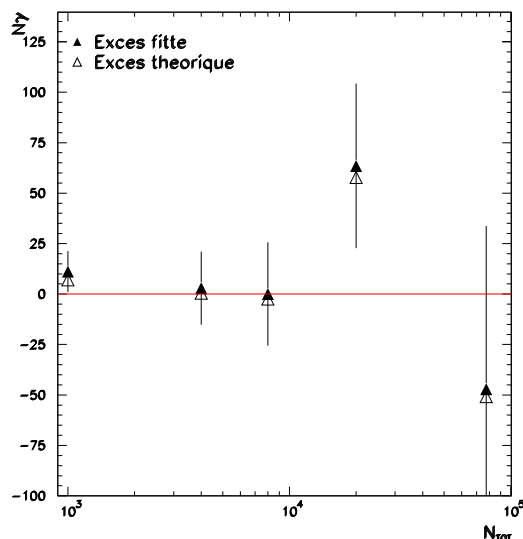
Par conséquent, cette méthode d'extraction de signal ne semble pas introduire de biais sur le nombre d'évènements extraits pour les données *OFF*.

Biais de \widetilde{N}_γ sur des données *ON*

Il faut désormais vérifier la capacité de la méthode du maximum de vraisemblance à extraire des gamma. Pour cela, on utilise une valeur fixe de 100 gamma

Partie II, Maximum de vraisemblance

FIG. 8.7: Distribution des excès sur des données réelles de *OFF* de Markarian 421 dans $[0^\circ, 11.6^\circ]$ pour différentes tailles N_{TOT} de l'échantillon. Les triangles noirs représentent les valeurs ajustées de \widetilde{N}_γ , et les triangles blancs l'estimation théorique du biais expérimental. Les barres d'erreur sont données par la maximisation de la vraisemblance; leur interprétation sera donnée dans le paragraphe 8.1.4.



simulés à partir d'un spectre au zénith et d'indice 2.25. A ces gamma est ajouté un nombre variable d'évènements de données réels de *OFF* afin de simuler différents rapports signal sur bruit. Les résultats des ajustements sont donnés sur la figure 8.8. Aucun biais ne semble apparaître pour ces échantillons lorsqu'on fait varier le nombre d'évènements de fond.

Afin d'étudier la variation du biais en fonction du nombre réel de gamma, on construit des échantillons avec un nombre constant d'évènements hadronique ($N_H \sim 20000$) et avec un signal variable (de 50 à 1000 γ). Le rapport S/B varie donc de 2.5×10^{-3} à 5×10^{-2} après coupures (Cf. la figure du bas de 8.8). A la vue des barres d'erreur sur ces échantillons particuliers, nous supposons qu'il existe aucun biais d'extraction du signal. Une vérification exhaustive avec des tirages de fond devra être réalisée à l'avenir.

Nous supposons ainsi que **l'extraction du signal par le maximum de vraisemblance n'introduit aucun biais**. Contrairement à la méthode *ON-OFF*, cette méthode n'utilise pas la coupure sur l'angle de pointé (qui élimine des gamma), ce qui conduira à une efficacité gamma plus importante.

8.1.4 Estimateur de significativité

Il nous reste finalement à construire un estimateur de significativité. Rappelons que la significativité chiffre la probabilité qu'une fluctuation du fond produise l'excès mesuré. Elle est donnée par le nombre d'écart ramené à une loi normale centrée.

8.1 Principe du maximum de vraisemblance

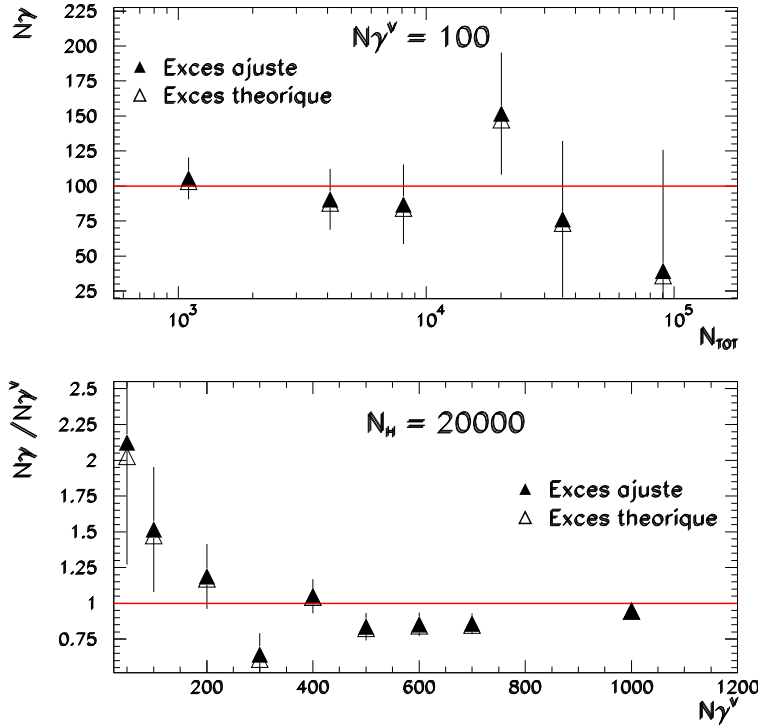


FIG. 8.8: En haut, extraction du signal à partir de $N_\gamma^V = 100$ γ simulés sur un spectre d'indice 2.25 au zénith en fonction de $N_{TOT} = N_\gamma^V + N_H$. La variation du rapport signal sur bruit est réalisée en ajoutant des événements du fond (N_H) provenant de *OFF* de Markarian 421. Les triangles noirs représentent l'excès donné par la vraisemblance, et les triangles blancs l'excès théorique attendu compte tenu du biais.

La figure du bas donne le rapport N_γ / N_γ^V en fonction de N_γ^V en fixant le nombre d'événements du fond N_H à 20000.

Choix de l'estimateur

Le premier estimateur naturel à tester est la valeur du rapport de vraisemblance $\lambda = 2 \times \ln \frac{\mathcal{L}(\widetilde{N}_\gamma)}{\mathcal{L}(N_\gamma^V=0)}$ entre l'hypothèse \mathcal{H}_0 pour $N_\gamma^V = 0$, pour laquelle il n'y a pas de signal⁵, et l'hypothèse \mathcal{H}_1 , pour laquelle on laisse libre l'excès. Comme l'ajustement de \mathcal{H}_1 ne comporte qu'un paramètre libre, la variable λ doit suivre une loi de χ^2 à un degré de liberté. La variable $\sqrt{\lambda}$ doit donc suivre une loi normale centrée.

Un deuxième estimateur de significativité peut être construit à partir des dérivées du maximum de vraisemblance. On montre à partir de l'équation 8.3 (p. 87) que $(N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma)$ suit une loi gaussienne centrée en 0 et de variance $1 / \sqrt{-\frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial^2 N_\gamma} \Big|_{\widetilde{N}_\gamma}}$. Je

⁵On calcule alors la vraisemblance en imposant N_γ à 0.

Partie II, Maximum de vraisemblance

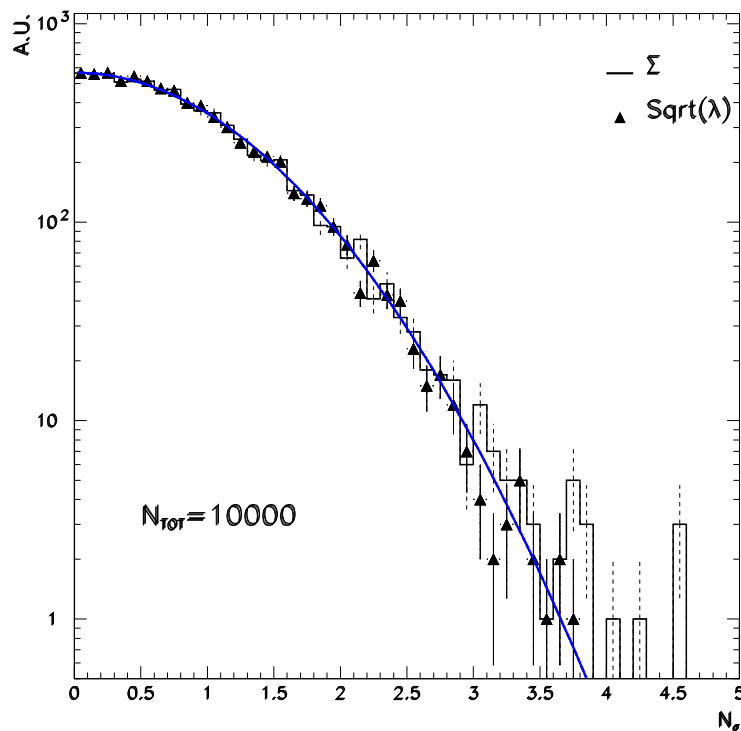


FIG. 8.9: Distributions des estimateurs de significativité $\sqrt{\lambda}$ et de Σ pour $N_{TOT} = 10000$. Les événements de chaque échantillon ont été obtenus par tirage à partir le modèle de fond issu de Markarian 421 dans $[0^\circ, 11.6^\circ]$. La courbe représente une loi normale centré.

construis alors l'estimateur de significativité Σ par :

$$\Sigma = \widetilde{N}_\gamma \sqrt{-\left. \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial^2 N_\gamma} \right|_{\widetilde{N}_\gamma}}$$

Et en s'inspirant du travail réalisé par Li et Ma [121], je vais vérifier les propriétés de ces estimateurs et les comparer entre elles.

Afin de connaître la distribution de ces estimateurs de significativité, environ 7300 lots aléatoires d'évènements de fond sont réalisés, chacun de taille $N_{TOT} = 10000$. Pour chaque tirage, les valeurs de $\sqrt{\lambda}$ et de Σ sont calculés après ajustement. Leurs distributions sont données sur la figure 8.9.

L'histogramme en trait continu avec des barres d'erreur en pointillé est la distribution de Σ et les triangles noirs représentent la distribution de $\sqrt{\lambda}$. La courbe en trait plein représente une loi normale centrée. Les distributions de Σ et $\sqrt{\lambda}$ sont donc compatibles avec une loi normale centrée pour cette taille d'échantillons. La statistique limitée des tirages ne nous permet pas d'apprécier le meilleur des deux estimateurs.

8.1 Principe du maximum de vraisemblance

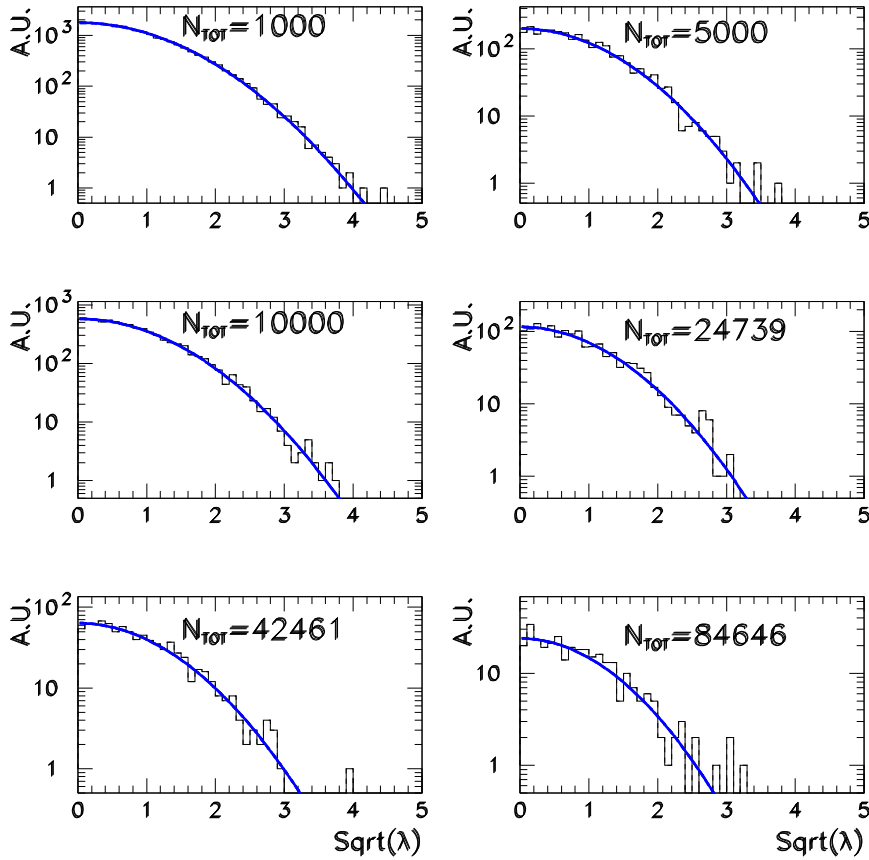


FIG. 8.10: Distribution de $\sqrt{\lambda}$ pour différentes tailles d'échantillons. Les courbes correspondent à une loi normale centrée.

Comme l'estimateur $\sqrt{\lambda}$ est celui qui découle naturellement de la méthode de maximum de vraisemblance, **nous choisirons la variable $\sqrt{\lambda}$ comme estimateur de significativité du maximum de vraisemblance lorsque la position de source est fixée.**

La figure 8.10 donne la distribution de $\sqrt{\lambda}$ pour différentes tailles d'échantillons. Quelque soit la valeur de N_{TOT} , cette variable semble bien suivre une loi normale centrée.

Performances attendues

Nous allons maintenant estimer la significativité horaire donnée par cette méthode et la comparer à celle obtenue avec la méthode standard. Un spectre simulé de gamma d'indice 2.55 à 30° du zénith est ajouté à une heure de *OFF* pris autour de cet angle. Le nombre de gamma ajoutés correspond à un taux de 4.1 $\gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures. Nous ajustons la vraisemblance sur cet échantillon avec des coupures

Partie II, Maximum de vraisemblance

comparables aux coupures standards, c'est-à-dire $Q_{TOT} > 30$ p.e., $p(\chi^2) > 0.35$ en fixant la position de source et $\sqrt{(X_F^i - \widetilde{X}_S - X_0^i)^2 + (Y_F^i - \widetilde{Y}_S - Y_0^i)^2} < 13$ mrad.

Le résultat de l'extraction est donné dans le tableau 8.1, ainsi que les performances de la méthode standard. Comme attendu, **le maximum de vraisemblance a une efficacité gamma plus importante grâce à l'absence de la coupure sur l'angle de pointé** et parce qu'aucun biais n'est introduit. Le gain d'évènements extraits est ici de l'ordre de 40% par rapport à la soustraction *ON-OFF*.

La significativité d'une heure d'observation d'une source est plus importante que celle de la méthode standard et que celle du mode décalé. Ce gain est principalement dû au fait que le signal extrait est plus important grâce à l'absence de la coupure sur l'angle de pointé. L'utilisation de modèle de fond hadronique n'a ici que peu d'influence.

Si l'on calcule la significativité pour une heure d'observation ($T = T_{ON} + T_{OFF}$), cette méthode est vraiment plus significative que toutes les autres, et ce lorsqu'on utilise des coupures comparables. Et je rappelle ici que ces coupures n'ont pas été optimisées pour le maximum de vraisemblance. Ce travail devra être réalisé à l'avenir.

	N_γ	κ_γ	$N_\sigma^{1h\ ON}$	N_σ^{1h}
Vraisemblance	102.4 ± 17.8	41.0%	5.7	5.7
<i>ON-OFF</i>	72.6 ± 21.3	29.5%	3.4	2.4
<i>ON-OFF</i> <i>mode décalé</i>	61.5 ± 19.2	25%	3.2	3.2

TAB. 8.1: Comparaison des performances de la méthode du maximum de vraisemblance et de celle *ON-OFF* avec les coupures standards. Pour la méthode *ON-OFF*, les performances sont données pour la stratégie d'observation usuelle (1 *ON* pour 1 *OFF*) et pour le *mode décalé*. Un spectre de gamma d'indice 2.55 à 30° du zénith est utilisé avec un taux de 4.1 $\gamma \cdot \text{min}^{-1}$ avant coupures.

Il faut maintenant comparer cette méthode d'extraction du signal avec la méthode standard sur des données réelles afin de s'assurer que les conclusions précédentes auxquelles nous sommes arrivées sont correcte, en particulier en ce qui concerne l'absence de biais.

8.2 Comparaison avec la méthode standard sur des données réelles

Ce chapitre a pour but de comparer sur quelques échantillons de données réelles le résultat de l'extraction de signal entre la méthode par maximum de vraisemblance et la méthode standard (soustraction *ON-OFF*). Nous vérifierons que ces méthodes extraient le même nombre de gamma dans la limite des statistiques et que

8.2 Comparaison avec la méthode standard

le maximum de vraisemblance conduit à une meilleure significativité horaire. Il est important de préciser que les estimateurs de significativité des deux méthodes sont comparables, car ils suivent la même distribution.

8.2.1 Comparaison sur des données du Crabe

Comme nous avons vu que la méthode par vraisemblance a une efficacité d'extraction des gamma plus élevée que la méthode standard⁶, un facteur de « correction » est à appliquer pour comparer directement le nombre d'évènements extraits. Or ce facteur dépend du spectre de la source et de l'angle zénithal. Un spectre de gamma en loi de puissance d'indice 2.55 à 30° du zénith (spectre comparable à celui de la nébuleuse du Crabe) est utilisé pour connaître ce facteur de « correction », qui est déterminé grâce à des simulations par le rapport du nombre d'évènements donné par la méthode standard sur le nombre donné par le maximum de vraisemblance. Pour ce spectre, le facteur de « correction » vaut $\eta = 0.771$.

Pour extraire le signal de données du Crabe avec notre méthode, j'utilise les modèles de fond (les probabilités *hadroniques*) issus du cumul de ~ 130 h de *OFF* du Crabe.

$\widetilde{N}_\gamma \times \eta$	N_σ^{MV}	N_γ	N_σ^{STD}	\mathcal{C}	T_{ON}	$\langle Zen \rangle$	N_{TOT}^{MV}
71.6 ± 12.2	5.9	57 ± 17	3.1	0.7	0.49h	23.8°	1635
132.4 ± 17.2	7.7	160 ± 25	6.4	-0.9	1.03h	23.4°	3650
285.2 ± 27.1	10.5	230.7 ± 40	5.7	1.1	2.49h	34.5°	8630

TAB. 8.2: Comparaison de l'extraction du signal de trois lots indépendants entre le maximum de vraisemblance et la méthode *ON-OFF* sur des données du Crabe avec les coupures STD. La définition de chaque colonne est donnée dans le texte.

Trois lots indépendants de données *ON* du Crabe sont utilisés pour comparer les méthodes. Les résultats sont donnés dans le tableau 8.2. Les deux premières colonnes contiennent les résultats donnés par le maximum de vraisemblance (la significativité est déterminée par $\sqrt{\lambda}$), les deux suivantes le résultat issu de la méthode *ON-OFF*, \mathcal{C} vaut $(\widetilde{N}_\gamma \times \eta - N_\gamma) / \sqrt{\widetilde{\mathbf{E}}_\gamma \times \eta^2 + E_\gamma}$ où $\widetilde{\mathbf{E}}_\gamma$ et E_γ sont les erreurs mesurées du nombre d'évènements pour chaque méthode, T_{ON} est la durée des observations non-corrigée du temps mort, $\langle Zen \rangle$ est leur angle zénithal moyen et N_{TOT}^{MV} est le nombre d'évènements de l'échantillon utilisé pour le calcul du maximum de vraisemblance.

Tout d'abord, **les nombres d'évènements extraits par chaque méthode sont totalement compatibles**. La significativité donnée par la vraisemblance est en moyenne sur ces trois lots deux fois plus importante que celle donnée par la méthode *ON-OFF*, ce qui est compatible avec les estimations de significativité par

⁶Comme la coupure sur l'angle de pointé est supprimée et comme tous les gamma après coupures sont extraits, l'efficacité gamma de cette méthode est plus importante que celle de la méthode standard (Cf. le tableau 8.1)

Partie II, Maximum de vraisemblance

simulations. Je rappelle que ce chiffre n'est pas absolu et dépend en général du rapport signal sur bruit S/\sqrt{B} , du spectre de la source et de l'angle zénithal.

8.2.2 Comparaison sur des données de Markarian 421

Les modèles de fond de Markarian 421 (~ 80 h) sont utilisés pour extraire le signal. Comme cette source possède un spectre plus dur⁷ que celui du Crabe, la valeur du facteur de « correction » est dérivé d'un spectre d'indice 2.25 à 0° et il vaut $\eta = 0.777$.

$\widetilde{N}_\gamma \times \eta$	N_σ^{MV}	N_γ	N_σ^{STD}	\mathcal{C}	T_{ON}	$\langle Zen \rangle$	N_{TOT}^{MV}
1487.5 ± 42.0	35.4	1407.5 ± 54.1	26.0	1.2	2.7h	9.6°	12923
97.1 ± 18.9	5.1	117.1 ± 25.0	4.7	-0.6	1.0h	16.2°	4508
106.9 ± 42.0	2.5	-153.6 ± 66.9	-2.3	3.3	11.0h	19.0°	39165

TAB. 8.3: Comparaison de l'extraction du signal de trois lots indépendants entre le maximum de vraisemblance et la méthode *ON-OFF* sur des données de Markarian 421 avec les coupures STD. La définition de chaque colonne est donnée dans le paragraphe précédent.

Les résultats de différents échantillons indépendants sont donnés dans le tableau 8.3. Le premier lot a été choisi par son grand S/\sqrt{B} ⁸, le deuxième pour son rapport S/\sqrt{B} comparable à celui du Crabe et le dernier pour son absence de signal détectable avec la méthode standard.

Ici encore, le signal extrait semble compatible entre les deux méthodes. Mais le gain de significativité grâce au maximum de vraisemblance semble moins évident ici sur ce type de spectre, ce rapport signal sur bruit et pour ces angles zénithaux. En ce qui concerne le dernier lot, il est intéressant de remarquer que les fluctuations de fond ne sont pas les mêmes entre les deux méthodes et conduisent à des résultats différents mais compatibles avec une absence de signal.

Année	\widetilde{N}_γ	N_σ^{MV}	T_{ON}	$\langle Zen \rangle$	N_{TOT}^{MV}
1997–98	213.1 ± 55.1	3.8	11.2h	12.5°	36547
1998–99	152.1 ± 39.6	3.8	7.05h	16.9°	22932
1999–00	112.2 ± 49.5	2.3	9.4h	19.7°	32704

TAB. 8.4: Extraction du signal de données *ON* de Markarian 421 ne contenant pas de signal avec les coupures STD

Des données *ON* sans signal de Markarian 421 peuvent être utilisées pour tester la compatibilité du fond *hadronique* réel des données avec celui des modèles. Cela permet également de vérifier que la construction des modèles par accumulation de

⁷c'est-à-dire d'indice plus petit en valeur absolue

⁸Ce sont des données du 23 Mars 2001 lors d'une période de forte activité de Markarian 421

8.2 Comparaison avec la méthode standard

OFF pris à différentes époques n'introduit pas biais. Le tableau 8.4 donne les résultats de l'extraction du signal sur des données apparemment sans signal. Celles-ci ont été sélectionnées par leur faible taux de signal donné par la méthode *ON-OFF*, c'est-à-dire $< 0.01 \gamma.\text{min}^{-1}$.

Ces données sont statistiquement compatibles avec une absence de signal, et ce quelque soit l'année. On pourra noter cependant que les excès sont systématiquement positifs, ce qui pourrait être interprété par une émission résiduelle très faible de l'AGN ou par un biais systématique. Néanmoins, cette absence de signal semble indiquer que les modèles de fond sont compatibles avec le fond des *ON* et que le fond d'une année particulière ne diffèrent pas de nos modèles de fond.

L'utilisation de modèles de fond ne semblent pas introduire de biais sur des données réelles de fond.

8.2.3 Comparaison sur des données de 1ES 1426+42.8

Pour le blazar 1ES 1426+42.8, 27.2h de données prises entre Février 1998 et Avril 2000 sont utilisées pour tester l'existence de biais. L'angle zénithal moyen est de 10.8° . Comme la source possède un décalage vers le rouge de $z=0.129$, son spectre en énergie est moli par le fond diffus infrarouge intergalactique IIR (Cf. le paragraphe 2.4 et les références [169, 127]). En considérant un indice de spectre à la source compris entre 2 et 2.5, l'utilisation de différents modèles de IIR conduit à un indice compris entre 3 et 3.5. Aussi, un spectre Monte Carlo de gamma d'indice 3 au zénith est utilisé pour déterminer la valeur du facteur de « correction ».

L'extraction du signal par le maximum de vraisemblance ne peut être réalisée avec les modèles de fond de 1ES 1426+42.8, car les *OFF* pris sur cette source ne sont pas en nombre suffisant. La source se trouve sur une portion de ciel éloignée de la Voie Lactée et sans étoiles brillantes. Or de nombreux *OFF* d'autres sources ont été pris dans ces conditions et il n'y a aucune raison de supposer que le fond hadronique de ces données soit différent de celui de 1ES 1426+42.8. Ainsi nous construisons un modèle de fond avec les *OFF* de différentes sources pour étudier ce blazar.

Des *OFF* de Markarian 501, 1ES 2321+41.9, BLac et de RGB J0656+426 (~ 80 h au total) sont cumulés pour construire des modèles avec une statistique raisonnable. Les portions de ciel des *OFF* de ces sources sont comparables avec celles de 1ES 1426+42.8 du point de vue des étoiles et du bruit de fond de ciel. Mais les conditions expérimentales peuvent être différentes entre les différentes prises de données. Nous allons donc vérifier que ces nouveaux modèles sont bien compatibles avec ceux de 1ES 1426+42.8 dans la limite de la statistique disponible.

Les tests de compatibilité sont réalisés dans différentes bandes zénithales. Nous construisons la distribution des $\{C_i\}$ définies par $\forall i C_i = (M_i^1 - \beta M_i^2) / \sqrt{M_i^1 + \beta^2 M_i^2}$, où M_i^1 et M_i^2 sont respectivement le contenu du bin i des modèles de 1ES 1426+42.8 et du nouveau modèle de fond, et où β est le facteur de normalisation entre les deux histogrammes calculé à partir de leur nombre d'entrées. La distribution des $\{C_i\}$ doit suivre une loi normale centrée si les distributions sont les mêmes.

Partie II, Maximum de vraisemblance

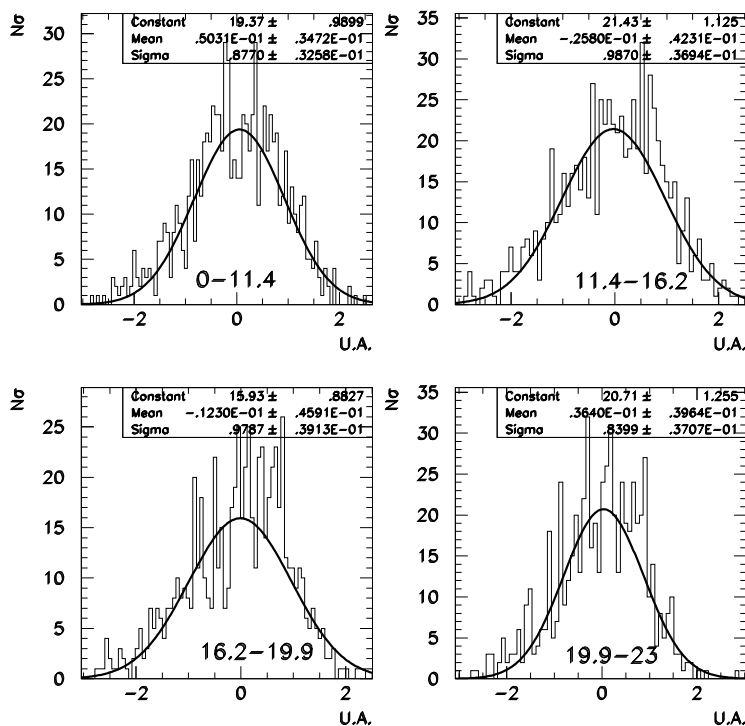


FIG. 8.11: Compatibilité des modèles de 1ES 1426+42.8 avec ceux construits avec des *OFF* de blazars. La construction de ces distributions de significativité est décrite dans le texte. Les chiffres en gras sont les bandes en angle zénithal de chaque lot et les courbes sont le résultat de l'ajustement d'une gaussienne sur ces distributions.

A la vue des résultats de l'ajustement d'une gaussienne sur ces distributions (illustrés sur la figure 8.11), **le modèle de 1ES 1426+42.8 semble compatible avec celui construit avec des *OFF* de différentes sources.** Nous construisons alors un modèle de type « blazar » avec les *OFF* de Markarian 501, 1ES 2321+41.9, BILac, RGB J0656+426 et de 1ES 1426+42.8 et nous analyserons les données de cette dernière source avec ces modèles.

Le facteur de « correction » vaut alors $\eta = 0.71$ pour les coupures STD et $\eta = 0.91$ pour les coupures Opti avec ces modèles de fond et avec un spectre simulé de gamma d'indice 3 au zénith.

Le résultat des extractions de signal est donné dans le tableau 8.5 pour différentes coupures. L'excès donné par le maximum de vraisemblance a été corrigé du facteur de « correction » η . Avec les coupures STD, aucun excès n'est extrait avec la méthode *ON-OFF* et le maximum de vraisemblance (les excès étant par ailleurs compatibles). Avec les coupures Opti qui ont été élaborées pour optimiser la sensibilité horaire de la méthode *ON-OFF*, les excès des deux méthodes sont une fois de plus compatibles. Mais, notre méthode extrait un signal significatif, contrairement à la méthode *ON-*

8.3 Recherche de source de position inconnue

Coupages	STD	Opti
<i>ON-OFF</i>	193.2 ± 109.15	274.4 ± 71.3
	1.7σ	3.85σ
Vraisemblance	95.4 ± 67.4	321.6 ± 35.6
	1.4σ	9.0σ

TAB. 8.5: Comparaison de l'extraction du signal entre le maximum de vraisemblance et la méthode *ON-OFF* sur des données de 1ES 1426+42.8. L'excès donné par le maximum de vraisemblance est corrigé du facteur de « correction » pour pouvoir comparer les excès.

OFF.

On peut noter encore une fois à la vue de ces résultats que les résultats de recherche de signal dépendent fortement du choix de coupures utilisées, indépendamment de la méthode d'extraction du signal, et que l'utilisation du maximum de vraisemblance permet d'extraire un signal plus facilement que la méthode standard.

Ainsi, **le nombre d'évènements extraits par le maximum de vraisemblance semble compatible avec celui extrait par la soustraction *ON-OFF*** dans la limite des statistiques disponibles. Cette méthode ne semble pas biaisée et comme elle donne une meilleure significativité horaire que les autres méthodes, nous l'utiliserons systématiquement pour l'extraction d'un signal.

8.3 Recherche de source de position inconnue

8.3.1 Avantages de cette méthode

Pour rechercher un signal de position inconnue avec la soustraction *ON-OFF*, on cherche à extraire un signal à différentes positions. Mais plus le nombre d'essais est important, et plus la probabilité d'avoir une grande fluctuation du fond est importante. Il faut donc tenir compte du nombre d'essais réalisés pour calculer la significativité d'un excès.

Par exemple, si après $N=1000$ essais une significativité maximale de 5.2σ est mesurée (soit une probabilité d'avoir une fluctuation du fond à cette position de $P_0 \approx 2.4 \times 10^{-5}$) la probabilité réelle que ce signal soit dû à une fluctuation du fond est de $P \sim 1 - (1 - P_0)^{1000} \approx 0.962$, soit $\sim 2.3 \sigma$!! Ces chiffres illustrent seulement le problème de la prise en compte du nombre d'essais, qui est en réalité plus complexe à cause des corrélations existantes entre les différentes positions. Cette méthode n'est donc pas efficace, au sens statistique du terme, pour extraire un signal à une position inconnue. Le problème est aggravé dans le cas d'une source étendue, car le fond hadronique est intégré sur une plus grande zone angulaire.

Le maximum de vraisemblance offre la possibilité de trouver à la fois la position de la source et le signal émis tout en disposant d'une bonne significativité horaire. Afin d'illustrer l'utilisation du maximum de vraisemblance pour la recherche de

Partie II, Maximum de vraisemblance

source, nous supposons que celle-ci est ponctuelle. La vraisemblance est maximisée par rapport à trois paramètres, l'excès \widetilde{N}_γ et la position de la source $\vec{\mathbf{S}} = (\widetilde{X}_S, \widetilde{Y}_S)$. Il reste à définir un estimateur de significativité pour cet ajustement de trois paramètres.

Développons la vraisemblance conditionnelle $\mathcal{L}(\{\vec{S}_F^i\} | N_\gamma^V, \vec{S}^{\vec{V}}, \{\vec{O}^i\}, \{\theta_F^i\})$ autour des valeurs ajustées $\widetilde{N}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}$:

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L}(\vec{S}_F^i | N_\gamma^V, \vec{S}^{\vec{V}}, \{\vec{O}^i\}, \{\theta_F^i\}) &= \ln \mathcal{L}(\vec{S}_F^i | \widetilde{N}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \{\vec{O}^i\}, \{\theta_F^i\}) + \\ &\frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma} \Big|_{\widetilde{N}_\gamma} (N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma) + \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial X_S} \Big|_{\widetilde{X}_S} (X_S^V - \widetilde{X}_S) + \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial Y_S} \Big|_{\widetilde{Y}_S} (Y_S^V - \widetilde{Y}_S) + \\ &\frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \Big|_{\widetilde{N}_\gamma} \frac{(N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma)^2}{2!} + \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial X_S^2} \Big|_{\widetilde{X}_S} \frac{(X_S^V - \widetilde{X}_S)^2}{2!} + \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial Y_S^2} \Big|_{\widetilde{Y}_S} \frac{(Y_S^V - \widetilde{Y}_S)^2}{2!} + \dots \end{aligned}$$

La maximisation de la vraisemblance impose $\forall i \frac{\partial \ln \mathcal{L}}{\partial \omega_i} \Big|_{\widetilde{\omega}_i} = 0$. Comme on se place dans l'hypothèse où $N_\gamma^V = 0$ pour estimer la significativité, la position de source $\vec{S}^{\vec{V}}$ n'a alors aucun sens pour du fond *hadronique* et \mathcal{L} est indépendant de ce paramètre. On peut donc prendre n'importe quelle valeur. Nous choisissons ainsi $\vec{S}^{\vec{V}} = \vec{\mathbf{S}}$, annulant les termes contenant $(X_S^V - \widetilde{X}_S)$ et $(Y_S^V - \widetilde{Y}_S)$. La vraisemblance s'écrit donc aux termes du troisième ordre près :

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L}(\vec{S}_F^i | N_\gamma^V = 0, \vec{S}^{\vec{V}} = \vec{\mathbf{S}}, \{\vec{O}^i\}, \{\theta_F^i\}) &= \\ \ln \mathcal{L}(\vec{S}_F^i | \widetilde{N}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}, \{\vec{O}^i\}, \{\theta_F^i\}) &+ \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \Big|_{\widetilde{N}_\gamma} \frac{(N_\gamma^V - \widetilde{N}_\gamma)^2}{2!} + \dots \end{aligned}$$

Ainsi, le rapport de maximum de vraisemblance $\lambda = 2 \times (\ln \mathcal{L}(\widetilde{N}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}) - \ln \mathcal{L}(0, \vec{\mathbf{S}}))$ suit une loi de χ^2 . Et comme la maximisation ne dépend pas de $\vec{\mathbf{S}}$, la variable $\sqrt{\lambda}$ suit une loi gaussienne centrée en 0 et de variance $1 / \sqrt{-\frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}}{\partial N_\gamma^2} \Big|_{\widetilde{N}_\gamma, \vec{\mathbf{S}}}}$.

Le rapport de maximum de vraisemblance $\sqrt{\lambda}$ est l'estimateur de significativité de la méthode lorsqu'on laisse libre la position de la source. Comme nous avons intensivement vérifié que cet estimateur possède bien les propriétés statistiques attendues lorsque la position de la source est fixée, nous admettrons que dans le cas d'une recherche de position cet estimateur suit bien une loi normale centrée.

8.3.2 Un exemple de recherche de position de source

Afin de tester succinctement cette méthode pour rechercher un signal à une position inconnue, nous réutilisons les données de Markarian 421 contenant du signal utilisées dans le paragraphe 8.2.2 (Cf. page 96). Différents rapports signal sur bruit peuvent alors être testés.

8.4 Conclusions sur l'extraction du signal

La position de source dans le plan de la caméra est laissée libre. Je rappelle qu'elle est repérée par rapport à la position visée \vec{O}^i . Les résultats des ajustements sont présentés dans le tableau 8.6.

\widetilde{N}_γ	Position ajustée (mrad)	N_σ
1948.8 ± 51.1	$(0.08 \pm 0.1; 0.3 \pm 0.4)$	38.1
120.9 ± 27.4	$(-0.2 \pm 0.1; 0.8 \pm 1.4)$	4.4
152.8 ± 49.3	$(0.1 \pm 0.3; -0.1 \pm 0.5)$	3.1

TAB. 8.6: Exemple de recherche de position de sources sur les données de Markarian 421 présentées dans le tableau 8.3.

Le signal ajusté est compatible avec celui extrait précédemment (qui est respectivement 1914.4 ± 54.0 , 125.0 ± 24.3 et 137.6 ± 54.0) et les significativités sont très voisines. Toutes les positions ajustées sont compatibles avec $(0,0)$, c'est-à-dire la position visée. *La vraisemblance converge donc bien vers les valeurs attendues.*

Un test supplémentaire a été réalisé sur des données sans signal et il sera présenté dans le paragraphe 21.2 (Cf. le tableau 21.3 page 188). La vraisemblance converge vers un excès compatible avec zéro.

Des tests supplémentaires ont été réalisés sur différentes sources et avec différents rapports sur bruit à partir de nos données, et aucun biais systématique ne semble se dégager.

L'utilisation d'un maximum de vraisemblance est une méthode statistiquement efficace pour rechercher une position de source car elle ne dégrade pas la significativité.

8.4 Conclusions sur l'extraction du signal

Les résultats du travail précédent montre que la méthode du maximum de vraisemblance est plus efficace pour rechercher un signal dans un fond hadronique que les méthodes standards. **Le gain de significativité** provient en grande partie de l'élimination de la coupure sur l'angle d'orientation des images, qui est utilisée pour la soustraction *ON-OFF*. La sélection des évènements est réalisée ici par l'utilisation de la PSF de l'instrument, ce qui **augmente l'efficacité gamma**. Cette PSF particulièrement étroite dans une dimension est très discriminante.

Cette méthode utilise des modèles pour estimer le fond hadronique. Cette technique de modélisation du fond est déjà utilisée par l'astronomie gamma spatiale : l'analyse des données du détecteur EGRET est réalisée avec une vraisemblance [132] pour laquelle le fond diffus gamma est modélisé et ajusté sur les données réelles [16]. Ici, la prise de données *OFF* n'est alors utile que pour mesurer l'évolution de la réponse de l'instrument avec le temps. Le temps d'observation des sources est donc optimum, ce qui augmente la probabilité d'observer une augmentation de l'activité des sources variables.

Partie II, Maximum de vraisemblance

De plus, elle offre la possibilité de **rechercher avec la même significativité les sources ponctuelles de position inconnue**. Et l'ajustement d'un modèle d'émission spatiale sur les sources étendues peut être mis en oeuvre facilement.

Mais l'utilisation de modèles de fond peut introduire des biais, même si cela ne semble pas la cas, soit à cause d'une mauvaise représentation du fond hadronique soit à cause des variations des conditions expérimentales.

Une cause de mauvaise représentation du fond est le manque de statistique. Dans le cas de CAT, ce manque se fait sentir pour certaines sources et dans certaines bandes zénithales. De plus, la création de modèles par cumul de données réelles suppose que ces données existent, ce qui diminue le temps d'observation des sources.

Pour tenter de remédier à cela, on peut soit accumuler les fonds de différentes sources situées dans des portions de ciel « équivalentes », soit développer un générateur fiable de gerbes hadroniques, soit utiliser des *ON* (Cf. le chapitre 12).

Troisième partie

Les caractéristiques du signal

La première caractéristique d'une source est son flux et son évolution dans le temps (courbe de lumière). Les méthodes exposées précédemment permettent seulement de connaître le taux d'évènements par minute détecté par l'instrument. La connaissance du temps mort et de la surface sensible permettront de mesurer un flux.

Cette mesure repose ainsi sur l'extraction du signal, qui conditionne la précision de la mesure. Par conséquent, les travaux précédents d'optimisation de la significativité permettent d'obtenir une meilleure précision sur la mesure du flux et un meilleur échantillonnage des variations de flux (grâce à une augmentation du temps d'observation). Après avoir décrit la procédure de mesure d'un flux, nous illustrerons l'importance du choix de la méthode d'extraction du signal pour la reconstruction du flux.

La deuxième caractéristique d'une source est son spectre en énergie, c'est-à-dire son intensité en fonction de l'énergie. La précision de mesure repose sur celle de l'intensité et sur celle de l'énergie. Nous comparerons les performances de deux estimateurs d'énergie, l'un construit à partir des paramètres de Hillas et l'autre avec les modèles théoriques d'images de gamma. Nous proposerons une méthode d'extraction du spectre basée sur l'utilisation de notre maximum de vraisemblance afin d'améliorer notre précision de mesure. Mais une augmentation de cette précision n'est intéressante que si les biais systématiques sont minimes. Ainsi nous étudierons l'influence de quelques configurations expérimentales sur la précision de reconstruction des paramètres spectraux.

L'estimation de l'énergie des évènements par la technique Čerenkov atmosphérique souffre de fortes incertitudes à cause des incertitudes du profil de l'atmosphère, qui varie en de courtes échelles de temps (de l'ordre de l'heure), et à cause de l'absence d'une méthode de calibration fiable. Le lancement de satellites de rayons γ observant les très hautes énergies, tels que GLAST, permettra une calibration en énergie entre des techniques différentes, par exemple la calorimétrie et la technique Čerenkov entre les expériences GLAST et HESS.

Chapitre 9

Mesure du flux

9.1 Principe d'une mesure de flux

Le flux d'une source est déterminé par la mesure du temps effectif d'observation, du signal extrait et de la connaissance de la surface efficace du détecteur. Comme la réponse du détecteur varie en fonction de l'énergie du gamma, cette surface dépend de la forme spectral de la source. Ces formes seront soit supposées soit mesurées lorsque les données sont en quantité suffisante, ce qui fera l'objet du chapitre suivant.

Le flux intégral est donné par $F(E > E_S) = \int_{E_S}^{E_{MAX}} \Phi_0 S(E) dE$, où Φ_0 est le flux différentiel à 1 TeV de la source, $S(E)$ sa forme spectrale et E_S l'énergie en TeV au-delà de laquelle on calcule le flux. Comme on suppose une forme spectrale, il faut déterminer Φ_0 à partir des observations. Ce flux différentiel est donné par : $\Phi_0 = N_\gamma / (T_{ON}^{eff} \times \int_{E_{MIN}}^{E_{MAX}} S(E) \times \mathcal{A}(E) dE)$, où N_γ est le nombre d'évènements mesurés, T_{ON}^{eff} est le temps effectif d'observation, $\mathcal{A}(E)$ est la surface de collection du détecteur, et E_{MIN} est le seuil en énergie du détecteur qui dépend de l'angle zénithal. Le temps effectif d'observation est calculé à partir du temps d'observation corrigé du temps mort du détecteur. Ce temps mort est mesuré grâce à la distribution exponentielle des écarts de temps entre deux évènements successifs¹. Il est de l'ordre de 10%. La surface de collection est quant à elle déterminée par simulation Monte Carlo de gamma à différentes énergies et à différents angles zénithaux.

Cette procédure de mesure de flux a été développée dans [148] et je n'y ai apporté aucune modification. Aussi, je décrirai la procédure pour déterminer la surface de collection et je montrerai l'importance du choix de la méthode d'extraction du signal pour déterminer un flux.

¹Ces évènements sont poissoniens et leur date d'arrivée est aléatoire, ce qui explique la loi exponentielle des écarts de temps entre évènements

Partie III, Mesure du flux

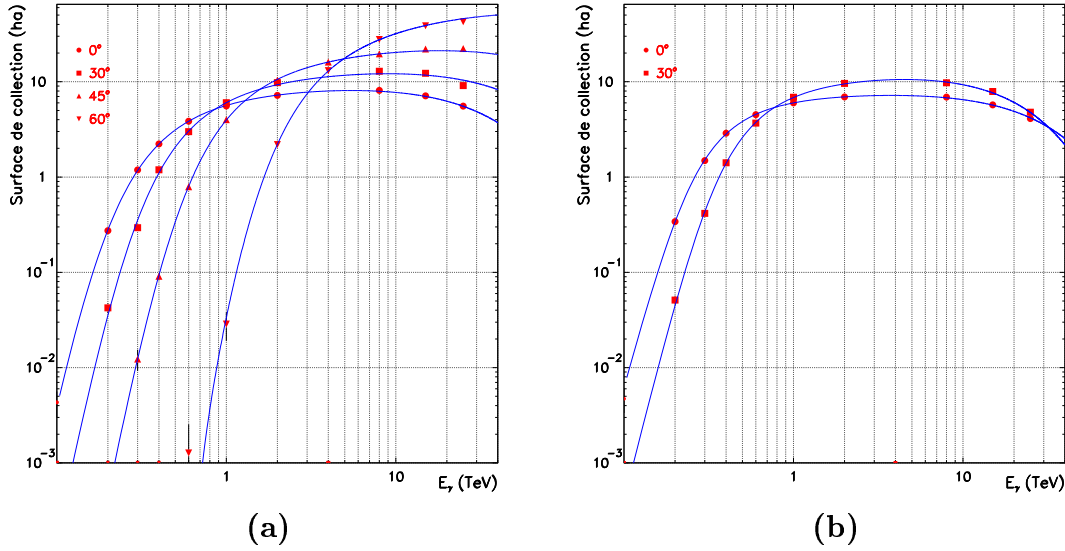


FIG. 9.1: Surface efficace de collection en hectare pour différents angles zénithaux et pour les coupures standards. Les points sont issus des simulations et les courbes représentent l’ajustement simultané sur toutes les bandes zénithales. Elle a été réalisée pour deux méthodes d’extraction du signal, la méthode *ON-OFF* à gauche et la méthode par maximum de vraisemblance à droite.

9.2 La surface de collection

La surface de collection d’un détecteur Čerenkov atmosphérique est définie comme la surface moyenne autour du détecteur sur laquelle des gerbes sont détectées après coupures. Cette surface dépend évidemment de l’énergie des événements et des méthodes d’analyse des données, mais aussi de l’état du détecteur et de l’atmosphère. Il y a donc un type de surface de collection par méthode d’analyse et par configuration du détecteur.

Comme il n’existe pas de faisceau de calibration pour les instruments Čerenkov, nous utilisons des simulations Monte Carlo de gerbes de gamma pour déterminer la surface de collection de CAT. Des gerbes à différentes énergies et à plusieurs angles zénithaux ont été générées de manière uniforme sur une surface autour du télescope. Cette surface multipliée par la fraction des événements qui passent les coupures donne la surface de collection de l’instrument. Pour rendre compte des différents angles zénithaux et des différentes énergies, une représentation analytique de cette surface a été ajustée simultanément sur tous les angles zénithaux et toutes les énergies [148]. Elle est représentée sur la figure 9.1 et sa paramétrisation est pour la soustraction *ON-OFF* :

$$\mathcal{A}(Zen, E_\gamma) = a_1 c_z \left(\arctan \left(a_2 c_z^{a_7} E_\gamma^{a_3} \right) \right)^{a_{10}} \log \left(a_4 c_z^{a_8} E_\gamma \right) \exp \left(- \frac{c_z^{a_9} E_\gamma}{a_5} \right) m^2$$

9.3 Importance du choix de la méthode d'extraction du signal

où E_γ est l'énergie vraie simulée des gamma, Zen est l'angle zénithal et $c_z = \cos(Zen)$. Pour la méthode de maximum de vraisemblance, sa représentation est légèrement différente; dans le terme exponentiel, la dépendance en énergie est de la forme $E_\gamma^{a_{11}}$ où a_{11} est un réel positif.

Les paramètres $\{a_i\}$ dépendent du choix des coupures et de l'analyse choisie. La figure 9.1 illustre cette dernière dépendance : la figure de gauche est la surface de collection pour la soustraction *ON-OFF* et les coupures STD, et la figure de droite celle issue de la méthode par maximum de vraisemblance pour ces mêmes coupures.

Ces paramètres dépendent également des conditions expérimentales. En effet, le déclenchement de la caméra est plus faible lorsque le nombre de voies éteintes dans la zone de déclenchement croît. De même, un bruit de photons peut modifier le nombre d'évènements qui déclanchent l'instrument à son seuil, ce qui doit être pris en compte par la surface de collection. Une discussion complète de ces effets sera réalisée dans le paragraphe 11.2. Mais on peut déjà dire que lorsque le nombre de voies éteintes passent de 9^2 à 16^3 , la surface de collection baisse en moyenne sur toutes les énergies de 15%. On appellera la « configuration *AGN* » les données simulées avec un bruit de fond de ciel de $0.0117 \text{ phot.ns}^{-1}$ et un nombre moyen de voies éteintes dans la zone de déclenchement de 9, et la « configuration *GAL* » avec un NSB de $0.0179 \text{ phot.ns}^{-1}$ et 16 voies éteintes.

Leurs valeurs de $\{a_i\}$ sont données en annexe C pour la méthode *ON-OFF* et en annexe D.2 pour le maximum de vraisemblance.

Le seuil en énergie du détecteur E_{MIN} , utilisé pour la reconstruction du flux (Cf. le paragraphe précédent), est défini à partir de cette surface de collection. Nous la définissons comme l'énergie pour laquelle la surface vaut un dixième de sa valeur maximale. Ce seuil dépend ainsi de l'angle zénithal, des coupures et de la méthode d'extraction du signal.

9.3 Importance du choix de la méthode d'extraction du signal

Comme la significativité donnée par le maximum de vraisemblance est plus grande que celle donnée par la méthode standard pour les sources ponctuelles de position connue, l'utilisation de la vraisemblance permet d'extraire un signal significatif avec moins de temps de prises de données. Par conséquent, les variations temporelles d'une source peuvent être extraites avec une meilleure précision. Les courbes de lumière, c'est-à-dire le flux intégral au dessus d'un seuil en fonction de

²qui est le nombre moyen de voies éteintes dans la zone de déclenchement pour les objets hors du plan galactique, c'est-à-dire les noyaux actifs de galaxies

³qui est le nombre moyen de voies éteintes dans la zone de déclenchement sur des données avant 2000 du Crabe, qui se trouve dans la constellation du Taureau et donc dans le voisinage de la Voie Lactée.

Partie III, Mesure du flux

la date, peuvent donc être mieux échantillonnées temporellement.

Pour illustrer cette application, j'ai utilisé les données prises sur Markarian 421 lors de la nuit du 23 au 24 mars 2001, qui montrent une grande variabilité du flux de la source. L'interprétation physique de cette courbe de lumière sera donnée dans le paragraphe 15.2. Pour extraire cette courbe de lumière, j'ai supposé que la source avait un spectre courbe donné par $E^{-2.8-0.81 \times \log_{10} E}$, qui est le spectre extrait lors de cette nuit (Cf. le paragraphe 15.2). Le flux est calculé à différentes dates d'un côté à l'aide de la soustraction *ON-OFF* et de l'autre grâce au maximum de vraisemblance.

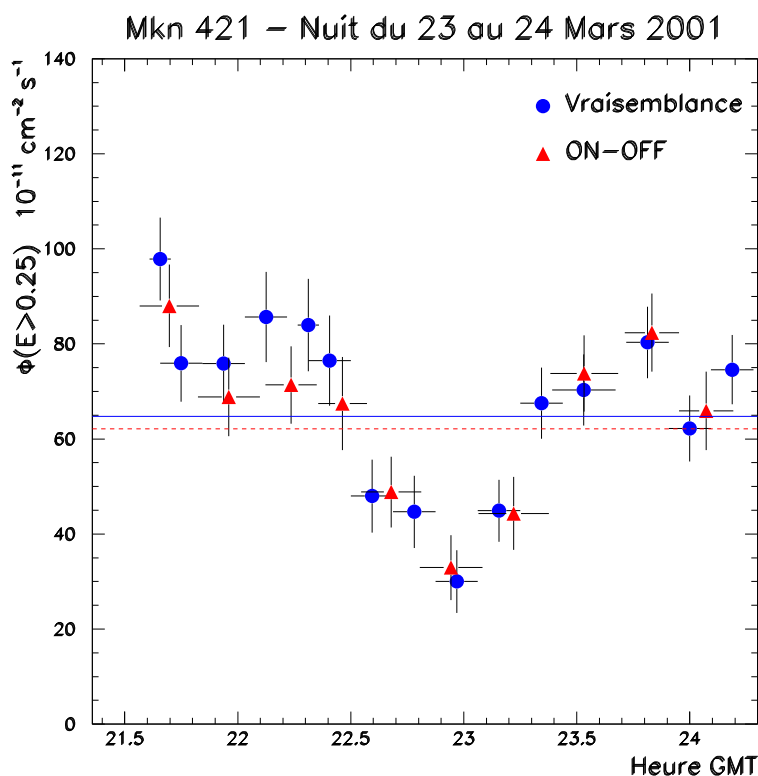


FIG. 9.2: Variation de flux intégral au dessus de 250 GeV en fonction du temps de l'émission de Markarian 421 lors de la nuit de 23 Mars 2001. La ligne continue est la valeur moyenne de l'émission donnée par la vraisemblance, et la ligne en pointillés est celle extraite par soustraction *ON-OFF*

La comparaison des courbes de lumière issues de la soustraction *ON-OFF* et du maximum de vraisemblance est donnée sur la figure 9.2. 2.38 h de données (corrigées du temps mort) ont été prise en mode *décalé* avec un angle zénithal moyen de 9.6° . L'échantillonnage temporel utilisé pour la vraisemblance est celui qui donne les mêmes erreurs sur les flux intégraux que celles calculées par la méthode standard. Ainsi, **le maximum de vraisemblance permet d'utiliser un pas de 10 minutes, contre un pas de 15 minutes pour la méthode standard.**

La première remarque porte sur la compatibilité des courbes de lumière entre

9.3 Importance du choix de la méthode d'extraction du signal

les deux méthodes. **Les flux semblent parfaitement compatibles**, ce qui valide une fois de plus l'extraction du signal par vraisemblance. La valeur moyenne de l'émission donnée par la vraisemblance est de $(64.74 \pm 2.00^{stat}) \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, contre $(62.14 \pm 2.54^{stat}) \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Grâce au meilleur échantillonnage du maximum de vraisemblance, des variations très rapides de flux semblent apparaître, comme vers 21h30 ou vers 24h sans qu'elles soient réellement significatives.

Ainsi, l'extraction de signal par vraisemblance est très prometteuse pour la création de courbe de lumière plus précise. Cet outil sera donc très utile pour observer les blazars sur HESS, avec lequel on espère détecter de nombreux BL Lac.

Partie III, Mesure du flux

Chapitre 10

Estimation de l'énergie

L'énergie d'un évènement est déterminée avec la forme et la position de son image dans la caméra. Nous avons développé un estimateur à partir des paramètres de Hillas. La méthode χ^2 permet également d'estimer l'énergie \widetilde{E}_B de chaque évènement (Cf. le paragraphe 6.2).

Les propriétés de ces estimateurs seront étudiées et comparées. Cela permettra de choisir le meilleur estimateur et de vérifier l'absence de biais entre eux. Néanmoins, nous pouvons déjà affirmer que l'estimateur construit à partir des paramètres de Hillas aura une moins bonne résolution que celui issu de la méthode χ^2 , car il utilise moins d'informations sur la distribution de lumière des images.

10.1 Caractéristiques de l'estimateur issu du χ^2

La méthode χ^2 estime l'énergie des évènements, \widetilde{E}_B , grâce à un ajustement d'un modèle d'images de gamma à une image réelle. On ajuste trois paramètres, l'énergie et la position du pied de gerbe, lorsque la direction d'arrivée d'un évènement n'est pas recherchée, sinon cinq. Ici, nous nous intéresserons au cas où la position de source est connue. Cet estimateur est décrit dans [148] et je n'y ai apporté aucune modification. Les propriétés de cet estimateur sont étudiées grâce aux mêmes simulations de gamma que celles utilisées pour la détermination de la surface de collection.

Les propriétés que l'on va étudier sont le biais et la largeur de la distribution des énergies reconstruites, c'est-à-dire la résolution.

Le biais de reconstruction, qui est la différence de l'énergie moyenne reconstruite et de la véritable énergie du gamma, vaut 50% à 200 GeV et <1% à 1 TeV au zénith avec les coupures standards (Cf. la figure 10.1). Le biais important à basse énergie est dû à un effet de déclenchement de la caméra, qui est propre aux expériences Čerenkov : certaines gerbes initiées par des évènements dont la valeur moyenne de lumière Čerenkov ne permet pas le déclenchement de la caméra déclanchent parfois une acquisition ; ces gerbes ont eu une fluctuation positive de lumière et l'ajustement des images théoriques va avoir tendance à en prendre une de plus grande énergie.

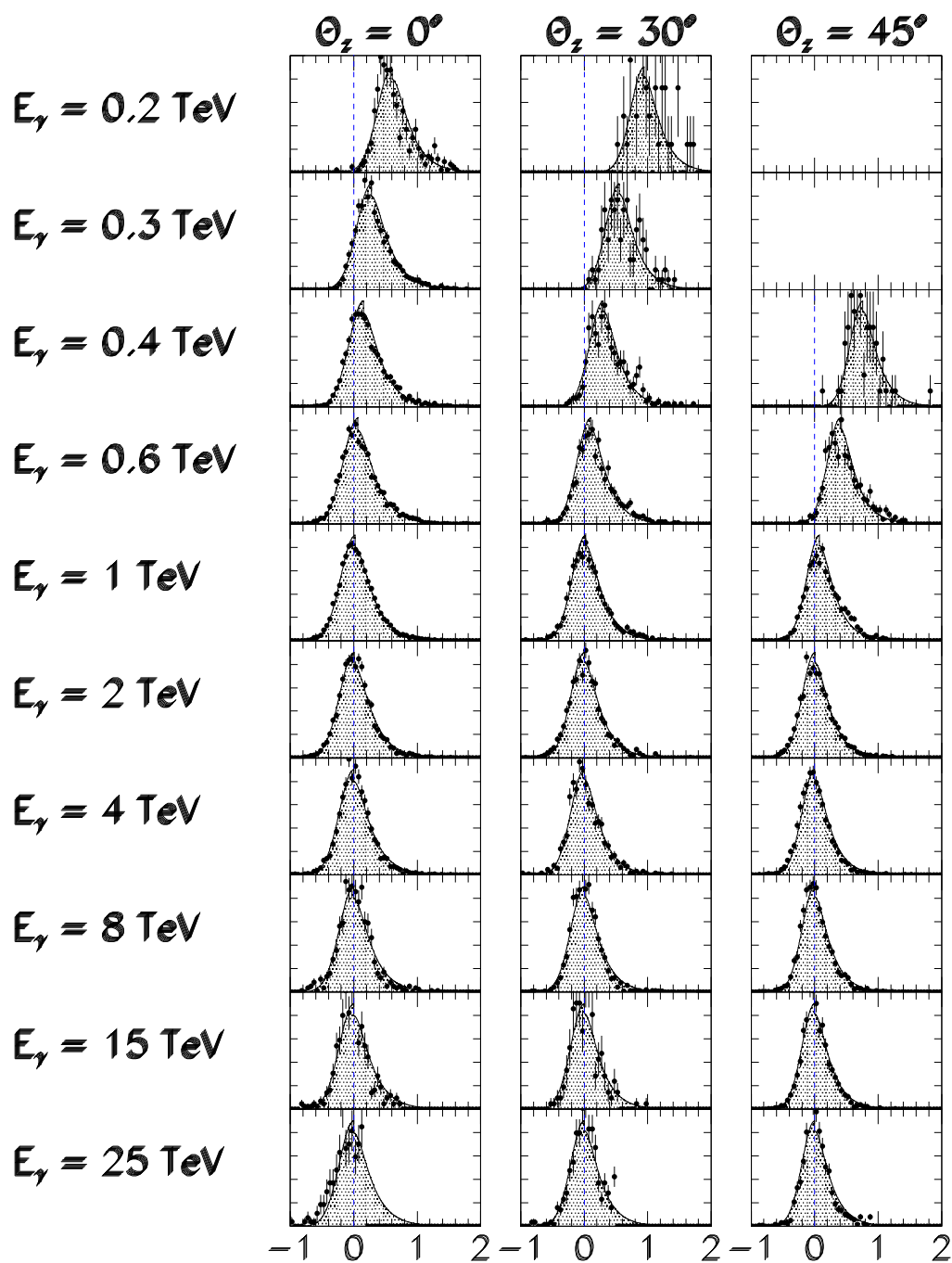


FIG. 10.1: Distribution de $\delta E = \ln \left(\tilde{E}_B / E_\gamma \right)$ pour différentes énergie vraie E_γ et pour différents angles zénithaux (points). Les courbes représentent le résultat de l'ajustement de la fonction de résolution en énergie. Ces distributions sont réalisées avec les coupures STD et dans la configuration AGN.

10.1 Caractéristiques de l'estimateur issu du χ^2

La largeur de la distribution $\delta E = \ln(\widetilde{E}_B) - \ln(E_\gamma)$, où \widetilde{E}_B est l'énergie ajustée et E_γ l'énergie vraie du gamma simulé, est pratiquement constante. L'ajustement d'une gaussienne sur ces distributions aboutit à un sigma de $\sim 22\%$ de 250 GeV à 10 TeV avec les coupures standards. **La méthode donne donc une « résolution en énergie » de $\sim 22\%$ sur toute la gamme dynamique de l'instrument.**

Ce biais et cette modeste résolution en énergie distordent les caractéristiques initiales du signal, car des événements se trouvant initialement dans un intervalle en énergie sont déversés dans un intervalle adjacent. Surtout à basse énergie, ce déversement est important à cause du biais non négligeable.

Dans la procédure d'extraction du spectre qui est décrite peu après, ces déversements sont pris en compte à travers une paramétrisation des distributions de résolution en énergie $\mathbf{p}(\widetilde{E}_B | E_\gamma, Zen)$. Ces distributions dépendent de l'énergie vraie des gamma et de l'angle zénithal. Soit les définitions données avec douze paramètres $\{p_i\}_{i=1,12}$:

- $\delta E = \ln\left(\frac{\widetilde{E}_B}{E_\gamma}\right)$ et $L_{10} = \log E_\gamma$,
- $c_z = \cos(Zen)$ et $t_z = \tan(Zen)$,
- $q_1 = p_3 + p_4 c_z$, $q_2 = p_1 + p_2 c_z$ et $q_3 = p_{11} + p_{12} t_z$,
- $\overline{\delta E} = \frac{\exp[-q_1(L_{10}+q_2)]}{1+\exp[-q_1(L_{10}+q_3)]}$,
- $A_1 = p_5 + p_6 Zen$, $A_2 = p_7 + p_8 t_z$ et $A_3 = p_9 + p_{10} Zen$,
- $P = \sqrt{2\pi} \left[\frac{A_3}{2} + A_1 \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \right]$,

où E_γ et \widetilde{E} sont en TeV et Zen en degrés. La paramétrisation de la fonction de résolution en énergie est donnée par :

- si $\delta E < \overline{\delta E}$, $y = \frac{\delta E - \overline{\delta E}}{A_2}$ et $p(\widetilde{E} | E_\gamma, Zen) = \frac{1}{P} \frac{A_3}{A_2} \exp\left[-\frac{y^2}{2}\right]$,
- si $\delta E > \overline{\delta E}$, $y = \frac{\delta E - \overline{\delta E}}{A_1}$ et $p(\widetilde{E} | E_\gamma, Zen) = \frac{1}{P} \exp\left[-\frac{y + \exp(-y)}{2}\right]$.

Cette représentation empirique est ajustée sur les distributions simulées de $\delta E = \ln\left(\frac{\widetilde{E}_B}{E_\gamma}\right)$ pour tous les angles zénithaux et toutes les énergies afin de déterminer les paramètres $\{p_i\}_{i=1,12}$. Les valeurs de ces paramètres sont données en annexe C.2 pour les coupures standards. Le résultat de l'ajustement est représenté sur la figure 10.1. Les points représentent les données Monte Carlo et les courbes sont le résultat de l'ajustement. On note un petit défaut de continuité de la paramétrisation près du maximum des courbes, mais l'ajustement est très convenable.

Partie III, Estimation de l'énergie

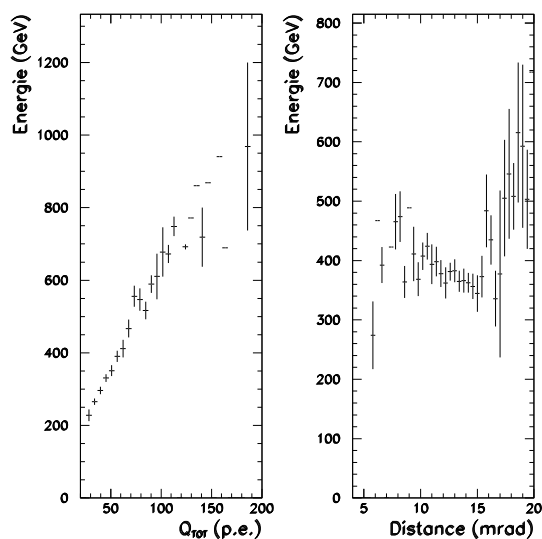
10.2 Un estimateur supplémentaire grâce aux moments

Les corrélations entre certaines caractéristiques des images et l'énergie des gamma sont exploitées pour créer un autre estimateur d'énergie. Les deux variables utilisées sont la charge des images, Q_{TOT} , et le paramètre $Distance$, qui est la distance entre le barycentre de l'image et la position de la source. $Distance$ est relié à la distance séparant le télescope du pied de gerbe. Plus la distance augmente et plus le pied de gerbe est loin.

La relation entre l'énergie du gamma E_γ et la charge Q_{TOT} est presque une fonction linéaire croissante à pied de gerbe constant (Cf. la figure 10.2). Cette variation reflète l'augmentation du nombre de particules chargées dans la gerbe avec l'énergie du gamma primaire.

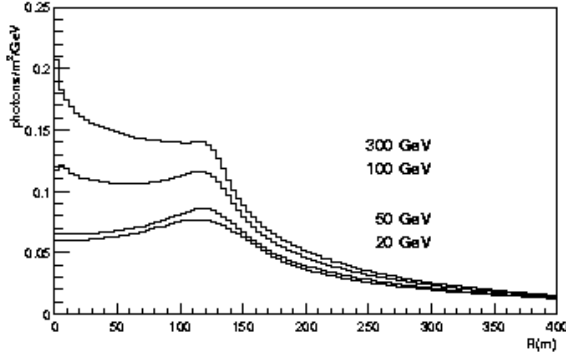
La variation de l'énergie, à charge constante, en fonction du paramètre $Distance$ est illustrée sur la figure 10.2. Elle est reliée à la densité de lumière de la tâche Čerenkov au sol. En effet, considérons la figure 10.3 qui donne la densité de lumière Čerenkov en fonction de la distance du pied de gerbe pour différentes énergies. Se fixer une charge, c'est se fixer une densité. On cherche alors quelle est l'énergie moyenne des gerbes qui donne cette densité pour une distance de pied de gerbe donnée, donc à $Distance$ donné. Pour des distances de pied de gerbe inférieures à 60 m (correspondant à $Distance < 8$ mrad), la densité décroissant avec la distance à énergie fixée, l'énergie croît avec la $Distance$. Pour un pied de gerbe entre 60 et 125 m ($Distance$ comprise entre 7 et 16 mrad), la densité étant constante puis légèrement croissante, l'énergie décroît légèrement avec $Distance$. Pour les pieds de gerbe supérieurs à 125 m, la densité décroissant, l'énergie augmente avec $Distance$.

FIG. 10.2: Distribution de l'énergie vraie E_γ en fonction de Q_{TOT} pour une distance du barycentre des images $Distance$ dans $[10,12]$ mrad (à gauche), et en fonction de $Distance$ pour Q_{TOT} appartenant à $[50,70]$ p.e. (à droite). Ces distributions ont été réalisées avec un spectre simulé de gamma au zénith et en loi de puissance d'indice 2.7 dans la configuration *GAL*.



10.2 Un estimateur supplémentaire grâce aux moments

FIG. 10.3: Distribution en fonction de la distance au pied de gerbe de la densité au sol à l'altitude de Thémis de photons Čerenkov émis par des gerbes de gamma de différentes énergies (tiré de [49])



Un estimateur est construit par une paramétrisation semi-analytique en fonction de Q_{TOT} et $Distance$, dont les paramètres sont ajustés sur des données Monte Carlo. Cette paramétrisation est donnée par :

- $c_z = \cos(Zen)$ et $Dist = \sqrt{(X_B - X_S)^2 + (Y_B - Y_S)^2}$,
- $p_1 = b_1 + b_2 \exp(b_3 c_z)$,
- $p_2 = b_4 + b_5 c_z$,
- $p_3 = b_6 + b_7 \exp(b_8 c_z)$,
- $p_4 = b_9 + b_{10} \exp(b_{11} c_z)$,
- $s_1 = b_{12} + b_{13} cz + b_{14} c_z^2$,
- $s_2 = b_{15} + b_{16} Zen + b_{17} Zen^2$,

où (X_S, Y_S) sont les coordonnées de la position de la source dans la caméra en tenant compte des corrections mécaniques et (X_B, Y_B) celles du barycentre de l'image. Le nouvel estimateur est alors défini par :

$$\widetilde{E}_{ESC} = \exp(p_1 + p_2 \ln Q_{TOT} + p_3 Dist^{s_1} + p_4 Dist^{s_2})$$

Les coefficients $\{b_i\}_{i=1,17}$ dépendent une fois de plus des coupures utilisées. Les valeurs des coefficients sont données en annexe B.

Pour les coupures ESC dans la configuration *AGN*, cet estimateur donne un biais en énergie de 47.9% à 200 GeV et de 1% à 1 TeV à 0° ; sa « résolution en énergie », définie par l'ajustement d'une gaussienne sur la distribution de $\ln(\widetilde{E}_{ESC}/E_\gamma)$, est de 17.1% à 200 GeV et de 31% à 1 TeV (Cf. la figure 10.4). Le biais est sensiblement équivalent à celui donné par l'estimateur standard (Cf. le paragraphe 10.1), mais la largeur des distribution est plus importante. **Ce nouvel estimateur est donc moins bon que l'estimateur standard** sauf à basse énergie.

Partie III, Estimation de l'énergie

Cette conclusion était prévisible, car ce nouvel estimateur utilise moins d'informations sur la distribution de lumière des images par rapport à la méthode standard. Le biais et la résolution en énergie restent toutefois acceptables pour *avoir une méthode indépendante d'extraction de spectre*. Une comparaison des méthodes sera donc possible.

La paramétrisation de la fonction de résolution liée à cet estimateur est différente de celle utilisée pour l'estimateur standard. Soient les définitions :

- $\delta E = \ln \left(\widetilde{E}_{ESC} / E_\gamma \right)$ et $L_{10} = \log E_\gamma$,
- $c_z = \cos(Zen)$, $s_z = \sin(Zen)$ et $t_z = \tan(Zen)$,
- $q_1 = -\frac{c_z}{v_1}$, $q_2 = v_2 + (1 - cz) \times v_3$ et $q_3 = v_4 + v_{11} s_z$,
- $\overline{\delta E} = q_1 \tan(q_3 \times (\ln E_\gamma - q_2)) + \exp(-v_{16} c_z E_\gamma^2) \times s_z$,
- $A_1 = v_5 + v_6 Zen + v_{17}(1 - cz) E_\gamma$ et $A_3 = v_9 + v_{10} Zen$,
- $A_2 = v_7 + v_8 t_z$; et si $E_\gamma < v_{12} + v_{13} c_z + v_{14} c_z^2$, alors $A_2 = v_{15}$,
- $P = \sqrt{2\pi} \left[\frac{A_3}{2} + A_1 \operatorname{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right]$,

où E_γ et \widetilde{E}_{ESC} ont comme unité le TeV et Zen les degrés. La paramétrisation de la fonction de résolution en énergie est donnée par :

- si $\delta E < \overline{\delta E}$, $y = \frac{\delta E - \overline{\delta E}}{A_2}$ et $p(\tilde{E} | E_\gamma, Zen) = \frac{1}{P} \frac{A_3}{A_2} \exp \left[-\frac{y^2}{2} \right]$,
- si $\delta E > \overline{\delta E}$, $y = \frac{\delta E - \overline{\delta E}}{A_1}$ et $p(\tilde{E} | E_\gamma, Zen) = \frac{1}{P} \frac{A_3}{A_2} \exp \left[-\frac{y + \exp(-y) - 1}{2} \right]$

Les coefficients $\{v_i\}_{i=1,17}$ sont donnés dans les tableaux C.4 et C.6 en annexe, et le résultat de l'ajustement est illustré par la figure 10.4. La qualité de l'ajustement n'est pas très bonne. Mais on a vérifié que les résultats d'extraction spectrale étaient peu sensibles aux détails de la paramétrisation.

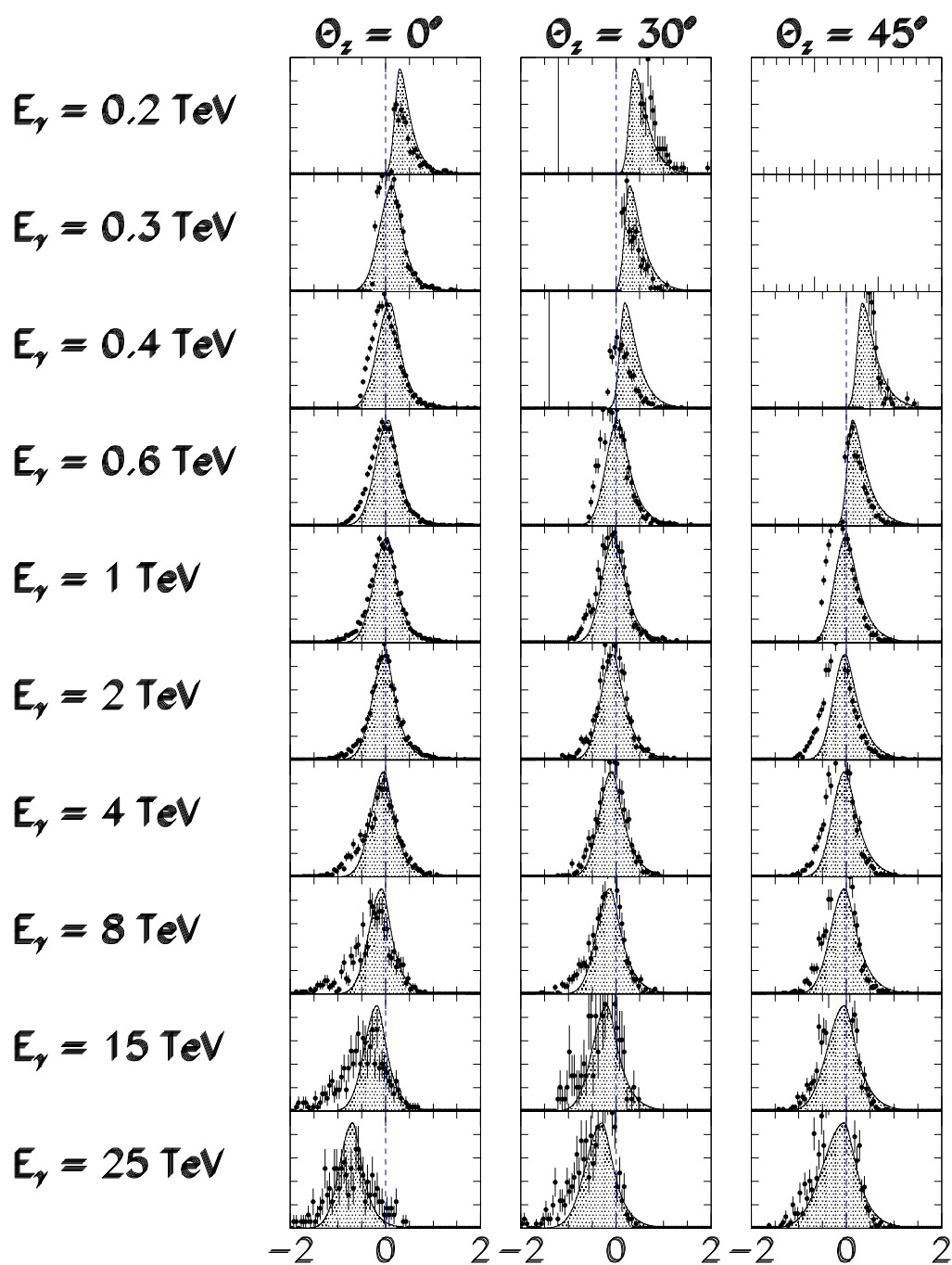


FIG. 10.4: Distribution de $\delta E = \ln(\widetilde{E}_{ESC}/E_\gamma)$ pour différentes énergies vraies E_γ et pour différents angles zénithaux (points). Les courbes représentent le résultat de l'ajustement de la fonction de résolution en énergie. Ces distributions sont réalisées avec les coupures ESC et dans la configuration *AGN*.

Partie III, Estimation de l'énergie

Chapitre 11

Extraction standard du spectre

11.1 Principe

Cette procédure d'extraction a été développée par F. Piron et je n'y ai apporté que quelques contributions mineures. Cette méthode repose sur l'utilisation d'un maximum de vraisemblance en tenant compte des données *ON* et *OFF* sans faire de soustraction *ON-OFF* et en tenant compte du caractère poissonien des nombres d'évènements. Elle diffère fortement de celles utilisées par les collaborations Whipple [133] et HEGRA [88, 89], qui utilisent une méthode *ON-OFF* et qui minimisent un χ^2 en supposant que les nombres d'évènements suivent des lois gaussiennes. Cette hypothèse est justifiée pour les intervalles en énergie centraux, mais pas pour les intervalles extrêmes de leur gamme dynamique¹.

Les données sont séparées en bande d'angle zénithal et d'énergie estimée, et le nombre d'évènements est comptabilisé dans chaque bande. On suppose une forme de spectre en fonction de l'énergie vraie (dépendant de plusieurs paramètres) et on peut calculer en tenant compte de la résolution en énergie et de la surface de collection le nombre moyen s_i d'évènements de signal attendu dans chaque bande zénithale et d'énergie estimée. Dans chacune des bandes, le nombre moyen d'évènements du fond est noté f_i . On peut alors calculer la vraisemblance d'avoir la réalisation expérimentale *ON* et *OFF* que l'on a (en utilisant des probabilités poissonniennes) et la maximiser pour estimer les paramètres du spectre.

Les formes spectrales généralement utilisées sont la loi de puissance, un spectre courbé qui est une parabole dans le repère $(\nu, \nu F(\nu))$ où $\nu F(\nu)$ est la puissance spectrale par décade², et une loi de puissance avec une coupure exponentielle :

– hypothèse en loi de puissance, $\mathcal{H}^{pl} : \left[\frac{dN}{dE} \right]^{pl} = \Phi_0^{pl} E_{TeV}^{-\gamma^{pl}}$

¹ce qui peut être gênant, car ces intervalles extrêmes se révèlent d'une grande importance pour la mesure de la courbure des spectres

²dont l'unité est $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

Partie III, Extraction standard du spectre

- hypothèse courbe, $\mathcal{H}^{cs} : \left[\frac{dN}{dE} \right]^{cs} = \Phi_0^{cs} E_{TeV}^{-\gamma^{cs} - \beta^{cs} \times \log_{10}(E_{TeV})}$
- hypothèse « exponentielle », $\mathcal{H}^{ec} : \left[\frac{dN}{dE} \right]^{ec} = \Phi_0^{ec} E_{TeV}^{-\gamma^{ec}} \times e^{-E_{TeV}/E_{TeV}^C}$

En ce qui concerne l'hypothèse exponentielle, on ajuste non pas la valeur de E_{TeV}^C , mais son inverse qui suit une loi normale dans la limite asymptotique. Les erreurs sur $1/E_{TeV}^C$ sont symétriques.

Comme les processus d'accélération conduisent souvent à un spectre d'émission de gamma en loi de puissance (Cf. le chapitre 1), la forme spectrale par défaut est la loi de puissance. On l'appellera l'hypothèse \mathcal{H}^0 . Toute autre forme spectrale sera notée \mathcal{H}^1 . Généralement, les écarts à la loi de puissance sont assez faibles, car notre gamme dynamique est relativement restreinte (de 250 GeV qui est notre seuil en énergie jusqu'à 12 TeV au maximum à cause d'une statistique limitée, soit moins de deux décades en énergie). Lorsque la statistique est insuffisante, la procédure d'extraction conduit naturellement à une loi de puissance, qui n'est que la tangente à une loi courbe. Afin de savoir si un spectre s'écarte d'une loi de puissance, on teste une hypothèse \mathcal{H}^1 contre \mathcal{H}^0 en calculant le rapport des maxima des vraisemblances $\lambda = 2 \ln(\mathcal{L}_{\mathcal{H}^1}^{max} / \mathcal{L}_{\mathcal{H}^0}^{max})$. On a décidé que si λ est supérieur à 4 (soit une probabilité de $\sim 4.5 \times 10^{-2}$, ou 2 écarts standards), \mathcal{H}^0 devait être rejeté. Dans le cas contraire, nos données ne nous permettent pas de rejeter cette hypothèse.

11.2 Robustesse de l'analyse spectrale

Nous allons montrer les résultats de cette méthode statistique d'extraction de spectre sur les données de la nébuleuse du Crabe pour les deux types de coupures (STD, ESC) et pour les deux estimateurs d'énergie (\widetilde{E}_B , \widetilde{E}_{ESC}). Ces données sont très utiles pour tester des méthodes différentes, car la source est stable et les données sont nombreuses. Une partie de ces résultats ont été présentés par C. Masterson à la conférence *Gamma 2000* à Heidelberg (Allemagne) [131].

Dans ce chapitre, nous nous placerons dans la configuration *AGN*. Nous verrons au paragraphe 13 la dépendance des résultats avec la configuration.

Nous utilisons des données du Crabe prises entre Septembre 1997 et Décembre 1999 pour un total de 88.7 h après correction du temps mort entre 20° et 45.5° d'angle zénithal. Avec les coupures standards, un excès de $8677 \pm 253 \gamma$ est mesuré, tandis qu'avec les coupures ESC on a $5358 \pm 372 \gamma$. L'extraction spectrale est réalisée entre 315 GeV et 20 TeV. Un test d'hypothèse entre la loi de puissance et le spectre courbe a été effectué. Avec les coupures STD et l'estimateur \widetilde{E}_B , le rapport de vraisemblance vaut $\lambda = 1.02$ (correspondant à une probabilité de fluctuation du fond de 0.31) et $\lambda = 0.69$ (soit une probabilité de 0.4) avec les coupures ESC et l'estimateur \widetilde{E}_{ESC} .

Le résultat des ajustements est représenté sur la figure 11.1. Le détail des extrac-

11.2 Robustesse de l'analyse spectrale

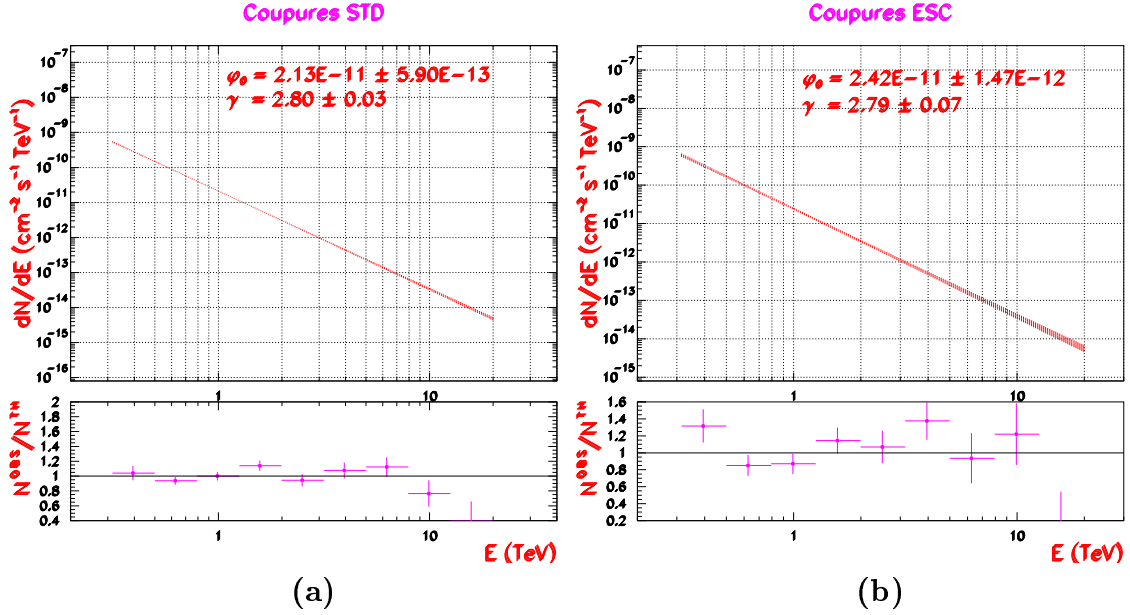


FIG. 11.1: Extraction du spectre du Crabe entre 19.9° et 45.5° avec les coupures STD et l'estimateur en énergie standard \widetilde{E}_B (figure a), et avec les coupures ESC et l'estimateur issu des paramètres de Hillas \widetilde{E}_{ESC} (figure b), dans la configuration AGN

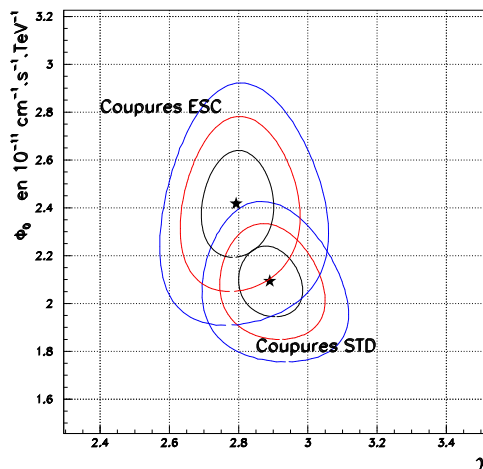
tions spectrales sont donnés en annexe F.2. Les figures du haut représentent le flux différentiel $\frac{dN}{dE}$ en phot $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$, l'énergie étant l'énergie réelle des gamma. La zone hachurée correspond au contour de confiance à 68% du flux différentiel. Les figures du bas représentent les rapports du nombre d'évènements mesurés N^{obs} sur celui calculé à partir du spectre final ajusté N^{th} dans chaque intervalle en énergie mesurée. Les résultats détaillés de cette extraction sont donnés en annexe F.

Les rapports sont statistiquement compatibles avec l'unité, et ils se distribuent régulièrement autour de 1. Les erreurs sont plus importantes dans le cas ESC, car le facteur de qualité ($Q=1.92$) est plus faible que celui des coupures STD ($Q=3.64$). Ces rapports montrent bien que l'hypothèse de forme spectrale en loi de puissance est tout à fait acceptable pour le spectre du Crabe.

Les valeurs ajustées du flux et de l'indice de la loi de puissance en utilisant des coupures différentes et des estimateurs d'énergie différents semblent compatibles comme le suggère les contours de probabilité de la figure 11.2. Les indices ajustés sont parfaitement compatibles, tandis que les flux Φ_0 diffèrent de moins de $(2.09 - 2.42)/\sqrt{0.097^2 + 0.15^2} \approx -1.8$ écarts. Ce chiffre n'est donné qu'à titre d'illustration, car les erreurs entre les deux méthodes sont corrélées puisqu'il s'agit des mêmes données. Pour vérifier proprement la compatibilité des deux méthodes précédentes, il aurait fallu prendre deux lots indépendants et appliquer sur l'un une méthode et sur l'autre la seconde. On peut raisonnablement penser que l'on aurait conclu à la compatibilité.

Partie III, Extraction standard du spectre

FIG. 11.2: Contours de confiance à 68.3%, 95.4% et 99.7% du couple de paramètres $(\gamma^{pl}, \Phi_0^{pl})$ ajustés sur des données du Crabe avec les coupures STD et l'estimateur \widetilde{E}_B (en bas de la figure) et avec les coupures ESC et l'estimateur \widetilde{E}_{ESC} (en haut).



Nous avons montré que **la mesure du spectre de la nébuleuse du Crabe ne dépend pas des coupures ni de l'estimateur d'énergie**. Ce résultat conforte nos simulations Monte Carlo à travers l'utilisation de différentes coupures, différentes surfaces de collection et différentes fonctions de résolution. Dans la suite, nous garderons les coupures STD et l'estimateur d'énergie donné par le χ^2 car ils possèdent de meilleures performances.

Chapitre 12

Extraction du spectre à partir du maximum de vraisemblance

Une application supplémentaire réalisable avec le maximum de vraisemblance est l'extraction spectrale, qui se décomposerait en deux étapes.

La première étape consiste à extraire le signal dans différents intervalles en énergie estimée (par la méthode du χ^2 par exemple) grâce au maximum de vraisemblance. L'utilisation de la vraisemblance nous assure que le nombre d'évènements extraits est accompagné d'une estimation d'erreur qui suit bien une loi normale centrée (Cf. la discussion du paragraphe 8.1.4). Il faudra néanmoins s'assurer par simulation que lorsque le signal extrait est faible (probablement inférieur à 20 évènements) les erreurs suivent bien cette statistique.

Puis, l'ajustement du spectre en énergie du signal est réalisé par une minimisation d'une fonction χ^2 car les erreurs des évènements par intervalle en énergie suivront une statistique gaussienne.

Nous allons détailler le principe de ces deux étapes, même si son application concrète n'a pas été réalisée ici. Avant d'extraire le spectre, nous supposons que la recherche éventuelle de la position de la source a été réalisée auparavant. Le raisonnement développé ci-dessous est vrai quelque soit la bande d'angle zénithal, que nous supposons unique ici.

12.1 Extraction du signal par intervalle en énergie

Comme la position de la source \vec{S} est supposée connue, seul l'excès \widetilde{N}_γ est à extraire dans chaque bande en énergie estimée $\Delta\widetilde{E}$. La fonction de vraisemblance s'écrit de la même manière que précédemment (Cf. le chapitre 8) avec les mêmes hypothèses ; pour travailler dans chaque intervalle en énergie, nous rajouterons aux coupures servant à enrichir le rapport signal sur bruit (Cf. le chapitre 6) une coupure sur l'énergie estimée.

Dans la décomposition de la densité de probabilité p de chaque évènement que je rappelle ci-dessous :

Partie III, Extraction du spectre à partir du maximum de vraisemblance

$$\begin{aligned}
p(\vec{S}_F^i \mid \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, E_F^i, \Delta\tilde{E}) = \\
p(\gamma \mid \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, E_F^i, \Delta\tilde{E}) \times p(\vec{S}_F^i \mid \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, E_F^i, \Delta\tilde{E}, \gamma) + \\
p(h \mid \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, E_F^i, \Delta\tilde{E}) \times p(\vec{S}_F^i \mid \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, E_F^i, \Delta\tilde{E}, h),
\end{aligned}$$

où E_F^i est l'estimation de l'énergie de l'évènement i (par la méthode du χ^2 par exemple), deux termes vont être modifiés pour tenir compte avec précision du fait que l'on travaille dans un intervalle en énergie $\Delta\tilde{E}$, la PSF $p(\vec{S}_F^i \mid \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, E_F^i, \Delta\tilde{E}, \gamma)$ et la probabilité hadron $p(\vec{S}_F^i \mid \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, E_F^i, \Delta\tilde{E}, h)$.

En effet, la PSF dépend de l'énergie réelle des évènements comme le montre la figure 8.3 (p. 84). Comme l'énergie réelle n'est pas connue, nous utiliserons l'estimation de l'énergie E_F^i pour calculer $p(\vec{S}_F^i \mid \widetilde{\mathbf{N}}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, E_F^i, \Delta\tilde{E}, \gamma)$ introduisant alors un biais. Ce biais sera corrigé lors de la deuxième étape de l'extraction spectrale lorsque nous estimerons la surface de collection (Cf. le paragraphe suivant).

La probabilité de hadron dépend également de l'énergie des évènements. Les modèles de fond seront construits en cumulant les données réelles de fond hadronique (c'est-à-dire les données *OFF*), comme réalisé précédemment, et en rajoutant la coupure sur la bande d'énergie estimée $\Delta\tilde{E}$.

Avec les simulations disponibles, nous avons pu paramétrer la dépendance de la PSF avec l'énergie vraie et l'angle zénithal. Mais les modèles de fond n'ont pu être construits à partir de la base de données de CAT, car la statistique n'était pas suffisante.

Nous aurions pu nous affranchir de ce problème en cumulant les *OFF* de différentes sources. Néanmoins, le travail exhaustif de compatibilité par bande d'énergie et par bande zénithal entre les différentes sources n'a pas été finalisé. Une deuxième solution consistait à construire des *OFF* à partir des données *ON*. L'éventuel signal serait exclu du cumul en excluant une zone dans le plan d'axes transverse et longitudinal, cette zone étant reliée à la PSF de l'instrument. Ce travail est en cours de réalisation actuellement.

12.2 Ajustement du spectre par un χ^2

A partir des excès ajustés $\widetilde{\mathbf{N}}_\gamma(\Delta\tilde{E}_j) \pm \tilde{\mathcal{E}}_\gamma(\Delta\tilde{E}_j)$ dans chaque bande en énergie $\Delta\tilde{E}_j = [\tilde{E}_j, \tilde{E}_{j+1}]$, le spectre en énergie $S^{theo}(E)$ est ajusté avec une fonction χ^2 , car les erreurs des excès sont gaussiennes. Cette fonction est définie par :

$$\chi^2 = \sum_j^{n_E} \frac{\left(\widetilde{\mathbf{N}}_\gamma(\Delta\tilde{E}_j) - N_\gamma^{theo}(\Delta\tilde{E}_j) \right)^2}{\tilde{\mathcal{E}}_\gamma^2(\Delta\tilde{E}_j)},$$

12.2 Ajustement du spectre par un χ^2

où n_E est le nombre d'intervalles en énergie, $N_\gamma^{theo}(\Delta\tilde{E}_j)$ est l'excès théorique par bande d'énergie. Cet excès est donné comme dans la méthode standard d'extraction spectrale par :

$$N_\gamma^{theo}(\Delta\tilde{E}_j) = T_{ON} \int_{\tilde{E}_j}^{\tilde{E}_{j+1}} d\tilde{E} \int_0^\infty dE \mathcal{A}(E) p(\tilde{E} | E) S^{theo}(E)$$

T_{ON} est le temps d'observation corrigé du temps mort, $\mathcal{A}(E)$ est la surface de collection du détecteur en fonction de l'énergie vraie E et $p(\tilde{E} | E)$ est la fonction de résolution en énergie en fonction de l'énergie vraie E et de l'énergie ajustée \tilde{E} .

La surface de collection est estimée de la même manière que précédemment (Cf. le paragraphe 9.2) à partir de simulations de gamma générés à énergie fixe : pour chaque énergie fixe le signal est extrait après le passage des coupures avec la méthode d'extraction adéquate, c'est-à-dire le maximum de vraisemblance ; ce signal est convertit en surface¹ et une fonction analytique est ajustée sur ces différentes surfaces. L'extraction du signal sera réalisée en calculant $p(\vec{S}_F^i | \vec{N}_\gamma, \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, E_F^i, \Delta\tilde{E}, \gamma)$ avec l'énergie estimée E_F^i .

La fonction de résolution en énergie est calculée comme précédemment (Cf. le paragraphe 10.1).

L'utilisation du maximum de vraisemblance est très intéressante par rapport à la méthode usuelle, car l'extraction du signal conduit à de plus petites erreurs (l'extraction est plus efficace) et car ces erreurs sont gaussiennes. Cela justifie l'utilisation d'un ajustement du spectre par une fonction χ^2 et permet un ajustement plus fin grâce aux plus faibles erreurs. Sa mise en place est en cours de réalisation et elle nécessite une étude approfondie des biais systématiques sur l'extraction d'un faible signal dans chaque intervalle en énergie et en angle zénithal.

¹c'est-à-dire la surface sur laquelle sont tirés les gamma multipliée par la fraction des événements extraits

Partie III, Extraction du spectre à partir du maximum de vraisemblance

Chapitre 13

Influence des conditions expérimentales

Jusqu'ici, nous avons recherché des analyses (coupures, extraction du signal, estimateur d'énergie) qui améliorent la sensibilité du détecteur en supposant que nos conditions expérimentales, comme le bruit de fond de ciel ou l'état de la caméra, restaient constantes. Mais des modifications de ces conditions peuvent entraîner des biais systématiques sur les caractéristiques spectrales mesurées.

Nous allons montrer ici que le NSB et le nombre de voies éteintes influent sur les caractéristiques du signal et en particulier sur celles du spectre, et qu'il est nécessaire d'en tenir compte pour la détermination précise des résolutions et des surfaces de collection sur CAT. Dans la même logique nous chercherons à étudier l'influence de l'observation en *mode décalé* sur les caractéristiques spectrales.

13.1 Le bruit de fond de ciel

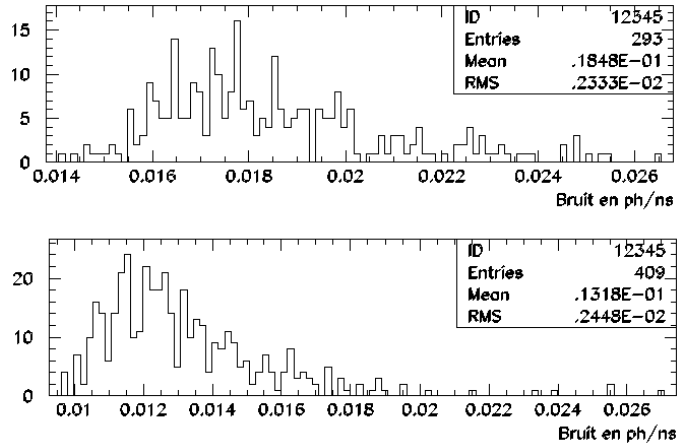
Même si la variance du bruit de photons (NSB) est plus faible que celle du bruit électronique (Cf. le paragraphe 4.3), celle-ci peut détériorer la qualité de nos analyses si on prend mal en compte son niveau.

Il résulte de la lumière diffuse locale autour du télescope. Une partie de cette lumière provient des éclairages publics des villes qui se trouvent au contrebas de CAT et l'autre de la lumière des étoiles. Elle est diffusée par la neige, l'humidité dans l'atmosphère ou par les nuages. Cette source de NSB dépend de la direction visée et de la région du ciel pointé. En effet, autour de la Voie lactée la quantité de lumière est plus importante. La nébuleuse du Crabe, qui est un objet de notre galaxie, se trouve justement dans la Voie Lactée. Les événements à porte large nous ont permis d'estimer le NSB dans la Voie Lactée grâce aux données du Crabe et en dehors grâce à celles du blazar Markarian 421 par exemple. La figure 13.1 montre que le bruit moyen dans la région du ciel centrée sur le Crabe est de $0.018 \text{ phot. ns}^{-1}$ et de $0.013 \text{ phot. ns}^{-1}$ sur celle centrée sur Markarian 421.

On s'attend à qu'une augmentation du NSB modifie le taux de déclenchement des gerbes de faible charge. La surface de collection et le biais de la fonction de

Partie III, Influence des conditions expérimentales

FIG. 13.1: Distribution des valeurs de NSB moyen de différentes données du Crabe (en haut) et de Markarian 421 (en bas).



résolution doivent être légèrement plus importantes à basse énergie.

Configuration	$\Phi_0^{pl} \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$	γ^{pl}
<i>AGN</i>	$2.13 \pm 0.06^{stat} \pm 0.45^{syst}$	$2.80 \pm 0.03^{stat} \pm 0.06^{syst}$
<i>AGN+NSB</i>	$2.40 \pm 0.07^{stat} \pm 0.51^{syst}$	$2.88 \pm 0.04^{stat} \pm 0.06^{syst}$

TAB. 13.1: Résultat de l'extraction du spectre de la nébuleuse du Crabe avec la condition expérimentale standard et avec celle pour laquelle on tient compte du NSB. Notons que le spectre ajusté dans la configuration *AGN* est parfaitement compatible avec le spectre du Crabe donné par F. Piron dans [148].

Afin de vérifier l'influence du NSB, le spectre de la nébuleuse du Crabe est extrait dans la configuration *AGN*¹ (9 PM éteints et 0.0117 phot.ns⁻¹ de NSB) et dans la configuration où 9 PM sont éteints et où le NSB vaut 0.0179 phot.ns⁻¹ (notée *AGN+NSB* dans le tableau 13.1). Les fonctions de surface de collection et de résolution en énergie ont été recalculées pour ces conditions expérimentales. Les données du Crabe utilisées sont les mêmes que précédemment. Dans le cadre des coupures standards, 8677 ± 253 et 8311 ± 241 sont extraits dans les configurations *AGN* et *AGN+NSB* respectivement. La différence du nombre d'évènements est due à la différence de seuil par bande zénithale, qui est calculée à partir de la surface de collection.

Le spectre est ajusté entre 315 GeV et 20 TeV. Aucune courbure significative n'est mesurée dans les deux configurations. Les résultats de l'extraction spectrale sont donnés dans le tableau 13.1. Les erreurs systématiques, qui sont résumées dans l'annexe F.1, sont extraites de [148]. Elles sont dues aux incertitudes expérimentales (sur la mesure des gains, sur la qualité de l'atmosphère, ...) et à la statistique finie des simulations. Le détail des extractions spectrales sont donnés en annexe F.2. Les spectres extraits semblent compatibles, mais on peut noter une augmentation relative du flux de $\sim 13\%$ et de l'indice de $\sim 3\%$ qui est du même ordre de grandeur que

¹Cette configuration est proche de celle des données sur des objets hors du plan galactique, c'est-à-dire les noyaux actifs de galaxies

les erreurs systématiques estimées. Ces variations sont des biais systématiques, car les données sont strictement identiques. Il faut donc prendre en compte correctement de la valeur moyenne du NSB pour déterminer la surface de collection et la fonction de résolution en énergie de l'instrument.

13.2 Le nombre de voies éteintes

Un facteur plus limitant pour avoir une bonne estimation du flux est la connaissance précise de la surface de collection du détecteur. Celle-ci est directement liée aux nombres de voies en état de fonctionnement de la caméra, puisque moins on a de voies et moins on voit de gamma! Or il existe toujours des voies éteintes à cause d'une défaillance d'un PM, de l'électronique d'une voie qui oscille ou à cause d'une étoile qui provoque la coupure automatique des hautes tensions. Le nombre de voies éteintes varie donc en fonction de la portion de ciel visée, et en fonction du vieillissement de la caméra et des opérations de maintenance. Si le télescope pointe vers la Voie Lactée, qui contient un grand nombre d'étoiles de faible magnitude, un plus grand nombre de voies seront éteintes, ce qui est le cas pour les données du Crabe.

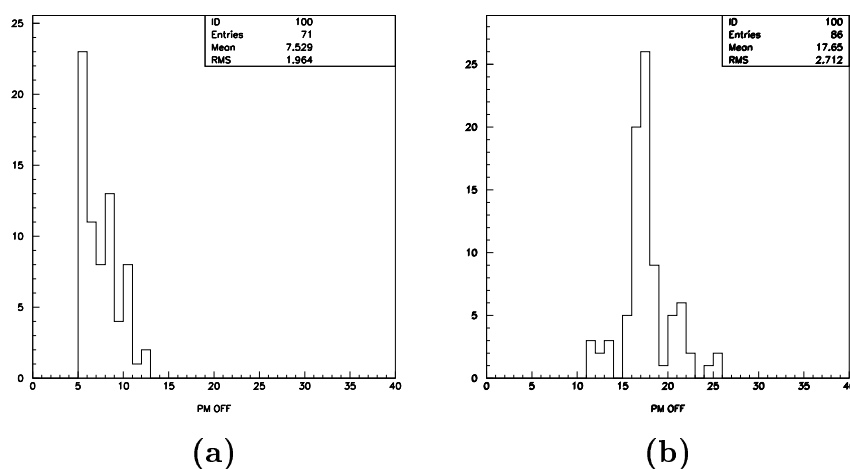


FIG. 13.2: Distribution du nombre de voies éteintes dans la zone de déclenchement sur des échantillons de données prises sur le Crabe en (b) et sur 1ES 1426+42.8 en (a).

La figure 13.2 donne la distribution des voies éteintes dans la zone de déclenchement pour quelques données prises sur le Crabe entre Octobre 1997 et Janvier 2000, et pour des données prises sur le blazar 1ES 1426+42.8 entre Février et Juin 2001. J'ai choisi volontairement des sources dans et hors du plan galactique et à des dates différentes. La distribution des voies éteintes est sur ces exemples très différentes : le détecteur a été modifié entre ces deux périodes et le ciel autour de 1ES 1426+42.8 ne comporte pas d'étoiles de faible magnitude contrairement à celui du Crabe.

Partie III, Influence des conditions expérimentales

Idéalement, il faudrait estimer la surface de collection et la fonction de résolution en énergie pour chaque prise de données, car la position des voies éteintes changent en fonction du ciel observé. Cependant, l'estimation de ces fonctions prennent du temps et il n'est pas raisonnable de les estimer pour chaque prise de donnée. En pratique, deux configurations expérimentales sont utilisées, la configuration *AGN* avec un bruit de fond de ciel de $0.0117 \text{ phot.ns}^{-1}$ et un nombre moyen de voies éteintes dans la zone de déclenchement de 9, et la configuration *GAL* avec un NSB de $0.0179 \text{ phot.ns}^{-1}$ et 16 voies éteintes.

L'extraction du spectre de la nébuleuse du Crabe est réalisée sur les mêmes données que précédemment. 8677 ± 253 et 8309 ± 241 sont extraits dans les configurations *AGN* et *AGN+NSB* respectivement. Comme aucune courbure significative n'est mesurée dans les deux configurations, je donne les résultats de l'ajustement d'un spectre en loi de puissance sur le tableau 13.2. Le détail des extractions spectrales sont donnés en annexe F.2.

La variation de l'indice est la même que celle montrée précédemment et elle peut être attribuée à la variation du NSB. Les estimations de flux à 1 TeV augmentent de $\sim 23\%$ en passant de la configuration *AGN* à *GAL*. Cet effet systématique, qui est du même ordre de grandeur que celui lié à l'atmosphère, montrent la nécessité d'utiliser la bonne configuration de détecteur, car **la qualité de l'extraction spectrale dépend de celle de notre compréhension du détecteur** (nombre de voies éteintes dans la zone de déclenchement, NSB).

Configuration	$\Phi_0^{pl} \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$	γ^{pl}
<i>AGN</i>	$2.13 \pm 0.06^{stat} \pm 0.45^{syst}$	$2.80 \pm 0.03^{stat} \pm 0.06^{syst}$
<i>GAL</i>	$2.62 \pm 0.08^{stat} \pm 0.55^{syst}$	$2.87 \pm 0.04^{stat} \pm 0.06^{syst}$

TAB. 13.2: Résultat de l'extraction du spectre de la nébuleuse du Crabe avec différentes conditions expérimentale (voir texte).

Pour conclure, nous retiendrons les valeurs ajustées pour un bruit de fond de ciel de $0.0179 \text{ } \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ et pour 16 voies éteintes dans la zone de déclenchement, car ces valeurs sont plus proches des conditions réelles d'observation. Le spectre du Crabe retenu est donc :

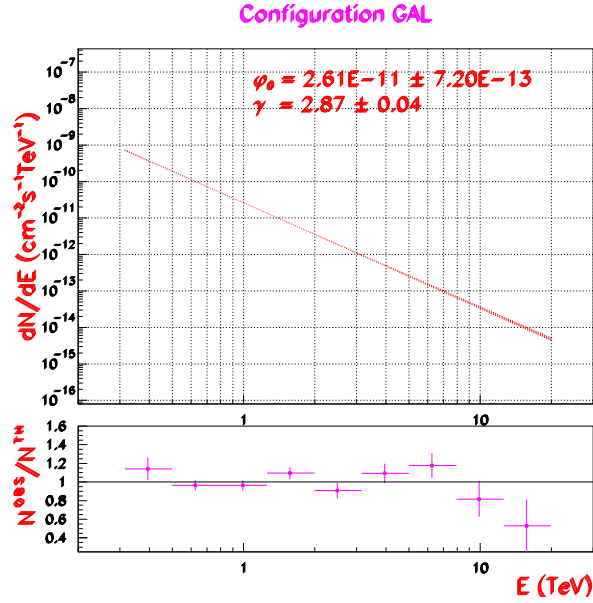
$$\frac{dN}{dE_{TeV}} = (2.62 \pm 0.08^{stat} \pm 0.55^{syst}) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-2.87 \pm 0.04^{stat} \pm 0.06^{syst}}$$

et il a pour unité le $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Son flux intégral au-dessus de 250 GeV est de $\Phi(E > 0.25 \text{ TeV}) = (18.72 \pm 1.25^{stat} \pm 4.3^{syst}) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Ce « nouveau » spectre du Crabe, illustré sur la figure 13.3, diffère de ceux présentés par la collaboration, car le nombre de voies éteintes n'avait pas été pris en compte correctement.

Ce spectre est à comparer avec le spectre mesuré par la collaboration VERITAS

FIG. 13.3: Spectre en énergie du Crabe dans la configuration *GAL*



(ex-Whipple) entre ~ 300 GeV et ~ 18 TeV avec la dernière caméra installée en 2001 [115] :

$$\frac{dN}{dE_{TeV}} = (3.11 \pm 0.3^{stat} \pm 0.6^{syst}) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-2.74 \pm 0.08^{stat} \pm 0.05^{syst}} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1},$$

et celui mesuré par la collaboration HEGRA entre ~ 1 TeV et ~ 20 TeV de 1997 à 1999 [90] :

$$\frac{dN}{dE_{TeV}} = (2.79 \pm 0.02^{stat} \pm 0.5^{syst}) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-2.59 \pm 0.03^{stat} \pm 0.05^{syst}} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}.$$

Les mesures de CAT et de VERITAS sont complètement compatibles. Les flux diffèrent de ~ 1.6 écarts standards en ne tenant compte que des erreurs statistiques, et les indices de $\sim 1.45 \sigma$. Le spectre mesuré par la collaboration HEGRA possède un flux parfaitement compatible avec celui mesuré par CAT, mais les pentes mesurées s'écartent de 5.6σ avec les erreurs statistiques et de 2.8σ avec la combinaison quadratique des erreurs statistiques et systématiques, ce qui reste important.

Il semblerait qu'il existe des différences systématiques avec le détecteur stéréoscopique de HEGRA, contrairement à l'imageur de VERITAS. Ces différences sont-elles dues à la technique d'observation des gerbes, c'est-à-dire une observation stéréoscopique ou avec un unique télescope ?

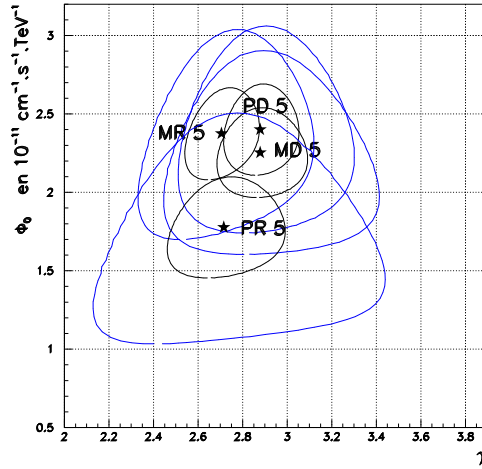
13.3 Observation en *mode décalé*

Depuis début 2001, le Crabe est observé en *mode décalé*. Ce paragraphe a pour objectif de vérifier que ce mode d'observation n'introduit pas de biais dans la reconstruction spectrale.

La figure 13.4 présente les contours de confiance à 68.3% et 99.7% des données prises avec un décalage de 5 mrad sur le plan de la caméra dans la direction des

Partie III, Influence des conditions expérimentales

FIG. 13.4: Contour de confiance à 68.3% et 99.7% de $(\Phi_0^{pl}; \gamma^{pl})$ des données prises en *mode décalé* dans les positions md5, pd5, pr5 et mr5.



Ascension Droite (pr5), de -5 mrad dans la direction des Ascension Droite (mr5), de 5 mrad en Déclinaison (pd5) et de -5 mrad en Déclinaison (md5). Les ajustements sont réalisés entre 19.9° et 38.7° dans la gamme 315 GeV à 8 TeV dans la configuration *GAL*. Les caractéristiques principales des ajustements sont données dans le tableau 13.3 et les résultats détaillés sont données en annexe F.2.

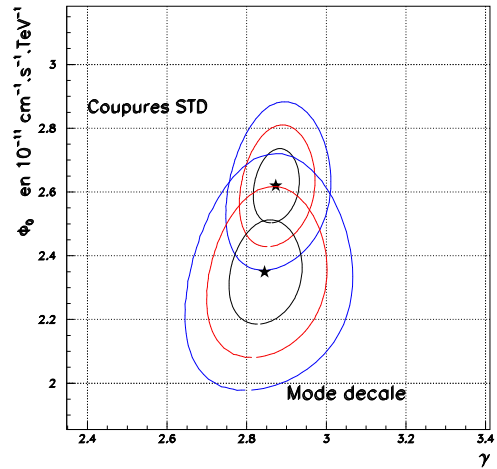
Les données prises dans la position pr5 semblent différées des autres positions : la pente est compatible avec les autres lots, mais le flux est plus faible de près de $24 \pm 2.3 \%$ avec une significativité de 2.4σ (Cf. la figure 13.4). Ces résultats sont compatibles avec l'extraction du signal en *mode décalé* donnés dans le paragraphe 7.2. La position pr5 semble souffrir systématiquement d'un manque de signal, mais de manière non significative. Néanmoins, ce problème n'est pas accompagné d'une variation de l'indice spectral.

	T_{ON} en h	$\langle Zen \rangle$	N_γ	Φ_0^{pl} $\times 10^{-11}$	γ^{pl}
MD 5	12.5	27.9°	887 ± 74	2.25 ± 0.19	2.88 ± 0.13
MR 5	11.9	26.1°	991 ± 81	2.37 ± 0.19	2.70 ± 0.11
PD 5	14.3	29.4°	924 ± 72	2.40 ± 0.19	2.88 ± 0.11
PR 5	10.1	26.0°	624 ± 73	1.78 ± 0.21	2.71 ± 0.17

TAB. 13.3: Résumé des principales caractéristiques des ajustements des données du Crabe en *mode décalé*. L'unité de Φ_0^{pl} est $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$ et seules les erreurs statistiques sont données.

Les autres positions sont cohérentes entre elles et peuvent être regroupées. Le spectre extrait de ces positions est comparé avec le spectre issu des données standards (Cf. la figure 13.5). Ces spectres sont statistiquement compatibles et pour l'indice et pour le flux, même si le flux des données en *mode décalé* semble légèrement inférieur à celui des données standards.

FIG. 13.5: Contour de confiance à 68.3%, 95.4% et 99.7% de $(\Phi_0^{pl}, \gamma^{pl})$ des données standards du Crabe (en haut) et des données prises en *mode décalé* dans les positions md5, mr5 et pd5.



Par conséquent, l'observation en *mode décalé* conduit aux mêmes caractéristiques de l'émission du Crabe pour les positions md5, mr5 et pd5. La position pr5 est caractérisée par une perte de flux de $\sim 24\%$ par rapport aux autres positions, mais sans introduire de modification de la forme spectrale.

Partie III, Influence des conditions expérimentales

Quatrième partie

Emission de très haute énergie de noyaux actifs de galaxies

Chapitre 14

Généralités sur les BL Lac

14.1 Des objets mal compris

Les BL Lac sont observés sur l'ensemble du spectre électromagnétique, c'est-à-dire de la radio au domaine du TeV. Leurs caractéristiques temporelles et spectrales sont voisines de celles des autres types de Noyaux Actifs de Galaxie, ce qui a amené à une proposition très esthétique d'unification des AGN [63]. Leurs spectres en énergie seraient identiques à une translation et une dilatation près (Cf. la figure 2.6). Un unique processus d'accélération aurait lieu dans ces objets, celui d'accélération d'une ou de plusieurs population d'électrons par des ondes de choc dans les jets. Le type des AGN (FSRQ, BL Lac, ...) est alors conditionné par les propriétés du trou noir et de la galaxie hôte, comme le taux d'accrétion par exemple. Ce taux dépend de la quantité de matière dans la galaxie, qui varie en fonction de l'âge de l'univers. Ainsi la distribution des types d'AGN dépendrait du redshift [27].

Néanmoins, les propositions théoriques de modélisation des AGN ne peuvent être vérifiées par des données expérimentales encore insuffisantes. L'explication de l'émission à très haute énergie des BL Lac reste une question ouverte. Quelle est la nature des particules accélérées (électrons ou protons) ? Quels sont les processus d'émission de photons de très haute énergie (synchrotron de protons, diffusion Inverse Compton sur des photons synchrotrons ou des photons issus de l'environnement du jet, ...) ?

Les BL Lac possèdent une importante variabilité temporelle (jusqu'à la demi-heure au TeV) entre de longues périodes d'émission stable. Lors des périodes de forte activité au TeV, le spectre multi-longueur d'onde, ou la SED¹ dans le plan $(\nu, \nu F(\nu))$, varie différemment suivant les objets et les périodes. Il peut juste se traduire vers les hautes énergies, ou se déformer et se déplacer vers les hautes énergies. Ces comportements transitoires sont très mal compris et peuvent être expliqués par une injection de nouvelles particules dans le jet (qui a été observé directement en milli-métrique sur la galaxie radio 3C 120, [78]), par une variation du facteur de Lorentz du jet, et/ou par une variation des propriétés magnéto-hydrodynamiques du

¹en anglais Spectral Energy Distribution

Partie IV, Généralités sur les BL Lac

jet (opacité due au processus de création de paires, variation de l'efficacité d'accélération, ...). Ces variations permettent de contraindre plus efficacement les modèles d'AGN que les états stationnaires, qui sont reproduits par de nombreux types de modèles.

14.2 Les observables d'étude

Les observables les plus contraignantes pour la compréhension des BL Lac reposent sur les variations temporelles de leur SED. Tout d'abord, les temps caractéristiques de variations de flux sont à mesurer à différentes longueurs d'onde et à comparer; les corrélations temporelles des variations de flux (retard ou simultanéité entre les X et les gamma par exemple) doivent être recherchées. La comparaison des amplitudes des variations de flux à différentes longueurs d'onde permettent de contraindre les modèles. On cherche avec ces observables à caractériser le temps caractéristique de refroidissement des particules et son éventuelle dépendance en fonction de l'énergie, la taille de la zone d'émission, ... Elles contraignent également dans une certaine mesure le champ magnétique du jet.

La variation de la forme spectrale en fonction de l'intensité permet de mieux saisir les éventuelles translations et/ou dilatations de leur SED. Afin de s'affranchir d'une hypothèse sur la forme spectrale, nous utiliserons le rapport de dureté pour quantifier les variations spectrales. Il est défini par le nombre d'évènements d'énergie supérieure à E_2 sur celui des évènements d'énergie supérieure à $E_1 < E_2$. Il chiffre la proportion d'évènements à haute énergie dans les données. Le rapport de dureté permet ainsi de mesurer les variations relatives de spectre dans notre gamme d'énergie. L'extraction spectrale permet quant à elle d'avoir une mesure « absolue » (aux éventuels biais expérimentaux près) du spectre mesuré sur Terre et de comparer quantitativement les modèles aux mesures expérimentales.

Cependant, les gamma du TeV sont absorbés par le fond infrarouge intergalactique IIR via le processus de création de paires. Comme la densité d'énergie de ce fond n'est pas constante en fonction de la longueur d'onde et comme ce processus possède un seuil en énergie, cette absorption dépend de l'énergie du gamma et par conséquent elle déforme les spectres des AGN. Cette déformation se manifeste concrètement par la création ou le renforcement d'une courbure des spectres mesurés (qui est souvent représentée en première approximation par une coupure exponentielle, raison pour laquelle nous avons considéré l'hypothèse exponentielle lors des extractions spectrales), ce qui complique la mesure de la SED des blazars. La reconstruction des spectres d'origine des blazars est possible, mais elle est entachée d'incertitudes à cause d'une connaissance imprécise du fond infrarouge. Les variations absolues des SED sont ainsi difficiles à mesurer, ce qui rend délicat la comparaison des observations avec les modèles théoriques, mais les variations relatives peuvent être utiles pour les modèles de phénomènes transitoires.

A défaut d'une mesure précise du fond infrarouge intergalactique (par des observations directes ou par une reconstruction avec les données du TeV), théoriciens

14.2 Les observables d'étude

et expérimentateurs devraient choisir un modèle de «référence» en attendant une meilleure compréhension de cette absorption. On pourra remarquer que certaines modélisations théoriques ne tiennent pas compte de l'absorption par l'IIR lors de l'ajustement de leurs paramètres (Cf. [108], [148], ...), ce qui doit vraisemblablement biaiser les paramètres des modèles (taille de la zone d'émission, valeur du champ magnétique et du facteur de Lorentz du jet, ...).

Comme nous avons vu que l'extraction spectrale par maximum de vraisemblance n'est pas encore réalisable à cause des modèles de fond qui manquent de statistique dans certaines bandes zénithales et bandes d'énergie, nous utiliserons la méthode standard pour extraire les spectres. Le maximum de vraisemblance sera utilisé pour estimer des flux intégraux ou des valeurs supérieures, car il permet une extraction plus efficace du signal.

Partie IV, Généralités sur les BL Lac

Chapitre 15

Les observations du BL Lac Markarian 421

Markarian 421 a été détecté pour la première fois au TeV en 1992 par la collaboration Whipple [154]. Situé à $z=0.030$, il est surveillé intensivement par les télescopes Čerenkov atmosphériques et par les satellites de rayons X durs (au-delà de 10 keV). Le satellite EGRET à bord de CGRO l'a détecté avant sa mise hors service [179]. En février 2000, la puissance spectrale par décade ($\nu F(\nu)$) de l'émission synchrotron était maximale vers 1 keV [114], ce qui classe cet objet dans la catégorie des BL Lac¹.

Durant les saisons de fin 1999 à 2002, il a eu des grands sursauts d'activité dans le domaine du TeV au début des années 2000 et 2001 [115, 102]. Dans le domaine du GeV, la collaboration CELESTE a observé certains sursauts de 2000 et de 2001 [119] et la collaboration STACEE les sursauts de 2001 [23]. CAT, ainsi que CELESTE, ont eu de très mauvaises conditions météorologiques durant le début 2001. Seul un sursaut a été observé par CAT le 23 mars 2001.

Nous présenterons les résultats de nos observations des saisons 2001–02 et 2000–01 pour lesquelles nous avons utilisé le *mode décalé*. Nous nous focaliserons ensuite sur la nuit du 23 mars 2001. Les résultats des années antérieures ont été présentés dans [149].

15.1 Analyse de la période 2001-02

L'année 2001-02 est caractérisée par une faible émission. L'extraction du signal a été réalisée par la méthode par maximum de vraisemblance avec les coupures Opti sur 20.9h de données² avec un angle zénithal compris entre 0° et 38.7°. Le signal extrait est de $471 \pm 34 \gamma$, soit 13.8σ . Le flux est calculé à partir des excès de chaque

¹Ces objets sont caractérisés par une puissance en énergie synchrotron maximale dans le domaine des X et par une puissance à haute énergie maximale au moins le domaine de la dizaine de GeV (Cf. le paragraphe 2.4)

²corrigé du temps mort

Partie IV, Les observations du BL Lac Markarian 421

bande zénithale et en utilisant la forme spectrale mesurée lors de la saison 2000–01, c'est-à-dire en $E^{-2.93-0.4 \times \log_{10} E}$ (voir le paragraphe suivant). Le flux intégral au-dessus de 250 GeV pour l'année 2001-02 est dans ces conditions :

$$\Phi(E > 250\text{GeV}) = (4.9 \pm 0.35^{\text{stat}} \pm 1.0^{\text{syst}}) \times 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

soit 26.4% du flux du Crabe donné p. 132

On pourra noter que la soustraction *ON-OFF* ne permet pas d'extraire significativement un signal sur ces données (3.5σ) toute bande zénithale confondue.

15.2 Extraction spectrale de la période 2000–01

Le spectre moyen de Markarian 421 durant l'année 2000–01 est extrait entre ~ 300 GeV et ~ 5 TeV avec $5079 \pm 155 \gamma$ en 32.5h^3 de données avec la méthode standard d'extraction spectrale. Les angles zénithaux sont compris entre 0° et 38.7° . Les hypothèses courbe et exponentielle ont été testées contre l'hypothèse en loi de puissance. Le détail de l'extraction spectrale est donnée dans l'annexe F.3.

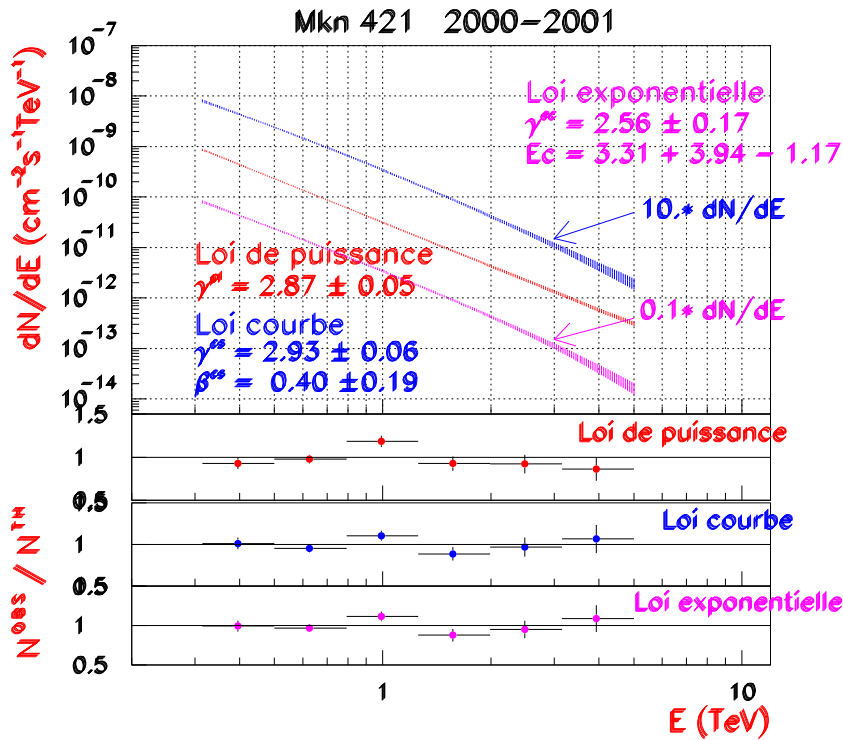


FIG. 15.1: Spectre moyen de Markarian 421 pour l'année 2000–01 : différentes hypothèses spectrales sont représentées. Leur boîte d'erreur à 68% sont décalées pour plus de clareté. Les figures du bas représentent pour chaque hypothèse les rapports $N^{\text{obs}}/N^{\text{th}}$ donnant une indication de la qualité des ajustements.

Le rapport de vraisemblance $\lambda = 2 \ln(\mathcal{L}_{\mathcal{H}^1}^{\text{max}}/\mathcal{L}_{\mathcal{H}^0}^{\text{max}})$ permet de tester l'hypothèse \mathcal{H}^1 , c'est-à-dire l'hypothèse courbe ou exponentielle, contre l'hypothèse en loi de

³Temps corrigé du temps mort du détecteur

15.3 La nuit du 23 mars 2001

puissance \mathcal{H}^0 . Leur valeur pour les hypothèses courbe et exponentielle sont respectivement de 4.97 et de 4.25, soit des probabilités de 0.026 et 0.039. Les spectres mesurés sont :

$$\frac{dN}{dE} = (3.45 \pm 0.18 \pm 0.73) \times 10^{-11} E_{\text{TeV}}^{-(2.93 \pm 0.07 \pm 0.06) - (0.40 \pm 0.19 \pm 0.03) \times \log_{10} E_{\text{TeV}}} \text{ ou}$$

$$\frac{dN}{dE} = (4.64 \pm 0.96 \pm 0.98) \times 10^{-11} E_{\text{TeV}}^{-2.56 \pm 0.17 \pm 0.07} \exp \left(- (0.30 \pm 0.16 \pm 0.08) \times E_{\text{TeV}} \right),$$

où les unités sont les $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$, les premières erreurs sont les erreurs statistiques et les deuxièmes sont systématiques. Ces conventions s'appliqueront systématiquement par la suite. La procédure de détermination des erreurs systématiques pour l'hypothèse exponentielle est décrite en annexe F.1.

Ces deux paramétrisations sont équivalentes pour décrire le spectre moyen de Markarian 421 de la saison 2000–01. L'ajustement d'un spectre mixte courbe et exponentiel, c'est-à-dire de type $\Phi_0 \times (\alpha E^{-\gamma^{cs} - \beta^{cs} \log E} + (1 - \alpha) E^{-\gamma^{ec}} \exp(-E/E_c^{ec}))$ avec α un coefficient de mélange, n'a donné aucun résultat satisfaisant.

La figure 15.1 représente l'ajustement des trois hypothèses. Les trois figures du bas contiennent le rapport du nombre d'évènements observés sur celui du nombre d'évènements attendus dans chaque intervalle en énergie reconstruite. Ces rapports donnent une indication de la qualité des ajustements. Ils sont uniformément répartis autour de 1 pour les hypothèses courbe et exponentielle, contrairement à l'hypothèse en loi de puissance.

La courbe de lumière de cette saison a été extraite en supposant un spectre identique au spectre courbe ajusté précédemment. Les données ont été sélectionnées sur des critères météorologiques un peu plus lâches que ceux utilisés pour l'extraction spectrale.

La saison 2001 est marquée par une faible quantité de données (41.6h brutes de prise de données) à cause de mauvaises conditions climatiques. De grandes variations de flux ont été observées en février et en mars 2001 (Cf. la figure 15.2). En mars, une variation du flux d'un facteur 9 est observée en quatre jours, et des variations d'un facteur deux d'une nuit à l'autre sont fréquentes. Le plus grand flux intégral durant ces deux saisons a été détecté à la date MJD=51191.5-51192.5 (nuit du 23 au 24 mars) et il est déterminé avec une grande statistique.

15.3 La nuit du 23 mars 2001

Durant la forte activité du mois de mars, la nuit du 23 au 24 est particulièrement intéressante pour son spectre et sa courbe de lumière.

$1362 \pm 50 \gamma$ ont été détectés en 2.3h d'observation en mode décalé, ce qui nous a permis de suivre l'activité de la source sans perte de temps due à l'observation de *OFF*. L'analyse spectrale de ces données est résumée sur la figure 15.3, dont les détails sont donnés en annexe F.3. Le spectre est construit à partir de données entre 300 GeV et 5 TeV et prises entre 0° et 20° du zénith. **Une courbure significative**

Partie IV, Les observations du BL Lac Markarian 421

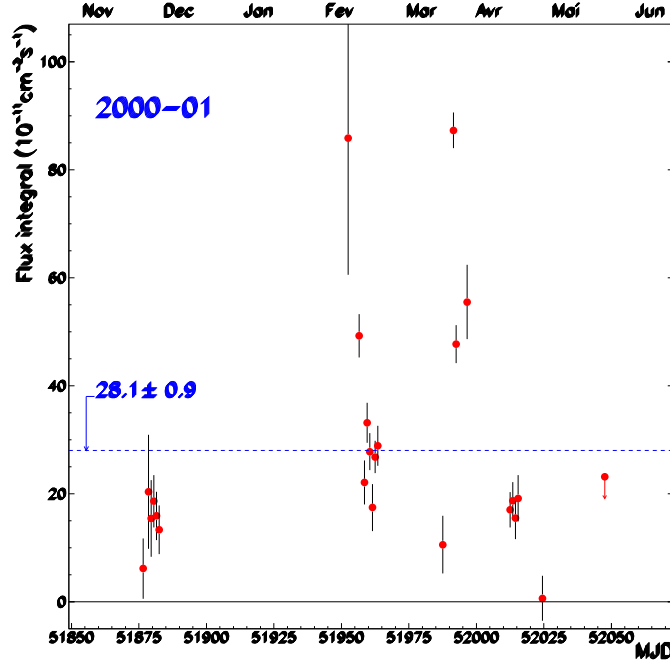


FIG. 15.2: Courbe de lumière de Markarian 421 de 2000 à 2001. Chaque point représente le flux intégral moyen de la nuit au-dessus de 250 GeV.

à 2.7σ a été mesurée pour l'hypothèse courbe et pour l'hypothèse exponentielle (sur la valeur de $1/E_c$).

Les qualités de l'ajustement des hypothèses courbe et exponentielle sont très voisines et ne permettent pas de choisir une hypothèse sur l'autre. Les valeurs de λ sont respectivement 13.4 (soit une probabilité de 2.5×10^{-4}) et 15.2 (soit 9.4×10^{-5}). Les spectres retenus sont :

$$\frac{dN}{dE} = (13.00 \pm 0.85 \pm 2.76) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-(2.81 \pm 0.09 \pm 0.07) - (0.79 \pm 0.27 \pm 0.03) \times \log_{10}(E_{TeV})},$$

$$\text{ou } \frac{dN}{dE} = (27.07 \pm 8.41 \pm 5.74) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-1.98 \pm 0.25 \pm 0.07} e^{-(0.72 \pm 0.26 \pm 0.20) \times E_{TeV}},$$

avec les unités $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$.

Pendant la nuit du 23 mars 2001, l'activité de la source était suffisamment haute pour avoir une courbe de lumière échantillonnée avec un pas de 10 minutes extraite grâce au maximum de vraisemblance (Cf. le paragraphe 9.3). Elle est représentée en figure 15.4 : la variation du flux intégral au-dessus de 250 GeV est représentée en fonction de l'heure en supposant que le spectre de la source reste constant et égal au spectre moyen de la nuit.

Le satellite de rayons X Rossi X-ray Timing Explorer [159] n'observait pas Markarian 421 à cette date. L'étude des corrélations entre le flux X (entre 2 et 10 keV)

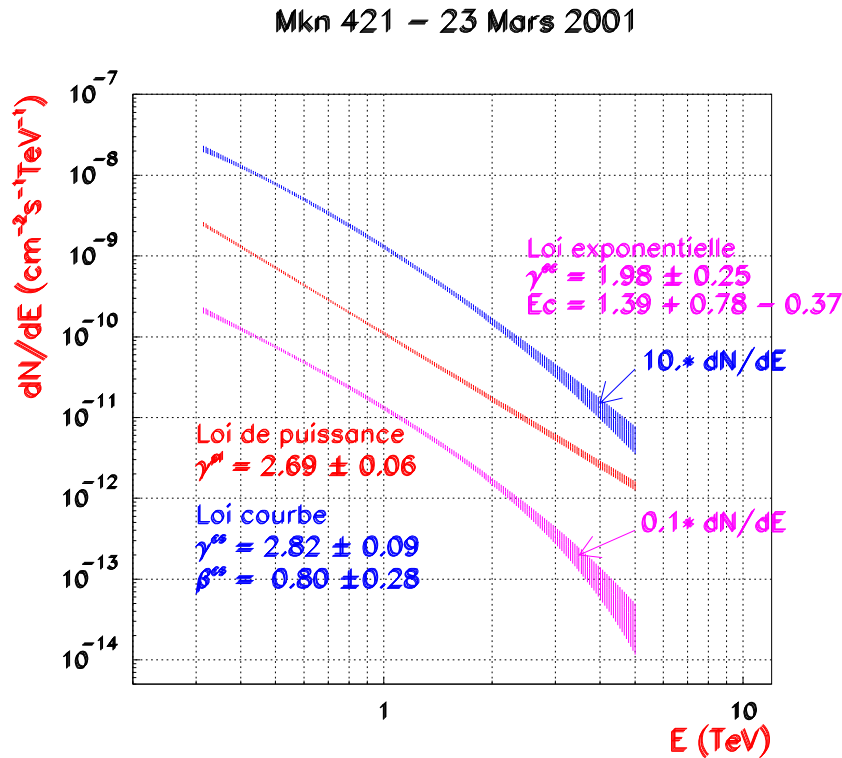


FIG. 15.3: Ajustement de différentes hypothèses spectrales de Markarian 421 lors de la nuit du 23 mars 2001. Les différentes courbes sont décalées pour plus de clareté.

et le flux gamma ne peut donc être réalisée.

Comme ces données ont été prises en *mode décalé*, cette courbe de lumière pourrait souffrir de biais systématiques entre la position pr5 et les autres positions (Cf. le paragraphe 7.2). Le minimum de flux correspond à la position md5, qui ne semble pas souffrir d'une perte de flux sur les données du Crabe. Les données entre 23h05 et 23h40 ont été prises à la position pr5. Ces données peuvent éventuellement souffrir d'une erreur systématique du flux de $-24\%^4$ par rapport aux autres positions, mais les variations relatives de flux des données prises dans cette position devraient y être insensibles.

Les données entre 22h20 et 22h50 montrent une baisse de flux de 63% avec une significativité de 2.3σ . Et entre 22h50 et 23h20, le flux a augmenté de plus d'un facteur deux avec une significativité de 3.8σ . Nous mettons ainsi en évidence **une variation significative du flux de plus d'un facteur 2 en une demi-heure**. De si rapides variations de flux n'avaient pas encore été détectées sur Markarian 421 par CAT.

Ces fortes variabilités dans ces échelles de temps permettent de contraindre la taille de la zone d'émission des photons. En supposant cette zone sphérique et un

⁴qui est inférieure aux erreurs statistiques

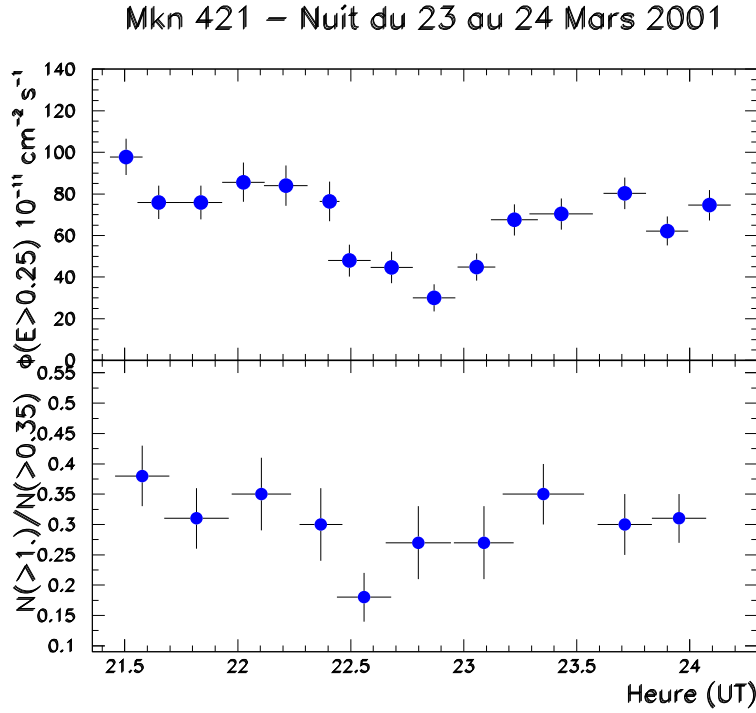


FIG. 15.4: Courbe de lumière de Markarian 421 lors de la nuit du 23 mars 2001 au-dessus de 250 GeV (en haut) et rapport de dureté (en bas). La probabilité que le flux soit constant est de 5.1×10^{-7} .

facteur Doppler du jet δ ⁵ de l'ordre de 10 [32], une variabilité de l'ordre de la demi-heure contraint la zone d'émission (d'après [67]) à $R < c\delta\Delta T / (1 + z) \approx 5$ heures lumière.

Sur la figure du bas de 15.4 est représentée l'évolution du rapport de dureté en fonction de la date. Ce rapport est défini par le rapport du nombre de gamma d'énergie supérieure à 1 TeV sur celui des événements d'énergie supérieure à 350 GeV. Il est compatible avec une constante (avec une probabilité de 0.13). Cela implique que lors de cette baisse puis de cette hausse du flux aucune variation du spectre en énergie n'a été détectée avec nos données.

L'absence de variabilité spectrale peut être expliquée dans le cadre de l'émission SSC d'électrons accélérés dans un unique choc dans le jet [112]. Notons T_{acc} le temps caractéristique d'accélération qui est indépendant de l'énergie, T_{refr} le temps de refroidissement (temps au bout duquel les électrons perdent la moitié de leur énergie par interaction et rayonnement) qui est proportionnel à $1/E$ et T_{var} le temps de variabilité dû à l'injection de nouvelles particules. Si on a $T_{var} \gg T_{refr} \gg T_{acc}$, le

⁵défini par $\delta = (\Gamma(1 - \beta \cos \theta))^{-1}$ avec Γ le facteur de Lorentz du jet et θ l'angle sous lequel le jet est observé

15.3 La nuit du 23 mars 2001

spectre ne change pas tant les propriétés du choc restent constantes. Dans les autres configurations, l'indice spectral varie avec le flux, même si l'effet Klein-Nishina atténue les variabilités (Cf. le paragraphe 1.1).

Sans l'observation en *mode décalé*, il n'aurait pas été possible d'extraire un spectre de Markarian 421 lors de la nuit du 23 mars 2001. Cette optimisation du temps d'observation a permis de rechercher un comportement transitoire du spectre d'un objet hautement variable. Néanmoins, comme les données en rayons X ne sont pas encore publiques, il n'est pas possible de proposer des contraintes sur le champ magnétique et le facteur Doppler.

Partie IV, Les observations du BL Lac Markarian 421

Chapitre 16

Détection du BL Lac 1ES 1959+65

Le BL Lac 1ES 1959+65 a été détecté en radio et en rayon X. Il se trouve à $z=0.047$. Son indice spectral en rayons X est comparable à celui de Markarian 421 ($\alpha_X \sim 1.5$ où α_X est l'indice du flux intégral en X) et il a varié entre 1.4 et 1.7 en 2000 [75]. Même si son flux en X est assez faible et malgré sa distance, G. Ghisellini a prédit une émission détectable au TeV par les télescopes actuels [73].

CAT observe ce blazar depuis 1997. Alerté par la collaboration VERITAS d'une intense activité, on a observé et détecté pour la première fois une émission au printemps 2002.

16.1 Données prises jusqu'en 2000

Les données prises entre juin 98 et novembre 1999 n'ont pas conduit à une détection significative de 1ES 1959+65 avec le maximum de vraisemblance. Avec 26.6h de données prises entre 19.9° et 30.6° du zénith, un excès de $173 \pm 42 \gamma$ a été mesuré avec les coupures Opti toute bande zénithale confondue, soit une significativité de 4.1σ . Une valeur supérieure à 3σ du flux intégral au-dessus de 250 GeV est extrait en tenant compte des excès dans les différentes bandes zénithales. En supposant un spectre en $E^{-2.1-1.46 \times \log_{10} E}$ (Cf. le paragraphe suivant), elle est égale à :

$$\Phi_{3\sigma}(\mathbf{E} > 250\text{GeV}) \leq (4.1 \pm 0.9^{\text{syst}}) \times 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-1},$$

soit $\sim 22.3\%$ du flux du Crabe.

Cette valeur supérieure a été calculée de façon classique [56] et elle est compatible avec le flux mesuré par la collaboration HEGRA en 2000-01 [104].

16.2 Détection au printemps 2002

Suite à une alerte émanant de la collaboration VERITAS [185], nous avons observé ce blazar à partir du 19 mai 2002 en *mode décalé*. Un excès total de $959 \pm 71 \gamma$ à 13.5σ est mesuré en 10.5h avec la méthode *ON-OFF* utilisant les coupures STD.

Partie IV, Détection du BL Lac 1ES 1959+65

Nous mettons en évidence pour la première fois avec CAT **la détection du BL Lac 1ES 1959+65 comme source gamma au TeV**. Cette détection confirme celle faite par le groupe VERITAS et par le groupe HEGRA [103] en 2002.

Afin d'extraire le spectre de cette source avec la méthode standard, seules les données avec un « bon » rapport signal sur bruit sont utilisées, c'est-à-dire avec un taux de gamma après coupures supérieur à $1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$. Les données utilisées ont été prises pour un angle zénithal compris entre 23° à 38.7° en mode *décalé* pour un total de 6.1h corrigées du temps mort. $825 \pm 51 \gamma$ sont extraits entre 500 GeV et 12.5 TeV. Les résultats sont donnés dans le tableau 16.1 et le détail de l'extraction en annexe F.4.

	Φ_0	γ	β ou $1/E_{TeV}^C$	λ
Loi de puissance	$3.52 \pm 0.24 \pm 0.75$	$2.64 \pm 0.08 \pm 0.06$	\emptyset	\emptyset
Loi courbe	$4.15 \pm 0.37 \pm 0.88$	$2.07 \pm 0.19 \pm 0.07$	$1.46 \pm 0.43 \pm 0.03$	18.9
Loi exponentielle	$9.06 \pm 3.66 \pm 1.92$	$1.27 \pm 0.55 \pm 0.07$	$0.75 \pm 0.35 \pm 0.21$	18.8

TAB. 16.1: Résultats de l'extraction spectrale de 1ES 1959+65 pour les données avec un « bon » rapport signal sur bruit. Φ_0 a pour unité $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$.

Le spectre moyen de cette source est significativement courbé avec un λ proche de 19. Cette courbure est en partie due au fond infrarouge intergalactique, qui déforme le spectre de la source. Les qualités de l'ajustement dans les hypothèses courbe et exponentielle sont comparables, et ne permettent pas de choisir l'une ou l'autre des hypothèses. Nous retiendrons ces deux paramétrisations (d'unité $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$) :

$$\frac{dN}{dE} = (4.15 \pm 0.37 \pm 0.88) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-(2.07 \pm 0.19 \pm 0.07) - (1.46 \pm 0.43 \pm 0.03) \times \log_{10}(E_{TeV})},$$

$$\text{ou } \frac{dN}{dE} = (9.06 \pm 3.66 \pm 1.92) \times 10^{-11} E_{TeV}^{-1.27 \pm 0.55 \pm 0.07} e^{-(0.75 \pm 0.35 \pm 0.21) \times E_{TeV}}$$

Ces spectres sont représentés sur la figure 16.1. L'utilisation de toutes les données disponibles conduit à un spectre parfaitement compatible, mais avec des erreurs statistiques plus importantes ($\gamma^{cs} = 2.06 \pm 0.24$ et $\beta^{cs} = 1.23 \pm 0.47$ pour le spectre courbe).

La courbe de lumière a été extraite en utilisant l'hypothèse courbe. Elle est représentée sur la figure 16.2. Celle-ci est très mal échantillonnée. Le manque de données entre la date MJD=52413.5 et MJD=52426.5 (entre le 20 mai et le premier juin 2002) est dû à la présence de la lune, qui empêche toute observation. Et celui entre cette dernière date et la date MJD=52431.5 (6 juin 2002) est à mettre au compte de mauvaises conditions météorologiques. Ainsi le détail de la croissance et la décroissance du sursaut d'activité autour du premier juin n'ont pu être observées.

La courbe de lumière du bas est celle de l'instrument de rayons X ASM à bord du satellite Rossi X-ray Timing Explorer, qui observe dans la bande d'énergie 2-10 keV. Le nombre de coups par minute est calculé sur une journée. Aucune corrélation évidente n'est à noter, malgré le très faible échantillonnage de nos données.

Le détail de quelques nuits semble indiquer **des variations de flux d'un facteur deux durant ~ 1 h** (Cf. la figure 16.3). Par exemple lors de la nuit du 20 mai, le flux intégral augmente d'un facteur ~ 3.5 en ~ 1 h (entre les dates 52414.575 et 52414.604) avec une significativité de 2.9σ . Cette variabilité temporelle est du même ordre de grandeur que celle de Markarian 501 [53].

Par ailleurs, aucune variabilité spectrale n'est décelable dans la limite de notre statistique. La figure 16.4 représente le rapport de dureté en fonction du flux intégral ramené à 250 GeV pour chaque nuit. Le rapport de dureté est défini par le rapport du nombre d'évènements au-dessus de 1 TeV avec ceux au-dessus de 500 GeV. Les points noirs correspondent aux nuits pour lesquelles la source est significativement détectée, ce qui n'est pas le cas pour les points blancs qui correspondent aux dates MJD=52435.5 et MJD=52436.5. La ligne en pointillé est le résultat de l'ajustement d'une constante sur les points correspondant à une détection. Le χ^2 réduit est de 2.4, soit une probabilité de 6.5×10^{-2} . **La source possédait un spectre constant durant cette période.**

Partie IV, Détection du BL Lac 1ES 1959+65

FIG. 16.1: Spectre de 1ES 1959+65 pour les trois hypothèses pour des données de mai/juin 2002 avec plus de $1 \gamma \cdot \text{min}^{-1}$

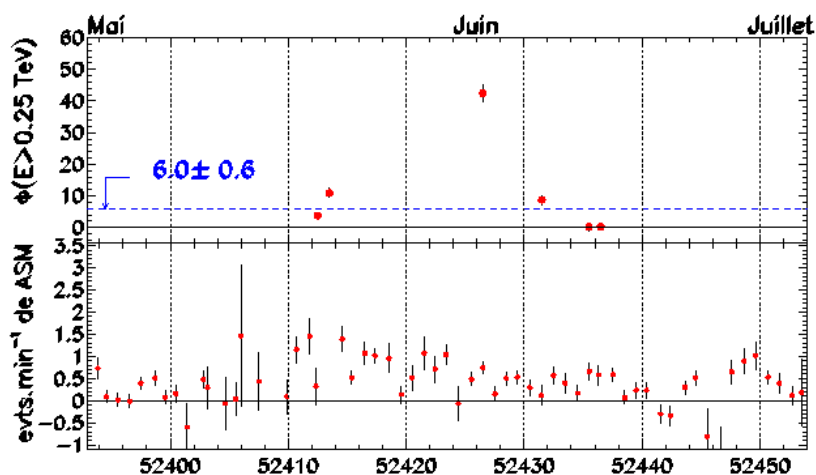
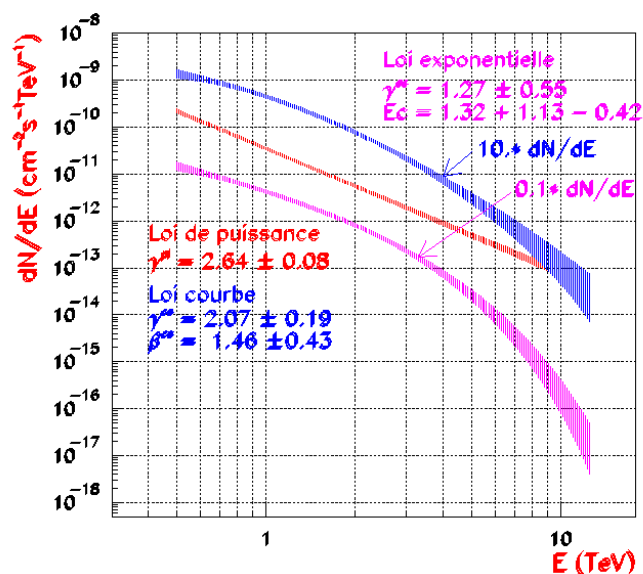


FIG. 16.2: Courbe de lumière de 1ES 1959+65 en 2002 (en haut) : chaque point représente le flux intégral moyen de la nuit au-dessus de 250 GeV (en $10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$). La ligne en pointillé représente le flux moyen de ces six nuits. La courbe de lumière du bas est le flux moyen journalier mesuré en X par l'instrument ASM (en coups par minute).

FIG. 16.3: Courbe de lumière de quelques nuits en 2002 de 1ES 1959+65 (unité : $10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) en fonction de la date. Chaque point représente 20 minutes d'observation.

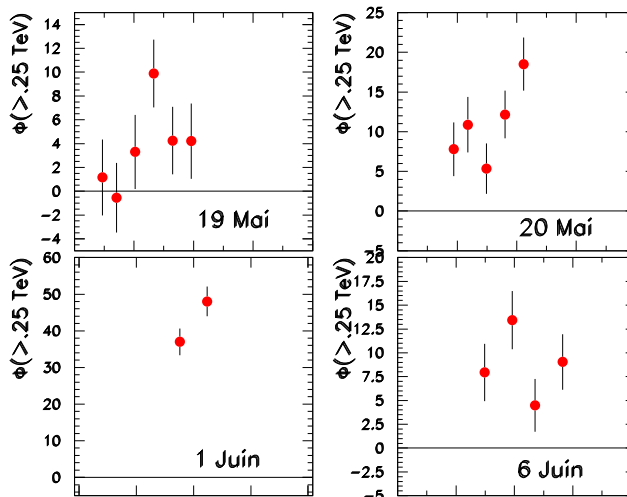
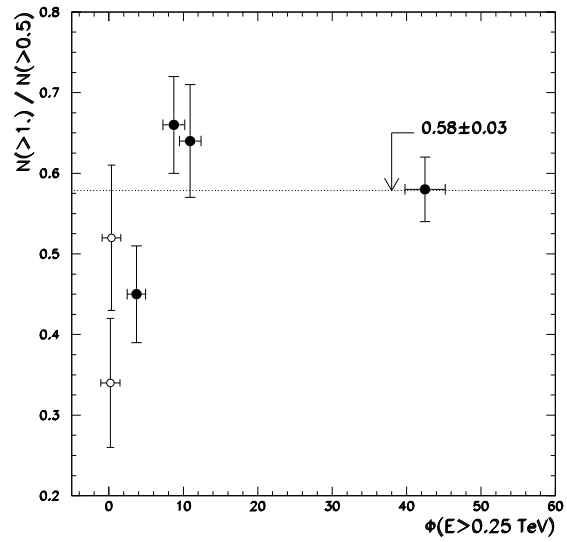


FIG. 16.4: Rapport de dureté pour différentes nuits. La ligne en pointillé est le résultat d'un ajustement d'une constante pour les flux issus d'un signal significatif (points noirs).



Partie IV, Détection du BL Lac 1ES 1959+65

Chapitre 17

Détection du BL Lac 1ES 1426+42.8

1ES 1426+42.8 présente les mêmes caractéristiques spectrales que Markarian 501 avec un spectre en X en $\alpha_X = 1.05$. G. Ghisellini lui prête une émission détectable au TeV malgré sa distance de $z=0.129$ [73].

Etant donné son assez grande distance, le spectre initial est fortement modifié par le fond diffus infrarouge IIR. Un spectre dur d'indice de 2 est atténué jusqu'à un indice de 3–3.5. Cette gamme attendue d'indices résulte de nos connaissances imprécises de l'IIR tant expérimentalement que théoriquement. Ainsi, on s'attend à observer sur terre une source faible et très molle. Nous utiliserons les coupures *Opti* pour l'extraction du signal et celle du spectre, coupures qui ont d'ailleurs été optimisées pour étudier cette source.

La collaboration CAT l'observe depuis 1998. Nous présenterons les résultats d'extraction du signal durant cette période par la méthode par maximum de vraisemblance. L'analyse spectrale du signal est réalisée avec l'analyse standard et a été présentée dans [54].

17.1 Extraction du signal

L'analyse des données prises entre février 1998 et juin 2000 par le maximum de vraisemblance a déjà été évoquée dans le paragraphe 8.2.3. Nous en rappelons les résultats principaux.

Une émission significative de $353.5 \pm 39 \gamma$ (soit 9.0σ) a été extraite avec les coupures *Opti* et avec un modèle de fond de type «blazar» sur 27.2h de données. Le flux reconstruit au-dessus de 250 GeV est de $\Phi(E > 0.25 \text{ TeV}) = (4.2 \pm 0.6 \pm 0.9) \times 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ en supposant en spectre en $E^{-3.6}$. Il est compatible avec celui publié par la collaboration CAT [54].

Nous mettons en évidence pour la première fois avec CAT **la détection du BL Lac 1ES 1426+42.8 comme source gamma au TeV**. Cette détection confirme celle faite par le groupe Whipple [100, 101] et par le groupe HEGRA [92] en 2001.

Le détail de son émission est donné dans le tableau 17.1 pour chaque année d'observation. Seules les erreurs statistiques ont été indiquées. Le flux moyen intégral

Partie IV, Détection du BL Lac 1ES 1426+42.8

Année	T_{ON}	$\langle Zen \rangle$	Excès	σ	$\Phi(E > .25TeV)$	X_{Crabe}	$\langle N_{ASM} \rangle$
1998	8.1h	15.7°	153.7 ± 21.7	7.0	6.7 ± 0.9	36%	0.2 ± 0.02
1999	11.3h	9.0°	140.5 ± 26.6	5.3	3.3 ± 0.6	18%	0.25 ± 0.03
2000	3.2h	10.2°	50.6 ± 15.2	3.3	<8.2	<44%	0.28 ± 0.03

TAB. 17.1: Détail de l'émission de 1ES 1426+42.8 extraite avec le maximum de vraisemblance au cours des 3 années d'observation. Les flux sont donnés en $10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ en supposant en spectre en $E^{-3.6}$ et X_{Crabe} est leur rapport au flux du Crabe. $\langle N_{ASM} \rangle$ est le nombre moyen de coups par minute du détecteur ASM en rayons X. La valeur supérieure en 2000 est calculée de façon classique [56].

est déterminé par la méthode de maximum de vraisemblance avec les coupures *Opti* et la valeur supérieure en 2000 est déterminée de façon classique [56]. Ces résultats montrent que cette source est variable au cours du temps. La dernière colonne du tableau donne le taux moyen de coups par minute du détecteur ASM en X. Aucune corrélation sur les flux annuels n'est à remarquer.

17.2 Caractéristiques des données

Le spectre moyen de 1ES 1426+42.8 entre 1998 et 2000 a été extrait avec la méthode standard et les coupures *Opti* [54]. Seules des données contenant un taux de gamma par minute supérieur à $0.2 \text{ } \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ (déterminé avec la méthode *ON-OFF*) ont été utilisées pour cette extraction spectrale. Cette sélection des données permet d'enrichir le rapport S/\sqrt{B} .

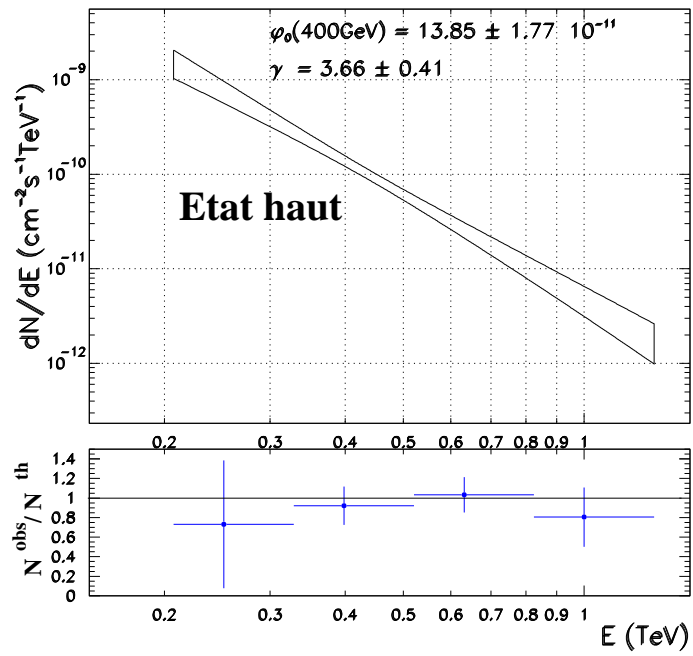
L'échantillon comporte 10.7h de données *ON* et 53h de *OFF* pris entre le zénith et 21° . La figure 17.1 illustre le résultat de l'extraction spectrale réalisée entre 200 GeV et 1.3 TeV et les détails sont données en annexe F.4. Etant donné la faible statistique disponible et la faible gamme en énergie, seule une loi de puissance est extraite des données et l'ajustement d'une loi courbe ne converge pas. Ainsi, nous retiendrons comme spectre moyen de 1ES 1426+42.8 entre 1998 et 2000 :

$$\frac{dN}{dE} = (13.85 \pm 1.77 \pm 2.93) \times 10^{-11} (E/400\text{GeV})^{3.66 \pm 0.41 \pm 0.06} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}.$$

L'extraction spectrale réalisée sur toutes les données prises entre 1998 et 2000 conduit à un spectre d'indice 3.60 ± 0.57 (4.04 ± 0.52) lorsque l'ajustement est réalisé entre 250 GeV et 1 TeV (entre 250 GeV et 10 TeV), ce qui est compatible avec l'indice extrait avec le lot de données enrichies en signal.

Etant donné de la faiblesse du signal ($0.25 \pm 0.06 \text{ } \gamma \cdot \text{min}^{-1}$ en moyenne en 1999), aucune variation temporelle significative du spectre n'a pu être observée.

FIG. 17.1: Spectre moyen de 1ES 1426+42.8 en état haut (tiré de [54])



Partie IV, Détection du BL Lac 1ES 1426+42.8

Chapitre 18

Observations d'autres Lacertides

Une liste de blazars susceptibles d'être des émetteurs au TeV a été sélectionnée. Les critères de sélection étaient basés sur les caractéristiques de leur émission synchrotron en X (pente et flux), ainsi que sur leur distance [145, 42]. Ces critères reposent en partie sur les modèles d'unification des AGN reposant sur une émission leptonique de type SSC [139].

Les données prises ne sont pas vraiment plus nombreuses que celles utilisées pour la thèse de F. Piron. Mais **grâce à une recherche d'optimisation de la sensibilité du détecteur et grâce à la nouvelle méthode d'extraction du signal par maximum de vraisemblance, des valeurs supérieures plus contraignantes ont été obtenues.**

Pour le calcul de la vraisemblance, aucune des sources étudiées ne possède assez de *OFF* pour créer un modèle hadronique pour chaque d'elle avec suffisamment de statistique. Nous avons utilisé le modèle hadronique de type « blazar » créé initialement pour l'étude de 1ES 1426+42.8 (Cf. le paragraphe 8.2.3). Je rappelle que celui-ci a été construit par l'accumulation de *OFF* pris sur Markarian 501, 1ES 2321+41.9, BILac, RGB J0656+426 et de 1ES 1426+42.8.

Nous avons vérifié que les *OFF* des blazars étudiés ne contiennent pas de signal en utilisant ce modèle de fond. Les *OFF* de ces sources sont donc compatibles avec le modèle « blazar ».

Aucune nouvelle détection n'est à annoncer. Le tableau 18.1 donne le résumé de nos observations, ainsi que les valeurs supérieures du flux intégral au-dessus de 250 GeV de ces sources extraites avec les coupures *Opti*. Un spectre en E^{-3} a été supposé pour le calcul de ces valeurs supérieures à 3σ . X_{Crabe} est le rapport des flux calculés sur celui du Crabe.

On peut noter que la méthode par maximum de vraisemblance conduit en général à des limites supérieures à 3σ du flux plus contraignantes que celles extraites avec la soustraction *ON-OFF*, car les erreurs statistiques sont approximativement deux fois plus petites. Ces résultats montrent de nouveau l'importance du choix de la méthode d'extraction du signal et du choix des coupures.

Partie IV, Observations d'autres Lacertides

Source	$\langle Z_{em} \rangle$	T_{ON}	Excès	N_{σ}	$\Phi_{3\sigma} (> .25)$	X_{Crabe}	Excès MV	N_{σ}^{MV}	$\Phi_{3\sigma}^{MV} (> .25)$	X_{Crabe}^{MV}
IES 0145+13.8	32.0°	7.8h	-15.4 ± 42.2	-0.4	7.8	41.8%	45.7 ± 17.4	2.6	15.7	84.2%
RGB J0214+517	13.2°	6.2h	-6.6 ± 29.2	-0.2	4.3	23.4%	15.6 ± 20.1	0.8	2.7	14.5%
RGB J0314+247	21.8°	3.1h	27.6 ± 30.3	0.9	14.7	79.3%	54.2 ± 13.4	4.0	12.7	68.3%
RGB J0656+426	12.4°	9.7h	-4.5 ± 55.4	-0.1	4.0	21.4%	-2.3 ± 23.9	-0.1	1.5	8.1%
IES 0806+52.4	13.9°	7.4h	87.9 ± 43.2	2.0	16.9	91.2%	84 ± 20.4	4.2	4.3	23.1%
IES 1118+42.4	8.2°	6.6h	-18.4 ± 53.2	-0.35	4.2	22.8%	44.9 ± 18.0	2.5	2.7	14.5%
Mkn 180	28.6°	16.3h	86.2 ± 71.9	1.2	6.4	34.5%	-41.1 ± 32.8	-1.25	2.1	11.3%
ON 231	19.9°	8.1h	68.9 ± 37.4	1.8	6.9	37.4%	63.6 ± 21.7	2.9	4.6	24.7%
I ZW 187	18.2°	5.7h	9.2 ± 21.9	0.4	13.9	74.8%	12.4 ± 19.0	0.65	3.3	17.7%
BL Lacertae	16.5°	18.2h	-60.1 ± 67.8	-0.9	3.5	18.7%	-50.0 ± 31.9	-1.6	0.6	3.2%
IES 2321+41.9	12.4°	8.1h	55.4 ± 37.3	1.5	5.9	31.7%	19.9 ± 19.5	1.0	2.0	10.7%
IES 2344+51.4	16.1°	75.8h	232.3 ± 136.4	1.7	2.2	11.6%	191.3 ± 64.4	3.0	1.1	5.9%

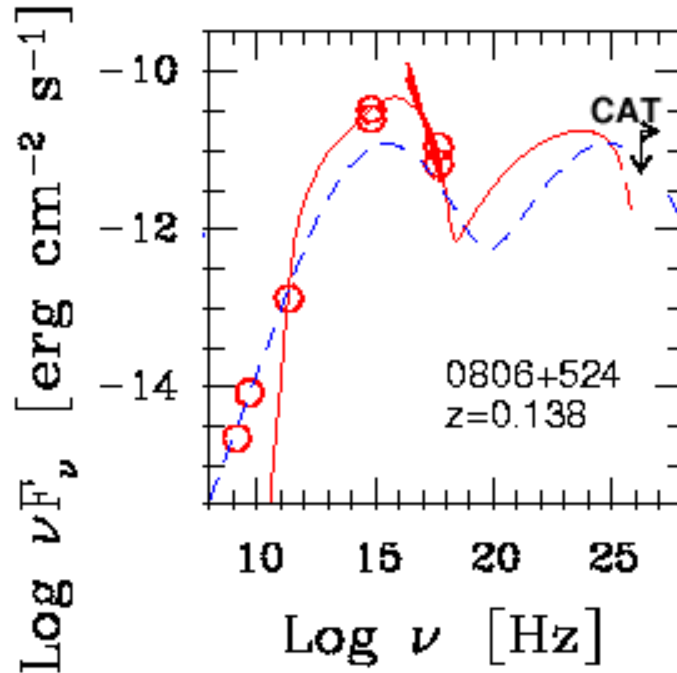
TAB. 18.1: Valeurs supérieures du flux intégral au dessus de 250 GeV de différents BL Lac donnés en $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. X_{Crabe} est leur rapport au flux du Crabe donné p. 132. L'exposant MV fait référence aux résultats donnés par le maximum de vraisemblance. Les valeurs supérieures ont été calculées de façon classique [56].

Les sources 1ES 0806+52.4 et RGB J0314+247 donnent une significativité à plus de quatre écarts standards avec le maximum de vraisemblance, car les erreurs sont assez faibles. Soit ces valeurs indiquent que ces sources (situés respectivement à $z=0.138$ et $z=0.054$) émettent un signal, soit elles montrent l'importance du choix de la valeur 5σ comme limite de détectabilité des sources (limite imposée pour s'affranchir de biais expérimentaux).

RGB J0314+247 a été observé durant 3h et les flux X et radio sont faibles devant ceux des blazars détectés au TeV. Si l'effet était réel, cela indiquerait une production de gamma au TeV suivant un autre modèle que le modèle standard des AGN. Notre résultat à 4σ est donc plus probablement une fluctuation statistique et/ou systématique.

La source 1ES 0806+52.4 pourrait être plus prometteuse, ses flux X et radio étant assez importants. Son spectre multi-longueurs d'onde est illustré sur la figure 18.1 [42]. Les courbes représentent l'ajustement d'un modèle SSC d'une unique population d'électrons sur les données expérimentales. Les flux moyens prédits au TeV sont inférieurs d'un facteur 5 à 10 suivant le modèle à notre limite supérieure. Néanmoins, il est crucial de préciser que ces prédictions au TeV ne tiennent pas compte de l'absorption des gamma par l'IIR, qui réduit les flux intégraux prédits au-dessus de 250 GeV d'un facteur 2–3 approximativement étant donnée le redshift de la source.

FIG. 18.1: Spectre en énergie multi-longueurs d'onde de 1ES 0806+52.4 [42]. Les courbes représentent les ajustements de modèles théoriques sur les données expérimentales.



Les modèles actuels d'AGN ne prévoient pas d'émission détectables au TeV de ces objets. Il est donc très important de pouvoir conclure à la détection ou non de ces sources au TeV. Nous proposons donc d'observer plus intensivement ces sources. Si le taux de gamma par minute est constant, des observations pendant 8 h et 13 h respectivement permettraient de passer la barre des 5σ . Mais, je rappelle que les blazars sont des sources fortement variables et que tout indique que le taux

Partie IV, Observations d'autres Lacertides

de gamma n'est pas constant. Il faut donc espérer des observations pendant une période d'activité. Les courbes de lumière du détecteur de rayons X ASM peuvent servir pour sélectionner nos périodes d'observation.

Ainsi, grâce au maximum de vraisemblance, nous avons identifié que les BL Lac **1ES 0806+52.4** et **RGB J0314+247** pourraient être prometteurs pour une émission au TeV.

Il est intéressant d'indiquer que le blazar 1ES 2344+51.4 aurait été détecté en 1995 par la collaboration Whipple [30]. En 1999–2000 et en 2000–01, Whipple a mesuré des excès à 3.7σ et 3.1σ [7]. Les flux intégraux au-dessus de ~ 400 GeV annoncés¹ pour les années 1999–2001 sont de l'ordre de 10^{-11} cm⁻² s⁻¹, ce qui est compatible avec notre limite supérieure.

De manière générale, on peut s'interroger sur l'efficacité statistique de ces méthodes de recherche d'une émission significative pour des sources variables. Lorsque les sources sont inactives ou en-dessous de notre sensibilité, les données ne contiennent pas de signal. Lorsqu'elles sont cumulées avec des données qui correspondent à des périodes d'activité, l'éventuel signal est alors dilué, ce qui diminue le rapport signal sur bruit de l'échantillon final. L'extraction d'un signal est alors difficile.

Il faudrait construire une analyse basée sur la distribution de significativité par prise de données. Cette distribution devrait être élargie vers les valeurs positives si une source a émis un signal. Un estimateur de significativité basé sur l'existence de cet élargissement pourrait tenir compte de la variabilité de ces sources. Une autre méthode pourrait reposer sur la corrélation entre le flux en X et celui au TeV des BL Lac : une sélection des données avec des critères fixes pourrait être réalisée à partir des périodes d'activité en X.

¹même s'il s'agit d'excès à 3σ !

Chapitre 19

L'influence de l'absorption par l'infrarouge intergalactique

19.1 Modèles d'infrarouge intergalactique

Notre univers baigne dans un rayonnement infrarouge qui est émis par les galaxies et qui est le deuxième plus grand réservoir d'énergie électromagnétique après le fond diffus cosmologique. Ce rayonnement est produit par l'émission propre des étoiles (vers $\lambda = 1\mu\text{m}$) et par l'émission des poussières de chaque galaxie (vers $\lambda = 100\mu\text{m}$) excitées par le rayonnement des étoiles. Le spectre mesuré par différents détecteurs (comme DIRBE à bord du satellite Cosmic Background Explorer [22]) est présenté sur la figure 19.1. Ce spectre est difficile à mesurer expérimentalement à cause du bruit thermique propre aux détecteurs, des poussières zodiacales et de l'émission infrarouge de la galaxie. Par ailleurs, sa modélisation théorique est entâchée de grandes incertitudes [127] car elle dépend de paramètres astrophysiques complexes (cosmologie, densité de matière et évolution des halos de matière noire, distribution des galaxies, taux de formation des étoiles (conversion du gaz froid en étoiles), ...). Ce fond infrarouge intergalactique IIR est mal connu.

Pour l'astronomie gamma, ce fond est important, car il absorbe les gamma par processus de création de paires. La production de paires possède une section efficace maximum pour :

$$\lambda(E_\gamma) \approx \lambda_e \frac{E_\gamma}{4m_e c^2} = 1.24 E_{\gamma, \text{TeV}} \mu\text{m}$$

où $\lambda_e = h/(m_e c)$ est la longueur d'onde Compton de l'électron [170]. Un gamma de 15 TeV interagit donc avec un photon de $\sim 20 \mu\text{m}$ (soit 1.5×10^{13} Hz), et sa probabilité d'interagir augmente exponentiellement avec la distance parcouru par le gamma. Le coefficient d'absorption, ou l'épaisseur optique $\tau(E, z)$, des gamma dépend de son énergie à cause du seuil en énergie du processus de création de paires et de la distance cosmologique (le redshift de la source), z . Le calcul de ce coefficient est donné pour quelques z sur la figure 19.2 en utilisant la paramétrisation d'IIR de [169]. Une paramétrisation plus récente (mais peu différente des précédentes) est

Partie IV, L'influence de l'absorption par l'IIR

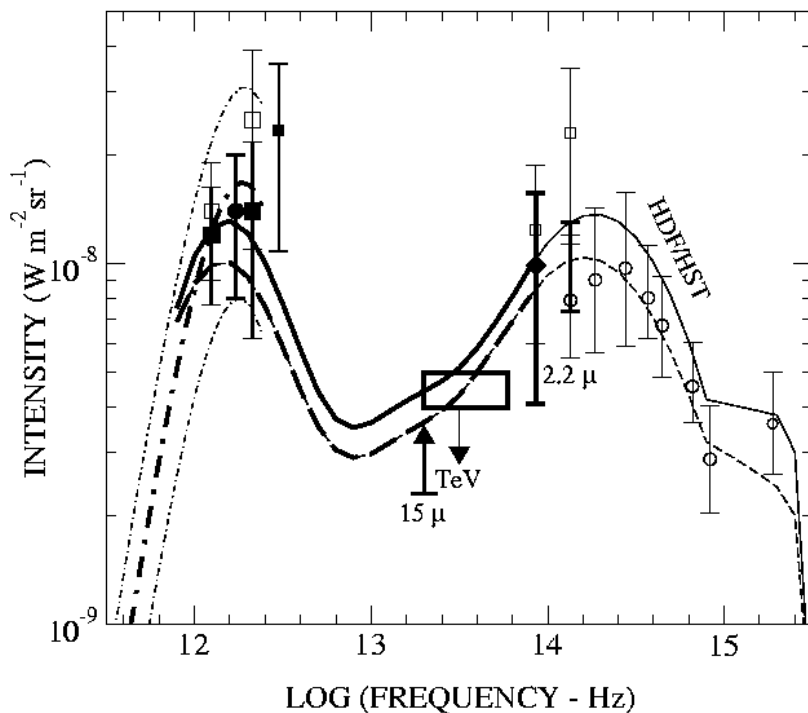
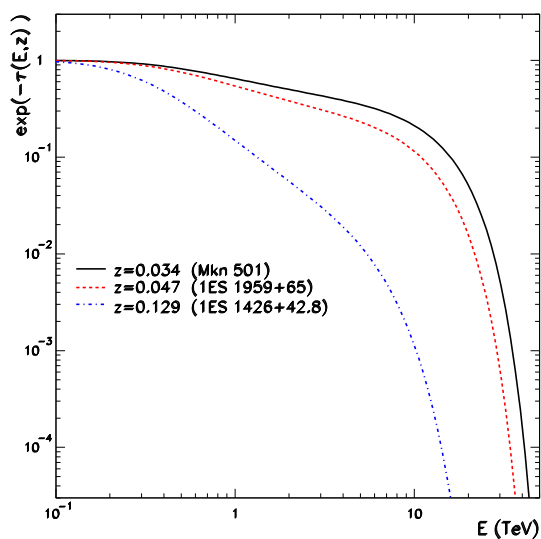


FIG. 19.1: Puissance spectrale par décade du fond infrarouge intergalactique [107]. La distribution autour de 2.10^{12} Hz résulte de la lumière des étoiles existantes à différent âge de l'univers. Celle qui pique à 2.10^{14} Hz (infrarouge) résulte de l'émission thermique des poussières interstellaires chauffées par l'émission des étoiles. Les différentes courbes correspondent aux modèles d'évolution *rapide* (courbe pleine) et *minimal* (pointillés) de [107].

FIG. 19.2: Variation du coefficient d'absorption $\exp(-\tau(E, z))$ résultant du processus de création de paires sur le fond Infrarouge Intergalactique en fonction de E pour différentes distances.



19.2 Comparaison des blazars détectés

donnée par [107] :

$$\log \tau(E_{TeV}, z) \approx \sum_{i=0}^4 a_i(z) (\log E_{TeV} + 2)^i,$$

$$\text{où } \forall i \ a_i(z) = \sum_{j=0}^3 a_{ij} \log z^j$$

Les coefficients $\{a_{ij}\}$ dépendent du modèle choisi, celui d'*évolution rapide* du taux de formation des galaxies ou du modèle *minimal*.

Comme les spectres à l'émission des blazars ne sont pas connus, nous ne pouvons pas les utiliser pour déterminer le spectre de l'IIR. Et comme l'IIR est mal connu, nous ne pouvons pas extraire le spectre à la source des blazars observés. Nous utiliserons néanmoins ces modèles (qui donnent un ordre de grandeur de l'IIR) pour extraire et comparer les spectres à l'émission des blazars et nous proposons que les modèles de [107] servent de «référence» pour les comparaisons théoriques et observationnelles en attendant des mesures plus précises de l'IIR.

19.2 Comparaison des blazars détectés

Ce paragraphe a pour objectif d'extraire des informations sur les blazars et l'IIR en comparant les spectres observés de nos sources.

Les AGN de même distance

La comparaison de blazars, qui se trouvent à la même distance cosmologique, permet d'extraire des informations sur leur spectre initial. Pour cela, je compare le spectre de Markarian 421 mesuré le 23 mars 2001 et le spectre de Markarian 501 lors de la nuit du 16 avril 1997 [53]. Ces deux AGN se trouvent à des distances comparables ($z=0.030$ et $z=0.034$ respectivement). Ces nuits correspondent à une intense activité des sources, ce qui a permis d'extraire un spectre avec quelques heures d'observation.

Ces spectres sont tous les deux significativement courbés. Il n'est pas possible de choisir entre les hypothèses courbe et loi de puissance atténuée par une exponentielle (Cf. le tableau 19.1).

En comparant les résultats de l'hypothèse \mathcal{H}^{ec} (Cf. le paragraphe 11), on peut noter que les valeurs de E_c sont différentes de 2.7σ , soit une probabilité de 6.9×10^{-3} . Si la courbure des spectres est le résultat d'une distorsion d'un spectre en loi de puissance par l'IIR, nous aurions dû trouver des E_{TeV}^C identiques, car les redshifts sont très voisins. Comme ce n'est pas le cas, Markarian 421 possédait vraisemblablement durant cette nuit une courbure intrinsèque plus importante que Markarian 501. Cette conclusion avait déjà été émise dans [53], en comparant les résultats des expériences CAT et Whipple, mais il peut toujours subsister des erreurs systématiques entre les

Partie IV, L'influence de l'absorption par l'IIR

	Markarian 421 : 23 mars 2001	Markarian 501 : 16 avril 1997
Φ_0^{pl}	$11.03 \pm 0.52 \pm 2.34$	$19.68 \pm 0.62 \pm 4.17$
γ^{pl}	$2.69 \pm 0.06 \pm 0.06$	$2.24 \pm 0.04 \pm 0.06$
Φ_0^{cs}	$13.0 \pm 0.85 \pm 2.76$	$21.89 \pm 0.98 \pm 4.64$
γ^{cs}	$2.81 \pm 0.09 \pm 0.07$	$2.17 \pm 0.05 \pm 0.06$
β^{cs}	$0.79 \pm 0.27 \pm 0.03$	$0.33 \pm 0.11 \pm 0.03$
λ^{cs}	10.9	10.2
Φ_0^{ec}	$27.07 \pm 8.41 \pm 5.74$	$26.3 \pm 2.26 \pm 5.57$
γ^{ec}	$1.98 \pm 0.25 \pm 0.07$	$1.95 \pm 0.1 \pm 0.07$
E_{TeV}^C	$1.39^{+0.78}_{-0.37} \pm 0.34$	$5.11^{+2.09}_{-1.15} \pm 1.43$
λ^{ec}	12.2	14.5

TAB. 19.1: Résultats de l'extraction spectrale pour Markarian 421 le 23 mars 2001 et ceux pour Markarian 501 le 16 avril 1997 dans les trois hypothèses spectrales (loi de puissance, loi courbe et loi de puissance multipliée par une exponentielle). Les flux sont donnés en $10^{-11} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$.

deux expériences¹.

Il existe donc au moins un blazar pour lequel la courbe mesurée n'est pas uniquement due à l'absorption par l'IIR. Il faut donc admettre que **les blazars de manière générale possèdent un spectre en énergie intrinsèquement courbé**. Ce résultat est indépendant de tout modèle de fond infrarouge.

Spectres à l'émission

Nous allons maintenant essayer de mesurer les spectres à l'émission des objets que nous avons observés. Pour cela, nous ferons une hypothèse sur l'IIR, sans pour autant la favoriser par rapport aux autres hypothèses disponibles actuellement.

Les spectres à l'émission sont extraits en utilisant les modèles d'*évolution rapide* et le modèle *minimal* d'IIR de [107]. Nous utilisons la même procédure d'extraction spectrale que celle utilisée précédemment, mais nous multiplions la forme spectrale à ajuster par le coefficient d'absorption par l'IIR, $\exp(-\tau(E_{TeV}, z))$. Les spectres à la source de Markarian 421 durant la saison 2000–01 et de Markarian 501 durant les états hauts de 1997, de 1ES 1959+65 en état haut en 2002 et de 1ES 1426+42.8 sont extraits.

Comme les ajustements de la loi courbe et de la loi exponentielle sont de qualité similaire (et que la loi exponentielle était censée représenter l'absorption infrarouge dont nous tenons compte maintenant), nous ne donnerons que le résultat de la loi courbe lorsque les spectres ne sont pas compatibles avec une loi de puissance. Les résultats sont donnés dans le tableau 19.2.

¹et ce malgré le bon accord entre les résultats sur le spectre du Crabe.

19.2 Comparaison des blazars détectés

	Φ_0	γ	β	λ	E_{MAX}^{IC}	E_{MAX}^S
Markarian 501	28.6 ± 1.1	1.63 ± 0.05	0.23 ± 0.11	4.7	$6.4 \pm 2.5 \text{ TeV}$	$\sim 200 \text{ keV}^1$
Etats hauts, 1997	32.9 ± 1.3	1.58 ± 0.04	\emptyset	3.6	$> 12 \text{ TeV}$	
Markarian 421	5.0 ± 0.2	2.50 ± 0.05	\emptyset	0.7	$< 300 \text{ GeV}$	$\sim 1 \text{ keV}^2$
2000–01	5.7 ± 0.2	2.42 ± 0.05	\emptyset	0.5	$< 300 \text{ GeV}$	
Markarian 421	19.39 ± 1.26	2.41 ± 0.09	0.55 ± 0.27	4.8	$424 \pm 85 \text{ GeV}$	$\sim 1 \text{ keV}^2$
23 mars 2001	21.98 ± 1.43	2.32 ± 0.09	0.53 ± 0.27	4.4	$500 \pm 88 \text{ GeV}$	
1ES 1959+65	8.7 ± 0.7	1.41 ± 0.19	1.15 ± 0.43	9.6	$1.8 \pm 0.2 \text{ TeV}$	$5 - 50 \text{ eV}^3$
Etats hauts, 2002	10.6 ± 0.9	1.27 ± 0.19	1.14 ± 0.44	9.1	$2.1 \pm 0.3 \text{ TeV}$	
1ES 1426+42.8	28.76 ± 3.83	2.45 ± 0.47	\emptyset	\emptyset	$< 200 \text{ GeV}$	$> 100 \text{ keV}^4$
1998-00	37.30 ± 5.0	2.11 ± 0.48	\emptyset	\emptyset	$< 200 \text{ GeV}$	

TAB. 19.2: Résultats de l'extraction du spectre avant absorption par l'IIR de Markarian 501 durant les états hauts de 1997, de Markarian 421 en 2000–01 et le 23 mars 2001, de 1ES 1959+65 pendant la période d'activité de 2002 et de 1ES 1426+42.8. Les flux à 1 TeV sont en $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ et pour 1ES 1426+42.8 Φ_0 est donné à 400 GeV. E_{MAX}^{IC} est l'énergie de la bosse à haute énergie de la SED et il est estimé à partir de nos données avec la courbure mesurée. E_{MAX}^S est celle de la bosse synchrotron dans le plan $\nu F(\nu)$. Pour chaque source, la première ligne correspond au modèle minimal d'IIR de [107] et la seconde au modèle d'évolution rapide. Les références sont les suivantes : 1 : [146], 2 : [65], 3 : [41], 4 : [144]

Pour chaque source, la première ligne correspond au modèle *minimal* d'IIR et la deuxième au modèle d'*évolution rapide*, pour lequel la densité d'IIR est plus importante (les flux à 1 TeV reconstruits Φ_0 sont plus importants). Quelque soit le modèle choisi, Markarian 421 n'est pas courbé tandis que 1ES 1959+65 l'est toujours fortement pour les données choisies. La courbure de Markarian 501 dépend, quant à elle, du modèle choisi. Les ajustements d'une loi courbe sur les données de 1ES 1426+42.8 ne convergent pas.

Lorsque les spectres sont courbés, nous pouvons calculer l'énergie du sommet de la bosse à haute énergie E_{MAX}^{IC} , qui est donné par $10^{(2-\gamma)/(2\times\beta)}$. Nous remarquerons que les énergies trouvées se situent dans la gamme dynamique de CAT.

Dans le cas où les spectres ne sont pas courbés, un indice γ inférieur à deux indique que E_{MAX}^{IC} est au-dessus de notre gamme dynamique (ce qui est le cas pour Markarian 501 si on utilise le modèle d'*évolution rapide*). Et si γ est supérieur à deux, E_{MAX}^{IC} est inférieur à notre seuil (dans le cas de Markarian 421). Leur valeurs s'éloignent d'autant plus de notre gamme dynamique que la valeur de γ diffère de deux, mais on ne peut préjuger de la valeur de E_{MAX}^{IC} puisque l'on ne connaît pas la forme spectrale précise de ces objets (qui n'a aucune raison d'être unique).

Donc on voit bien que les spectres à la source des AGN sont sûrement différents les uns des autres. Certains sont courbés plus ou moins fortement (comme Mkn 501 ou 1ES 1959+65) et d'autres ne le sont pas (comme Mkn 421). Les valeurs de ces courbures changent avec le modèle d'IIR utilisé, mais relativement peu. Il est difficile dans ces conditions de tirer des conclusions physiques sur les AGN en général à partir de ces quatre objets.

Dans le cadre d'un modèle SSC homogène des blazars (une unique population d'électrons est accélérée dans une unique zone), l'énergie de la bosse synchrotron

Partie IV, L'influence de l'absorption par l'IIR

(qui se situe dans les X) et celle de la bosse à haute énergie sont reliées par $E_{MAX}^{IC} = 4/3\gamma_b^2 E_{MAX}^S$ où γ_b est le facteur de Lorentz pour lequel le spectre en loi de puissance des électrons est brisé à cause des différentes sources de pertes, comme le synchrotron ou la diffusion Inverse Compton [175]. Le rapport E_{MAX}^{IC}/E_{MAX}^S peut donc apporter donc des informations sur la validité de ce modèle et sur le spectre des électrons. Néanmoins, il faut que les données au TeV et en X soient simultanées, ce qui n'est ici le cas que pour Markarian 501.

Avec les données disponibles, le rapport de ces énergies pour Markarian 501 ($\sim 10^8$) et celui pour 1ES 1959+65 ($10^{10} - 10^{11}$) sont fortement différents. Il est ici important de préciser que l'énergie de la bosse synchrotron de 1ES 1959+65 a été mesurée par le satellite X BeppoSAX [13] avant 1998. Il est probable que la bosse synchrotron se soit « déplacée » vers de plus haute énergie en 2002, comme ce fut le cas de Markarian 421 entre mai 1993 ($E_{MAX}^S \sim 4 - 40 \text{ eV}$) et mai 1994 ($E_{MAX}^S \sim 0.4 - 4 \text{ keV}$) [126].

Par ailleurs, comme les énergies E_{MAX}^S diffèrent de deux ordres de grandeur entre Markarian 421 et Markarian 501, il n'est pas surprenant que nos estimations de E_{MAX}^{IC} de ces objets semblent distinctes d'au moins un ordre de grandeur dans le cas où E_{MAX}^{IC}/E_{MAX}^S serait constant pour les blazars.

On aurait pu envisager le problème différemment. Est-il possible de mesurer l'IIR à partir des résultats sur nos blazars ? A cause des fortes différences spectrales, sans qu'on en comprenne profondément les raisons, il est certain que cela n'aurait pas été possible.

19.3 Discussion et conclusion

La deuxième génération de télescopes atmosphériques Čerenkov a permis de détecter l'émission de quatre blazars (Markarian 421, Markarian 501, 1ES 1426+42.8 et 1ES 1959+65). Les différents groupes expérimentaux se sont persuadés que leur spectre de très haute énergie est en général courbé avant absorption par l'IIR. Mais, la méconnaissance de la densité d'IIR, le faible nombre de blazars détectés et le manque cruel de données simultanées avec les autres longueurs d'onde ne nous permettent pas de mesurer le profil d'IIR ni de déterminer la nature des particules accélérées et les mécanismes d'accélération de ces AGN. Néanmoins, les observations menées jusqu'ici permettent de guider les études futures avec la nouvelle génération d'instruments sur la problématique de l'IIR et sur l'étude des blazars.

A cause des comportements individuels différents des AGN, seule une augmentation significative du nombre d'objets détectés permettra de contraindre la densité moyenne du fond IIR. Avec un grand catalogue de blazars, il sera possible de mesurer la valeur moyenne du coefficient d'absorption des gamma par intervalle en énergie et en redshift $\langle \tau(E_{TeV}, z) \rangle$. La mesure du profil exact de densité en énergie de l'IIR sera quant à elle très difficile, car τ résulte de l'intégration de la densité d'IIR sur toutes les longueurs d'onde. La connaissance de l'absorption moyenne permettra

néanmoins d'étudier plus précisément les blazars.

Les détecteurs comme CELESTE ou GLAST peuvent étudier les blazars jusqu'à des redshifts de 0.3, car l'absorption est négligeable dans la gamme de la dizaine de GeV. Cette gamme d'énergie est très prometteuse pour la détection et l'étude des AGN et elle est/sera à corrélérer avec les données synchrotrons des spectres.

L'étude des BL Lac peut se replacer dans le contexte de la recherche des sources des rayons cosmiques. Si l'émission gamma résulte de protons accélérés, les blazars pourraient accélérer des noyaux jusqu'à plus de 10^{18} eV (voir par exemple [165, 3]). Aussi, il est intéressant d'élucider la nature des particules accélérées dans les jets de blazars et d'étudier leur processus d'accélération.

Pour déterminer la nature hadronique ou leptonique des particules accélérées, plusieurs outils sont à la disposition des astronomes au TeV, les corrélations temporelles entre différentes longueurs d'onde et leur corrélation spectrale. Les modèles actuels prévoient des comportements différents suivant la nature des particules accélérées. Ainsi, il est crucial de mener des observations simultanées entre différentes longueurs d'onde. Le détecteur HESS sera accompagné sur le site d'un télescope optique pour réaliser de telles études.

Partie IV, L'influence de l'absorption par l'IIR

Cinquième partie

Emission de très haute énergie de sources galactiques

En fin de vie, une étoile massive de 4 à 10 M_{\odot} libère une quantité d'énergie de l'ordre de 10^{53} erg. Si cette étoile s'effondre en étoile à neutrons, 99% de l'énergie est libérée sous la forme de neutrinos [172], qui résultent de la déleptonisation du cœur de l'étoile qui se transforme en étoile à neutrons. Une énergie de $\sim 10^{51}$ erg subsiste alors sous forme d'énergie mécanique, gouvernant l'évolution future du système. Celui-ci est composé généralement des restes de l'explosion de l'étoile massive, qui se trouvent sous la forme d'une coquille en expansion dans le milieu interstellaire, et de cette étoile à neutrons au milieu de cette coquille.

Dans le cas où l'étoile à neutrons possède une vitesse de rotation de l'ordre de la milliseconde par tour, cette étoile est appelée un pulsar et posséderait un champ magnétique à sa surface de l'ordre de $\sim 10^{12}$ G [124]. Ce pulsar perd son énergie cinétique de rotation par émission d'onde gravitationnelle et par émission électromagnétique, qui conduit à l'accélération synchrone de paires e^{\pm} (qui donne lieu à une émission gamma pulsée, Cf. le paragraphe 2.2) et à la création d'un vent équatorial de paires [156]. L'interaction de ces paires avec le milieu ambiant crée une onde de choc. Le pulsar et cette onde de choc forme un système que l'on appelle un plérion.

Un plérion possède une énergie de l'ordre de 10^{49} – 10^{50} erg, le reste étant emporté par le reste de supernova (SNR). Il accélère des paires e^{\pm} jusqu'à plus de 100 TeV, qui rayonnent sur l'ensemble du spectre électromagnétique [47]. Leur émission est stable temporellement à l'échelle humaine.

Les plérions qui résident dans des SNR constituent également des injecteurs de e^{\pm} relativistes dans l'onde de choc des SNR, qui peut alors rayonner par synchrotron, bremsstrahlung et Inverse Compton (comme la SNR SN 1006 [173]).

Ces objets astrophysiques sont des candidats potentiels pour l'astronomie gamma. Seuls ceux de la galaxie peuvent être détectés grâce à leur proximité. La collaboration CAT a observé depuis 1999 quelques plérions galactiques. Comme ces candidats se trouvent à l'intérieur de SNR qui sont eux-même des candidats potentiels au TeV (Cf. le paragraphe 2.1), nous avons visé le centre de ces SNR pour étudier simultanément les candidats plérions et les restes de supernovae.

Après avoir décrit les processus d'émission plérionique de ces objets, nous présentons les résultats de nos observations. La méthode par maximum de vraisemblance a été utilisée pour extraire un signal de faible intensité. Aucune détection n'a été réalisée sur les candidats sélectionnés et dans les SNR. Ces résultats concernant les plérions seront interprétés avec des modèles semi-analytique et numérique d'émission de plérions. Nous montrerons que les sources sélectionnées (avec des arguments qualitatifs) avaient des flux attendus non-observables par CAT dans le cadre de ces modèles et des hypothèses usuelles faites.

Ces observations ont permis d'utiliser les performances du maximum de vraisemblance pour la recherche de sources de position inconnue et pour la recherche de sources faibles. Et le modèle numérique d'émission de plérion que nous avons développé constitue un outil quantitatif de sélection et d'étude de plérions, qui est désormais utilisé par une partie de la collaboration HESS.

Chapitre 20

Description théorique des plérions

20.1 La géométrie et l'évolution des plérions

Un plérion est la région spatiale de faible densité délimitée par la fine couche de matière repoussée par le vent du pulsar. La figure 20.1 donne schématiquement le profil de densité d'un plérion au sein de son reste de supernova lorsqu'elle est en phase d'expansion libre dans le milieu interstellaire (MIS). Le plérion est limité par le rayon R_p .

La première discontinuité de densité vers 10^{18} cm (~ 0.1 pc) et défini par R_V correspond au choc de terminaison du vent du pulsar. Les paires de ce vent sont accélérées autour cette discontinuité, puis diffusent vers la deuxième discontinuité de densité R_p . Ces paires balayent la matière froide du milieu (issue de l'étoile massive créant du système) et la repousse jusqu'à R_p . La région entre R_p et R_2 contient ainsi des éjectats froids. L'interaction de ces éjectats avec le MIS crée deux ondes de choc, l'une vers l'extérieur de la SNR en R_1 et l'autre vers l'intérieur en R_2 . L'onde de choc vers l'extérieur est la plus efficace pour accélérer des électrons et des noyaux par le processus de Fermi du premier ordre.

Cette géométrie reste valable tant que le reste de supernova est en expansion libre dans le MIS et que le pulsar est à l'intérieur du reste. L'évolution temporelle du système dépend, en général, de la structure de la supernova, de la nature et de la densité du MIS, l'évolution du pulsar et sa vitesse propre. Le scénario généralement admis est que l'onde de choc se déplaçant vers l'intérieur du système (repérée par R_2) comprime le plérion lorsqu'elle atteint R_p au moment où la quantité de matière éjectée par la supernova est du même ordre de grandeur que la quantité de matière du MIS repoussée pour la SNR. Cette date correspond au début de la phase de Sedov de la SNR et apparait ~ 1000 ans après l'explosion¹. On entre alors dans une phase instable où le choc retour rebondit plusieurs fois sur le plérion avant de le détruire durant la phase de Sedov [19, 71].

¹Cette date dépend principalement de la quantité de matière éjectée lors de l'explosion de la SNR et de la densité du milieu interstellaire

Partie V, Description théorique des plérions

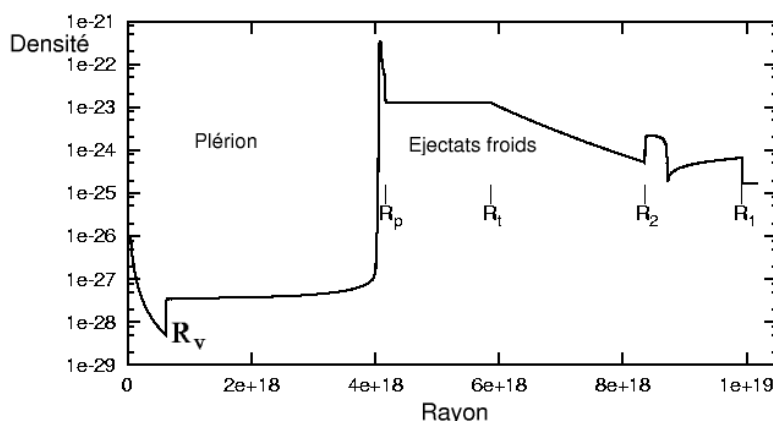


FIG. 20.1: Profil de densité du système plérion/SNR [19]. La densité est donnée en g.m^{-3} et le rayon en cm. Une densité de $10^{-21} \text{ g.m}^{-3}$ correspond approximativement à 10^{-2} atome par cm^3 . La figure est décrite dans le texte.

Ce système est donc caractérisé par deux ondes de choc efficaces pour accélérer des particules chargées. La première est l'onde de choc entre la SNR et le MIS (R_1). Comme la vitesse des éjectats froids dans le référentiel du choc est de l'ordre de quelques 1000 km.s^{-1} ², ce choc est qualifié de *non-relativiste*. Il accélère des particules chargées (e^\pm , hadrons) par le processus de Fermi du premier ordre et conduit à un spectre en loi de puissance d'indice ~ 2 (Cf. le paragraphe 2.1).

Le deuxième choc, qui nous intéresse, est le choc stationnaire de terminaison du vent du pulsar. La vitesse des paires du vent du pulsar étant de l'ordre de c [156], on qualifie ce choc de *relativiste*, et on attend à un spectre de particules e^\pm en loi de puissance comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

20.2 Leur spectre électromagnétique

Le spectre des électrons accélérés

Le pulsar émet un vent de paires e^\pm , que l'on nommera désormais électrons, dans son plan équatorial qui s'étend bien au-delà du cylindre de lumière. Ces paires sont accélérées dans un champ magnétique toroïdal et de polarité alternée jusqu'à des vitesses de l'ordre de c [43]. Ces électrons interagissent avec le choc stationnaire et relativiste de terminaison du vent et ils y sont accélérés. Leur spectre est généralement représenté par une loi de puissance brisée, ce qui permet de reproduire le spectre synchrotron de la nébuleuse du Crabe. Cette forme spectrale peut être expliquée comme suit.

Les électrons du vent du pulsar sont injectés relativistiquement dans l'onde de choc. Suivant l'énergie des électrons, les processus d'accélération sont différents. Si le vent transporte des ions, un mécanisme efficace pour accélérer les électrons

²La vitesse décroît à partir de $\sim 10^4 \text{ km.s}^{-1}$ à la création de ce choc jusqu'à la disparition du choc dans la phase radiative de la SNR.

20.2 Leur spectre électromagnétique

est l'absorption résonnante des ondes cyclotrons des ions lourds émises à l'onde de choc [105]. Un plasma ion-électron dans ce type de choc n'est généralement pas en équilibre thermique et la température des ions est plus importante que celle des électrons. L'échange d'énergie se fait par émission d'ondes cyclotrons des ions lourds³, ce qui accélèrent les électrons. Cette accélération conduit à un spectre en loi de puissance assez dur d'indice variant de 1 pour les plérions agés à 1.6. Ce mécanisme est efficace jusqu'à l'énergie critique $\gamma_{crit} \approx \frac{m_i}{m_e} \gamma_{choc}$, où m_i est la masse des ions et γ_{choc} est le facteur de Lorentz de l'onde de choc qui est de l'ordre de $\sim 2 \times 10^3$ pour celui du Crabe [123]. L'énergie critique est pour ce facteur de Lorentz de l'ordre du TeV pour un plasma constitué de protons et d'électrons. La fréquence synchrotron correspondante est de l'ordre de 10^{15} Hz (optique/UV) pour un champ de $160 \mu\text{G}$ (mesurée pour le Crabe [97]).

A partir de cette énergie critique, le processus de Fermi du premier ordre dans un choc relativiste accélère les électrons et le spectre a, comme attendu, un indice de 2.2–2.3 pour une accélération sans perte d'énergie [70].

Mais les pertes radiatives diminuent l'efficacité d'accélération. En supposant raisonnablement que l'émission synchrotron domine ces pertes (c'est-à-dire si le champ magnétique n'est pas trop faible ou si la densité de cibles pour le processus Inverse Compton n'est pas trop importante) et en supposant que l'injection des électrons dans le choc est constante, le spectre des électrons accélérés mollit et l'indice croit d'une unité [124]. L'énergie à laquelle ce mollissement se produit, E_{sync}^b , est celle pour laquelle le temps caractéristique de perte synchrotron (temps au bout duquel la moitié de l'énergie est perdue par une particule) est de l'ordre de l'âge du plérion. Cette énergie de brisure est donnée par $E_{sync}^b \sim 10^{16} / (B_{\mu\text{G}}^2 t_{kan})$ eV, où t_{kan} est l'âge du plérion en milliers d'années et $B_{\mu\text{G}}$ le champ magnétique en μG . Pour la nébuleuse du Crabe, E_{sync}^b est de l'ordre de 10^{11} eV, soit une fréquence synchrotron de l'ordre de 10^{13} Hz (IR).

De plus, il existe une énergie E_{sync}^{max} au-delà de laquelle les pertes synchrotrons sont supérieures aux gains de l'accélération. Cette énergie est la valeur maximale atteinte par les électrons et dépend du processus exact d'accélération. Cette borne en énergie est donnée pour les électrons par $E_{sync}^{max} \sim 10^{15} \sqrt{80/B_{\mu\text{G}}}$ eV [47]. Dans un champ magnétique de $160 \mu\text{G}$, l'énergie de coupure est de l'ordre de 700 TeV, soit une fréquence synchrotron de l'ordre de 10^{21} Hz (γ mous).

Le spectre des électrons peut alors être représenté, pour le champ magnétique et l'âge du Crabe, par :

$$\frac{dN_e}{dE} \propto \begin{cases} E^{-(1 \rightarrow 1.6)} & \text{si } E \leq E_{sync}^b \\ E^{-(2 \rightarrow 2.6)} & \text{pour } E_{sync}^b \leq E \leq E_{crit} \\ E^{-(3.2 \rightarrow 3.3)} & \text{pour } E_{crit} \leq E \leq E_{sync}^{max} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

où $E_{sync}^b \sim 10^{16} / (B_{\mu\text{G}}^2 t_{kan})$ eV, $E_{crit} = m_i / m_e \gamma_{choc} m_e c^2$ eV, $E_{sync}^{max} \sim 10^{15} \sqrt{80/B_{\mu\text{G}}}$ eV.

³Ces ions pourraient être du fer ionisé arraché de l'étoile à neutrons

Partie V, Description théorique des plérions

Il est important de noter ici que le champ magnétique du Crabe est exceptionnellement élevé ($160\mu\text{G}$). L'ordre de grandeur *supposé* des champs magnétiques de plérions est plutôt la dizaine de μG . Suivant la valeur exacte du champ et suivant l'âge du plérion, l'énergie de coupure synchrotron E_{sync}^b peut être supérieure à l'énergie maximale d'accélération par les ondes cyclotrons des ions E_{crit} . Le spectre des électrons est alors être représenté par :

$$\frac{dN_e}{dE} \propto \begin{cases} E^{-(1 \rightarrow 1.6)} & \text{si } E \leq E_{crit} \\ E^{-(2.2 \rightarrow 2.3)} & \text{pour } E_{crit} \leq E \leq E_{sync}^b \\ E^{-(3.2 \rightarrow 3.3)} & \text{pour } E_{sync}^b \leq E \leq E_{sync}^{max} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Ces électrons rayonnent leur énergie sur tout le spectre électromagnétique, par émission synchrotron de la radio aux gamma mous de ~ 100 MeV et par diffusion Inverse Compton sur le champ de photons ambiants à partir des gamma du GeV à quelques dizaines de TeV.

Spectre électromagnétique résultant

Ces électrons perdent leur énergie par les processus synchrotron et Inverse Compton sur le champ de photons ambiants.

L'émission synchrotron d'un spectre (différentiel) en loi de puissance d'indice s de particules chargées est un spectre différentiel d'indice $(s+1)/2$. Le spectre précédent d'électrons crée ainsi un spectre synchrotron du type :

$$\nu^2 \times \frac{dN_{\gamma}^{sync}}{d\nu} \propto \begin{cases} \nu^{0.7 \rightarrow 1} & \text{si } \nu \leq \nu_{crit} \\ \nu^{0.35 \rightarrow 0.4} & \text{pour } \nu_{crit} \leq \nu \leq \nu_{sync}^b \\ \nu^{-(0.1 \rightarrow 0.15)} \times \exp\left(-\frac{\nu}{\nu_{sync}^{max}}\right) & \text{sinon} \end{cases}$$

où ν_{crit} , ν_{sync}^b et ν_{sync}^{max} sont respectivement la fréquence des photons synchrotrons émis par des électrons d'énergie E_{crit} , E_{sync}^b et E_{sync}^{max} . Le terme en exponentiel est dû à l'énergie maximale du spectre en électrons.

Le spectre Inverse Compton de ces électrons se déduit de la même manière que le spectre synchrotron. Un spectre d'électrons d'indice s produit un spectre Inverse Compton d'indice $(s+1)/2$. L'effet Klein-Nishina sur la section efficace Thomson déforme le spectre Inverse Compton à haute énergie.

Le spectre multi-longueur d'onde de la nébuleuse du Crabe est représenté sur la figure 20.2. Les données de CAT n'y sont pas représentées, mais elles sont compatibles avec les données de Whipple (Cf. le paragraphe 13.2). Le triangle représente la mesure de CELESTE à 60 GeV [48]. Le spectre synchrotron possède trois brisures de pente ; celle dans l'infrarouge pourrait être interprétée par les pertes synchrotrons qui mollissent le spectre des électrons, la deuxième dans l'UV/X serait due au passage

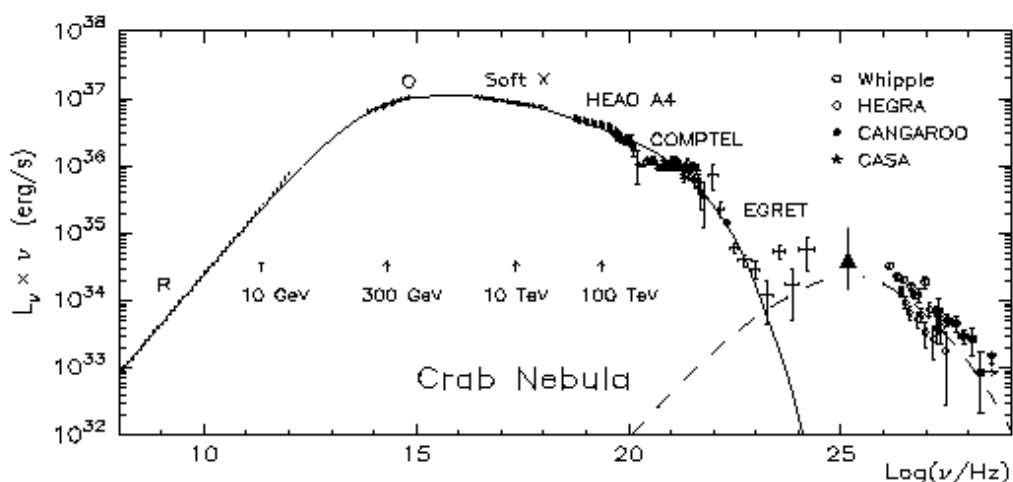


FIG. 20.2: Spectre en énergie du pléion de la nébuleuse du Crabe [2]. Les lignes correspondent à un modèle d'émission synchrotron (ligne pleine) et Inverse Compton (pointillés) reposant sur [109]. Les flèches, sous lesquelles figurent une énergie, précisent l'énergie des électrons qui produisent l'émission synchrotron correspondante. Le triangle représente la mesure de CELESTE [48].

de l'accélération des électrons par ondes cyclotrons des ions à celle de Fermi, et la dernière dans les X durs ou les γ mous est due à l'énergie maximale des électrons.

Cette interprétation du spectre synchrotron est sujette à controverse. L'observation des pléions dans le domaine d'énergie de l'infrarouge à l'ultraviolet permettrait de contraindre la partie centrale du spectre d'électrons, dont les bornes dépendent du champ magnétique et de l'âge du pléion. Mais le spectre des photons dans cette gamme d'énergie est fortement déformé par le milieu interstellaire (en particulier par les poussières), qui est mal-connu sur la ligne de visée. Les erreurs systématiques de reconstruction spectrale peuvent alors être importantes, ce qui rend délicate l'interprétation des données dans cette gamme d'énergie.

La partie à haute énergie est créée par la diffusion Inverse Compton des électrons sur le fond diffus cosmologique, mais aussi sur les photons synchrotrons et sur l'infrarouge émis par les poussières environnantes [96]. Une mesure plus précise du spectre entre quelques centaines de MeV à quelques centaines de GeV serait nécessaire pour confirmer cette interprétation. Les tous premiers résultats spectraux de CELESTE entre ~ 50 GeV et ~ 350 GeV sembleraient confirmer ce scénario [150].

Partie V, Description théorique des plérons

Chapitre 21

Observations menées avec CAT

Seul un plérion a été détecté et confirmé au TeV, la nébuleuse du Crabe (M1). L'explosion de la supernova dont elle est issue a été observée en 1054 par les Chinois. De nos jours, elle est intensément étudiée à toutes les longueurs d'onde. Elle a été découverte au TeV en 1989 par la collaboration Whipple [?] et a été observée depuis par de nombreuses expériences (THEMISTOCLE, ASGAT, CELESTE, ...). Elle sert de source de référence (et de source de calibration entre expériences) grâce à son émission temporellement stable.

Deux autres plérions ont été détectés au TeV dans l'hémisphère sud (PSR1706-44 par CANGAROO et DURHAM, Véla par CANGAROO) et doivent être confirmés par les futures expériences (CANGAROO III et HESS).

Comme les plérions sont potentiellement des sources au TeV (pour les raisons invoquées précédemment), nous avons observé quelques plérions de l'hémisphère nord. Comme les objets sélectionnés se trouvent dans un reste de supernova (la vitesse propre de ces pulsars n'étant pas trop grande pour qu'ils soient aujourd'hui à l'intérieur de leur SNR), nous avons décidé d'observer également les SNR les abritant. Je rappelle que les restes de supernovae sont des candidats potentiels au TeV (Cf. le paragraphe 2.1) et qu'ils pourraient être le lieu de l'accélération des rayons cosmiques. Comme les SNR galactiques observées sont des sources étendues (de l'ordre du degré), notre stratégie d'observation a été l'observation alternée de *ON* et de *OFF* pour estimer le fond hadronique sur toute la zone de la SNR.

Etant donné que la méthode de maximum de vraisemblance est la plus sensible, celle-ci a été utilisée pour extraire le signal. Comme les données *OFF* ne sont pas suffisantes pour créer des modèles de fond, nous avons utilisé le modèle de fond du Crabe pour extraire le signal parce que ces sources sont galactiques comme le Crabe. Nous avons vérifié que les *OFF* des sources étudiées ne contiennent pas de signal avec le modèle du Crabe.

Partie V, Observations menées avec CAT

21.1 Choix des sources

Les sources choisies possèdent toutes des nébuleuses synchrotrons identifiées en radio et en X. Les critères de sélection de ces nébuleuses sont les suivants :

- un indice spectral différentiel de l'ordre de 2 en X,
- une distance inférieure à 2–3 kpc,
- un âge pas trop élevé (<10000–15000 ans),
- une position céleste telle que l'angle zénithal d'observation soit le plus faible possible.

Le critère sur l'âge est important pour que le pulsar hypothétique de la nébuleuse n'ait pas trop perdu d'énergie. Le vent de paires e^\pm alimentant le choc de la nébuleuse doit être assez dense pour que l'intensité Inverse Compton ne soit pas négligeable. Le critère de position céleste a pour objectif de diminuer le seuil en énergie du détecteur¹, afin de bénéficier du maximum de statistique (puisque les spectres observés sont des lois de puissance).

Les plérions retenus sont CTA 1, qui se trouve dans la constellation de Céphée, IC 443 dans la constellation des Gémeaux et CTB 80 dans la constellation du Cygne.

¹qui augmente avec l'angle zénithal (Cf. le paragraphe 4.4)

	CTA 1 EGJ0010	IC 443	CTB 80 PSR 1951
RA	00h 06' 40"	06h 17' 00"	19h 53' 20"
Dec	72° 45' 00"	22° 34' 00"	32° 55' 00"
Long. gal.	119.5°	189.1°	68.8°
Lat. gal.	10.3°	3.0°	2.8°
Distance (kpc)	1.4	1.5	1.5-3
Rayon SNR	90'	45'	80'
Age (kan)	5	30	10
Nuages mol.	Oui	Oui	Non
Pulsar	Non ?	Oui ?	Oui
Mesure IR	Non	Oui (34.3K, 185K)	Oui (28.3K)
<hr/>			
Nébuleuse synchrotron			
F_{radio} (mJy)	<25 à 1420 MHz	229 ± 34 à 1420 MHz	440 ± 100 à 10.2 GHz
F_X à 1 keV ($10^{-3} cm^{-2} s^{-1}$)	0.72 ± 0.07	3.54 ± 1.52	1.96 ± 0.43
Ind. diff. en X	2.03 ± 0.2	2.3 ± 0.2	2.1 ± 0.3
Rayon en X	9.2'	≲1'	1'

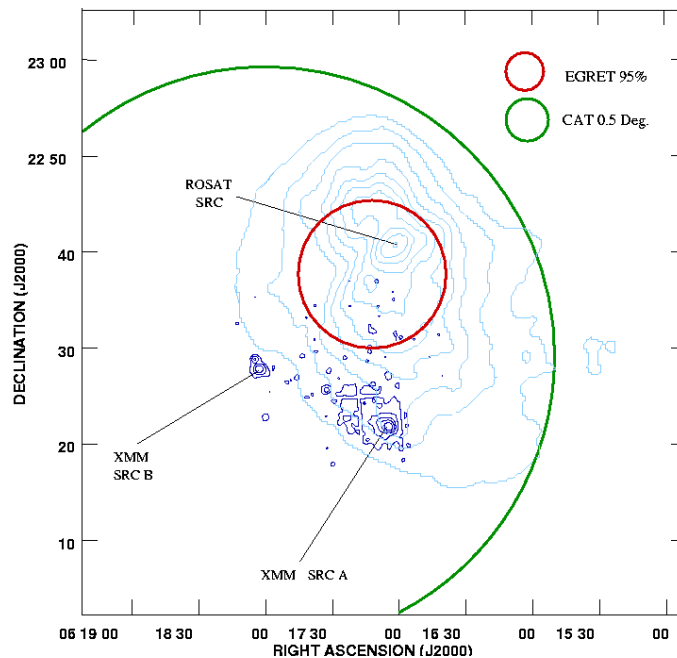
TAB. 21.1: Résumé des principales caractéristiques des SNR observées. Les références des données expérimentales sur les nébuleuses sont dans le format (radio, X, Egret) : ([138], [111], [86]) pour IC 443, ([147], [167], [24]) pour CTA 1, ([164], [162], [155]) pour CTB 80.

Ce sont trois restes de supernovae. On a identifié uniquement dans CTB 80 un pulsar de période 39.5 ms (PSR 1951+32). Mais la nébuleuse synchrotron observée dans IC 443 est interprétée par l'interaction d'un pulsar de grande vitesse avec la SNR [138]. Les principales caractéristiques de ces objets sont données dans le tableau 21.1.

Les coordonnées indiquées (en ascension droite/déclinaison et longitude/latitude galactiques) sont celles des SNR les abritant [77]. Les distances sont données en kiloparsecs, les âges en milliers d'années, le rayon des SNR en arcmin. La présence de nuages moléculaires est indiquée, car l'interaction de la SNR avec des nuages pourrait conduire à la création de π^0 et donc à des gamma. Nous avons précisé si des mesures d'infrarouge ont été réalisées par le satellite IRAS [125]. Si une détection a été faite, la température de corps noir associée est précisée entre parenthèses [163]. Les photons infrarouges constitue un champ de photons cibles supplémentaire pour la diffusion Inverse Compton.

Certaines données expérimentales des nébuleuses synchrotrons sont précisées. Seuls le flux radio, le flux X à 1 keV et l'indice spectral différentiel associé, et le rayon de la nébuleuse X en arcmin sont donnés. La taille des plérions est très petite devant notre PSF, qui est de l'ordre de 15'. Ainsi les plérions seront considérés comme ponctuels. Nous utiliserons donc notre analyse par maximum de vraisemblance pour la recherche d'une source ponctuelle.

FIG. 21.1: Emission X détectée par le satellite ASCA (contours gris clairs) et par le satellite XMM (contours gris foncés) [21] de la SNR IC 443. Le petit cercle représente le contour de confiance à 95% détecté par le satellite EGRET. Le grand cercle correspond à un champ de vue de 0.5°



Le reste de supernova IC 443 est représenté en X sur la figure 21.1. Les contours d'émission des satellites de rayons X ASCA entre 0.1 et 2.4 keV et XMM [183] entre 3 et 10 keV y sont indiqués.

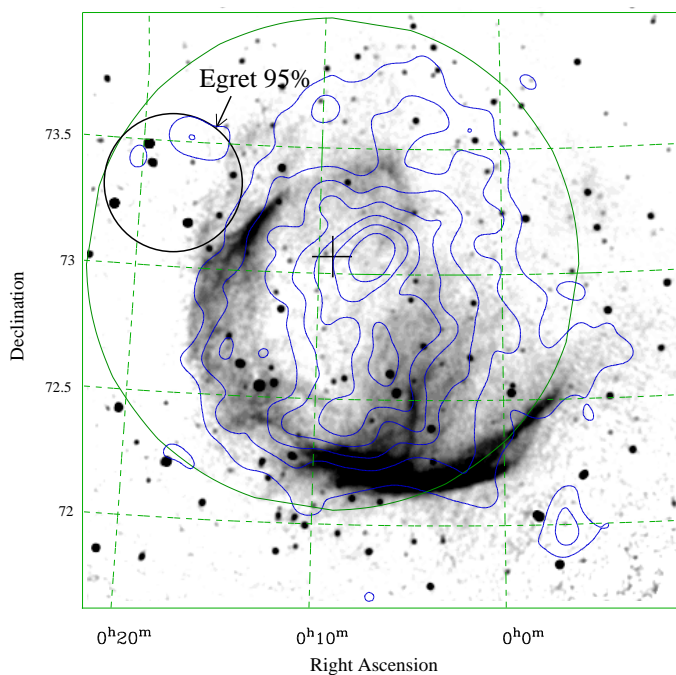
L'émission mesurée par ASCA correspond à l'émission thermique du gaz chaud au milieu de la SNR, tandis que XMM indique les zones d'émission non-thermique.

Partie V, Observations menées avec CAT

La zone notée A est la nébuleuse synchrotron de la SNR (avec un indice différentiel de ~ 1.2 en radio et de ~ 2.3 en X). La zone notée B est interprétée comme l'émission résultante de l'interaction de la SNR avec un nuage moléculaire [21]. Il est intéressant de remarquer que l'émission gamma détectée par le détecteur EGRET ne coïncide pas avec les zones A et B, mais avec le maximum d'émission thermique observée par ASCA. Il est à noter que le centre de l'émission gamma est passé d'une zone voisine de B dans le deuxième catalogue d'EGRET [179] à cette position dans le troisième (et dernier) catalogue [86] avec un grand degré de confiance dans la détection (à plus de 17σ). L'interprétation de l'émission gamma est sujette à controverse, mais il semblerait que l'émission radio et X ne soient pas corrélées avec celle à plus haute énergie. Ces gamma seraient produits par l'interaction de la SNR avec un nuage moléculaire [26].

Comme plusieurs régions de cette SNR pourraient être des sites de production de gamma, nous rechercherons une émission en trois points : la position donnée par EGRET, une en A (nébuleuse) et en B (point d'interaction de la SNR avec le milieu ambiant).

FIG. 21.2: Emission X détectée par le détecteur ROSAT (contours) et émission continue à 1420 MHz de la SNR CTA 1. Le contour de confiance à 95% de la détection de EGRET y est indiqué, ainsi que le champ de vue de la zone de déclenchement de CAT (grand cercle) centré sur la croix.



Le reste de supernova CTA 1 est également une région complexe. La figure 21.2 représente l'émission radio, X et gamma d'EGRET.

Les contours X de ROSAT reflètent la distribution de gaz chaud de la SNR. L'émission radio est plus intense dans les zones où des nuages moléculaires sont choqués (au sud et à l'est). L'émission d'EGRET se trouve à proximité d'un nuage comprimé et elle pourrait être expliquée par une production de π^0 suite à l'interaction de noyaux fraîchement accélérés avec ces nuages. Une étude fine en radio [147] révèle un rapport de dureté important autour du maximum d'émission X. Cette région pourrait être une nébuleuse synchrotron (avec un indice différentiel de ~ 1 en radio

et de ~ 2 en X) créée par un hypothétique pulsar qui n'a été trouvé ni en optique ni en radio.

Nous rechercherons donc un signal plérionique au centre de la SNR et une émission produite par des π^0 centrée sur la boîte d'erreur d'EGRET.

En ce qui concerne CTB 80, le pulsar PSR 1951+32 crée un plérion détecté en radio et en X. L'émission pulsée de l'étoile à neutrons a été détectée en radio, X et en gamma par EGRET. La composante continue (c'est-à-dire plérionique) du pulsar au GeV n'est malheureusement pas détectée avec suffisamment de statistique [155].

Nous rechercherons alors une émission plérionique centrée sur le maximum d'émission X.

21.2 Résultats des observations

La recherche de signal est réalisée avec la méthode de maximum de vraisemblance. Le modèle de fond utilisé est celui du Crabe, car les données *OFF* de chaque source ne sont pas suffisantes pour créer un modèle de fond satisfaisant.

Afin de bénéficier de la plus grande sensibilité du détecteur, les coupures *Opti* devraient être utilisées. Néanmoins, je rappelle qu'elles utilisent la probabilité de χ^2 calculée pour une source de position connue. Or, nous voulons utiliser la vraisemblance pour rechercher une source de position inconnue dans la zone des SNR et pour estimer une valeur supérieure en des positions précises des SNR. Ces coupures ne peuvent pas être utilisées. Nous utiliserons les coupures *ESC*, qui sont certes moins efficaces pour la discrimination gamma/hadron, mais qui sont beaucoup plus souples pour la recherche de sources de position inconnue.

	CTA 1	IC 443	CTB 80
T_{ON}^{obs}	30.2 h	45.1 h	27.2 h
T_{ON}^{sel}	15.5 h	37.8 h	20.7 h
$\langle Zen \rangle$	31.9°	23°	15.9°

TAB. 21.2: Conditions d'observations des SNR. T_{ON}^{obs} est le temps total d'observation et T_{ON}^{sel} est le temps après sélection des données de bonne qualité.

L'observation de ces SNR a débuté au printemps 2000. Le résumé des conditions d'observation est donné dans le tableau 21.2. En deux ans d'observation, assez peu d'heures ont pu être consacrées à l'observation de ces sources à cause des mauvaises conditions météorologiques durant les étés 2000 et 2001 (les sources galactiques étant généralement visibles en été).

Tout d'abord, nous avons recherché une émission issue d'une source ponctuelle de position inconnue avec le maximum de vraisemblance. La position de la source est ajustée avec l'excès. Les résultats de ces recherches sont présentés dans le tableau 21.3. Aucun excès significatif n'a été trouvé.

Partie V, Observations menées avec CAT

	Excès	N_σ	Position (mrad)
CTA 1	38.2 ± 45.5	0.84	$(1.1 \pm 10.4, -0.3 \pm 4.3)$
IC 443	-4.8 ± 78.4	-0.06	$(0.0 \pm 2.8, 0.7 \pm 8.2)$
CTB 80	-8.4 ± 59.2	-0.14	$(-2.8 \pm 5.2, -0.8 \pm 7.1)$

TAB. 21.3: Résultats de la recherche d'un signal dans l'ensemble des SNR. Les positions ajustées sont celles dans le plan tangent centré sur la SNR.

Les estimations des valeurs supérieures sont réalisées pour des position précises des SNR, c'est-à-dire les zones d'émission plérioniques et les zones d'interaction avec des nuages moléculaires. Les positions de source sont fixées lors de l'ajustement de la vraisemblance. Comme elles ne sont pas sur l'axe optique du détecteur, la perte de sensibilité engendrée est prise en compte (Cf. le paragraphe 7.1) en supposant que sa variation en fonction de la position de la source est peu dépendante du spectre des gamma².

Les estimations de flux sont présentées dans le tableau 21.4. Les valeurs supérieures à 3σ du flux intégral sont calculées en supposant un spectre d'indice 2.8. Pour une même SNR, les valeurs supérieures sont plus lâches lorsque la distance de la position étudiée au centre de la caméra augmente.

	Excès	N_σ	$\Phi_{3\sigma}(E > 0.25 \text{ TeV})$	X_{Crabe}
CTA 1 EGRET	179.3 ± 49.3	3.6	$< 3.7 \times 10^{-11}$	20.1%
CTA 1 plérion	40.8 ± 46.7	0.9	$< 2.0 \times 10^{-11}$	10.7%
IC 443 EGRET	37.9 ± 74.1	0.5	$< 1.0 \times 10^{-11}$	5.2%
IC 443 plérion	26.6 ± 69.7	0.4	$< 0.9 \times 10^{-11}$	4.7%
IC 443 pos. B	170.0 ± 80.1	2.1	$< 1.5 \times 10^{-11}$	8.2%
CTB 80 plérion	89.4 ± 60.7	1.5	$< 1.7 \times 10^{-11}$	9.1%

TAB. 21.4: Valeurs supérieures à 3σ du flux intégral au-dessus de 250 GeV pour différentes positions de source supposée ponctuelle. Les unités des flux sont des $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et X_{Crabe} est leur rapport au flux du Crabe. Les valeurs supérieures sont calculées de façon classique [56].

Ainsi, **aucun signal provenant d'une source ponctuelle n'est détecté sur l'ensemble des SNR de CTA 1, IC 443 et CTB 80.**

²Cette variation doit sûrement être différente entre les événements de basse énergie et de haute énergie, car ces derniers seront plus rapidement coupés par les bords de caméra. Mais comme les événements de basse énergie sont dominant, les variations de spectre devraient faiblement influées sur la variation de perte de sensibilité.

Chapitre 22

Interprétation dans le cadre d'une émission plérionique

Une émission au TeV peut être produite par la diffusion Inverse Compton d'électrons accélérés par le plérion sur le champ de photons ambiants. Afin de réduire les hypothèses sur le spectre d'électrons, celui-ci sera déduit des observations faites en radio et en X en supposant une valeur uniforme de champ magnétique dans la nébuleuse. Il est à noter qu'une détection à haute énergie de l'émission Inverse Compton aurait pu contraindre fortement la valeur du champ magnétique.

Le champ de photons sur lequel les électrons diffusent est constitué au moins du fond diffus cosmologique. Suivant les SNR, un champ de photons dans l'infrarouge et/ou le proche infrarouge est créé par l'émission des poussières locales, qui sont chauffées ($T \geq 10^6$ K) par collisions avec des particules énergétiques dans la région du choc et/ou des étoiles environnantes. Les photons optiques/UV émis par de jeunes étoiles peuvent également servir de cibles.

Nous décrirons un modèle semi-analytique et un modèle numérique de l'émission électromagnétique d'un système d'électrons en utilisant une estimation du champ magnétique, le champ magnétique d'équipartition. Ces modèles nous permettront d'estimer un flux de gamma au-delà de notre seuil en énergie après l'ajustement du spectre d'électrons sur des données radio et X. Ces flux seront ensuite comparés à nos valeurs supérieures.

22.1 Les modèles d'émission

22.1.1 Un modèle semi-analytique

Ce modèle semi-analytique est décrit dans [46]. Le flux à haute énergie est issu de la diffusion Inverse Compton d'un spectre d'électrons, supposé en loi de puissance, sur le fond diffus cosmologique. L'influence d'un champ de photons dans l'infrarouge n'est pas prise en compte ici.

Le spectre des électrons est estimé avec l'émission synchrotron observée en X en supposant un champ magnétique moyen. Dans la limite de Thomson, l'émission

Partie V, Interprétation dans le cadre d'une émission plérionique

Inverse Compton possède le même spectre que celui mesuré en X. Cette limite est dépassée lorsque le produit des énergies de l'électron, E_e , et du photon cible, $E_{h\nu}$, est supérieur au carré de la masse de l'électron ($E_e \times E_{h\nu} \geq (m_e c^2)^2$). Il faut alors prendre la section efficace de diffusion de Klein-Nishina qui est plus petite que la section efficace de Thomson. Comme l'énergie des photons cibles (le fond diffus cosmologique, FDC) est supposé constante et égale à $\sim 10^{-4}$ eV, une paramétrisation de la chute de la section efficace est utilisée.

Le flux intégral Inverse Compton, F_{FDC} , est alors donné par :

$$F_{FDC}(> E_{TeV}) = 6.6 \times 10^{-17} f_{KN} (1.4 \times 10^{-5})^{\alpha_X} \exp(P_2(\alpha_X)) F_{1keV} \times B^{-(1+\alpha_X)} E_{TeV}^{-\alpha_X} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (22.1)$$

où :

- $f_{KN} = 1 - (2.4 + 3.9\alpha_X + 0.42\alpha_X^2) \times \sqrt{E_J kT} / (m_e c^2)$ avec E_J l'énergie du gamma en joule et T la température du champ de photons cibles (f_{KN} représente une correction du premier ordre de l'effet Klein-Nishina),
- F_{1keV} et α_X sont le flux à 1 keV et la pente du flux *intégral* en X,
- $P_2(\alpha_X) = 2.2\alpha_X - 0.126 \times \alpha_X^2$,
- B est le champ magnétique moyen de la nébuleuse en Tesla.

22.1.2 Un modèle numérique

Nous utiliserons également un modèle d'émission numérique plus général afin de tester le modèle semi-analytique précédent. Nous pouvons l'utiliser avec n'importe quel champ de photons cibles, ainsi qu'avec n'importe quel spectre d'électrons. Nous utiliserons en particulier une loi de puissance brisée comme le suggère le spectre du Crabe et les considérations théoriques données précédemment. Le spectre des électrons sera représenté par :

$$\frac{dN_e}{dE} \propto \begin{cases} E^{-\gamma_1} & \text{si } E \leq E_b \\ E^{-\gamma_2} & \text{si } E_b \leq E \leq E_{sync}^{max} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

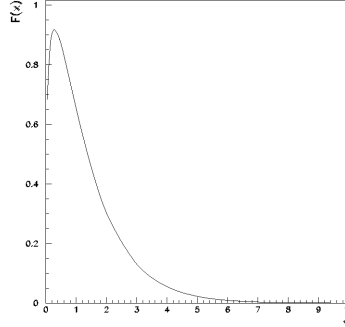
où $E_{sync}^{max} = 10^{15} \sqrt{80/B_{\mu G}}$ eV est l'énergie maximale du processus d'accélération de Fermi du premier ordre à cause des pertes synchrotrons (Cf. le chapitre 20) et E_b l'énergie de brisure de pente.

L'émission synchrotron des électrons ultra-relativistes est calculée à partir des formules de [20]. La puissance synchrotron par intervalle d'énergie est donnée par :

$$F_{synch}(\nu) = \int_0^\pi \frac{\sin \alpha}{2} d\alpha \int_0^{+\infty} J\left(\frac{\nu}{\nu_C(\alpha, E)}\right) \frac{dN_e(E)}{dE} dE$$

où α est l'angle entre la direction du champ magnétique et l'impulsion de l'électron (isotropiquement distribuée), $\frac{dN_e}{dE}$ est le spectre d'électrons, ν_C est la fréquence

FIG. 22.1: Représentation de la fonction $F(x) = x \int_x^{+\infty} K_{5/3}(z) dz$



critique et vaut $\frac{3}{2}\gamma^2 \frac{eB}{2\pi m_e} \sin \alpha$ Hz. La fonction J est donnée par :

$$J\left(\frac{\nu}{\nu_C(\alpha, E)}\right) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c} F\left(\frac{\nu}{\nu_C(\alpha, E)}\right)$$

avec F vaut pour une particule chargée ultrarelativiste $F(x) = x \int_x^{+\infty} K_{5/3}(z) dz$ avec $K_{5/3}$ la fonction de Bessel modifiée d'ordre 5/3. Sa représentation est donnée sur la figure 22.1.

Le spectre d'émission Inverse Compton des électrons sur un spectre de photons $\frac{dN_T(\epsilon_T)}{d\epsilon}$ est calculée dans [161] et vaut :

$$\frac{dN^{IC}}{dE}(E) = 2\pi r_e^2 c \int_0^{+\infty} \frac{dN_e(E_e)}{dE} \frac{1}{\gamma^2(E_e)} dE_e \int_0^{+\infty} \frac{dN_T(\epsilon_T)}{d\epsilon} \frac{f_{KN}(q)}{\epsilon_T} d\epsilon_T$$

où

- r_e est le rayon classique de l'électron,
- $q = \frac{E_1}{\Gamma_{\epsilon_T}(1-E_1)}$ avec $E_1 = \frac{E}{E_e}$ et $\Gamma_{\epsilon_T} = \frac{4\epsilon_T \gamma(E_e)}{m_e c^2}$, et $(4\gamma^2(E_e))^{-1} \leq q \leq 1$,
- $f_{KN}(q) = 2q \ln q + (1+2q)(1-q) + \frac{1}{2} \frac{(\Gamma_{\epsilon_T} q)^2}{1+\Gamma_{\epsilon_T} q} (1-q)$ est la correction Klein-Nishina de la section efficace Thomson moyennée sur les angles de diffusion [20].

Les champs de photons sont ceux du fond diffus cosmologique à 2.7 K et un champ infrarouge si nécessaire. Le spectre infrarouge est représenté par deux composantes, une composante froide due aux gros grains de poussière et une chaude due aux grains plus petits [163]. Les spectres de photons infrarouges sont des spectres de corps noir $B_\lambda(T)$ caractérisé par une température multipliés par une loi d'émission en $(0.2/\lambda_{\mu m})^{1.5}$. La luminosité de ces spectres et leur température ont été mesurées par le satellite infrarouge IRAS [125]. Nous négligerons ici les photons UV interstellaires.

Le spectre d'électrons ne sera pas fixé sur la base de considérations théoriques. Nous l'ajusterons sur les données synchrotrons existantes en radio et en X, tout en fixant la valeur du champ magnétique. Les valeurs ajustées des pentes (γ_1 et γ_2)

Partie V, Interprétation dans le cadre d'une émission plérionique

et de l'énergie de coupure E_b seront comparées à celles prédites par la théorie. La valeur de E_{sync}^{max} sera donnée par celle du champ magnétique. Cependant, comme nous n'avons pas utilisé les données optiques pour ces ajustements, le mollissement du spectre synchrotron de $\Delta\alpha \approx 0.5$ dans ce domaine d'énergie ne sera pas reproduit ici et les valeurs ajustées des paramètres spectraux en seront affectées.

L'utilisation des données optiques (lorsqu'elles existent) et celle des résultats théoriques sur l'accélération des électrons doivent être mises en place pour reproduire plus fidèlement les données expérimentales. Ce travail est en cours de réalisation avec C. Masterson[†] et Y. Gallant[‡] dans le cadre de la collaboration HESS.

22.1.3 Une estimation du champ magnétique d'équipartition

Les estimations réalisées précédemment supposent que le champ magnétique est uniforme dans la nébuleuse. A défaut d'un modèle élaboré des conditions magnétohydrodynamiques de la nébuleuse, nous utiliserons le champ magnétique d'équipartition. Il est calculé en minimisant la densité d'énergie totale du plérion, qui est la somme la densité d'énergie magnétique et de la densité d'énergie des particules non-thermiques du plérion, c'est-à-dire les électrons.

La densité d'énergie portée par les électrons est estimée grâce au spectre synchrotron en X. En effet, l'énergie des électrons induisant cette partie du spectre (leur énergie typique ~ 10 TeV pour un champ magnétique de $10 \mu\text{G}$) représente une partie de l'énergie des particules chargées, car la puissance rayonnée par les électrons est maximale dans le plan $(\nu, \nu F(\nu))$ (qui représente la puissance par décade en énergie) dans l'infrarouge/optique (Cf. le paragraphe 20.2).

Le champ magnétique d'équipartition vaut alors [46] :

$$B_{eq} = 1.8 \times 10^{-4} \left[\frac{\kappa F_{1 \text{ keV}} 0.038^{\alpha_X}}{\theta d (2\alpha_X - 1)} \right]^{2/7} \text{ G}$$

où $\kappa = (E_{MIN}/26)^{(1-2\alpha_X)/2} - (E_{MAX}/26)^{(1-2\alpha_X)/2}$ avec (E_{MIN}, E_{MAX}) les bornes en énergie du spectre X en keV, $F_{1 \text{ keV}}$ le flux à 1 keV, θ le rayon angulaire de la nébuleuse X en arcmin et d sa distance en kpc.

D'après [109], le champ magnétique devrait croître avec r , la distance au pulsar, dans les régions éloignées du pulsar¹ jusqu'à atteindre une valeur proche du champ d'équipartition. Comme la zone de rayonnement synchrotron est spatialement peu étendue (entre 10^{18} cm et $< 4 \times 10^{18}$ cm, Cf. la figure 20.1), le champ magnétique ne devrait varier que d'un facteur inférieur à 4. L'hypothèse d'un champ constant est donc acceptable au premier ordre.

[†] Adresse actuelle : MPI fur Kernphysik, D-69029 Heidelberg

[‡] Adresse actuelle : DAPNIA/SPP, CEA/Saclay

¹ c'est-à-dire au-delà du choc de terminaison du vent (Cf. le paragraphe 2.2)

22.2 Résultats et discussion

L'ajustement du modèle numérique est réalisé sur les données X et radio. Le champ magnétique supposé est le champ d'équipartition. Les diffusions Inverse Compton seront réalisées sur le fond diffus cosmologique et sur un champ de photons infrarouges lorsque les données sont disponibles. Les résultats des ajustements des spectres d'électrons sont donnés dans le tableau 22.1.

	B_{eq}	γ_1	γ_2	E_b
CTA 1	$7 \mu G$	1.9	3.2	10.5 TeV
IC 443	$16 \mu G$	1.0	3.2	275 GeV
PSR 1951	$51 \mu G$	1.1	3.0	145 GeV

TAB. 22.1: Résultats des ajustements du modèle numérique sur le spectre d'électrons. Voir le texte pour la description du tableau.

Les valeurs ajustées de γ_1 sont compatibles avec les valeurs prédites par la théorie ($1 \rightarrow 1.6$). De même, celles de γ_2 correspondent bien à un spectre d'électrons accélérés par le processus de Fermi du premier ordre en tenant compte des pertes synchrotrons (l'indice passe de 2.2 pour une accélération sans perte à 3.2 avec des pertes synchrotrons).

Comme attendu, les valeurs de l'énergie à laquelle l'indice passe de γ_1 à γ_2 , E_b , n'ont aucune signification. En effet, comme nous n'avons pas utilisé les données IR/optique/UV pour ces ajustements, E_b est contenu dans une gamme d'énergie qui s'étend de la plus grande énergie des données radio à la plus faible des données X.

Nous n'avons pas donné les erreurs issues de l'ajustement car celles-ci ne sont pas pertinentes. La principale source d'incertitude de cette modélisation provient de la valeur du champ magnétique. Sa valeur réelle peut différer de celle du champ d'équipartition, car le champ réel croît avec la distance au pulsar dans la nébuleuse. De plus, lorsque la quantité d'énergie des noyaux n'est pas négligeable, le champ magnétique d'équipartition croît avec $(1 + \eta)^{2/7}$ où η est le rapport de l'énergie portée par les noyaux sur celle portée par les électrons [124].

Les figures 22.2 contiennent les spectres expérimentaux en énergie des sources observées, ainsi que les résultats de l'ajustement du modèle numérique.

Tout d'abord, l'ajustement des paramètres γ_1 , γ_2 et E_b permet bien de reproduire les spectres synchrotrons de la radio aux X.

Ensuite, on remarque que les détections du satellite EGRET se situent à plus de trois ordres de grandeur des flux prédits par le modèle! Ces émissions *ne peuvent provenir de celles d'électrons qui créent les émissions X et radio indiquées*. En effet, on montre que le rapport de la puissance spectrale ($\nu F(\nu)$) à 1 GeV (créée par l'émission Inverse Compton) sur celle à 1 keV (créée par le synchrotron) est égal à $\sim 10^{-2}/B_{10}^2 \mu G$. Donc, pour interpréter les émissions d'EGRET par de l'Inverse Compton, il faudrait un champ magnétique de l'ordre de 0.1 μG , c'est-à-dire un

Partie V, Interprétation dans le cadre d'une émission plérionique

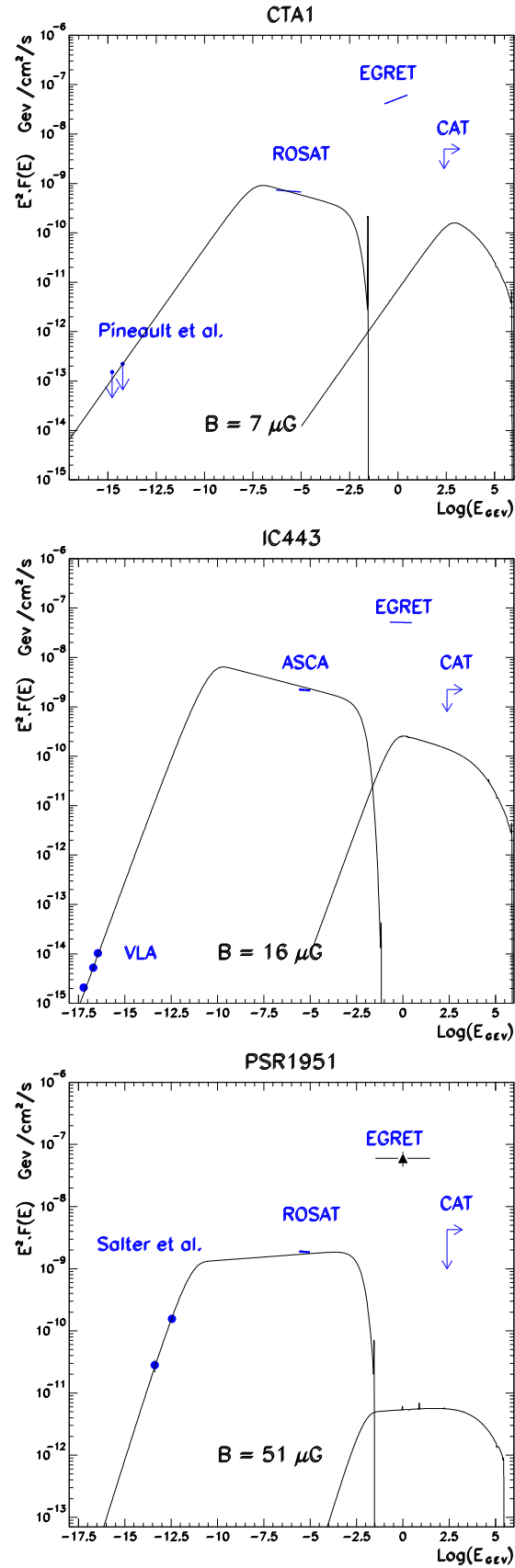


FIG. 22.2: SED ajustées sur les données réelles en radio et en X pour CTA 1, IC 443 et PSR 1951 de haut en bas. Le flux mesuré par EGRET sur PSR 1951 est le flux total (pulsé et non-pulsé) détecté entre 300 MeV et 30 GeV.

champ inférieur au champ magnétique moyen interstellaire, ou une densité d'énergie de photons cibles 10^5 fois supérieure. Même si ces deux variables étaient très mal estimées, la forme de la bosse Inverse Compton devrait rester identique. Si elle passait par les données d'EGRET, le signal au TeV devrait être très important. De plus, pour CTA 1 et IC 443, les données d'EGRET proviennent de régions spatialement distinctes de celles des données radio et X utilisées pour l'ajustement, comme le montrent les figures 21.1 et 21.2. Et pour CTB 80, la majeure partie du signal EGRET provient de l'émission pulsée de l'étoile à neutrons et aucun signal continu significatif n'a été détecté. On peut conclure que les photons détectés par EGRET ne sont pas produits par les mêmes mécanismes, c'est-à-dire pas par les mêmes particules chargées ou pas de la même région, que les photons radio et X utilisés. Une interprétation de ces émissions sera proposée à la fin de ce chapitre.

Nos valeurs supérieures se situent à plus d'un ordre de grandeur des flux prédits (Cf. également le tableau 22.2 dans lequel on notera le bon accord entre les calculs numériques et semi-analytique). Ceux-ci peuvent souffrir d'incertitudes à cause de celles sur la distance de ces objets et/ou sur la densité de photons cibles. Si le champ magnétique est plus important que celui supposé (à cause de la présence d'ions par exemple), le flux Inverse Compton baisse comme le prédit l'équation 22.1. Pour augmenter l'intensité gamma, le champ doit être plus faible. Si les distances des SNR sont sous-estimées d'un facteur deux, le champ magnétique d'équipartition décroît de $\sim 20\%$ et le flux gamma croît d'un facteur deux. Une sous-estimation du champ de photons cibles sur lequel diffusent les électrons sous-estimerait l'émission gamma. Ainsi, *une erreur sur la distance de ces objets et/ou une sous-estimation de la densité de photons cibles pourrait augmenter d'un peu moins d'un ordre de grandeur le flux Inverse Compton.*

	B_{eq} en μG	F_{FDC} en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	F_{IC} en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$F_{3\sigma}$ en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
CTA 1	7	4.8×10^{-13}	5.5×10^{-13}	2×10^{-11}
IC 443	16	1×10^{-12}	5×10^{-13}	0.9×10^{-11}
PSR 1951	51	2.7×10^{-14}	2×10^{-14}	1.7×10^{-11}

TAB. 22.2: Résultats des estimations de flux Inverse Compton au dessus de 250 GeV par les différents méthodes

Les critères de sélection des sources qui ont été établis ne sont manifestement pas assez précis pour la recherche de plérions. Les modèles, qui ont été développés par la suite, sont des outils plus fiables, même si les estimations de flux ne donnent qu'un ordre de grandeur. Ces modèles sont désormais utilisés par une partie de la collaboration HESS pour la sélection des plérions potentiels de l'hémisphère sud.

Ainsi, il apparaît que **les plérions associés à IC 443, CTA 1 et CTB 80 seraient de très faibles sources dans la gamme du TeV** avec nos connaissances actuelles de ces objets (distance, densité de photons cibles). Nos valeurs supérieures ne permettent pas de contraindre les conditions physiques d'accélération des électrons et la sensibilité de CAT ne permet pas d'améliorer significativement ces limites en des temps d'observation raisonnable.

Partie V, Interprétation dans le cadre d'une émission plérionique

En ce qui concerne les détections de EGRET, on notera que les valeurs supérieures de CAT des régions centrées sur l'émission EGRET pourraient être assez contraignantes dans la cadre de *l'interaction des SNR avec des nuages moléculaires*.

Des protons fraîchement accélérés dans ces SNR interagissent avec les nuages moléculaires voisins pour créer des π^0 qui se désintègrent en gamma. Les particules chargées perdent également leur énergie par bremsstrahlung. Une étude détaillée de ces mécanismes (sur la base de [55]) avec une recherche de données radio estimant la densité des nuages pourraient reproduire les données d'EGRET avec nos limites supérieures, tout en contraignant l'énergie libérée par l'explosion des SNR.

Gaisser *et al.* réalisèrent une étude comparable pour IC 443 [69]. Ses ajustements reproduisent assez bien la détection d'EGRET. Une faible densité de matière et un spectre de protons s'étendant jusqu'à ~ 60 GeV sont ajustés. Les résultats de ces ajustements sont compatibles avec les valeurs supérieures de Whipple [25] et de HEGRA [152]. Ces valeurs supérieures ne sont pas représentées sur la figure 22.2 car elles sont calculées avec une méthode bayésienne [95] et non une méthode classique [56] comme nous l'avons fait. Depuis, la position de l'émission d'EGRET a été corrigée et elle coïnciderait avec un nuage moléculaire beaucoup plus dense [44]. Et notre valeur supérieure est plus contraignante que celle publiée précédemment. L'ajustement du spectre de protons doit ainsi être révisé et il conduirait certainement à un spectre de protons avec une énergie maximale encore plus faible. Ainsi, IC 443 ne semblerait pas être un accélérateur efficace de rayons cosmiques jusqu'à 10^{15} eV.

Conclusions

Avant l'avènement de la nouvelle génération de télescopes gamma, nous avons essayé de pousser les limites observationnelle et d'analyse du détecteur CAT en développant certaines méthodes dans l'idée d'améliorer la sensibilité de CAT, mais aussi avec l'idée de les appliquer dans le futur sur HESS.

Afin d'augmenter la sensibilité de ce détecteur, le rapport signal sur bruit a été augmenté par l'utilisation de nouvelles coupures. L'efficacité gamma avec la méthode du χ^2 dépend faiblement du spectre de la source et de l'angle zénithal sous lequel elle est observée, tandis que l'efficacité de déclenchement dépend de l'angle zénithal et de la position de la source dans la caméra. La significativité dépend aussi de la stratégie d'observation pour les sources ponctuelles² et de la méthode d'extraction.

Lorsque le signal est extrait par la soustraction *ON-OFF*, l'observation en *mode décalé* permet d'observer simultanément les positions *ON* et *OFF*, conduisant à une **augmentation de la significativité d'un facteur $\sim 33\%$** par rapport à la méthode *ON-OFF* pour une source ayant le flux et le spectre du Crabe à 30° du zénith. Néanmoins, l'analyse des données du Crabe prise en *mode décalé* semblerait montrer un déficit non significatif mais systématique de $\sim 28\%$ sur une position d'observation. Une étude approfondie sur cet effet devra être réalisée pour le comprendre.

Le signal peut être extrait avec une méthode de maximum de vraisemblance. Cette méthode extrait plus efficacement le signal du fond hadronique que la soustraction *ON-OFF*, car elle utilise plus d'informations sur les images de gerbes et un modèle de fond. Par exemple, pour une source ayant le flux et le spectre du Crabe à 30° du zénith, **le maximum de vraisemblance conduit à une significativité au bout d'une heure d'observation deux fois plus importante que la méthode *ON-OFF*** (Cf. le tableau 8.1). Par ailleurs, cette méthode d'extraction du signal est plus générale que la soustraction *ON-OFF*. Elle permet la recherche de source ponctuelle de position inconnue sans perte de significativité (aux effets instrumentaux près) et de tester des hypothèses d'extension spatiale de la zone d'émission. *Ces fonctionnalités seront très utiles lors de l'étude de restes de supernovae avec le détecteur HESS.* Néanmoins un travail systématique en particulier sur les biais restent à faire pour valider totalement la méthode.

La majeure partie du gain de significativité de la méthode par vraisemblance pour une source ponctuelle de position connue provient de l'élimination de la cou-

²Les sources étendues sont systématiquement étudiées en *ON-OFF* car il est nécessaire de connaître le fond hadronique sur une large portion du ciel et car la position des zones d'émission n'est pas connue en général.

Conclusions

pure sur l'angle d'orientation α . L'utilisation d'un modèle de fond permet également de gagner en sensibilité : on peut *se demander s'il ne sera pas nécessaire à l'avenir de posséder un générateur fiable de gerbes hadroniques pour créer des modèles de fond*. Les générateurs de gerbes hadroniques de la collaboration HESS (KASKADE, CORSIKA, ALTAI et MOCCA) reproduiraient aujourd'hui le taux de déclenchement de la première caméra à un facteur 20–40% près suivant les données (et dans l'état de connaissance actuel du détecteur en cours de calibration) et les distributions des principaux paramètres de Hillas des images.

La recherche d'amélioration de la significativité nous a amené aussi à s'intéresser aux biais car à quoi bon avoir une meilleure sensibilité si les biais sont importants. Nous avons **mieux pris en compte de l'état du détecteur** lors de la reconstruction des spectres en énergie : le nombre de photomultiplicateurs influe sur le flux reconstruit et le taux de bruit de photons (provenant de l'albédo, de l'environnement immédiat du détecteur et du ciel) sur l'indice spectral. La prise en compte de ces effets nous a permis de réduire des effets systématiques sur la mesure du spectre de la nébuleuse du Crabe. *Lors des observations du plan galactique avec HESS, il faudra correctement tenir compte des modifications de la surface de collection dues aux voies éteintes par les étoiles de faible magnitude.*

Ces stratégies d'observation et ces méthodes d'analyse ont été appliquées pour rechercher de nouvelles sources. Nos observations ont conduit à la **détection de deux nouveaux blazars, 1ES 1426+42.8 et 1ES 1959+65**, qui se situent respectivement à $z=0.129$ et $z=0.047$, et d'identifier **deux candidats potentiels, 1ES 0806+52.4 et RGB J0314+247** se situant respectivement à $z=0.138$ et $z=0.054$. L'analyse des caractéristiques du signal nous a permis de **mesurer un doublement du flux du blazar Markarian 421 d'un facteur deux en ~ 30 min. et un spectre intrinsèquement courbé**³.

Néanmoins, les nouveaux spectres mesurés par CAT sont difficilement utilisables pour extraire des variables physiques intéressantes ou pour rechercher la nature leptonique ou hadronique des particules accélérées des noyaux actifs de galaxies : les spectres intrinsèques ne sont pas précisément mesurables car le fond infrarouge intergalactique est mal connu et car il n'existe pas systématiquement de spectre en X. Il faudra à l'avenir *créer des relations très fortes entre la communauté X et gamma au TeV pour mesurer simultanément des spectres multi-longueur d'onde* : les courbes de lumière et les variations spectrales à différentes longueurs d'onde permettront de contraindre les conditions d'accélération. D'autre part, si l'on veut *mesurer l'épaisseur optique due à l'infrarouge $\langle \tau(E, z) \rangle$* , il sera nécessaire de posséder un catalogue de détection de sources à différents redshifts car les spectres intrinsèques des blazars sont en général courbés. La connaissance de $\langle \tau(E, z) \rangle$ permettra peut-être de reconstruire la puissance spectrale des photons infrarouges.

La recherche d'une émission provenant de restes de supernovae et de plérions

³c'est-à-dire un spectre avant absorption par l'infrarouge intergalactique distinct d'une loi de puissance

Conclusions

de la galaxie n'a pas abouti à de nouvelles détections, malgré nos améliorations de sensibilité pour les sources ponctuelles de positions connue et inconnue. Les valeurs supérieures extraites sur l'émission des plérions ont été ressituées dans la cadre d'une émission multi-longueur d'onde et notre modélisation de l'émission électromagnétique d'un spectre d'électrons a facilité l'interprétation des données de la radio aux gamma. Malgré les incertitudes sur la valeur du champ magnétique dans la nébuleuse et sur la densité de photons cibles pour la diffusion Inverse Compton, **les détections d'EGRET sur IC 443, CTA 1 et CTB 80 ne semblent pas associées à une émission plérionique et les valeurs supérieures de CAT sont à plus d'un ordre de grandeur de nos estimations de flux gamma.**

Notre *modélisation de plérions*, utilisée par une partie de la collaboration HESS, est un outil quantitatif pour sélectionner des candidats, et dès qu'une détection sur la partie Inverse Compton du spectre sera réalisée elle permettra de contraindre le champ magnétique et la densité de photons cibles. Le lien entre ce champ et l'étoile à neutrons pourra alors être étudié lorsqu'un catalogue de détections est disponible.

Les enjeux scientifiques de la nouvelle génération de détecteurs demeurent importants : quels sont les processus d'accélération qui ont lieu au sein des SNR, des plérions et des blazars ? Quel est le lien entre ces objets astrophysiques et les sites d'accélération des rayons cosmiques ? Existe t'il un mécanisme commun d'émission entre les différentes classes d'AGN dont font parties les blazars ? Est-il possible de mesurer la puissance spectrale de photons infrarouges qui est porteuse de nombreuses informations cosmologiques ? Existe t'il d'autres types de sources au TeV comme les micro-quasars, les amas de galaxies, les WIMPS, ... ?

De nouvelles générations de détecteurs vont ou sont en train d'être développées. Dans l'espace, GLAST [76] étudiera les gamma de 100 MeV à plus de 100 GeV, tandis que les expériences HESS [99] dans l'hémisphère sud et VERITAS [181] dans l'hémisphère nord étudieront la gamme d'énergie comprise entre 50 GeV et plus de 10 TeV. La sensibilité de ces détecteurs (Cf. la figure 22.3) permettra d'observer des SNR et des blazars moins lumineux et permettra une intercalibration entre la technique spatiale et atmosphérique.

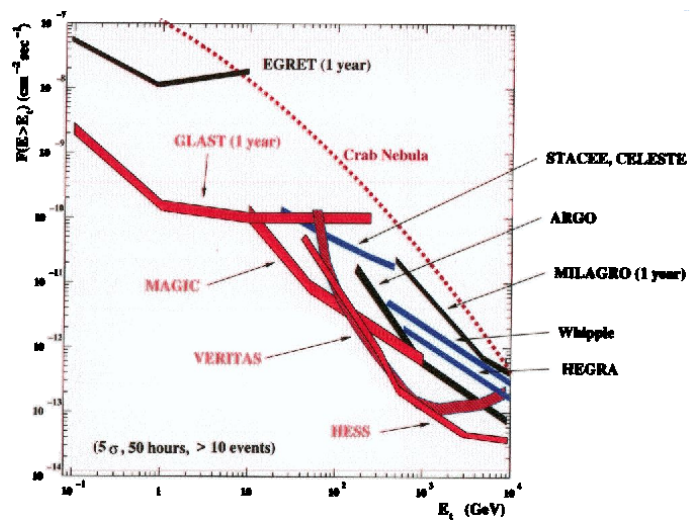
L'étude des SNR sera une priorité pour HESS, puisque la plupart de ces sources sont observables depuis l'hémisphère sud. Le gain en résolution angulaire, obtenue par la stéréo pour HESS et par le couplage d'un trajectographe et d'un calorimètre pour GLAST, permettra une identification plus précise des sources et des zones d'émissions.

La sensibilité de HESS (dix fois plus importante que celle de CAT) permettra sans doute un sondage plus profond en redshift et plus varié sur le type d'AGN observé. Sera t'elle suffisante pour créer un catalogue de sources et pour mesurer l'absorbition infrarouge ? Le satellite GLAST semble être mieux placé pour étudier ce type de source, car il est sensible jusqu'à à 50 GeV. Malheureusement la gamme entre 50 et 150 GeV ne sera pas couverte par un détecteur sensible.

En parallèle, la partie de plus haute énergie des spectres des blazars est intéressante pour déterminer la nature de la coupure à haute énergie, une coupure due à l'infrarouge, à l'effet Klein-Nishina ou à l'énergie maximum des particules accélérées.

Conclusions

FIG. 22.3: Sensibilité (flux intégral en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) des différentes expériences au bout de $T_{ON}=50$ heures d'observation pour une détection à plus de 5σ [94]



Une information spectrale précise de la partie à haute énergie pourrait répondre à ces interrogations et le détecteur HESS pourra tenter d'y répondre grâce à sa sensibilité.

Annexes

Annexe A

Definition des paramètres d'Hillas

Soit le PM i de coordonnées (x_i, y_i) par rapport au centre de la caméra. Supposons qu'il contienne la charge en photo-électron s_i . Une ellipse bidimensionnelle est ajustée sur l'image traitée. Supposons que le grand axe de cette ellipse soit donné par l'équation $y = ax + b$.

L'ajustement de cette ellipse utilise les moments de l'image :

$$\begin{aligned}\langle x \rangle &= \frac{\sum s_i x_i}{\sum s_i}, \\ \langle y \rangle &= \frac{\sum s_i y_i}{\sum s_i}, \\ \langle x^2 \rangle &= \frac{\sum s_i x_i^2}{\sum s_i}, \\ \langle y^2 \rangle &= \frac{\sum s_i y_i^2}{\sum s_i}, \\ \langle xy \rangle &= \frac{\sum s_i x_i y_i}{\sum s_i}, \\ \langle x^3 \rangle &= \frac{\sum s_i x_i^3}{\sum s_i}, \\ \langle y^3 \rangle &= \frac{\sum s_i y_i^3}{\sum s_i}, \\ \langle x^2 y \rangle &= \frac{\sum s_i x_i^2 y_i}{\sum s_i}, \\ \langle x y^2 \rangle &= \frac{\sum s_i x_i y_i^2}{\sum s_i},\end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}\sigma_{x^2} &= \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \\ \sigma_{y^2} &= \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \\ \sigma_{xy} &= \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle, \\ \sigma_{x^3} &= \langle x^3 \rangle - 3\langle x \rangle \langle x^2 \rangle + 2\langle x \rangle^3,\end{aligned}$$

Annexe A, Definition des paramètres d'Hillas

$$\begin{aligned}\sigma_{y^3} &= \langle y^3 \rangle - 3\langle y \rangle^2 \langle y \rangle + 2\langle y \rangle^3, \\ \sigma_{x^2 y} &= \langle x^2 y \rangle - 2\langle xy \rangle \langle x \rangle + 2\langle x \rangle^2 \langle y \rangle - \langle x^2 \rangle \langle y \rangle, \\ \sigma_{xy^2} &= \langle xy^2 \rangle - 2\langle xy \rangle \langle y \rangle + 2\langle x \rangle \langle y \rangle^2 - \langle x \rangle \langle y^2 \rangle\end{aligned}$$

Posons les définitions suivantes :

$$\begin{aligned}k &= \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}, \\ l &= \sqrt{k^2 + 4\sigma_{xy}^2}, \\ m &= \langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle, \\ n &= \sqrt{m^2 + 4\langle xy \rangle^2}, \\ u &= 1 + \frac{k}{l}, \\ v &= 2 - u,\end{aligned}$$

Les paramètres de Hillas sont donnés par :

$$\begin{aligned}\langle \sigma_L \rangle^2 &= \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + l}{2} \text{ que l'on appelle la } \textit{demi-longueur} \text{ de l'image,} \\ \langle \sigma_W \rangle^2 &= \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - l}{2} \text{ que l'on appelle la } \textit{demi-largeur} \text{ de l'image,} \\ \langle \textit{Miss} \rangle^2 &= \frac{u\langle x \rangle^2 + v\langle y \rangle^2}{2} - \frac{2\langle xy \rangle \sigma_{xy}}{l}, \\ \langle \textit{Distance} \rangle^2 &= \langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2 \text{ qui est la distance au centre de la caméra,} \\ \langle \textit{Azwidth} \rangle^2 &= \frac{\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle - n}{2} \\ \langle a \rangle &= \frac{k + l}{2\sigma_{xy}}, \\ \langle b \rangle &= \langle y \rangle - \langle a \rangle \langle x \rangle,\end{aligned}$$

Le calcul du paramètre *Asymétrie* utilise l'angle ψ entre l'axe des abscisses et le grand axe de l'ellipse :

$$\begin{aligned}\psi &= \arctan \left(\frac{(k+l)\langle y \rangle + 2\sigma_{xy}\langle x \rangle}{2\sigma_{xy}\langle y \rangle - (k-l)\langle x \rangle} \right), \\ \langle \textit{Asymétrie} \rangle^3 &= \frac{\sigma_{x^3} \cos^3 \psi + 3\sigma_{x^2 y} \sin \psi \cos^2 \psi + 3\sigma_{xy^2} \cos \psi \sin^2 \psi + \sigma_{y^3} \sin^3 \psi}{\langle \sigma_L \rangle^3}\end{aligned}$$

Ce dernier paramètre quantifie l'asymétrie longitudinale de l'image. En effet, on s'attend pour les gamma que le maximum de l'image ne soit pas confondu avec son barycentre, mais soit entre ce barycentre et la direction d'arrivée du gamma.

Annexe B

Paramétrisation d'un nouvel estimateur en énergie

Les distributions des moments principaux des images de gamma sont utilisées pour créer un nouvel estimateur en énergie. Sa paramétrisation est donnée par :

- $c_z = \cos(Zen)$ et $Dist = \sqrt{(X_B - X^S)^2 + (Y_B - Y^S)^2}$,
- $p_1 = b_1 + b_2 \exp(b_3 c_z)$,
- $p_2 = b_4 + b_5 c_z$,
- $p_3 = b_6 + b_7 \exp(b_8 c_z)$,
- $p_4 = b_9 + b_{10} \exp(b_{11} c_z)$,
- $s_1 = p_{12} + p_{13} cz + p_{14} c_z^2$,
- $s_2 = p_{15} + p_{16} Zen + p_{17} Zen^2$,

où (X_S, Y_S) sont les coordonnées de la position de la source dans la caméra en tenant compte des corrections mécaniques et (X_B, Y_B) les coordonnées du barycentre de l'image qui sont données par les moments d'Hillas $\langle x \rangle$ et $\langle y \rangle$. Le nouvel estimateur est alors défini par :

$$\widetilde{E}_{ESC} = \exp(p_1 + p_2 \ln Q_{TOT} + p_3 Dist^{s_1} + p_4 Dist^{s_2})$$

Nous donnons ici les valeurs de ces coefficients $\{b_i\}_{i=1,17}$.

b_1	b_2	b_3	b_4	b_5	b_6	b_7	b_8	b_9
3.298	41.876	-5.041	0.965	-0.178	-4.895×10^{-2}	-1.25×10^2	-10.326	-1.79×10^{-3}
b_{10}	b_{11}	b_{12}	b_{13}	b_{14}	b_{15}	b_{16}	b_{17}	
0.177	-3.810	-1.880	6.798	-3.475	2.516	-0.159	-0.589	

TAB. B.1: Valeurs des coefficients $\{b_i\}_{i=1,17}$ du nouvel estimateur d'énergie \widetilde{E}_{ESC}

La figure B.1 donne la comparaison de $\delta E = \ln(\widetilde{E}_B/E_\gamma)$ entre l'estimateur issu du χ^2 et celui issu des paramètres de Hillas pour un spectre simulé de gamma à 0° et d'indice

Annexe B, Nouvel estimateur d'énergie

2.25. L'ajustement d'une gaussienne sur ces distribution montre que l'estimateur \widetilde{E}_B a une « résolution » de l'ordre de $\sim 28\%$, tandis que \widetilde{E}_{ESC} donne une « résolution » de $\sim 32\%$. Ceci s'explique par le fait que la méthode χ^2 utilise plus d'informations sur la distribution de lumière Čerenkov des images que la méthode ESC. Cependant, l'estimateur \widetilde{E}_B possède des queues de distributions moins symétriques que celles issues de \widetilde{E}_{ESC} .

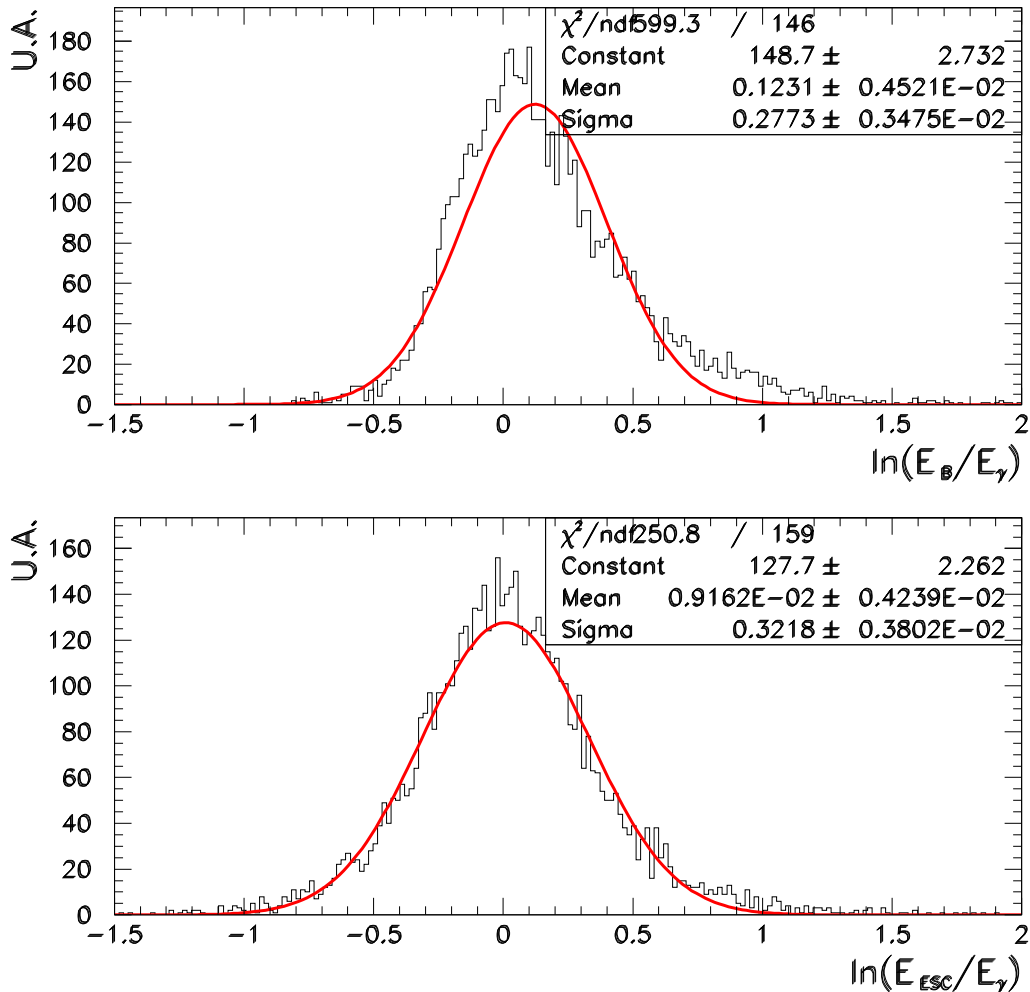


FIG. B.1: Comparaison des estimateurs d'énergie issu de la méthode du χ^2 et issu de la méthode ESC. La figure du haut représente $\delta E = \ln(\widetilde{E}_B/E_\gamma)$ pour l'estimateur issu du χ^2 , et celle du bas représente $\delta E = \ln(\widetilde{E}_{ESC}/E_\gamma)$ pour l'estimateur issu des paramètres de Hillas.

Annexe C

Surface de collection et fonction de résolution en énergie

C.1 Paramétrisation de la surface de collection

La surface de collection de CAT, donnée en m^2 , est paramétrisée par la fonction suivante :

$$\mathcal{A}(Zen, E_\gamma) = a_1 c_z \left(\arctan \left(a_2 c_z^{a_7} E_\gamma^{a_3} \right) \right)^{a_{10}} \log \left(a_4 c_z^{a_8} E_\gamma \right) \exp \left(-\frac{c_z^{a_9} E_\gamma}{a_5} \right) \text{ m}^2 \quad (\text{C.1})$$

où E_γ est l'énergie vraie des gamma, Zen est l'angle zenithal, $c_z = \cos(Zen)$. Les coefficients $\{a_i\}_{i=1,10}$ dépendent des coupures choisies, c'est-à-dire les coupures standards (Cf. les équations 6.4) que l'on notera STD, les coupures optimisées pour les sources ponctuelles faibles (équations 6.5) notées Opti et les coupures issues des paramètres de Hillas (Cf. le paragraphe 6.1.2) notées ESC. Elles dépendent également du niveau de bruit de fond de ciel de la source et du nombre de voies éteintes dans la zone de déclenchement (Cf. le paragraphe 13) : les données prises avec un NSB faible de $0.0119 \text{ phot.ns}^{-1}$ et 9 voies éteintes, qui sont typiques des sources hors de la Voie Lactée, constituent la configuration *AGN*, et celles prises avec $0.0179 \text{ phot.ns}^{-1}$ et 16 voies éteintes, caractéristiques des sources de la galaxie, constitue la configuration *GAL*.

Les coefficients $\{a_i\}_{i=1,10}$ de la surface de collection pour la configuration *AGN* sont donnés dans le tableau C.1, et ceux pour la configuration *GAL* dans le tableau C.2. La surface de collection est représentée sur la figure 9.1 (p. 108).

	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}
STD	946.27	14.40	1.46	351.62	33.56	-3.48	4.30	7.80	3.04	5.78
Opti	10949.45	18.37	2.52	6.80	17.14	-1.49	8.85	0.47	5.24	2.32
ESC	6447.29	54.84	2.68	23.14	29.19	-1.93	8.06	4.50	4.84	1.81
<i>mode décalé</i>	865.38	13.17	1.46	957.64	37.08	-3.81	4.26	10.11	3.50	5.43

TAB. C.1: Paramètres de la surface de collection dans la configuration *AGN*.

Annexe C, Surface de collection et résolution en énergie

	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}
STD	735.58	11.84	1.48	56011.45	47.44	-3.60	4.53	12.51	4.46	4.94
Opti	1011.49	11.85	1.62	459.47	26.22	-1.11	5.36	-9.9	6.58	5.47
ESC	7442.30	69.03	3.24	19.72	29.41	-1.90	9.26	4.62	5.32	1.21
<i>mode décalé</i>	651.96	11.24	1.37	999.99	33.62	-3.48	4.10	8.74	3.58	5.93

TAB. C.2: Paramètres de la surface de collection dans la configuration *GAL*.

C.2 Paramétrisations des fonctions de résolution en énergie

La fonction de résolution en énergie est donnée par une représentation semi-analytique dont la forme dépend de l'estimateur utilisé, celui donné par la méthode du χ^2 (Cf. le paragraphe 10.1) et celui donné par la méthode des moments (Cf. le paragraphe 10.2). Les coefficients de ces fonctions dépendent du choix de coupures utilisées et des conditions d'observation (nombre de voies éteintes, NSB).

Configuration *AGN*

Les coefficients $\{p_i\}_{i=1,17}$ pour l'estimateur en énergie \widetilde{E}_B issu de l'ajustement des images sont donnés dans le tableau suivant, et la représentation de cette fonction de résolution est donnée sur la figure 10.1 (p. 114).

	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6	p_7	p_8
STD	-0.95	1.71	21.0	-15.90	0.12	-0.0003	0.22	-0.03
Opti	-1.27	1.74	14.33	-10.33	0.07	0.04	0.23	-0.07
<i>mode décalé</i>	-0.75	1.48	17.27	-11.56	0.12	-0.0004	0.23	-0.03

	p_9	p_{10}	p_{11}	p_{12}
STD	0.15	-0.0005	1.00	-0.75
Opti	-0.048	0.23	0.89	-0.76
<i>mode décalé</i>	0.16	-0.0005	0.85	-0.49

TAB. C.3: Paramètres de la fonction de résolution dans la configuration *AGN* avec l'estimateur \widetilde{E}_B .

Pour le nouveau estimateur en énergie, \widetilde{E}_{ESC} , la fonction de résolution n'est pas la même (Cf. le paragraphe 10.2). Les valeurs de ces coefficients sont donnés dans le tableau suivant, et la représentation de cette fonction de résolution est donnée sur la figure 10.4 (p. 119).

	v_1	v_2	v_3	v_4	v_5	v_6	v_7	v_8	v_9
ESC	13.32	0.68	-28.01	0.58	0.10	0.0006	0.27	-0.046	0.13

	v_{10}	v_{11}	v_{12}	v_{13}	v_{14}	v_{15}	v_{16}	v_{17}
	-0.0007	-0.72	4.59	-7.78	3.44	0.10	6.00	0.05

TAB. C.4: Paramètres de la fonction de résolution dans la configuration *AGN* avec l'estimateur \widetilde{E}_{ESC} .

C.2 Paramétrisations des fonctions de résolution en énergie

Configuration *GAL*

Pour l'estimateur standard, les coefficients sont :

	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6	p_7	p_8
STD	-0.91	1.62	16.58	-11.01	0.12	-0.0005	0.22	-0.02
Opti	-1.04	1.65	21.31	-14.70	0.11	-0.0004	0.21	-0.02
<i>mode décalé</i>	-0.91	1.62	16.58	-11.01	0.12	-0.0005	0.22	-0.02

	p_9	p_{10}	p_{11}	p_{12}
STD	0.16	-0.0007	0.82	-0.54
Opti	0.16	-0.0005	0.69	-0.57
<i>mode décalé</i>	0.16	-0.0007	0.82	-0.54

TAB. C.5: Paramètres de la fonction de résolution dans la configuration *GAL* avec l'estimateur \widetilde{E}_B .

Pour le nouveau estimateur en énergie, les coefficients sont :

	v_1	v_2	v_3	v_4	v_5	v_6	v_7	v_8	v_9
ESC	13.07	0.69	4.08	0.58	0.10	-0.0005	0.33	0.017	0.16

	v_{10}	v_{11}	v_{12}	v_{13}	v_{14}	v_{15}	v_{16}	v_{17}
	-0.0006	-0.12	4.59	-7.82	3.44	0.10	1000.00	0.01

TAB. C.6: Paramètres de la fonction de résolution dans la configuration *GAL* avec l'estimateur \widetilde{E}_{ESC} .

Annexe C, Surface de collection et résolution en énergie

Annexe D

Probabilité gamma et surface de collection du maximum de vraisemblance

D.1 Probabilité gamma

La probabilité gamma est donnée par le produit des fonctions p_L et p_T si la distribution des angles θ_F^i est uniforme (Cf. le paragraphe 8.1.1). Les densités de probabilité longitudinales et transversales p_L et p_T sont définies par :

$$\begin{aligned} p_L(\vec{S}_F^i | \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, \gamma) &\propto \left((L(\theta_F^i) - L_0(Zen))^2 + A_L(Zen)^2 \right)^{-\gamma_L(Zen)}, \\ p_T(\vec{S}_F^i | \vec{S}, \vec{O}^i, \theta_F^i, \gamma) &\propto \left(T(\theta_F^i)^2 + A_T(Zen)^2 \right)^{-2}, \end{aligned}$$

où Zen est en degrés et les fonctions $L(\theta_F^i)$ et $T(\theta_F^i)$ sont données par :

$$\begin{aligned} L(\theta_F^i) &= (X_F^i - X_S) \sin(\theta_F^i) - (Y_F^i - Y_S) \cos(\theta_F^i), \\ T(\theta_F^i) &= (X_F^i - X_S) \cos(\theta_F^i) + (Y_F^i - Y_S) \sin(\theta_F^i). \end{aligned}$$

La dépendance de toutes ces paramètres en fonction de Zen est donnée par :

$$\begin{aligned} L_0(Zen) &= k_1 + k_2 \times Zen + k_3 \times Zen^2, \\ A_L(Zen) &= k_4 + k_5 \times Zen + k_6 \times Zen^2, \\ \gamma_L(Zen) &= k_7 + k_8 \times Zen + k_9 \times Zen^2, \\ A_T(Zen) &= k_{10} + k_{11} \times Zen + k_{12} \times Zen^2 \end{aligned}$$

Les coefficients $\{k_i\}_{i=1,12}$ dépendent des coupures choisies et de la configuration de la caméra (*AGN* ou *GAL*). Les tableaux suivant donnent leur valeur numériques pour les coupures $Q_{TOT} > 30$ p.e., $p(\chi^2) > 0.35$ et $\sqrt{(X_F^i - X_S - X_0^i)^2 + (Y_F^i - Y_S - Y_0^i)^2} < 13$ mrad :

Annexe D, Fonctions pour la vraisemblance

	k_1	k_2	k_3	k_4	k_5	k_6	k_7
<i>AGN</i>	0.52	-8.94×10^{-3}	-5.52×10^{-4}	4.52	8.39×10^{-3}	-3.09×10^{-4}	2.18
<i>GAL</i>	0.56	-2.31×10^{-2}	62.38×10^{-4}	4.71	1.61×10^{-2}	-5.42×10^{-4}	2.20

	k_8	k_9	k_{10}	k_{11}	k_{12}
<i>AGN</i>	2.95×10^{-3}	1.39×10^{-5}	1.57	-3.11×10^{-3}	-3.97×10^{-6}
<i>GAL</i>	1.12×10^{-2}	-1.4×10^{-4}	1.61	-7.06×10^{-3}	9.41×10^{-5}

TAB. D.1: Coefficients $\{k_i\}_{i=1,12}$ des fonctions définissant la probabilité gamma

D.2 Surface de collection

Elle dépend des coupures choisies, de la configuration de la prise de données et de la statistique des modèles utilisés.

En effet, lorsque celle-ci est faible, une partie de l'espace des phases du plan (L,T) du fond *hadronique* n'est pas remplie (je rappelle que ces modèles de fond sont construits à partir du cumul de données réelles de *OFF*). Ainsi, la probabilité d'avoir un évènement du fond dans une bande $(\Delta L, \Delta T)$ peut être strictement nulle. Si par hasard un évènement *hadronique* des données *ON* tombe dans cette bande $(\Delta L, \Delta T)$, la probabilité hadronique est nulle et la probabilité gamma ne l'est pas : cet évènement de fond est donc considéré comme un gamma pour la vraisemblance. Pour éviter ce biais, tous les évènements qui ont une probabilité *hadronique* strictement nulle sont rejetés. Cette élimination d'évènements pour le calcul de la vraisemblance affecte quelques rares évènements du fond des *ON* et des gamma. Cette perte d'efficacité aux gamma (due à la rejection des évènements de probabilité hadronique nulle) doit être prise en compte lors du calcul de la surface de collection.

La surface de collection pour le maximum de vraisemblance possède une paramétrisation légèrement différente de celle de la méthode *ON-OFF*. Sa paramétrisation est donnée par :

$$\mathcal{A}(Zen, E_\gamma) = a_1 c_z \left(\arctan \left(a_2 c_z^{a_7} E_\gamma^{a_3} \right) \right)^{a_{10}} \log \left(a_4 c_z^{a_8} E_\gamma \right) \exp \left(- \frac{c_z^{a_9} E_\gamma^{a_{11}}}{a_5} \right) m^2$$

La surface de collection de Markarian 421 a été ajustée jusqu'à 25°, et les coefficients $\{a_i\}_{i=1,11}$ valent :

a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}	a_{11}
1543.5	16.24	1.83	9992.46	37.46	-8.25	4.69	37.99	-3.17	3.56	1.07

TAB. D.2: Paramètres de la surface de collection dans la configuration *AGN* de Markarian 421 pour le maximum de vraisemblance

Annexe E

Les sources et leurs caractéristiques

Le tableau suivant contient les coordonnées et la distance de sources analysées. Les sources en gras sont celles qui ont été détectés par CAT.

Source	RA en heures	DEC en deg.	l en deg.	b en deg.	Distance z ou kpc
CTA 1	00 06 40	72 45 00	119.5	10.3	1.4 kpc
1ES 0145+13.8	00 35 52.6	59 50 04.5	120.97	-2.97	0.125
RGB J0214+517	02 14 17.9	51 44 52.0	135.74	-9.05	0.049
RGB J0314+247	03 14 02.7	24 44 31.0	159.67	-27.77	0.054
Crabe	05 34 34.9	22 00 37.6	184.56	-5.77	2.0 kpc
IC 443	06 17 00	22 34 00	189.1	3.0	2.5 kpc
RGB J0656+426	06 56 10.6	42 37 02.8	173.93	18.8	0.059
1ES 0806+52.4	08 09 49.2	52 18 58.7	166.24	32.91	0.138
Mkn 421	11 04 27.3	38 12 31.8	179.83	65.03	0.030
1ES 1118+42.4	11 20 48.1	42 12 12.5	167.85	66.16	0.124
Mkn 180	11 36 26.4	70 09 27.3	131.9	45.64	0.046
ON 231	12 21 31.7	28 13 58.5	201.73	83.28	0.102
1ES 1426+42.8	14 28 32.6	42 40 21.1	77.48	64.89	0.129
Mkn 501	16 53 52.2	39 45 36.6	63.6	38.85	0.034
I ZW 187	17 28 18.6	50 13 10.5	77.06	33.53	0.055
CTB 80	19 53 20	32 55 00	68.8	2.8	1.5–3 kpc
1ES 1959+65.0	19 59 59.9	65 08 54.7	98.00	17.66	0.047
BL Lacertae	22 02 43.3	42 16 40.0	92.58	-10.44	0.069
1ES 2321+41.9	23 23 52.1	42 10 58.7	106.06	-17.8	0.059
1ES 2344+51.4	23 47 04.8	51 42 17.9	112.89	-9.9	0.044

TAB. E.1: Liste des sources sélectionnées par CAT. Les coordonnées sont données en J2000.

Annexe E, Les sources et leurs caractéristiques

Annexe F

Les résultats détaillés des extractions de spectre

F.1 Erreurs statistiques et systématiques

Erreurs statistiques

Les erreurs statistiques sont calculées à partir des matrices de covariance données par l'algorithme de minimisation de la vraisemblance. Pour chaque hypothèse spectrale, c'est-à-dire l'hypothèse en loi de puissance \mathcal{H}^{pl} , celle en loi courbe \mathcal{H}^{cs} et l'hypothèse exponentielle \mathcal{H}^{ec} , la matrice de covariance est calculée (V^{pl} , V^{cs} et V^{ec} respectivement).

$$V^{pl} = \begin{pmatrix} V_{\Phi\Phi} & V_{\Phi\gamma} \\ V_{\Phi\gamma} & V_{\gamma\gamma} \end{pmatrix}, \quad V^{cs} = \begin{pmatrix} V_{\Phi\Phi} & V_{\Phi\gamma} & V_{\Phi\beta} \\ V_{\Phi\gamma} & V_{\gamma\gamma} & V_{\gamma\beta} \\ V_{\Phi\beta} & V_{\gamma\beta} & V_{\beta\beta} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad V^{ec} = \begin{pmatrix} V_{\Phi\Phi} & V_{\Phi\gamma} & V_{\Phi\epsilon} \\ V_{\Phi\gamma} & V_{\gamma\gamma} & V_{\gamma\epsilon} \\ V_{\Phi\epsilon} & V_{\gamma\epsilon} & V_{\epsilon\epsilon} \end{pmatrix}$$

où $\epsilon = \frac{1}{E_{TeV}^C}$ pour l'ajustement d'une loi exponentielle.

Les erreurs sont le flux à 1 TeV, sur l'indice γ , sur le terme de courbure β ou l'énergie de coupure E_{TeV}^C sont calculées à partir des éléments de ces matrices par propagation des erreurs.

Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sont calculées par simulation Monte Carlo en faisant varier les paramètres suivants [148] :

- l'efficacité globale de collection de lumière (transparence de l'atmosphère et collection de la chaîne optique) de $\pm 15\%$,
- la mesure des coefficients de conversion d'un pas ADC en charge de chaque PM de $\pm 10\%$,
- la paramétrisation de la perte UV estimée dans [106].

Annexe F, Détails de l'extraction spectrale

La statistique finie des événements simulés pour le calcul des fonctions d'instruments introduit de faibles erreurs systématiques. La somme quadratique de toutes ces sources d'erreurs conduit à l'estimation des systématiques suivantes sur les paramètres ajustés des spectres :

Forme spectrale	$\frac{\Delta\Phi_0}{\Phi_0}$	$\Delta\gamma$	$\Delta\beta$ ou ϵ
Loi de puissance	$\pm 21.2\%$	± 0.06	\emptyset
Loi courbe	$\pm 21.2\%$	± 0.07	± 0.03
Loi exponentielle	$\pm 21.2\%$	± 0.07	$\pm 28\%$

TAB. F.1: Erreurs systématiques sur les paramètres ajustés pour les différentes formes spectrales.

La variation calculée de $\epsilon = \frac{1}{E_{TeV}^C}$ pour l'hypothèse exponentielle avec celle des paramètres précédents reflète notre résolution en énergie (Cf. le paragraphe B), ce qui est tout à fait compréhensible. Néanmoins, si la valeur de E_{TeV}^C est proche d'une des bornes en énergie de l'extraction spectrale, il faudra s'assurer cas par cas des biais introduits par simulations.

F.2 M1 (nébuleuse du Crabe)

Ce paragraphe donne les détails des extractions spectrales réalisées dans ce travail de thèse. Nous donnerons les valeurs des éléments des matrices de covariance, ainsi que la statistique finale par intervalle en énergie pour chaque source.

	N_γ	$V_{\Phi\Phi}$	$V_{\Phi\gamma}$	$V_{\gamma\gamma}$
AGN	8677 ± 253	9.51×10^{-3}	-9.51×10^{-4}	3.7×10^{-3}
ESC	5358 ± 372	2.15×10^{-2}	3.21×10^{-4}	4.64×10^{-3}
AGN+NSB	8311 ± 241	4.87×10^{-3}	3.61×10^{-4}	1.48×10^{-3}
GAL	8309 ± 241	4.87×10^{-3}	3.61×10^{-4}	1.48×10^{-3}

TAB. F.2: Matrice de covariance des spectres ajustés du Crabe. Ces spectres ont été extraits pour étudier l'influence des configurations expérimentales; les données utilisées étaient identiques : $T_{ON}=88.7\text{h}$ et $T_{OFF}=60.2\text{h}$ entre $19.9^\circ, 45.5^\circ$

	Zen	T_{ON}	N_γ	$V_{\Phi\Phi}$	$V_{\Phi\gamma}$	$V_{\gamma\gamma}$
MD5	$19.9^\circ, 38.7^\circ$	12.5	887 ± 74	3.55×10^{-2}	1.19×10^{-3}	1.75×10^{-2}
MR5	$19.9^\circ, 38.7^\circ$	11.9	991 ± 81	3.71×10^{-2}	5.92×10^{-4}	1.19×10^{-2}
PD5	$19.9^\circ, 38.7^\circ$	14.3	924 ± 72	3.66×10^{-2}	2.06×10^{-3}	1.22×10^{-2}
PR5	$19.9^\circ, 38.7^\circ$	10.1	624 ± 73	4.47×10^{-2}	6.33×10^{-3}	2.91×10^{-2}

TAB. F.3: Matrice de covariance des spectres ajustés du Crabe en *mode décalé*

F.2 M1 (nébuleuse du Crabe)

ESC		
$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ
0.31–0.50	1549.2 ± 233.2	6.64
0.50–0.79	1416.7 ± 223.0	6.35
0.79–1.26	1095.7 ± 145.7	7.52
1.26–2.00	671.5 ± 91.7	7.32
2.00–3.16	325.2 ± 57.5	5.65
3.16–5.00	209.4 ± 33.0	6.35
5.00–7.93	59.1 ± 20.5	2.89
7.93–12.57	35.9 ± 11.0	3.25
12.57–19.92	−3.8 ± 6.4	−.59

MD5		
$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ
0.31–0.50	108.0 ± 33.0	3.26
0.50–0.79	241.0 ± 38.5	6.26
0.80–1.25	278.0 ± 39.7	7.01
1.26–2.00	106.0 ± 29.5	3.60
2.00–3.16	103.0 ± 18.5	5.56
3.16–5.00	35.0 ± 12.4	2.83
5.00–7.93	16.0 ± 7.7	2.07

AGN		
$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ
0.31–0.50	1237.9 ± 115.5	10.72
0.50–0.79	2489.2 ± 144.7	17.2
0.79–1.26	2174.5 ± 124.2	17.51
1.26–2.00	1484.7 ± 92.7	16.02
2.00–3.16	636.8 ± 59.9	10.63
3.16–5.00	385.6 ± 37.8	10.19
5.00–7.93	190.1 ± 23.1	8.24
7.93–12.57	65.0 ± 14.3	4.54
12.57 19.92	13.2 ± 9.1	1.46

MR5		
$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ
0.31–0.50	133.0 ± 41.5	3.19
0.50–0.79	290.0 ± 45.3	6.40
0.80–1.25	235.0 ± 40.1	5.87
1.26–2.00	178.0 ± 27.3	6.51
2.00–3.16	100.0 ± 18.6	5.38
3.16–5.00	30.0 ± 10.2	2.94
5.00–7.93	25.0 ± 6.9	3.65

AGN+NSB		
$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ
0.31–0.50	937.5 ± 98.5	9.52
0.50–0.79	2423.6 ± 137.6	17.61
0.79–1.26	2174.7 ± 124.2	17.51
1.26–2.00	1484.8 ± 92.7	16.02
2.00–3.16	636.8 ± 59.9	10.63
3.16–5.00	385.6 ± 37.8	10.19
5.00–7.93	190.1 ± 23.1	8.24
7.93–12.57	65.0 ± 14.3	4.54
12.57 19.92	13.2 ± 9.1	1.46

PD5		
$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ
0.31–0.50	20.0 ± 29.6	0.67
0.50–0.79	184.0 ± 38.0	4.84
0.80–1.25	315.0 ± 44.8	7.02
1.26–2.00	266.0 ± 33.5	7.94
2.00–3.16	100.0 ± 21.3	4.69
3.16–5.00	27.0 ± 13.4	2.02
5.00–7.93	12.0 ± 8.7	1.38

GAL		
$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ
0.31–0.50	936.6 ± 98.5	9.51
0.50–0.79	2423.1 ± 137.6	17.60
0.79–1.26	2174.5 ± 124.2	17.51
1.26–2.00	1484.8 ± 92.7	16.02
2.00–3.16	636.8 ± 59.9	10.63
3.16–5.00	385.6 ± 37.8	10.19
5.00–7.93	190.1 ± 23.1	8.24
7.93–12.57	65.0 ± 14.3	4.54
12.57 19.92	13.2 ± 9.1	1.46

PR5		
$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ
0.31–0.50	87 ± 36.2	2.40
0.50–0.79	147.0 ± 39.0	3.77
0.80–1.25	186.0 ± 36.7	5.07
1.26–2.00	123.0 ± 27.2	4.52
2.00–3.16	46.0 ± 17.1	2.69
3.16–5.00	11.0 ± 11.1	1.00
5.00–7.93	24.0 ± 7.6	3.15

Annexe F, Détails de l'extraction spectrale

F.3 Markarian 421

	2001-02	23/03/2001
Zen	0°, 38.7°	0°, 19.9°
T_{ON}	32.4h	2.3h
N_γ	5079 ± 155	1362 ± 51
$V_{\Phi\Phi}^{pl}$	1.23×10^{-2}	2.68×10^{-1}
$V_{\Phi\gamma}^{pl}$	-2.83×10^{-3}	-1.81×10^{-2}
$V_{\gamma\gamma}^{pl}$	2.22×10^{-3}	3.66×10^{-3}
$V_{\Phi\Phi}^{cs}$	3.11×10^{-2}	7.18×10^{-1}
$V_{\Phi\gamma}^{cs}$	-3.18×10^{-4}	-2.85×10^{-3}
$V_{\Phi\beta}^{cs}$	2.37×10^{-2}	1.54×10^{-1}
$V_{\gamma\gamma}^{cs}$	3.87×10^{-3}	8.27×10^{-3}
$V_{\gamma\beta}^{cs}$	5.66×10^{-3}	1.35×10^{-2}
$V_{\beta\beta}^{cs}$	3.66×10^{-2}	7.56×10^{-2}
$V_{\Phi\Phi}^{ec}$	9.18×10^{-1}	7.07×10^1
$V_{\Phi\gamma}^{ec}$	-1.59×10^{-1}	-2.05×10^0
$V_{\Phi\epsilon}^{ec}$	-1.54×10^{-1}	2.15×10^0
$V_{\gamma\gamma}^{ec}$	2.93×10^{-2}	6.28×10^{-2}
$V_{\gamma\epsilon}^{ec}$	2.66×10^{-2}	-6.17×10^{-2}
$V_{\epsilon\epsilon}^{ec}$	2.68×10^{-2}	6.68×10^{-2}

TAB. F.4: Matrice de covariance des spectres ajustés de Markarian 421 en 2001-02

$\widetilde{\Delta E_B}$	2001-02		23/03/2001	
	N_γ	N_σ	N_γ	N_σ
0.31-0.50	1194 ± 84.2	14.18	371 ± 29.7	12.49
0.50-0.79	1686 ± 88.9	18.96	411 ± 28.0	14.69
0.79-1.26	1276 ± 72.2	17.68	323 ± 23.0	14.07
1.26-2.00	531 ± 49.7	10.69	160 ± 17.1	9.33
2.00-3.16	271 ± 31.7	8.56	75 ± 11.4	6.6
3.16-5.00	121 ± 18.8	6.42	22 ± 6.8	3.24

F.4 1ES 1959+65 et 1ES 1426+42.8

	1ES 1959+65 2002	1ES 1426+42.8 1998-2000
Zen	23°, 38.7°	0°, 21°
T_{ON}	6.1h	10.7h (53.0h)
N_γ	825 ± 51	309.1 ± 37.88
$V_{\Phi\Phi}^{pl}$	5.61×10^{-2}	3.14×10^0
$V_{\Phi\gamma}^{pl}$	3.76×10^{-3}	2.39×10^{-1}
$V_{\gamma\gamma}^{pl}$	6.16×10^{-3}	1.64×10^{-1}
$V_{\Phi\Phi}^{cs}$	1.40×10^{-1}	
$V_{\Phi\gamma}^{cs}$	-6.19×10^{-3}	
$V_{\Phi\beta}^{cs}$	7.71×10^{-2}	
$V_{\gamma\gamma}^{cs}$	3.62×10^{-2}	
$V_{\gamma\beta}^{cs}$	-6.21×10^{-2}	
$V_{\beta\beta}^{cs}$	1.82×10^{-1}	
$V_{\Phi\Phi}^{ec}$	3.46×10^1	
$V_{\Phi\gamma}^{ec}$	-4.88×10^0	
$V_{\Phi\epsilon}^{ec}$	-3.24×10^0	
$V_{\gamma\gamma}^{ec}$	7.22×10^{-1}	
$V_{\gamma\epsilon}^{ec}$	4.66×10^{-1}	
$V_{\epsilon\epsilon}^{ec}$	3.08×10^{-1}	

TAB. F.5: Matrice de covariance des spectres ajustés de 1ES 1959+65 en 2002 et de 1ES 1426+42.8 en 1998-2000

1ES 1959+65 2002			1ES 1426+42.8 1998-2000		
$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ	$\Delta\widetilde{E}_B$	N_γ	N_σ
0.50-0.79	195 ± 30.1	6.47	0.21-0.32	5.25 ± 4.7	1.12
0.79-1.26	232 ± 29.5	7.87	0.32-0.52	116.1 ± 23.5	4.93
1.26-2.00	219 ± 23.4	9.35	0.52-0.82	133.6 ± 23.1	5.78
2.00-3.16	120 ± 15.4	7.81	0.82-1.31	54.1 ± 17.9	3.02
3.16-5.00	41 ± 9.2	4.45			
5.00-7.93	12 ± 5.7	2.12			
7.93-12.57	6 ± 3.2	1.90			

Annexe F, Détails de l'extraction spectrale

Bibliographie

Liste des abréviations

<i>A&A</i>	Astronomy and Astrophysics
<i>A&AL</i>	Astronomy and Astrophysics Letters
<i>APh</i>	Astroparticle Physics
<i>ApJ</i>	Astrophysical Journal
<i>ApJL</i>	Astrophysical Journal Letters
<i>ApJS</i>	Astrophysical Journal Supplements
<i>astro-ph</i>	http://xxx.lpthe.jussieu.fr/archive/astro-ph
<i>ExA</i>	Experimental Astronomy
<i>IAUC</i>	International Astronomical Union Circular http://cfa-www.harvard.edu/iauc/RecentIAUCs.html
<i>MNRAS</i>	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
<i>NIM</i>	Nuclear Instruments and Methods in Physics Research
<i>PASA</i>	Publications of the Astronomical Society of Australia
<i>PASP</i>	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
<i>Prep</i>	Physics Reports
<i>PR</i>	Physical Review
<i>RvMP</i>	Reviews of Modern Physics
<i>SSRv</i>	Space Science Reviews

- [1] **Expérience AGILE**, <http://agile.mi.iasf.cnr.it/Homepage/>
- [2] **Aharonian. F.A. et Atoyan A.M.**, Proceedings de the International Conference on Neutron Stars and Pulsars, Tokyo, Japan, eds. Universal Academy Press (Frontiers science series, no. 24), p.439, 1998 (astro-ph/9803091)
- [3] **Aharonian. F.A.**, New Astronomy, vol. 5, no. 7, p. 377, 2000 (astro-ph/0003159)
- [4] **Amenomori M., et al**, Proceedings de GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, 1999, AIP Proc. Conf., vol. 515, p. 459
- [5] **Andres E., et al**, APh, vol. 13, p. 1, 2000
- [6] **Expérience AUGER**, <http://auger.in2p3.fr/>
- [7] **Badran H.M., et al**, Proceedings de Int. Cosmic Ray Conf. 2001, vol. 7, p. 2653, Copernicus Gesellschaft 2001
- [8] **Baillon P., et al**, APh, vol. 1, Issue 4, p. 341, 1993
- [9] **Barrau A.**, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 1998
- [10] **Barrau A., et al**, NIM, A416, p. 278, 1998
- [11] **Expérience BATSE**, <http://coss.gsfc.nasa.gov/cgro/batse.html>
- [12] **Bell A.R.**, MNRAS, vol. 182, p. 443, 1978
- [13] **Expérience BeppoSAX**, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/sax/saxgof.html>
- [14] **Berezhko E., et al**, Accepté par A&A, 2002 (astro-ph/0204085)

BIBLIOGRAPHIE

- [15] **Bergström L.**, *et al*, APh, vol. 9, p. 137, 1998
- [16] **Bersch D.L.**, *et al*, ApJ, vol. 416, p. 587, 1993
- [17] **Bhattacharjee P. et Sigl G.**, PRep, vol. 327, p. 109, 2000
- [18] **Blandford R.D., Znajek R.L.**, MNRAS, vol. 179, p. 433, 1977
- [19] **Blondin J.M.**, *et al*, ApJ, vol. 563, p. 806, 2001
- [20] **Blumenthal G.R., Gould R. J.**, RvMP, vol. 42, p. 237, 1970
- [21] **Bocchino F. et Bykov A.M.**, A&A, vol. 376, p. 248, 2001
- [22] **Boggess N.W.**, *et al*, ApJ, vol. 397, p. 420, 1992
- [23] **Boone L.M.**, *et al*, ApJL, vol. 579, L5, 2002
- [24] **Brazier K.T.S.**, *et al*, MNRAS, vol. 295, p. 819, 1998
- [25] **Buckley J.H.**, *et al*, A&A, vol. 329, p. 639, 1998
- [26] **Butt Y.M.**, *et al*, Proceedings de the 2002 Moriond Gamma-Ray Universe Conference (astro-ph/0206132)
- [27] **Caccianiga A.**, *et al*, ApJ, vol. 566, p. 181, 2002
- [28] **Cappellaro E.**, *et al*, A&A, vol. 351, p. 459, 1999
- [29] **Cassé M. et Paul J.**, ApJ, vol. 287, p. 236, 1980
- [30] **Catanese M.**, *et al*, ApJ, vol. 501, p. 616, 1998
- [31] **Collaboration CASA-MIA**, PR, vol. 55, p. 1714, 1997
- [32] **Celotti A., Fabian A.C. et Rees M.J.**, MNRAS, vol. 293, p. 239, 1998
- [33] **Expérience CHANDRA**,
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/chandra/chandra.html>
- [34] **Chadwick P.M.**, *et al*, Proceedings de GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, 1999, AIP Proc. Conf., vol. 515, p. 223
- [35] **Chadwick P.M.**, *et al*, A&A, vol. 364, p. 165, 2000
- [36] **Chakrabarti S.K. et Manickam S.G.**, ApJL, vol. 531, L41, 2000
- [37] **Chapellier M.**, *et al*, Proceedings de the 3rd International Workshop on the Identification of Dark Matter", eds. N.J.C. Spooner & V. Kudryavtsev. Singapore, World Scientific, 2001 (astro-ph/0101204)
- [38] **Cheng K.S., Ho C. et Ruderman M.A.**, ApJ, vol. 300, p. 500, 1986
- [39] **Cheng A., Ruderman M.A. et Sutherland P.**, ApJ, vol. 203, p. 209, 1976
- [40] **Clime D.B.**, *et al*, ApJ, vol. 486, p. 169, 1997
- [41] **Costamante L.**, *et al*, astro-ph/0206482, 2002
- [42] **Costamante L. et Ghisellini G.**, A&A, vol. 384, p. 56, 2002
- [43] **Coroniti F.V.**, ApJ, vol. 349, p. 538, 1990
- [44] **Damé T.M.**, *et al*, ApJ, vol. 547, p. 792, 2001
- [45] **Daum A.**, *et al*, APh, vol. 8, p. 1, 1997
- [46] **de Jager O.C.**, *et al*, Proceedings de Int. Cosmic Ray Conf. 1995, vol. 2, p. 528
- [47] **de Jager O.C. et Harding A.K.**, ApJ, vol. 396, p. 161, 1992
- [48] **De Naurois M.**, *et al*, ApJ, vol. 566, p. 336, 2002 (astro-ph/0107301)
- [49] **De Naurois M.**, Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 2000
- [50] **De Naurois M.**, Soutenance de thèse de doctorat, Université de Paris VI, 2000 :
<http://polywww.in2p3.fr/celeste/>
- [51] **Dermer C.D.**, *et al*, APh, vol. 11, p. 1, 1999 (astro-ph/9901324)

BIBLIOGRAPHIE

- [52] **Djannati-Ataï A.**, Thèse de doctorat, Université de Paris VI, 1995
- [53] **Djannati-Ataï A., et al**, A&A, vol. 350, p. 17, 1999
- [54] **Djannati-Ataï A., et al**, A&AL, vol. 391, p. 25, 2002 (astro-ph/0207618)
- [55] **Drury L.O'C., Aharonian F.A., Völk H.J.**, A&A, vol. 287, p. 559, 1994
- [56] **Eadie W.T., Drijard D., James F.E., Roos M., Sadoulet B.**, Statistical Methods in experimental physics, North-Holland publishing compagny, Amsterdam, London, 1971
- [57] **Détecteur EGRET**, <http://coss.gsfc.nasa.gov/egret/>
- [58] **Ellison D.C., Berezhko E.G. et Baring M.G.**, ApJ, vol. 540, p. 292, 2000
- [59] **Ellison D.C. et Double G.P.**, A paraître dans APh, 2002 (astro-ph/0202106)
- [60] **Esposito J.A., et al**, ApJ, vol. 461, p. 820, 1996
- [61] **Fegan D.J., et al**, SSRv, vol. 75, p. 137, 1996
- [62] **Fermi E.**, PR, vol.75, p. 1169, 1949
- [63] **Fossati G., et al**, MNRAS, vol. 299, Issue 2, p. 433, 1998
- [64] **Fossati G.**, ApJ, vol. 541, p. 153, 2000
- [65] **Fossati G., et al**, ApJ, vol. 541, p. 166, 2000
- [66] **Fynbo J.P.U., et al**, Proceedings de Lighthouses of the Universe, Garching (Allemagne), 2001
- [67] **Gaidos J.A., et al**, Nature, vol. 383, p. 319, 1996
- [68] **Gallant Y.A.**, Proceedings de Relativistic Flows in Astrophysics, eds. Lecture Notes in Physics, vol. 589, p.24, 2002
- [69] **Gaisser T.K., et al**, ApJ, vol. 492, p. 219, 1998
- [70] **Gallant Y.A. et Achterberg A.**, MNRAS, vol. 305, L6, 1999
- [71] **Gallant Y.A., van der Swaluw E. et Kirk J.G.**, Proceedings de Neutron Stars in Supernovae Remnants, ASP Conference Series, vol. 9999, 2002 (astro-ph/0112354)
- [72] **Ghisellini G., et al**, MNRAS, vol. 301, Issue 2, p. 451, 1998
- [73] **Ghisellini G., et al**, APh, vol. 11, Issue 1-2, p. 11, 1999
- [74] **Ghisellini G. et Madau P.**, MNRAS, vol. 280, p. 319, 1996
- [75] **Giebels B., et al**, ApJ, vol. 571, p. 763, 2002
- [76] **GLAST, the Gamma-ray Large Area Space Telescope**, <http://www-glast.stanford.edu/>
- [77] **Green D.A.**, <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs>
- [78] **Gómez J.L., et al**, ApJL, vol. 561, Issue 2, p. 161, 2001
- [79] **Gondolo J., et al**, astro-ph/0012234, 2000
- [80] **Goret P., et al**, A&A, vol. 270, p. 401, 1993
- [81] **Goret P., Gouiffes C. et Nuss E.**, Proceedings de 26th Int. Cosmic Ray Conf., 1999 (astro-ph/9906040)
- [82] **Guy. J. et Degrange B.**, Note interne de la collaboration HESS
- [83] **Hara T., et al**, NIM, vol. 332, p. 300, 1993
- [84] **Harding A.K. et Muslinov A.G.**, ApJ, vol. 556, p. 987, 2001 et ApJ, vol. 568, p. 862, 2002
- [85] **Harding A.K.**, Proceedings de High Energy Gamma-Ray Astronomy, p. 115, AIP Conference Proceedings 558, 2001 (astro-ph/0012268)
- [86] **Hartman R.C., et al**, ApJS, The third EGRET catalog of high-energy gamma-rays sources, 1999

BIBLIOGRAPHIE

- [87] **HEGRA col., Aharonian F.A., et al**, A&AL, vol. 327, L5, 1997
- [88] **HEGRA col., Aharonian F.A., et al**, A&A, vol. 342, p. 69, 1999
- [89] **HEGRA col., Aharonian F.A., et al**, A&A, vol. 349, p. 11, 1999
- [90] **HEGRA col., Aharonian F., et al**, ApJ, vol. 539, p. 314, 2000
- [91] **HEGRA col., Aharonian F., et al**, A&A, vol. 370, p. 112, 2001
- [92] **HEGRA col., Aharonian F., et al**, A&AL, vol. 384, L23, 2002
- [93] **HEGRA col., Aharonian F., et al**, A&AL, vol. 393, L37, 2002
- [94] **Heinzelmann G.**, Proceedings à paraître de 18th European Cosmic Ray Symposium, Moscow, 2002 (<http://dbserv.npi.msu.su/~18sym/conference/index.phtml>)
- [95] **Helene O.**, NIM, vol. 212, p. 319, 1983
- [96] **Hillas A.M., et al**, Proceedings de 19th Int. Cosmic Ray Conf. La Jolla, vol. 3, p. 445, 1985 (NASA, Scientific and technical information branch, NASA, Washington D.C.)
- [97] **Hillas A.M., et al**, ApJ, vol. 503, p. 744, 1998
- [98] **Hillas A.M.**, Journal of Physics G (Nuclear Physics), vol. 8, p. 1461, 1982
- [99] **Hofmann W.**, Proceedings de Int. Cosmic Ray Conf. 2001, vol. 7, p. 2785, Copernicus Gesellschaft 2001
- [100] **Horan D., Finley J.P., et al**, Proceedings de Int. Cosmic Ray Conf. 2001, vol. 7, p. 2622, Copernicus Gesellschaft 2001
- [101] **Horan D., et al**, Accepté par ApJ, astro-ph/0202185
- [102] **Horns D., et al**, Proceedings de Int. Cosmic Ray Conf. 2001, vol. 7, p. 6649, Copernicus Gesellschaft 2001
- [103] **Horns D., et al**, Présentation à la conférence High Energy Blazar Astronomy, Juin 2002, Turku, Finlande (à paraître)
- [104] **Horns D., et al**, A paraître dans les proceedings de High Energy Blazar Astronomy, Turku, Finlande, 2002 (astro-ph/0209454)
- [105] **Hoshino M., et al**, ApJ, vol. 390, p. 454, 1992
- [106] **Iacoucci L.**, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau, 1998
- [107] **de Jager O.C. et Stecker F.W.**, ApJ, vol. 566, p. 738, 2002
- [108] **Katarzyński K., Sol H. et Kus A.**, A&A, vol. 367, p.809, 2001
- [109] **Kennel C.F. et Coroniti F.V.**, ApJ, vol. 283, p.694, 1984
- [110] **Kent S.M., et al**, PASP, vol. 101, p. 489, 1989
- [111] **Keohane J.W., et al**, ApJ, vol. 484, p. 350, 1997
- [112] **Kirk J.G. et Mastichiadis A.**, APh, vol.11, p. 45, 1999
- [113] **Konopelko A.K.**, Proceedings de High Energy Gamma-Ray Astronomy, p. 569, AIP Conference Proceedings 558, 2001
- [114] **Krawczynski H., et al**, ApJ, vol. 559, p. 187, 2001
- [115] **Krennrich F., et al**, ApJL, vol. 560, L45, 2001
- [116] **Le Bohec S.**, Thèse de doctorat, Université d'Orsay, 1996
- [117] **Le Bohec S., et al**, NIM, A416, p. 425, 1998
- [118] **Le Bohec S. et Holfer J.**, Accepté par APh, 2002 (astro-ph/0208396)
- [119] **Le Gallou R., et al**, Proceedings de Int. Cosmic Ray Conf. 2001, vol. 7, p. 2609, Copernicus Gesellschaft 2001
- [120] **Lewis D.A.**, ExA, vol. 1, p. 213, 1990
- [121] **Li T. et Ma Y.**, ApJ, vol. 272, p. 317, 1983

BIBLIOGRAPHIE

- [122] **Luo Q. et Protheroe R.J.**, PASA, vol. 15, p. 222, 1998
- [123] **Lyubarsky Y. et Kirk J.G.**, ApJ, vol. 547, p. 437, 2001
- [124] **Longair M.S.**, High Energy Astrophysics, vol. 2, Second Edition, Cambridge University Press, 1994
- [125] **Neugebauer G., et al**, ApJL, vol. 278, L1, 1984
- [126] **Macomb D.J., et al**, ApJL, vol. 449, L99, 1995
- [127] **Malkan M.A., et al**, ApJ, vol. 555, p. 641, 2001
- [128] **Mannheim K.**, Science, vol. 279, p. 684, 1998
- [129] **Marcowith A., et al**, A&A, vol. 323, p. 271, 1997
- [130] **Martinez M.**, Proceedings de 26th ICRC, vol. 5, p. 219, 1999
- [131] **Masterson C., et al**, Proceedings de High Energy Gamma-Ray Astronomy, p. 753, ed. AIP Conference Proceedings 558, 2001
- [132] **Mattox J.R., et al**, ApJ, vol. 461, p. 396, 1996
- [133] **Mohanty G., et al**, ApJ, vol. 9, p. 15, 1998
- [134] **Montanet F., et al**, Nucl.Phys.Proc.Suppl., vol. 87, p. 436, 2000
- [135] **Mori M., et al**, Proceedings de GeV-TeV Gamma Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, 1999, AIP Proc. Conf., vol. 515, p. 485
- [136] **Mori M., et al**, ApJ, vol. 476, p. 841, 1997
- [137] **Mücke A. et Protheroe R.J.**, APh, vol. 15, p. 121, 2001
- [138] **Olbert C.M., et al**, ApJL, vol. 554, L205, 2001
- [139] **Padovani P.**, Présenté à BL Lac Phenomenon, Turku ,Finlande, 1998 (astro-ph/9901130)
- [140] **Pare E., et al**, NIM, p. 490, vol. 71, 2002
- [141] **Paredes J.M., et al**, Science, vol. 288, p. 2340, 2000
- [142] **Parizot E., et al**, Proceedings de Int. Cosmic Ray Conf. 2001, vol. 6, p. 2070, Copernicus Gesellschaft 2001
- [143] **Parizot E.**, SSRv, vol. 99, p. 61, 2001
- [144] **Perlman E.S., et al**, ApJS, vol. 104, p. 251, 1996
- [145] **Perlman E.S.**, Proceedings de Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector VI, 1999, AIP Proc. Conf., vol. 515, p. 53 (astro-ph/9910321)
- [146] **Pian E., et al**, ApJL, vol. 492, L17, 1998
- [147] **Pineault T.L., et al**, A&A, vol. 324, p. 1152, 1997
- [148] **Piron F.**, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 2000
- [149] **Piron F., et al**, A&A, vol. 374, p. 895, 2001
- [150] **Piron F., et al**, Proceedings à paraître de The Universe viewed in gamma-rays – The University of Tokyo Workshop 2002
(<http://icrgate.icrr.u-tokyo.ac.jp/can/Symp2002/Presentations.htm>)
- [151] **Plaga R.**, NA, vol. 7, Issue 6, p. 317, 2002 (astro-ph/0111555)
- [152] **Prosch C., et al**, A&A, vol. 314, p. 275, 1996
- [153] **Punch M.**, Proceedings de Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector III, p. 215, eds Universal Academy Press, Inc. - Tokyo, 1994
- [154] **Punch M., et al**, Nature, vol. 358, p. 477, 1992
- [155] **Ramanamurthy P.V., et al**, ApJL, vol. 447, L109, 1995
- [156] **Rees M.J. et Gun J.E.**, MNRAS, vol. 167, p. 1, 1974
- [157] **Reynolds S.P.**, ApJ, vol. 493, p. 375, 1998

BIBLIOGRAPHIE

- [158] **Expérience ROSAT**, Roentgen Satellite,
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/rosat.html>
- [159] **Expérience RXTE**, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/rxte.html>
- [160] **Ruderman M.A. et Sutherland P.G.**, ApJ, vol. 196, p. 51, 1975
- [161] **Rybicki G.B., et al.**, «Radiative processes in astrophysics», N.Y., Wiley-Interscience, 1979
- [162] **Safi-Harb S., et al.**, ApJ, vol. 439, p. 722, 1995
- [163] **Saken J.M., et al.**, ApJS, vol. 81, p. 715, 1992
- [164] **Salter C.J., et al.**, ApJ, vol. 338, p. 171, 1998
- [165] **Schopper R., et al.**, Proceedings de Int. Cosmic Ray Conf. 2001, vol. 5, p. 2030, Ed. Copernicus Gesellschaft 2001
- [166] **Sikora M., Begelman M.C. et Rees M.J.**, ApJ, vol. 421, p. 153, 1994
- [167] **Slane P., et al.**, ApJ, vol. 485, p. 221, 1997
- [168] **Sreekumar P., et al.**, ApJL, vol. 400, L67, 1992
- [169] **Stecker F.W.**, APh, vol. 11, p. 83, 1999
- [170] **Stecker F.W.**, Proceedings de The Extragalactic Infrared Background and its Cosmological Implications, IAU Symposium, vol. 204, 2000
- [171] **Sturrock P.**, ApJ, vol. 164, p. 529, 1971
- [172] **van der Swaluw E., et al.**, A&A, vol. 380, p. 309, 2001
- [173] **Tanimori T., et al.**, ApJL, vol. 497, L25, 1998
- [174] **Tanimori T., et al.**, ApJL, vol. 492, L33, 1998
- [175] **Tavecchio F., et al.**, ApJ, vol. 509, p. 608, 1998
- [176] **Tavernet J.P. et Renault C.**, Présentation en réunion de collaboration CAT
- [177] **Thompson D.J, et al.**, ApJS, vol. 86, p. 629, 1993
- [178] **Thompson D.J, et al.**, Thèse de doctorat, Paris VII, 2002
- [179] **Thompson D.J, et al.**, ApJS, vol. 101, p. 259, 1995
- [180] **Vacanti G., et al.**, ApJ, vol. 377, p. 467, 1991
- [181] **Vassiliev V.V., et al.**, Proceedings de 26th ICRC, vol. 5, p. 299, 1999
- [182] **Vorobiov S.**, Thèse en préparation pour 2002
- [183] **Expérience XMM-Newton**, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/xmm.html>
- [184] **Weekes T.C.**, Proceedings de High Energy Gamma-Ray Astronomy, p. 15, AIP Conference Proceedings, 2001 (astro-ph/0010431)
- [185] **Weekes T.C., et al.**, IAUC 7903, 2002
- [186] **White R.L. and Chen W.**, ApJL, vol. 387, L81, 1992
- [187] **Yodh G.B.**, SSRv, vol. 75, p. 199, 1996
- [188] **Zhang L. et Cheng K.S.**, ApJ, vol. 487, p. 370, 1997

Table des figures

1.1	Schéma de principe de l'accélération de Fermi I	10
1.2	Courbe de rotation de la galaxie d'Andromède	13
2.1	Evolution de l'énergie maximale des particules accélérées dans une SNR	16
2.2	Flux intégral des rayons cosmiques arrivant sur Terre	17
2.3	Schéma de la géométrie des modèles d'émission de pulsar	19
2.4	Observation du pléïon de la nébuleuse du Crabe par le satellite CHANDRA	20
2.5	Carte du ciel des sursauts gamma détectés par BATSE	21
2.6	Distribution moyenne du spectre en énergie de blazars	23
2.7	Carte du ciel gamma au-dessus de 100 GeV observée par EGRET	25
3.1	Schéma du détecteur GLAST	28
3.2	Schéma de principe des échantillonneurs spatio-temporels	29
3.3	Calendrier des expériences entre les X mous et le TeV	32
3.4	Une vue du détecteur CAT	35
4.1	Description schématique du détecteur	38
4.2	Vue de face de la caméra	39
4.3	Schéma illustrant le fonctionnement des cônes de Winston	40
4.4	Logique de déclenchement de la caméra	41
4.5	Définition des paramètres géométriques d'une gerbe et taux de déclenchement de la caméra.	43
6.1	Images de gerbes dans le plan de la caméra	54
6.2	Exemples de distributions de particules chargées de gerbe de gamma et de proton	55
6.3	Représentation des principaux paramètres de Hillas	56
6.4	Distribution moyenne de σ_W et de σ_L pour des gerbes de γ simulés et pour du fond réel, et dépendance de ces paramètres avec $\ln Q_{TOT}$ pour les γ	57
6.5	Résultat des ajustements de σ_W , σ_L et de α en fonction de $\ln Q_{TOT}$ pour des γ	58
6.6	Performances des coupures ESC en fonction du taux de γ avant coupures et de l'indice du spectre choisi	60
6.7	Exemple de modèles d'image d'un γ de 500 GeV au zénith	62
6.8	Définitions de l'angle de pointé α pour la méthode standard	63
6.9	Optimisation des coupures standards dans le plan $(\alpha^{MAX}, p(\chi^2)^{MIN})$	64
6.10	Comparaison des performances des coupures ESC avec les coupures standards	65
6.11	α -plot de 56.5 h de données sur le Crabe avec les coupures standard et ESC	66
6.12	Isocontours d'optimisation des coupures pour les sources faibles	67

TABLE DES FIGURES

7.1	Perte de signal en fonction de la position de source	70
7.2	Evolution de la perte de sensibilité avec l'angle zénithal	71
7.3	Principe de l'observation en <i>mode décalé</i>	73
7.4	Schéma illustrant l'ambiguïté de l'origine d'une image entre la position ON et la position OFF	74
7.5	Inhomogénéité de la caméra après mi 2000	75
8.1	Définition des erreurs longitudinales et transverses de la position reconstruite	82
8.2	PSF pour un spectre de gamma d'indice 2.7 au zénith	83
8.3	Variation des erreurs longitudinales et transversales en fonction de l'énergie	84
8.4	Exemple de probabilité <i>hadronique</i>	85
8.5	Variation de λ en fonction de l'excès ajusté \widetilde{N}_γ	88
8.6	Distribution du rapport du terme d'ordre trois sur celui d'ordre deux en fonction de N_{TOT}	88
8.7	Extraction de l'excès sur des données <i>OFF</i> par le maximum de vraisemblance	90
8.8	Extraction de γ simulés pour différents rapports signal sur bruit	91
8.9	Choix de l'estimateur de significativité	92
8.10	Distribution de $\sqrt{\lambda}$ pour différentes tailles d'échantillons	93
8.11	Compatibilité des modèles de 1ES 1426+42.8 avec ceux construits avec des <i>OFF</i> de blazars	98
9.1	Surface efficace de collection en hectare pour les coupures standards	108
9.2	Courbe de lumière de Markarian 421 du 23 Mars 2001 extraite par la vrai- semblance	110
10.1	Ajustement de la fonction de résolution en énergie avec les coupures STD	114
10.2	Distribution de E_γ en fonction de Q_{TOT} à <i>Distance</i> fixée et de E_γ en fonction de <i>Distance</i> à Q_{TOT} fixé	116
10.3	Densité de photons Čerenkov au sol pour une gerbe de gamma	117
10.4	Ajustement de la fonction de résolution en énergie avec les coupures ESC	119
11.1	Extraction du spectre du Crabe avec l'estimateur en énergie \widetilde{E}_B et \widetilde{E}_{ESC}	123
11.2	Contours de confiance des paramètres $(\gamma^{pl}, \Phi_0^{pl})$ sur des données du Crabe avec les coupures STD et ESC	124
13.1	Distribution du NSB moyen pour des données de Crabe et de Markarian 421	130
13.2	Distribution du nombre de voies éteintes sur des données du Crabe et de 1ES 1426+42.8	131
13.3	Spectre en énergie du Crabe dans le configuration <i>GAL</i>	133
13.4	Comparaison des contours de confiance des données en <i>mode décalé</i>	134
13.5	Comparaison des contours de confiance des données standards du Crabe et des données en <i>mode décalé</i>	135
15.1	Spectre moyen de Markarian 421 pour l'année 2000–01	144
15.2	Courbe de lumière de Markarian 421 de 2000 à 2001	146
15.3	Spectre de Markarian 421 lors de la nuit du 23 mars 2001	147
15.4	Courbe de lumière et rapport de duresté de Markarian 421 le 23 mars 2001	148
16.1	Spectre de 1ES 1959+65	154
16.2	Courbe de lumière de 1ES 1959+65 en 2002	154

TABLE DES FIGURES

16.3	Courbe de lumière de 1ES 1959+65 par nuit	154
16.4	Rapport de dureté moyen par nuit de 1ES 1959+65	155
17.1	Spectre moyen de 1ES 1426+42.8 en état haut	159
18.1	Spectre en énergie multi-longueurs d'onde de 1ES 0806+52.4	163
19.1	Spectre du fond infrarouge intergalactique	166
19.2	Coefficient d'absorption dû au fond infrarouge intergalactique	166
20.1	Profil de densité du système plérion/SNR	178
20.2	Spectre en énergie du plérion de la nébuleuse du Crabe	181
21.1	Emission de la SNR IC 443	185
21.2	Emission de la SNR CTA 1	186
22.1	Représentation de la fonction $F(x) = x \int_x^{+\infty} K_{5/3}(z) dz$	191
22.2	Distribution spectrale de CTA 1, IC 443 et PSR 1951	194
22.3	Sensibilité (flux intégral en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) des différentes expériences	200
B.1	Comparaison des estimateurs d'énergie issu de la méthode du χ^2 et issu de la méthode ESC	206

TABLE DES FIGURES

Liste des tableaux

2.1	Tableau décrivant la famille de noyaux actifs de galaxies	22
3.1	Liste des échantillonneurs spatio-temporels	29
3.2	Liste des imageurs Čerenkov	30
3.3	Liste des détecteurs de particules chargées	30
3.4	Liste des sources détectées au TeV	31
3.5	Liste des détecteurs Čerenkov atmosphériques en construction	32
6.1	Performances des coupures ESC par bande zénithale	59
6.2	Performances des coupures STD	67
7.1	Variation des performances des coupures STD en fonction de la position de la source	72
7.2	Définitions des coupures standards pour le mode <i>décalé</i>	76
7.3	Résumé des principales caractéristiques des coupures étudiées	76
7.4	Extraction du signal des données du Crabe prises en <i>mode décalé</i>	77
8.1	Estimation des performances du maximum de vraisemblance	94
8.2	Comparaison de l'extraction du signal entre le maximum de vraisemblance et la méthode <i>ON-OFF</i> sur des données du Crabe	95
8.3	Comparaison de l'extraction du signal entre le maximum de vraisemblance et la méthode <i>ON-OFF</i> sur des données de Markarian 421	96
8.4	Extraction du signal de données de Markarian 421 ne contenant pas de signal	96
8.5	Comparaison de l'extraction du signal entre le maximum de vraisemblance et la méthode <i>ON-OFF</i> sur des données de 1ES 1426+42.8	99
8.6	Exemple de recherche de position de source sur des données de Markarian 421	101
13.1	Influence du NSB sur l'extraction du spectre de la nébuleuse du Crabe . . .	130
13.2	Résultat de l'extraction du spectre de la nébuleuse du Crabe avec différentes conditions d'analyse.	132
13.3	Résumé des principales caractéristiques des ajustements des données du Crabe en <i>mode décalé</i>	134
16.1	Résultats de l'extraction spectrale de 1ES 1959+65	152
17.1	Signal détecté par an provenant de 1ES 1426+42.8	158
18.1	Résumé des observations des autres BL Lac	162

LISTE DES TABLEAUX

19.1	Comparaison des spectres de Markarian 421 du 23 mars 2001 et de Markarian 501 du 16 avril 1997	168
19.2	Comparaison des spectres de BL Lac avant absorption par l'IIR	169
21.1	Résumé des principales caractéristiques des SNR observées	184
21.2	Conditions d'observations des SNR	187
21.3	Résultats de la recherche d'un signal dans l'ensemble des SNR	188
21.4	Valeurs supérieures à 3σ du flux intégral au-dessus de 250 GeV sur les SNR	188
22.1	Résultats des ajustements du modèle numérique sur le spectre d'électrons	193
22.2	Résultats des estimations de flux sur les plérions observés	195
B.1	Valeurs des coefficients $\{b_i\}_{i=1,17}$ du nouvel estimateur d'énergie \widetilde{E}_{ESC}	205
C.1	Paramètres de la surface de collection dans la configuration <i>AGN</i>	207
C.2	Paramètres de la surface de collection dans la configuration <i>GAL</i>	208
C.3	Paramètres de la fonction de résolution dans la configuration <i>AGN</i> avec l'estimateur \widetilde{E}_B	208
C.4	Paramètres de la fonction de résolution dans la configuration <i>AGN</i> avec l'estimateur \widetilde{E}_{ESC}	208
C.5	Paramètres de la fonction de résolution dans la configuration <i>GAL</i> avec l'estimateur \widetilde{E}_B	209
C.6	Paramètres de la fonction de résolution dans la configuration <i>GAL</i> avec l'estimateur \widetilde{E}_{ESC}	209
D.1	Coefficients $\{k_i\}_{i=1,12}$ des fonctions définissant la probabilité gamma	212
D.2	Paramètres de la surface de collection dans la configuration <i>AGN</i> de Markarian 421 pour le maximum de vraisemblance	212
E.1	Liste des sources sélectionnées par CAT	213
F.1	Erreurs systématiques sur les paramètres ajustés pour les différentes formes spectrales.	216
F.2	Matrice de covariance des spectres ajustés du Crabe	216
F.3	Matrice de covariance des spectres ajustés du Crabe en <i>mode décalé</i>	216
F.4	Matrice de covariance des spectres ajustés de Markarian 421 en 2001-02	218
F.5	Matrice de covariance des spectres ajustés de 1ES 1959+65 et de 1ES 1426+42.8	219

Remerciements

Je voudrais remercier profondément Pierre Espigat de m'avoir accueilli dans son groupe. Son énorme disponibilité, ses connaissances et sa rigueur m'ont donné les moyens de réaliser ce travail avec passion et enthousiasme, qui caractérisent bien son goût pour la physique. Nos diverses discussions (scientifiques ou non) m'ont enrichi et stimulé, et j'espère sincèrement qu'elles le continueront.

Merci à l'ensemble du groupe gamma du PCC pour leurs conseils et leur soutien, merci à Marie-Geneviève Espigat, Arache Djannati-Ataï, Michael Punch, Santiago Pita, Conor Masterson, Régis Terrier et Claude Théoret. Leur sympathie m'ont fortement touché, ainsi que les très nombreux efforts d'Arache et de Régis.

Merci à Daniel Vignaud de m'avoir accepté au PCC et de m'avoir donné les moyens matériels de réaliser cette thèse dans de bonnes conditions. Je voudrais remercier l'ensemble du PCC pour leur accueil, et tout particulièrement à Simone Lantz, Hélène Le Bihan et Jean-Claude Couillard.

Je remercie mes rapporteurs, Luciano Moscoso et David Smith, qui m'ont éguillé dans la rédaction et qui m'ont éclairé sur de nombreux points. Je vous remercie d'avoir supporté mon style et mes fautes.

Je désire remercier la collaboration CAT pour son accueil, son sérieux et tout simplement pour sa bonne humeur. Mes discussions avec Bernard Degrange, Jean-Paul Tavernet et Monique Rivoal m'ont aidé à comprendre CAT et sa physique, merci de votre aide.

Merci à la collaboration CELESTE d'avoir accepté que je leur « vole » quelques héliostats pour les observations que j'ai réalisées. Merci à Philippe Goret et à Pete Palfrey de m'avoir donné l'occasion d'utiliser ASGAT pour les tests de rejection de muons.

Merci à Yves Gallant et à Conor de leur aide sur notre travail sur les plérions. Leurs connaissances, leurs conseils et leur grand enthousiasme m'ont fortement stimulé et m'ont convaincu de l'intérêt des sources galactiques.

Merci à la collaboration HESS et au service mécanique du PCC de m'avoir donné l'occasion de participer au banc de test.

Et merci à mes parents de m'avoir poussé vers la science, d'avoir supporté mes trop nombreux caprices et de leur amour. Merci beaucoup à Cécile et Pascal et à Suzanne pour leur soutien permanent.

Merci à tous mes amies et amis car je n'ai pas été très disponible ces derniers temps, à quite de revanche! Merci à Maudi et Ced, Caro et Nab, Sergio, Oliv', Babou et Anne, Butz et Franz, Sophie, Bruno, JP, Cédric et Julie, Tofa, Milou, Stellio, Ludo, Myriam et Fred, Jérôme, Yéyé, Marc et Flo, Sev' et Nico, ...

Titre

Recherche de sources gamma par une méthode de Maximum de Vraisemblance : Application aux AGN et aux sources galactiques suivis par le télescope CAT

Résumé

L'actuelle génération de détecteurs de rayons γ au TeV a permis d'étudier les sources les plus brillantes (Noyaux Actifs de Galaxies et restes de supernovae). Afin de détecter des objets moins lumineux, nous proposons des techniques d'observation et d'analyse améliorant la sensibilité des détecteurs que nous avons appliqués sur le détecteur CAT (*Cerenkov Array at Themis*). Le développement d'un maximum de vraisemblance a permis de doubler notre sensibilité sur la nébuleuse du Crabe près du transit. Cet outil permet désormais de rechercher des sources de position inconnue sans perte de sensibilité (aux effets instrumentaux près) et de tester des hypothèses sur la forme des extensions spatiales des émissions.

Grâce à ces techniques, nous avons détecté de faibles et rapides variations de flux de Mkn 421, découvert deux nouveaux blazars 1ES 1959+65 et 1ES 1426+42.8 qui est de faible luminosité et nous avons identifié deux blazars susceptibles d'émettre au TeV. La comparaison des spectres en énergie des blazars de même redshift (Mkn 421 et Mkn 501) permet de nous affranchir de l'absorption des γ par l'infrarouge intergalactique(IIR) : Mkn 421 semble posséder un spectre avant absorption distinct d'une loi de puissance sur au moins une nuit. La dérivation d'informations plus précises sur les blazars dépendra des futures connaissances sur l'IIR et des observations simultanées multi-longueurs d'onde.

Ayant observé des restes de supernovae contenant des plérions (IC 443, CTA 1 et CTB 80), nous avons recherché en vain une émission provenant des plérions et de l'interaction de ces restes avec des nuages moléculaires grâce au maximum de vraisemblance. Les valeurs supérieures extraites sur les plérions ont été comparées avec des modèles d'émission électromagnétique d'un spectre d'électrons accélérés. Ces comparaisons nous ont amenées à nous interroger sur les hypothèses faites dans ces modèles et sur la pertinence des plérions choisis.

Title

Search for gamma sources with a Maximum Likelihood method : Application to AGN and to galactic sources followed by the CAT telescope

Abstract

The present generation of γ -rays detector has allowed the study of the brightest sources (Active Galactic Nuclei and supernova remnants). In order to detect fainter objects, we propose observational and analysis techniques to improve the detectors' sensitivity, which we applied to the CAT detector (*Cerenkov Array at Themis*). The development of a Maximum Likelihood method allowed to our sensitivity on the Crab nebula close to transit to be doubled. This tool will allow the search for sources of unknown position without lost of sensitivity (neglecting instrumental effects) and to test hypotheses on spatial extension of emission.

Thanks to these techniques, we detected faint and rapid flux variations of Mkn 421, discovered two new blazars 1ES 1959+65 and the low-luminosity source 1ES 1426+42.8 and we identified two blazars as TeV candidates. For blazars with the same redshift, the effect of intergalactic infrared (IIR) absorption is the same, so the energy spectrum comparison can tell us the differences in the source emission : Mkn 421 seems to have a one-night unabsorbed spectrum distinct from a power law. Extraction of more precise information on blazars will depend on our future knowledge of IIR and on simultaneous multiwavelength observations.

We observed supernova remnants containing plerions (IC 443, CTA 1 and CTB 80), where emission from plerions and from interaction of these remnants with molecular clouds is expected. However, even with the Maximum Likelihood method no emission was seen. The derived upper limits on plerions have been compared to models of electromagnetic emission from accelerated electrons. These comparisons lead us to wonder about hypotheses made in these models and about the relevance of the plerions chosen.

Discipline : Astronomie gamma de très haute énergie (very high-energy γ -ray astronomy)

Mots-clés : Astronomie gamma ; Estimation, Théorie de l' (statistique) ; Noyaux actifs de galaxies ; Restes de supernovae ; Objets BL Lacertae ; Lacertides ; Pulsars ; Nébuleuse du Crabe

Keywords : Gamma-ray astronomy ; Estimation theory ; Active galactic nuclei ; Supernova remnants ; BL Lacertidae objects ; Lacertidae ; Pulsars ; Crab nebula

Laboratoire d'accueil :

laboratoire de Physique Corpusculaire et de Cosmologie - Collège de France, Paris