



**HAL**  
open science

# Observations de la nébuleuse du Crabe de 1996 à 2002 avec le télescope à effet Tcherenkov atmosphérique CAT et mise en oeuvre d'une nouvelle méthode d'analyse des gerbes atmosphériques

Sergeï Vorobiov

## ► To cite this version:

Sergeï Vorobiov. Observations de la nébuleuse du Crabe de 1996 à 2002 avec le télescope à effet Tcherenkov atmosphérique CAT et mise en oeuvre d'une nouvelle méthode d'analyse des gerbes atmosphériques. *Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]*. Ecole Polytechnique X, 2004. Français. NNT: . tel-00006185

**HAL Id: tel-00006185**

**<https://pastel.hal.science/tel-00006185>**

Submitted on 2 Jun 2004

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

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



THÈSE  
présentée  
pour obtenir

**LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE**

PAR  
**Sergueï Vorobiov**

*(LLR École Polytechnique)*

**Observations de la nébuleuse du Crabe de 1996 à 2002  
avec le télescope à effet Tcherenkov atmosphérique CAT  
et mise en œuvre d'une nouvelle méthode d'analyse  
des gerbes atmosphériques**

Soutenue le 12 janvier 2004 devant la Commission d'Examen composée de :

MM. M. Baubillier  
B. Degrange (directeur de thèse)  
P. Fleury  
I. Grenier  
L. Moscoso (rapporteur)  
D. Smith (rapporteur)



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Astronomie <math>\gamma</math> des très hautes énergies</b>	<b>5</b>
<b>2 La Nébuleuse du Crabe</b>	<b>9</b>
2.1 Modélisation de l'émission de la nébuleuse du Crabe . . . . .	18
2.1.1 Données observationnelles . . . . .	18
2.1.2 Modélisation du spectre d'électrons relativistes . . . . .	19
2.1.3 Modélisation de l'émission synchrotron . . . . .	21
2.1.4 Modélisation de l'émission Compton inverse . . . . .	23
2.1.5 Résultats . . . . .	25
<b>3 CAT : le télescope et la méthode standard d'analyse</b>	<b>33</b>
3.1 Présentation du détecteur . . . . .	33
3.2 La chaîne de détection . . . . .	34
3.2.1 Réflecteur optique et structure mécanique . . . . .	34
3.2.2 La caméra . . . . .	35
3.2.3 L'électronique d'acquisition . . . . .	36
3.2.4 Le déroulement des observations . . . . .	38
3.3 Contrôle de la qualité des prises de données . . . . .	40
3.3.1 Contrôle de la qualité des lots de données . . . . .	40
3.3.2 La variation de la réponse du détecteur pour les configurations d'ac- quisition différentes . . . . .	43
3.3.3 Suivi de l'évolution de la réponse du détecteur CAT avec les anneaux de muons . . . . .	46
3.4 Simulation de la réponse aux $\gamma$ du détecteur . . . . .	51
3.4.1 Simulation des gerbes atmosphériques . . . . .	52
3.4.2 Simulation du détecteur . . . . .	60
3.5 La méthode standard d'analyse de CAT . . . . .	62
3.5.1 Principes d'analyse d'une image Tcherenkov et performances d'une méthode de sélection d'événements sur un exemple de la méthode des moments . . . . .	63
3.5.2 La méthode du $\chi^2$ . . . . .	66
<b>4 Sources d'incertitudes dans l'analyse</b>	<b>73</b>
4.1 L'effet du champ magnétique terrestre sur les images des gerbes atmosphériques . . . . .	73

4.1.1	Le champ géomagnétique du site de Thémis . . . . .	73
4.1.2	Les asymétries induites dans les gerbes et leurs images par le champ géomagnétique . . . . .	76
4.1.3	Correction magnétique pour la reconstruction de l'énergie . . . . .	78
4.1.4	Correction magnétique pour la reconstruction de la direction . . . . .	80
4.1.5	Évaluation détaillée de l'effet géomagnétique . . . . .	81
4.1.6	Procédure de correction de l'effet du champ et conclusion . . . . .	86
4.2	Effet de la profondeur de première interaction de $\gamma$ sur les images des gerbes atmosphériques . . . . .	88
4.3	Limitation du champ de vue des petits pixels et le rôle des PM de garde . . . . .	93
<b>5</b>	<b>Une nouvelle méthode d'analyse</b>	<b>99</b>
5.1	Pré-ajustement . . . . .	100
5.2	Choix des valeurs fixes de paramètres décrivant un abaque Monte-Carlo . . . . .	106
5.3	Étapes de la production d'abaques Monte-Carlo . . . . .	107
5.4	Paramétrisation de la distribution de charge dans les images de gerbes engendrées par les rayons $\gamma$ . . . . .	109
5.5	Résolution en énergie d'un télescope à effet Tcherenkov et son rapport avec la profondeur de la première interaction de rayon $\gamma$ . . . . .	114
<b>6</b>	<b>Mesure du spectre de la nébuleuse du Crabe</b>	<b>121</b>
6.1	Bilan de données prises par le télescope CAT sur la nébuleuse du Crabe . . . . .	121
6.2	Paramétrisation des acceptances aux $\gamma$ du télescope . . . . .	123
6.3	Procédure d'extraction des spectres . . . . .	124
6.4	Présentation des spectres obtenus . . . . .	127
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>133</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>135</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>141</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>142</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>145</b>

# Introduction

L'objectif de l'astronomie  $\gamma$  est d'explorer le rayonnement électromagnétique dans le domaine des plus hautes énergies qui est lié aux phénomènes les plus violents de l'Univers. Les premiers résultats dans ce domaine ont été obtenus dans les années 1970 - 1980 par les détecteurs embarqués en satellite (SAS-2 et COS-B), qui ont établi la carte de l'émission  $\gamma$  de notre Galaxie, caractérisée par un fond diffus d'où émergeaient une vingtaine de sources ponctuelles dont quelques-unes ont pu être identifiées. Ces dernières étaient représentées surtout par des pulsars, résidus d'anciennes explosions stellaires. Dans les années 1990, le satellite américain COMPTON GRO a considérablement étendu le catalogue des sources  $\gamma$  dans le domaine d'énergies au-delà de 100 MeV, au nombre d'environ 300 (dont environ 60% non-identifiées), en mettant en évidence quelques dizaines d'objets extragalactiques, des noyaux actifs de galaxies ayant au centre un trou noir de quelques centaines de millions de masses solaires qui accrète la matière environnante.

Les observations menées à partir des satellites sont cependant restreintes par la taille et le poids de l'appareillage embarqué. Les surfaces de détection étant limitées à quelques  $\text{m}^2$  et les flux de rayons  $\gamma$  décroissant rapidement avec l'énergie, ces expériences peuvent difficilement aller au-delà de la centaine de GeV. En revanche, une toute autre méthode devient possible à ces énergies à l'aide des détecteurs au sol. Les rayons  $\gamma$  sont enregistrés dans ce cas d'une façon indirecte, via la lumière Tcherenkov des cascades de particules chargées (gerbes atmosphériques) qu'ils ont engendrées dans la haute atmosphère. Le signal lumineux Tcherenkov est réparti de façon assez uniforme sur une surface de quelques hectares et restreint à une fenêtre en temps très étroite : quelques ns. Différentes stratégies permettent d'exploiter ce signal en tirant parti soit de sa distribution angulaire, soit de sa répartition au sol et des temps d'arrivée des photons Tcherenkov, afin de reconstituer l'énergie et la direction du rayon  $\gamma$  qui est à l'origine de la gerbe atmosphérique.

Le télescope CAT, qui fonctionne depuis Octobre 1996 sur le site de l'ancienne centrale solaire d'Électricité de France "Thémis" dans les Pyrénées Orientales, utilise la première de ces stratégies. Il dispose d'un réflecteur optique de surface efficace  $16 \text{ m}^2$  qui focalise la lumière Tcherenkov des gerbes sur une caméra comprenant 546 petits photomultiplicateurs (de  $0.12^\circ$  de diamètre angulaire). La granularité fine de la caméra de CAT et son électronique rapide (temps d'intégration du signal de 12 ns) ont permis de diminuer la contribution du fond du ciel dans un pixel et par conséquent, d'atteindre un seuil en énergie assez bas ( $\simeq 250 \text{ GeV}$  au zénith) tout en gardant une taille modérée du miroir.

Les premières propositions d'utiliser la lumière Tcherenkov pour l'astronomie  $\gamma$  datent

des années 1960, mais leur réalisation a été retardée considérablement par la difficulté de s'affranchir des gerbes produites par les rayons cosmiques chargés, qui constituent un fond  $10^3$  à  $10^4$  plus important que les  $\gamma$ . Ce n'est qu'à la fin des années 1980 que le premier résultat significatif a été obtenu, par la détection à  $9 \sigma$  du signal  $\gamma$  en provenance de la nébuleuse du Crabe dans les données accumulées à l'observatoire Whipple en Arizona pendant 3 ans. La sensibilité des télescopes à effet Tcherenkov a été améliorée au cours des années suivantes. Ainsi, en examinant la forme et l'orientation des images des gerbes dans le plan focal de CAT, on arrive à réduire le fond hadronique d'un facteur proche de 180; on aboutit ainsi à une détection de la nébuleuse du Crabe à  $4.5 \sigma$  en une heure d'observation au transit.

Cette nébuleuse est un objet astronomique remarquable et unique, le reste de l'explosion de la supernova de l'an 1054; elle mérite son nom de "chandelle standard" de l'astronomie  $\gamma$  au sol, grâce à son émission intense et stable au cours du temps. Son rayonnement  $\gamma$  observé dans le domaine du TeV s'explique dans le cadre du modèle où les photons synchrotron, émis par les électrons relativistes dans le champ magnétique à l'intérieur de la nébuleuse, sont propulsés par ces mêmes électrons à très haute énergie par un mécanisme de diffusion Compton inverse. Les mesures effectuées depuis le sol peuvent contraindre les paramètres de ce modèle. Les comparaisons des spectres reconstruits de la nébuleuse, obtenus par différentes expériences, sont nécessaires pour tester et améliorer l'analyse. Une telle comparaison montre un léger désaccord entre l'indice spectral de la nébuleuse du Crabe mesuré par CAT, et par deux autres détecteurs au sol de performance semblable, Whipple et HEGRA. Par ailleurs, le flux de  $\gamma$  détecté par CAT en provenance de la nébuleuse est légèrement inférieur aux mesures de ces deux expériences. Ce désaccord signe la présence de biais résiduels dans les techniques Tcherenkov, et nous a motivé pour entreprendre une étude "systématique des biais".

En l'absence de faisceau-test de  $\gamma$  de très haute énergie disponible, les simulations de gerbes de  $\gamma$  ont une importance considérable pour la calibration des détecteurs Tcherenkov au sol. Les améliorations apportées dans les programmes de simulations de gerbes électromagnétiques lors de ces dernières années et l'accord obtenu récemment entre ces programmes, en font un outil puissant d'investigation des différents aspects concernant le développement des gerbes dans l'atmosphère et leur rayonnement Tcherenkov. L'étude des biais éventuels dans l'analyse standard de CAT, présentée dans cette thèse, nous a amené à mettre au point une nouvelle méthode d'analyse, dans laquelle les images-type de gerbes de  $\gamma$  sont produites directement à partir des simulations. Cet étude a également permis d'évaluer avec précision certains effets qui n'étaient pas pris en compte auparavant, par exemple, l'effet du champ magnétique terrestre qui déforme les images des gerbes atmosphériques ou l'effet sur ces images de la profondeur de première interaction des rayons  $\gamma$ .

On commencera par un panorama général de l'astronomie  $\gamma$  de haute et très haute énergie. Le chapitre suivant sera dédié à la nébuleuse du Crabe. On décrira ensuite le télescope CAT et sa méthode standard d'analyse, ainsi que les résultats de nos études de sensibilité du télescope à partir des images en forme d'anneaux produites par les muons des gerbes hadroniques en incidence directe avec le miroir de CAT. Le quatrième chapitre

sera consacré aux différentes sources d'incertitude dans l'analyse. On décrira ensuite la nouvelle méthode d'analyse. Dans le chapitre final, on présentera les résultats obtenus avec cette méthode en l'appliquant aux données prises par le télescope CAT sur la nébuleuse du Crabe dans les années 1996 - 2002.



# Chapitre 1

## Astronomie $\gamma$ des très hautes énergies

L'astronomie des rayons  $\gamma$  couvre un large intervalle d'énergies allant de quelques 100 keV jusqu'aux énergies maximales de  $\gamma$  détectés actuellement, de quelques dizaines de TeV. Les enjeux physiques de ce vaste domaine de l'astronomie sont considérables ; les phénomènes les plus violents de l'Univers, de nature fortement non-thermique, constituent son objet de recherche : ondes de choc de supernovæ, environnements d'une étoile à neutrons, d'un trou noir stellaire ou d'un trou noir supermassif résidant au cœur d'un noyau actif de galaxie. Comme messagers neutres et stables, les rayons  $\gamma$  peuvent aussi aider à résoudre le vieux problème de l'origine des rayons cosmiques dont le spectre s'étend jusqu'aux énergies énormes de l'ordre de  $10^{20}$  eV. Dans ses efforts de compréhension de tous ces phénomènes, l'astronomie  $\gamma$  va être accompagnée dans les années à venir par l'astronomie des neutrinos et l'astronomie des ondes gravitationnelles.

Les **techniques de détection** dans l'astronomie  $\gamma$  varient selon la gamme d'énergie. Jusqu'à quelques dizaines de GeV, les  $\gamma$  sont enregistrés à l'aide des expériences **en satellite**. Dans ces expériences, on distingue un domaine d'énergies plus basses, jusqu'à quelques dizaines de MeV, où la détection est basée sur l'effet photo-électrique ou l'effet Compton, et un domaine d'énergies plus élevées, où les  $\gamma$  sont convertis en paires  $e^+e^-$ . La direction d'un  $\gamma$  est reconstruite dans ce dernier type de détecteurs (voir la figure 1.1) à l'aide d'une chambre à traces, et son énergie est estimée dans un calorimètre absorbant l'énergie de la cascade électromagnétique résultante.

Au-delà de quelques dizaines de GeV, en raison de la rapide décroissance des flux de  $\gamma$  avec l'énergie, on utilise des expériences **au sol** offrant de très grandes surfaces effectives de détection. L'origine et l'énergie du rayon  $\gamma$  sont reconstruites dans ce cas d'une façon indirecte, à partir de la gerbe de particules qu'il a produite dans l'atmosphère. Selon une convention acceptée par la communauté scientifique, on dénote généralement ces deux grandes parties de l'astronomie  $\gamma$  utilisant les techniques de détection différentes, par les appellations de **haute** énergie (expériences en satellite) et de **très haute** énergie (détection depuis le sol).

Dans le vaste domaine d'énergie couvert par l'astronomie  $\gamma$ , les **processus physiques à l'œuvre** connus sont d'origine *nucléaire* ou *électromagnétique*.

À basse énergie de  $\gamma$  (en-dessous de quelques MeV), se situent plusieurs raies nucléaires

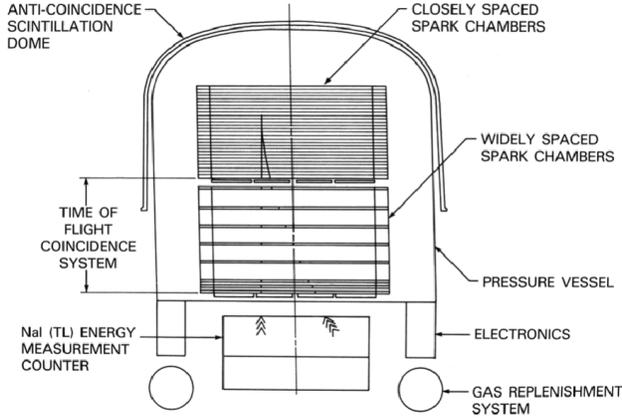


FIG. 1.1: *L'expérience EGRET au bord de l'observatoire spatial COMPTON Gamma-Ray Observatory. On note sur ce schéma les principaux éléments d'un détecteur de l'astronomie  $\gamma$  de haute énergie dans l'espace : chambre à étincelles qui sert à mesurer la direction des paires  $e^+e^-$  ; dispositif de mesure de temps de vol pour connaître le sens de parcours des particules ; un calorimètre pour absorber l'énergie de la cascade électromagnétique ; un veto "anti-cosmique" (ici un scintillateur en forme de dôme couvrant l'ensemble du détecteur).*

(la raie d'annihilation  $e^+e^-$  à 511 keV, les raies signalant la présence des produits de la nucléosynthèse résultant des explosions des supernovæ, les raies d'excitation dues aux interactions des rayons cosmiques dans le milieu interstellaire). Un autre processus important qui conduit à l'émission  $\gamma$  est la naissance des pions neutres  $\pi^0$  dans les collisions des rayons cosmiques avec la matière interstellaire. La désintégration consecutive  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  donne un spectre continu dont le maximum est à 70 MeV, la moitié de la masse du  $\pi^0$ .

Aux énergies plus grandes, les spectres sont continus. L'émission de  $\gamma$  est souvent d'origine électromagnétique, en liaison avec d'autres régions spectrales. Deux processus observés dans plusieurs objets astrophysiques de nature différente sont responsables du rayonnement  $\gamma$  de haute et très haute énergie : **l'émission synchrotron** et **l'effet Compton inverse**. Le rayonnement synchrotron est émis par les électrons relativistes se propageant dans le champ magnétique. Si le spectre des électrons suit une loi de puissance, le spectre du rayonnement synchrotron suit aussi une loi de puissance. Ce dernier spectre peut s'étendre des ondes radio jusqu'aux rayons  $\gamma$  mous, comme dans le cas de la nébuleuse du Crabe. Ces photons peuvent être propulsés ensuite par l'intermédiaire de la diffusion Compton inverse jusqu'aux très hautes énergies (voir la figure 1.2).

Les premiers rayons  $\gamma$  primaires ont été enregistrés en 1961 par le satellite Explorer XI. Une autre date à retenir dans l'histoire de l'astronomie  $\gamma$  est l'année 1967, lorsque les premiers sursauts  $\gamma$  ont été détectés<sup>1</sup>. Néanmoins, les premiers résultats significatifs ont été obtenus en 1972-1973, par le satellite américain SAS-2, qui était opérationnel pendant sept mois et a enregistré au total environ 8000  $\gamma$ . SAS-2 a fourni la première information détaillée sur le ciel  $\gamma$ . La mission a détecté quelques sources ponctuelles galactiques, y compris les pulsars Crabe et Vela, et le rayonnement  $\gamma$  diffus extragalactique de haute ( $> 35$  MeV) énergie. Pour cette raison, l'année 1972 est considérée comme la date de naissance de l'astronomie  $\gamma$  de haute énergie. Le relais a été pris en 1975 par le satellite européen COS-B, qui était opérationnel pendant 6 ans et demi. COS-B a fourni la première carte détaillée du ciel  $\gamma$  et a enregistré 25 sources ponctuelles dont une extragalactique, le quasar 3C 273. La plupart de sources n'ont pas été identifiées et une partie de ces sources a

<sup>1</sup>La découverte a été faite à l'aide de détecteurs des  $\gamma$  mous (dans l'intervalle 200 keV - 2 MeV) installés au bord des satellites américains Vela, dédiés au contrôle du traité international de cessation des explosions nucléaires dans l'atmosphère et au sol.

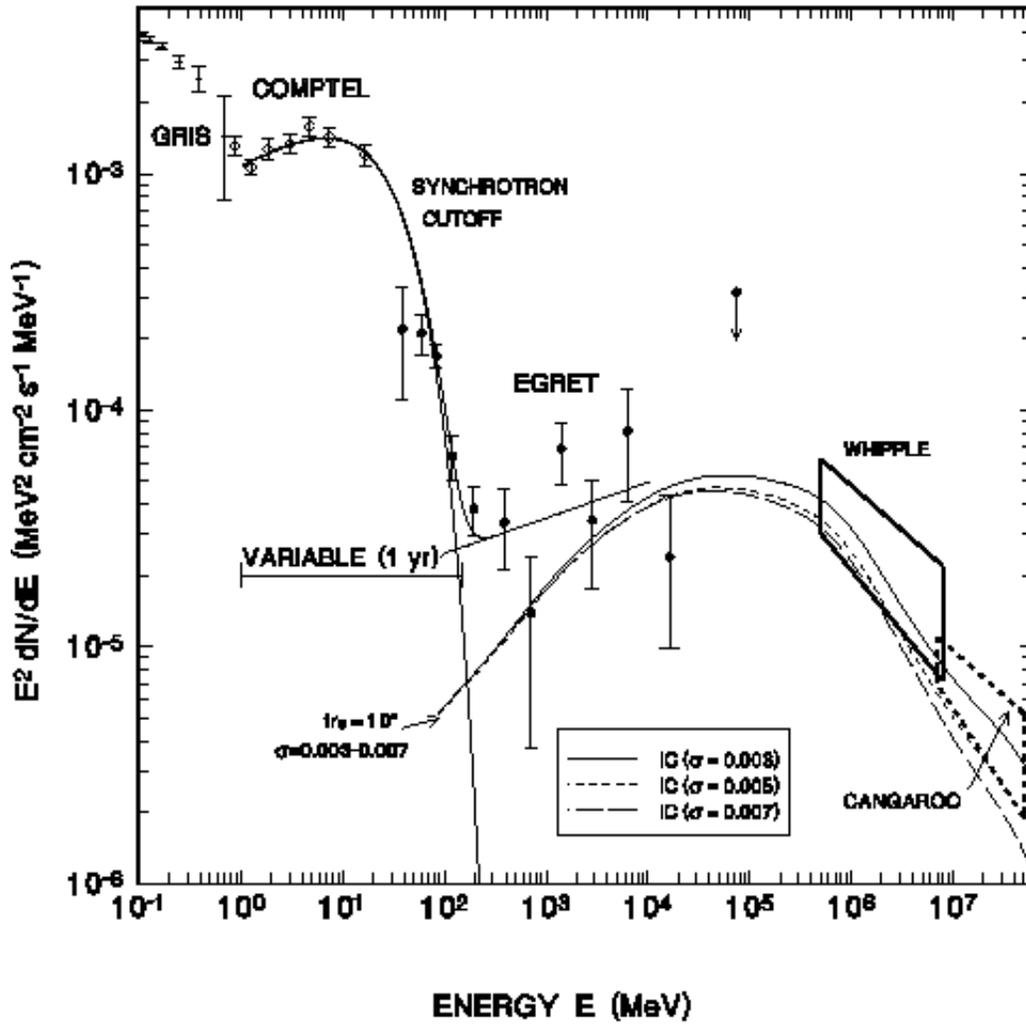


FIG. 1.2: Le spectre de la nébuleuse du Crabe dans le domaine des rayons  $\gamma$ . Les mesures à haute énergie ont été obtenues par le détecteur en ballon GRIS, et deux détecteurs à bord de l'observatoire spatial Compton GRO, COMPTEL et EGRET. À très haute énergie, les boîtes d'erreur sont indiquées pour les imageurs au sol Whipple et CANGAROO. Les données de COMPTEL reflètent l'énergie maximale des photons synchrotron. Les résultats de modélisation de l'émission Compton inverse à très haute énergie sont présentés aussi. Cette figure est tirée de la référence [30].

été interprétée plus tard comme une émission des nuages du gaz moléculaire. Les données de COS-B ont permis également de mesurer avec précision les spectres des pulsars Crabe, Vela et Geminga.

L'absence de nouveaux projets spatiaux dans l'astronomie  $\gamma$  de haute énergie dans les années 80 a été compensée par la première détection significative, à  $5.6 \sigma$ , du signal  $\gamma$  en provenance de la nébuleuse du Crabe, par le groupe de l'Observatoire Whipple en Arizona [19].



# Chapitre 2

## La Nébuleuse du Crabe

La Nébuleuse du Crabe est un objet astronomique remarquable, dont le spectre d'émission électromagnétique s'étend sur 20 ordres de grandeur en énergie, depuis les ondes radio jusqu'aux rayons gamma de plus de 10 TeV. Elle correspond aux restes d'une explosion de supernova qui eut lieu en 1054 et fut enregistrée par les chroniques chinoise et japonaise de l'époque. "L'étoile-invité" resta visible pendant 23 jours sur le ciel diurne et 2 ans environ sur le ciel nocturne [104].

La Nébuleuse a été découverte en 1731 par John Bevis, un médecin et astronome amateur anglais [104]. En 1758, elle a été redécouverte indépendamment par Charles Messier qui l'a classée première dans son fameux catalogue des nébuleuses. Vers 1848 la Nébuleuse a été baptisée par Lord Rosse, dont l'un des dessins de cet objet (reproduit dans la référence [94]) ressemble en effet à une pince de crabe.

Le développement des outils astronomiques à la fin du XIX-ème (la première photographie de la Nébuleuse fut obtenue en 1892) et surtout au début du XX-ème siècle favorisa les études plus détaillées de la Nébuleuse du Crabe. Les premières investigations spectrales par Slipher dans les années 1913-1916 ont révélé l'existence de la forte émission continue sur laquelle se superposent les raies d'émission dédoublées. La comparaison des photographies de la Nébuleuse prises à intervalle de quelques années au début des années 1920 a permis à Duncan et Lampland de découvrir des changements de la structure de la Nébuleuse (voir figure 2.1). Duncan a estimé la vitesse d'expansion des filaments optiques (découverts par Lord Rosse) à 0.134" par an. Les études de Lampland s'étaient centrées plutôt sur la "masse amorphe" dans la partie centrale de la Nébuleuse. La publication de la liste des novae observées par les Chinois médiévaux a permis d'associer la Nébuleuse du Crabe avec l'événement de l'an 1054 (Lundmark (1921), Hubble (1928)).

Les études spectrales plus détaillées du Crabe effectuées à la fin des années 1930 par Mayall ont confirmé la présence dans le spectre de raies optiques typiques des coquilles de novae. En utilisant le réflecteur de 2.5 m de diamètre du Mont Wilson et des filtres différents, Baade a pu démontrer en début des années 1940 que l'émission des raies est associée aux filaments. Le dédoublement de ces raies optiques dû à l'effet Doppler (décalage vers le rouge ou le bleu des spectres des filaments s'éloignant ou s'approchant de

l'observateur) a permis, la vitesse d'expansion des filaments étant connue, de mesurer la distance à la Nébuleuse qui vaut environ 1.7 kpc. À partir de cette distance et de la courbe de lumière reconstruite à l'aide des observations médiévales des Chinois et Japonais, on s'est aperçu que la luminosité du phénomène de l'an 1054 dépassait largement celle des novae typiques, ce qui a conduit à la notion de "supernova"<sup>1</sup>. La Nébuleuse du Crabe est donc le premier reste de supernova connu. Il est devenu également possible d'évaluer la vitesse de déplacement de certains détails brillants de la Nébuleuse découverts par Lampland proche de 0.1 c - une valeur énorme qui n'a pas pu être expliquée à l'époque. En se fondant sur le caractère atypique du spectre continu de l'étoile de magnitude 16 au centre de la Nébuleuse, Baade et Minkowski ont suggéré en 1942 qu'elle pourrait en être l'origine. Ce n'est que 27 ans plus tard que leur hypothèse a été confirmée par l'identification de cette étoile avec le pulsar PSR 0531+21.

Les progrès faits dans le domaine des radars pendant la seconde guerre mondiale fournissent aux astronomes un nouvel outil d'investigation : le radiotélescope. La Nébuleuse du Crabe devient (en 1949) l'un des premiers objets émettant en radio découverts hors du Système Solaire et la première radiosource galactique identifiée. Le flux mesuré en radio était beaucoup plus grand que l'émission optique et ne pouvait pas être expliqué par l'émission thermique du gaz ionisé de la Nébuleuse. L'explication a été proposée en 1953 par Shklovsky qui suggère la présence d'électrons relativistes dans la Nébuleuse : leur rayonnement synchrotron dans un champ magnétique ambiant serait responsable du spectre continu observé, de la radio au domaine optique. L'année suivante, l'observation de la polarisation linéaire de l'émission optique, attendue dans un tel processus, confirme cette hypothèse<sup>2</sup>. Un autre argument fort en faveur de l'origine synchrotron de l'émission continue est la forme observée du spectre qui dans des bandes en énergie assez larges suit une loi de puissance (voir figure 2.2). Le spectre des photons se déduit du spectre en loi de puissance des électrons qui le produisent, par une relation simple entre les indices spectraux des photons ( $\alpha$ ) et des électrons ( $\gamma$ ) :

$$\alpha = (\gamma - 1)/2. \quad (2.1)$$

La forme et l'intensité du spectre observé, ainsi que l'argument d'équipartition entre l'énergie cinétique des particules et l'énergie magnétique permettent de conclure que la valeur moyenne du champ dans la Nébuleuse est d'environ 0.3 mG.

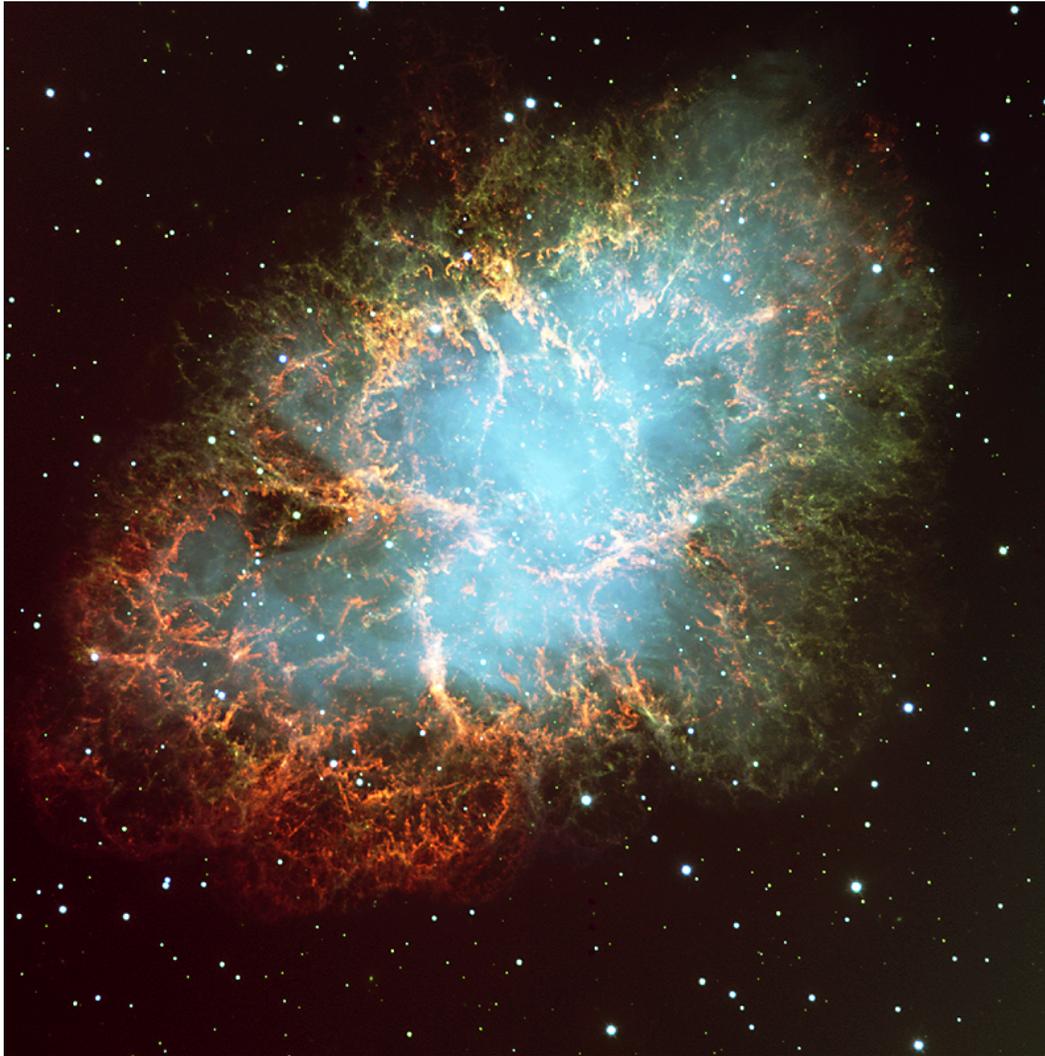
Le temps de vie d'un électron relativiste défini par ses pertes au rayonnement synchrotron (voir, par exemple, [3]) est :

$$t_{syn} \approx 2.8 \times 10^8 \left( \frac{B}{3 \times 10^{-4} G} \right)^{-2} \gamma^{-1} \text{ ans}, \quad (2.2)$$

---

<sup>1</sup>En 1919, Lundmark a suggéré que dans les galaxies, outre les "novae ordinaires" dont les apparitions sont très fréquentes (quelques dizaines par an dans la Voie Lactée), des explosions stellaires beaucoup plus rares mais beaucoup plus puissantes se produisent dans lesquelles la luminosité atteinte au maximum est  $10^5 - 10^6$  fois plus grande. En 1934, Baade et Zwicky proposent pour un tel phénomène le terme "supernova" [94].

<sup>2</sup>Plus tard, la polarisation de l'émission du Crabe a été découverte dans les domaines des ondes radio (en 1957) et des rayons X (en 1972).



The Crab Nebula in Taurus (VLT KUEYEN + FORS2)

ESO PR Photo 40f/99 (17 November 1999)

© European Southern Observatory



FIG. 2.1: *L'image de la Nébuleuse du Crabe obtenue par le télescope VLT. Elle est composée de trois images différentes prises avec les filtres rouge, vert et bleu, couvrant chacune  $6.8' \times 6.8'$  de la voûte céleste. Les filaments représentant les vestiges de l'étoile explosée révèlent la structure du champ magnétique dans la Nébuleuse, tandis que l'émission synchrotron de la partie centrale montre clairement la symétrie axiale de la rotation du pulsar qui en est la source et qui est aussi visible sur cette image magnifique.*

où  $\gamma$  est le facteur de Lorentz de l'électron, alors que la fréquence caractéristique d'émission synchrotron est de l'ordre de  $\nu_{syn} \sim \nu_B \times \gamma^2$ , où  $\nu_B = eB \sin \psi / 2\pi mc$  est la fréquence cyclotron d'un électron et  $\psi$  est l'angle entre son impulsion et le champ. Pour une distribution isotrope en  $\psi$ ,

$$\nu_{syn} \sim 7 \times 10^2 \gamma^2 \left( \frac{B}{3 \times 10^{-4} G} \right) Hz. \quad (2.3)$$

Cela signifie que le temps de vie des électrons responsables de l'émission de photons de fréquence  $\nu \geq 1 \times 10^{13} Hz$  (première cassure dans le spectre de la Nébuleuse dans l'infrarouge proche (voir figure 2.2)) est supérieur à l'âge du Crabe et qu'il doit y avoir un mécanisme d'injection de ces électrons pour assurer la stabilité observée de l'émission de la Nébuleuse.

Les recherches menées dans les années 1960 apportent de nouveaux résultats remarquables concernant la Nébuleuse. En avril 1963, le groupe de physiciens du NRL [15] aboutit à une détection dans l'intervalle des longueurs d'onde de 1.5 à 8 Å de l'émission X en provenance du Crabe au moyen de compteurs proportionnels montés à bord d'une fusée "Aerobee". La résolution angulaire de l'astronomie aux rayons X à l'époque était trop basse pour localiser suffisamment bien la taille de la région de l'émission. Pourtant, le fait que la position dans le ciel de la Nébuleuse du Crabe est proche de l'écliptique, a permis d'utiliser l'occultation du Crabe par la Lune pour mesurer la distribution angulaire de la

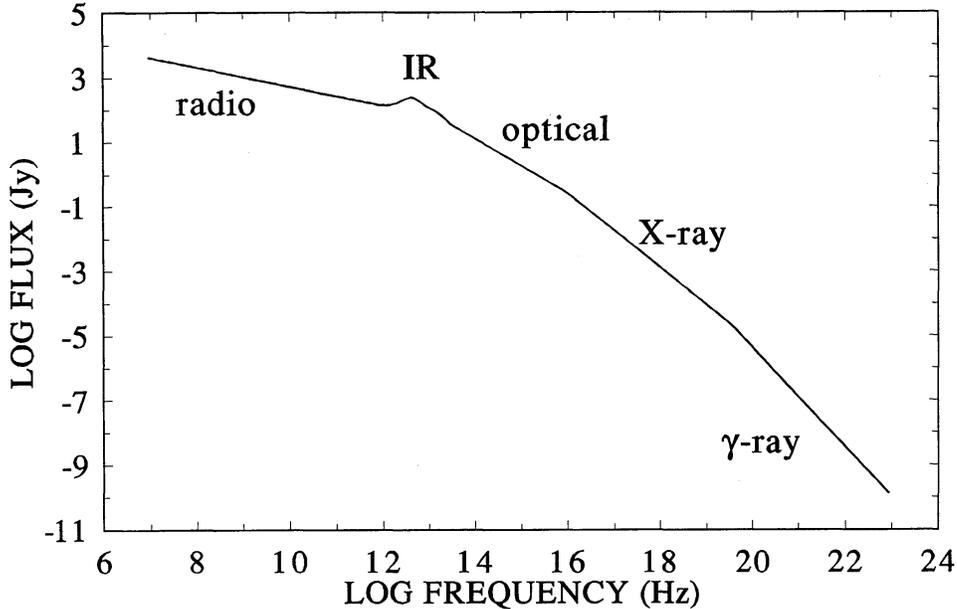


FIG. 2.2: Flux total observé en provenance de la Nébuleuse du Crabe (le pulsar est exclu) [31]. L'excès dans l'infrarouge lointain découvert par le satellite IRAS [73] est dû à la contribution de l'émission thermique de la poussière dans la Nébuleuse. La taille typique des images de la nébuleuse synchrotron, caractérisée par une distribution de la luminosité relative en fonction de la distance angulaire, diminue à mesure que l'énergie à laquelle on observe augmente [31].

luminosité en X et déterminer son diamètre qui est d'environ 1' [15], ce qui correspond pour la distance au Crabe à une région spatiale de 0.5 pc de diamètre. Ce résultat important a permis d'abord d'exclure l'hypothèse que le rayonnement X observé provient d'une source ponctuelle telle que le reste stellaire de supernova<sup>3</sup> et, deuxièmement, favorisé de nouveau l'hypothèse synchrotron de l'émission. En effet, si l'on combine des expressions (2.2) et (2.3), on obtient  $t_{syn} \sim 7.4 \times 10^9 (B/3 \times 10^{-4} G)^{-3/2} (\nu_{syn}/1 Hz)^{-1/2} ans$  et une limitation de la taille de la région émettrice à  $\nu_{syn} \sim 10^{18} Hz$  qui correspond en gros à la valeur observée. Les vols suivants avec des compteurs de Geiger ayant une surface de détection  $\sim 14$  fois plus grande par rapport au premier vol, ainsi que les expériences en ballons, ont confirmé que le rayonnement X du Crabe est compatible avec un spectre synchrotron et le flux observé coïncide avec celui que l'on peut déduire de l'extrapolation du spectre optique avec le même indice spectral.

Ce sont ces données encore incomplètes sur le spectre de la Nébuleuse que Gould a utilisées pour prédire pour la première fois l'émission du Crabe à très haute énergie par l'effet Compton inverse [46]. À la suite d'interactions secondaires des photons synchrotron avec les électrons énergétiques qui les ont produits, les photons peuvent gagner une fraction considérable (jusqu'à 100%) de l'énergie des électrons. Le spectre des photons propulsés à haute énergie possède une forme spectrale qui ressemble à celle des photons synchrotron (voir figure 2.3). Les photons ambiants de toutes origines, par exemple, les photons thermiques émis par le gaz ou la poussière (voir figure 2.2) ou bien les photons du rayonnement fossile (découvert dans la même année, en 1965) peuvent jouer un rôle de cible. Puisque les ingrédients nécessaires — les particules relativistes, le champ magnétique et le rayonnement synchrotron — sont très répandus dans les objets les plus violents de l'Univers, on observe souvent la structure similaire à deux bosses, déduite pour la première fois dans la référence [46], dans les spectres d'objets très différents tels que les restes des supernovae et les noyaux actifs de galaxies. En ce qui concerne le Crabe, il a fallu plus de 20 ans de développement des techniques d'observation et d'analyse pour mettre en évidence l'émission gamma de très haute énergie par des observations depuis le sol.

La même méthode d'occultation de la source par la Lune a été utilisée en avril 1964 par les radioastronomes pour étudier la distribution angulaire de la luminosité radio de la Nébuleuse. Les observations du Crabe en radio effectuées à 4 fréquences comprises entre 408 et 26.5 MHz ont permis d'établir [1] l'existence d'une structure fine de l'émission, avec une contribution forte de la région compacte près de l'étoile que Baade a supposé être le reste de l'étoile explosée. L'émission liée à la zone centrale de la Nébuleuse, de taille

---

<sup>3</sup>Pour pouvoir se rendre compte de la quantité énorme d'énergie dégagée lors des explosions des supernovae, Zwicky et Baade ont supposé [5] que ce phénomène représente un passage d'une étoile ordinaire à une étoile à neutrons constituée principalement de neutrons (les premières idées de ce que les noyaux des étoiles massives doivent être formés de neutrons ont été avancées après la découverte du neutron en 1932). En 1938, Oppenheimer et Volkoff ont démontré qu'une telle étoile aurait un diamètre de 10 km environ et serait caractérisée par de très hautes température et densité. En conséquence, le maximum d'émission thermique de ces astres devrait, d'après la loi du déplacement de Wien  $\lambda_m T = 0.3 \text{ cm K}$ , se situer dans le domaine des rayons X, d'où les tentatives à expliquer l'émission en X des premières sources découvertes par ce mécanisme. Pourtant, les calculs détaillés montrent que les étoiles à neutrons se refroidissent d'une façon très rapide [82] après sa formation. En particulier, le grand rôle dans ce refroidissement appartient à des neutrinos qui emportent une quantité énorme de l'énergie dans les processus dits "Urca" :

$n + n \rightarrow n + p + e + \bar{\nu}$ ,  $n + p + e \rightarrow n + n + \nu$ , et dans certains autres processus.

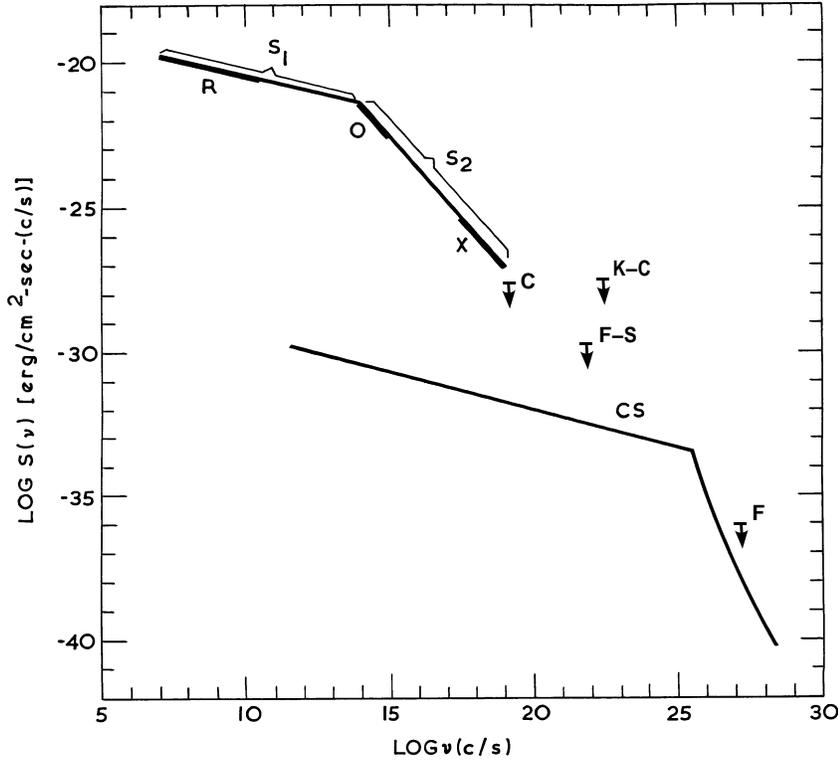


FIG. 2.3: La contribution de la diffusion Compton inverse (la courbe CS) au spectre haute énergie de la Nébuleuse du Crabe, calculée [46] à partir de la partie synchrotron du spectre (représentée par les segments S1 et S2). Les bandes en énergie où les données spectrales étaient présentes en 1965 sont en gras (dans la radio (R), l'optique (O) et le domaine des rayons X). Quelques limites supérieures de l'époque sont indiquées aussi, y compris la limite à 5 TeV obtenue dans l'une des premières expériences de l'astronomie gamma au sol.

angulaire de l'ordre de  $20''$ , était plus intense à basse fréquence, en contribuant jusqu'à 30-50 % de flux radio total. L'observation des variations erratiques<sup>4</sup> de cette composante, faite avec l'interféromètre du Laboratoire Cavendish [52], a permis de contraindre la taille angulaire de la source énigmatique centrale à  $0.1''$ . La méthode correspondante a été largement utilisée pour les quasars dès leur découverte en 1963. Le caractère rapide des variations a obligé les chercheurs à modifier la stratégie de détection habituelle, où l'on essaie d'augmenter le temps d'accumulation du signal afin de pouvoir étudier les signaux radio très faibles. C'est notamment ces études des 'scintillations' radio des quasars qui ont conduit les chercheurs à la découverte des pulsars en 1967! Même avant la détection<sup>5</sup> du

<sup>4</sup>Ces variations (ou 'scintillations') sont dues au caractère irrégulier de la diffraction des ondes radio sur les inhomogénéités du plasma de la couronne solaire et des régions du milieu interplanétaire proches au Soleil. Elles sont observées pour des objets de taille angulaire très petite et servent à déterminer celle-ci.

<sup>5</sup>Le pulsar du Crabe a été découvert [96] grâce à la présence dans son émission radio des pulsations occasionnelles individuelles dont l'intensité dépasse de quelques cent fois l'intensité moyenne; par cette raison, ces pulsations ont reçu l'appellation "géantes". La période des pulsations "normales" a été mesurée quelques semaines plus tard à l'aide du grand radiotélescope à Arévalo [27].

Les pulsations géantes n'ont été observées qu'en provenance des 4 pulsars, sur environ 1600 pulsars connus actuellement [65]. Les mesures récentes [49] à l'échelle de nanoseconde montrent la structure fine des pulsations géantes du pulsar du Crabe. Les régions de plasma responsables de l'émission de ces pulsations nanosecondes doivent avoir une taille inférieure à 1 m, ce qui en fait les plus petits objets détectés et résolus à l'extérieur du Système Solaire, et les sources radio transitoires les

pulsar du Crabe en décembre 1968, il est devenu clair que la source radio énigmatique au centre de la Nébuleuse n'est qu'un pulsar dont l'émission à basse fréquence est diluée par le milieu interstellaire. Les mesures obtenues en radio ont permis de découvrir rapidement la périodicité en optique [26] et dans les rayons X (voir figure 2.4).

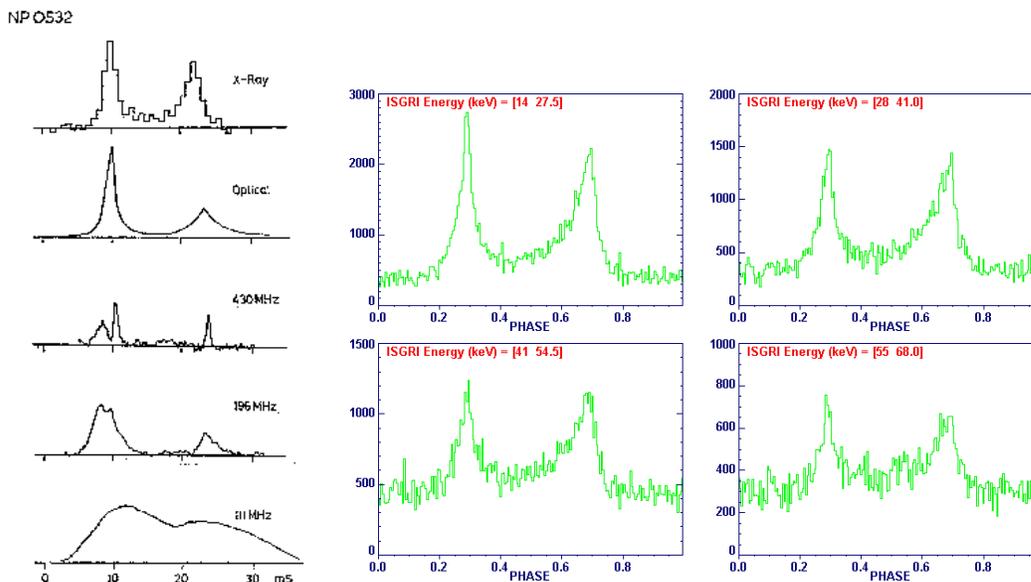


FIG. 2.4: (A gauche) Les profils moyens des pulsations du pulsar du Crabe en radio, en optique et dans les rayons X (Hewish A., 1970, *ARA&A*, v.8, p.265). (A droite) Mesure récente (2003) dans les rayons gamma par l'imageur IBIS au bord de l'observatoire spatial INTEGRAL.

La technique d'observation de la nébuleuse du Crabe en rayons X par l'occultation lunaire depuis les ballons et les détecteurs en satellite a apporté de nouveaux résultats à la fin des années 1960 – au début des années 1970. Ces résultats ont permis d'établir la géométrie radiale d'accélération des électrons dans le magnétosphère du pulsar : une large partie de l'émission synchrotron était concentrée principalement dans les régions proches du plan équatorial de rotation du pulsar, en émergeant à partir d'environ  $20''$  de ce dernier (et donc en forme de tore, voir la figure 2.5) [2]. Les mêmes observations ont montré que le centre d'émission X de la nébuleuse est légèrement déplacé<sup>6</sup> par rapport au pulsar dans la direction de Nord-Ouest, approximativement parallèle à l'axe de rotation.

La structure complexe de la Nébuleuse du Crabe : le pulsar, la nébuleuse synchrotron et les filaments optiques (voir la figure 2.1) la distinguent de la plupart des restes de supernovae. La supernova de l'an 1054 a été considérée pendant une longue période comme un objet unique. L'explosion ayant eu lieu à 200 pc, c'est-à-dire assez loin du plan Galactique, et la vitesse d'expansion des éjecta ( $\sim 1500$  km/s) étant trop petite pour les

plus brillantes dans le ciel (de température équivalente de  $10^{37}$  K).

<sup>6</sup>Les valeurs de ce déplacement ont été mesurées récemment par le détecteur JEM-X des rayons X à masque codée à bord de l'observatoire spatial INTEGRAL [17]. L'écart angulaire entre le centre de la nébuleuse et le pulsar diminue avec l'énergie : il vaut  $14.4 \pm 1.4$  secondes d'arc dans l'intervalle d'énergies entre 3 et 8 keV, et  $10.5 \pm 1.0$  secondes d'arc – entre 13 et 25 keV.

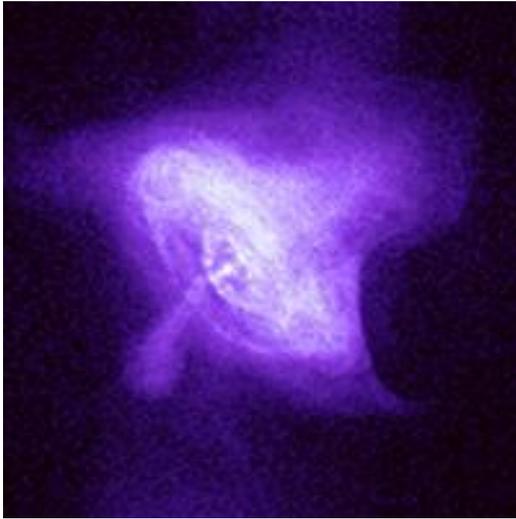


FIG. 2.5: Cette image [21] de haute résolution (0.5") de la Nébuleuse du Crabe aux rayons X a été obtenue à l'aide du détecteur ACIS-S (spectromètre avec la capacité d'imagerie) à bord de l'observatoire spatial Chandra. La meilleure résolution angulaire de cet instrument, par rapport à ces prédécesseurs embarqués sur les observatoires spatiaux Einstein et ROSAT, a permis d'effectuer l'étude plus fine de la nébuleuse synchrotron. Un nouveau détail, qui n'a pas été résolu sur les anciennes images, apparaît ici : l'anneau situé à l'intérieur du tore, qui correspond probablement au choc du vent du pulsar [102].

supernovae de type II, la nébuleuse du Crabe a été classifiée jusqu'à la fin des années 1960 parmi les supernovae de type I [104]. Un autre facteur favorisant cette classification était la sous-estimation de la masse totale des éjecta dans les premières études. Les estimations de masse plus récentes conduisent à l'hypothèse de l'étoile explosée massive (d'environ 7-9 masses solaires), et donc de type II de supernova [28, 104]. Les particularités du processus de l'explosion, dans le cas de la nébuleuse du Crabe et certains autres restes de supernovae de morphologie semblable, amènent à une onde de choc d'explosion relativement faible. Si un pulsar rapide reste à l'intérieur du reste de supernova, son énergie cinétique de rotation va être transformée en énergie électromagnétique et transférée aux électrons relativistes, ou le vent du pulsar. Ce dernier interagit avec les éjecta. En résultat, on observe le reste de supernova ayant la partie centrale remplie et plus brillante que la périphérie, contrairement aux supernovae qui forment une coquille. Un tel type de reste de supernova a reçu l'appellation "plérion"<sup>7</sup> [101].

Le spectre de l'émission  $\gamma$  de la Nébuleuse du Crabe est présenté sur la figure 1.2. Il suit bien le schéma proposée par Gould [46]. L'émission est variable entre environ 1 MeV (l'énergie où le spectre durcit) et 150 MeV, et indique probablement la présence de la population indépendante des particules non liée au tore [32]. L'observation des deux composantes, synchrotron et inverse Compton, permet de contraindre les valeurs physiques essentielles à l'intérieur de la nébuleuse : le champ magnétique et le taux d'injection des électrons. La stabilité de l'émission de la nébuleuse du Crabe au TeV montre l'importance d'observations de cette source dans ce domaine d'énergies.

Néanmoins, les spectres de la Nébuleuse obtenus par les détecteurs de l'astronomie  $\gamma$  au sol de la seconde génération (Whipple, HEGRA, CAT) ont subi des changements parfois non-négligeables au cours du temps. Voici un exemple. En 1993, lors de la Conférence Internationale des Rayons Cosmiques à Calgary, la groupe de Whipple présente le spectre différentiel suivant [71] :

---

<sup>7</sup>D'un mot grec  $\pi\lambda\eta\rho\eta\sigma$ , qui signifie *rempli*.

$$\frac{dN}{dE} = (1.48 \pm 0.09_{stat} \pm 0.41_{syst}) E_{\text{TeV}}^{-(2.69 \pm 0.09_{stat} \pm 0.3_{syst})} \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}.$$

Cinq ans plus tard, une publication consacrée aux observations par le groupe de Whipple de la nébuleuse du Crabe apparaît dans *The Astrophysical Journal* [55], avec le résultat suivant :

$$\frac{dN}{dE} = (3.20 \pm 0.17_{stat} \pm 0.60_{syst}) E_{\text{TeV}}^{-(2.49 \pm 0.06_{stat} \pm 0.04_{syst})} \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}.$$

On voit que ce spectre est plus dur par rapport au premier, et présente un flux 2 fois plus important. Le dernier changement, publié en 2001 [66], “radoucit” le spectre :

$$\frac{dN}{dE} = (3.11 \pm 0.30_{stat} \pm 0.62_{syst}) E_{\text{TeV}}^{-(2.74 \pm 0.08_{stat} \pm 0.05_{syst})} \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}.$$

On voit bien que la mesure des flux au TeV est encore une source d’incertitudes. Ceci nous a motivé d’étudier les biais éventuels dans les techniques Tcherenkov. Les résultats de nos études seront présentés aux chapitres suivants.

## 2.1 Modélisation de l'émission de la nébuleuse du Crabe

En s'inspirant des travaux de modélisation de l'émission de la nébuleuse du Crabe [55, 31, 3], on a mis au point un petit modèle qui reproduit bien le spectre multi-longueurs d'onde de la nébuleuse, et permet d'estimer la valeur moyenne du champ magnétique dans sa région centrale, où la production des gamma de très haute énergie a lieu.

### 2.1.1 Données observationnelles

#### Paramétrisation de la composante principale synchrotron du spectre

On a d'abord rassemblé les données observationnelles sur la nébuleuse, de la radio aux gamma de plusieurs TeV, et paramétrisé la partie synchrotron du spectre (voir la figure 2.6) dont la composante principale peut être approximée par 4 segments en loi de puissance (voir le tableau 2.1).

Les mesures de la distribution angulaire de l'intensité du rayonnement synchrotron de la nébuleuse (voir la figure 2.7) constituent la deuxième partie des contraintes observationnelles servant à quantifier le budget énergétique à l'intérieur de la nébuleuse. Ces distributions permettent de remonter à la distribution spatiale du produit de la densité d'énergie des électrons relativistes et de celle du champ.

Segment	$\varepsilon_i(eV)$	$\varepsilon_j(eV)$	$P_j(Wm^{-2})$	$\delta$	
I	$1.0 \cdot 10^{-8}$	$3.92 \cdot 10^{-2}$	$7.35 \cdot 10^{-12}$	0.725	
II	$3.92 \cdot 10^{-2}$	7.25	$3.34 \cdot 10^{-11}$	0.29	
III	7.25	$1.5 \cdot 10^5$	$7.7 \cdot 10^{-12}$	-0.148	Ajustable
IV	$1.5 \cdot 10^5$	$1.0 \cdot 10^9$	$1.0 \cdot 10^{-14}$	-0.755	Ajustable

TAB. 2.1: La paramétrisation du spectre synchrotron de la nébuleuse du Crabe. Pour les énergies de photons comprises entre  $\varepsilon_i$  et  $\varepsilon_j$ , la puissance reçue par unité de surface et par intervalle en  $\ln \varepsilon$ , est approximée par une loi de puissance :  $\nu F(\nu) = P_j(\varepsilon/\varepsilon_j)^\delta Wm^{-2}$ . Ce spectre est présenté en bleu et en trait plein sur la figure 2.6.

#### La partie Compton inverse du spectre

Les mesures du flux de la partie Compton inverse du spectre, présentées sur la figure 2.6, sont ensuite utilisées pour déconvoluer les deux composantes de ce produit. Elles sont représentées par les données des détecteurs au sol et par celles de EGRET (pour lesquelles les erreurs sont assez grandes).

#### L'émission infrarouge thermique

Un excès dû à l'émission thermique de la poussière a été observé dans l'infrarouge lointain par le détecteur IRAS [73]. Ces photons thermiques, émis par la poussière concentrée probablement dans les filaments optiques (voir figure 2.1), constituent une cible importante pour les électrons relativistes dans la nébuleuse, et leur contribution dans le taux

attendu des  $\gamma$  de très haute énergie est non-négligeable. Malheureusement, la distribution spatiale de l'émission infrarouge thermique est mal connue, ce qui se traduit par une grande dispersion des estimations de la contribution au flux Compton inverse de ce champ de photons, qui varie, selon les modèles différents [55, 3, 31], de 10 à 50 % environ par rapport à la contribution Self-Compton, c'est-à-dire à celle du champ de photons synchrotron<sup>8</sup>.

## La deuxième composante synchrotron

Outre la composante principale synchrotron du spectre, on note sur la figure 2.6 un durcissement de l'indice spectral vers 1 MeV, suivi d'une décroissance rapide qui conduit à l'extinction du spectre synchrotron vers 150 MeV environ. Cette partie du spectre de la nébuleuse (le "MeV bump"), découverte par COMPTEL et EGRET, montre une variabilité [77, 78, 32] et est interprétée par l'émission synchrotron d'une deuxième population d'électrons. On attribue cette population aux structures variables et compactes, de taille typique de l'ordre de 0.2", observées par VLA, Hubble Space Telescope, ROSAT et Chandra [50, 14, 51], appelées volutes ('wisps'), nœuds ('knots') etc. — accroissements locaux de la densité d'électrons à la proximité de l'onde de choc du vent du pulsar.

### 2.1.2 Modélisation du spectre d'électrons relativistes

Afin d'obtenir la première estimation pour le spectre d'électrons, on suppose que les électrons émetteurs sont répartis uniformément dans le volume de la nébuleuse, dans le champ magnétique homogène d'amplitude  $H$ , et qu'il n'existe pas de direction privilégiée ni pour les impulsions de ces électrons, ni pour l'orientation du champ le long de la ligne de visée. Ensuite, on introduit l'inhomogénéité de la densité d'électrons pour que la distribution angulaire de l'intensité de l'émission prédite corresponde à celle paramétrisée à partir des données (voir la figure 2.7). L'ajustement final du spectre d'électrons porte sur les données prises au TeV, et permet en plus d'estimer la valeur moyenne du champ dans la région centrale de la nébuleuse.

#### Première approximation

À partir du spectre synchrotron paramétrisé (voir le tableau 2.1), on obtient la première estimation pour le spectre d'électrons dans la nébuleuse en s'appuyant sur les résultats publiés dans [44] :

Pour une distribution d'électrons relativistes homogène et isotrope, dont le spectre suit une loi de puissance

$$N(E) = KE^{-\gamma}dE \quad (2.4)$$

---

<sup>8</sup>Il est possible qu'une meilleure information sur les photons infrarouges thermiques dans la nébuleuse du Crabe soit obtenue lors des années à venir, à l'aide du nouvel observatoire spatial Spitzer dont les performances sont largement supérieures par rapport à celles de IRAS [95].

où  $N(E)$  est le nombre d'électrons par unité de volume dont les énergies sont comprises dans l'intervalle  $(E, E+dE)$ , l'intensité de leur rayonnement synchrotron dans le champ magnétique homogène  $\mathbf{H}$ , orienté de manière aléatoire le long de la ligne de visée, est décrite par [44] :

$$I_\nu = 1.35 \times 10^{-22} a(\gamma) L K H^{(\gamma+1)/2} \left( \frac{6.26 \times 10^{18}}{\nu} \right)^{(\gamma-1)/2} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ ster}^{-1} \text{ Hz}^{-1}, \quad (2.5)$$

et la densité spectrale du flux observé (proportionnelle à l'angle solide  $\Omega$  d'observation) suit donc une loi de puissance

$$F_\nu = \Omega I_\nu \sim \nu^{-\alpha}, \quad \alpha = (\gamma - 1)/2. \quad (2.6)$$

Dans l'expression (2.5),  $L$  est la dimension de la région émettrice le long de la ligne de visée<sup>9</sup>, et le coefficient  $a(\gamma)$  varie en fonction de l'indice spectral  $\gamma$  des électrons :

$$a(\gamma) = 2^{(\gamma-1)/2} \sqrt{3} \Gamma \left( \frac{3\gamma-1}{12} \right) \Gamma \left( \frac{3\gamma+19}{12} \right) \Gamma \left( \frac{\gamma+5}{4} \right) / 8\sqrt{\pi} (\gamma+1) \Gamma \left( \frac{\gamma+7}{4} \right). \quad (2.7)$$

Ces formules nous permettent donc, à partir de l'intensité  $I_\nu$  observée à des longueurs d'onde différentes, de trouver la première estimation du spectre d'électrons (2.4) pour un champ donné.

### Distribution inhomogène des électrons

À partir du spectre synchrotron observé (voir la figure 2.6) et des mesures de la distribution angulaire de l'intensité du rayonnement à des longueurs d'ondes différentes (voir la figure 2.7), on remonte à la distribution, à la fois spatiale et en énergie, des électrons émetteurs. On utilise pour le segment  $i$  du spectre des électrons l'approximation suivante :

$$N(E, r) = K'_i E^{-\gamma_i} dE C_N \rho_E^{-3} r^2 \exp \left( -\frac{1}{2} (r/\rho_E)^2 \right) dr \quad (2.8)$$

Dans la partie de cette expression qui décrit la distribution spatiale des électrons, les valeurs de  $\rho_E$ , dépendant de l'énergie  $E$  des électrons, sont choisies de façon que la largeur de la distribution angulaire de l'intensité attendue soit égale, pour un champ magnétique  $\mathbf{H}$  donné, à la largeur  $\sigma_\xi$  mesurée, paramétrisée à partir des observations (voir la figure 2.7) :

$$\tan^{-1}(\rho_E/D) = \sigma_{\xi, \nu=\nu_c}. \quad (2.9)$$

---

<sup>9</sup>Dans l'approximation de cette région par un sphère de rayon  $R$ , on obtient évidemment  $L = \frac{4}{3}R$ .

( $D = 2 \text{ kpc}$  est la valeur adoptée de la distance à la nébuleuse). La largeur  $\sigma_\xi$  dans (2.9) est évaluée à la fréquence caractéristique  $\nu_c$  de l'émission d'un électron ayant une énergie  $E$  :

$$\nu_c = \frac{3eH \sin \theta}{4\pi mc} \gamma^2 = \frac{3eH_\perp}{4\pi mc} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (2.10)$$

où  $H_\perp$  est la composante de champ perpendiculaire à l'impulsion de l'électron<sup>10</sup>.

La constante de normalisation  $C_N$  dans (2.8) :

$$C_N = 1 / \int_{r_s}^{r_N} \rho_E^{-3} r^2 \exp \left( -\frac{1}{2} (r/\rho_E)^2 \right) dr \quad (2.11)$$

dépend faiblement de l'énergie  $E$  et varie, compte tenu des valeurs de  $\sigma_\xi$  (voir la figure 2.7), entre sa valeur minimale de  $\sqrt{2/\pi} \approx 0.8$ , et celle maximale, proche de 1.8. Les limites d'intégration correspondent :  $r_s$  - au rayon de la frontière interne du choc du vent du pulsar (anneau observé par Chandra, voir la figure 2.5),  $r_N$  - à la frontière externe de la nébuleuse radio :

$$r_s = D \tan \xi_s, \quad r_N = D \tan \xi_N, \quad \xi_s = 10'', \quad \xi_N = 200'', \quad (2.12)$$

où l'on désigne par  $\xi_N, \xi_s$  les tailles angulaires correspondantes.

Le spectre d'électrons ajusté final (voir la figure 2.13) inclut 3 segments en loi de puissance, qui correspondent aux 3 premiers segments du spectre synchrotron observé présentés dans le tableau 2.1. Les facteurs de Lorentz minimal  $\gamma_{min}$  et maximal  $\gamma_{max}$  ont été calculés à partir des énergies minimale  $\epsilon_{min} = 10^{-8} eV$  et maximale  $\epsilon_{max} = 10^9 eV$  des photons synchrotron à l'aide de la formule (2.10), étant donné le champ magnétique moyen  $H$ . Un paramètre supplémentaire provient de la coupure exponentielle  $\exp(-E/E_c)$  appliquée au spectre (2.8). Les 5 paramètres du spectre ajusté sont présentés dans le tableau 2.3.

### 2.1.3 Modélisation de l'émission synchrotron

Dans le cas général, la densité spectrale de flux en provenance de la source située à la distance  $D$  de l'observateur est définie par :

$$F(\nu) = \frac{1}{4\pi D^2} \int d^3 \vec{r}' [4\pi j_\nu(\vec{r}') \exp(-\int \alpha_\nu(\vec{r}') ds')] , \quad (2.13)$$

où l'intégration du coefficient de l'émission  $j_\nu$  sur la volume de la source inclut un facteur d'absorption exponentiel faisant intervenir l'intégrale le long de la ligne de visée

<sup>10</sup>Pour l'émission isotrope on obtient évidemment, en moyennant  $H_\perp$  sur l'angle solide de  $4\pi$ ,  $\overline{H_\perp} = (\pi/4)H$ ,  $\overline{H_\perp^2} = (2/3)H^2$  etc.

du coefficient d'absorption  $\alpha_\nu$ .

On présente dans cette section un bref récapitulatif des formules utilisées pour calculer les coefficients  $j_\nu$  et  $\alpha_\nu$  de l'émission synchrotron de la nébuleuse du Crabe. On verra que notre objet peut être considéré comme **une source transparente**, sauf pour une petite partie extrême de son spectre radio ( $\nu \leq 10^7$  Hz). Ceci permet d'obtenir une solution simple dans (2.13) dans l'approximation de symétrie sphérique, et pour le coefficient d'émission  $j_\nu(r)$ , d'une dépendance gaussienne en  $r$  avec l'écart standard  $\sigma_r$  :

$$j_\nu(r) = k_\nu \exp(-r^2/2\sigma_r^2), \quad \sigma_r = \sigma_r(\nu), \quad (2.14)$$

où  $r$  est la coordonnée radiale, c'est-à-dire la distance au pulsar. On a désigné l'écart-standard tri-dimensionnel dans (2.14) par  $\sigma_r$ . Cette quantité est directement liée, grâce à la transparence de la source et d'après la relation (2.12), à l'écart-standard  $\sigma_\xi$  bi-dimensionnel des distributions angulaires

$$\overline{I_\nu(\xi)} = I_\nu(0) \exp(-\xi^2/2\sigma_\xi^2), \quad \sigma_\xi = \sigma_\xi(\nu), \quad (2.15)$$

de l'intensité observée de l'émission synchrotron de la nébuleuse (voir la figure 2.7).

Quant au coefficient de normalisation  $k_\nu \equiv k(\nu)$  dans (2.14), il s'obtient à partir du flux total en provenance de la nébuleuse et de l'équation (2.13) :

$$\int_{r_s}^{r_N} 4\pi j_\nu(r) 4\pi r^2 dr = 4\pi D^2 F(\nu) . \quad (2.16)$$

Le coefficient d'émission  $j_\nu(r)$  dans (2.16), ainsi paramétrisé à partir des observations, sera confronté à celui de la population d'électrons dans (2.8) afin d'ajuster les paramètres de cette formule.

## Rayonnement synchrotron

Un électron relativiste dans le champ magnétique  $H$  rayonne un large spectre avec la densité spectrale de la puissance émise donnée par

$$P(\nu, \gamma) = \frac{\sqrt{3}e^3 H \sin \theta}{mc^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad (2.17)$$

où la fréquence  $\nu_c$  est donnée par (2.9), et la fonction synchrotron

$$F(x) \equiv x \int_x^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta \quad (2.18)$$

où  $K_{5/3}(x)$  est la fonction modifiée de Bessel d'ordre 5/3, représentée sur la figure 2.9.

Pour une population d'électrons  $N(\gamma) \equiv mc^2 N(E)$ , dont les facteurs de Lorentz sont compris entre  $\gamma_{min}$  et  $\gamma_{max}$ , la puissance totale émise par unité de volume s'obtient par intégration

$$P_{totale}(\nu) = \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} P(\nu, \gamma) N(\gamma) d\gamma . \quad (2.19)$$

Le coefficient d'émission est tout simplement

$$j_\nu \equiv j(\nu) = \frac{1}{4\pi} P_{totale}(\nu) . \quad (2.20)$$

Le rayonnement synchrotron est affecté par l'auto-absorption. Le coefficient d'absorption correspondant est donné par

$$a_\nu \equiv a(\nu) = -\frac{1}{8\pi m\nu^2} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} P(\nu, \gamma) \gamma^2 \frac{\partial}{\partial \gamma} \left( \frac{N(\gamma)}{\gamma^2} \right) d\gamma . \quad (2.21)$$

L'intégrale dans l'exposant dans (2.13)

$$\tau(\nu) = \int \alpha_\nu(\vec{r}') ds' , \quad (2.22)$$

est représentée en fonction de la fréquence  $\nu$  sur la figure 2.10. On voit bien que l'auto-absorption synchrotron dans la nébuleuse est négligeable. Ainsi, la nébuleuse du Crabe est **une source transparente**.

## 2.1.4 Modélisation de l'émission Compton inverse

### Champs de photons cibles

Les 3 champs principaux de photons dans la nébuleuse contribuant au flux Compton inverse observé sont les photons synchrotron, les photons infrarouge de l'émission thermique de la poussière, et les photons du rayonnement cosmique primordial (CMBR) à 2.7 K.

La densité  $n(\nu)$  de photons du CMBR est une quantité universelle :

$$n(\nu) \equiv n_\nu = \frac{u_\nu}{h\nu}, \quad u_\nu = \frac{4\pi}{c} B_\nu, \quad B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} . \quad (2.23)$$

Par contre, la densité de photons synchrotron et thermiques doit être définie à partir des coefficients de l'émission (émissivités) correspondant(e)s. La modélisation de l'émissivité synchrotron est décrite en détail dans la section 2.1.3. L'émissivité des photons infrarouges a été modélisée de la même façon, avec une largeur  $\sigma_r^{IR}$  (définie dans 2.14) indépendante de la fréquence :

$$\sigma_r^{IR} = D \tan(1.35') . \quad (2.24)$$

## Calcul de la densité de photons à partir du coefficient de l'émission

Afin de calculer la densité de photons cibles, on a besoin d'utiliser l'équation de transfert radiatif. Pour les photons émis d'une façon isotrope à l'intérieur d'une source transparente avec une symétrie sphérique, la densité de photons est donnée par [47, 31] :

$$n(\nu, r) = \frac{2\pi}{c} \int_{r_s}^{r_N} dr' \int_0^\pi d\theta \frac{j(\nu, r, r') r'^2 \sin \theta}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta} = \frac{2\pi}{c} \int_{r_s}^{r_N} dr' j(\nu, r, r') \frac{r'}{r} \ln \left| \frac{r+r'}{r-r'} \right|, \quad (2.25)$$

où l'on désigne par  $j(\nu, r, r')$  le taux de production de photons par unité de volume par stéradian, c'est-à-dire le coefficient d'émission ou émissivité.

La figure 2.8 montre la densité de photons calculée selon (2.25) en fonction de la distance radiale  $r$ . On voit que la décroissance de la densité  $n(\nu, r)$  avec  $r$  est beaucoup plus lente que celle de l'émissivité  $j(\nu, r)$ . Par conséquent, le temps de résidence d'un photon, défini par ([31])

$$\tau(\nu, r) = \frac{n(\nu, r)}{4\pi j(\nu, r)} = \frac{\Delta_r \sigma_r(\nu)}{c} \quad (2.26)$$

augmente rapidement lorsque  $r$  est supérieur à  $\sigma_r$  (voir la figure 2.8). Le paramètre  $\Delta_r$  ne dépend que de  $r$ , et il est commode de l'utiliser pour calculer la densité de photons à partir de l'émissivité.

## Rayonnement Compton inverse

Après avoir calculé la densité de photons cibles, le taux de production différentiel de photons propulsés de l'énergie  $\epsilon_0$  à l'énergie  $\epsilon$  par la diffusion Compton inverse s'obtient par [58, 16, 61] :

$$q(\epsilon) = \int d\epsilon_0 n(\epsilon_0) \int N(\gamma) C(\epsilon_0, \gamma, \epsilon) d\gamma, \quad (2.27)$$

où

$$C(\epsilon_0, \gamma, \epsilon) = \frac{2\pi e^2}{\gamma^2 m c \epsilon_0} [2\kappa \ln \kappa + (1 + 2\kappa)(1 - \kappa) + \frac{(4\epsilon_0 \gamma \kappa)^2}{2(1 + 4\epsilon_0 \gamma \kappa)} (1 - \kappa)], \quad (2.28)$$

avec

$$\kappa = \frac{\epsilon}{4\epsilon_0 \gamma (\gamma - \epsilon)}. \quad (2.29)$$

Pour des valeurs données de l'énergie initiale d'un photon et du facteur de Lorentz d'un électron, l'intégration dans (2.27) est faite, selon la cinématique de la diffusion, dans l'intervalle suivant en énergie :

$$\epsilon_0 \leq \epsilon \leq \gamma \frac{4\epsilon_0\gamma}{1 + 4\epsilon_0\gamma}. \quad (2.30)$$

Le coefficient d'émission Compton inverse est calculé à partir du taux de production de photons (2.27) selon

$$j_\nu^{IC} = \frac{h\epsilon}{4\pi} q(\epsilon). \quad (2.31)$$

L'auto-absorption par la diffusion Compton inverse est négligeable.

### 2.1.5 Résultats

On a appliqué la méthode décrite dans les sections précédentes pour obtenir la valeur moyenne du champ magnétique dans la nébuleuse. Vu la dispersion des résultats au TeV et l'importance des erreurs affectant les expériences mesurant le flux Compton inverse de la nébuleuse (voir la figure 2.6), on a ajusté la valeur du champ (et le spectre d'électrons relativistes) à partir des données des 3 imageurs au sol – CAT, Whipple et HEGRA – séparément, et aussi à partir d'une paramétrisation de De Jager et al. [32] qui représente en quelque sorte la moyenne des données prises sur le Crabe à très haute énergie, et dont l'expression est :

$$EdN/dE = 2.06 \cdot 10^{-11} E_{TeV}^{-1.46} \cdot 10^{[-(0.16 \ln E_{TeV})^2]} TeV cm^{-2} s^{-1} TeV^{-1} \quad (2.32)$$

(cette paramétrisation est représentée sur la figure 2.6).

Les résultats de notre modélisation sont présentés sur les figures 2.11, 2.12, 2.13 et aussi dans les tableaux 2.2, 2.3 et 2.4.

Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par les expériences HEGRA [3] et Whipple [55]. Les futures mesures dans le domaine des  $\gamma$  de haute énergies, plus régulières et plus précises (par exemple au moyen du détecteur GLAST), devraient aider à mieux séparer les deux composantes synchrotron de la nébuleuse. De même, la meilleure maîtrise des effets systématiques par les télescopes Tcherenkov au sol de future génération (HESS, MAGIC, VERITAS) permettrait de mieux contraindre les valeurs des paramètres physiques et leur variation spatiale à l'intérieur de la nébuleuse.

Données	Champ moyen (nT)
CAT	$16.5 \pm 1.8$
HEGRA	$12.8 \pm 1.4$
Whipple	$11.4 \pm 1.6$
DeJ et al. (2.32)	14.4

TAB. 2.2: Valeurs reconstruites du champ moyen, pour les 3 expériences au sol, et la paramétrisation de De Jager et al. (2.32).

Paramètre	Valeur
$K'_1$	$4.05 \cdot 10^{49}$
$K'_2$	$1.03 \cdot 10^{49}$
$K'_3$	$1.14 \cdot 10^{49}$
$\gamma_3$	3.24
$E_c$ (erg)	577.86

TAB. 2.3: Paramètres du spectre d'électrons reconstruit.

Fréquence (Hz)	Indice spectral ( $\nu F(\nu)$ )	Fréquence (Hz)	Indice spectral ( $\nu F(\nu)$ )
$9.67 \cdot 10^{22}$	0.47	$3.73 \cdot 10^{25}$	-0.19
$1.43 \cdot 10^{23}$	0.45	$5.54 \cdot 10^{25}$	-0.29
$2.13 \cdot 10^{23}$	0.43	$8.25 \cdot 10^{25}$	-0.38
$3.18 \cdot 10^{23}$	0.40	$1.22 \cdot 10^{26}$	-0.44
$4.73 \cdot 10^{23}$	0.35	$1.82 \cdot 10^{26}$	-0.50
$7.04 \cdot 10^{23}$	0.30	$2.71 \cdot 10^{26}$	-0.55
$1.04 \cdot 10^{24}$	0.26	$4.03 \cdot 10^{26}$	-0.60
$1.55 \cdot 10^{24}$	0.22	$6.00 \cdot 10^{26}$	-0.65
$2.31 \cdot 10^{24}$	0.19	$8.93 \cdot 10^{26}$	-0.70
$3.44 \cdot 10^{24}$	0.17	$1.32 \cdot 10^{27}$	-0.75
$5.12 \cdot 10^{24}$	0.14	$1.97 \cdot 10^{27}$	-0.80
$7.62 \cdot 10^{24}$	0.11	$2.93 \cdot 10^{27}$	-0.85
$1.13 \cdot 10^{25}$	0.06	$4.37 \cdot 10^{27}$	-0.91
$1.68 \cdot 10^{25}$	-0.006	$6.50 \cdot 10^{27}$	-0.99
$2.50 \cdot 10^{25}$	-0.09	$9.67 \cdot 10^{27}$	-1.07

TAB. 2.4: Indice spectral obtenu avec le modèle décrit dans le texte, en fonction de la fréquence.

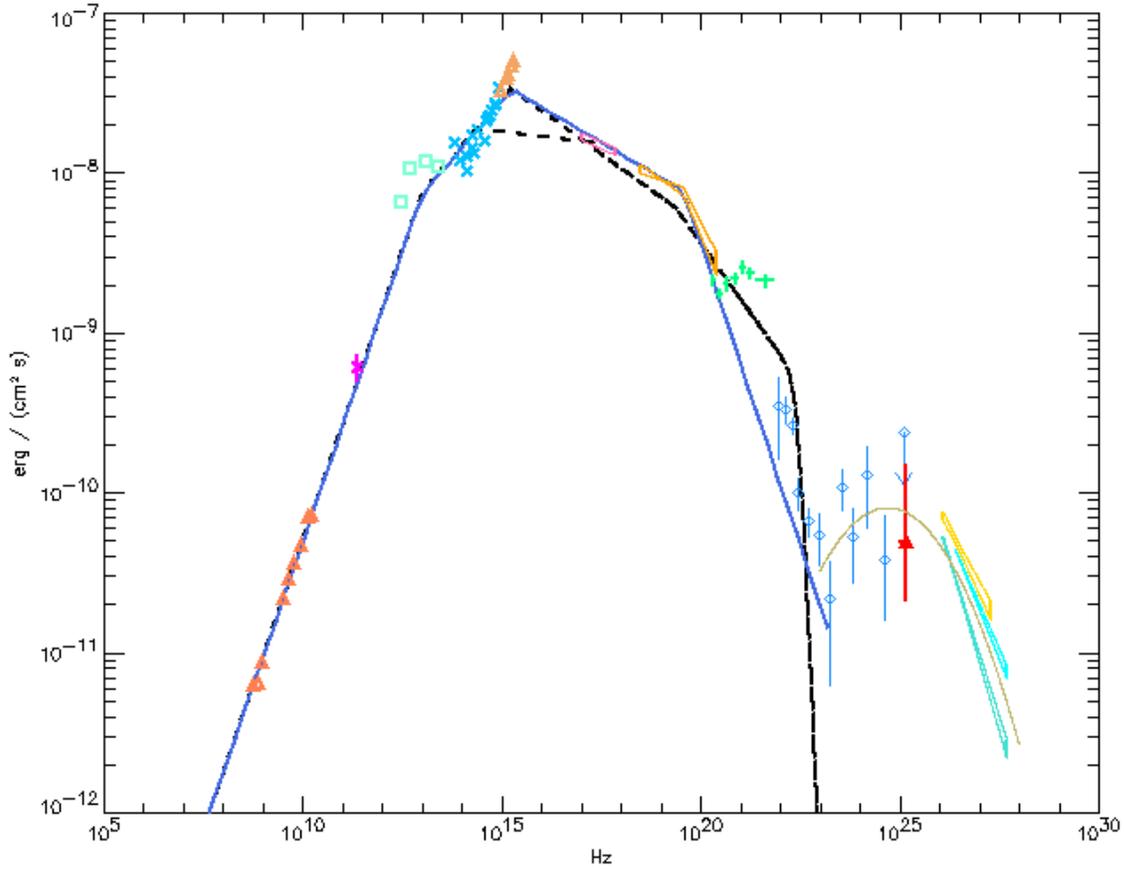


FIG. 2.6: Le spectre multi- $\lambda$  de la nébuleuse du Crabe. Les données présentées proviennent des références suivantes : [6] (radio), [8] (millimétrique), [73] (infrarouge lointain, IRAS), [105, 79] (infrarouge proche et optique), [105] (ultraviolet proche), [103] (rayons X mous, XMM-Newton), [59] (rayons X durs et  $\gamma$  mous, HEAO A-4). Dans le domaine des gamma de haute et de très haute énergie, sont présentées les données de COMPTEL [78] et d'EGRET [32], suivies des résultats des expériences au sol : Whipple [55], HEGRA [4], CAT (ce travail, voir la page 132) et CELESTE [34]. Pour les résultats des 3 imageurs au sol, seuls les erreurs statistiques sont indiquées, contrairement à la figure 2.11, où la racine de la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques est présentée. La partie synchrotron du spectre est paramétrisable par les segments en loi de puissance. Le spectre bleu en trait plein correspond à la paramétrisation adoptée dans ce travail (voir le tableau 2.1), et le spectre noir en tiretée — à celle adoptée dans la référence [55] (les deux paramétrisations différentes du flux dans l'ultraviolet et les rayons X mous reflètent les incertitudes sur les mesures dans ce domaine d'énergies caractérisé par une forte absorption interstellaire). La courbe ajustant les données de la partie Compton inverse du spectre est décrite par la paramétrisation (2.32) de De Jager et al. [32].

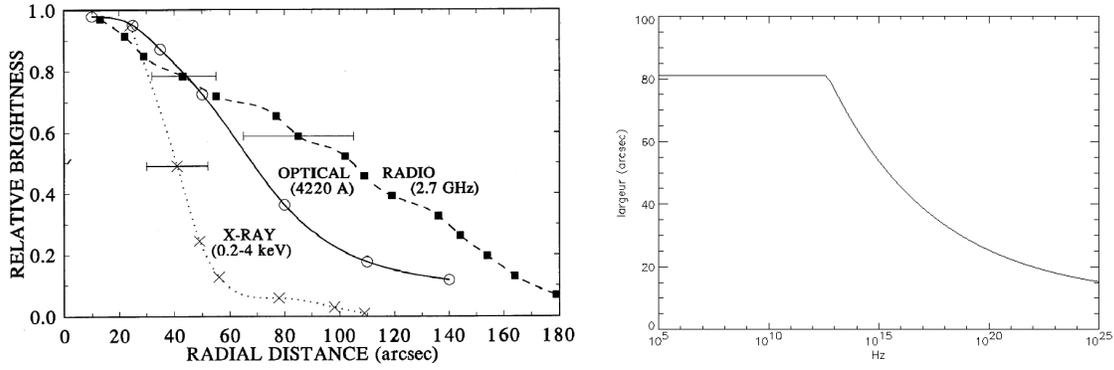


FIG. 2.7: Diagramme de gauche : *Distribution relative de l'intensité observée de l'émission de la nébuleuse du Crabe en fonction de la distance angulaire au pulsar, d'après les mesures dans la radio, en optique et dans les rayons X. Cette figure est tirée de la référence [31].* Diagramme de droite : *Paramétrisation adoptée simple de la largeur  $\sigma_\xi$  des images de la nébuleuse (provenant de l'ajustement des distributions  $\overline{I_\nu(\xi)}/I_\nu(0)$ ,  $\xi$  est la distance angulaire au pulsar, par une gaussienne) à des longueurs d'onde différentes [55].* La courbe reflète la présence dans la nébuleuse des électrons de basse énergie, dont le temps de vie (2.2) est supérieur à l'âge de la nébuleuse. Ces électrons arrivent par conséquent à remplir plus uniformément le volume de la nébuleuse. Les électrons plus énergétiques, responsables du spectre synchrotron à partir des fréquences de l'infrarouge proche, ont tendance à se concentrer de plus en plus près du choc du vent du pulsar, à mesure que l'énergie de ces électrons augmente.

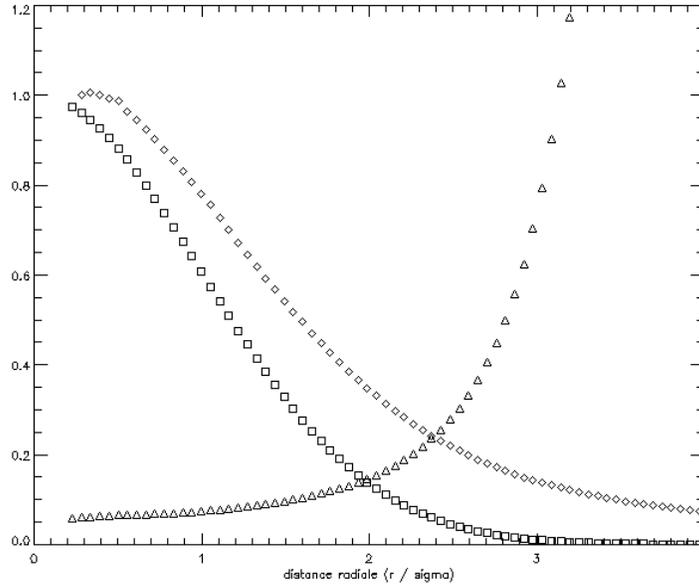


FIG. 2.8: *Modélisation : du coefficient  $j(\nu, r)$  d'émission synchrotron rapporté à sa valeur maximale (carrés); de la densité  $n(\nu, r)$  de photons (losanges) rapportée à sa valeur maximale; et du temps de résidence des photons, multiplié par un facteur  $0.1c/\sigma_r$  (triangles), en fonction de la distance radiale au pulsar, exprimée en unités de  $\sigma_r$ . Les 3 quantités sont représentées pour l'énergie de photons proche de 1.7 keV.*

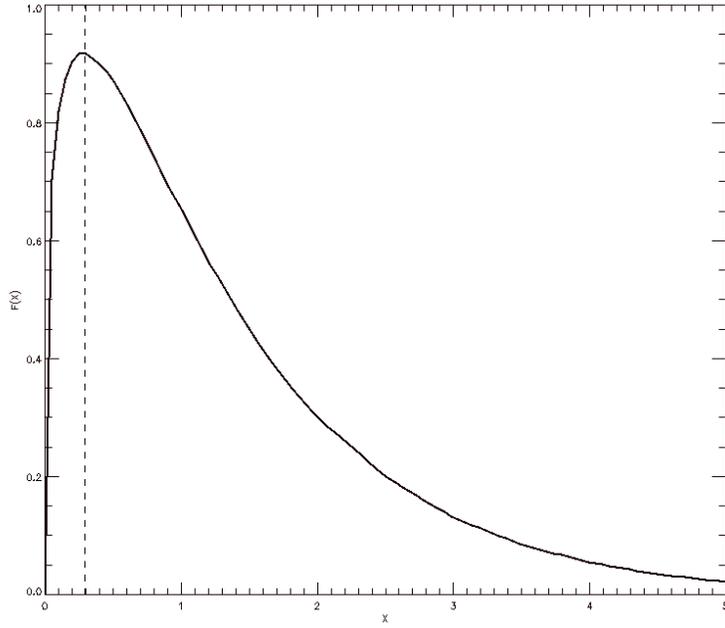


FIG. 2.9: *Spectre synchrotron émis par un électron relativiste, en fonction de  $x \equiv \nu/\nu_c$ , où la fréquence  $\nu_c$  est donnée par l'expression (2.10). Le maximum correspond à  $x = 0.29$ .*

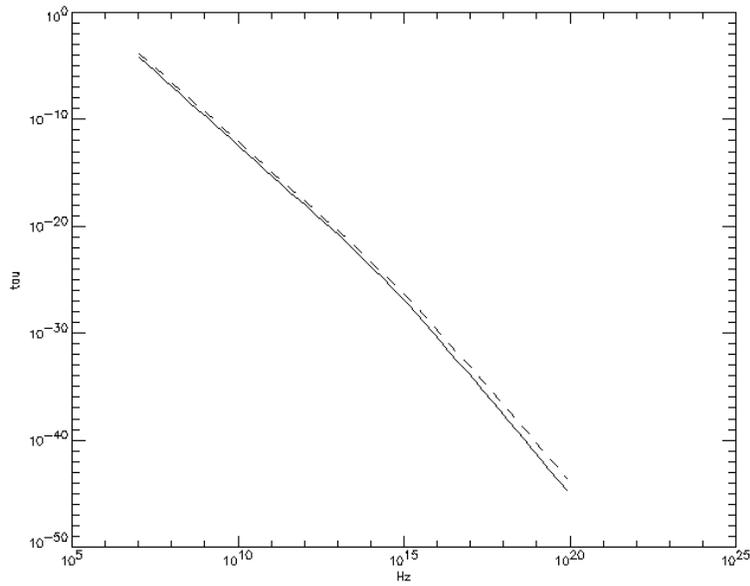


FIG. 2.10: *Auto-absorption synchrotron intégrée (2.22), calculée pour le spectre ajusté d'électrons dans la nébuleuse. La courbe tiretée représente le modèle inhomogène avec émissivité du type (2.14), et la courbe en trait plein le modèle homogène [47, 61].*

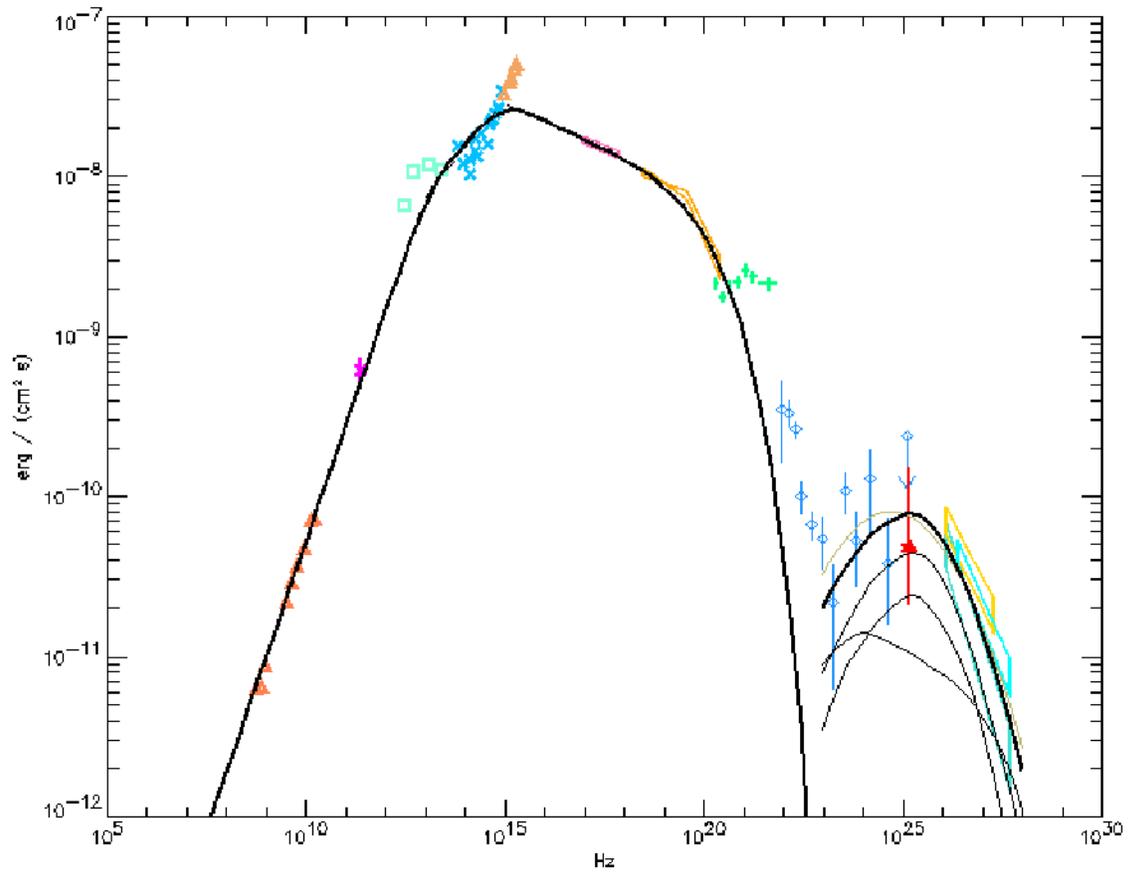


FIG. 2.11: Résultats de l'ajustement final sur l'ensemble de données du spectre de la nébuleuse du Crabe à haute énergie. Les spectres synchrotron et Compton inverse ajustés sont en gras et pour ce dernier, les 3 contributions au flux sont également présentes (voir la figure 2.12).

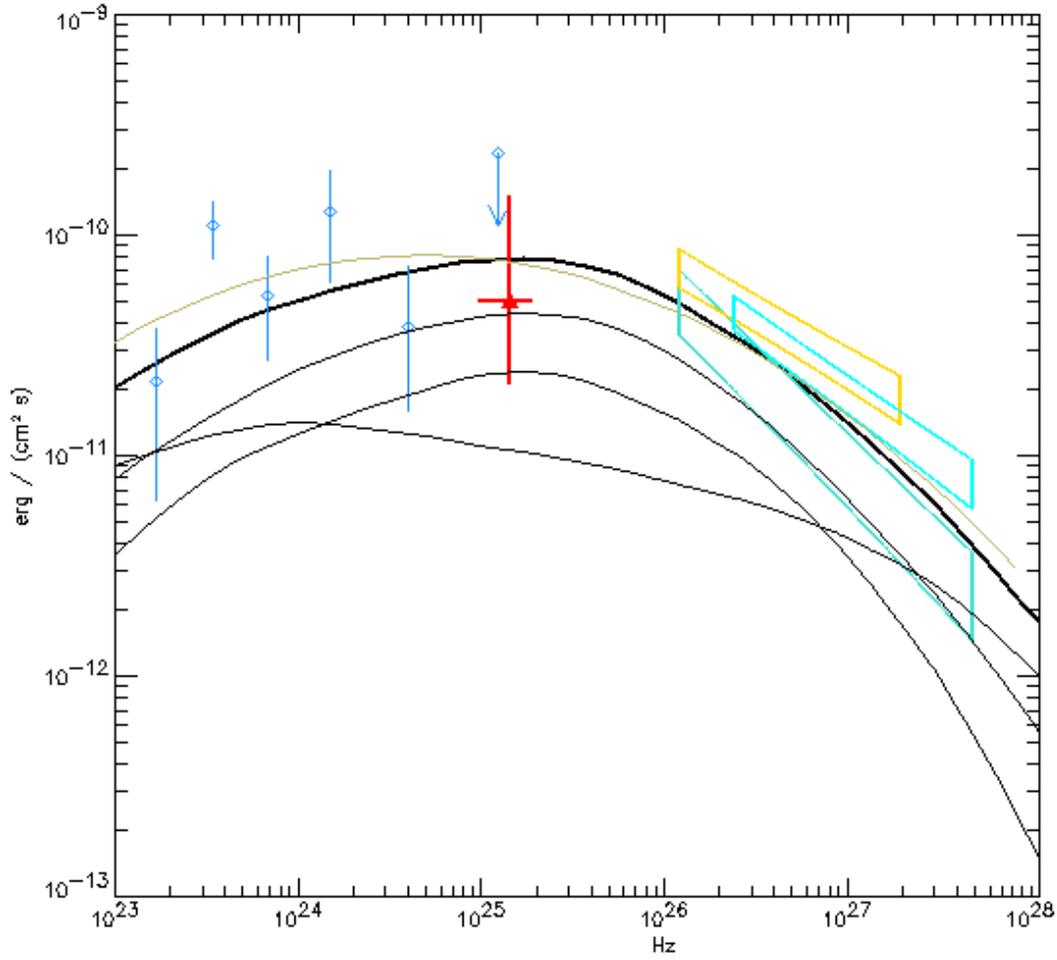


FIG. 2.12: “Zoom” de la figure 2.11. Les 3 contributions au flux Compton inverse (en ordre décroissant de leur contribution aux alentours du maximum de puissance) sont celles des photons synchrotron, des photons thermiques dans l’infrarouge, des photons du rayonnement cosmologique à 2.7 K.

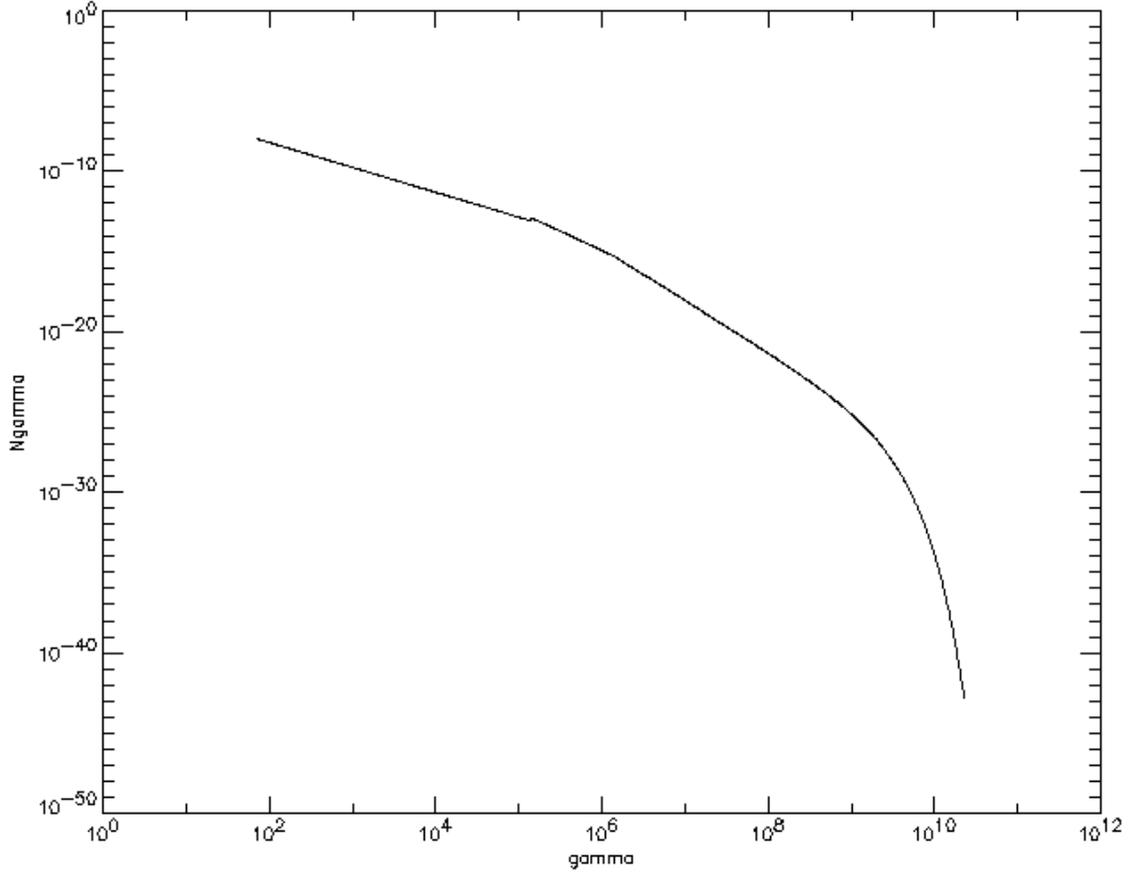


FIG. 2.13: *Le spectre reconstruit d'électrons (en nombre d'électrons par  $\text{cm}^3$  par stéradian) dans la nébuleuse, dans la représentation  $(\gamma, N(\gamma))$ . Les paramètres ajustés de ce spectre sont présentés dans le tableau 2.3 (où les paramètres ayant la dimension de la densité des particules sont multipliés par  $4\pi V$ ,  $V$  étant le volume de la nébuleuse du Crabe, pour lequel on a adopté une valeur  $9.1 \cdot 10^{56} \text{cm}^3$ ).*

# Chapitre 3

## CAT : le télescope et la méthode standard d'analyse

### 3.1 Présentation du détecteur



FIG. 3.1: *Le site de Thémis. Les 200 héliostats (la surface du miroir de chacun est de  $54 \text{ m}^2$ ) sont répartis sur un terrain de 3 hectares, face à la tour (de 100 m de hauteur) de l'ancienne centrale solaire. Le télescope CAT est situé dans le hangar blanc au milieu du champ d'héliostats.*

Le télescope CAT [10, 70] est situé au sud de la France, dans les Pyrénées Orientales (à 1650 m d'altitude), sur le site de l'ex-centrale solaire Thémis, par  $42^{\circ}30'$  de latitude

Nord et 2° de longitude Est, près du village de Targassonne à proximité de Font-Romeu. Le site a abrité les deux premières expériences de l'astronomie gamma au sol en France — ASGAT [45] et Thémistocle [7] — dans la seconde moitié des années 80. La mise en œuvre de l'imageur CAT (qui a commencé à prendre des données en Septembre 1996) et du projet CELESTE [80, 33] (qui a vu sa première lumière en 1998) et les résultats obtenus avec ces deux dispositifs de seconde génération de détecteurs Tcherenkov au sol ont beaucoup contribué au développement du domaine. Pour des raisons scientifiques (la création de nouveaux projets au niveau international, de meilleure performance) et administratives (un bail entre l'Electricité de France et le CNRS touche à son terme), le site de Thémis va être fermé durant l'été 2004.



FIG. 3.2: *L'imageur CAT photographié juste avant le coucher de Soleil, qui envoie encore ses rayons sur la tour (visible dans la partie gauche de la photo). Le hangar est ouvert, le télescope est en élévation au dessus de sa position de repos. On voit bien le réflecteur composé de 90 miroirs individuels, et la caméra dans son plan focal.*

## 3.2 La chaîne de détection

### 3.2.1 Réflecteur optique et structure mécanique

Le télescope CAT utilise la monture de type alt-azimuthal d'un ancien héliostat de la centrale solaire dont la position a été choisie pour avoir le recouvrement optimal avec les détecteurs ASGAT et Thémistocle. Une pièce de liaison [10, 70] montée sur la tête de

l'héliostat joue le rôle de support du miroir, des baies d'électronique d'acquisition (qui jouent ainsi le rôle de contrepoids) et du portique de la caméra. La fixation de la structure de soutien du miroir a été implantée indépendamment de celle du portique de la caméra, afin d'éviter les déformations mécaniques induites par le poids de la caméra sur l'optique.

Le miroir du télescope est composé de 90 miroirs individuels sphériques, de 50 cm de diamètre et de 12 m de rayon de courbure. La réflectivité des miroirs individuels est de 90%, ce qui conduit à une surface effective de l'ensemble des miroirs de 16 m<sup>2</sup>. Les miroirs sont alignés selon le montage de Davies et Cotton [29], qui minimise les aberrations de coma par rapport à celles d'un miroir parabolique, mais présente un très léger défaut d'isochronisme, dans notre cas de l'ordre de 2 ns, ce qui est inférieur à la durée du signal Tcherenkov typique des gerbes atmosphériques. Ce montage facilite aussi la procédure d'alignement des miroirs (une auto-collimation simple par la méthode de Foucault est utilisée) et permet d'atteindre une précision de réglage d'un miroir individuel inférieure à 0.1 mrad. Cette procédure a été appliquée plusieurs fois pendant 6 ans de fonctionnement du télescope, surtout dans les années 2000-2002, où environ la moitié des miroirs élémentaires, qui se sont empoussiérés au cours du temps, ont été remplacés par des miroirs nettoyés ou ré-aluminisés.

### 3.2.2 La caméra

La caméra du télescope (voir la figure 3.3) est composée de 546 petits photomultiplicateurs entourés par une double couronne de photomultiplicateurs de garde. L'angle vu par un petit pixel est de 0.12° de diamètre. Cette granularité fine de la caméra représente l'une des innovations apportées par la collaboration CAT à l'astronomie gamma au sol. D'une part, ceci permet d'analyser avec plus de précision les images des gerbes atmosphériques ou celles créées par des muons du rayonnement cosmique se propageant à la proximité du détecteur. D'autre part, en combinaison avec l'autre nouveauté introduite par CAT, son électronique rapide décrite plus bas dans cette même section, il est devenu possible de diminuer le bruit de fond du ciel intégré dans un pixel et par conséquent d'obtenir, pour une taille modérée du miroir, un seuil de détection en énergie du télescope assez bas ( $\simeq 250$  GeV au zénith).

Chaque phototube est équipé d'un cône de Winston [88] dont le rôle est double. D'abord, il sert à minimiser l'espace mort entre les photocathodes des pixels voisins et deuxièmement, à éliminer la lumière parasite arrivant sur la caméra à des grands angles d'incidence (albédo du sol par exemple), donc non issue du miroir. Des mesures effectuées sans et avec cônes ont permis de conclure qu'en leur présence la collection de lumière par un pixel est environ 2 fois plus grande pour les angles d'incidence utiles ( $\leq 30^\circ$ ). La réflectivité des cônes a été mesurée en utilisant un diffuseur reproduisant la surface du miroir de CAT et observé sous le même angle solide, pour des longueurs d'onde différentes. La valeur moyenne de l'efficacité de collection ainsi obtenue est d'environ 69 %.

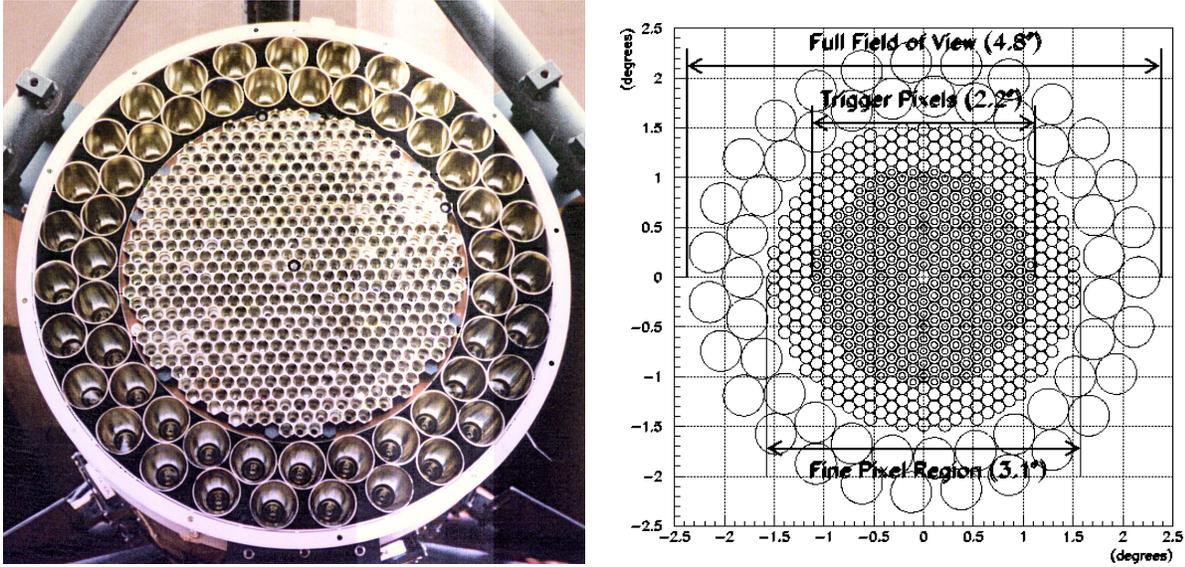


FIG. 3.3: La caméra de CAT. (A gauche) L'ensemble des 546 petits pixels est entouré par deux anneaux de 54 grands phototubes. Chaque photomultiplicateur est équipé d'un cône de Winston – concentrateur de lumière. (A droite) Le champ de vue des différentes zones de la caméra. Les 288 pixels centraux participent au déclenchement.

### 3.2.3 L'électronique d'acquisition

Afin de profiter de la rapidité du signal Tcherenkov, l'électronique de l'imager a été placée directement sur la partie mobile du télescope. Ceci a permis d'éviter l'utilisation de longs câbles et par conséquent, de diminuer la dispersion temporelle des signaux. L'électronique d'acquisition comprend deux parties (voir la figure 3.4). La logique de déclenchement est située dans la caméra, à l'arrière des photomultiplicateurs. L'électronique de lecture analogique, l'ordinateur d'acquisition et l'alimentation de haute et de basse tension sont situés dans les châssis placés dans le contrepoids du télescope. Avant d'être traité dans chacune de ces parties de l'électronique, les signaux de sortie des photomultiplicateurs sont d'abord amplifiés et élargis jusqu'à 2.3 ns, afin de tenir compte de la fluctuation des temps d'arrivée des photons de la gerbe ( $\simeq 2$  ns) et de l'anisochronisme du miroir.

#### La logique de déclenchement

Afin que les images des gerbes enregistrées soient bien contenues dans la caméra, la logique de déclenchement n'utilise que les 288 petits pixels de la zone centrale (voir la figure 3.3). Ces pixels sont regroupés en 9 sextants de 48 phototubes (figure 3.5), chaque couple de sextants voisins ayant 16 phototubes en commun pour éviter les effets de bord. La logique de déclenchement exige un nombre minimal  $N_p$  de pixels d'un même sextant dépassant un seuil analogique en amplitude  $S_m$  en entrée des comparateurs<sup>1</sup>.

Le nombre minimal de pixels  $N_p$  a été fixé à 4 dès le début du fonctionnement de

<sup>1</sup> Cette sectorisation, ainsi que l'utilisation de comparateurs au lieu de discriminateurs, a pour but de réduire le taux de coïncidences aléatoires dues au bruit de fond du ciel. Elle tire en même temps parti du fait que pour une source ponctuelle, les images des gerbes de  $\gamma$  éventuelles pointent vers sa position angulaire.

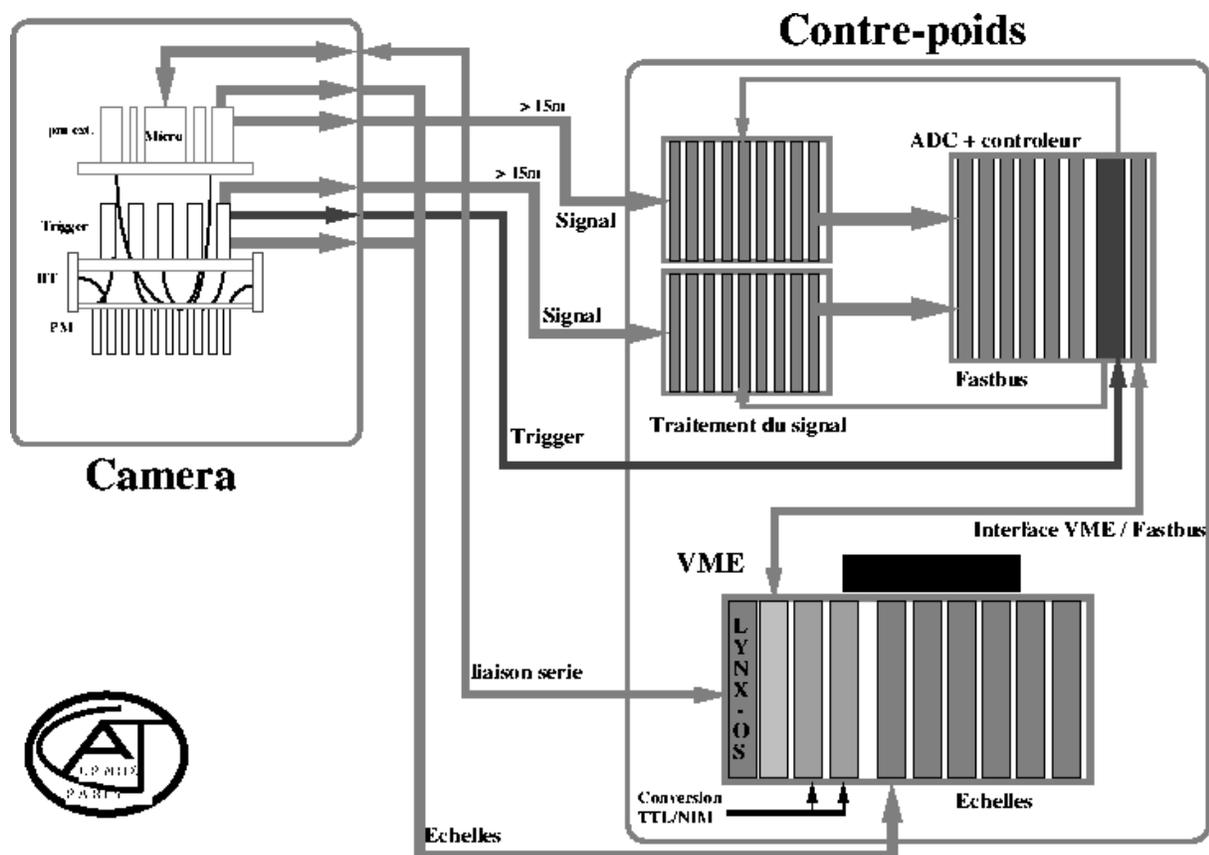


FIG. 3.4: Schéma de répartition de l'électronique du détecteur. La partie compacte, située dans la caméra, inclut la logique de déclenchement. La deuxième partie, placée dans le contrepois du télescope, contient les alimentations de haute et de basse tension, ainsi que l'électronique de traitement analogique des signaux.

CAT. Par contre, le seuil analogique  $S_m$  a subi quelques changements au cours des 6 ans de prises de données (Cf page 41). Les valeurs du seuil analogique utilisées sont comprises entre  $2 \times \bar{S}_{1p.e.}$  et  $3 \times \bar{S}_{1p.e.}$ , où  $\bar{S}_{1p.e.}$  est l'amplitude du signal moyen produit par un photoélectron unique<sup>2</sup>. Pour l'ensemble des conditions de déclenchement mentionnées, le taux d'événements enregistrés (dû aux rayons cosmiques) est d'environ 15 Hz pour le télescope orienté vers le zénith.

### La chaîne analogique

Les signaux des photomultiplicateurs sont transmis à l'électronique de lecture de la charge située dans le contrepois du télescope, où ils sont retardés afin de prendre en compte le temps de formation du signal logique de déclenchement ( $\leq 18$  ns). Lorsque le déclenchement est validé, le signal logique active l'intégration des courants dans les convertisseurs analogiques-numériques (ADC). Le temps d'intégration a été choisi aussi court que pos-

<sup>2</sup>Ces modifications du seuil ont été faites dans le but d'étudier la possibilité d'abaisser le seuil de détection en énergie du télescope. Ceci nous oblige de combiner dans une même analyse les données prises avec des valeurs différentes de  $S_m$  (Cf page 43).

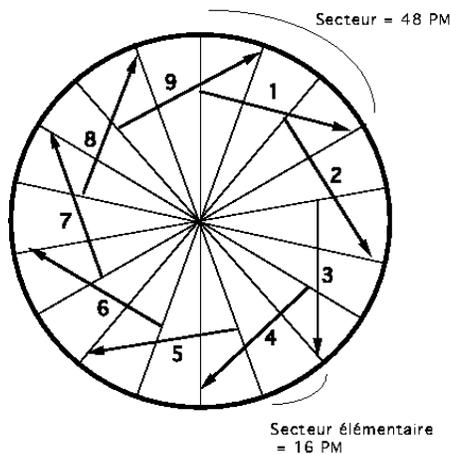


FIG. 3.5: *Sectorisation de la caméra. Les petits pixels participant au déclenchement sont regroupés en 9 sextants se recouvrant par tiers. Pour que le déclenchement ait lieu, un nombre minimal de voies  $N_p$  doit dépasser un seuil analogique en amplitude  $S_m$  dans au moins un des 9 sextants.*

sible afin de minimiser la contribution du bruit de fond de ciel. Ainsi, des portes analogiques rapides (temps de commutation de 2 ns), de largeur réglable, sont utilisées<sup>3</sup>. La fenêtre temporelle de lecture a été fixée à 12 ns. Le temps de conversion dans un ADC est de 350  $\mu$ s mais il faut environ 6.5 ms pour lire la totalité des 600 phototubes, ce qui implique un temps mort de l'ordre de 10%.

Un déclenchement spécial (dit "logiciel") de la caméra est aussi effectué par l'ordinateur d'acquisition, avec une fréquence égale au dixième de celle des événements réels, dans le but d'avoir un suivi régulier du fond de ciel. Cette fois la largeur de la porte est plus grande (40 ns), pour intégrer plus de photons de fond du ciel. L'intensité moyenne obtenue à partir de ces événements à porte large est ensuite utilisée afin de trouver le zéro des charges (le piédestal), qui est légèrement affecté dans les événements réels par la contribution du fond du ciel [37].

Le taux de dépassement du seuil analogique  $S_m$  est enregistré en utilisant les échelles de comptage. Les signaux de sortie des comparateurs de chaque phototube sont intégrés pendant 1 s toutes les 8 secondes. Le suivi de taux de comptage de chaque voie permet de localiser les pixels affectés par les étoiles trop brillantes, de magnitude  $\leq 3$ , par leur taux de comptage trop élevé ( $> 40$  MHz); la haute tension de tels pixels est automatiquement coupée afin d'éviter leur détérioration. Grâce au temps important d'intégration, le taux de comptage est très sensible à des variations d'éclairage même faibles de champ de vue d'un pixel. Cette propriété est très utile pour contrôler la qualité des données et repérer le passage des petits nuages lors d'une acquisition.

### 3.2.4 Le déroulement des observations

Les observations sont menées depuis la salle de contrôle située sous la plateforme<sup>4</sup> dans la partie Est du bâtiment. Les données numérisées y sont transmises par fibre optique et enregistrées sur le disque de la machine centrale (HP 9000). Depuis cette dernière,

<sup>3</sup>En remplacement des portes internes des ADC dont la largeur est trop grande (65 ns).

<sup>4</sup>Lorsque l'imageur est dans sa position de repos, cette plateforme, que l'on voit sur la figure 3.2, permet l'accès à la caméra ainsi qu'aux centres de courbure des miroirs pour effectuer les réglages optiques.

l'opérateur passe les commandes d'observation et contrôle le déroulement de la prise de données par l'intermédiaire du système d'acquisition de données décrit en détail dans [10, 85].

### Stratégies d'observation

Avant la fin de Janvier 2000, les observations ont été effectuées en mode dit **“ON-OFF”**, où le télescope suit alternativement la source (position **“ON”**), puis la région suffisamment décalée en ascension droite (de 20 à 30 minutes, position **OFF**), de manière que les deux prises de données, ON et OFF, soient faites au même angle zénithal et au même azimuth, et donc pour un fond hadronique enregistré semblable. Le signal éventuel est extrait ensuite en comparant les positions ON et OFF.

Ainsi, une prise de données dure typiquement de 20 à 30 minutes. Néanmoins, les changements importants de transparence atmosphérique sont toujours possibles à l'échelle d'une demi-heure. Afin d'égaliser les positions ON et OFF par rapport à l'état de l'atmosphère, et aussi d'augmenter le temps **“utile”** d'observation sur la source, un nouveau mode d'observation dit **“ping-pong”** a été introduit à partir de Février 2000. Cette fois l'imageur pointe tour à tour, d'une prise de données à l'autre, sur l'une des 4 positions décalées de 5 mrad, soit en ascension droite, soit en déclinaison, par rapport à celle de la source<sup>5</sup>. Etant donné les coordonnées de la source  $(x_0, y_0)$ , le point symétrique par rapport au centre de la caméra  $(-x_0, -y_0)$  est utilisé en tant que la position OFF. Le choix de la valeur du décalage (optimisé par simulations [92]) est un compromis entre l'intention de ne pas abaisser trop l'efficacité de détection qui est maximale lorsque la source est au centre et d'autre part, de garder à un niveau faible ( $\simeq 1-2\%$ ) le nombre de  $\gamma$  qui pourraient dans certains cas (voir la figure 3.6) être aussi bons candidats pour la position OFF que pour le ON ( $\gamma$  **“ambigus”**).

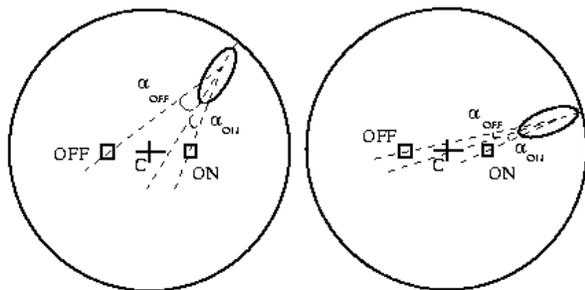


FIG. 3.6: *Le mode “ping-pong” d’observation. (A gauche) La propriété des images des gerbes dues aux  $\gamma$  de pointer, à quelques degrés près, vers la position de la source, permet d’extraire le signal du fond hadronique en utilisant la même prise de données. (A droite) Dans l’analyse, on est obligé de prendre en compte la contamination possible du fond par de vrais  $\gamma$ .*

### Analyse en ligne

Un prétraitement des données, c’est à dire une forme simplifiée de l’analyse complète des images, est effectué à la fin de chaque acquisition, pour avoir rapidement (en 15-20 min) la première estimation de l’état d’activité d’une source observée<sup>6</sup>. Un bilan de l’état de l’atmosphère (basé essentiellement sur le taux de déclenchement et le taux de comptage simple) est également fait, ce qui permet à l’opérateur de prendre des décisions pouvant affecter le programme d’observation.

<sup>5</sup>Lorsque c’est le signe du décalage qui change, une source passe d’un côté du centre de la caméra à l’autre comme une balle de ping-pong au dessus d’un filet, d’où le nom de ce mode d’observation.

<sup>6</sup>L’analyse complète (qui va être décrite plus loin dans ce même chapitre) demande plusieurs heures au Centre de Calcul à Lyon.

## 3.3 Contrôle de la qualité des prises de données

L'ensemble de données de CAT que l'on voudrait combiner dans une même analyse a été obtenu pendant une période de 6 ans de fonctionnement du télescope, dans des conditions d'observation souvent assez différentes. D'une part, la réponse de l'imageur varie en fonction de l'état du ciel. D'autre part, le vieillissement du matériel et les interventions des expérimentateurs (sur le taux de déclenchement de la caméra, par nettoyage des miroirs etc.) au cours des années sont les contributions majeures à l'évolution de l'efficacité globale de détection. L'examen a posteriori des données prises, accompagné par l'utilisation des simulations permet d'évaluer l'importance relative de ces différents facteurs.

On commencera par décrire brièvement la procédure de contrôle de l'état de l'atmosphère et les critères de sélection d'acquisitions développés au sein de la collaboration CAT [83]. Ensuite, on décrira l'influence sur l'efficacité de détection des modifications des conditions d'acquisition, notamment le seuil analogique de déclenchement de la caméra et le décalage de la source par rapport à l'axe optique de l'imageur, effectuées au cours de 6 ans d'observations. Dans le dernier paragraphe de la section, on présentera le bilan de l'évolution de la réponse du détecteur, obtenu avec les anneaux des muons.

### 3.3.1 Contrôle de la qualité des lots de données

L'état de l'électronique de l'imageur pour chaque prise de données, la mesure du bruit de fond de ciel, le taux de déclenchement global (dû essentiellement aux hadrons et aux muons des gerbes hadroniques) et le taux de comptage simple au niveau de sortie de comparateur de chaque voie sont les composantes du diagnostic qui permet de contrôler le déroulement des acquisitions et de rejeter les données prises dans les conditions particulièrement anormales. Deux sélections sont adoptées : l'une plus lâche  $\mathcal{S}_1$ , en vue du calcul de l'intensité de l'émission d'une source, et l'autre plus stricte  $\mathcal{S}_2$ , destinée à l'analyse spectrale. On présente ici un résumé des paramètres observationnels et des critères de sélection utilisés.

#### Bruit de fond du ciel moyen $\bar{B}$

Le fond du ciel moyen pour le champ stellaire de la nébuleuse du Crabe est de  $0.0186 \pm 0.0024$  p.e./ns, valeur obtenue sur 97.2% d'acquisitions qui satisfont à la coupure adoptée  $0.008 < \bar{B}(p.e./ns) < 0.028$ .

#### Taux de comptage simple

Ce taux est un moyen très efficace de détecter les variations, même faibles, de l'éclairage du champ de vue d'un pixel<sup>7</sup>. Ainsi, le passage éventuel des petits nuages se manifeste clairement sur la variation en fonction du temps de la fréquence médiane  $f_{med}$ , obtenue à chaque instant sur l'ensemble des valeurs de taux de comptage simple des petits pixels. A partir de cette distribution, on déduit une variation relative  $\Delta_{med}^1$  et une dispersion

---

<sup>7</sup>Par exemple, on a pu facilement repérer, en utilisant les échelles de comptage, toutes les étoiles jusqu'à magnitude 8 au voisinage de la nébuleuse du Crabe.

relative  $\Delta_{med}^2$  de la fréquence médiane pendant l'acquisition. On exige ensuite :

$$|\Delta_{med}^1| < 50\% \text{ et } \Delta_{med}^2 < 10\% (\mathcal{S}_1) \quad \text{ou} \quad |\Delta_{med}^1| < 40\% \text{ et } \Delta_{med}^2 < 6\% (\mathcal{S}_2) .$$

Le premier critère permet de conserver  $\approx 97\%$  et le second  $\approx 93\%$  des acquisitions de l'ensemble de données prises sur la nébuleuse du Crabe.

### Seuil individuel effectif $Q_m$

Le seuil effectif  $Q_m$  représente un estimateur du seuil réel pour chaque prise de données. Il est obtenu à partir de la distribution de la charge  $Q_4$  du quatrième pixel le plus brillant parmi les 288 petits pixels participant au déclenchement, pour les événements de charge totale faible ( $Q_{tot} < 50 \text{ p.e.}$ ). Puisque la logique du déclenchement exige 4 voies d'un même sextant de la caméra dépassant le seuil analogique  $S_m$  en sortie de comparateur, c'est en effet le quatrième pixel qui a probablement validé le déclenchement.

Empiriquement, on constate [83] que pour une même nuit d'observation (et donc pour le même gain de photomultiplicateurs) la valeur moyenne de  $Q_4$  pour  $Q_{tot} < 50 \text{ p.e.}$  est reliée à  $S_m$  selon

$$S_m = \left( \frac{\langle Q_4 \rangle}{2.6565} \right)^2 \quad (3.1)$$

pour des valeurs de seuil analogique  $S_m = 2.5$  ou  $3.0 \text{ p.e.}$  Il est alors pratique de définir le seuil effectif  $Q_m$  à partir de la valeur moyenne de  $Q_4$  par le second membre de cette formule. À mesure que les phototubes vieillissent et que leur gain diminue, le seuil réel augmente dans le temps, ce qui oblige de relever régulièrement les hautes tensions des phototubes.

La figure 3.7 présente l'évolution du seuil effectif  $Q_m$  dans les données prises par CAT sur la nébuleuse du Crabe. On voit que l'ensemble de données est un mélange d'acquisitions avec une réponse différente du détecteur ; la plupart correspondent à des valeurs utilisées du seuil analogique  $S_m$  de  $3.0$ ,  $2.5$  et  $2.0 \text{ p.e.}$  Une dizaine d'acquisitions pour lesquelles  $S_m > 3.0 \text{ p.e.}$  ou  $S_m < 2.0 \text{ p.e.}$  sont rejetées afin de ne pas compliquer l'analyse.

### Taux de déclenchement

Par rapport au taux de comptage simple dont l'étude permet de révéler la présence des nuages plus ou moins marqués, les coupures sur le taux de déclenchement de la caméra permettent d'éliminer les acquisitions prises avec une transparence atmosphérique globale moyenne, par exemple par temps humide ou avec un ciel voilé de façon uniforme. Plutôt que d'utiliser le taux de déclenchement brut  $D_h$ , qui varie avec le seuil effectif  $Q_m$  et l'angle zénithal  $\theta_z$ , on le "corrige" afin de se ramener à des conditions d'acquisition correspondant à des observations au zénith, pour un seuil  $Q_m$  de  $3.0 \text{ p.e.}$  et un fond de ciel  $\bar{B}$  de  $0.012 \text{ p.e./ns}$ . Le taux  $\tilde{D}_h$  ainsi corrigé montre une dispersion deux fois plus petite qu'avant correction<sup>8</sup> et convient mieux pour une sélection. La deuxième quantité qu'on

<sup>8</sup>Cet effet se voit bien en comparant les deux diagrammes de la figure 3.13.

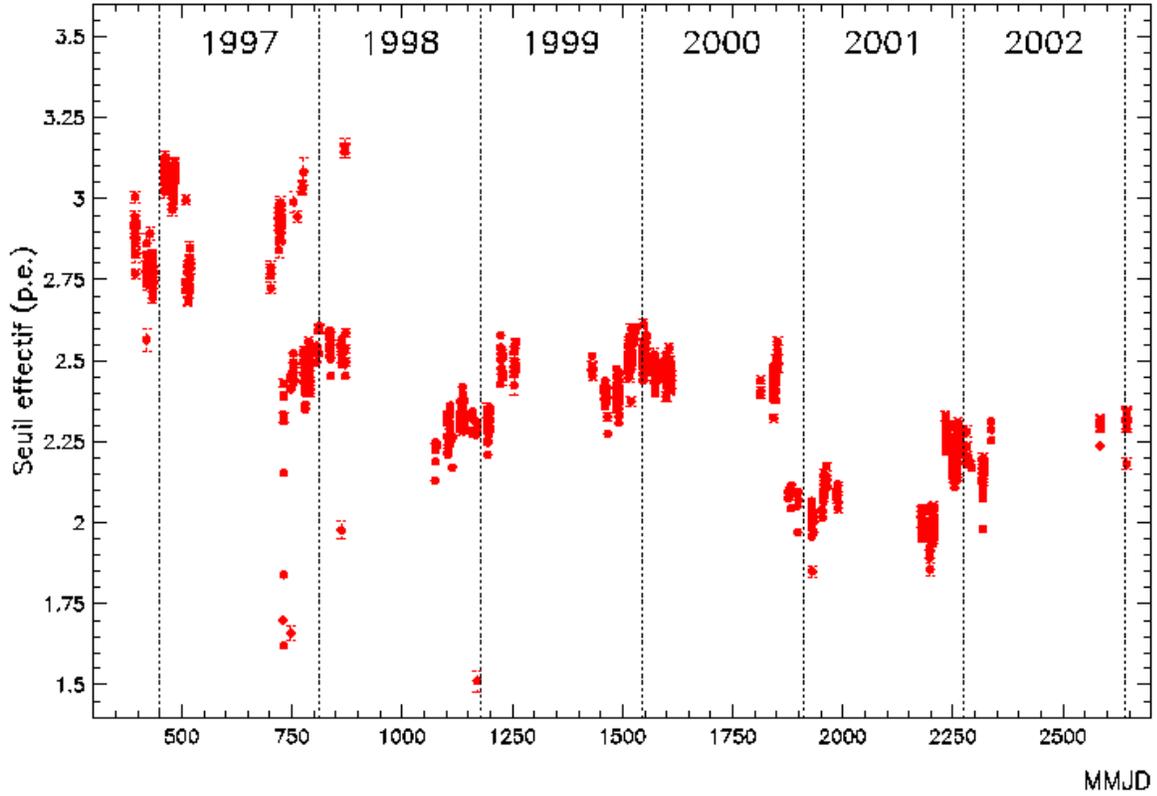


FIG. 3.7: L'évolution du seuil effectif  $Q_m$  sur 6 ans de fonctionnement de CAT dans les données prises sur la nébuleuse du Crabe. Chaque point correspond à une acquisition ("run"). Les points sont regroupés en temps selon les périodes de la nouvelle Lune et ne couvrent que la moitié de chaque année entre les mois de Septembre et Mars, lorsque la nébuleuse peut être observée. Les modifications différentes des conditions expérimentales peuvent être repérées sur la figure, dont les plus importantes en valeur absolue, comme celles de l'automne 1997, correspondent à des changements du seuil analogique  $S_m$  individuel de tension en sortie de comparateur. On note aussi une tendance globale du seuil effectif  $Q_m$  à augmenter à l'échelle de plusieurs mois, à mesure que les phototubes vieillissent et que leur gain diminue. Cette augmentation est mieux visible sur les saisons avant l'été de l'année 2000, le moment où l'ensemble des phototubes des petits pixels ont été remplacés. L'effet des variations des conditions météorologiques d'une période d'observation à l'autre, ainsi que les interventions sur le détecteur (par exemple, l'augmentation des hautes tensions entre Février et Mars 1997 ou bien le changement de la partie des miroirs individuels par les miroirs réaluminisés en fin de Février 2001) sont aussi visibles sur le diagramme.

utilise représente l'écart relatif  $\Delta_h$  entre la dérivée temporelle observée du taux brut de déclenchement et celle prédite à partir de la dépendance connue  $D_h \propto \cos(\theta_z)^{1.1}$ . Ensuite, si l'on veut procéder à l'analyse spectrale, on ne sélectionne que les acquisitions pour lesquelles  $\tilde{D}_h > 10$  Hz pour les données prises avant le début de Juin 2001, le moment où l'imageur a subi une légère perte de sensibilité dont on va parler à la fin de la section, et  $\tilde{D}_h > 9$  Hz pour les données prises après cette date. Pour tout type d'analyse, on exige également  $|\Delta_h| < 15$  %. Les deux coupures de la sélection stricte  $\mathcal{S}_2$  concernant le taux de déclenchement n'éliminent que  $\approx 4.8$  % des acquisitions prises sur la nébuleuse du Crabe.

### Décalage de la source par rapport au centre de la caméra

La base de données de CAT sur la nébuleuse du Crabe comporte des acquisitions prises avec les différents modes d'observation (décrits dans la section précédente), différant par la distance entre la source et le centre de la caméra (voir figure 3.8). On voit que pour la plupart des données, ce décalage est soit proche de 5 mrad soit proche de zéro. L'éloignement de la source du centre provoque une perte d'événements<sup>9</sup> examinée en détail dans le paragraphe 3.3.2. Dans notre analyse, on va rejeter les acquisitions faites au début de l'année 2000 (voir figure 3.8), pour lesquelles le décalage moyen de la source est soit  $d < 4$  mrad, soit  $d > 6$  mrad.

L'ensemble des coupures mentionnées ci-dessus permet de retenir  $\approx 85\%$  des prises de données sur le Crabe pour la sélection stricte  $\mathcal{S}_2$  et  $\approx 92\%$  pour la sélection faible  $\mathcal{S}_1$ .

### 3.3.2 La variation de la réponse du détecteur pour les configurations d'acquisition différentes

Après avoir sélectionné les données et exclu les acquisitions prises dans des conditions météorologiques incertaines ou lorsque l'électronique de l'imageur s'est comporté de façon anormale, nous décrivons maintenant les étapes suivantes dans le traitement des données. Sachant que le seuil analogique de déclenchement et le décalage de la source par rapport au centre de la caméra sont des facteurs importants de variation de réponse du détecteur, on est obligé de quantifier maintenant ces effets pour les configurations différentes d'acquisition.

L'examen de l'ensemble des données de CAT sur la nébuleuse du Crabe nous permet de distinguer (voir les figures 3.7 et 3.8) **5 principales configurations d'acquisition de CAT** que l'on désignera par **D25, C20, D30, C25, D20**<sup>10</sup>. La lettre D ici signifie que la source est décalée par rapport au centre de la caméra de 5 mrad environ, la lettre C — qu'elle est au centre. Les chiffres indiquent le seuil analogique  $S_m$  de déclenchement : "20" correspond au seuil de 2.0 p.e. etc. Comment varie l'efficacité du détecteur entre ces configurations différentes ?

La figure 3.9 présente, pour les  $\gamma$  simulés au transit de la nébuleuse du Crabe, le rapport entre les nombres de  $\gamma$  enregistrés pour des conditions d'acquisition différentes. On voit d'abord que les différences éventuelles dans la réponse de l'imageur se manifestent surtout près de son seuil de détection. Ainsi, le nombre d'événements supplémentaires enregistrés dans la configuration D25 par rapport à D30, c'est-à-dire pour un seuil analogique plus bas, est de 78 % à 200 GeV et de 34 % à 300 GeV ! L'excès d'événements est

---

<sup>9</sup>Une partie des acquisitions de CAT sur la nébuleuse du Crabe (environ 10 heures d'observation qui ne sont pas indiquées sur la figure 3.8) était dédiée notamment à l'étude de la perte du signal en fonction de la distance de la source au centre de la caméra. Cela a été fait dans le cadre du travail de thèse de B.Khélifi, dans le but d'évaluer la perte d'efficacité de détection due au décalage, en vue de l'étude des sources étendues [63]. Le résumé des résultats obtenus lors de cette campagne d'observations est le suivant : à 4.4 mrad de centre, la perte est de 6.3%, et vaut 25.4% à 8.7 mrad. Lorsque la source se trouve au bord de la zone des petits pixels participant au déclenchement (17.5 mrad), on perd environ la moitié du signal, et environ les trois quarts quand la source est au bord de la zone des petits pixels (à  $\approx 26.2$  mrad du centre).

<sup>10</sup>L'ordre de cette énumération correspond en gros à des lots d'importance décroissante.

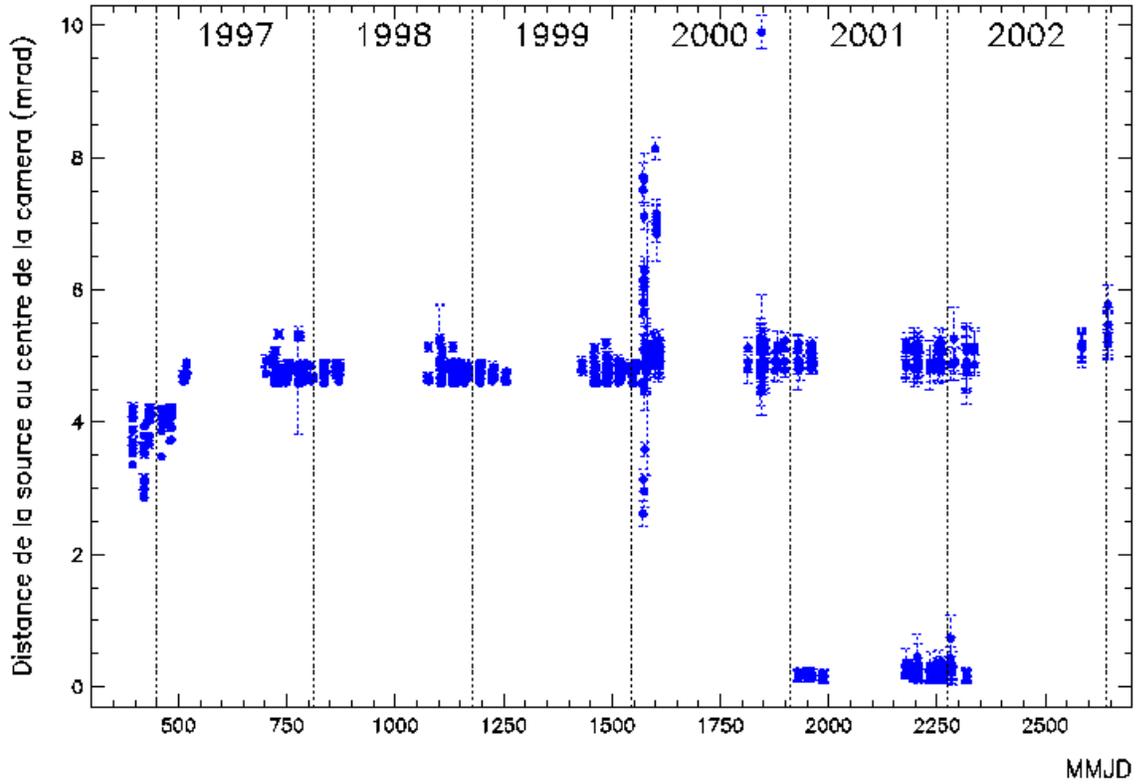


FIG. 3.8: *Distance de la source au centre de la caméra pour l'ensemble de données de CAT sur la nébuleuse du Crabe. Chaque point correspond à une acquisition. Les données avant la fin de Janvier 2000 sont prises en mode ON-OFF où l'imageur suit alternativement la source (prise "ON") et la région de contrôle décalée suffisamment ( $> 5^\circ$ ) en ascension droite (prise "OFF"). À cette époque, les déformations mécaniques induites par le poids de la caméra n'étaient corrigées qu'a posteriori et, pendant la prise de données, la source se trouvait de fait décalée de l'axe optique du miroir (la discontinuité au début de l'année 1997 correspond au jeu de la structure mécanique du télescope lors de l'intervention sur le miroir). La paramétrisation et le contrôle des corrections mécaniques ont été réalisés de façon régulière pendant les 3 premières années de fonctionnement de CAT en utilisant les caméras CCD [10], pour atteindre une précision de pointé de l'ordre de  $1'$ . À partir de la fin Janvier 2000, les corrections mécaniques sont appliquées au moment du suivi des objets par l'imageur. Parallèlement, le nouveau mode d'observation, dit PING-PONG, a été introduit. Cette fois, la source est décalée volontairement de 5 mrad (la valeur qui a été fixée après un certain nombre d'essais, ce que l'on voit sur le diagramme), soit en ascension droite, soit en déclinaison et le point symétrique par rapport au centre de la caméra est utilisé en tant que la position "OFF". Les prises de données pendant les saisons 2000/2001 et 2001/2002, pour lesquelles la distance de la source au centre est proche à zéro, correspondent aux observations de la nébuleuse aux grandes angles zénithaux.*

moins important dans le cas où c'est le décalage de la source par rapport au centre qui varie pour le même seuil analogique entre les deux configurations, mais il atteint néanmoins environ 19 % à 200 GeV (12 % à 300 GeV) si l'on compare les configurations C25 et D25.

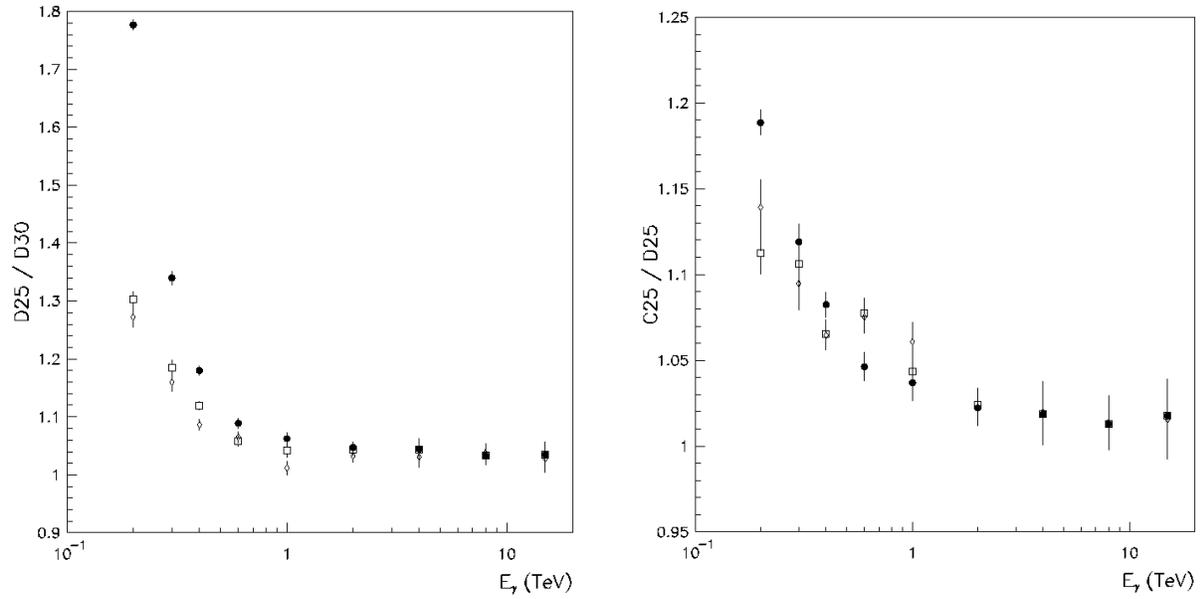


FIG. 3.9: Rapport des nombres de  $\gamma$  enregistrés par le télescope dans les configurations d'acquisition différentes (simulations au transit de la nébuleuse du Crabe, où l'angle zénithal vaut  $\theta_z \approx 20^\circ$ ). Diagramme de gauche : Rapport  $\frac{D25}{D30}$  du nombre de  $\gamma$  enregistrés avec le seuil analogique  $S_m = 2.5$  p.e. (D25) au nombre de  $\gamma$  enregistrés avec  $S_m = 3.0$  p.e. (D30) en fonction de l'énergie  $E_\gamma$ . La source est décalée de 5 mrad par rapport au centre de la caméra. Diagramme de droite : Rapport  $\frac{C25}{D25}$  du nombre de  $\gamma$  enregistrés dans le cas où la source est au centre de la caméra (C25) au nombre de  $\gamma$  enregistrés dans le cas où la source est décalée de 5 mrad par rapport au centre (D25) en fonction de l'énergie  $E_\gamma$ , pour le seuil analogique  $S_m$  de 2.5 p.e. . Les cercles pleins correspondent à l'ensemble des événements, les carrés vides à une sélection des événements par les coupures de charge  $Q_{tot} > 30$  p.e. et  $Q_4 > 3$  p.e., destinées à minimiser la différence en réponse entre les prises de données effectuées pour des valeurs de  $S_m$  différentes. Les losanges vides correspondent à la même sélection complétée par la coupure de forme. Le fait que la dernière coupure ne modifie pratiquement pas les deux rapports nous permet de traiter dans la même analyse les données prises avec des réponses différentes de l'imageur.

Le fait d'avoir un taux de  $\gamma$  inégal entre configurations d'acquisition différentes n'est pourtant pas gênant pour l'analyse à venir. Si l'on veut combiner les données prises avec une efficacité variable, il suffit de renormaliser correctement les valeurs théoriques attendues dans la fonction de vraisemblance dans la méthode de reconstruction des spectres ([84], Cf. section 6.3), en fonction des contributions respectives des types d'acquisitions dans le lot des données réelles.

On vérifie en même temps sur la figure 3.9 que la coupure de forme servant à séparer les  $\gamma$  des hadrons, ne modifie pas trop le rapport des taux de  $\gamma$  entre réponses différentes de l'imageur et donc n'est pas très sensible à des conditions d'acquisition particulières.

### 3.3.3 Suivi de l'évolution de la réponse du détecteur CAT avec les anneaux de muons

Les muons énergétiques des gerbes cosmiques qui tombent directement sur le miroir d'un imageur Tcherenkov fournissent des informations précieuses pour l'étalonnage et le suivi de ces télescopes au cours du temps.

Dans ce cas en effet, les photons Tcherenkov émis sur les quelques cent derniers mètres de la trajectoire d'un muon se répartissent dans le plan focal sur un anneau dont la position du centre donne la direction du muon, la densité de photons le long de l'anneau permettant de reconstruire son point d'impact. L'intérêt de ces muons en incidence directe qui déclenchent fréquemment le détecteur (taux  $\simeq 0.1$  Hz) est double :

- D'une part, le nombre moyen de photons attendu par pixel est faible ; le taux de détection des anneaux de muons est donc très sensible à tout effet (réglage optique, vieillissement des phototubes etc.) responsable de pertes de lumière.
- D'autre part, comme on peut prédire facilement le nombre moyen de photons le long du pourtour de l'anneau, on peut, avec un grand nombre d'événements de ce type, obtenir pour chaque pixel l'efficacité combinée de la chaîne optique (réflecteur, cônes de Winston, efficacité quantique du photomultiplicateur).

Dans le but de connaître la stabilité du télescope sur les 6 années de prise de données, c'est évidemment le premier aspect qui est exploité.

#### Sélection des anneaux complets de muons

Dans cette analyse, on se contente, après un nettoyage de l'image à deux seuils qui sera décrit page 69, d'ajuster un cercle sur les pixels dont la charge est significative. Les paramètres déterminés par cet ajustement, dit "géométrique", sont les suivants : les coordonnées du centre de cercle reconstruit  $x_c$ ,  $y_c$ , son rayon  $R_c$ , le nombre de pixels significatifs  $N_g$  de l'image participant à l'ajustement et la probabilité de  $\chi^2$  correspondante  $P_g(\chi^2)$ .

Le lot d'événements dont nous voulons mesurer l'évolution de la fréquence au cours du temps est défini en appliquant deux séries de coupures. On commence par imposer les conditions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} 10 < R_c < 25 \text{ (en mrad)} \\ \sqrt{x_c^2 + y_c^2} + R_c < 35 \text{ (en mrad)} \\ N_g > 12 \\ P_g(\chi^2) > 0.001 \end{array} \right.$$

En effet, 95% des muons produisent un anneau dans les limites définies par la première coupure [97]. La deuxième coupure exige que l'anneau soit entièrement contenu dans la caméra de CAT. La coupure sur  $N_g$  impose un minimum de pixels significatifs pour

contraindre l'ajustement (qui, purement géométrique, ne tient pas compte des charges dans chaque pixel).

Ensuite, on délimite la zone de l'anneau par deux cercles concentriques au cercle ajusté précédemment et dont les rayons sont  $R_c \pm 5\sigma$ , l'épaisseur  $\sigma$  étant définie par la relation :

$$\sigma = 1.5255 - 0.061822 R_c + 0.00071821 R_c^2 \text{ (en mrad)}$$

établie à partir des images simulées des anneaux complets.

À partir des pixels de cette zone dont la charge est supérieure à 2 photoélectrons, on calcule deux paramètres supplémentaires définis comme suit :

- Chacun des pixels, vu du centre de l'anneau, définit un secteur angulaire ; l'union de tous ces secteurs représente une fraction  $f$  de  $2\pi$  qui représente en somme la proportion utile de l'anneau.
- On calcule ensuite l'écart-type  $\sigma_r$  des distances de ces pixels à la circonférence reconstruite.

Enfin, on applique au lot mentionné plus haut les coupures sur ces deux paramètres :

$$\begin{cases} f > 0.4 \\ \sigma_r < 1.3 \text{ (mrad)} . \end{cases}$$

Par inspection visuelle des images, on a vérifié sur une vingtaine d'acquisitions, que l'ensemble des coupures précédentes ne sélectionne que des muons, dont environ 90-95% produisent des anneaux complets, le reste devant être attribué aux muons tombant au voisinage du miroir. On a aussi estimé, par inspection visuelle systématique de 4000 images, que l'efficacité de sélection des anneaux complets par ces coupures est de l'ordre de 50%.

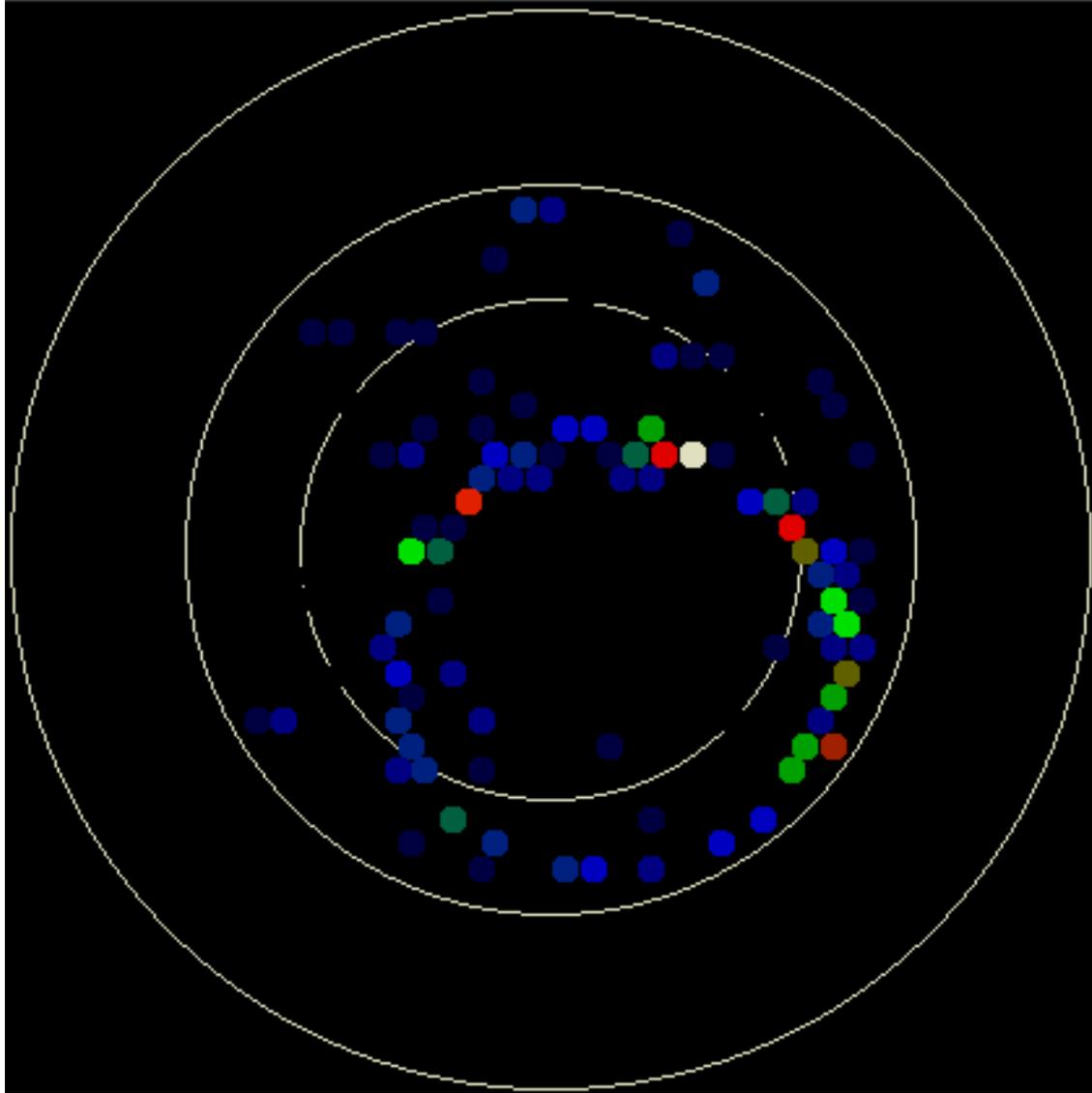


FIG. 3.10: *Image réelle créée par un muon dont la trajectoire est incidente sur le miroir de CAT. Par leur esthétique, les anneaux des muons illustrent comme logo l'imagerie Tcherenkov fine.*

### Examen de sensibilité du télescope

Après avoir appliqué cette analyse à tous les runs pris par l'imageur de CAT sur la nébuleuse du Crabe à un angle zénithal inférieur à  $28^\circ$ , on a pu constater une très grande stabilité du détecteur jusqu'à Juin 2001. Ensuite, on constate une chute du taux des anneaux de près de 50% par rapport à la période antérieure, alors que la charge moyenne par pixel ne subissait qu'une faible diminution (voir figure 3.11).

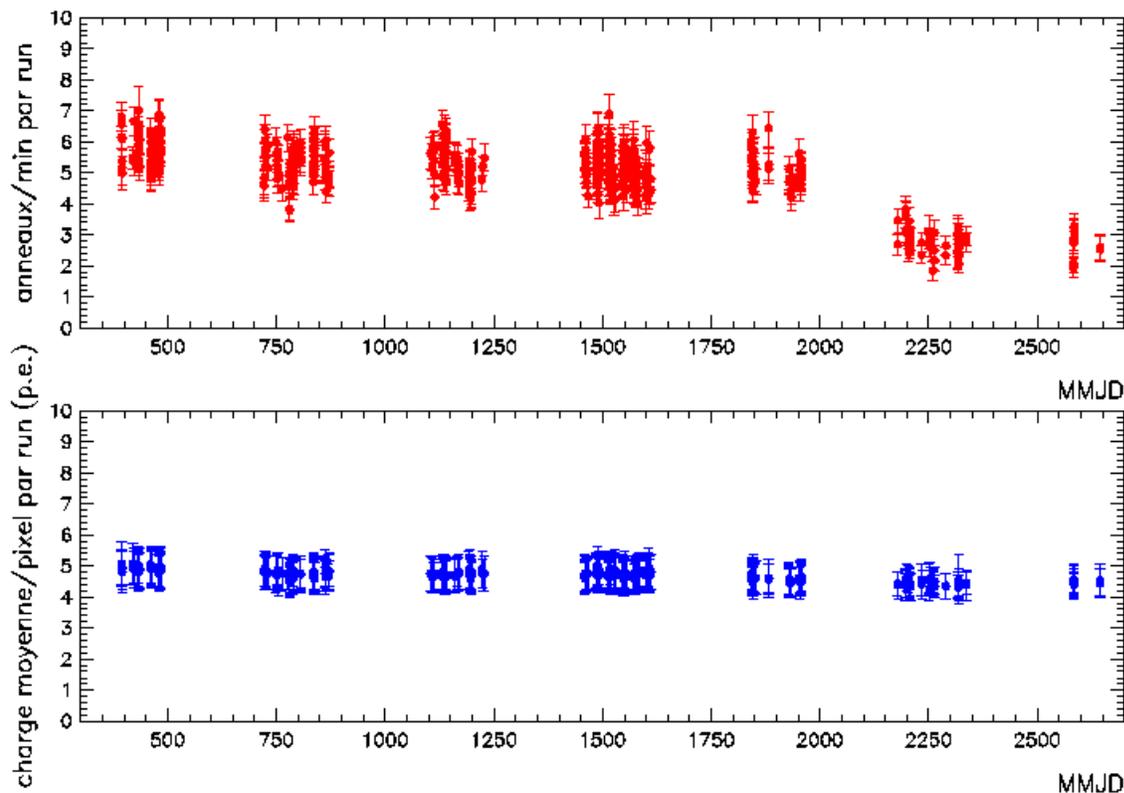


FIG. 3.11: Évolution du taux des anneaux de muons sélectionnés (avec les coupures décrites dans le texte) et de la charge moyenne par pixel dans ces événements dans les runs pris par CAT sur la nébuleuse du Crabe pendant 7 saisons d'observation entre 1996 et 2003 ( $\theta_z < 28^\circ$ ). L'abscisse est le jour julien modifié.

Le moment précis où le changement s'est produit (début du mois de Juin 2001) est bien repéré sur la figure 3.12 où sont pris en compte tous les runs sur les sources visées par CAT dans la première moitié de l'année 2001 dans la même intervalle d'angle zénithal  $\theta_z$  que la nébuleuse du Crabe [ $20^\circ$ - $28^\circ$ ]. Cette période (6 et 7 juin 2001, MMJD 2068) correspond au remplacement d'une quinzaine de miroirs du réflecteur par d'autres qui venaient d'être réaluminisés. Il apparaît cependant que le réglage optique consécutif au changement n'a pas été effectué dans les conditions optimales d'où une légère perte de lumière qui nous oblige à corriger différemment les données prises par CAT avant et après cette date.

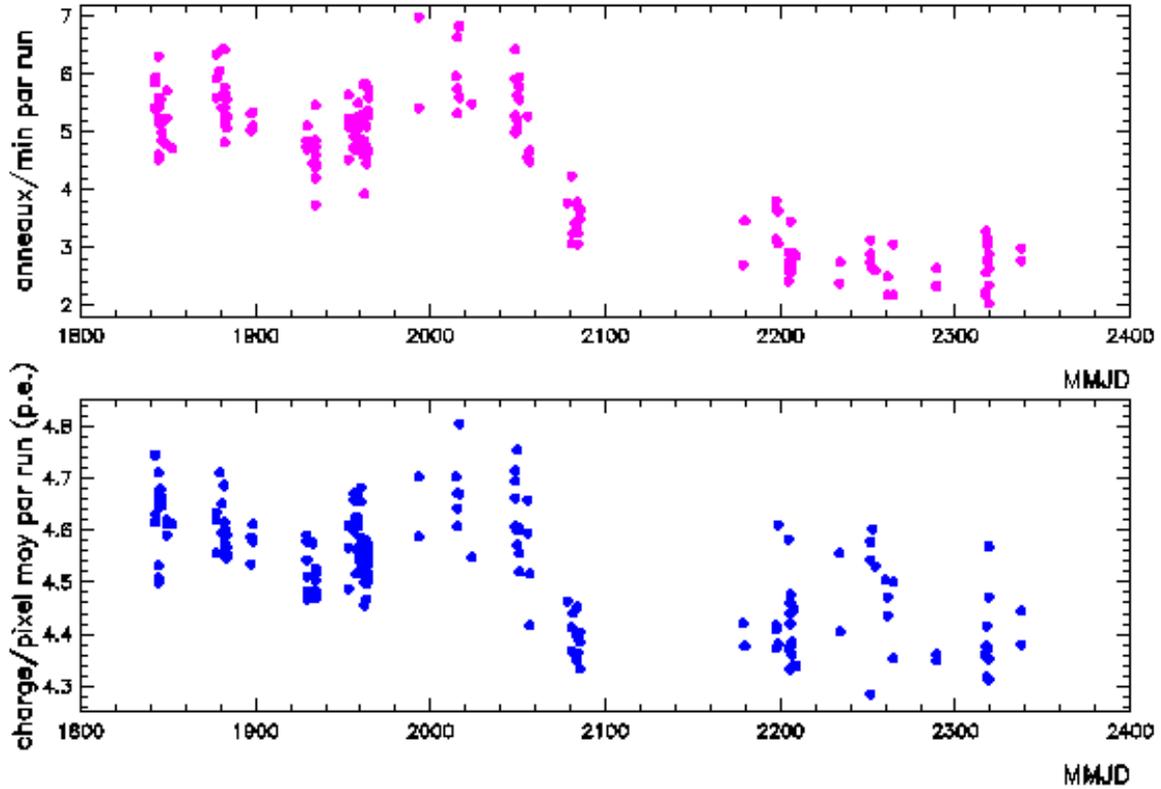


FIG. 3.12: “Zoom” de la figure 3.11, encadrant les points correspondants au runs pris au cours des saisons 2000-2001 et 2001-2002. Par rapport à la figure 3.11, les runs sur les sources autres que la nébuleuse du Crabe y ont été rajoutés.

De fait, la figure 3.12 montre que la diminution de la charge moyenne par pixel, bien corrélée avec la chute de taux d’événements, est faible. Plus précisément, pour l’ensemble des données de la figure 3.12 antérieures à MMJD 2068, la charge moyenne par pixel vaut  $4.585 \pm 0.07$  p.e., contre  $4.415 \pm 0.075$  p.e. pour les données postérieures. Ainsi une diminution de 0.17 p.e. par pixel est responsable de la chute de 50% de taux des anneaux, ce qui montre la sensibilité importante du taux d’anneaux à toute modification des efficacités de collection des photons. Effectivement, pour ce type d’événements, on est très près du seuil de détection de CAT. Le suivi de l’évolution de l’efficacité globale avec le taux de muons devrait devenir une procédure régulière pour les imageurs Tcherenkov de nouvelle génération tels que HESS.

Parallèlement, un suivi détaillé du taux de déclenchement global (essentiellement dû aux hadrons) révèle aussi, dans les mêmes données, une diminution — moins sensible — de 15-20% dans la période postérieure à juin 2001 (voir figure 3.13). Il s’agit ici d’un taux corrigé<sup>11</sup> afin de se ramener à des valeurs standards d’angle zénithal  $\theta_z$ , de seuil “effectif”  $Q_m$  et de bruit de fond du ciel moyen  $\bar{B}$ .

<sup>11</sup>décrit plus haut dans cette section

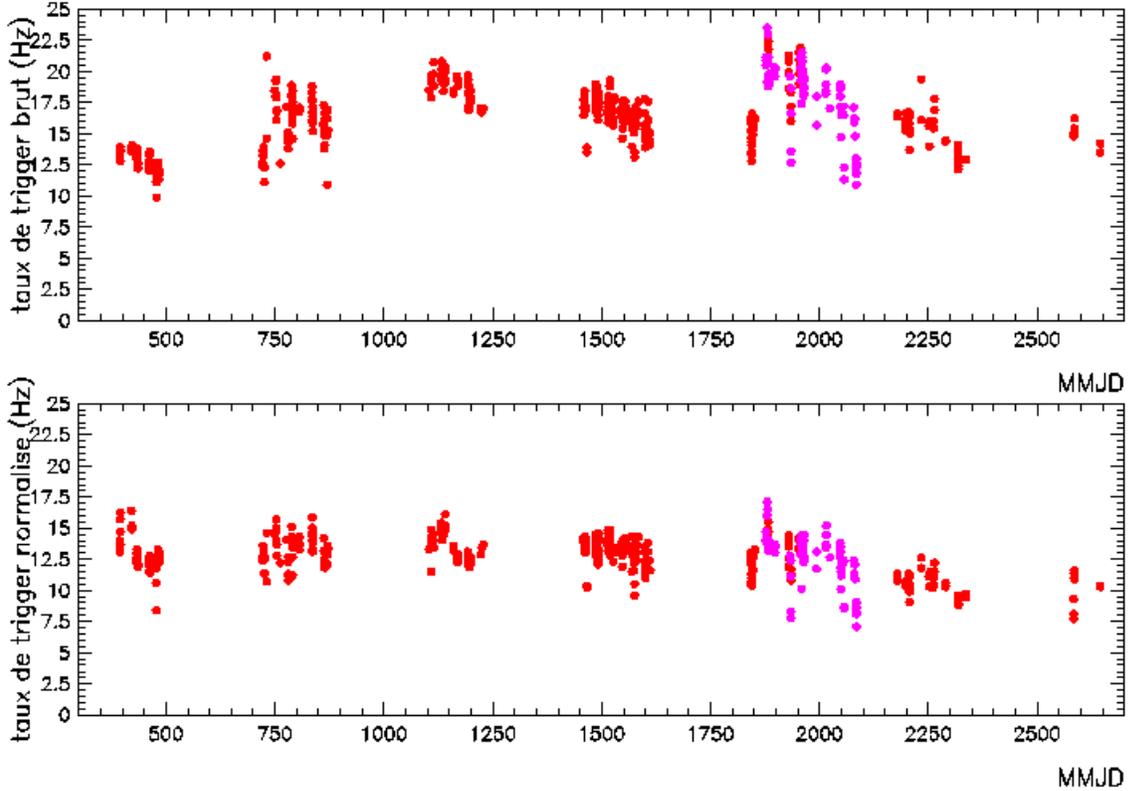


FIG. 3.13: Évolution du taux de déclenchement global de CAT dans un lot de données ( $\theta_z < 28^\circ$ ), brut (diagramme du haut) et normalisé par rapport aux observables mentionnées dans le texte (diagramme du bas). Le changement de couleur correspond aux runs pris sur les sources autres que la nébuleuse du Crabe.

### 3.4 Simulation de la réponse aux $\gamma$ du détecteur

L'absence de faisceau-test de  $\gamma$  disponible donne une importance considérable aux simulations pour la calibration des détecteurs travaillant dans le domaine de l'astronomie gamma au sol. La collaboration CAT utilise le logiciel KASKADE [62] de simulation des gerbes de  $\gamma$  par la méthode Monte-Carlo. Ce logiciel, créé pour l'expérience Whipple à partir du programme UNICAS dû à T.K.Gaisser [41], a été modifié à plusieurs reprises par les collaborations CAT, CELESTE et HESS et, dans sa version actuelle<sup>12</sup> [48], donne les résultats très proches de logiciels analogues tels que CORSIKA.

Dans cette section, on présentera d'abord quelques améliorations que nous avons apportées dans la simulation des gerbes, notamment une rectification de profil de densité

<sup>12</sup>En ce qui concerne les gerbes électromagnétiques, KASKADE inclut tous les phénomènes physiques intervenant dans le développement des gerbes de haute énergie : création de paires et diffusion Compton, rayonnement de freinage, pertes par ionisation, déviation des particules chargées par la diffusion Coulombienne multiple et par le champ magnétique terrestre, diffusion Möller des électrons, diffusion Bhabha et annihilation des positons. Les particules secondaires sont suivies jusqu'à l'énergie du seuil d'émission Tcherenkov. En sortie de KASKADE, on dispose d'un fichier contenant la liste des photons Tcherenkov au sol, qui sert d'entrée au programme de simulation de l'imageur. Pour chaque rayon gamma, on garde également les paramètres essentiels pour l'analyse des images, notamment l'énergie, la position de l'impact au sol, la profondeur de la première interaction et la direction (le zénith et l'azimuth) visée.

atmosphérique et la prise en compte de la dépendance de l'indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde. On verra également que ces modifications nous obligent à réexaminer l'efficacité globale du détecteur aux courtes longueurs d'onde. La deuxième partie de la section sera consacrée à la simulation du détecteur.

### 3.4.1 Simulation des gerbes atmosphériques

L'atmosphère est le véritable calorimètre de l'astronomie gamma au sol et aussi une des principales sources d'incertitude. Il est difficile de connaître sa transparence à chaque instant et par conséquent, l'estimation en absolu de l'énergie des  $\gamma$  est difficile. Une précaution élémentaire est d'exclure de l'analyse les prises de données de mauvaise qualité en appliquant les critères de sélection présentés plus haut dans ce chapitre.

Une autre précaution est d'essayer de rapprocher au maximum les paramètres atmosphériques dans la simulation des gerbes de la réalité. On commence par démontrer qu'il est possible de rectifier le profil de densité atmosphérique pour le site de Thémis à partir de mesures radiosonde. Ensuite, on décrira la paramétrisation de l'indice de réfraction dans la simulation. On verra que le profil rectifié et la prise en compte de la réfraction dans la simulation d'émission Tcherenkov nous obligent à réexaminer l'efficacité globale du détecteur. On finira par présenter le profil d'absorption atmosphérique utilisé.

#### Le profil de densité atmosphérique

L'impact du profil de densité atmosphérique sur la densité de photons Tcherenkov au sol est étudié en détail en [13]. La figure 3.14 tirée de cette référence montre que les écarts de la densité de photons en fonction du profil peuvent atteindre 60 %. La densité de photons au sol varie parce que, pour des profils différents, les maxima en nombre de particules de gerbes ont lieu pour des densités  $\rho$  différentes et par conséquent, pour des indices de réfraction  $n$  différents. Par ailleurs la valeur de l'angle Tcherenkov — qui dépend de  $n$  —, et l'altitude du maximum de gerbe — variable d'un profil à l'autre — influent directement sur la taille de la tache Tcherenkov au sol.

Le profil de densité varie entre l'été et l'hiver pour le même site, et l'écart en nombre moyen de photons au sol qui en résulte est de 15-20 % à des latitudes modérées [13].

Des mesures régulières de profil atmosphérique sont effectuées par un réseau mondial de stations météorologiques [90]. Depuis chaque station, un ballon portant les appareils de mesure de la pression, de la température et de l'humidité est lancé deux fois par jour (vers minuit et vers midi), pour atteindre typiquement 30 km d'altitude. Les données sont transmises au sol par radio<sup>13</sup> et constituent la base de données utilisée dans les prévisions météorologiques.

On a calculé le profil de densité atmosphérique à partir des mesures effectuées depuis les 4 stations les plus proches du site de Thémis (voir le tableau 3.4.1). Les données disponibles [90] couvrent la période allant de la fin de l'année 1998 à la période actuelle.

---

<sup>13</sup>D'où le nom "radiosonde". La première mesure heureuse de ce type date du début de l'année 1930 [91].

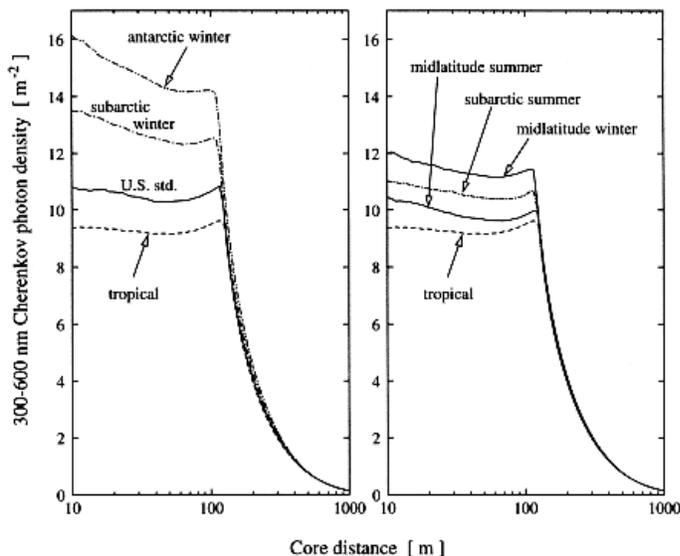


FIG. 3.14: *Densité moyenne de photons Tcherenkov au sol pour des gerbes de  $\gamma$  de 100 GeV, simulées avec CORSIKA 5.71 pour différents profils atmosphériques et la même absorption [13]. La densité est obtenue pour des longueurs d'onde entre 300 et 600 nm. (Diagramme de gauche) La densité de photons à des petites distances à l'axe de la gerbe est d'environ 60% plus grande si l'on compare l'hiver antarctique avec le profil tropical. (Diagramme de droite) Les variations saisonnières de la densité de photons au sol peuvent atteindre 15-20 % aux latitudes modérées.*

Afin de minimiser l'effet des variations saisonnières, on a calculé séparément le profil "estival" (pour les mois d'Avril à Août inclus) et "hivernal" (pour les mois d'Octobre à Février inclus).

Station	id. OMM	Latitude (°)	Longitude (°)	Altitude (m)
Nîmes (France)	7645	43.87 N	4.40 E	60
Ajaccio (France)	7761	41.92 N	8.80 E	5
Santander (Espagne)	8023	43.47 N	3.82 O	65
Zaragoza (Espagne)	8160	41.67 N	1.02 O	258

TAB. 3.1: *Tableau récapitulatif des stations météorologiques utilisées. La deuxième colonne contient l'identificateur de chaque station attribué par l'Organisation Météorologique Mondiale.*

La comparaison des profils de densité calculés (voir la figure 3.15) permet de constater un bon accord entre les 4 profils. Pour une même saison, les écarts entre les profils sont inférieurs à 2% et les variations saisonnières sont identiques. On conclut qu'il est donc possible d'utiliser l'un de ces profils pour représenter le profil atmosphérique de Thémis. Dans notre but d'étudier le spectre de la nébuleuse du Crabe (visible entre Septembre et Mars), on a pris comme profil de référence le profil "hivernal" d'Ajaccio, pour lequel les données sont les plus complètes.

Ce profil est présenté sur la figure 3.16. On voit d'abord que le profil de l'atmosphère standard des États-Unis utilisé auparavant en tant que profil de référence dans la version de KASKADE de CAT, représente mal la densité réelle en troposphère ( $h \leq 11$  km). On constate par ailleurs, que le profil utilisé par le modèle analytique des images des gerbes de  $\gamma$  de la méthode standard d'analyse de CAT, est plus proche de la réalité.

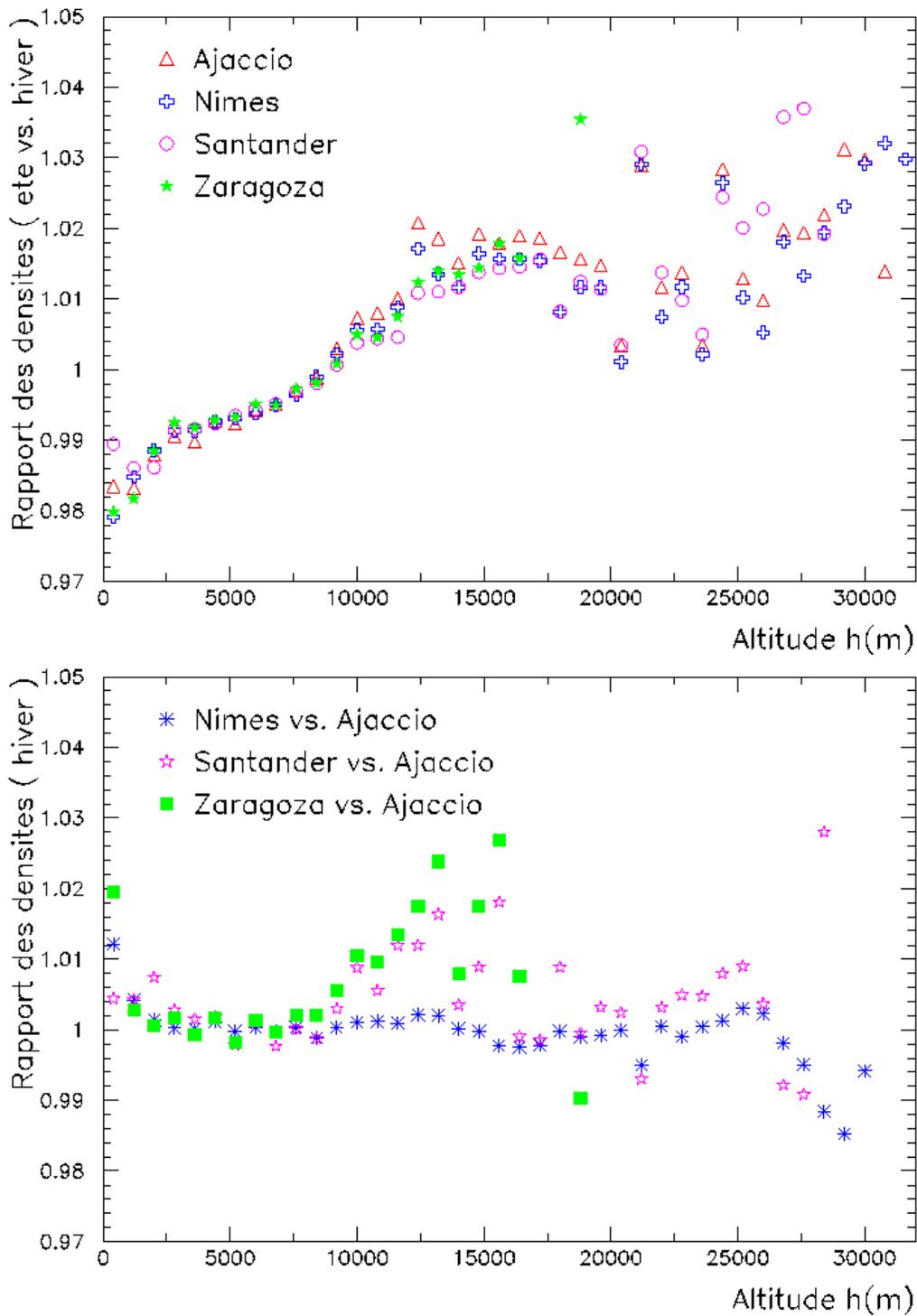


FIG. 3.15: Comparaison des profils moyens de densité atmosphérique obtenus à partir de mesures radiosonde depuis les 4 stations météorologiques mentionnées dans le texte. (Diagramme du haut) Rapport de la densité moyenne “estivale” (mesurée de Avril à Août inclus) à la densité moyenne “hivernale” (mesurée de Octobre à Février inclus) en fonction de l’altitude. (Diagramme du bas) Rapport à la densité moyenne “hivernale” mesurée dans la région d’Ajaccio, de celles mesurées depuis 3 autres stations, en fonction de l’altitude.

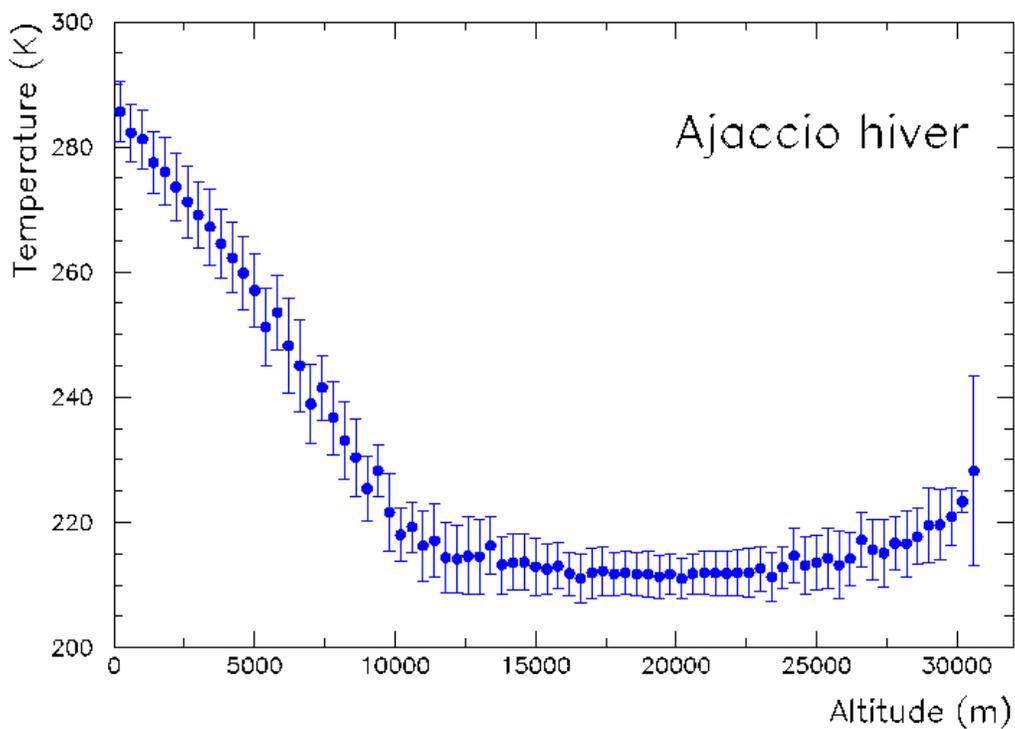
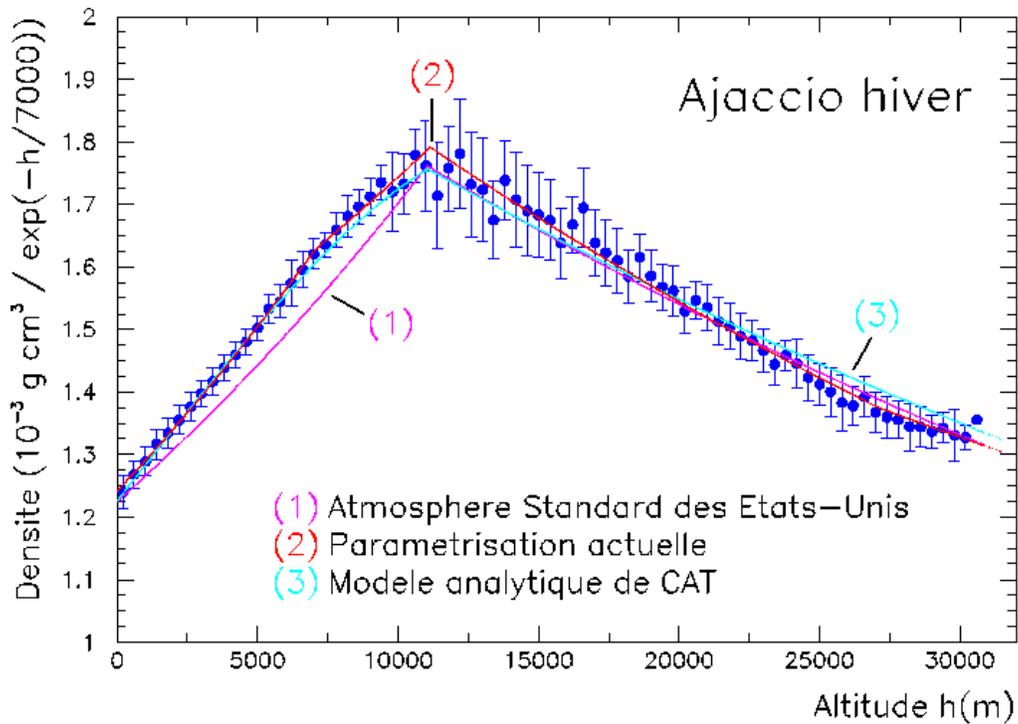


FIG. 3.16: (Diagramme du haut) Densité atmosphérique en fonction de l'altitude à partir de mesures radiosonde (points) dans la région d'Ajaccio pour la période de Octobre à Février inclus. La paramétrisation adoptée pour ce profil, ainsi que le profil issu du modèle "Atmosphère Standard des Etats-Unis" et le profil utilisé dans le modèle analytique des images de gerbes de la méthode standard d'analyse de la collaboration CAT, y sont superposés. (Diagramme du bas) Température de l'air en fonction de l'altitude à partir de ces mêmes mesures.

Le profil de température, montré sur la même figure, nous permet de conclure qu'il y a un petit changement de la pente d'un gradient de température entre les parties basse et haute de la troposphère. La paramétrisation adoptée pour le profil de densité (voir la figure 3.16) comprend ainsi 4 couches.

### Émission Tcherenkov

Dans la simulation des photons Tcherenkov dans KASKADE on a pris en compte la dépendance de l'angle d'émission Tcherenkov  $\theta_c$  en fonction de la longueur d'onde<sup>14</sup>. L'angle  $\theta_c$  entre l'impulsion d'une particule de facteur de Lorentz  $\gamma$  se propageant dans un air d'indice de réfraction  $n=1+\varepsilon$ , et celle du photon Tcherenkov émis est défini par :

$$\sin \theta_c \approx \sqrt{2\varepsilon - 1/\gamma^2}. \quad (3.2)$$

Pour une altitude  $h$  donnée, on obtient l'indice de réfraction correspondant  $(1 + \varepsilon(h))$  en notant que  $\varepsilon(h)$  est proportionnel à la densité  $\rho(h)$  :

$$\frac{\varepsilon(h)}{\rho(h)} = \frac{\varepsilon_0}{\rho_0}, \quad (3.3)$$

$\rho_0$  et  $\varepsilon_0$  étant les valeurs correspondantes au sol. Ce dernier dépend de la longueur d'onde  $\lambda$  selon la formule de Cauchy :

$$\varepsilon_0(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots \quad (3.4)$$

Dans nos simulations de gerbes atmosphériques, on utilise pour des valeurs de A, B et C celles préconisées par [18] pour les conditions standard (de température de 0°C et de pression de 101325.024 Pa) :

$$A = 2.87566 \cdot 10^{-4}, \quad B = 1.3414932 \text{ nm}^2, \quad C = 3.77763 \cdot 10^4 \text{ nm}^4. \quad (3.5)$$

### Ordres de grandeur et impact sur la calibration du télescope

Il est intéressant d'estimer la valeur de l'angle  $\theta_c$  à des longueurs d'onde différentes pour les muons du rayonnement cosmique qui arrivent sur le site de Thémis à proximité du détecteur. On a pour cela à notre disposition les données de la station météo de Thémis, qui a été mise en place au début de l'année 1999 et fournit les valeurs au sol de température, pression et humidité. Pour calculer l'indice de réfraction, on utilise la méthode de Ciddor [24, 23, 22], applicable pour des larges intervalles de température (de -40°C à +100°C), de pression (de 80 à 120 kPa), d'humidité relative (de 0 à 100 %), et de longueur d'onde (de 300 à 1690 nm)<sup>15</sup>.

<sup>14</sup>Auparavant, l'angle Tcherenkov a été calculé pour la longueur d'onde  $\bar{\lambda} = 0.5 \cdot (\lambda_{min} + \lambda_{max})$  moyenne des valeurs limites de l'intervalle  $(\lambda_{min}, \lambda_{max})$  de sensibilité des phototubes.

<sup>15</sup>En raison de cette propriété, la méthode de Ciddor a été adoptée par l'Association Internationale de Géodésie. Un site Internet [81] de l'Institut National de Standards et Technologie des États-Unis fournit un calcul en ligne de l'indice de réfraction selon cette méthode.

Prenons un cas réel de la nuit du 11 au 12 avril 1999, la mesure faite à 2 heures du temps universel au moment où CAT a observé un blazar 1ES1426+428. La température de l’air vaut  $-2.4^{\circ}\text{C}$ , la pression est de 101.8 kPa et le point de rosée est de  $-5.9^{\circ}\text{C}$  (ce qui correspond à l’humidité relative de 76.5 %). Les valeurs de l’indice de réfraction à 300 et 500 nm correspondant à ces conditions, et celles de l’angle Tcherenkov pour des particules de facteur de Lorentz<sup>16</sup> 100 et 50 sont présentées par le tableau 3.2.

$\lambda$ (nm)	$(n - 1) \cdot 10^4$	Angle Tcherenkov
300	$3.11698 \pm 0.00031$	$1.311^{\circ}$ (0.856°)
500	$2.98212 \pm 0.00030$	$1.277^{\circ}$ (0.803°)

TAB. 3.2: *Caractéristique de la réfraction  $(n-1) \cdot 10^4$  de l’air et de l’angle d’émission Tcherenkov à l’altitude du site. Ce dernier est calculé pour deux valeurs de facteur de Lorentz d’une particule,  $\gamma = 100$  et  $\gamma = 50$  (valeurs entre parenthèses).*

Ainsi, on peut voir que l’écart angulaire entre les photons Tcherenkov émis à 300 et 500 nm est d’environ 0.6 mrad pour l’énergie de muon de 10 GeV et atteint une valeur supérieure à 0.9 mrad lorsque l’énergie de muon est de 5 GeV. Ceci est comparable avec la taille d’un petit pixel de CAT ( $\sim 2$  mrad) et il est préférable de prendre en compte cet effet dans la simulation d’émission Tcherenkov.

La prise en compte de la dépendance de l’angle Tcherenkov en fonction de la longueur d’onde augmente la largeur des images simulées des anneaux de muons à cause de la dispersion angulaire supplémentaire. Le nombre moyen de photons détectés dans ces images augmente aussi après la modification<sup>17</sup>, car le cône Tcherenkov “balaye” dans ce cas la surface au sol comprise entre les ellipses concentriques correspondant à  $\lambda_{min}$  et  $\lambda_{max}$ , ce qui augmente la probabilité pour un photon d’être intercepté par le miroir.

Comme les anneaux de muons nous permettent de faire l’étalonnage du télescope, il est important de rapprocher au maximum leur simulation de la réalité. On va examiner maintenant l’effet des modifications du profil de densité atmosphérique et de la dépendance  $\theta_c(\lambda)$  sur l’efficacité estimée du détecteur.

### Efficacité globale du détecteur

L’analyse des anneaux de muons a permis de mettre en évidence une perte de lumière dans la chaîne de détection du télescope [57, 93]. Cette conclusion est basée sur la comparaison de la réponse du détecteur entre les simulations et les données réelles. Dans les deux cas, on utilise un modèle analytique [97] qui décrit la distribution de la lumière le long du pourtour de l’anneau. Ce modèle rend compte de l’efficacité du détecteur par l’intermédiaire d’un facteur global  $\epsilon$  qui intègre les coefficients de transmission suivants :

- absorption atmosphérique
- réflectivité des miroirs
- réflectivité des cônes de Winston
- efficacité quantique des PM

<sup>16</sup>Ces valeurs sont typiques pour la plupart des muons (de l’énergie de quelques GeV) que CAT détecte.

<sup>17</sup>Voir le paragraphe suivant où l’on évaluera cette augmentation.

sur l'intervalle de sensibilité des phototubes (180 nm, 700 nm).

Dans l'analyse des images de muons de CAT, la valeur de  $\epsilon$  est ajustée en comparant la charge réelle avec celle modélisée dans chaque pixel d'un anneau. Lorsque cette méthode est appliquée aux données réelles, on obtient un facteur  $\epsilon$  moyen  $\sim 1.8$  fois plus petit que dans les simulations. L'utilisation d'un filtre de pyrex, qui coupe à 300 nm et que l'on place devant la caméra, ne diminue ce facteur que de très peu (de 15 % environ), ce qui permet de conclure que la perte d'efficacité est localisée dans le domaine des courtes longueurs d'onde. On modélise ensuite cette perte par une sigmoïde

$$f(\lambda) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)}, \quad \lambda_0 = 305 \text{ nm}, \quad \Delta\lambda = 20 \text{ nm} \quad (3.6)$$

pour rendre compte des données avec et sans filtre dans les simulations<sup>18</sup>.

Maintenant, connaissant avec plus de précision le profil de densité atmosphérique, et après avoir introduit la dépendance  $\theta_c(\lambda)$  dans la simulation, on voudrait réexaminer la réponse globale du détecteur en tenant compte de ces modifications. Dans ce but, on a simulé 5000 muons de 5 GeV en énergie et de 1 m en paramètre d'impact. Les muons ont été injectés environ 450 m au dessus du télescope, pour la direction de visée au zénith. On a simulé les photons Tcherenkov au sol pour les 4 configurations différentes possibles en combinant les options du profil de densité et de la façon à simuler l'émission Tcherenkov. Enfin, on a simulé la réponse du télescope avec et sans perte UV modélisée par la formule (3.6). On résume les résultats d'analyse des anneaux simulés par le tableau 3.3. En analysant ces résultats, on constate que les changements de l'efficacité globale  $\epsilon$  sont non-négligeables lorsqu'on introduit dans simulation la dépendance  $\theta_c(\lambda)$ .

Le résultat principal de cette étude est l'augmentation de 60% (de 7.3% à 11.6%) de l'efficacité globale dans la simulation que l'on obtient en tenant compte à la fois des deux rectifications. Pour rapprocher les simulations des données, on a donc besoin de renforcer encore la perte UV (3.6) pour obtenir la valeur de  $\epsilon$  proche à celle des données réelles. On conclut que la perte de lumière dans la chaîne de détection de CAT est plus grande par rapport à l'ancienne estimation<sup>19</sup>.

La correction de cette perte dans la simulation est importante pour l'analyse spectrale, car la coupure en UV affecte différemment les hautes et les basses énergies. En effet, aux énergies proches du seuil de CAT ( $\sim 250$  GeV), les gerbes se développent plus haut et la lumière UV dans ces gerbes est déjà largement absorbée par l'atmosphère. Par contre, à plus haute énergie de  $\gamma$  (de quelques TeV), les gerbes pénètrent plus profondément

<sup>18</sup>Dans cette étude de l'efficacité globale du détecteur à l'aide des anneaux de muons et les comparaisons entre les données et les simulations, on essaie de rassembler toutes les modifications pouvant concerner la lumière Tcherenkov des muons, apportées dans les simulations depuis 1997-1998, la période où la perte en UV a été découverte et étudiée [57, 93]. On aimerait noter que la diffusion multiple a été surestimée dans l'ancienne version de KASKADE (voir pages 30-31 et la figure 2.4 de la référence [48]). Par conséquent, la quantité de lumière dans les anneaux de muons simulés a été sous-estimée. Pour rétablir un accord entre les muons réels et simulés après avoir corrigé la diffusion multiple, on a besoin de supposer la perte de lumière dans la chaîne de détection plus forte que l'on ne croyait. On conclut donc que l'efficacité globale du détecteur a été surestimée dans l'ancienne simulation.

<sup>19</sup>Comme raisons les plus probables de cette perte, on mentionnerait, d'après la référence [93], la sous-estimation de l'absorption atmosphérique et peut-être les mesures peu précises de réflectivité des miroirs à des courtes longueurs d'onde.

Atmosphère	$\theta_c$ dépend de $\lambda$	Perte UV (3.6)	Efficacité $\epsilon$ , %	Charge par pixel, p.e.	Nombre de pixels	Largeur $\sigma_r$ de l'anneau, mrad
US Std	Non	Non	$10.5 \pm 1.7$	$6.9 \pm 0.9$	$16.9 \pm 3.9$	$1.14 \pm 0.32$
US Std	Oui	Non	$14.2 \pm 2.8$	$7.6 \pm 1.1$	$18.7 \pm 5.8$	$1.50 \pm 0.38$
Ajaccio	Non	Non	$10.9 \pm 1.5$	$6.8 \pm 0.8$	$22.0 \pm 4.8$	$1.16 \pm 0.31$
Ajaccio	Oui	Non	$16.1 \pm 1.5$	$7.0 \pm 0.6$	$34.9 \pm 7.2$	$1.63 \pm 0.18$
US Std	Non	Oui	$7.3 \pm 1.6$	$5.6 \pm 0.7$	$10.1 \pm 3.2$	$1.14 \pm 0.41$
US Std	Oui	Oui	$11.3 \pm 1.8$	$6.9 \pm 0.8$	$17.4 \pm 4.4$	$1.26 \pm 0.29$
Ajaccio	Non	Oui	$7.4 \pm 1.5$	$5.6 \pm 0.6$	$10.7 \pm 3.4$	$1.15 \pm 0.40$
Ajaccio	Oui	Oui	$11.6 \pm 1.4$	$6.6 \pm 0.7$	$24.9 \pm 5.3$	$1.27 \pm 0.27$

TAB. 3.3: Tableau récapitulatif avec des résultats d'analyse des images des muons simulés dans les conditions précisées dans le texte. Les 3 derniers paramètres viennent de l'ajustement géométrique des anneaux de muons décrit page 47.

dans l'atmosphère et leur rayonnement Tcherenkov de courte longueur d'onde est moins absorbé. La coupure (3.6) corrigée devrait prendre en compte cette différence, ce qui reviendrait à remonter les flux à haute énergie et donc "durcir" les spectres reconstruits.

### Absorption atmosphérique

L'atténuation de la lumière dans l'atmosphère est l'une des principales sources d'incertitudes dans la calibration en énergie des télescopes à effet Tcherenkov au sol. Contrairement à la lumière des étoiles, la lumière des gerbes ne traverse qu'une partie de l'atmosphère. Or, la densité de photons au sol varie en fonction de la structure verticale des absorbeurs [13], qui n'est connaissable qu'à l'aide d'instruments dédiés tels qu'un LIDAR. Un tel dispositif a été construit sur le site, mais malheureusement il n'est devenu opérationnel que depuis peu.

La contribution des absorbeurs et diffuseurs différents en fonction de la longueur d'onde est présentée sur la figure 3.17. La principale source d'atténuation est la diffusion Rayleigh sur les molécules. Pour le champ de vue de CAT de  $5^\circ$  et la durée d'intégration de 12 ns, la lumière diffusée ne contribue qu'à  $10^{-3}$  de la lumière directe et peut être négligée. Ceci est vrai aussi pour la lumière diffusée par les aérosols (diffusion de Mie). Bien que cette dernière soit accentuée vers l'avant, la lumière diffusée est inférieure dans notre cas à 1% de la lumière directe. Dans les deux cas, on ne considère donc qu'un terme d'absorption. Notons aussi l'absorption par l'ozone, qui est importante pour les longueurs d'onde inférieures à 340 nm, et l'absorption par l'oxygène dans l'UV.

En attendant les résultats des mesures précises de l'absorption avec le LIDAR ou par une autre méthode, la collaboration CAT utilise les coefficients de transmission, basés pour les longueurs d'onde dans l'intervalle (270 nm, 700 nm) sur la référence [98], et pour les longueurs d'onde plus courtes — sur les estimations des physiciens de la collaboration Whipple. La transmission utilisée est présentée sur la figure 3.18 pour 3 altitudes d'émission.

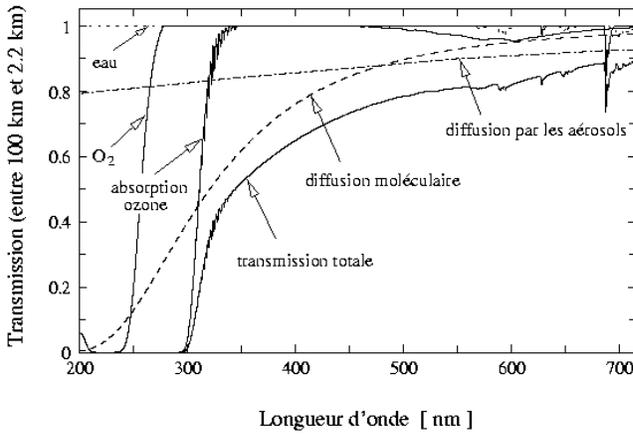


FIG. 3.17: Transmission verticale de la lumière entre 100 km et 2.2 km d'altitude, obtenue avec le programme de calcul de transparence atmosphérique MODTRAN. La figure, tirée de la référence [13], montre la contribution des absorbeurs et diffuseurs les plus importants.

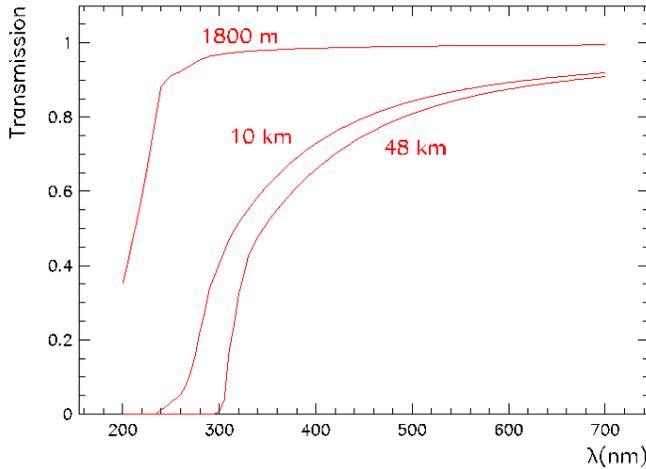


FIG. 3.18: Transmission verticale de la lumière entre 3 altitudes différentes de 48 km, de 10 km (ce qui correspond au maximum d'émission dans les gerbes de  $\gamma$ ) et de 1800 m (typique pour les anneaux de muons) et l'altitude du site de Thémis, et ce en fonction de la longueur d'onde.

### 3.4.2 Simulation du détecteur

Le fichier de sortie du simulateur de gerbes atmosphériques sert d'entrée au programme de simulation du détecteur. Ce fichier contient la liste des photons Tcherenkov au sol dans un cercle d'un rayon de 2.5 m représentant le miroir de CAT<sup>20</sup>. Pour chaque photon, on dispose des informations suivantes : le temps et la position d'arrivée, les angles d'incidence, la longueur d'onde et l'altitude d'émission. Le programme de simulation de l'imageur lit le fichier d'entrée, modélise l'ensemble de l'optique et de l'électronique du détecteur selon la configuration choisie et produit un fichier contenant les charges mesurées pour chaque événement ayant déclenché le détecteur.

On décrira brièvement l'ensemble des phénomènes pris en compte par le programme de simulation de l'imageur [70]. Le fichier de sortie de ce programme sert aux programmes d'analyse qui seront décrits dans la section suivante.

#### Optique

On calcule la trajectoire et le temps d'arrivée dans le plan focal de chaque photon réfléchi

<sup>20</sup>Afin de diminuer la volume de ces fichiers de sortie, on prend en compte l'efficacité quantique des phototubes dans KASKADE et non dans le programme de simulation du détecteur.

pour rendre compte du défaut d'isochronisme et des aberrations du miroir. Un tirage au sort est appliqué ensuite aux photons arrivant dans l'ouverture des cônes afin de tenir compte de la réflectivité des miroirs, des cônes et de la perte dans l'UV, et éventuellement, des filtres utilisés. Les photons ainsi sélectionnés contribuent au signal de sortie.

## Photomultiplicateurs

La réponse au photoélectron unique des photomultiplicateurs est modélisée et l'élargissement des signaux par des câbles est pris en compte<sup>21</sup> (voir la figure 3.19). Le diagramme de droite de cette figure montre l'effet de troncation des signaux en fonction de leur temps d'arrivée par rapport à l'ouverture de la porte d'intégration des charges. Ainsi, on tient compte de la dispersion temporelle intrinsèque des photons Tcherenkov dans les gerbes et du défaut d'isochronisme du miroir.

Le signal de sortie d'un photomultiplicateur est obtenu par sommation des signaux des photoélectrons individuels arrivant sur ce PM<sup>22</sup>. Cette sommation est faite séparément pour les signaux nonélargis des petits pixels de la zone du déclenchement, et pour le signal élargi de chaque voie à l'entrée de l'électronique de lecture.

## Électronique

L'électronique de déclenchement est modélisée selon le schéma<sup>23</sup> décrit sur la page 36. Les deux types de déclenchement (par les événements réels et par commande du "logiciel") sont simulés. Lorsque le déclenchement est validé, on obtient la charge en photoélectrons dans chaque voie en divisant la charge intégrée par la charge correspondant à la réponse moyenne au photoélectron unique d'un photomultiplicateur<sup>24</sup>. Néanmoins, on convertit la charge ainsi obtenue en unités d'ADC, afin de pouvoir traiter les simulations et les données réelles par le même programme d'analyse.

## Bruit dans un pixel

Le spectre de charge d'un photomultiplicateur en absence du signal Tcherenkov est la convolution du bruit du ciel et du bruit électronique de la porte. Lorsque le nombre de photons moyen par pixel dans la porte d'intégration est faible (le nombre moyen attendu de photons  $\leq 2$  p.e.), le bruit du ciel décale le piédestal par rapport à sa valeur en l'absence d'éclairage de  $Q_{base} = -B\Delta t$ , où  $B$  est la valeur moyenne du fond de ciel et  $\Delta t$  est la largeur de la porte. Dans ce cas, la distribution de la charge dans un pixel est paramétrisée selon la formule analytique décrite dans [37, 83]. Pour les phototubes de garde, on est dans le régime du bruit fort et la distribution des charges se recentre sur le piédestal en l'absence de lumière, et prend la forme d'une gaussienne de variance  $(\sigma_{porte})^2 + B\Delta t$ , où  $\sigma_{porte}$  est l'écart-type du bruit électronique<sup>25</sup>. La contribution du bruit ainsi obtenue est

<sup>21</sup>L'élargissement des signaux des phototubes de garde est négligeable, grâce à une bande passante importante des câbles choisis pour ces phototubes.

<sup>22</sup>L'amplitude des signaux des photoélectrons individuels d'un photomultiplicateur est tirée au sort afin de tenir compte de la fluctuation de son gain.

<sup>23</sup>On néglige dans cette partie le temps fini des commutations du signal logique de sortie. La dispersion de ce temps pour 48 voies d'un sextant (voir la page 36) est toutefois inférieure à 1 ns [70].

<sup>24</sup>On considère ici la réponse au photoélectron unique utilisée "au maximum", c'est-à-dire le début du signal coïncide avec le temps d'ouverture de la porte et on n'intègre que la charge contenue dans la porte correspondante.

<sup>25</sup>Cet écart-type vaut environ 0.4 p.e. pour la porte rapide de 12 ns et environ 0.5 p.e. pour la porte large de 40 ns.

ajoutée à celle du signal Tcherenkov.

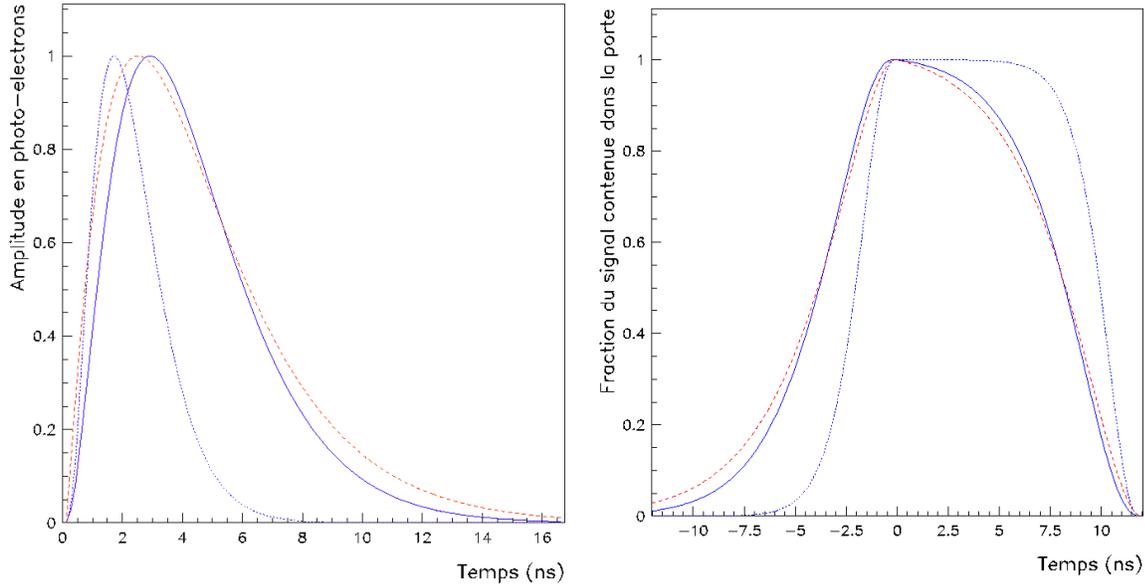


FIG. 3.19: *Élargissement des signaux des petits phototubes par des câbles. Les courbes pointillées sont relatives au signal nonélargi, et les courbes en trait plein au signal élargi de ces phototubes. Les courbes tiretées sont relatives aux grandes phototubes pour lesquels l'élargissement est beaucoup moins important. Diagramme de gauche : Profil temporel du signal moyen d'un photo-électron. Diagramme de droite : Fraction du signal retenue par la porte d'intégration de CAT (12 ns) en fonction du temps d'arrivée dans la porte ( $t=0$  correspond à l'ouverture de la porte).*

### 3.5 La méthode standard d'analyse de CAT

Le faible nombre de  $\gamma$  de très haute énergie qu'un imageur Tcherenkov enregistre par rapport au nombre de gerbes dues au rayonnement cosmique rend complexe l'extraction d'un signal  $\gamma$  du bruit de fond hadronique. Par exemple, en provenance de la nébuleuse du Crabe, qui est la source de référence de l'astronomie  $\gamma$  au sol grâce à l'intensité et à la stabilité au cours du temps de son émission, le taux de  $\gamma$  brut (sans aucune coupure) que l'imageur CAT détecte est d'environ 4  $\gamma$ /min au transit. Le taux record de  $\gamma$  enregistré jusqu'à présent par les expériences dans ce domaine est celui observé lors d'un sursaut d'intensité de l'émission du blazar Markarian 501 le 16 avril 1997. Dans les données de CAT correspondant à ces observations, le taux de  $\gamma$  vaut  $\sim 40$   $\gamma$ /min sans aucune sélection d'événements. Ces chiffres sont à comparer avec le taux de déclenchement au zénith, essentiellement dû aux hadrons, qui est de  $\sim 15$  Hz. On voit bien la nécessité de méthodes d'analyse apportant un facteur de rejet important des gerbes hadroniques.

On commencera cette section en décrivant les principes de base des méthodes d'analyse des images de gerbes utilisées dans l'astronomie  $\gamma$  au sol. On décrira brièvement la première de ces méthodes du point de vue historique, celle qui a permis d'aboutir à la

première détection significative à très haute énergie de la nébuleuse du Crabe [100] et des noyaux actifs de galaxies Markarian 421 [87] et Markarian 501 [89]. Cette méthode, développée par Hillas [54], est basée sur les moments de premier et de second ordre de la distribution de la lumière dans les images de gerbes, et baptisée ainsi “méthode des moments”. Cette méthode illustre avec clarté les principes de sélection des images dues aux  $\gamma$  et, par sa simplicité, sert souvent de première approximation pour les méthodes d’analyse plus approfondies.

La granularité fine de la caméra de CAT permet de mieux exploiter l’information fournie par la structure angulaire de la lumière des gerbes atmosphériques et par conséquent, d’améliorer le rejet du bruit de fond dû au rayonnement cosmique. Pour profiter de cet avantage, une nouvelle méthode d’analyse des images de gerbes, baptisée “méthode du  $\chi^2$ ”, a été mise en œuvre par la collaboration CAT [69]. On décrira cette méthode (devenue la méthode standard de la collaboration) et ses performances, en comparaison avec celles de la méthode des moments. On finira en décrivant brièvement les améliorations possibles de la méthode standard de CAT, qui seront le sujet des chapitres suivants.

### 3.5.1 Principes d’analyse d’une image Tcherenkov et performances d’une méthode de sélection d’événements sur un exemple de la méthode des moments

L’image Tcherenkov d’une gerbe atmosphérique de très haute énergie représente généralement une tache de lumière allongée (voir la figure 3.20), de taille angulaire de l’ordre de  $0.5^\circ$ . L’axe principal de l’image est la projection dans la caméra de l’axe de la gerbe, donc de la direction de la particule primaire ayant engendré la cascade des particules haut dans l’atmosphère. Par simple effet de perspective, un signal éventuel de  $\gamma$  en provenance d’un objet astrophysique se manifestera par un excès de gerbes dont les images pointent vers la position de cet objet sur la sphère céleste. Cette propriété des gerbes dues aux  $\gamma$  est à l’origine des critères de sélection d’images basés sur leur orientation.

La différence entre le développement des cascades électromagnétiques et hadroniques<sup>26</sup> et la complexité de ces dernières se traduisent en fluctuation longitudinale et transverse de la lumière Tcherenkov plus grande dans les cascades hadroniques. Par conséquent, les images des gerbes dues aux hadrons sont plus irrégulières et plus larges par rapport à celles de  $\gamma$  et, à énergie donnée, contiennent en moyenne à peu près deux fois moins de lumière. Cette différence entre les deux types de gerbes est utilisée par les critères basés sur la forme des images, qui permettent de discriminer d’une manière efficace les  $\gamma$  et les hadrons.

La méthode des moments utilise ces différences de propriété des images hadroniques et électromagnétiques. Elle consiste à ajuster sur chaque image une distribution gaussienne bi-dimensionnelle<sup>27</sup>, ce qui conduit aux paramètres suivants, appelés aussi “paramètres de Hillas” (voir la figure 3.21) :

---

<sup>26</sup>La présence des grandes impulsions transverses lors de la naissance des pions dans interactions nucléaires, et la longueur d’atténuation des gerbes hadroniques plus grande par rapport à celle des gerbes électromagnétiques.

<sup>27</sup>Deux exemples de ce type d’ajustement sont indiqués sur la figure 3.20.

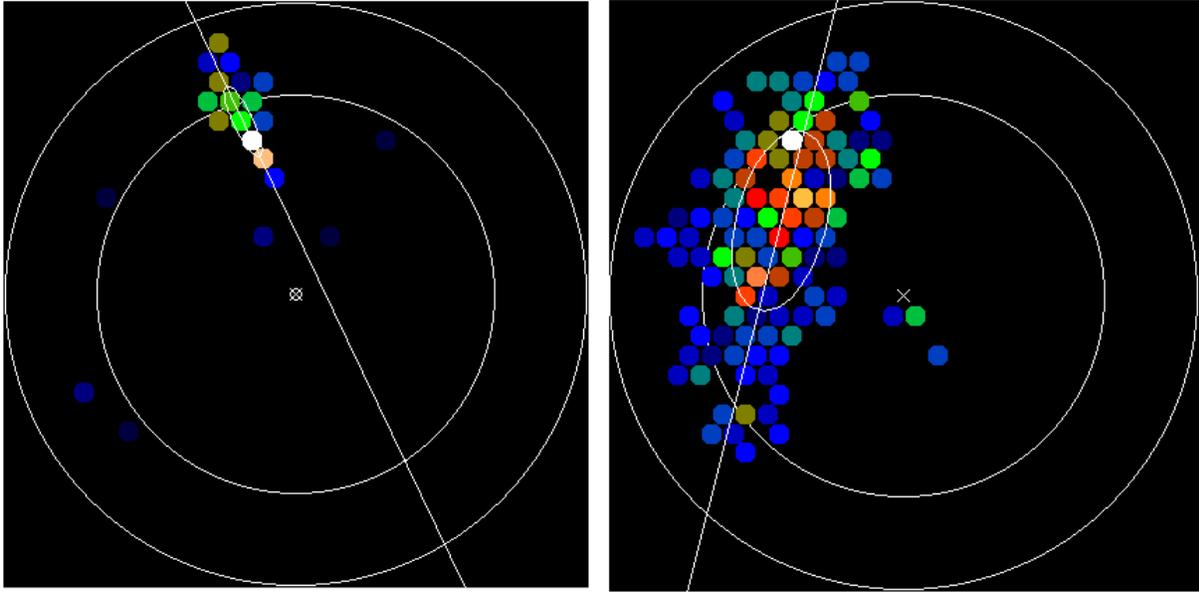


FIG. 3.20: Deux images de gerbes détectées par CAT. L'image de gauche a été enregistrée lors du sursaut de Markarian 501 en avril 1997 et pourrait bien être due à un  $\gamma$  car elle satisfait à la fois aux critères d'orientation (l'axe de l'image pointe vers la position de la source à proximité du centre de la caméra) et de forme. L'énergie estimée de  $\gamma$  dans ce cas est d'environ 600 GeV. L'image de droite provient des mêmes données. Son orientation permet d'emblée d'exclure l'hypothèse que la gerbe a été engendrée par un  $\gamma$  en provenance de la source. Par ailleurs, sa forme est moins régulière et plus large par rapport à celle des images dues aux  $\gamma$ , ce qui favorise l'hypothèse d'origine hadronique de cet événement.

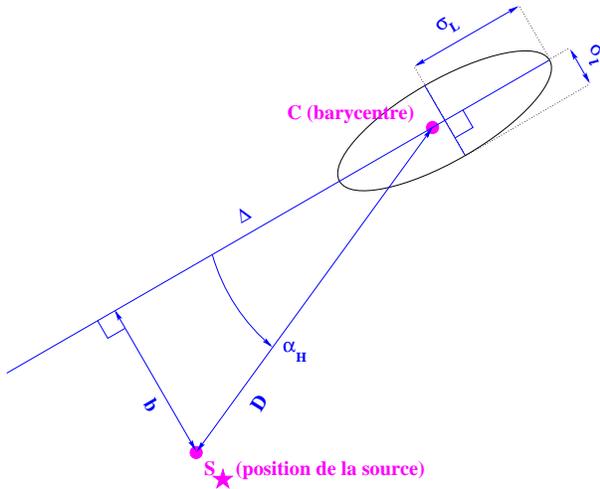


FIG. 3.21: Définition des paramètres de Hillas obtenus à partir d'un ajustement à la distribution de la charge dans l'image d'une gaussienne bi-dimensionnelle.

- la demi-longueur  $\sigma_L$  ;
- la demi-largeur  $\sigma_l$  ;
- l'angle de pointé  $\alpha_H$  ;
- la distance angulaire  $D$  du barycentre de la distribution des charges  $C$  à la source  $S_{\star}$ .

À partir des distributions de ces paramètres pour des  $\gamma$  simulés et des hadrons réels, on recherche les coupures donnant la discrimination optimale entre les  $\gamma$  et les hadrons.

La première étude de la méthode des moments adaptée à l’expérience CAT a conduit à des valeurs des coupures suivantes [57] :

– coupures sur la forme de l’image :

$$2.0 < \sigma_L \text{ (mrad)} < 5.0$$

$$0.7 < \sigma_l \text{ (mrad)} < 1.5$$

$$8.5 < D \text{ (mrad)}$$

– coupure sur l’orientation de l’image :  $\alpha_H < 9^\circ$ .

Les valeurs maximales des deux premières coupures permettent de rejeter les gerbes hadroniques plus diffuses et donc produisant des images plus longues et plus larges. Les valeurs minimales quant à elles visent à mieux discriminer les muons isolés qui constituent un fond important au voisinage du seuil en énergie du télescope<sup>28</sup>. La coupure sur la distance  $D$  sert à exclure les images dues aux gerbes de faible paramètre d’impact ( $\leq 50$  m), dans lesquelles les fluctuations de la lumière sont importantes et dont les images deviennent circulaires, ce qui rend quasi-impossible toute discrimination  $\gamma$ -hadrons.

La performance de la méthode des moments (et de toute méthode de sélection d’événements en général) peut être estimée de la façon suivante. Notons  $\epsilon_\gamma$  l’efficacité de sélection des  $\gamma$ , c’est-à-dire la fraction de  $\gamma$  qui passent les coupures, et  $\epsilon_h$  la valeur correspondante pour les hadrons. Le facteur de rejet des hadrons  $R_h$  est alors égal à  $1/\epsilon_h$ . Comme les rapports observés “signal sur bruit” sont faibles, les fluctuations du fond hadronique sont la source dominante d’incertitude statistique. Par conséquent, l’efficacité de la procédure de sélection peut être caractérisée par le rapport de la fraction des images dues aux  $\gamma$  qui passent la sélection, à la fluctuation du bruit de fond résiduel :

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_h}}, \quad (3.7)$$

appelé pour cette raison “**facteur de qualité**”. Ce facteur permet de comparer deux stratégies de sélection différentes pour le même télescope. Par contre, il ne tient pas compte de la contribution au rejet hadronique d’une logique de déclenchement particulière, et ne peut donc pas être utilisé pour des comparaisons entre différents télescopes.

En appliquant les coupures mentionnées à des images de  $\gamma$  simulées, venant du zénith, pour une source ayant un spectre proche du spectre observé sur la nébuleuse du Crabe,  $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2.55} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ , on obtient une efficacité de sélection des  $\gamma$ ,  $\epsilon_\gamma \simeq 33\%$ . Ces mêmes coupures apportent un facteur de rejet  $R_h \simeq 74$  dans les données réelles prises hors source au zénith, ce qui conduit à un facteur de qualité estimé  $Q \simeq 2.8$ .

Une autre façon d’évaluer la performance d’une méthode de sélection est de calculer la **signification  $N_\sigma$  du signal  $S$  dans les coupures**, c’est-à-dire le nombre d’écart-types

---

<sup>28</sup>Si la trajectoire d’un muon passe hors du miroir, son image est en forme d’arc dont la longueur diminue à mesure que le paramètre d’impact augmente. À des distances d’impact  $\geq 10$  m, les petits arcs dus aux muons sont difficilement discernables des images dues aux gerbes de basse énergie. Une autre précaution a été prise pour tenir compte de la difficulté de distinguer les événements près du seuil — au moyen d’une coupure supplémentaire sur la charge totale dans l’image, en exigeant  $Q_{tot} > 30$  photoélectrons.

Notons aussi que dans le lot original de coupures proposé par Hillas [54], on n’imposait que des limites supérieures sur  $\sigma_L$  et  $\sigma_l$  car la caméra de l’imageur de Whipple, pour laquelle les coupures ont été adaptées, ne possédait pas à l’époque de sensibilité suffisante pour pouvoir détecter les muons isolés.

au dessus de la fluctuation du fond cosmique obtenu pour un temps d'observation donné. Dans le cas des données réelles,

$$N_\sigma = \frac{S}{\sqrt{N_{ON} + \beta^2 N_{OFF}}} = \frac{N_{ON} - \beta N_{OFF}}{\sqrt{N_{ON} + \beta^2 N_{OFF}}}, \text{ avec } \beta = \frac{T_{ON}}{T_{OFF}}, \quad (3.8)$$

où  $N_{ON}$  et  $N_{OFF}$  sont le nombre d'événements retenus par la sélection pour des temps respectifs d'observation  $T_{ON}$  et  $T_{OFF}$ , passés sur la source (ON) et sur la région de contrôle (OFF).

Dans le cas des simulations, pour un taux de déclenchement  $D_\gamma$  des  $\gamma$  simulés, le signal vaut  $S = \epsilon_\gamma D_\gamma T_{ON}$  ( $D_\gamma \simeq 0.1$  Hz pour une source de type ‘‘Crabe’’). Le fond hadronique utilisé dans toute extraction du signal dans l'analyse de CAT provient des données réelles prises hors source. Le nombre d'événements hadroniques dans les coupures  $N_{OFF} = \epsilon_h D_h T_{OFF}$ ,  $D_h$  étant le taux de déclenchement global ( $D_h \simeq 15$  Hz dans les données réelles). La signification vaut alors

$$N_\sigma = \frac{S}{\sqrt{S + \beta(\beta + 1)N_{OFF}}} = \frac{\epsilon_\gamma D_\gamma \times 60}{\sqrt{\epsilon_\gamma D_\gamma + (\beta + 1)\epsilon_h D_h}} \sqrt{T_{ON}/1\text{h}}. \quad (3.9)$$

On voit que pour une source dont l'émission est stable (tel est le cas de la nébuleuse du Crabe), la signification croît proportionnellement à la racine carrée du temps d'observation. Pour les données prises au transit de cette source (angle zénithal  $\simeq 21^\circ$ ), la signification obtenue avec la méthode des moments vaut  $N_\sigma \simeq 2.9\sqrt{T_{ON}/1\text{h}}$ .

Dans sa version originale [54], la méthode des moments a été conçue afin de pouvoir mettre en évidence l'émission à haute énergie en provenance d'une source ponctuelle. Les valeurs des coupures à appliquer ont été obtenues indépendamment de l'énergie, à partir des simulations à des angles zénithaux différents d'un spectre de  $\gamma$  en loi de puissance, d'indice spectral donné. Après avoir accompli cette tâche [100], la méthode des moments a été modifiée pour tenir compte de la dépendance des paramètres d'image de l'énergie, via la charge totale dans l'image [76, 75]. Cette version plus performante de la méthode des moments, baptisée ‘‘extended supercuts’’, a été adaptée par G.Mohanty aux données de CAT [74]. On examinera les performances des ‘‘extended supercuts’’ dans le paragraphe qui suit, en comparaison avec la méthode standard d'analyse de CAT.

### 3.5.2 La méthode du $\chi^2$

Bien que la méthode des moments permette de faire ressortir d'une manière efficace le signal  $\gamma$  par rapport au bruit de fond, elle repose sur une approximation de la distribution de charge dans les images dues aux  $\gamma$  par une gaussienne bi-dimensionnelle. Or, les images réelles sont fortement asymétriques (voir la figure 3.22), en raison du développement longitudinal et latéral d'une gerbe, combiné aux propriétés géométriques de l'émission Tcherenkov dans l'atmosphère.

Par conséquent, la mesure de l'énergie par la méthode des moments [75] perd en précision,

car elle se fait à partir de la quantité totale de lumière dans l'image, et ne tient pas compte de la distribution réelle des charges, qui varie en fonction de la position de l'imageur par rapport à l'axe de la gerbe<sup>29</sup>. Pour cette même raison, la reconstruction *événement par événement* de l'origine angulaire des gerbes en provenance d'une source ponctuelle n'est possible avec la méthode des moments qu'avec l'utilisation de plusieurs télescopes en montage stéréoscopique tels que HEGRA.

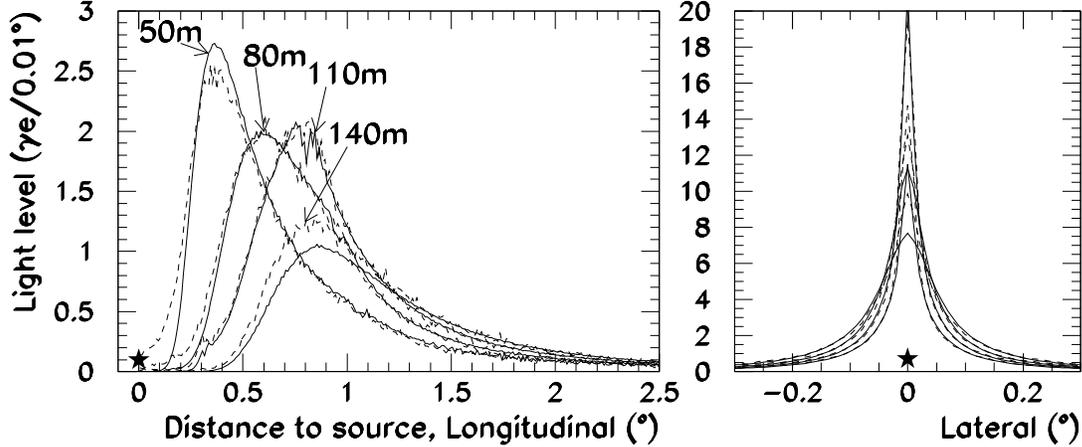


FIG. 3.22: Profils longitudinaux et transverses d'images moyennes de gerbes verticales dues aux  $\gamma$  de 500 GeV, pour quatre paramètres d'impact différents. La source est en position zéro (indiquée par une étoile). Les lignes pleines sont obtenues avec le modèle semi-analytique de gerbes (voir texte), et les lignes pointillées correspondent aux profils moyens issus de la simulation complète des gerbes de  $\gamma$ . La largeur des profils transverses décroît lorsque le paramètre d'impact augmente. Cette figure est tirée de la référence [69].

La petite taille des pixels de la caméra de CAT permet de mesurer les détails de la distribution angulaire de la lumière dans une gerbe. Afin d'exploiter pleinement l'information contenue dans l'image, une nouvelle méthode d'analyse a été mise en œuvre par la collaboration CAT [70, 69]. Elle utilise le modèle semi-analytique du développement moyen des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère [53], afin de calculer la distribution de lumière Tcherenkov dans les images des gerbes de  $\gamma$ .

Ce modèle paramétrise, à profondeur atmosphérique donnée,

- le nombre moyen de particules chargées dans cascade et leur spectre en énergie  $E$  ;
- la distribution des angles  $\theta$  entre leur impulsions et l'axe de la gerbe ;
- la valeur moyenne et l'écart-type de l'extension latérale des particules autour de l'axe ;
- les propriétés géométriques de l'émission Tcherenkov.

<sup>29</sup>En raison de l'inhomogénéité de la distribution latérale de la lumière Tcherenkov dans les gerbes électromagnétiques. Par ailleurs, cette distribution ne possède une symétrie cylindrique de rotation autour de l'axe d'une gerbe qu'en première approximation, à cause de l'effet du champ géomagnétique (voir la chapitre 4) qui écarte les électrons et les positons dans la gerbe dans les directions opposées.

À partir de ces paramétrisations (vérifiées par la simulation complète des gerbes), une densité moyenne de charge dans le plan focal s'obtient par l'intégration sur  $\theta$  et  $E$  de la lumière provenant des particules chargées à l'altitude  $z$  donnée<sup>30</sup> et ensuite, par sommation des contributions de chaque altitude. Faute de paramétrisation détaillée de la distribution latérale des particules dans [53], les profils transverses<sup>31</sup> ont été ajustés par Monte-Carlo. Une fois le modèle validé pour la densité de lumière au sol (voir la figure 3.22), la construction des images moyennes (dits "abaques") des gerbes électromagnétiques s'est faite pour des différents angles zénithaux  $\theta_z$  de  $0^\circ$  à  $60^\circ$  par pas de 0.05 en cosinus, ainsi que pour des différentes valeurs de l'énergie  $E_\gamma$  et de paramètre d'impact  $dp_\gamma$  du rayon  $\gamma$  primaire.

Afin de comparer les images réelles de gerbes à des images théoriques moyennes dues aux  $\gamma$ , on construit une fonction de type  $\chi^2$  à partir des charges mesurées  $Q_i^{mes}$  et celles  $Q_i^{theo}$  prédites par le modèle. Cette fonction dépend des 5 paramètres suivants :

- l'énergie  $E_\gamma$  du rayon  $\gamma$  primaire ;
- l'origine angulaire  $S$  de la gerbe projetée dans le plan focal de la caméra ( $X_S, Y_S$ ) ;
- les coordonnées polaires de son impact par rapport au télescope ( $dp_\gamma, \phi$ ).

L'expression de  $\chi^2$  a été améliorée au cours du temps [9, 57] afin de mieux tenir compte des différentes sources de fluctuations de charge, et sa version finale adoptée [83] est

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Q_i^{mes} - Q_i^{theo})^2}{B_i \Delta t + (\sigma_i^{porte})^2 + 0.16 Q_i^{mes} + 2.70 \left( \frac{Q_i^{mes} + Q_i^{theo}}{2} \right) + 0.09 \left( \frac{Q_i^{mes} + Q_i^{theo}}{2} \right)^2}.$$

Le dénominateur de chaque terme du  $\chi^2$  représente la somme des variances des différentes contributions à la fluctuation de charge pour le pixel donné :

- la variance  $B_i \Delta t$  due au bruit de fond du ciel, estimée à partir des événements à porte large (Cf pages 38, 61) ;
- le bruit électronique de porte  $(\sigma_i^{porte})^2$ , mesuré à l'aide des acquisitions spéciales "dans le noir", avec des conditions de déclenchement relâchées ;
- la variance  $(0.4 \sqrt{Q_i^{mes}})^2$  due à la fluctuation de gain des phototubes, proportionnelle à la charge mesurée ;
- la fluctuation de lumière Tcherenkov dans la gerbe (les deux derniers termes), paramétrisée à partir des images simulées de  $\gamma$ .

La somme dans l'expression du  $\chi^2$  est limitée aux petits pixels dont la charge mesurée ou théorique est supérieure à  $Q_{seuil} = 2$  photoélectrons. Sachant qu'en absence de la contribution des étoiles, le bruit total dans un petit pixel  $\sigma_{bruit} = \sqrt{(\sigma_i^{porte})^2 + B_i \Delta t} \simeq \sqrt{0.4^2 + 0.22} \simeq 0.62$  p.e. pour un fond du ciel moyen du champ stellaire de la nébuleuse du Crabe, la valeur choisie de  $Q_{seuil}$  correspond à environ 3.2 écarts-type au-dessus du bruit moyen et permet de ne retenir que les pixels contenant une information physique.

<sup>30</sup>En tenant compte de l'atténuation atmosphérique et de l'efficacité quantique des phototubes.

<sup>31</sup>Le profil transverse présente un pic marqué, bien décrit par une dépendance en  $e^{-k(x)|y|}$ ,  $x$  et  $y$  étant les coordonnées longitudinale et transverse par rapport à l'axe de l'image. La distribution bi-dimensionnelle de charge est paramétrisée par tranches transverses d'un pas de 1 mrad et représente la densité de charge au sol. La charge dans un pixel est ensuite obtenue en intégrant cette distribution sur son angle solide.

Afin de minimiser le temps et assurer la convergence de l'ajustement, on définit la première approximation des paramètres ("conditions initiales") à partir des relations empiriques entre l'énergie  $E_\gamma$  et le paramètre d'impact  $dp_\gamma$  du rayon  $\gamma$ , et les valeurs mesurées<sup>32</sup>. La procédure passe d'abord par les étapes préliminaires suivantes :

- le nettoyage de l'image à deux seuils  $Q_{inf} = 2$  p.e. et  $Q_{sup} = 4$  p.e. ;  
Un pixel de charge mesurée  $Q_i^{mes}$  n'est retenu ici que si
  - soit  $Q_i^{mes} > Q_{sup}$  ,
  - soit  $Q_{inf} < Q_i^{mes} < Q_{sup}$  et l'un de ses 6 voisins a une charge supérieure à  $Q_{sup}$  .
- la recherche de groupements de pixels contigus laissés par le nettoyage précédent ; on ne retient que le corps principal de l'image ;
- le calcul pour ce dernier des paramètres ( $\sigma_L, \sigma_l, Q_{tot}, D, C, \Delta, \Psi, \eta$  (voir la figure 3.23)), servant à définir les conditions initiales (CI) ;
- la présélection des images avec les coupures  $1 < \sigma_L(\text{mrad}) < 9$  et  $0 < \sigma_l(\text{mrad}) < 5$  destinées à exclure de l'ajustement les événements diffus de nature hadronique.

La minimisation du  $\chi^2$  conduit aux valeurs estimées ( $\tilde{E}_\gamma, \tilde{dp}_\gamma, \tilde{\phi}, \tilde{X}_S, \tilde{Y}_S$ ) des 5 paramètres mentionnés plus haut. Parmi ces paramètres, certains peuvent être fixés selon l'objectif que l'on vise. Dans le cas le plus courant, lorsque la source observée est ponctuelle à l'échelle de la résolution angulaire du télescope, et sa position connue, seuls l'énergie  $\tilde{E}_\gamma$  et le paramètre d'impact  $\tilde{dp}_\gamma$  estimés sont laissés libres dans l'ajustement.

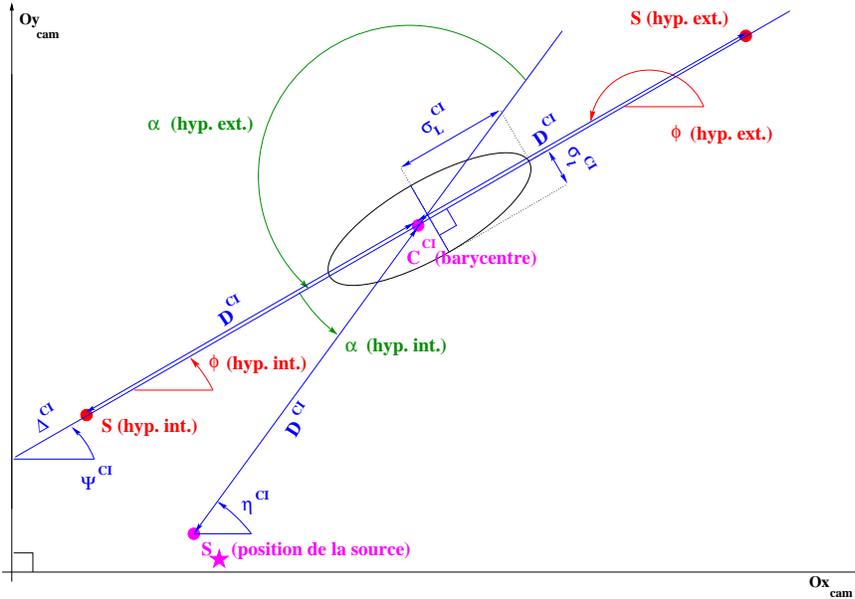


FIG. 3.23: Définition des conditions initiales des paramètres géométriques de l'ajustement. Deux hypothèses de l'origine angulaire d'une gerbe sont considérées, intérieure et extérieure. Par conséquent, l'angle de pointé  $\alpha$  varie entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$ . Cette figure est tirée de la référence [83].

L'origine angulaire  $S$  de la gerbe est fixée dans ce cas sur l'axe  $\Delta$  principal de l'image nettoyée selon la procédure décrite plus haut, à la distance  $D$  de la source  $S_\star$  au barycentre  $C$  (voir la figure 3.23). Deux ajustements sont effectués, correspondant d'abord à l'hypothèse intérieure ( $\phi = \Psi$ ), puis à l'hypothèse extérieure ( $\phi = \Psi + \pi$ ) de l'origine angulaire,  $\Psi$  étant l'angle azimuthal dans la caméra de l'image nettoyée. Les valeurs gardées

<sup>32</sup>La charge totale dans l'image  $Q_{tot}$  et la distance  $D$  de la source au barycentre de l'image  $C$ . On peut trouver les formules empiriques utilisées dans [83].

de la probabilité  $\mathcal{P}(\chi^2)$  et de l'angle de pointé  $\alpha = \eta - \phi$  (voir la figure 3.23) sont celles du meilleur ajustement.

Les distributions de la probabilité  $\mathcal{P}(\chi^2)$  pour des  $\gamma$  simulés et des hadrons réels sont présentées sur le diagramme du haut de la figure 3.24. Les deux autres diagrammes de la même figure montrent l'effet de la coupure de forme sur la distribution de l'angle de pointé  $\alpha$ , sur l'exemple des données réelles. Comme on tient compte du sens de développement des gerbes, les valeurs de l'angle de pointé  $\alpha$  vont jusqu'à  $180^\circ$  à comparer à la valeur maximale de  $90^\circ$  dans la méthode des moments, ce qui introduit un facteur 2 supplémentaire dans le rejet du fond hadronique.

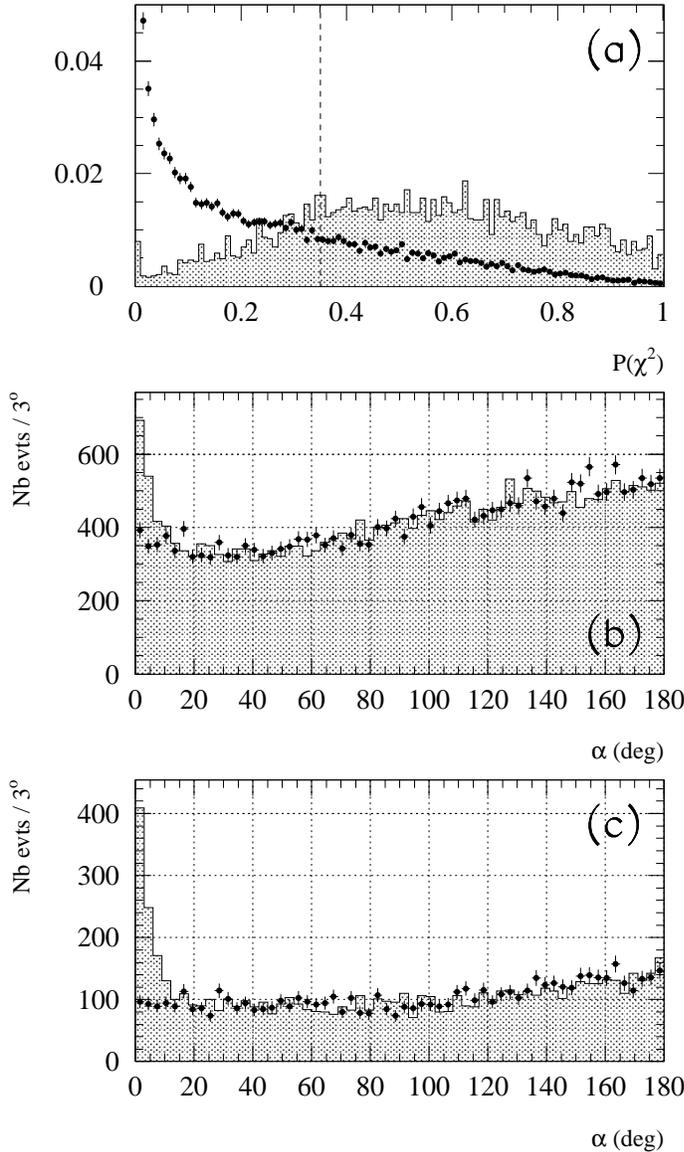


FIG. 3.24: (a) Distributions de  $\mathcal{P}(\chi^2)$  pour des  $\gamma$  simulés (histogramme) et des hadrons réels (points). La ligne verticale indique la valeur de  $\mathcal{P}(\chi^2)$  choisie pour la coupure de forme. (b) Distributions brutes de l'angle de pointé  $\alpha$  dans les données ON (histogramme) et OFF (points) prises au cours de 30 min d'observation sur Markarian 501 en Avril 1997. (c) Mêmes distributions, avec la coupure de forme  $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$ .

L'optimisation des coupures sur  $\mathcal{P}(\chi^2)$  et  $\alpha$  a été faite par la recherche du maximum de la signification  $N_\sigma$  dans les données et dans la simulation, pour des sources de l'intensité d'émission forte, moyenne et faible par rapport à celle observée sur la nébuleuse du

Crabe [83]. Le choix final des coupures<sup>33</sup> est le suivant :

$$\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35 \quad \text{et} \quad \alpha < 6^\circ . \quad (3.10)$$

**Performances de la méthode** La méthode du  $\chi^2$  apporte un facteur de rejet hadronique  $R_h \simeq 180$ , environ 2.5 fois plus important que celui de la simple méthode des moments. L'efficacité de sélection de  $\gamma$  est de 38%, et le facteur de qualité vaut 5.1 (contre 2.8 dans la simple méthode des moments). Ce sont les valeurs moyennes, obtenues par simulation au zénith d'un spectre de la source de type "Crabe", suivant un loi de puissance d'indice intégral -1.55. La figure 3.25 montre ces quantités en fonction de l'énergie reconstruite de  $\gamma$ . On voit que la méthode est plus performante à haute énergie, avec un facteur de qualité qui atteint des valeurs supérieures à 20 à l'énergie  $\tilde{E}_\gamma \geq 4$  TeV.

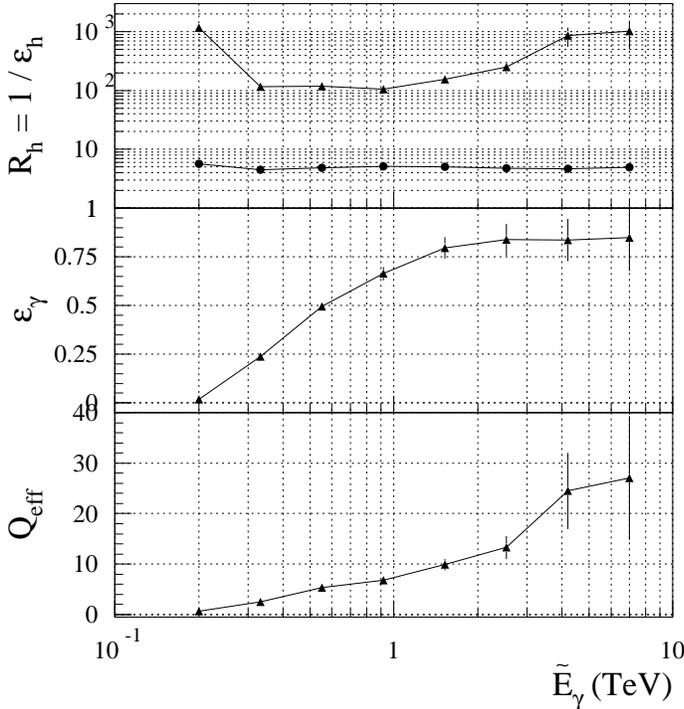


FIG. 3.25: Les performances de la méthode du  $\chi^2$  au zénith, en fonction de l'énergie reconstruite de  $\gamma$ . Diagramme du haut représente le facteur de rejet hadronique  $R_h = 1/\epsilon_h$ . Les triangles correspondent à une sélection avec les coupures (3.10), et les ronds — aux coupures de forme  $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$  et de charge uniquement. Les deux autres diagrammes représentent l'efficacité de sélection des  $\gamma$ ,  $\epsilon_\gamma$ , et le facteur de qualité  $Q = \epsilon_\gamma \sqrt{R_h}$ . Cette figure est tirée de la référence [83].

Lorsqu'on l'applique aux données prises au transit ( $\theta_z \simeq 21^\circ$ ) de la nébuleuse du Crabe, la méthode du  $\chi^2$  donne la signification horaire  $N_\sigma = 4.5 \sqrt{T_{ON}/1h}$ , meilleure que celle de la simple méthode des moments.

Enfin, on va comparer les performances de la méthode du  $\chi^2$  à celles de la version plus performante de la méthode des moments<sup>34</sup>, "extended supercuts", qui consiste à appliquer sur les paramètres de Hillas des coupures dépendant de la charge totale dans l'image [76, 75]. La figure 3.26 montre que les "extended supercuts", adaptées aux données de CAT [74], permettent d'avoir le taux de  $\gamma$  dans les coupures plus important par rapport à la méthode du  $\chi^2$ , grâce à une meilleure efficacité de sélection de  $\gamma$ , mais le facteur de rejet hadronique reste inférieur à celui de la méthode du  $\chi^2$ , et cette dernière donne la

<sup>33</sup>Auxquelles s'ajoutent les coupures en charge  $Q_{tot} > 30$  p.e. et  $Q_4 > 3$  p.e., mentionnées plus haut dans ce chapitre.

<sup>34</sup>Cette méthode est actuellement la méthode officielle de la collaboration Whipple.

signification de détection meilleure. Un autre désavantage déjà mentionné de la méthode des “extended supercuts” est la résolution en énergie moins bonne (qui vaut  $\simeq 36\%$  contre  $\simeq 22\%$  dans la méthode du  $\chi^2$ ).

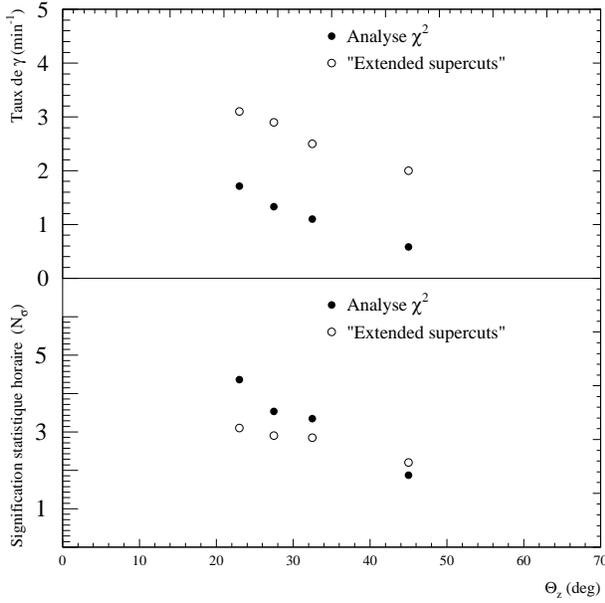


FIG. 3.26: Comparaison des performances entre la méthode du  $\chi^2$  et les “extended supercuts”, en fonction de l’angle zénithal  $\theta_z$ . Le diagramme du haut représente le taux de  $\gamma$  après les coupures, dans les données prises par CAT sur la nébuleuse du Crabe, le diagramme du bas — la signification statistique horaire correspondante. Cette figure est adaptée de la référence [74].

# Chapitre 4

## Sources d'incertitudes dans l'analyse

### 4.1 L'effet du champ magnétique terrestre sur les images des gerbes atmosphériques

Le développement des gerbes atmosphériques est affecté par le champ magnétique terrestre. Le mouvement des particules chargées dans le champ  $\mathbf{B}$  est régi par l'équation :

$$\dot{\mathbf{p}} = \pm e \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad (4.1)$$

où  $\mathbf{p}$  est l'impulsion de la particule de charge  $\pm e$  et  $\mathbf{v}$  sa vitesse. Dans le cas d'un champ statique et uniforme, la particule décrit une hélice circulaire ; la fréquence de rotation (en projection sur le plan perpendiculaire au champ) est donnée par la formule classique [68] :

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{ec^2 B}{2\pi E} \quad (4.2)$$

et le rayon de gyration par

$$r = \frac{v_t}{\omega} = \frac{v_t E}{ec^2 B} = \frac{p_t}{eB} \quad (4.3)$$

( $v_t$  et  $p_t$  étant les projections respectives de la vitesse et de l'impulsion sur le plan perpendiculaire au champ).

Cocconi [25] a été l'un des premiers à signaler le rôle du champ géomagnétique dans l'élargissement de la distribution latérale des gerbes. Dans le domaine des détecteurs à effet Tcherenkov atmosphérique, le groupe de l'Université de Durham [20] a étudié l'effet du champ magnétique sur la forme et l'orientation des images de gerbes. Le présent chapitre décrit la manière dont nous en avons tenu compte dans ce travail<sup>1</sup>.

#### 4.1.1 Le champ géomagnétique du site de Thémis

Le champ magnétique terrestre est en fait la superposition de plusieurs champs engendrés par différentes sources dont la plus importante est la partie fluide conductrice du

---

<sup>1</sup>L'auteur tient à remercier R. U. Beisembaev [11], qui a attiré son attention sur l'importance des effets du champ magnétique dans l'analyse des données des télescopes à effet Tcherenkov atmosphérique.

noyau de la Terre (contribuant pour environ 90%). À partir de mesures régulières de l'amplitude et de la direction du vecteur  $\mathbf{B}$  effectuées par plusieurs groupes, on peut construire des modèles [43] tels que IGRF (International Geomagnetic Reference Field) ou WMM (World Magnetic Model), mais le caractère irrégulier des variations de champ nécessite des mises à jour périodiques du modèle. Les modèles IGRF95 (valable de 1995 à 2000) et IGRF2000 (valable de 2000 à 2005) nous ont fourni les caractéristiques du champ sur le site de Thémis pour les données prises de 1996 à 2002<sup>2</sup>. La précision obtenue avec les modèles IGRF ou WMM dans leur période de validité (erreur d'environ 30 minutes d'arc en direction et de 200 nT en amplitude) est suffisante pour nos applications, étant donnée l'intensité de champ qui varie selon le lieu de 25000 à 65000 nT environ).

Les paramètres décrivant le champ géomagnétique en un point quelconque de la surface terrestre (voir Fig.1) sont :

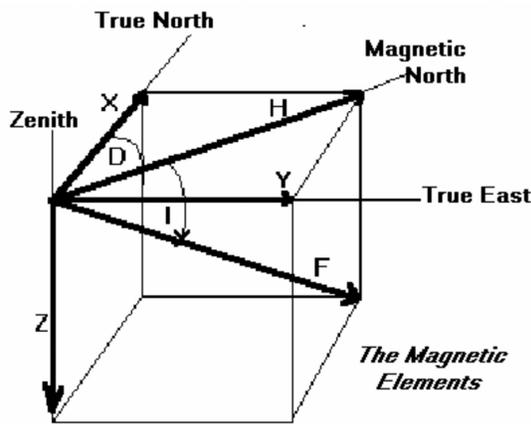


FIG. 4.1: Les composantes de vecteur du champ magnétique [43].

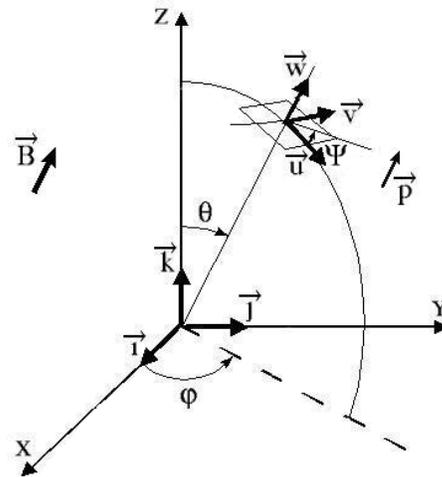


FIG. 4.2: Les repères  $\{G\}$  et  $\{C\}$ .

- **la déclinaison magnétique  $D$** , c'est-à-dire l'angle entre le Nord géographique et le Nord magnétique ; la déclinaison  $D$  est comptée positivement lorsque la direction mesurée est à l'Est du Nord géographique ;
- **l'inclinaison magnétique  $I$** , c'est-à-dire l'angle entre le vecteur de champ magnétique et le plan horizontal ; l'inclinaison  $I$  est comptée positivement lorsque le champ est orienté vers le bas ;
- **l'intensité du vecteur de champ magnétique  $B$** .

<sup>2</sup>Ces modèles consistent à développer le potentiel vecteur géomagnétique en une série de fonctions harmoniques sphériques [42]. Les coefficients des modèles vont jusqu'à l'ordre 10 du développement.

Altitude 1.65 km

Date (année)	D (degré)	I (degré)	H (nT)	X (nT)	Y (nT)	Z (nT)	B (nT)
1996.75	-1d 51m	58d 2m	23995	23982	-773	38452	45324
1997.75	-1d 43m	58d 2m	24008	23997	-721	38478	45353
1998.75	-1d 36m	58d 3m	24020	24011	-670	38504	45382
1999.75	-1d 28m	58d 3m	24033	24025	-618	38530	45411
2000.75	-1d 21m	58d 3m	24047	24040	-568	38548	45433
2001.75	-1d 14m	58d 2m	24061	24055	-519	38563	45453
2002.39	-1d 10m	58d 2m	24070	24065	-487	38572	45466
Date (année)	dD (min/an)	dI (min/an)	dH (nT/an)	dX (nT/an)	dY (nT/an)	dZ (nT/an)	dB (nT/an)
2002.39	7	-0	14	15	49	15	20

Altitude 11 km

Date (année)	D (degré)	I (degré)	H (nT)	X (nT)	Y (nT)	Z (nT)	B (nT)
1996.75	-1d 52m	58d 1m	23896	23883	-778	38276	45123
1997.75	-1d 45m	58d 2m	23908	23897	-727	38302	45151
1998.75	-1d 37m	58d 2m	23921	23911	-676	38328	45180
1999.75	-1d 30m	58d 2m	23934	23926	-624	38354	45209
2000.75	-1d 22m	58d 2m	23947	23940	-575	38371	45231
2001.75	-1d 15m	58d 2m	23961	23955	-525	38386	45250
2002.39	-1d 11m	58d 1m	23970	23965	-494	38395	45263
Date (année)	dD (min/an)	dI (min/an)	dH (nT/an)	dX (nT/an)	dY (nT/an)	dZ (nT/an)	dB (nT/an)
2002.39	7	-0	14	15	49	15	20

Altitude 25 km

Date (année)	D (degré)	I (degré)	H (nT)	X (nT)	Y (nT)	Z (nT)	B (nT)
1996.75	-1d 54m	58d 0m	23748	23735	-786	38015	44823
1997.75	-1d 46m	58d 1m	23761	23749	-735	38041	44852
1998.75	-1d 39m	58d 1m	23773	23763	-684	38066	44880
1999.75	-1d 32m	58d 1m	23786	23777	-633	38091	44908
2000.75	-1d 24m	58d 1m	23799	23792	-584	38109	44930
2001.75	-1d 17m	58d 1m	23813	23807	-535	38123	44949
2002.39	-1d 13m	58d 0m	23822	23816	-504	38132	44961
Date (année)	dD (min/an)	dI (min/an)	dH (nT/an)	dX (nT/an)	dY (nT/an)	dZ (nT/an)	dB (nT/an)
2002.39	7	-0	14	15	49	14	20

TAB. 4.1: Paramètres de champ géomagnétique à Thémis, obtenus année par année avec les modèles IGRF95 et IGRF2000 pour la période du 1<sup>er</sup> Octobre 1996 au 22 Mai 2002 pour 3 altitudes.

Les composantes verticale (Z) et horizontale (H), ainsi que la décomposition en X, Y et Z sont souvent utilisées<sup>3</sup>. Les valeurs prédites par les modèles IGRF95 et IGRF2000 pour le site de Thémis pour chaque année de fonctionnement de CAT sont indiquées dans le tableau 4.1 pour trois altitudes : celle du site 1650 m, 11 km et 25 km, ces dernières étant pertinentes pour les gerbes atmosphériques. On vérifie que, pour la période concernée, les variations de l'intensité et de la direction du champ avec le temps et avec l'altitude restent petites par rapport à la précision garantie par les modèles. On pourra donc considérer le champ magnétique local comme statique et uniforme en prenant la moyenne des valeurs du tableau, soit  $B = 45209$  nT,  $X = 23926$  nT,  $Y = -624$  nT et  $Z = 38354$  nT.<sup>4</sup>

### 4.1.2 Les asymétries induites dans les gerbes et leurs images par le champ géomagnétique

En l'absence de composante horizontale du champ magnétique, le développement moyen d'une gerbe ne dépendrait pas de l'azimut géographique  $\varphi$  de sa direction d'arrivée; seuls compteraient l'angle zénithal  $\theta$  (repère géographique  $\{G\}$  défini sur la figure 4.2), la nature et l'énergie de la particule primaire. En brisant cette symétrie, la composante horizontale du champ terrestre introduit une dépendance en  $\varphi$ . En effet, la force de Lorentz (4.1) tend à écarter les électrons et les positons; par suite, la distribution au sol des photons Tcherenkov produits par les uns et les autres est modifiée et la quantité de lumière reçue par le télescope dépend de l'angle de la ligne de visée avec le champ, donc de l'azimut géographique  $\varphi$  du télescope. Quand on suit une source donnée,  $\theta$  et  $\varphi$  sont fonctions l'un de l'autre; il sera donc important dans la simulation de tenir compte, à angle zénithal donné, de l'azimut qui conditionne les effets magnétiques. L'écartement subi par les particules positives et négatives de la gerbe est minimal quand l'axe de la gerbe est parallèle au champ magnétique et maximal quand il lui est perpendiculaire. Comme le champ pointe vers le Nord et vers le bas (à environ  $32^\circ$  de la verticale), les effets sont plus marqués dans l'étude d'une source passant au transit au Nord. Par ailleurs, les gerbes arrivant avec un grand angle zénithal  $\theta$  se développent sur une plus grande distance, ce qui accroît l'écartement des charges dû à la force magnétique. Aussi, pour illustrer les effets magnétiques dans cette section, avons-nous choisi des exemples avec  $\theta = 60^\circ$ .

Si maintenant on s'intéresse à la déformation des images elles-mêmes, il nous faut passer dans le repère  $\{C\}$  lié à la caméra (défini sur la figure 4.2 par les vecteurs unitaires  $\vec{u}$ ,  $\vec{v}$  et  $\vec{w}$ ). Dans le plan focal  $\{\vec{u}, \vec{v}\}$ , la projection de la force de Lorentz moyenne (parallèle à  $\vec{w} \wedge \vec{B}$  car les trajectoires des particules sont proches de la direction visée) est donnée par  $\vec{\ell} = -\vec{u} \cdot B_v + \vec{v} \cdot B_u$ . Cette direction privilégiée brise une autre symétrie qui existerait en l'absence de champ : la forme de l'image dépend maintenant de l'azimut  $\Psi$  dans le plan focal  $\{\vec{u}, \vec{v}\}$  (ou "azimut-caméra") qui, avec le paramètre d'impact, définit l'intersection de l'axe de la gerbe avec le plan  $\{\vec{u}, \vec{v}\}$ . La distribution au sol des photons Tcherenkov résulte du dédoublement de la tache qui existerait en l'absence de champ, l'écartement

<sup>3</sup>Le tableau 4.3 présente tous les repères qui seront utilisés dans ce chapitre.

<sup>4</sup>La déclinaison pour le site de Thémis est effectivement très petite. Au démarrage de CAT, sa valeur absolue ne dépassait pas 2 degrés et elle continue à diminuer. En conséquence, on aurait pu fixer  $D$  à zéro.

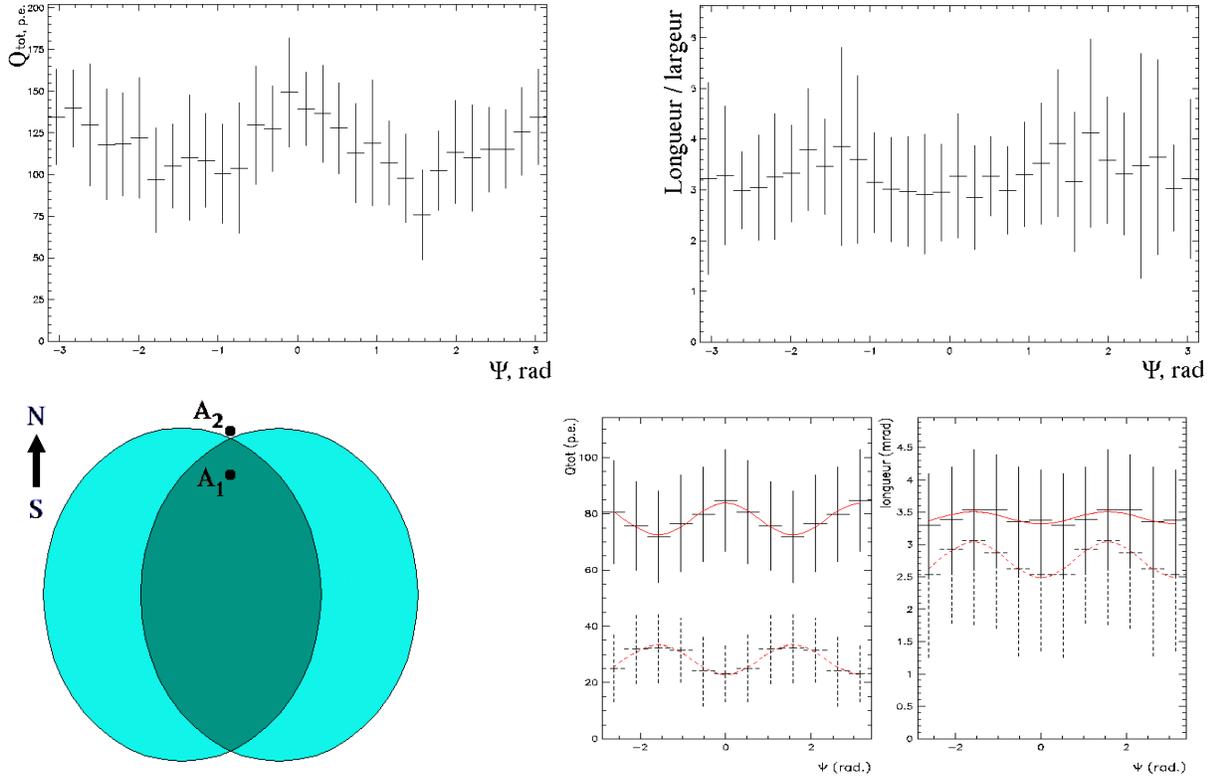


FIG. 4.3: Pour les gerbes de  $\gamma$ , arrivant sur le site de Thémis en provenance du Nord, la force de Lorentz pointe horizontalement, étirant chaque gerbe dans la direction Est-Ouest ( $\vec{v}$  ici). Dans les exemples (a) et (b), les gerbes simulées à l'angle zénithal  $\theta = 60^\circ$  ont l'énergie  $E=5$  TeV et le paramètre d'impact vaut  $dp=250$  m. (a) Le diagramme de gauche en haut indique la valeur moyenne de la charge recueillie dans la caméra pour chaque intervalle en azimuth-caméra  $\Psi$ . La demi-longueur de chaque barre verticale correspond à un écart-type de la distribution de charge. Dans cet exemple où  $\Psi_0 = 0$ , si l'impact se trouve soit à l'Est soit à l'Ouest ( $\Psi = \pm\pi/2$ ) par rapport au télescope, la quantité de lumière reçue, donc la charge recueillie dans la caméra, est minimale (voir le texte); inversement, elle est maximale si l'impact tombe au Nord ou au Sud du télescope ( $\Psi = 0$  ou  $\pi$ ). (b) Le diagramme de droite en haut donne la valeur moyenne du rapport longueur/largeur de l'image en fonction de  $\Psi$ , les barres verticales indiquant les écarts-types correspondants comme en (a). Le comportement de ce rapport en fonction de  $\Psi$  est opposé à celui de la charge reçue. (c) Le diagramme de gauche en bas explique la variation observée en fonction de l'angle  $\Psi$  avec l'aide d'un schéma montrant la tache dédoublée au sol. L'effet est maximal pour les paramètres d'impact  $dp$  de gerbes proches au rayon de la tache de lumière Tcherenkov. On voit qu'en sortant au-delà de ce rayon, l'effet est inversé (lorsqu'on passe de  $A_1$  à  $A_2$ ). (d) Les diagrammes de droite en bas présentent les résultats de simulations confirmant l'inversion, celui de gauche montre le comportement de la charge totale dans l'image et celui de droite - la longueur moyenne de l'image, avec les écarts-type correspondants. Les  $\gamma$  d'énergie  $E = 560$  GeV ont été simulés venant du Nord, à  $\theta = 22^\circ$ , à  $dp = 138$  m (courbes en trait plein), et à  $dp = 170$  m (pointillé).

des centres se faisant selon la direction  $\vec{\ell}$ . La quasi-symétrie entre particules positives et négatives entraîne l'équivalence de deux directions différant de  $180^\circ$  en  $\Psi$ . Lorsque l'impact

de la gerbe dans le plan  $\{\vec{u}, \vec{v}\}$  tombe précisément à gauche ou à droite du télescope dans la direction  $\vec{\ell}$ , le miroir échantillonne mal une des taches et cet azimuth-caméra correspond à un minimum relatif de lumière. Aussi avons-nous choisi comme azimuth-caméra de référence, l'angle  $\Psi_0$  correspondant à la direction perpendiculaire à  $\vec{\ell}$  :

$$\tan \Psi_0 = B_v/B_u = \frac{-B_x \sin \varphi + B_y \cos \varphi}{B_x \cos \theta \cos \varphi + B_y \cos \theta \sin \varphi - B_z \sin \theta} \quad (4.4)$$

qui correspond au maximum de lumière reçue par la caméra pour des impacts suffisamment proches. C'est bien ce qu'on vérifie en simulant des gerbes de direction incidente donnée tombant tout autour du télescope (angle  $\Psi$  aléatoire) à une distance fixe de l'axe (figure 4.3). Par ailleurs, les simulations effectuées à angle zénithal fixe et pour des azimuths géographiques  $\varphi$  différents, montrent que la direction dans la caméra donnant en moyenne le maximum de lumière est en parfait accord avec les prévisions de la formule (4.4) (figure 4.4). L'écartement des particules de charges opposées se faisant dans la direction  $\vec{\ell}$ , le rapport longueur/largeur de l'image est évidemment minimal quand l'axe de l'image est perpendiculaire à  $\vec{\ell}$ , donc pour  $\Psi_0 = 0$  (figure 4.3).

Dans l'étude des images de gerbes, le champ magnétique terrestre nous oblige à faire deux corrections : la première concerne la reconstruction de l'énergie et le deuxième la reconstruction de la direction des gerbes. Notre but est de paramétriser les effets magnétiques à partir de simulations, afin de pouvoir les corriger dans les données réelles.

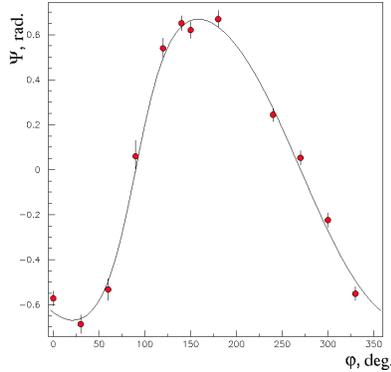


FIG. 4.4: Azimuth-caméra  $\Psi_0$  (correspondant au maximum de lumière à paramètre d'impact  $dp = 250$  m et énergie  $E=5$  TeV donnés) de gerbes d'angle zénithal  $\theta = 60^\circ$  en fonction de leur azimuth géographique : la courbe représente la prédiction de la formule (4.4), Les points représentent les angles  $\Psi_0$  obtenus à partir de simulations ( $\varphi = 0^\circ$  correspond à l'Est et  $\varphi = 90^\circ$  au Sud).

### 4.1.3 Correction magnétique pour la reconstruction de l'énergie

Les simulations nous montrent que pour une énergie  $E$ , une direction incidente ( $\theta$  et  $\varphi$ ) et un paramètre d'impact  $dp$  fixés, la valeur moyenne de la charge enregistrée dans l'image varie sinusoidalement avec l'azimuth-caméra  $\Psi$  (diagramme de gauche de la figure 4.5) selon :

$$F = A \cos (2 (\Psi - \Psi_0)) + C, \quad (4.5)$$

l'angle  $\Psi_0$  donné par l'équation (4.4) correspondant au maximum de signal. Les valeurs de  $A$  et de  $C$  sont ajustées à partir des données de la simulation. Dans les analyses

antérieures de l'expérience CAT, la valeur estimée  $\tilde{E}_\gamma$  de l'énergie d'un gamma ne prenait pas en compte les effets du champ magnétique terrestre. Les simulations nous permettent d'évaluer le biais induit par ce dernier et par suite de le corriger : le diagramme central de la figure 4.5 montre la variation avec  $\Psi$  du rapport de l'énergie estimée  $\tilde{E}_\gamma$  à l'énergie vraie  $E_\gamma$ . Elle se paramétrise également selon la formule (4.5), tout comme le rapport longueur/largeur des images (diagramme de droite de la figure 4.5).

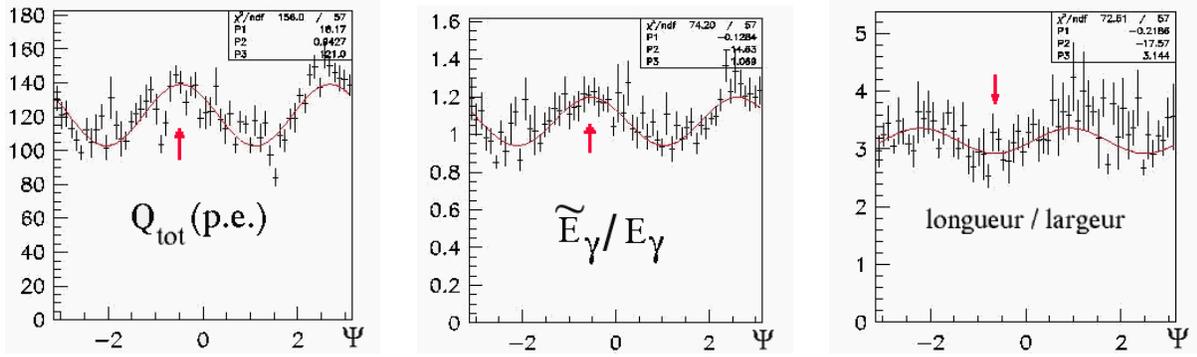


FIG. 4.5: Variation de valeurs moyennes de la charge enregistrée, du rapport  $\tilde{E}_\gamma/E_\gamma$  et du rapport longueur/largeur de l'image en fonction de l'azimuth-caméra  $\Psi$  (en radians). Dans la simulation, les  $\gamma$  ont une énergie de 5 TeV et le paramètre d'impact vaut  $dp=250$  m. Le télescope pointe vers l'Est avec un angle zénithal  $60^\circ$ . Les flèches indiquent la valeur  $\Psi_0$  pour laquelle la valeur moyenne de la charge est maximale.

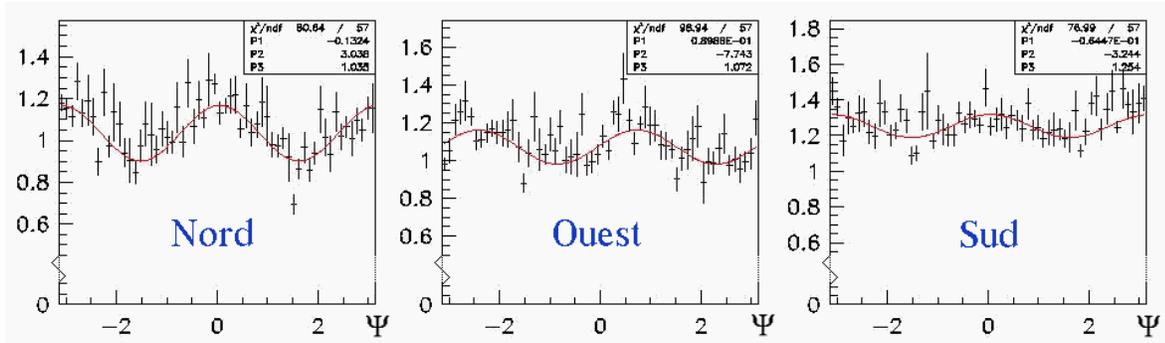


FIG. 4.6: Variation sinusoïdale en fonction de  $\Psi$  (4.5) du rapport énergie estimée/énergie vraie (estimation par la méthode d'analyse standard de CAT), pour 3 azimuths géographiques  $\varphi$  différents à l'angle zénithal de  $\theta = 60^\circ$ . L'amplitude de variation est maximale au Nord et minimale au Sud. En revanche, pour les gerbes en provenance du Sud, la valeur moyenne du biais en énergie est maximale et atteint 25%. Dans cette simulation, l'énergie des  $\gamma$  est de 5 TeV et le paramètre d'impact vaut 250 m.

Dans ce qui précède, nous nous sommes placés à direction incidente fixée, celle-ci étant définie par l'angle zénithal  $\theta$  et l'azimuth géographique  $\varphi$ . Les simulations montrent que, lorsque  $\varphi$  varie à  $\theta$  fixé, les coefficients  $A$  et  $C$  de la formule (4.5) dépendent linéairement du sinus de l'angle  $\Upsilon$  entre la direction du  $\gamma$  incident et le champ magnétique. Cet angle

$\Upsilon$  est donné par :

$$\cos \Upsilon = B_w/B = (B_x \sin \theta \cos \varphi + B_y \sin \theta \sin \varphi + B_z \cos \theta)/B, \quad (4.6)$$

où les notations sont celles de la figure 4.2. On peut donc écrire :

$$C = C_1 \sin \Upsilon + C_0, \quad A = A_1 \sin \Upsilon + A_0, \quad (4.7)$$

paramétrisation dont on vérifie sur la figure 4.7 l'accord avec les simulations. On rend compte ainsi des différences d'amplitudes  $A$  entre les gerbes venant du Nord et celles venant du Sud<sup>5</sup>, effet signalé plus haut et illustré par la figure 4.6.

Dans l'étude d'une source donnée pour laquelle l'angle  $\varphi$  est fonction de l'angle zénithal  $\theta$ , il suffira de connaître les coefficients  $C_0$ ,  $C_1$ ,  $A_0$  et  $A_1$ . en fonction de  $\theta$  (à  $E$  et  $dp$  fixés), la formule (4.7) donnant alors la dépendance azimuthale. Nous procéderons ainsi pour la nébuleuse du Crabe. La figure 4.8 montre comment varie  $\theta$ ,  $\varphi$  et  $\Upsilon$  en fonction du temps pour cette source qui passe au transit au Sud et pour deux autres objets, l'un transitant au zénith et l'autre au Nord.

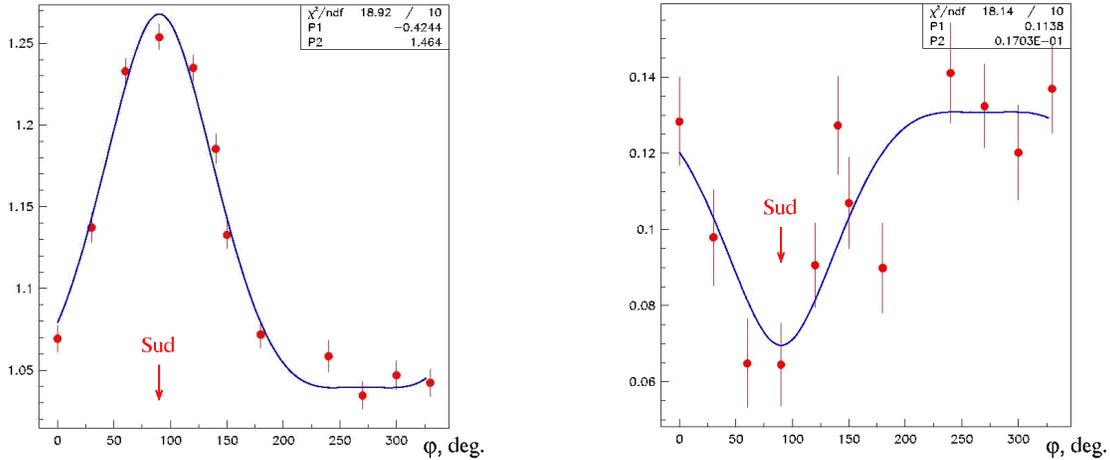


FIG. 4.7: Variation avec l'azimuth géographique  $\varphi$  des paramètres  $C$  (valeur moyenne) et  $A$  (amplitude de variation) relatifs au rapport énergie reconstruite/énergie vraie pour  $E = 5 \text{ TeV}$ ,  $dp = 250 \text{ m}$  et  $\theta = 60^\circ$ . Les points sont obtenus par simulation et la courbe représente la formule (4.5) après ajustement des paramètres  $C_0$ ,  $C_1$ ,  $A_0$  et  $A_1$ . L'azimuth  $\varphi=0^\circ$  correspond à l'Est,  $\varphi=90^\circ$  au Sud.

#### 4.1.4 Correction magnétique pour la reconstruction de la direction

Le second effet du champ magnétique terrestre sur les images de gerbes atmosphériques concerne la direction de l'axe de l'image dans le plan focal qui sert à déterminer l'angle

<sup>5</sup>On notera au passage que le biais moyen  $C$  est plus important au Sud. Cela est dû au fait que dans l'analyse standard de CAT, les gerbes de référence qui servent à modéliser les images moyennes sont tirées à  $\varphi = 0$  (Est) et font donc en moyenne un angle avec le champ plus grand que celles venant du Sud à même angle zénithal.

de pointé  $\alpha$ . Le champ magnétique déforme légèrement ces images en les étirant dans la direction  $\vec{\ell}$ . En conséquence, pour toutes les directions du plan focal, sauf celle qui est parallèle à  $\vec{\ell}$  et celle qui lui est perpendiculaire, l'axe de l'image est légèrement dévié par rapport à la direction qu'il aurait en l'absence du champ et qui est censée pointer sur l'image de la source dans la caméra. La valeur algébrique moyenne de cette déviation, soit  $d\alpha$ , varie donc en fonction de l'azimuth-caméra  $\Psi$ . Les simulations montrent qu'on peut modéliser cette variation selon :

$$\Phi = D \cdot \sin(2 \cdot \tan^{-1}(E \cdot \tan(\Psi - \Psi_0))), \quad (4.8)$$

qui revient à faire subir à l'image une affinité parallèle à  $\vec{\ell}$  de rapport  $E$ . Ce paramètre, de même que  $D$  sont obtenus à partir des simulations et la phase  $\Psi_0$  est donnée par l'expression (4.4). On verra dans le paragraphe suivant que l'effet du champ sur l'orientation d'images est plus important aux basses énergies et aux petits paramètres d'impact de  $\gamma$ , et aux grands angles  $\Upsilon$  entre le vecteur du champ et la direction visée.

#### 4.1.5 Évaluation détaillée de l'effet géomagnétique

On a évalué l'effet de champ magnétique terrestre sur la résolution en énergie et la résolution angulaire du télescope à l'aide des simulations complètes des gerbes de  $\gamma$ . Sachant à partir des études décrites plus haut, que l'effet est différent pour les sources qui passent au transit à Thémis au Nord et au Sud, on a effectué les simulations pour les directions de visée correspondant à la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe (pour des angles zénithaux entre celui de son transit au Sud, à  $\theta_z \approx 20.5^\circ$ , et  $\theta_z \approx 50^\circ$ ) et du blazar 1ES1959+650 (pour des angles zénithaux entre celui de son transit au Nord, à  $\theta_z \approx 22.5^\circ$ , et  $\theta_z \approx 40.5^\circ$ ). Le récapitulatif des directions simulées pour la nébuleuse du Crabe est présenté par le tableau 4.2. Celles utilisées pour le blazar 1ES1959+650 ont été choisies avec le même pas en cosinus de  $\theta_z$ , égal à 0.04.

Le choix des énergies  $E_\gamma$  et des paramètres d'impact  $dp_\gamma$  de  $\gamma$  simulés est identique à celui qu'on utilise dans la production des images-type (“abaques”) de gerbes électromagnétiques décrit dans le chapitre 5 (Cf § 5.2). La seule différence entre les deux cas est la façon de simuler les azimuths d'arrivée (“azimuths-caméra”  $\Psi$ ) des gerbes par rapport au télescope. Dans notre étude de l'effet du champ, on a choisi, pour chaque direction  $(\theta, \varphi)$  visée, 6 valeurs d'azimuth parmi<sup>6</sup> les 12, décalées de  $k\pi/6$ , ( $k=0,1,\dots,5$ ) par rapport à l'azimuth correspondant à  $\Psi_0(\theta, \varphi)$ .

En résumant les résultats des simulations, on peut dire, que le facteur principal qui détermine l'importance de l'effet géomagnétique est la valeur de l'angle  $\Upsilon$  entre la direction visée et le vecteur du champ. Aux directions pour lesquelles  $\sin \Upsilon \leq 0.5$ , l'effet est négligeable. Concernant la nébuleuse du Crabe, vu l'angle faible entre la direction visée et le champ aux petits angles zénithaux (voir la figure 4.8), l'effet ne devient important que pour  $\theta \geq 32^\circ$  (ce qui correspond à  $\sin \Upsilon \geq 0.5$ ). La figure 4.8 présente, entre autres, l'évolution des valeurs de  $\sin \Upsilon$  pour des sources qui passent au transit à Thémis soit

---

<sup>6</sup>En évitant de prendre les azimuths  $\Psi$  opposés, pour lesquels l'effet du champ est identique.

par le Nord, soit proche du zénith (pour lesquelles la déclinaison  $\delta$  est proche de latitude de Thémis,  $42.5^\circ$ ), soit par le Sud. On conclut en regardant cette figure, que si l'on se donne une valeur limite de  $\sin \Upsilon$ , au-delà de laquelle on ne peut plus négliger de l'effet du champ, on définit à la fois l'intervalle des angles zénithaux pour une déclinaison donnée, pour lequel cet effet est à prendre en compte.

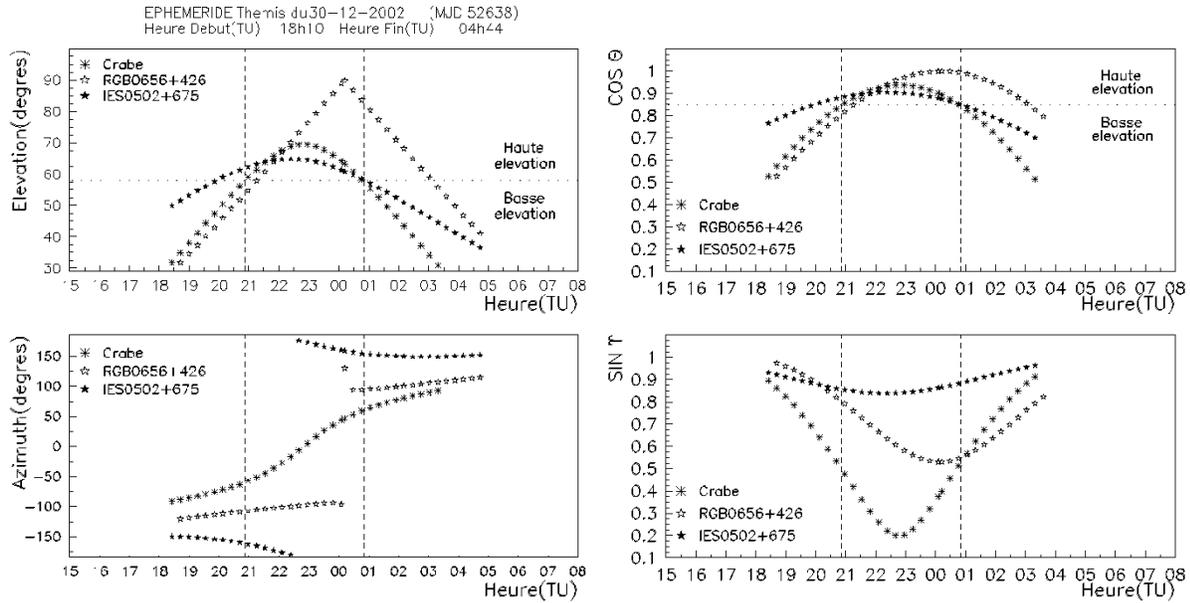


FIG. 4.8: Évolution de l'angle de hauteur, de l'azimuth géographique, du cosinus de l'angle zénithal  $\theta$  et du sinus de l'angle  $\Upsilon$  entre la direction visée et le vecteur de champ géomagnétique, pour les trajectoires dans le ciel de 3 sources observées par CAT. La nébuleuse du Crabe passe au transit au Sud, à  $\theta \approx 20^\circ$ . Les deux autres objets sont représentatifs de sources passant au transit au zénith et au Nord respectivement. Les lignes hachurées verticales indiquent la période d'observation où le Crabe se trouve à faible angle zénithal (on a choisi la valeur conventionnelle de  $\theta = 32^\circ$  pour délimiter les petits et grands angles zénithaux).

Les figures 4.9 et 4.10 confirment notre conclusion sur le rôle de la valeur de  $\sin \Upsilon$ , car elles montrent un effet semblable pour deux simulations, différant par l'angle zénithal  $\theta_z$ , mais proches en  $\sin \Upsilon$ . La première des deux figures résume l'effet du champ pour une position dans le ciel de la nébuleuse du Crabe (transit au Sud) correspondant à un grand angle zénithal,  $\theta_z \approx 44^\circ$  ( $\Upsilon \approx 46^\circ$ ), et la deuxième — à une position proche du transit du blazar 1ES1959+650 (au Nord, à  $\theta_z \approx 23^\circ$ ;  $\Upsilon \approx 55^\circ$ ). On voit, en comparant les diagrammes respectifs des deux figures, que l'effet est comparable dans les deux cas pour des énergies voisines.

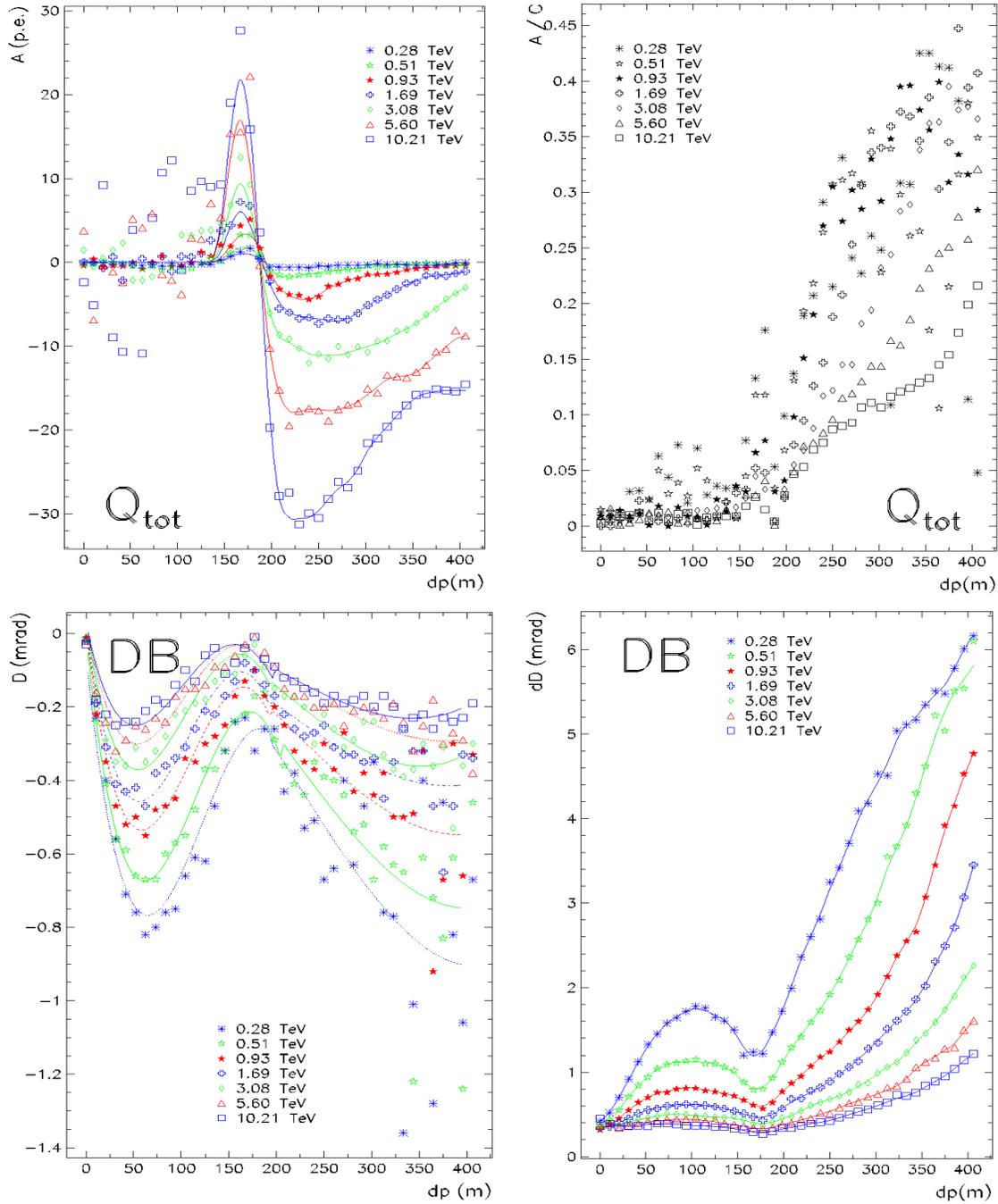


FIG. 4.9: Évaluation de l'effet du champ magnétique sur la résolution en énergie (diagrammes du haut) et la résolution angulaire (diagrammes du bas), en fonction de paramètre d'impact  $dp$  du rayon  $\gamma$  primaire. Du haut en bas et de gauche à droite (1-4) sont représentés, pour les différentes énergies de  $\gamma$  : (1) Amplitude  $A$  de variation, de type  $F$  (4.5), de la charge totale  $Q_{tot}$  dans l'image (en p.e.); (2) Rapport de l'amplitude  $A$  de variation, de type  $F$  (4.5), sur la valeur moyenne  $C$  de la charge totale; (3) Amplitude  $D$  de variation, de type  $\Phi$  (4.8), de la distance  $DB$  de l'axe de l'image à la source (en mrad); (4) Écart-type de l'amplitude  $D$  de variation, de type  $\Phi$  (4.8), de la distance  $DB$  (en mrad). Les résultats sont obtenus à partir des simulations de  $\gamma$  à l'angle zénithal  $\theta_z \approx 44^\circ$  et l'azimuth correspondant à la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe. Les courbes superposées sont obtenues à l'aide de lissage (1,4) et de paramérisation empirique (3).

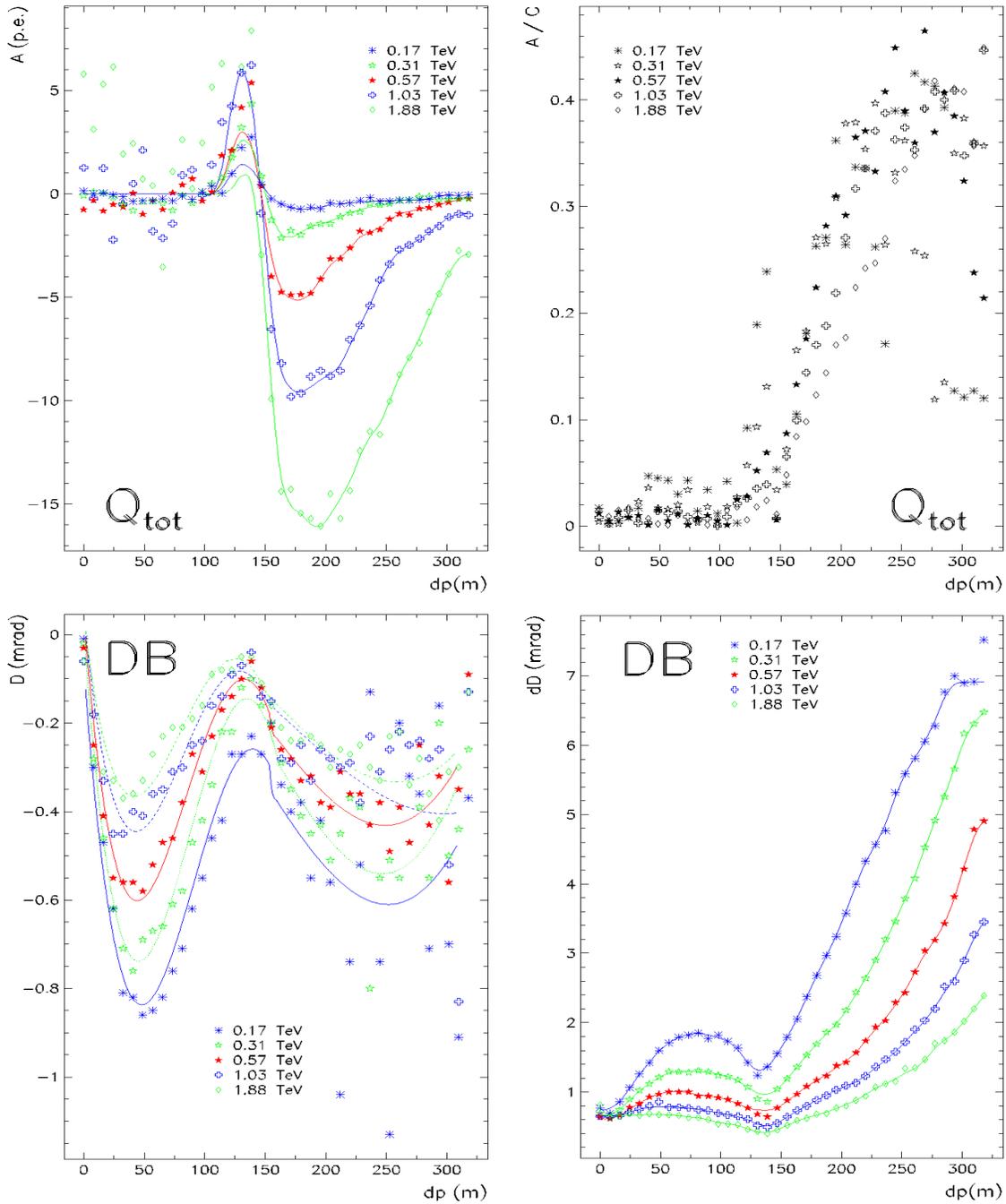


FIG. 4.10: Évaluation de l'effet du champ magnétique sur la résolution en énergie (diagrammes du haut) et la résolution angulaire (diagrammes du bas), en fonction de paramètre d'impact  $dp$  du rayon  $\gamma$  primaire. Du haut en bas et de gauche à droite (1-4) sont représentés, pour les différentes énergies de  $\gamma$  : (1) Amplitude  $A$  de variation, de type  $F$  (4.5), de la charge totale  $Q_{tot}$  dans l'image (en p.e.); (2) Rapport de l'amplitude  $A$  de variation, de type  $F$  (4.5), sur la valeur moyenne  $C$  de la charge totale; (3) Amplitude  $D$  de variation, de type  $\Phi$  (4.8), de la distance  $DB$  de l'axe de l'image à la source (en mrad); (4) Écart-type de l'amplitude  $D$  de variation, de type  $\Phi$  (4.8), de la distance  $DB$  (en mrad). Les résultats sont obtenus à partir des simulations de  $\gamma$  à l'angle zénithal  $\theta_z \approx 23^\circ$  et l'azimuth correspondant à la trajectoire dans le ciel du blazar 1ES 1959+650. Les courbes superposées sont obtenues à l'aide de lissage (1,4) et de paramétrisation empirique (3).

Les diagrammes du haut montrent l'effet du champ sur la charge totale dans l'image. On y aperçoit d'abord l'inversion du signe de l'amplitude de variation (4.5) mentionnée plus haut dans le texte, plus marquée sur le diagramme de gauche. On note qu'en valeur absolue, l'effet est plus fort à haute énergie, mais le rapport amplitude/valeur moyenne est plus important à basse énergie. Quelle que soit l'énergie du  $\gamma$ , l'effet devient important lorsque le télescope se trouve au-delà de la tache Tcherenkov au sol (définie par le "plateau" de la distribution latérale de photons, où la densité de lumière est à peu près uniforme, voir les figures 3.14, 5.2).

Les diagrammes du bas présentent l'amplitude de variation (4.8) de la distance  $DB$  de la source à l'axe de l'image, qui est liée à l'angle de pointé de l'image  $\alpha$  par une relation  $DB = D_{max} \sin \alpha$ ,  $D_{max}$  étant la distance de la source au maximum de l'intensité dans l'image. Puisque  $D_{max}$  dans les images est en gros proportionnelle au paramètre d'impact, on conclut que, contrairement à l'effet du champ sur la résolution en énergie, les déviations de l'axe de l'image dues au champ ne sont importantes que si le télescope se trouve à l'intérieur de la tache de la lumière Tcherenkov au sol. Malheureusement, les grandes valeurs des écarts-type correspondants (indiquées sur les diagrammes de droite en bas des mêmes figures) limitent l'effet de ces corrections dans l'analyse.

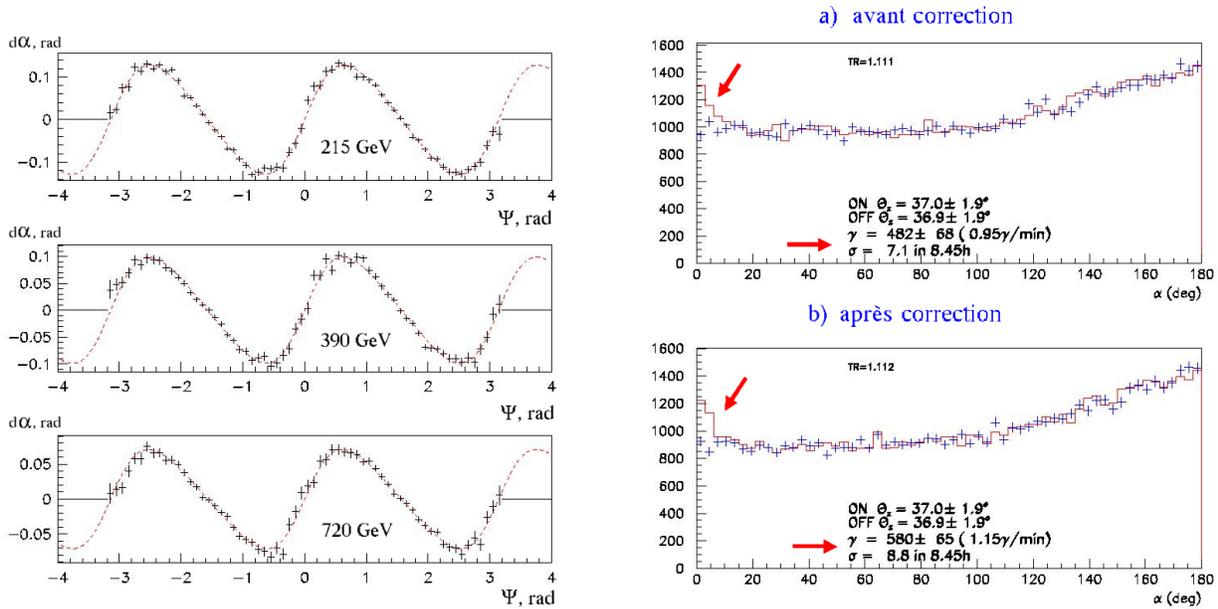


FIG. 4.11: Diagramme de gauche : Variation de correction moyenne  $d\alpha$  à appliquer, en fonction de l'azimuth-caméra  $\Psi$ . Ces valeurs sont obtenues pour la direction à  $16^\circ$  d'angle zénithal au Nord, pour 3 énergies indiquées sur la figure. Les courbes en pointillés représentent les prédictions de la formule (4.8) après ajustement des paramètres. Diagramme de droite : Distributions en angle de pointé  $\alpha$  avant et après la correction de l'effet de champ magnétique. Elles portent sur 8.45 heures de données prises par CAT sur la nébuleuse du Crabe à l'angle zénithal de  $37 \pm 2^\circ$ . On note le gain en signification du signal après la correction.

Cet effet n'est cependant pas négligeable. Les diagrammes de droite de la figure 4.11

présentent la distribution de l'angle  $\alpha$ , avant et après application de la correction angulaire  $d\alpha$ , pour la nébuleuse du Crabe observée à l'angle zénithal de  $37^\circ$ . On constate que, même à des angles zénithaux intermédiaires, cette correction améliore la signification du signal. Les corrections de l'angle de pointé  $\alpha$  à appliquer sont plus grandes pour les objets qui passent au transit au Nord (voir le diagramme de gauche de la même figure).

#### 4.1.6 Procédure de correction de l'effet du champ et conclusion

L'analyse que nous présentons dans la suite de ce travail sur la nébuleuse du Crabe prend en compte les effets du champ magnétique en passant par les étapes suivantes :

- Les images-types des gerbes électromagnétiques (ou “abaques”) que nous comparons à chaque image expérimentale pour reconstruire l'énergie et la direction du  $\gamma$  incident, sont obtenues à partir de simulations adaptées à la trajectoire de la source dans le ciel. Celle-ci fixe la relation entre l'azimuth géographique  $\varphi$  et l'angle zénithal  $\theta$ .
- Ces abaques sont calculées pour les valeurs de l'azimuth-caméra  $\Psi$  décalées de  $\pi/4$  par rapport à  $\Psi_0$  qui correspondent aux valeurs centrales des paramètres dépendant sinusoidalement de  $\Psi$ . Ce sont ces abaques qui sont comparées à chaque image expérimentale pour fournir une première approximation de l'énergie de la gerbe et de l'angle  $\alpha$ .
- Ensuite, en fonction de  $\Psi$ , on effectue sur ces valeurs les corrections dépendant de  $\Psi$  selon les formules (4.5) et (4.8).

La prise en compte de l'effet du champ magnétique terrestre permet d'améliorer la résolution en énergie et la résolution angulaire des télescopes à effet Tcherenkov. Néanmoins, les biais de reconstruction que cet effet introduit sont négligeables par rapport aux biais résultant des variations de transmission atmosphérique, ou bien de la méconnaissance de l'efficacité globale du détecteur. Les résultats précédents seront néanmoins utiles pour les futures générations des détecteurs Tcherenkov au sol, qui seront capables de contrôler l'ensemble des effets systématiques dans ce type d'expériences.

TAB. 4.2: *Points choisis de la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe.*

Position	Angle zénithal $\theta(^{\circ})$	$\cos \theta$	Azimuth géographique $\varphi(^{\circ})$
1	19.95	0.94	0.
2	23.08	0.92	$\pm 31.4$
3	28.35	0.88	$\pm 51.15$
4	32.85	0.84	$\pm 61.19$
5	36.86	0.8	$\pm 68.01$
6	40.53	0.76	$\pm 73.18$
7	43.94	0.72	$\pm 77.4$
8	47.16	0.68	$\pm 81.0$
9	50.22	0.64	$\pm 84.18$
10	53.14	0.6	$\pm 87.04$

TAB. 4.3: *Tableau récapitulatif des repères utilisés.*

Repère	Orientation des axes	Système droite
Geomagnétique $\mathcal{G}$ (figure 4.1)	X $\rightarrow$ Nord, Y $\rightarrow$ Est, Z $\rightarrow$ nadir	oui
KASKADE, horizontal $\mathcal{K}_h$ (figures 4.1- 4.7, 4.11)	X $\rightarrow$ Ouest, Y $\rightarrow$ Nord, Z $\rightarrow$ nadir	oui
KASKADE, de pointé ( $\mathcal{K}_p$ ou $\mathcal{C}$ ) (figures 4.1- 4.7, 4.11)	Z $\parallel$ à la direction de pointé, vers le bas, X $\parallel$ au plan vertical, opposé à la direction de pointé lorsque projeté sur le plan horizontal, Y $\parallel$ au plan horizontal	oui
Horizontal, $\mathcal{H}$ (figure 4.8, tableau 4.2)	X $\rightarrow$ Sud, Y $\rightarrow$ Ouest, Z $\rightarrow$ nadir	oui

## 4.2 Effet de la profondeur de première interaction de $\gamma$ sur les images des gerbes atmosphériques

On a étudié l'effet de la profondeur  $t_1$  de la première interaction de  $\gamma$  sur les images de gerbes. Dans ce but, on a effectué les simulations de  $\gamma$  de plusieurs énergies, pour des valeurs de  $t_1$  égales à 0, 1, 2, 3, 6, 9 (en unités de  $X_0$ ,  $X_0$  étant la longueur de radiation dans l'air (37.1 g/cm<sup>2</sup>)). Les simulations ont été faites pour les points de la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe correspondant aux petits angles zénithaux.

Les résultats des simulations de  $\gamma$  au transit de la nébuleuse du Crabe sont présentés pour des  $\gamma$  de 300 GeV sur les figures 4.12–4.13, et pour des  $\gamma$  de 6 TeV — sur les figures 4.14–4.15, sur l'exemple des paramètres  $Q_{tot}$ ,  $D_{max}$ ,  $\sigma_L$ ,  $\sigma_l$  (Cf page 100).

Les simulations montrent que, indépendamment de l'énergie du  $\gamma$ , la profondeur  $t_1$  de la première interaction est un paramètre important qui conditionne le développement de la gerbe atmosphérique et engendre des variations importantes de la charge totale dans l'image, de sa largeur et de sa longueur, mais aussi de la distance  $D_{max}$  entre le maximum de l'intensité dans l'image et la position de la source. En comparant les courbes relatives à cette distance à haute et à basse énergie, on voit que  $D_{max}$ , à un paramètre d'impact  $dp_\gamma$  donné, dépend plus fortement de la profondeur  $t_1$  de première interaction que de l'énergie  $E_\gamma$  du rayon  $\gamma$ . Si l'on combine maintenant cette propriété avec la forte dépendance de  $t_1$  de la charge totale  $Q_{tot}$  dans l'image, on conclut qu'il est possible de mieux contraindre les paramètres reconstruits des rayons  $\gamma$  en incluant dans la modélisation des images de gerbes la profondeur  $t_1$ .

Jusqu'à présent, la modélisation des images n'était effectuée dans les analyses de CAT que, soit pour le développement moyen des gerbes (comme dans l'analyse standard, basée sur le modèle analytique [53]), soit pour la valeur moyenne de  $t_1$ , égale à (9/7) longueurs de radiation (comme dans la nouvelle analyse, basée sur l'utilisation directe des simulations des gerbes de  $\gamma$ , voir le chapitre 5). Outre les difficultés techniques liées à la nécessité de multiplier le nombre d'images théoriques de  $\gamma$  dans la simulation et dans l'analyse par le nombre de valeurs de  $t_1$  qu'on utilise, la tâche de reconstruction simultanée des paramètres  $E_\gamma$ ,  $dp_\gamma$  et  $t_1$  des rayons  $\gamma$  avec un seul télescope se complique par les fluctuations importantes des valeurs de  $Q_{tot}$ ,  $D_{max}$ ,  $\sigma_L$ ,  $\sigma_l$ . La réalisation de cette tâche serait plus facile pour les expériences à plusieurs télescopes en montage stéréoscopique de nouvelle génération, telles que HESS. En effet, l'observation en stéréo permet de déterminer mieux la position d'impact de la gerbe au sol<sup>7</sup>; la pixellisation fine des images de gerbes dans de telles expériences permettrait à son tour de mieux contraindre l'énergie du  $\gamma$ , à condition d'utiliser la dépendance de  $t_1$  de la distribution angulaire de la lumière dans l'image<sup>8</sup>.

---

<sup>7</sup>Par exemple, pour des  $\gamma$  de  $\simeq 600$  GeV en provenance d'une source ponctuelle de position connue, observée au zénith, la résolution en paramètre d'impact dans l'analyse de CAT tenant compte de la distribution détaillée de la lumière Tcherenkov dans l'image vaut  $\simeq 18$  m, alors que la détection simultanée d'un tel événement  $\gamma$  par 4 télescopes de l'expérience HEGRA permet de reconstruire la valeur de paramètre d'impact du  $\gamma$  avec une précision inférieure à 5 m [86].

<sup>8</sup>De plus, la combinaison de l'analyse "à la CAT" et de l'avantage d'observation stéréoscopique devrait permettre de se débarrasser des difficultés de reconstruction du paramètre d'impact, typiques de l'analyse stéréoscopique, qui n'utilise dans cette reconstruction qu'une simple intersection des axes des images. De telles difficultés [64] apparaissent lorsque la position d'impact d'une gerbe est située à proximité de la droite joignant 2 télescopes participant au déclenchement, et à l'extérieur de cette paire de télescopes.

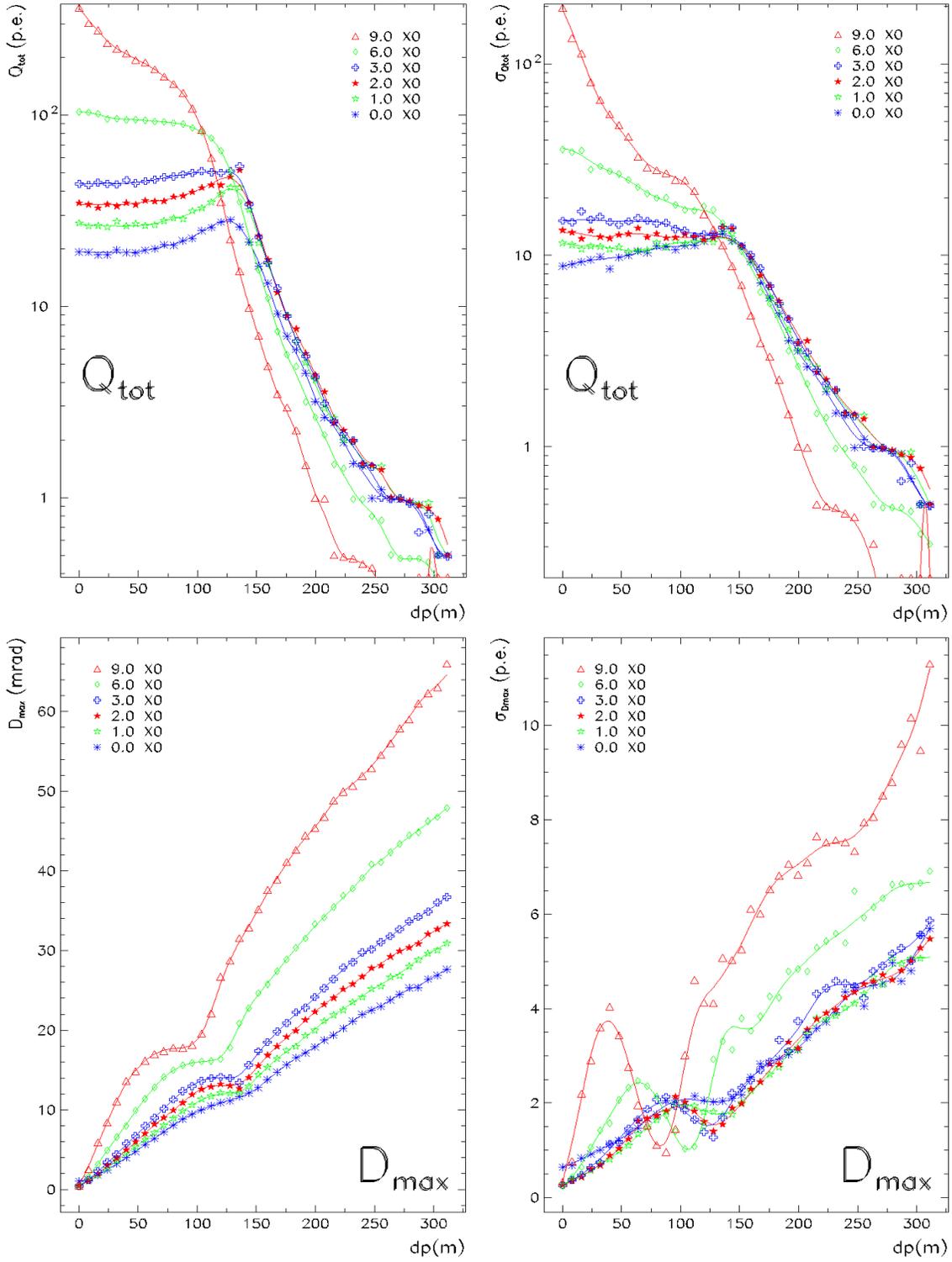


FIG. 4.12: Paramètres des images de gerbes de  $\gamma$  (voir texte), en fonction du paramètre d'impact  $dp_\gamma$  (m), et pour 6 valeurs fixes de la profondeur  $t_1$  de première interaction des  $\gamma$ . La colonne de gauche présente les valeurs moyennes de ces paramètres, et la colonne de droite – les écarts-type correspondants. Ces résultats sont obtenus à partir des simulations des gerbes de  $\gamma$  de 300 GeV, pour le point de transit de la nébuleuse du Crabe à Thémis (au Sud, à l'angle zénithal  $\theta_z \simeq 20^\circ$ ).

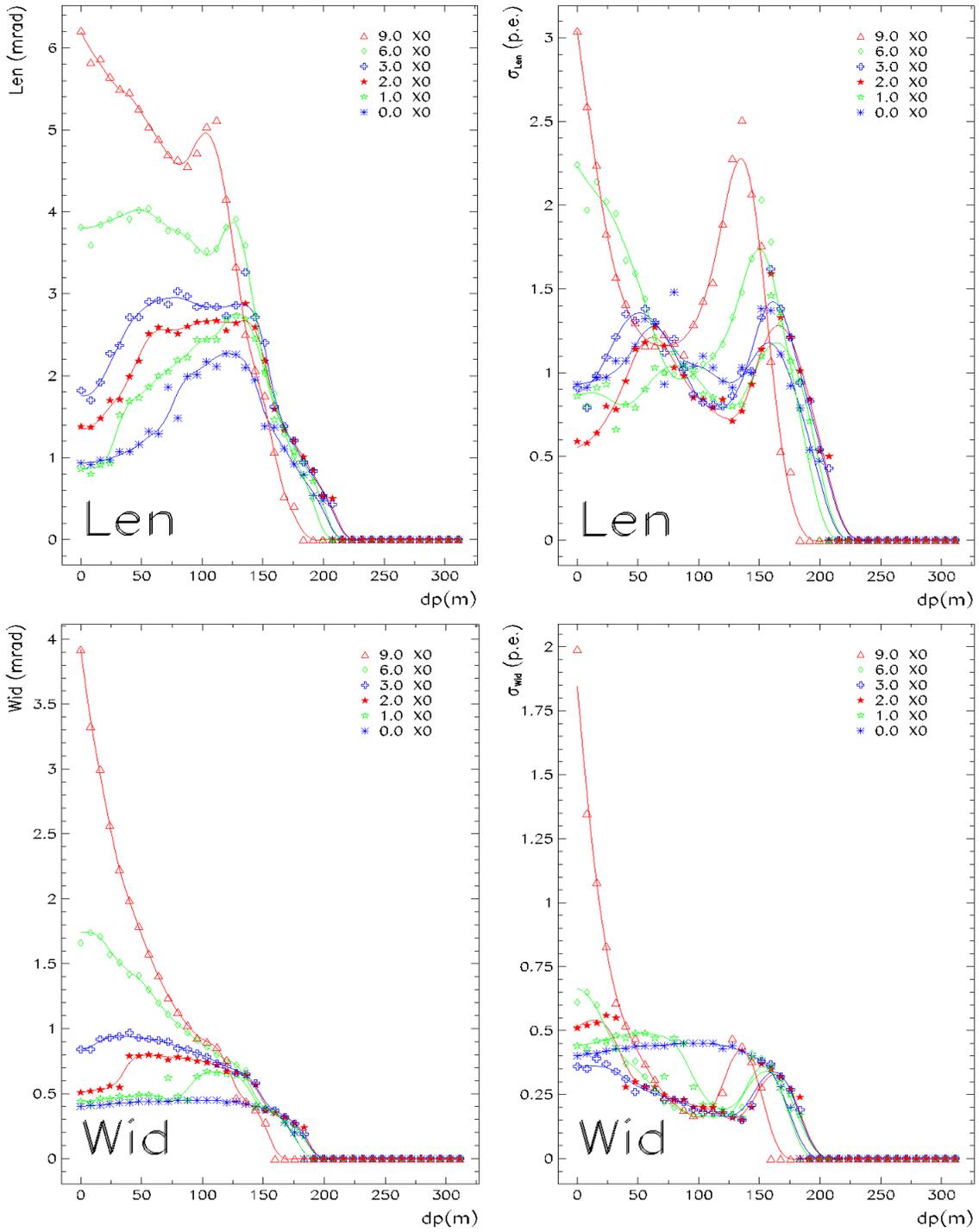


FIG. 4.13: Paramètres des images de gerbes de  $\gamma$ , en fonction du paramètre d'impact  $dp_\gamma$  (m), et pour 6 valeurs fixes de la profondeur  $t_1$  de première interaction des  $\gamma$  (suite). La colonne de gauche présente les valeurs moyennes de ces paramètres, et la colonne de droite – les écarts-type correspondants. Ces résultats sont obtenus à partir des simulations des gerbes de  $\gamma$  de 300 GeV, pour le point de transit de la nébuleuse du Crabe à Thémis (au Sud, à l'angle zénithal  $\theta_z \simeq 20^\circ$ ).

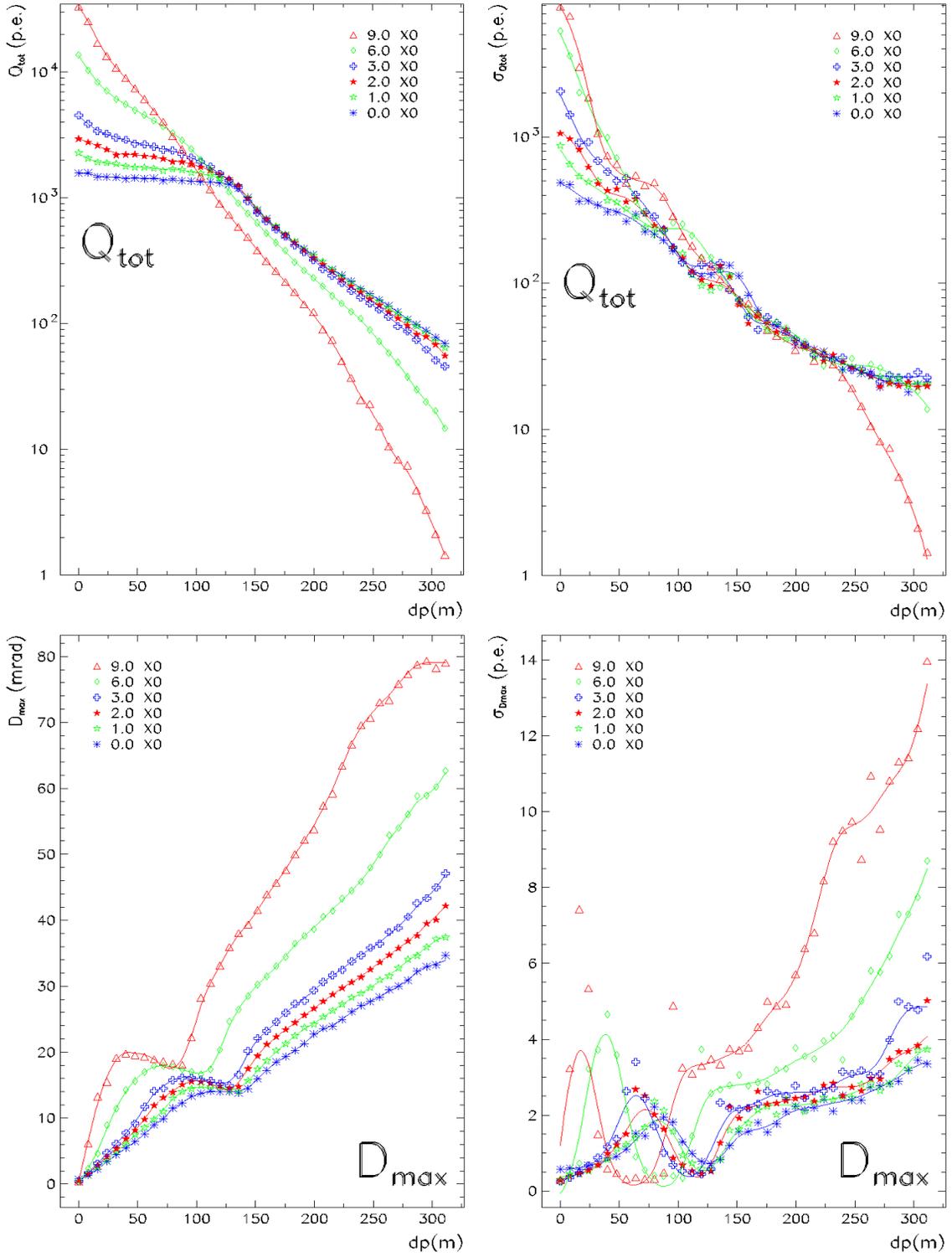


FIG. 4.14: Paramètres des images de gerbes de  $\gamma$  (voir texte), en fonction du paramètre d'impact  $dp_\gamma$  (m), et pour 6 valeurs fixes de la profondeur  $t_1$  de première interaction des  $\gamma$ . La colonne de gauche présente les valeurs moyennes de ces paramètres, et la colonne de droite – les écarts-type correspondants. Ces résultats sont obtenus à partir des simulations des gerbes de  $\gamma$  de 6 TeV, pour le point de transit de la nébuleuse du Crabe à Thémis (au Sud, à l'angle zénithal  $\theta_z \simeq 20^\circ$ ).

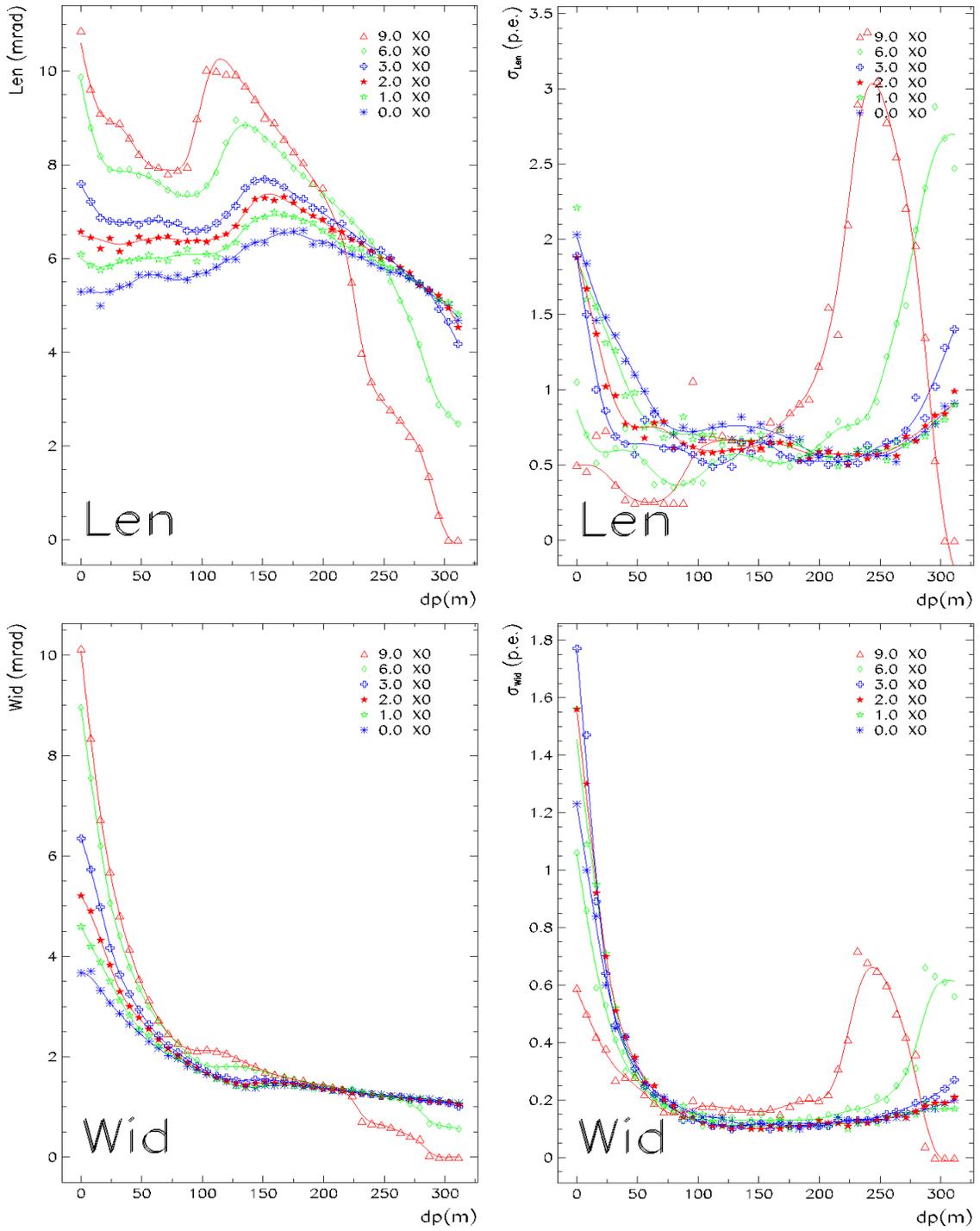


FIG. 4.15: Paramètres des images de gerbes de  $\gamma$ , en fonction du paramètre d'impact  $dp_\gamma$  (m), et pour 6 valeurs fixes de la profondeur  $t_1$  de première interaction des  $\gamma$  (suite). La colonne de gauche présente les valeurs moyennes de ces paramètres, et la colonne de droite – les écarts-type correspondants. Ces résultats sont obtenus à partir des simulations des gerbes de  $\gamma$  de 6 TeV, pour le point de transit de la nébuleuse du Crabe à Thémis (au Sud, à l'angle zénithal  $\theta_z \simeq 20^\circ$ ).

On voit bien la nécessité de tenir compte dans l'analyse de la profondeur de première interaction des rayons  $\gamma$ . L'inclusion de ce paramètre nous a permis d'expliquer la forme de la distribution des valeurs reconstruites de l'énergie et de paramètre d'impact dans l'analyse standard de CAT, ainsi que dans notre méthode d'analyse (voir le chapitre 5). On présentera les résultats de cette utilisation de la profondeur de première interaction dans la section 5.5, qui sera dédiée à la description des fonctions de résolution en énergie.

### 4.3 Limitation du champ de vue des petits pixels et le rôle des PM de garde

Les deux anneaux des 54 photomultiplicateurs de garde (voir la figure 3.3) ont été ajoutés à l'ensemble de 546 petits pixels de CAT en Juin 1997. Leur intégration dans l'analyse a été retardée du fait qu'ils présentent un certain nombre de différences par rapport aux petits phototubes :

- la plus grande taille des PM de garde (le diamètre d'entrée des cônes de Winston de ces pixels est de 42 mm [69], à comparer avec celui des petits pixels, de 12.8 mm) rend complexe leur utilisation dans la méthode des moments ;
- du fait de leur position périphérique, ces PM intègrent la lumière Tcherenkov de la partie basse des gerbes de  $\gamma$  éventuels, où les fluctuations de cette lumière sont plus importantes ; ceci nécessite d'adapter en conséquence la paramétrisation de ces fluctuations au dénominateur du  $\chi^2$  (voir la page 68) pour les PM de garde ;
- en raison de leur grande taille, la contribution du bruit du ciel dans ces phototubes est plus importante que dans les petits pixels ; le terme correspondant dans la fonction du  $\chi^2$  doit également être modifié.

On décrira dans cette section les résultats de nos études des aspects différents concernant les PM de garde, ce qui nous a permis de les intégrer dans l'analyse. On finira en concluant sur le rôle des PM de garde.

Contrairement au cas des petits pixels, la contribution due au bruit du ciel dans les grands PM dépasse largement celle due au bruit électronique de la porte d'intégration d'ADC, de largeur 0.4 p.e. (Cf page 61). L'écart-type de la distribution de charge au voisinage du piédestal  $P_i$  d'ADC ("vrai" piédestal, zéro d'ADC en absence de lumière) est proche de 2 photoélectrons (voir les figures 4.16, 4.17). Cette valeur est à comparer à celle d'un léger décalage<sup>9</sup> du pic de cette distribution (piédestal apparent) par rapport à la valeur de  $P_i$ . Pour le bruit du ciel correspondant au champ stellaire de la nébuleuse du Crabe, ce décalage est proche de 0.3 p.e. (voir la figure 4.16), ce qui est donc tout à fait négligeable. On reconstruit bien la position du piédestal  $P_i$  pour les PM de garde en ajustant le spectre de charge par une gaussienne.

---

<sup>9</sup>Ce décalage de la ligne de base est induit par les photons du bruit du ciel qui arrivent sur le PM quelques  $\mu s$  (temps fixé par le RC de montage capacitif à la sortie de chaque photomultiplicateur) avant l'ouverture de porte.

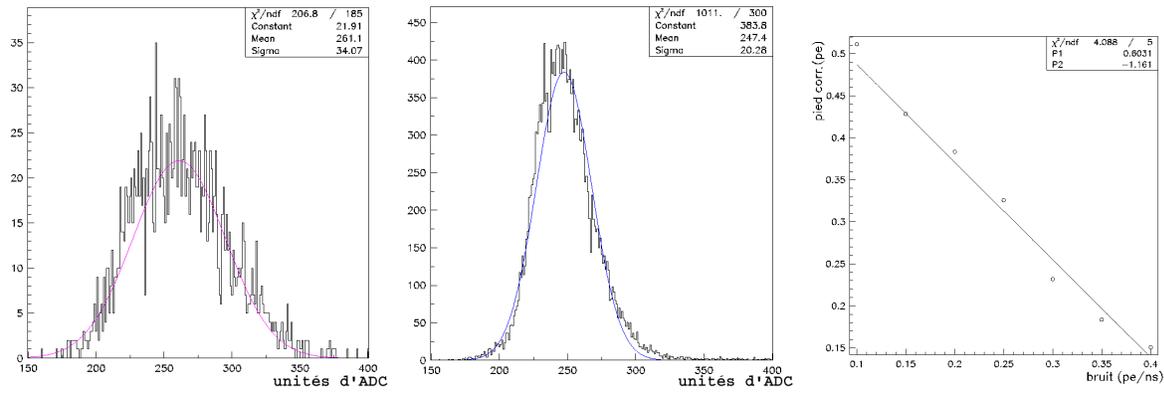


FIG. 4.16: *Bruit intégré dans les PM de garde et son influence sur le décalage du zéro d'ADC (piédestal). Diagramme de gauche : Spectre de charge intégrée dans un PM de garde (en unités d'ADC) dans les événements à porte large (40 ns). Dans ce cas, on est dans le régime du bruit fort et la distribution est parfaitement gaussienne. Diagramme du milieu : Même distribution pour les événements à porte étroite (12 ns). Comme le bruit est plus faible, le décalage de la ligne de base n'est plus équilibré par la contribution des photons du bruit tombant dans la porte, et la distribution devient asymétrique. Diagramme de droite : Correction à appliquer, en fonction du bruit dans les PM de garde, au piédestal apparent (la valeur du pic de la distribution précédente), afin d'obtenir le "vrai" piédestal (celui en absence d'éclairage). Cette correction est obtenue avec la même modélisation des effets dus au bruit dans la chaîne électronique que dans [37].*

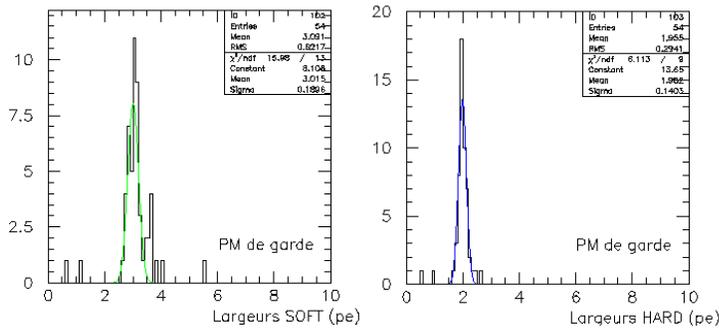


FIG. 4.17: *Distribution typique des largeurs (en p.e.) des spectres de charge pour 54 photomultiplicateurs de garde. Ces valeurs sont obtenues à partir de l'ajustement d'une gaussienne sur les distributions présentées sur la figure 4.16. On a utilisé ici les facteurs de conversion  $G_i$  "p.e.  $\rightarrow$  unités d'ADC" de chaque voie (la valeur moyenne de facteur  $G_i$  pour l'ensemble des pixels de CAT est proche de 11).*

La distribution de charge dans les PM de garde pour les événements à porte large ( $\Delta t=40$  ns), dédiés à l'étude du bruit du ciel, permet d'exprimer ce dernier en nombre moyen  $B$  de photoélectrons par nanoseconde<sup>10</sup> et de le comparer avec la valeur correspondante obtenue à partir des petits pixels (voir les figures 4.16, 4.18). L'analyse de la distribution du rapport *bruit du ciel moyen dans les PM de garde / bruit du ciel moyen dans les petits pixels* sur le lot de plus de 600 prises de données sur la nébuleuse du Crabe (voir le diagramme de droite de la figure 4.18) conduit à une valeur moyenne de 13, supérieure au rapport des surfaces d'entrée des cônes de Winston entre les deux types de pixels, soit  $\approx 10.8$ . Quelle que soit la raison de cette différence (l'efficacité quantique ou la réflectivité des cônes meilleure dans le cas des PM de garde etc.), on en tient compte,

<sup>10</sup>On peut négliger le bruit de porte dans ces événements, de largeur  $\approx 0.5$  p.e.; la largeur de la distribution de charge (en p.e.) est alors  $\sigma \approx \sqrt{B\Delta t}$ .

par une simple correction de la surface d'intégration pour des grands pixels, dans le calcul des charges attendues entrant dans l'expression du  $\chi^2$ .

La méthode d'analyse dans laquelle on construit ce  $\chi^2$  à partir des charges moyennes réelles et de celles prédites dans un pixel, sera décrite en détails dans le chapitre 5 (elle repose sur le même principe que la méthode standard d'analyse de CAT exposée plus haut dans la section 3.5.2, mais utilise les images moyennes des gerbes de  $\gamma$  provenant directement du Monte-Carlo). On verra que dans cette méthode, on obtient la première approximation ("conditions initiales") pour l'ajustement final des images, celui qui utilise l'information contenue dans chaque pixel, à l'aide d'un pré-ajustement qui ne tient compte que des 4 paramètres globaux de l'image (voir la section 5.1).

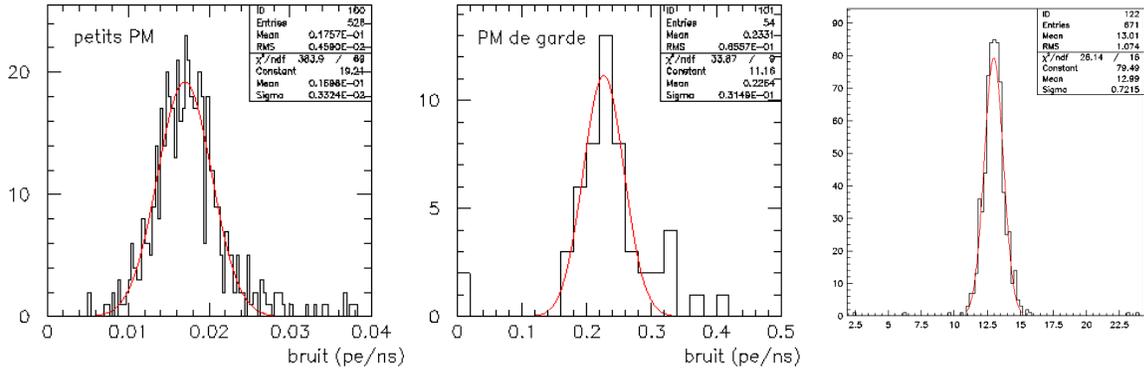


FIG. 4.18: Comparaison du bruit intégré entre les petits et les grands pixels, pour une prise de données de bonne qualité sur la nébuleuse du Crabe. Diagramme de gauche : Distribution des valeurs du bruit du ciel dans les petits pixels, reconstruites à l'aide d'une fonction semi-empirique décrite dans [37]. Diagramme du milieu : Distribution des valeurs du bruit du ciel dans les pixels de garde, obtenues à partir de l'ajustement par une gaussienne du spectre de charge dans ces pixels dans les événements à porte large (40 ns). Diagramme de droite : Distribution des valeurs du rapport bruit moyen dans les PM de garde / bruit moyen dans les petits pixels, pour un lot de 671 acquisitions sur la nébuleuse du Crabe. Les valeurs du bruit moyen pour chaque type de pixel proviennent de l'ajustement par une gaussienne des distributions présentées sur les deux diagrammes précédents, correspondant à une prise de données. Les queues de ces distributions représentent les pixels affectés par des étoiles.

On a inclus les PM de garde dans le calcul de ces paramètres pour les images réelles. La procédure de ce calcul passe par les étapes suivantes :

- les images sont nettoyées d'une façon identique à celle qu'on utilise dans la méthode des moments adaptée à CAT. On effectue un nettoyage à deux seuils,  $Q_1 = 2.3$  p.e. et  $Q_2 = 4$  p.e. ; on ne retient ici un petit pixel de charge mesurée  $Q_i$  que si
  - soit  $Q_i > Q_2$  ,
  - soit  $Q_1 < Q_i < Q_2$  et l'un de ces petits pixels voisins a une charge supérieure à  $Q_2$ .
- on établit un schéma mettant en correspondance chacun des 27 PM de garde de l'anneau interne avec les 6 petits pixels frontaliers les plus proches ; ce schéma est présenté sur la figure 4.19.

- si dans un des sous-ensembles “un PM de garde interne + ses 6 petits pixels voisins” la somme des charges nettoyées des 6 petits pixels  $Q_6$  est supérieure à  $Q_6^{min}=5$  p.e. et la charge dans le PM de garde est supérieure à 7 p.e., on tient compte de ce dernier ;
- si l’un des 4 PM de garde les plus proches (voir la figure 3.3) du pixel de garde interne qui vient d’être choisi, a une charge supérieure à 7 p.e., on l’inclut dans l’analyse.

La figure 4.19 justifie le choix du schéma de voisinage présenté, ainsi que celui de la valeur de  $Q_6^{min}$ . Ce schéma permet d’ailleurs d’estimer le pourcentage d’événements dont les images s’étendent au-delà de la zone des petits pixels. Cette fraction est proche de 20% dans les observations aux petits angles zénithaux et diminue progressivement pour atteindre 10% aux grands angles zénithaux  $\simeq 45^\circ$ . Cette diminution s’explique par le fait qu’aux grands angles zénithaux d’observation, les maxima des gerbes se trouvent plus loin du télescope et par conséquent, les images des gerbes ont une taille angulaire plus petite.

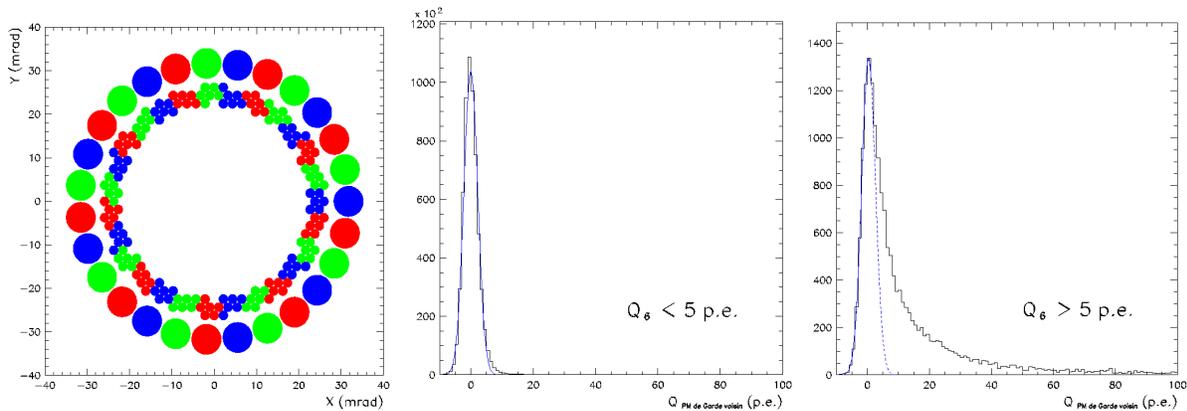


FIG. 4.19: *Choix des pixels de garde à inclure dans le calcul des paramètres de Hillas des images de gerbes. Diagramme de gauche : Schéma de correspondance entre les pixels de garde de l’anneau interne et les petits pixels frontaliers. Diagramme du milieu : Distribution de la charge dans les pixels de garde de l’anneau interne dans le cas où les 6 petits pixels voisins choisis selon le schéma présenté sur le diagramme précédent ont ensemble une charge “nettoyée” (voir texte) inférieure à 5 p.e. . Diagramme de droite : Même distribution dans le cas où la somme des charges “nettoyées” des 6 pixels voisins est supérieure à 5 p.e.*

Après avoir choisi les petits et les grands pixels significatifs selon la procédure décrite ci-dessus, on calcule à partir de ces pixels la charge totale dans l’image,  $Q_{tot}$ . L’algorithme de calcul du point d’intensité maximale dans l’image, qui nous permet de définir la distance  $D_{max}$  de la source à ce maximum, sera présenté au chapitre 5 (Cf § 5.1). Les deux autres paramètres, la demi-longueur  $\sigma_L$  et la demi-largeur  $\sigma_l$  (voir la figure 3.21), sont calculés en incluant les PM de garde, mais en attribuant à ces pixels un poids différent de leur charge, afin de les mettre sur un même pied d’égalité avec les petits pixels. On se sert ici des valeurs des paramètres  $\sigma_L$  et  $\sigma_l$ , obtenues à partir des petits pixels uniquement, que l’on va désigner par  $\sigma_L^{ppx}$  et  $\sigma_l^{ppx}$ . Ainsi, la charge  $Q_i$  d’un pixel de garde participant au calcul des moments est remplacée par  $Q'_i = Q_i/dr^\beta$ , où  $dr \simeq \sqrt{13}$  est le rapport des diamètres angulaires entre les deux types de pixels, tenant compte de la correction évoquée ci-dessus. On dénote par  $r_{pmg}$  le rayon “effectif” d’un PM de garde, proche de 3.9 mrad.

La puissance  $\beta$  est choisie de façon suivante :

- si  $\sigma_L^{ppx} < r_{pmg}$ ,  $\beta = 0$  ;
- si  $\sigma_l^{ppx} > r_{pmg}$ ,  $\beta = 2$  ;
- si  $\sigma_l^{ppx} \leq r_{pmg} \leq \sigma_L^{ppx}$ ,  $\beta = 2(\sigma_L^{ppx} - r_{pmg})/(\sigma_L^{ppx} - \sigma_l^{ppx})$ .

On utilise ici le fait que la quantité de lumière Tcherenkov d'une gerbe, collectée dans un pixel couvrant un certain angle solide  $\omega$  (ou de rayon  $r$ ), est proportionnelle à  $\omega$  si  $\sigma_l$  est supérieur à  $r$ , ne dépend pas de  $\omega$  si  $\sigma_L$  est inférieur à  $r$ , et environ proportionnelle à  $\sqrt{\omega}$  si  $\sigma_l \leq r \leq \sigma_L$ .

Ces mesures nous permettront d'assurer une meilleure convergence du pré-ajustement par rapport au cas où l'on ne tient pas compte des PM de garde. Néanmoins, on verra dans le chapitre 5, que l'échantillonnage moins précis de la lumière Tcherenkov par les PM de garde dégrade les performances du pré-ajustement à très haute énergie ( $\geq 5$  TeV). On aura besoin de l'ajustement final, qui tient compte de la charge dans chaque pixel, afin de préserver une bonne résolution en énergie et une bonne convergence à ces énergies. Tous les PM de garde n'ayant pas de problèmes dans la chaîne électronique y participeront, à condition que leur charge mesurée  $Q_i^{mes}$ , ou bien celle attendue  $Q_i^{theo}$ , soit supérieure à 10 p.e., ce qui est proche de  $5\sigma$  au-dessus des fluctuations du fond du ciel dans ces PM.

Cette propriété de l'ajustement final de préserver une bonne résolution en énergie repose sur la structure de la zone du déclenchement de la caméra de CAT (voir la figure 3.3) qui n'inclut que les 288 petits pixels centraux. On a ainsi une zone "tampon" de petits pixels entre la zone du déclenchement et les PM de garde, qui contient suffisamment de pixels pour avoir un bon échantillonnage des images de gerbes de  $\gamma$ , même à très haute énergie. Quelques degrés de liberté supplémentaires dans l'ajustement venant des PM de garde ne pourront donc pas apporter beaucoup de contraintes<sup>11</sup> sur l'énergie de  $\gamma$ .

Par contre, les PM de garde permettent d'améliorer la reconstruction de l'origine angulaire des gerbes quand celle-ci n'est pas au centre de la caméra. C'est le cas des gerbes hadroniques dont les images débordent souvent de la zone des petits pixels (voir la figure 4.20). La remontée de la distribution de l'angle de pointé  $\alpha$  au dessus de  $120^\circ$ , due notamment à la mauvaise reconstruction de l'origine des images tronquées par le bord de la zone des petits pixels, disparaît lorsqu'on utilise les PM de garde. Ceci permet d'étendre la zone "hors signal" ( $\alpha \in [20^\circ; 120^\circ]$ ) jusqu'à la valeur de  $\alpha \simeq 160^\circ$ , et d'avoir plus d'événements dans cette zone, que l'on utilise pour contrôler les fluctuations du fond hadronique ; le nombre d'événements dans cette zone est renormalisé<sup>12</sup> entre les données prises sur la source ("ON") et hors source ("OFF"), avant d'extraire le signal éventuel de  $\gamma$  par la soustraction "ON-OFF". C'est dans ce contexte que les PM de garde sont le plus utiles dans l'analyse.

---

<sup>11</sup> C'est cette circonstance qui explique que l'on a pu négliger de ces PM dans l'analyse standard de CAT.

<sup>12</sup> Les valeurs de ce rapport du nombre d'événements dans la région "hors signal" qui passent la sélection, entre les données "ON" et "OFF", sont indiquées sur les deux diagrammes de la figure 4.20. On utilise pour ce rapport l'abréviation TR de l'expression anglaise "tracking ratio", ce qui signifie "rapport de suivi".

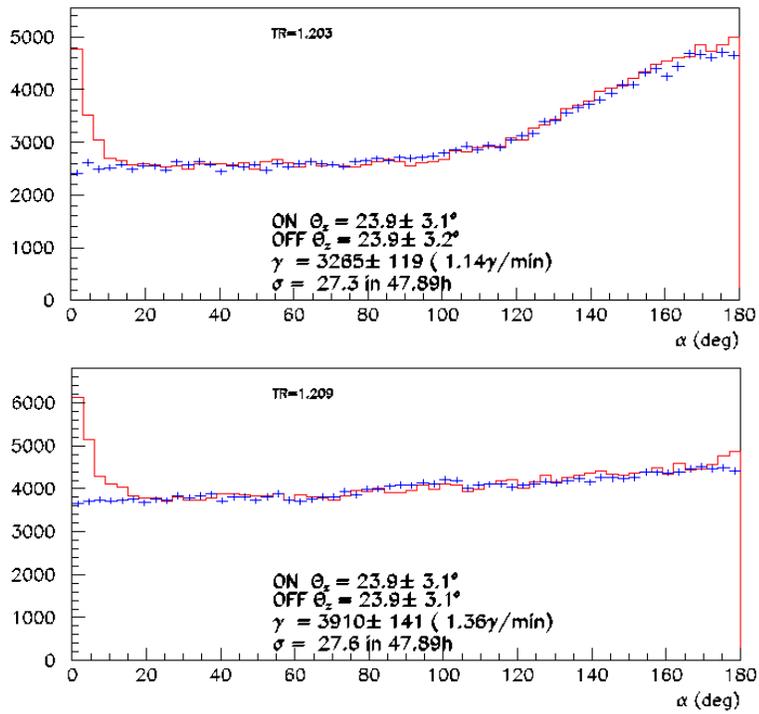


FIG. 4.20: *Distribution de l'angle de pointé  $\alpha$  ("alpha-plot") dans un lot de 48 heures de données prises par CAT sur la nébuleuse du Crabe, sans inclure les PM de garde (diagramme du haut), et après avoir inclus ces PM dans l'analyse (diagramme du bas). Le diagramme du haut a été obtenu avec la méthode standard d'analyse de CAT, et celui du bas — à l'aide d'une nouvelle méthode d'analyse qui sera présentée dans le chapitre 5. Quelle que soit la méthode, l'inclusion des PM de garde régularise la distribution de l'angle  $\alpha$  au dessus de  $120^\circ$ .*

# Chapitre 5

## Une nouvelle méthode d'analyse

Les différentes sources d'incertitudes dans l'analyse des images de gerbes atmosphériques, qui n'étaient pas prises en compte auparavant (voir le chapitre précédent), et les propriétés du modèle semi-analytique [53], qui ne décrit le développement des gerbes qu'en moyenne, parfois sans trop entrer dans les détails, ouvrent des possibilités d'amélioration de la méthode d'analyse de CAT.

D'une part, le modèle analytique repose largement sur les simulations effectuées par A.M.Hillas en 1982. D'autre part, comme on a vu dans le chapitre 3 (Cf § 3.5.2), les profils transverses des images-type des gerbes moyennes de  $\gamma$  obtenues à l'aide de ce modèle ("abaques analytiques") doivent être ajustés par simulations.

Les améliorations apportées lors de ces dernières années dans notre version du programme de simulation des gerbes atmosphériques KASKADE et un bon accord obtenu avec d'autres programmes de ce type [48], permettent de produire les images-type de gerbes de  $\gamma$  directement à partir de simulations. La puissance de calcul des ordinateurs actuels facilite la réalisation d'un tel projet.

L'utilisation directe de simulations permet de mieux exploiter les différents aspects concernant le développement des gerbes dans l'atmosphère et leur rayonnement Tcherenkov, et d'apporter les améliorations suivantes par rapport à l'ancienne analyse :

- le traitement correct de l'effet du champ magnétique terrestre. On a vu dans la section 4.1, que cet effet introduit des biais dans la reconstruction de l'énergie et de l'origine angulaire de  $\gamma$ . Les biais sont corrigés lorsqu'on utilise, pour une source donnée, les images-type obtenues à partir de simulations effectuées pour les directions correspondant à la trajectoire de la source dans le ciel<sup>1</sup>. On a démontré dans la même section qu'il est ensuite possible de faire des corrections plus fines, *événement par événement*, en fonction de l'azimut  $\Psi$  d'arrivée d'une gerbe par rapport à l'axe optique du télescope.
- la meilleure connaissance des fluctuations de la lumière Tcherenkov dans un pixel et des corrélations entre pixels permet de se rapprocher de la réalité et de calculer plus

---

<sup>1</sup>Si le nombre de sources, auxquelles on devrait appliquer cette approche, est important, il suffit de procéder à une série de simulations différant par pas de  $5^\circ$  ou de  $10^\circ$  en déclinaison  $\delta$ , et effectuer ensuite les interpolations nécessaires.

correctement la fonction de type  $\chi^2$  dont la minimisation conduit à des valeurs de paramètres reconstruits d'un  $\gamma$  primaire (énergie  $\tilde{E}_\gamma$ , paramètre d'impact  $\tilde{d}p_\gamma, \dots$ ).

- la prise en compte de la profondeur  $t_1$  de première interaction d'un  $\gamma$ . Comme le montrent les simulations (Cf § 4.2),  $t_1$  est un paramètre important qui conditionne le développement d'une gerbe électromagnétique dans l'atmosphère. Il serait souhaitable de l'inclure comme paramètre supplémentaire dans l'ajustement. Bien que la réalisation de cette tâche ne soit pas facile avec un seul télescope, la reconstruction de la profondeur  $t_1$  devrait être possible avec des dispositifs en montage stéréoscopique, tels que HESS, ce qui permettrait d'améliorer la résolution en énergie et la résolution angulaire de ces télescopes.

On va décrire dans ce chapitre la mise en œuvre d'une nouvelle méthode d'analyse qui utilise les images-type des gerbes de  $\gamma$  obtenues à partir des simulations complètes des gerbes atmosphériques. Contrairement à la méthode standard d'analyse de CAT (Cf § 3.5.2), on utilisera donc les "abaques Monte-Carlo". Dans le chapitre suivant, on présentera les résultats d'analyse des données de CAT sur la nébuleuse du Crabe obtenus à l'aide de cette méthode.

## 5.1 Pré-ajustement

La première étape de l'analyse consiste à trouver l'estimation initiale de l'énergie  $E$  et du paramètre d'impact  $dp$  d'un événement dans l'hypothèse d'une origine électromagnétique. Dans ce but, on minimise une fonction de type  $\chi^2$  construite à partir des 4 paramètres de l'image suivants, dépendant de  $E$  et  $dp$  :

- $Q_{tot}$ , la charge totale dans l'image nettoyée selon la procédure décrite dans la section 4.3 ;
- $D_{max}$ , la distance de la source au maximum de l'intensité dans l'image. Ce dernier est trouvé à l'aide d'un algorithme simple illustré par la figure 5.1 : on se met dans le repère de l'image précédemment nettoyée et l'on effectue 10 "découpages" de la charge dans l'image en tranches longitudinales, et d'autant en tranches transverses. La largeur de chaque tranche est de  $2.16 \text{ mrad}$ , égale à un pas de réseau des petits pixels. Avant de procéder au découpage suivant, soit en  $x$ , soit en  $y$ , on déplace les intervalles dans lesquels la charge sera répartie d'une façon uniforme, d'un dixième de cette valeur. On trouve la position du maximum à partir des moyennes pondérées des coordonnées de 10 centres d'intervalles donnant la charge maximale ; cette charge sert de poids dans ce calcul.
- $\sigma_L$ , la demi-longueur, et  $\sigma_l$ , la demi-largeur.

Les valeurs moyennes de ces 4 paramètres et des écarts-type correspondants, ainsi que les valeurs des coefficients de corrélation entre les paramètres, sont présentés sur les figures 5.2-5.4 pour la bande d'énergie 700 GeV – 1.1 TeV, et pour des paramètres d'impact différents. Les fortes corrélations entre  $Q_{tot}$ ,  $D_{max}$ ,  $\sigma_L$  et  $\sigma_l$  (voir la figure 5.4) sont prises en compte dans l'expression du  $\chi^2$  :

$$\chi^2 = \sum_{i,j}^4 (X_i^{mes} - X_i^{theo}(E, dp)) (\mathcal{M}^{-1})_{ij} (X_j^{mes} - X_j^{theo}(E, dp)), \quad (5.1)$$

$\mathcal{M}^{-1}$  étant l'inverse de la matrice de covariances  $\mathcal{M}$ , cette dernière pouvant être présentée d'une façon suivante :

$$\mathcal{M} = \Sigma^T \mathcal{R} \Sigma, \quad \Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_4 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{R} = \begin{pmatrix} 1 & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{12} & 1 & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{13} & \rho_{23} & 1 & \rho_{34} \\ \rho_{14} & \rho_{24} & \rho_{34} & 1 \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

où  $\Sigma$  est la matrice diagonale composée des écarts-type de valeurs  $X_i^{theo}(E, dp)$ , et  $\mathcal{R}$  est la matrice composée des coefficients de corrélation correspondants.

La minimisation du  $\chi^2$  est ensuite effectuée à l'aide de la méthode MIGRAD faisant partie du logiciel MINUIT du CERN.

Un exemple de performances du pré-ajustement est présenté sur la figure 5.5, pour des  $\gamma$  simulés d'énergies fixes, allant de 400 GeV à 8 TeV. Les simulations correspondent à l'angle zénithal  $\theta_z \simeq 36.9^\circ$ . On voit d'abord que le pré-ajustement fournit déjà une estimation assez bonne de l'énergie  $\widetilde{E}_\gamma$  et du paramètre d'impact  $\widetilde{dp}_\gamma$  au sol des  $\gamma$  primaires. Pourtant, ses performances se dégradent à haute énergie, à cause de la limitation de la partie du champ de vue couvert par les petits pixels. À haute énergie, les images de gerbes peuvent déborder de cette zone. Pour cette raison, les paramètres d'image  $Q_{tot}$ ,  $\sigma_L$  et  $\sigma_l$  sont mesurés avec moins de précision pour les gerbes de haute énergie<sup>2</sup>. Néanmoins, on verra par la suite, que cette limitation de champ de vue ne gêne pas l'analyse utilisant l'information contenue dans chaque pixel de l'image.

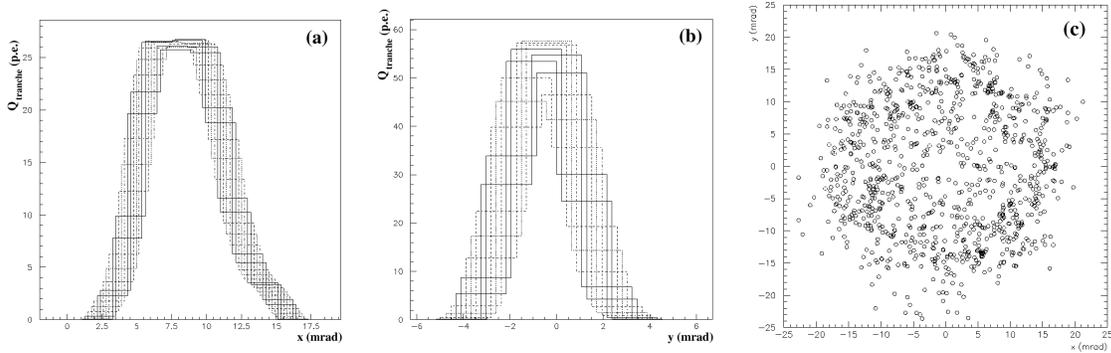


FIG. 5.1: (a) et (b) Recherche du maximum de l'intensité dans l'image expérimentale, dont on voit bien les profils longitudinal et transverse. (c) La distribution des maxima reconstruits dans le plan focal de la caméra ne montre aucune corrélation avec la structure en réseau des PM.

<sup>2</sup>On voit bien l'intérêt, dans l'imagerie Tcherenkov au sol, d'avoir un grand champ de vue, et une pixellisation uniforme. Tel est le cas de la caméra d'un imageur de l'expérience HESS, dont le champ de vue de  $5^\circ$  est scruté par 960 pixels de la même taille de  $0.16^\circ$  de diamètre angulaire.

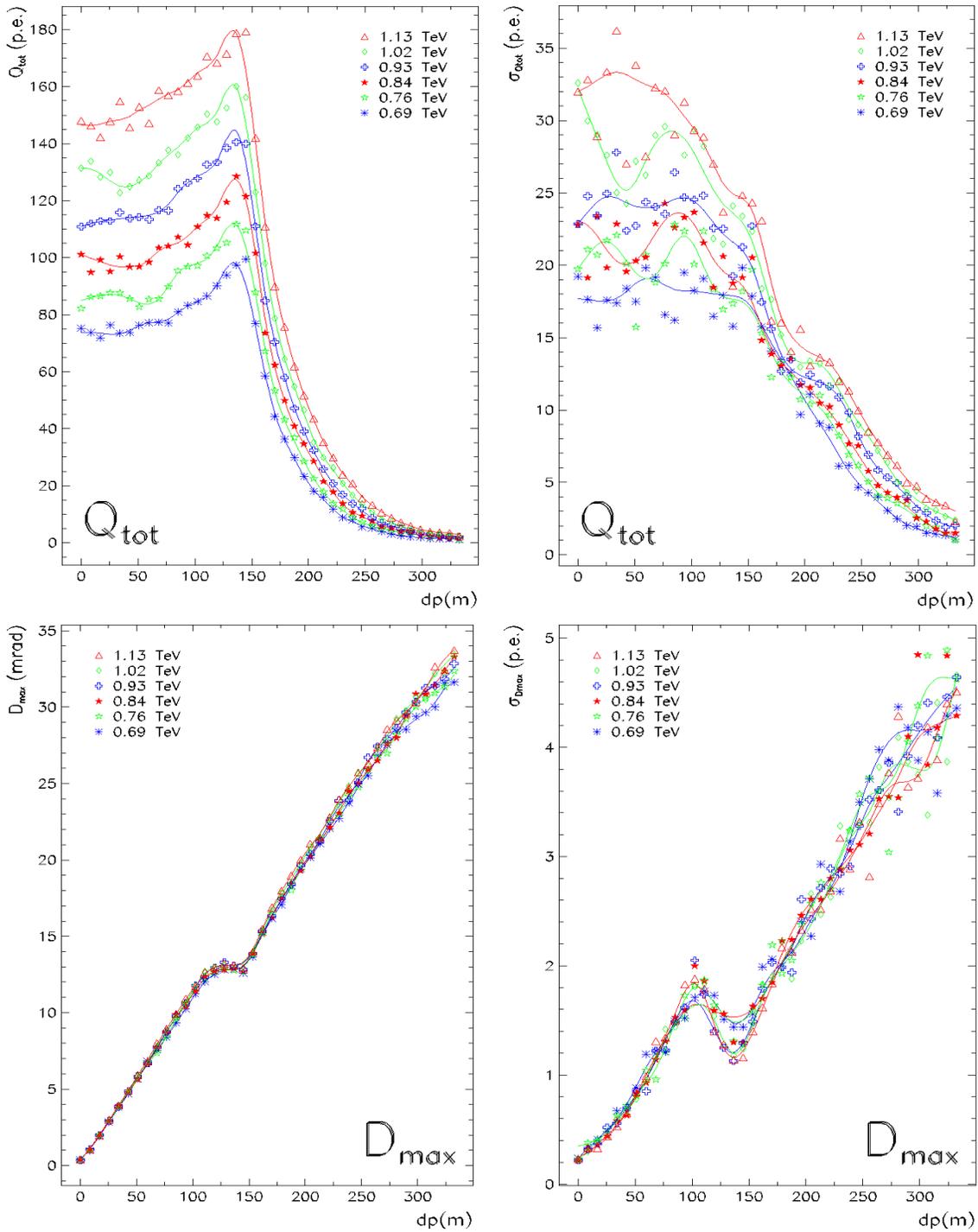


FIG. 5.2: Valeurs attendues des paramètres d'images de gerbes de  $\gamma$ , en fonction de paramètre d'impact au sol. Les résultats sont obtenus à partir de simulations de gerbes de  $\gamma$  à l'angle zénithal  $\theta_z \simeq 28^\circ$  et l'azimuth correspondant à la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe. Les 6 énergies voisines constituent l'une des bandes en énergie, pour lesquelles les images-type de gerbes de  $\gamma$  ("abaques Monte-Carlo") ont été construites. La colonne de gauche présente des valeurs moyennes et celle de droite — des écarts-type correspondants. Diagrammes du haut : Charge totale  $Q_{tot}$  dans l'image (p.e.). Diagrammes du bas : Distance  $D_{max}$  de la source au maximum de l'intensité dans l'image (mrad). Les courbes superposées sont obtenues à l'aide de lissage.

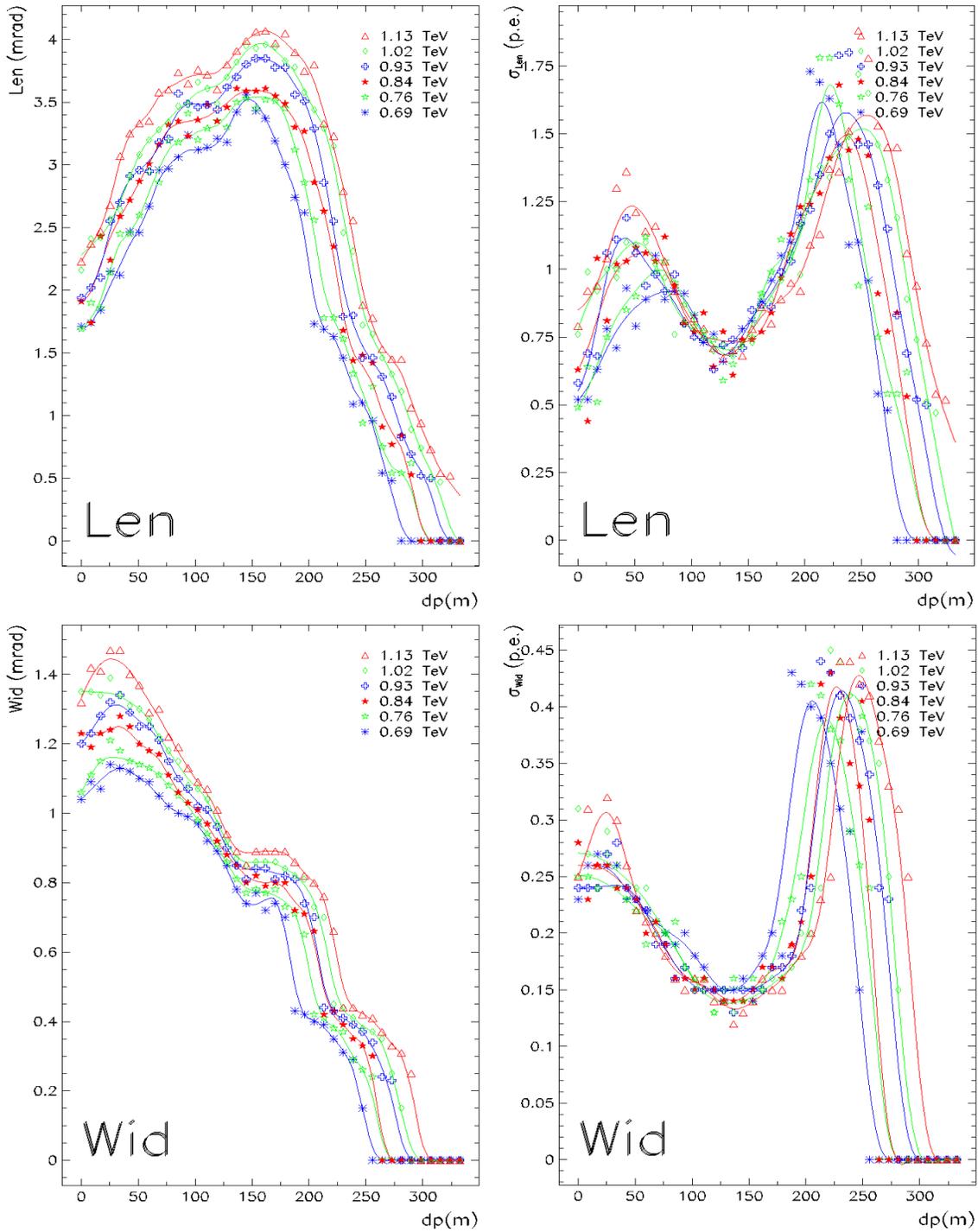


FIG. 5.3: Valeurs attendues des paramètres d'images de gerbes de  $\gamma$ , en fonction de paramètre d'impact au sol (suite). La colonne de gauche présente des valeurs moyennes et celle de droite — des écarts-type correspondants. Diagrammes du haut : Demi-longueur  $\sigma_L$  de l'image (mrad). Diagrammes du bas : Demi-largeur  $\sigma_l$  de l'image (mrad). Les courbes superposées sont obtenues à l'aide de lissage.

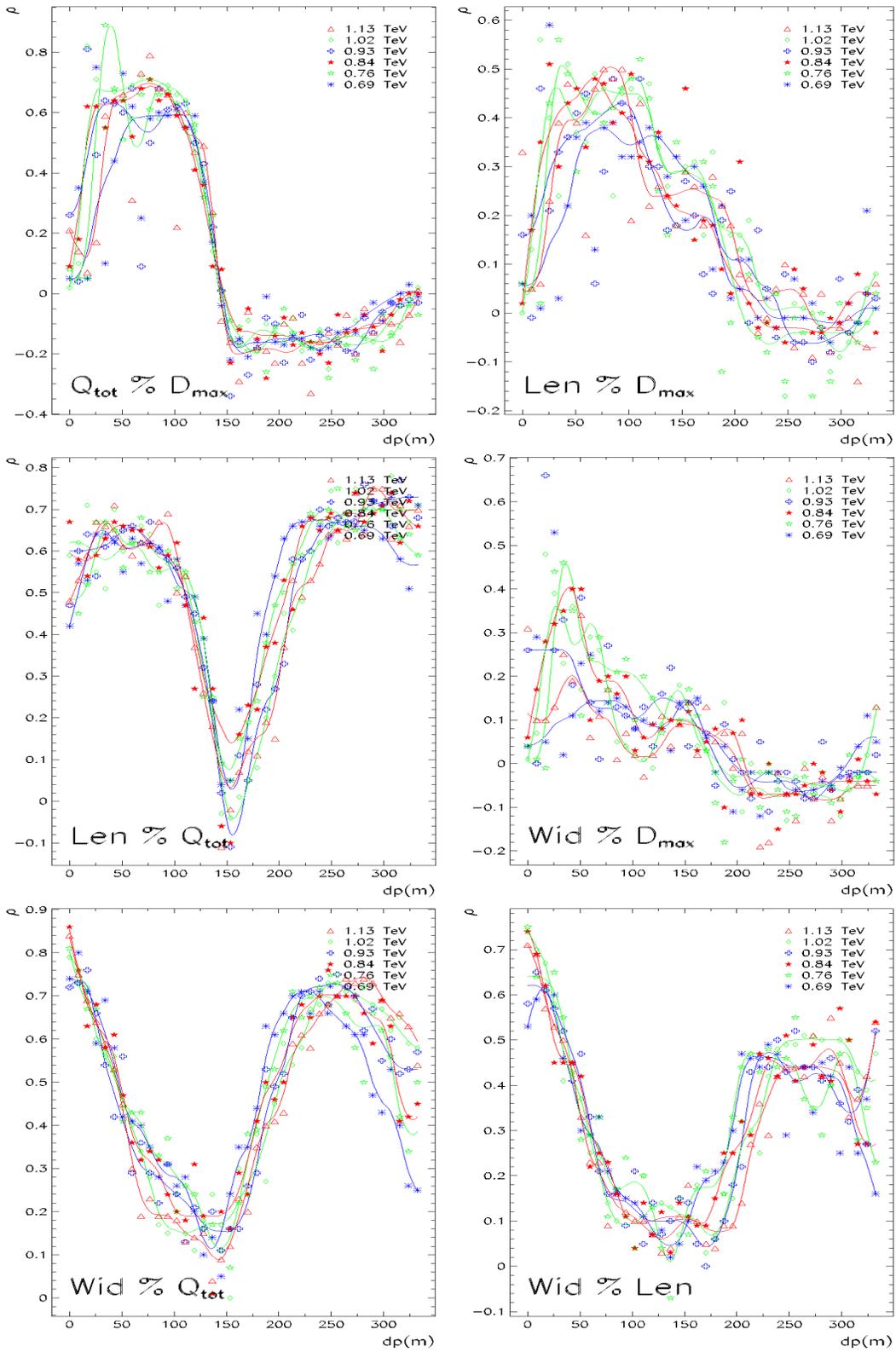


FIG. 5.4: Coefficients de corrélation entre les 4 paramètres d'images de gerbes de  $\gamma$ , utilisés dans le pré-ajustement (voir le texte), en fonction de paramètre d'impact au sol. Les courbes superposées sont obtenues à l'aide de lissage.

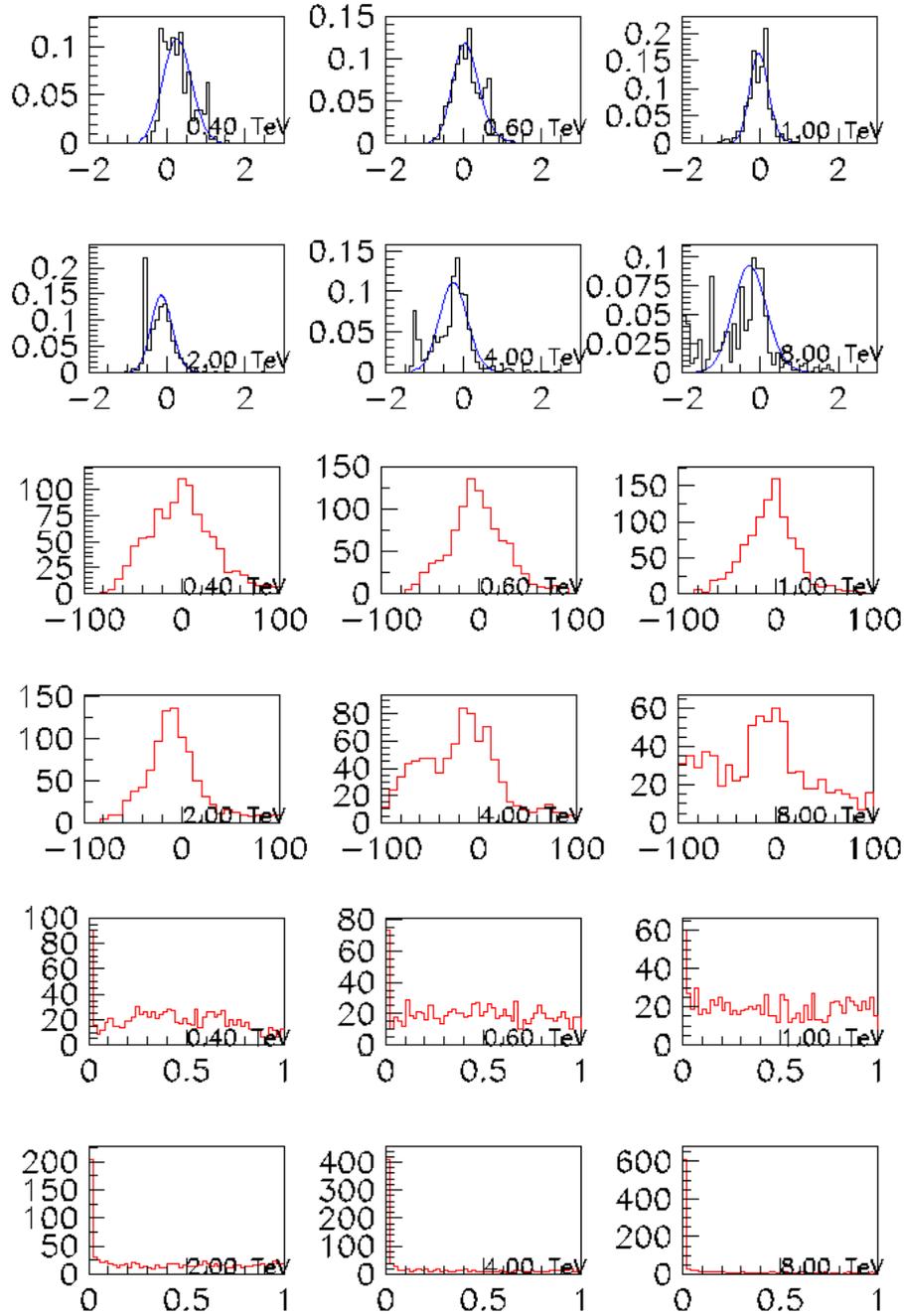


FIG. 5.5: Exemple de performances du pré-ajustement (voir le texte), pour des  $\gamma$  simulés d'énergies fixes dans l'intervalle 400 GeV - 8 TeV. L'angle zénithal  $\theta_z$  vaut  $\simeq 36.9^\circ$ . Deux rangées supérieures de diagrammes : Distribution du logarithme népérien du rapport énergie reconstruite / énergie vraie. Les courbes superposées représentent les résultats d'un ajustement de la résolution en énergie en utilisant la paramétrisation décrite plus loin dans ce même chapitre (Cf § 5.5). Deux rangées centrales de diagrammes : Distribution des écarts du paramètre d'impact reconstruit au vrai paramètre d'impact ( $m$ ). Deux rangées inférieures de diagrammes : Distribution de probabilité  $P(\chi^2)$  du pré-ajustement.

Les valeurs estimées de l'énergie  $E$  et du paramètre d'impact  $dp$  à la sortie du pré-ajustement servent d'entrée pour l'ajustement final qui utilise l'information contenue dans chaque pixel. Les valeurs moyennes des paramètres globaux utilisés dans le pré-ajustement, ainsi que les profils détaillés des images-type de gerbes de  $\gamma$  ("abaques"), qui seront décrits dans la section 5.4, proviennent des mêmes simulations. Nous précisons maintenant notre choix des paramètres (énergie, paramètre d'impact, ...) de gerbes de  $\gamma$  simulées.

## 5.2 Choix des valeurs fixes de paramètres décrivant un abaque Monte-Carlo

Les deux paramètres principaux définissant un abaque individuel de l'image Tcherenkov de  $\gamma$  primaire sont :

- l'énergie  $\mathbf{E}_\gamma$  du  $\gamma$  (en TeV) ;
- le pied de gerbe ou le paramètre d'impact  $\mathbf{dp}_\gamma$  (en mètres).

On choisit les valeurs discrètes pour chaque paramètre ( $\mathbf{E}_\gamma$ ,  $\mathbf{dp}_\gamma$ ), pour lesquelles les gerbes de  $\gamma$  seront simulées, de la façon suivante :

- Pour l'énergie  $\mathbf{E}_\gamma$ , le plus naturel est d'utiliser l'échelle logarithmique. Ainsi, le rapport entre 2 énergies voisines est une constante qui correspond à un changement en énergie de 10% environ. Il est facile de démontrer que la quantité de lumière Tcherenkov collectée par le miroir est en gros proportionnelle à  $E_\gamma \cos^2 \theta_z$ , où  $\theta_z$  est l'angle zénithal d'observation. On introduit cette dépendance de  $\theta_z$  dans notre définition de l'échelle en énergie :

$$(E_\gamma)_{iy} \cos^2 \theta_z = \exp(y) E_c, \quad iy = 1, 2, \dots, iy_{max}, \quad (5.3)$$

où  $y = 0.05 (2iy - 1) + 6.35$  et où  $E_c = 0.00008$  TeV est proche de l'énergie critique dans l'air qui vaut 84 MeV environ. On note au passage que les énergies voisines choisies sont 2 fois plus espacées que dans l'échelle utilisée dans l'analyse standard de CAT.

Les simulations ont été faites par *bande d'énergie* incluant 6 énergies consécutives, l'énergie maximale dans chaque bande énergie étant obtenue pour les valeurs  $iy$ , dans (5.3), multiples de 6. Le nombre de bandes pour lesquelles les simulations ont été faites varie en fonction de l'angle zénithal de simulation. Pour la nébuleuse du Crabe, ce nombre varie de 10 à 12, et la valeur de  $iy_{max}$  maximale utilisée est donc égale à 72.

- Pour le pied de gerbe  $\mathbf{dp}_\gamma$ , on utilise l'échelle linéaire, et on choisit une valeur maximale de  $\mathbf{dp}_\gamma$  qui dépasse avec une certaine marge les valeurs du paramètre d'impact pour lesquelles les  $\gamma$  ayant l'énergie  $\mathbf{E}_\gamma$ , pourraient tout juste déclencher l'acquisition. Comme la tache de lumière Tcherenkov au sol dépend de l'angle zénithal, on

fait varier le pas en  $\mathbf{dp}_\gamma$  proportionnellement à  $\cos \theta_z$  :

$$(dp_\gamma)_{\text{idp}} \cos \theta_z = (\text{idp} - 1) \times 7.5 (m), \text{idp} = 1, 2, \dots, 40. \quad (5.4)$$

Ainsi, les paramètres d'impact consécutifs de l'échelle choisie sont 5 fois plus espacés que dans celle de la méthode d'analyse standard de CAT.

Les abaques pour le jeu de paramètres  $(\mathbf{E}_\gamma, \mathbf{dp}_\gamma)$  défini ci-dessus sont créés pour les positions de la source étudiée dans le ciel  $(\varphi, \theta_z)$ , espacées de préférence d'une manière régulière en  $\cos \theta_z$  (avec un pas en  $\cos \theta_z$  de 0.04).

Les premières simulations ont montré que l'effet du champ magnétique terrestre n'était pas toujours négligeable : les axes des images de gerbes sont systématiquement déviés par rapport à la projection dans la caméra de la trajectoire du  $\gamma$  primaire. La déviation moyenne varie périodiquement en fonction de l'angle azimuthal  $\Psi$  d'arrivée d'une gerbe par rapport à l'axe optique du télescope (Cf § 4.1). Afin de traiter séparément l'effet du champ, dans les simulations on a fixé l'angle  $\Psi$  à des valeurs  $\Psi_0(\varphi, \theta_z) \pm k\pi/4$ ,  $k$  entier, où  $\Psi_0(\varphi, \theta_z)$  est l'azimuth de la force de Lorentz projetée dans la caméra, ce qui correspond aux valeurs moyennes des paramètres<sup>3</sup>  $Q_{\text{tot}}$ ,  $\sigma_L$  et  $\sigma_l$  dépendant sinusoïdalement de  $\Psi$ .

Dans les abaques simulés, on a fixé la profondeur  $t_1$  de première interaction de  $\gamma$  à sa valeur moyenne, égale à  $(9/7) X_0$ .

Le choix des paramètres que nous venons de décrire définit les images-type des gerbes de  $\gamma$  que l'on utilisera pour ajuster la distribution de lumière dans les images expérimentales. On a effectué aussi des simulations supplémentaires avec des paramètres différents. Une partie de ces simulations nous a aidé à paramétriser l'effet du champ géomagnétique sur les images de gerbes, et l'autre partie a été faite dans le but d'étudier l'effet de la profondeur de première interaction des rayons  $\gamma$ . Dans les deux cas, on a utilisé les mêmes valeurs des paramètres d'impact que dans (5.4). Par contre, la simulation n'était faite que pour les énergies de  $\gamma$  correspondant aux énergies maximales de chaque bande d'énergie, définies par la formule (5.3) et précisées ci-dessus. La dimension "libérée" par l'énergie était "occupée", dans les simulations dédiées à l'étude de l'effet géomagnétique, par des valeurs de l'azimuth  $\Psi$  d'arrivée de gerbes par rapport à l'axe optique du télescope (voir page 81), et dans l'autre cas — par des valeurs de la profondeur  $t_1$  de première interaction (Cf page 88). C'est à partir de ces simulations supplémentaires que l'on a obtenu les résultats présentés dans les sections 4.1 et 4.2.

### 5.3 Étapes de la production d'abaques Monte-Carlo

Les gerbes de  $\gamma$  sont simulées de façon à couvrir uniformément les 240 intervalles à deux dimensions caractérisant une bande en énergie. Le nombre de gerbes par intervalle atteint  $\sim 1000$ -2000 à basse énergie et au moins 120-150 gerbes à la plus haute énergie

<sup>3</sup>À noter que la déviation  $d\alpha$  moyenne de l'axe de l'image due au champ est maximale pour ces valeurs de  $\Psi$  (Cf § 4.1).

tirée (par exemple, au transit de la nébuleuse du Crabe elle vaut  $\simeq 36$  TeV). Afin de mieux gérer les problèmes liés à la statistique limitée, plus importants à haute énergie, on a utilisé diverses précautions. Un procédé utile ici est de lisser les distributions des paramètres différents relatifs aux images de gerbes, obtenues à partir de Monte-Carlo, en fonction de paramètre d'impact  $dp_\gamma$ . Les figures 5.2, 5.3, et 5.4 montrent des exemples d'un tel lissage, effectué à l'aide de la routine HSMOOF faisant partie de la bibliothèque de programmes HBOOK du CERN. Ce sont les valeurs lissées des paramètres qu'on a utilisées dans le pré-ajustement. Le même type de lissage nous a servi dans la description des effets dus au champ géomagnétique, dans les cas où il était difficile de trouver une paramétrisation convenable (voir les figures 4.9, 4.10).

Un autre aspect important concernant la production des images-type, lié aussi au problème de statistique limitée, mais surtout aux propriétés des gerbes, est que les distributions en question sont fortement asymétriques. On le voit bien sur les figures 5.6 (a-d), où l'on a présenté, pour environ 400 gerbes de  $\gamma$  de même énergie  $E_\gamma \simeq 1$  TeV et de même paramètre d'impact  $dp_\gamma \simeq 87$  m, la distribution de la charge totale  $Q_{tot}$  dans l'image et celles des paramètres  $\sigma_L$  et  $\sigma_l$ , ainsi que la distribution de la charge reçue par un carré 2x2 mrad représentant un petit pixel de CAT, périphérique par rapport au maximum de l'intensité dans l'image. Cette asymétrie montre le rôle important des fluctuations du développement des gerbes, bien que la profondeur  $t_1$  de première interaction ait été fixée dans la simulation. En examinant dans les mêmes images la distribution (non présentée ici) de la charge totale en fonction de la distance  $D_{max}$  à la source du maximum de l'intensité, on trouve que les plus grandes valeurs de  $Q_{tot}$  correspondent aux plus grandes distances  $D_{max}$ . Or, on a déjà vu, en étudiant le rôle de la profondeur  $t_1$  dans la section 4.2, qu'un tel comportement<sup>4</sup> s'explique par le fait qu'une petite partie de gerbes se développe à plus grande profondeur où l'air est plus dense, ce qui augmente considérablement la quantité de lumière Tcherenkov émise.

On reviendra à cet aspect du développement des gerbes dans la section 5.5, consacrée à la résolution en énergie par notre méthode. Ici, on aimerait insister sur l'asymétrie des distributions, alors que notre fonction de type  $\chi^2$  nous conduit à choisir une "valeur centrale" et un "écart-type" comme si les distributions étaient gaussiennes. Le choix de la valeur moyenne ne nous a pas paru optimal, en raison de l'asymétrie des distributions. Finalement, nous avons choisi d'utiliser les "quantiles"<sup>5</sup> de 0.15866 et de 0.84134, qui, dans une distribution gaussienne, correspondraient aux bornes encadrant symétriquement à un écart-type la valeur centrale. Les caractéristiques choisies pour décrire la valeur centrale et l'équivalent de l'écart-type des distributions en question sont :

---

<sup>4</sup>Il est important ici que dans notre exemple, le paramètre d'impact  $dp_\gamma$  ne soit pas trop grand. Dans les gerbes dont le développement a eu lieu plus profondément dans l'atmosphère, la lumière totale dans l'image diminue rapidement au-delà d'une certaine valeur du paramètre d'impact (voir les figures 4.12, 4.14), à cause d'une simple diminution géométrique de la surface éclairée au sol.

<sup>5</sup>Les valeurs de la distribution étant rangées par ordre croissant, et  $p$  étant un nombre compris entre 0 et 1, le quantile d'indice  $p$  de la série de valeurs, noté  $Q_p$ , est un nombre qui doit vérifier les deux conditions suivantes :

- le pourcentage de valeurs de la série inférieures à  $Q_p$  est inférieur ou égal à  $100p$  %,
- le pourcentage de valeurs de la série supérieures à  $Q_p$  est inférieur ou égal à  $100(1 - p)$  %.

Le quantile de  $p$  est ainsi la valeur de rang  $p(n + 1)$ .

$$\mu' = \frac{Q_{0.15866} + Q_{0.84134}}{2}, \quad \sigma' = \frac{Q_{0.84134} - Q_{0.15866}}{2}. \quad (5.5)$$

On a vérifié sur les distributions différentes que généralement, les valeurs de  $\mu'$  sont comprises entre la valeur moyenne et la médiane, et les valeurs de  $\sigma'$  sont légèrement inférieures à celles de la racine carrée du moment centré du deuxième ordre (l'écart-type "standard"). C'est à ces deux caractéristiques qu'on va se référer chaque fois que l'on parlera de la "valeur moyenne" et de l'"écart-type" d'une distribution quelconque, relative aux images de gerbes.

La création des abaques prend en compte l'ensemble des effets instrumentaux décrits dans le paragraphe 3.4.2. En supposant dans la première approximation que la distribution de la lumière dans l'image suit une loi gaussienne bi-dimensionnelle, on se limite aux photoélectrons se trouvant à l'intérieur du contour correspondant au niveau de confiance de 90 %, afin de trouver l'axe de l'image. On applique aux mêmes photoélectrons l'algorithme de recherche du point d'intensité maximale, qu'on a présenté dans la section 5.1. La distribution des positions de maximums reconstruits, et celle des angles entre l'axe de l'image et l'impulsion du  $\gamma$  primaire projetée dans la caméra, sont indiquées, pour le même lot de  $\gamma$  simulés que celui représenté par les diagrammes (a-d) de la figure 5.6, sur les diagrammes (e) et (f) de la même figure.

On effectue ensuite la translation au maximum de l'intensité et la rotation nécessaires pour passer dans le repère de chaque image individuelle. On garde la valeur moyenne et l'écart-type de la distance  $D_{max}$  de la source au maximum de l'intensité, ainsi que celles des autres paramètres globaux (voir les figures 5.2-5.4) qui nous serviront dans les ajustements. On va décrire maintenant la façon de paramétrer la distribution de la charge dans les images simulées de  $\gamma$ , que l'on comparera, pixel par pixel, avec celle dans les images expérimentales.

## 5.4 Paramétrisation de la distribution de charge dans les images de gerbes engendrées par les rayons $\gamma$

L'étude des images-types de gerbes électromagnétiques obtenues par simulation nous permet de paramétrer la distribution de charge dans ces images. Cette distribution nous servira ensuite dans la sélection d'événements selon le critère de forme.

L'image moyenne d'une gerbe électromagnétique reflète le développement de la gerbe dans l'atmosphère (voir figure 5.7). Si le paramètre d'impact du rayon  $\gamma$  primaire n'est pas trop petit, le profil longitudinal de l'image (c'est-à-dire la distribution de lumière projetée sur son axe principal) présente une asymétrie entre la phase de développement et la phase d'extinction, de part et d'autre d'un maximum qui correspond approximativement au maximum du nombre de particules dans la gerbe. L'extension transverse de l'image dépend de la distribution latérale des particules de la gerbe et de l'angle sous lequel la lumière

Tcherenkov est émise à une altitude donnée, donc de la position le long de l'axe de l'image. Le profil transverse présente un pic marqué, bien décrit par une dépendance en  $e^{-k(x)|y|}$ ,  $x$  et  $y$  étant les coordonnées longitudinale et transverse par rapport à l'axe de l'image<sup>6</sup>, l'origine étant fixée au maximum d'intensité [70]. On paramétrise donc la distribution de charge par le produit du profil longitudinal (densité linéaire en photoélectrons par mrad — intégrée sur  $y$  — le long de l'axe) et du profil transverse de largeur  $\sigma(x)$  :

$$\frac{dQ}{dx dy}(x, y) = \frac{dQ}{dx}(x) \times \frac{1}{\sqrt{2}\sigma(x)} \cdot e^{-\frac{|y|\sqrt{2}}{\sigma(x)}}. \quad (5.6)$$

L'intégration de cette fonction (5.6) sur l'angle solide couvert par un pixel donne la valeur moyenne de la charge dans ce pixel. En raison de la différence de profils temporels des signaux de photoélectron unique entre les petits et les grands photomultiplicateurs de CAT discutée au paragraphe 3.4.2, la paramétrisation (5.6) a été faite séparément pour les deux types de PM.

Il nous faut maintenant étudier les fluctuations de la distribution de charge moyenne (5.6). Dans ce but, à partir des événements simulés, on a calculé les écart-types de la charge collectée dans des pixels carrés de 2x2 et 6x6 (en mrad), représentatifs des deux types de pixels de CAT. Les valeurs obtenues sont comparées sur la figure 5.8 avec celles qui sont utilisées dans l'analyse standard de CAT où la variance de la charge localisée dans un pixel est donnée par la formule [83] :

$$\sigma^2(Q) = 2.7 Q + 0.09 Q^2. \quad (5.7)$$

Pour un lot d'événements simulés d'énergie  $E$  et de paramètre d'impact  $dp$  fixés, on peut aussi ajuster les paramètres  $A(E, dp)$  et  $B(E, dp)$  pour rendre compte des fluctuations par la formule empirique :

$$\sigma^2(Q, E, dp) = A(E, dp) Q^{B(E, dp)}. \quad (5.8)$$

Les courbes représentatives de ce type de formule sont comparées aux données de la simulation sur la figure 5.8. On constate d'abord (sur les diagrammes du bas) que les paramétrisations 5.7 et 5.8 prédisent des fluctuations très voisines. De plus, les courbes correspondantes sont proches de la plupart des points issus de la simulation, chaque point représentant une petite zone de l'image. On note cependant sur la même figure qu'il existe des zones où les fluctuations observées sont plus grandes que celles prédites par les deux formules.

Sur les événements simulés, on peut localiser ces zones : elles concernent la partie "amont" de l'image, celle qui correspond à la partie haute de la gerbe dans l'atmosphère.

---

<sup>6</sup>Parfois, la loi  $e^{-k(x)|y|}$  décrit moins bien la distribution de charge à grande distance de l'axe, où la lumière collectée est émise par des particules qui ont subi une diffusion multiple importante. Bien que la paramétrisation (5.6) soit amplement suffisante pour obtenir la valeur moyenne de la charge dans la plus grande partie de l'image, la description des "queues" de profil transverse a été améliorée en y ajoutant une seconde composante de même paramétrisation mais de plus grande largeur.

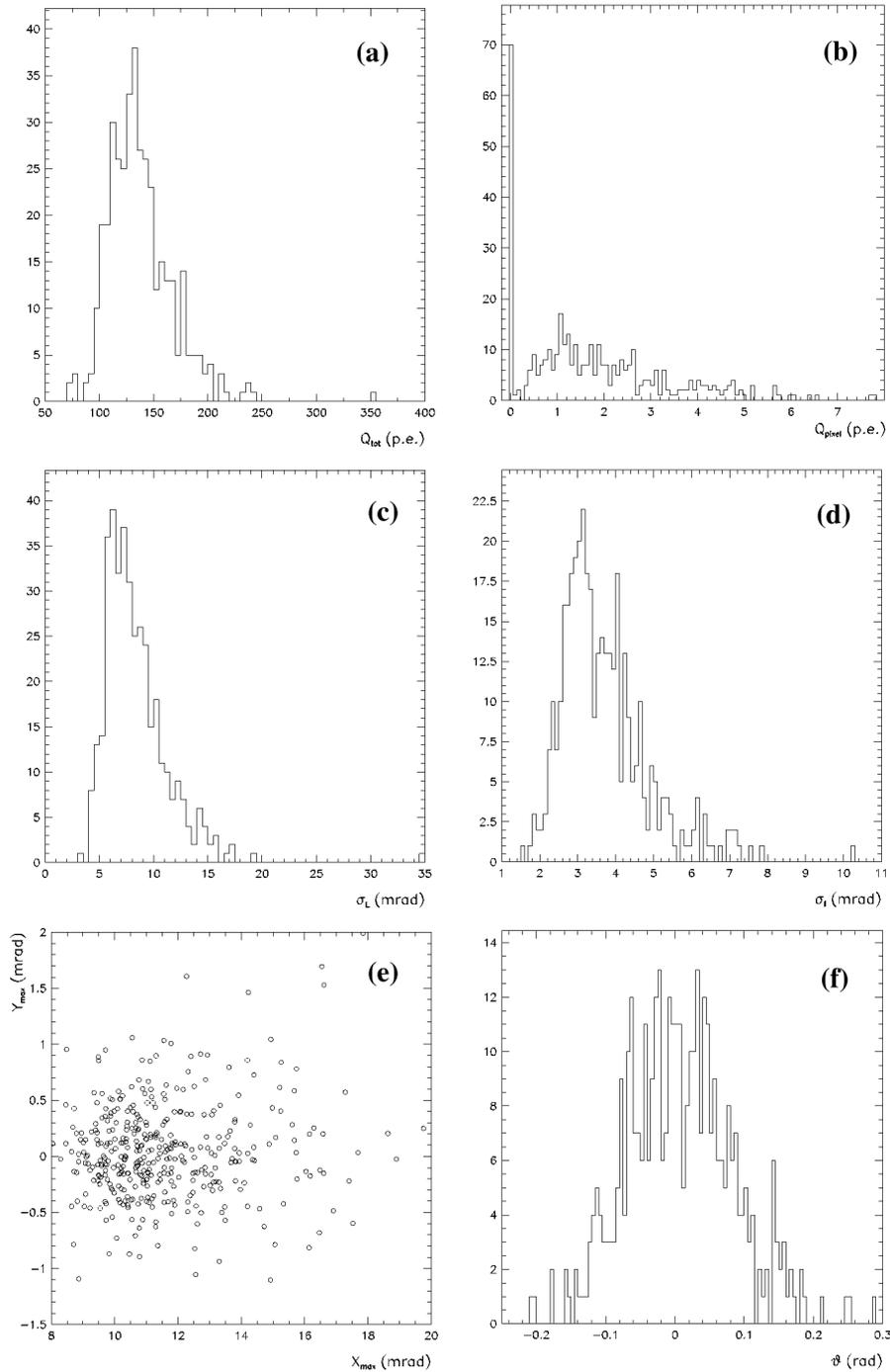


FIG. 5.6: Distributions typiques des paramètres principaux des images des gerbes de  $\gamma$ , de mêmes énergie  $E_\gamma$ , paramètre d'impact  $dp_\gamma$ , et profondeur  $t_1$  de première interaction ( $t_1 = (9/7)X_0$ ). Sur l'exemple de 389  $\gamma$  simulés au transit de la nébuleuse du Crabe ( $\theta_z \simeq 20.5^\circ$ ), d'énergie d'environ 1 TeV et de paramètre d'impact  $\simeq 87$  m, on a présenté : (a) Charge totale dans l'image  $Q_{tot}$  (p.e.) ; (b) Charge dans un carré  $2 \times 2$  mrad représentant un petit pixel de CAT, périphérique par rapport au maximum de l'intensité ; (c) Demi-longueur  $\sigma_L$  (mrad) ; (d) Demi-largeur  $\sigma_l$  (mrad) ; (e) Position ( $X_{max}, Y_{max}$ ) des maxima de l'intensité, dans le repère où le point (0,0) coïncide avec la source, et l'axe des  $x$  est parallèle à la projection dans la caméra de l'impulsion du  $\gamma$  primaire ; (f) Angle  $\vartheta$ , dans le même repère, entre l'axe de l'image et l'axe des  $x$  (en radians).

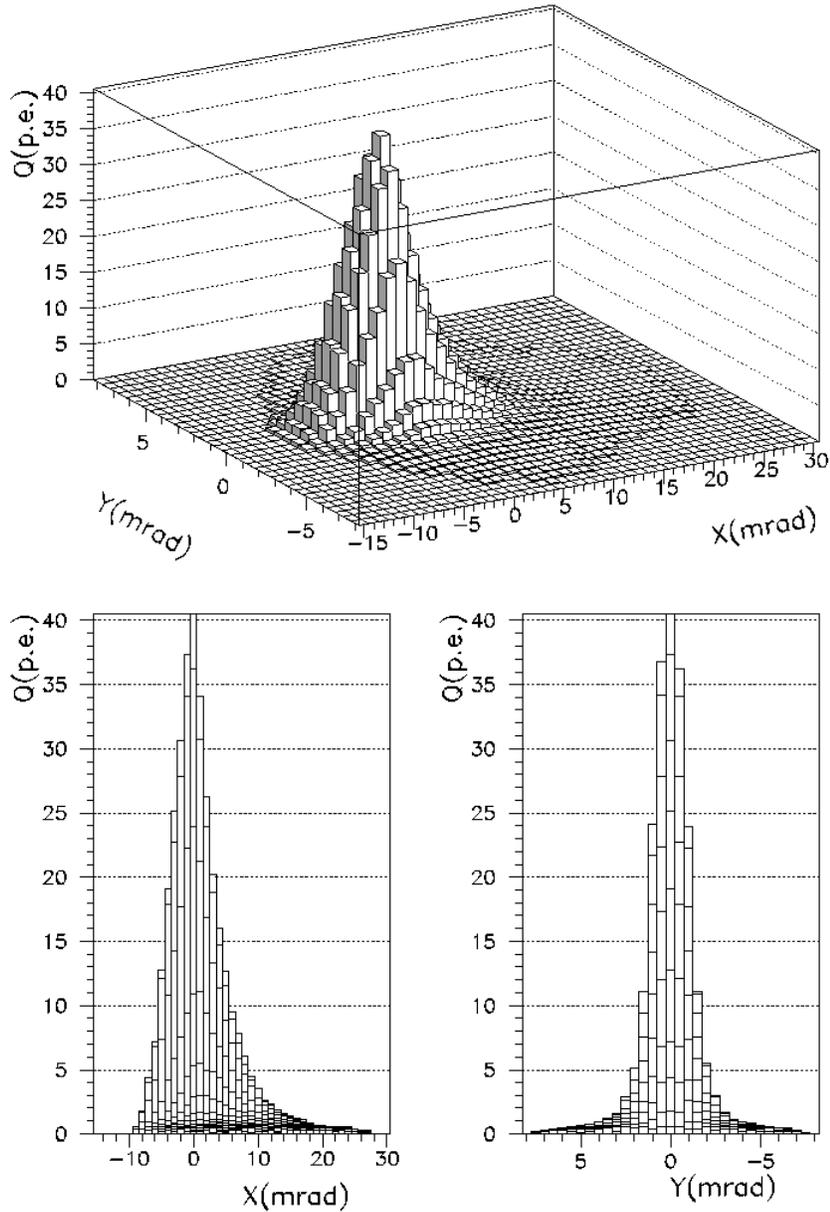


FIG. 5.7: Image moyenne d'une gerbe de  $\gamma$  telle qu'elle serait vue par des pixels carrés ( $2 \times 2$  mrad) dans le plan focal de l'imageur CAT. Les variables  $x$  et  $y$  sont les coordonnées longitudinale et transverse relatives à l'axe de la gerbe, l'origine étant prise au point d'intensité maximale. L'énergie de l'événement représenté est  $E_\gamma = 990$  GeV et le paramètre d'impact  $dp_\gamma = 112$  m. Les gerbes ont été simulées au point de transit de la nébuleuse du Crabe (au Sud, l'angle zénithal est proche de  $20^\circ$ ). Les diagrammes du bas représentent les profils longitudinal et transverse de la même image-type ; le pas du réseau de points est de 1 mrad en  $x$  et de 0.5 mrad en  $y$ .

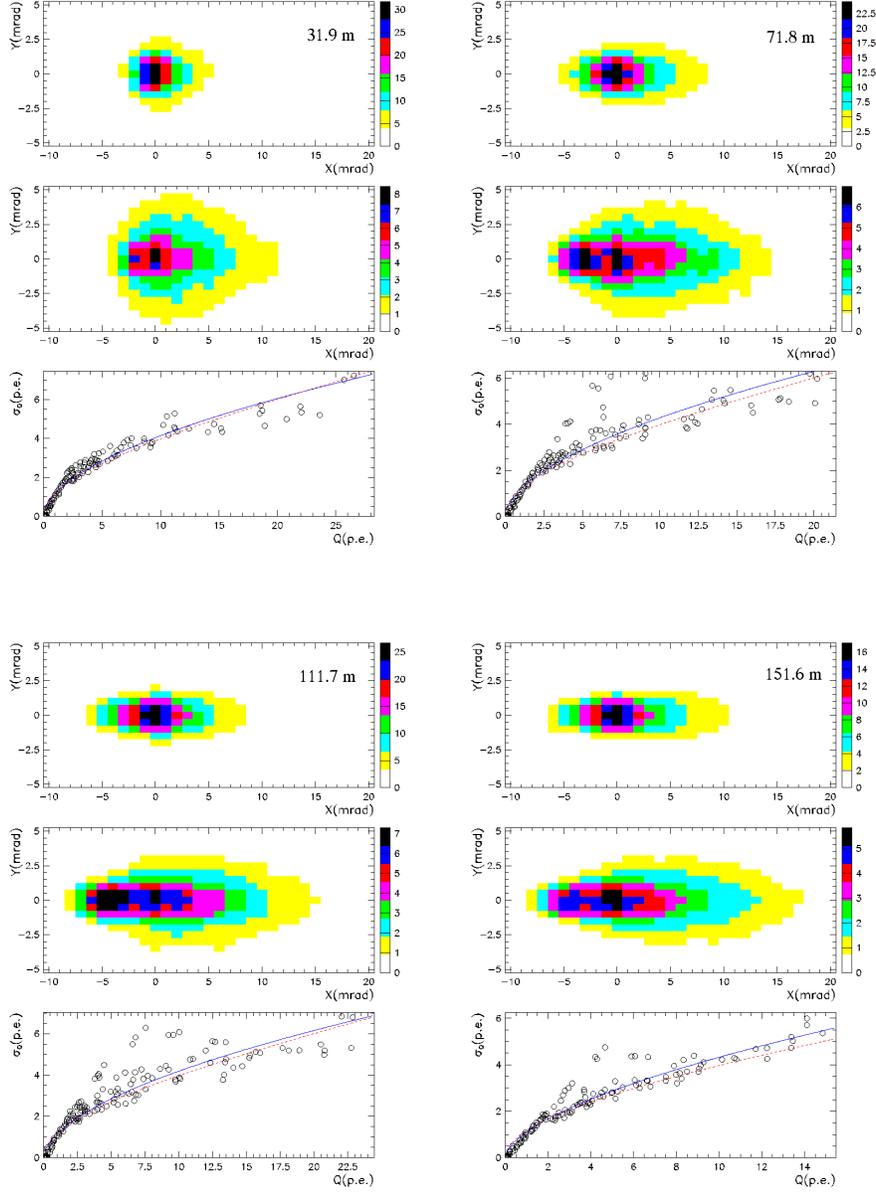


FIG. 5.8: *Fluctuations de la lumière Tcherenkov dans les gerbes électromagnétiques. Pour l'énergie  $E=660$  GeV et 4 valeurs du paramètre d'impact (31.9 m, 71.8 m, 111.7 m et 151.6 m) on a représenté la distribution moyenne de charge dans le plan focal (diagramme du haut) et la distribution des écarts-types correspondants (diagramme du milieu) en fonction des coordonnées longitudinale ( $x$ ) et transverse ( $y$ ). Les diagrammes du bas comparent aux données de la simulation les prédictions des formules (5.7) (analyse standard de CAT, en pointillés rouges) et (5.8) (courbes en trait plein).*

Pour prendre en compte l'effet précédent, on cherche à caractériser la dépendance des fluctuations par rapport aux coordonnées longitudinale et transverse ( $x$  et  $y$ ). Il s'avère que la paramétrisation (5.6) convient également très bien pour représenter le profil angulaire des fluctuations. La figure 5.9 fournit un exemple d'ajustement pour les pixels de taille équivalente à celle des petits et des grands pixels de CAT.

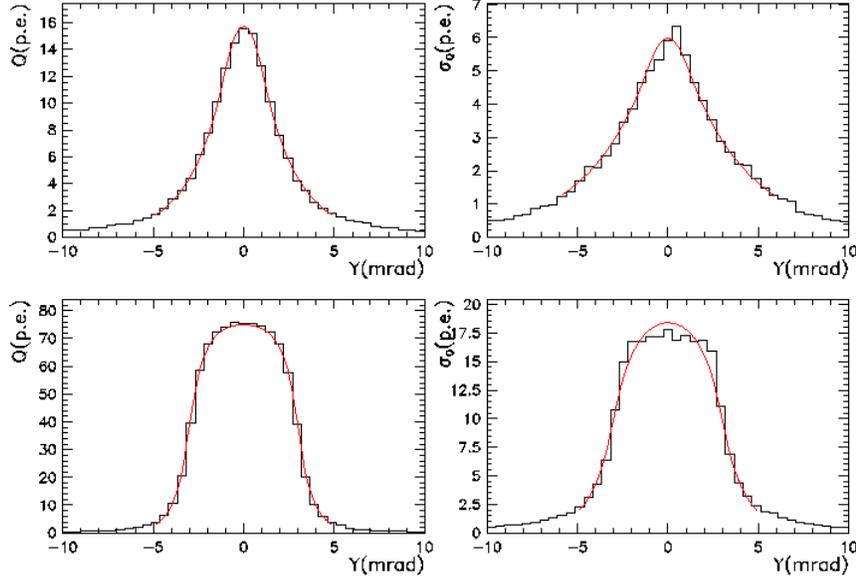


FIG. 5.9: Ajustement des 2 paramètres de la formule (5.6) relatifs d'une part au profil transverse des charges intégrées (colonne de gauche), et d'autre part à celui des écarts-types correspondants (colonne de droite). Les diagrammes du haut concernent les pixels de  $2 \times 2$  mrad, directement comparables aux petits pixels de CAT, les diagrammes du bas sont relatifs aux pixels de  $6 \times 6$  mrad, comparables aux PM de garde.

## 5.5 Résolution en énergie d'un télescope à effet Tche- renkov et son rapport avec la profondeur de la première interaction de rayon $\gamma$

La probabilité  $P(t_1)$  d'interagir à une profondeur  $t_1$  à  $dt_1$  près, pour un rayon  $\gamma$  entrant dans l'atmosphère, est donnée par la loi exponentielle :

$$P(t_1) dt_1 = \frac{1}{t_0} e^{-\frac{t_1}{t_0}} dt_1, \quad (5.9)$$

où la longueur d'absorption  $t_0$  vaut dans la limite des hautes énergies

$$t_0 = \frac{9}{7} X_0 , \quad (5.10)$$

$X_0$  étant la longueur de radiation (37.1 g/cm<sup>2</sup> dans l'air). La fluctuation en profondeur  $t_1$  de la première interaction d'un rayon  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  donnée se traduit en fluctuation du nombre de particules dans une gerbe électromagnétique et, par conséquence, en fluctuation de la lumière Tcherenkov émise.

La simulation complète des gerbes de  $\gamma$  nous a permis d'étudier le rôle de la fluctuation de l'altitude de la première interaction sur la résolution en énergie dans la méthode d'analyse standard de CAT et celle avec les abaques Monte-Carlo. On va décrire la paramétrisation simple et physique qu'on a trouvée pour représenter les fonctions de résolution en énergie.

Examinons le biais de reconstruction en énergie en fonction de la profondeur de la première interaction  $t_1$ , sur l'exemple des  $\gamma$  simulés à l'angle zénithal de 36.9° et l'azimuth correspondant à la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe (voir les figures 5.10,5.11).

Notons  $\lambda$  le logarithme du rapport de l'énergie reconstruite  $\widetilde{E}_\gamma$  sur l'énergie vraie  $E_\gamma$  des  $\gamma$ . Les figures 5.10(a),5.11(a) montrent que la valeur moyenne de  $\lambda$  dans l'intervalle  $dt_1$  de profondeur de la première interaction est une fonction linéaire de  $t_1$  :

$$\bar{\lambda} = \ln(\widetilde{E}_\gamma) - \ln(E_\gamma) = at_1 + b , \quad (5.11)$$

le biais de reconstruction  $\bar{\lambda}$  étant dans notre cas proche de zéro lorsque la profondeur est égale à sa valeur moyenne,  $t_0$  (5.10). On surestime l'énergie (en moyenne) lorsque la profondeur est supérieure à  $t_0$ , et on la sous-estime dans le cas contraire.

Si maintenant on examine, pour le même lot de  $\gamma$  simulés, l'écart-type  $\sigma$  des valeurs de  $\lambda$  par l'intervalle de  $0.5 X_0$  en  $t_1$ , on s'aperçoit (voir la figure 5.11(a)) que cet écart-type varie très peu avec  $t_1$ .

On suppose ensuite, que la distribution des valeurs de biais en énergie  $\lambda$  dans un intervalle  $dt_1$  de profondeur  $t_1$  est gaussienne, ayant pour valeur centrale  $(at_1 + b)$ , et de largeur  $\sigma$ .

**La probabilité, à énergie vraie  $E_\gamma$ , de reconstruire l'énergie  $\widetilde{E}_\gamma$  à  $d\widetilde{E}_\gamma$  près,** c'est-à-dire notre fonction de résolution en énergie, s'obtient alors par la convolution de la distribution exponentielle (5.9) de la profondeur  $t_1$  de la première interaction avec la distribution gaussienne des valeurs de biais en énergie  $\lambda$  dans chaque intervalle de  $t_1$  :

$$\Upsilon(E_\gamma \rightarrow \widetilde{E}_\gamma) d\widetilde{E}_\gamma \equiv \Upsilon(\lambda, a, b, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_0^{t_{max}} \frac{1}{t_0} e^{-\frac{t_1}{t_0}} e^{-\frac{(\lambda - at_1 - b)^2}{2\sigma^2}} dt_1 , \quad (5.12)$$

où l'on a remplacé la limite supérieure infinie d'intégration par une valeur  $t_{max} = 20$  (à comparer avec la profondeur totale verticale de l'atmosphère qui est d'environ  $27.8 X_0$ ),

assez grande pour que la quasi-totalité des  $\gamma$  ait interagi.

En posant  $\lambda' = \lambda - b - \frac{\sigma^2}{a t_0}$ , et en regroupant les termes des exposants de l'expression (5.12), il vient alors

$$\Upsilon(\lambda, a, b, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma t_0} e^{-\frac{1}{a t_0} \left[ \lambda' + \frac{\sigma^2}{2a t_0} \right]} \int_0^{t_{max}} e^{-\frac{(a t_1 - \lambda')^2}{2\sigma^2}} dt_1. \quad (5.13)$$

Finalement, en faisant le changement de variable,  $\xi = \frac{a t_1 - \lambda'}{\sigma}$ ,  $dt_1 = \frac{\sigma d\xi}{a}$ , et en utilisant la fonction<sup>7</sup> *freq* de la bibliothèque CERN, on obtient

$$\Upsilon(\lambda, \mathbf{a}, \mathbf{b}, \sigma) = \frac{1}{\mathbf{a} t_0} e^{-\frac{1}{\mathbf{a} t_0} \left[ \lambda' + \frac{\sigma^2}{2\mathbf{a} t_0} \right]} \left[ \mathbf{freq} \left( \frac{\mathbf{a} t_{max} - \lambda'}{\sigma} \right) - \mathbf{freq} \left( -\frac{\lambda'}{\sigma} \right) \right]. \quad (5.14)$$

Un exemple de ce type d'ajustement, obtenu sur le même lot de  $\gamma$  simulés, est présenté sur la figure 5.11(b), et montre un accord parfait entre la distribution des valeurs de biais de reconstruction en énergie  $\lambda$ , et la paramétrisation choisie.

On a donc remplacé l'ancienne paramétrisation<sup>8</sup> des fonctions de résolution qui reposait sur 12 paramètres [83], par celle décrite par la formule (5.14).

Les fonctions de résolution en énergie dépendant de l'angle zénithal  $\theta_z$  et de l'azimuth<sup>9</sup> géographique  $\varphi$  visé, on effectuera dans notre analyse spectrale (Cf section 6.3) l'interpolation nécessaire entre les fonctions de résolution pour les directions de visée voisines, correspondant à la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe.

Si maintenant on examine le biais de reconstruction  $\kappa = \tilde{d}p_\gamma - dp_\gamma$  en paramètre d'impact en fonction de  $t_1$  dans le lot de  $\gamma$  étudié, on constate le même caractère de distribution  $\kappa(t_1)$ , que pour le biais en énergie (voir la figure 5.10(b)). Lorsqu'on représente le biais de reconstruction en paramètre d'impact en fonction du biais en énergie,  $\kappa(\lambda)$  (voir la figure 5.10(c)), on observe une forte corrélation entre les deux. Une surestimation (sous-estimation) de l'énergie est donc généralement accompagnée par une surestimation (sous-estimation) du paramètre d'impact.

Les fonctions de résolution en énergie, ajustées à l'aide de paramétrisation décrite ci-dessus, sont présentées sur les figures 5.12, 5.13 pour deux valeurs de l'angle zénithal  $\theta_z$  d'observation, petit ( $\simeq 23^\circ$ ) et grand ( $\simeq 44^\circ$ ). Ces résultats sont obtenus à partir des simulations de  $\gamma$  d'énergies fixes, pour les directions de visée correspondant à la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe.

---

<sup>7</sup>Cette fonction évalue la fonction de répartition de la distribution gaussienne à une dimension :

$$freq(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{1}{2}t^2} dt.$$

<sup>8</sup>Obtenue à partir des simulations de  $\gamma$  tirées à l'Est, pour des angles zénithaux  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$ .

<sup>9</sup>À cause des effets de champ magnétique terrestre, qui sont décrits dans le chapitre 4.

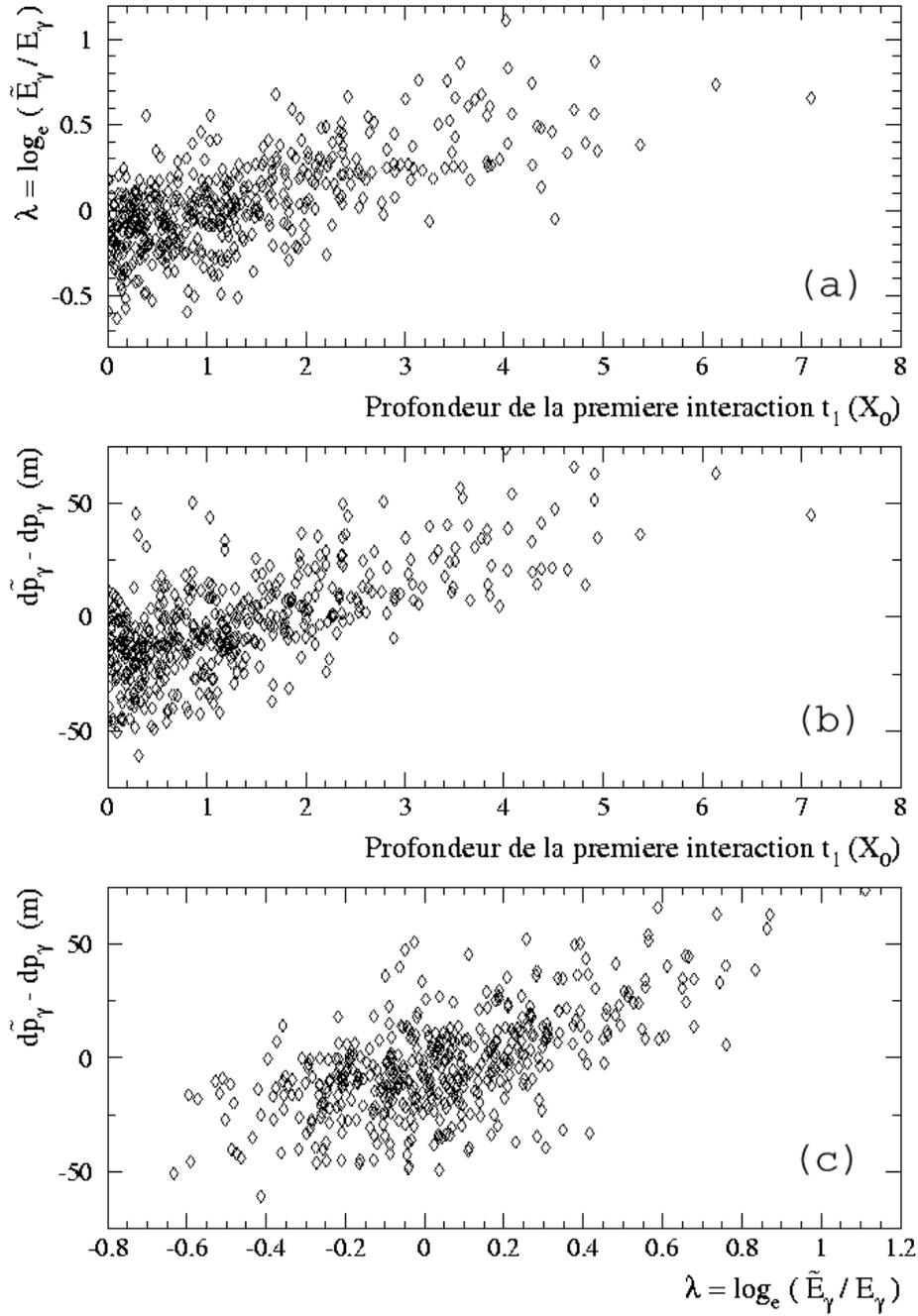


FIG. 5.10: *Biais de reconstruction de l'énergie de  $\gamma$  et du paramètre d'impact, en fonction de la profondeur  $t_1$  de la première interaction. Les résultats sont obtenus à l'aide de simulations de gerbes de  $\gamma$  de 1 TeV, pour l'angle zénithal de  $36.9^\circ$  et l'azimuth correspondant à la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe. De haut en bas on a représenté : (a) Distribution des biais de reconstruction en énergie  $\lambda = \ln(\tilde{E}_\gamma) - \ln(E_\gamma)$  en fonction de  $t_1$ ; (b) Distribution des biais de reconstruction en paramètre d'impact  $\tilde{d}p_\gamma - dp_\gamma$  (m) en fonction de  $t_1$ ; (c) Distribution des biais de reconstruction en paramètre d'impact en fonction de biais de reconstruction en énergie.*

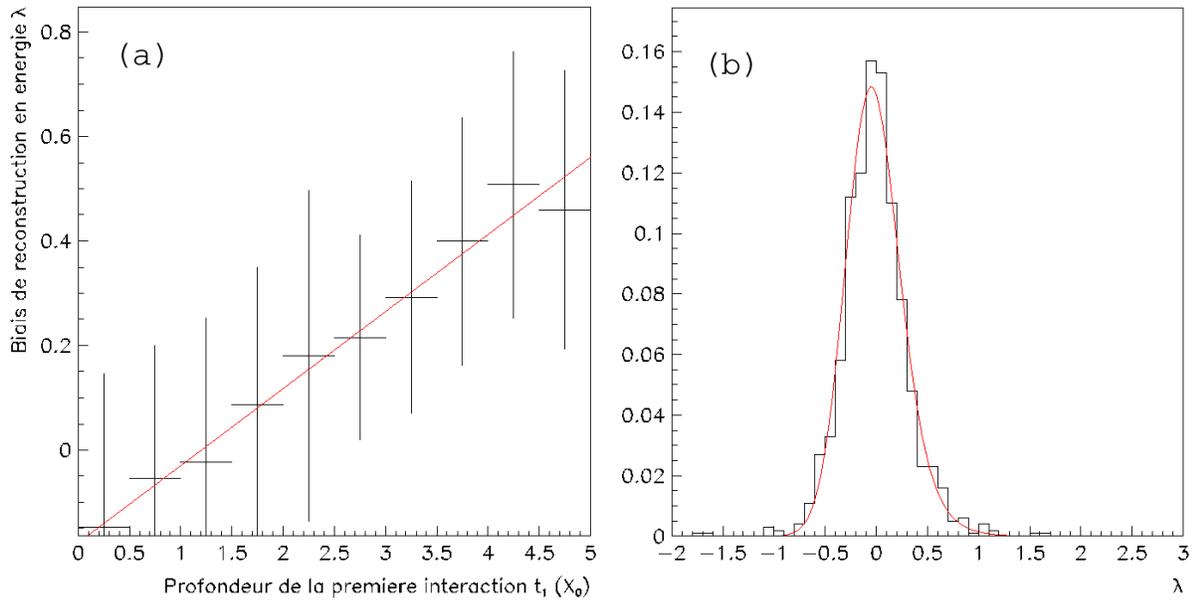


FIG. 5.11: Nouvelle paramétrisation des fonctions de résolution en énergie. (a) Valeurs moyennes et écarts-type de la distribution présentée sur la figure 5.10(a), par l'intervalle de  $0.5 X_0$  en  $t_1$  et pour des valeurs de  $t_1$  inférieures à  $5 X_0$ . Les paramètres  $a$  (pente) et  $b$  (biais correspondant à  $t_1 = 0$ ) de l'ajustement linéaire présenté, ainsi que l'écart-type moyen par l'intervalle choisi de  $t_1$ , sont des valeurs initiales pour l'ajustement de type (5.14). (b) Résultat d'un ajustement de la fonction de résolution en énergie pour le même lot de  $\gamma$  simulés. Les valeurs des paramètres à la fin d'ajustement sont  $a = 0.135$ ,  $b = -0.181$  et  $\sigma = 0.227$ .

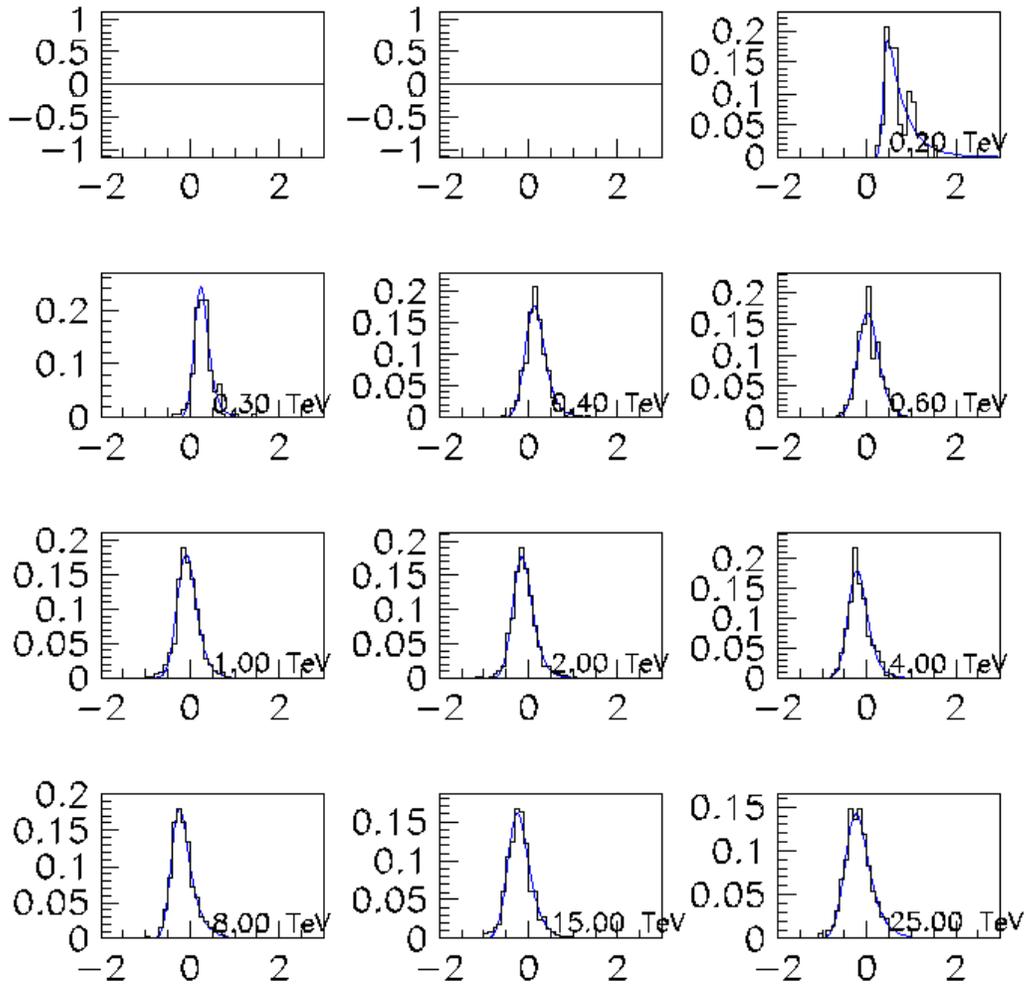


FIG. 5.12: Les distributions du logarithme du rapport énergie reconstruite / énergie vraie (fonctions de résolution en énergie), ajustées à l'aide de paramétrisation 5.14. Le résultats sont obtenus à partir des simulations de  $\gamma$  d'énergies fixes, pour l'angle zénithal de  $\simeq 23^\circ$  et l'azimuth correspondant à la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe.

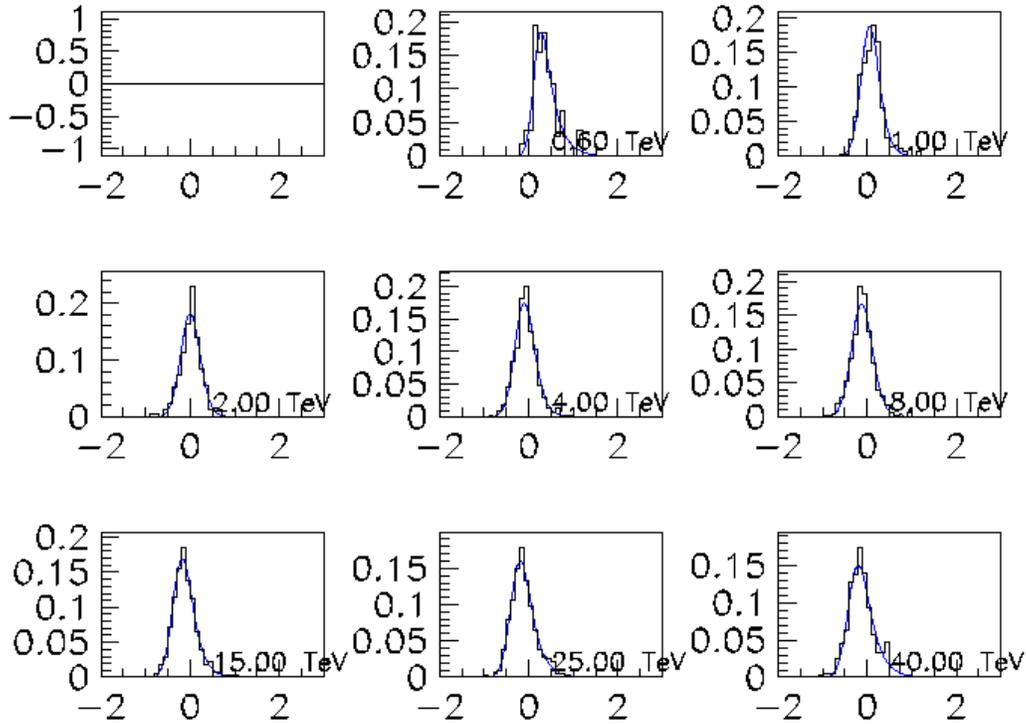


FIG. 5.13: Les distributions du logarithme du rapport énergie reconstruite / énergie vraie (fonctions de résolution en énergie), ajustées à l'aide de paramétrisation 5.14. Les résultats sont obtenus à partir des simulations de  $\gamma$  d'énergies fixes, pour l'angle zénithal de  $\simeq 44^\circ$  et l'azimuth correspondant à la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe.

# Chapitre 6

## Mesure du spectre de la nébuleuse du Crabe

### 6.1 Bilan de données prises par le télescope CAT sur la nébuleuse du Crabe

Les coordonnées équatoriales à l'époque Julienne 2000.0 de la nébuleuse du Crabe sont<sup>1</sup> : l'ascension droite  $\alpha_{J2000.0} = 5^h 34^m 32^s$ , la déclinaison  $\delta_{J2000.0} = +22^\circ 00' 52.1''$ . Pour le site de Thémis, de latitude géographique  $\varphi \simeq 42.5^\circ\text{N}$ , la source passe donc au transit au Sud, à l'angle zénithal  $\theta_z = |\delta - \varphi| \simeq 20.5^\circ$ . La période d'observation de la nébuleuse du Crabe à Thémis, définie par l'ascension droite de cette source, s'étend donc de Septembre à Mars inclus. Notons que les données prises en Septembre et en Mars correspondent surtout aux grands angles zénithaux.

L'équipe en charge des observations réalisées par CAT à Thémis s'est efforcée que ce télescope puisse prendre régulièrement des données sur la nébuleuse du Crabe à partir de l'automne 1996, pendant les sept hivers consécutifs, c'est-à-dire jusqu'au début 2003. Dès mon arrivée dans le groupe Astronomie gamma au LLR en janvier 2000 je me suis impliqué activement dans le programme d'observations avec CAT à Thémis. Depuis début 2000 jusqu'à début 2003 j'ai participé presque tous les mois à un quart d'observations (une petite semaine), y compris d'observations de la nébuleuse du Crabe. Le LLR a arrêté sa participation aux observations avec CAT début 2003.

Nous présentons sur les tableaux suivants, 6.1 et 6.2, la répartition des heures d'observation, et du nombre de séquences d'acquisition enregistrées. Une séquence d'acquisition ("run"), durant laquelle les paramètres observationnels sont figés, dure de 20 à 30 minutes environ ; nous notons simplement "acq" ces séquences d'observations dans les tableaux 6.1, 6.2, et 6.3.

Ces deux tableaux regroupent les 440.1 heures d'observation, réparties en 1006 "runs", de la nébuleuse du Crabe de 1996 à 2003, dont :

---

<sup>1</sup>Plus précisément, ce sont les coordonnées du pulsar venant du catalogue de l'observatoire spatial Chandra [99].

	Angle zénithal (°)	"total"		"ON"		"OFF"		"DEC"	
		acq.	heures	acq.	heures	acq.	heures	acq.	heures
1	18.2 - 25.8	379	165.5	259	112.2	232	98.5	112	45.2
2	25.8 - 31.8	199	90.9	144	65.2	119	51.6	64	25.9
3	31.8 - 36.9	146	61.5	91	38.4	87	36.2	32	13.1
4	36.9 - 41.4	96	43.9	58	26.6	51	23.3	13	6.0
5	41.4 - 45.6	82	35.1	46	19.6	44	19.0	8	3.5
6	45.6 - 49.5	42	18.2	24	10.4	21	8.8	3	1.0
7	49.5 - 53.1	40	15.6	21	8.3	20	7.6	1	0.3
8	53.1 - 56.6	18	7.7	11	4.6	7	3.1	0	0.0
9	56.6 - 60.0	2	1.0	1	0.5	1	0.5	0	0.0
10	60.0 - 63.3	1	0.5	0	0.0	1	0.5	0	0.0
11	63.3 - 66.4	0	0.0	0	0.0	0	0.0	0	0.0
12	66.4 - 69.5	1	0.2	1	0.2	0	0.0	0	0.0
		1006	440.1	656	286.0	583	249.1	233	95.0

TAB. 6.1: Bilan d'observations de la nébuleuse du Crabe par l'imageur CAT pour les saisons 1996/1997 à 2002/2003. Sont présentés, par intervalle en angle zénithal  $\theta_z$ , le temps d'observation brut, ainsi que le nombre d'acquisitions : pour l'ensemble de données (colonne "total"); pour tous les runs, quelque soit le mode d'observation, pris lorsque la source se trouvait dans le champ de vue (colonne "ON"), ou hors champ (colonne "OFF"). Le bilan des données prises en mode "ping-pong" est en outre présenté séparément dans la colonne "DEC". On en conclut que pour chaque intervalle en  $\theta_z$ , les quantités présentées suivent la relation : "total" = "ON" + "OFF" - "DEC".

	Angle zénithal (°)	"total"		"ON"		"OFF"		"DEC"	
		acq.	h	acq.	h	acq.	h	acq.	h
1	> 18.2	1006	440.1	656	286.0	583	249.1	233	95.0
2	> 25.8	627	274.6	397	173.8	351	150.6	121	49.8
3	> 31.8	428	183.7	253	108.6	232	99.0	57	23.9
4	> 36.9	282	122.2	162	70.2	145	62.8	25	10.8
5	> 41.4	186	78.3	104	43.6	94	39.5	12	4.8
6	> 45.6	104	43.2	58	24.0	50	20.5	4	1.3
7	> 49.5	62	25.0	34	13.6	29	11.7	1	0.3
8	> 53.1	22	9.4	13	5.3	9	4.1	0	0.0
9	> 56.6	4	1.7	2	0.7	2	1.0	0	0.0

TAB. 6.2: Bilan d'observations de la nébuleuse du Crabe par l'imageur CAT pour les saisons 1996/1997 à 2002/2003. Les mêmes quantités que dans le tableau 6.1 sont regroupées maintenant afin de présenter le bilan d'observations pour les angles zénithaux  $\theta_z$  au-delà d'une certaine valeur de  $\theta_z$ .

- en mode ON-OFF 345.1 h (773 runs), soit :
  - 191.0 h ON (423 runs);
  - 154.1 h OFF (350 runs).
- en mode "ping-pong" 95.0 h (233 runs) .

Angle zénithal (°)	totalité		mode "ON-OFF"				mode "ping-pong"	
			ON		OFF			
	acq.	h	acq.	h	acq.	h	acq.	h
> 31.8	428	183.7	196	84.7	175	75.1	57	23.9
> 36.9	282	122.2	137	59.4	120	52.0	25	10.8
> 41.4	186	78.3	92	38.8	82	34.7	12	4.8
> 45.6	104	43.2	54	22.7	46	19.2	4	1.3
> 49.5	62	25.0	33	13.3	28	11.4	1	0.3
> 53.1	22	9.4	13	5.3	9	4.1	0	0.0
> 56.6	4	1.7	2	0.7	2	1.0	0	0.0

TAB. 6.3: *Bilan d'observations aux grands angles zénithaux  $\theta_z$  de la nébuleuse du Crabe par l'imageur CAT pour les saisons 1996/1997 à 2002/2003. Le bilan regroupe maintenant les données par mode d'observation, prises au-delà d'une certaine valeur de  $\theta_z$ . Les mêmes quantités que dans les tableaux 6.1 et 6.2 sont présentées pour la totalité des runs et séparément pour les modes d'observation "ON-OFF" et "ping-pong".*

## 6.2 Paramétrisation des acceptances aux $\gamma$ du télescope

La surface effective  $\mathcal{A}$  de détection de  $\gamma$  du télescope est le produit de la surface obtenue à partir de la logique de déclenchement de l'imageur par les  $\gamma$ , et de l'efficacité  $\epsilon_\gamma$  de leur sélection par l'analyse (Cf page 65). La surface effective dépend ainsi de plusieurs paramètres :

- elle dépend évidemment de l'énergie  $E_\gamma$  des  $\gamma$  et de l'angle zénithal  $\theta_z$  d'observation, mais aussi de l'azimuth  $\varphi_a$  de visée, à cause de l'effet du champ magnétique terrestre (Cf § 4.1) ;
- ensuite, elle dépend des conditions d'acquisition du télescope. On a vu dans le paragraphe 3.3.2, que les modifications des conditions expérimentales, notamment du seuil analogique  $S_m$  de déclenchement, ou bien le changement du décalage de la source par rapport au centre de la caméra ont une influence importante sur l'efficacité de sélection de  $\gamma$  pour les énergies proches du seuil en énergie de l'imageur ;
- pour la même énergie et pour les mêmes conditions d'observation, elle dépend de sélection (jeu de coupures) imposée par l'analyse.

On a donc besoin de calculer la surface effective de détection pour chaque configuration du détecteur **D25**, **C20**, **D30**, **C25**, **D20** (Cf page 43), et pour chaque type d'analyse.

On a utilisé, pour la la surface effective, la même forme de paramétrisation que dans la méthode standard d'analyse de CAT [83], reposant sur 10 paramètres  $a_1, a_2, \dots, a_{10}$  :

$$\mathcal{A}(E_\gamma, \theta_z) = a_1 c_z^{a_6} [\arctan(a_2 c_z^{a_7} E_\gamma^{a_3})]^{a_{10}} \log(a_4 c_z^{a_8} E_\gamma) \exp\left(-\frac{c_z^{a_9} E_\gamma}{a_5}\right) \text{ m}^2, \quad (6.1)$$

où  $c_z$  est le cosinus de l'angle zénithal  $\theta_z$ . Cependant, dans notre analyse des données sur la nébuleuse du Crabe, on a utilisé cette paramétrisation différemment, en l'appliquant séparément pour chaque position  $(\theta_z, \varphi_a)$  choisie de la source dans le ciel (Cf Tableau 4.2) et en effectuant ensuite l'interpolation nécessaire des acceptances  $\mathcal{A}(E_\gamma, \theta_z)$  entre les positions voisines<sup>2</sup>.

Un exemple d'ajustement des valeurs de  $\mathcal{A}(E_\gamma, \theta_z)$  pour toutes les positions de la nébuleuse du Crabe, pour la configuration d'observation **D25** (le seuil analogique de déclenchement est de 2.5 p.e., la source est décalée de 5 mrad du centre de la caméra), et pour les coupures dans l'analyse  $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$  et  $\alpha < 6^\circ$  correspondant au mode ON-OFF d'observation<sup>3</sup>, sont présentées sur la figure 6.1.

### 6.3 Procédure d'extraction des spectres

Le caractère non-thermique des processus qui conduisent à l'émission  $\gamma$  dans le domaine du TeV, entraîne une décroissance rapide des flux de  $\gamma$  observés avec l'énergie. Le nombre de  $\gamma$  enregistré faible par rapport au fond hadronique, et la résolution en énergie qui vaut au mieux 20% environ, nécessitent une méthode d'extraction des spectres qui, basée sur une hypothèse de la forme spectrale d'une source étudiée, prend en compte les effets expérimentaux du détecteur (la surface effective de détection  $\mathcal{A}$  et les fonctions de résolution  $\Upsilon$  (Cf §§ 5.5 et 6.2).

Une telle méthode a été mise au point par la collaboration CAT; elle est décrite en détails dans les références [35, 83, 84]. Les données sont réparties dans des intervalles à deux dimensions, d'angle zénithal d'observation  $\theta_z$  et d'énergie reconstruite  $\widetilde{E}_\gamma$ . On suppose une forme théorique  $\left[\frac{dN}{dE}\right]^{theo}$  de spectre différentiel de la source, ce qui permet de calculer le nombre moyen de  $\gamma$  attendu pour chacun de ces intervalles. On construit ensuite une fonction de vraisemblance  $\mathcal{L}$  à partir des nombres d'événements dans les données ON et OFF qui passent la sélection, en tenant compte de leur distribution poissonnienne. La maximisation de la fonction de vraisemblance fournit les valeurs ajustées des paramètres décrivant la forme spectrale théorique.

Dans notre analyse, on a utilisé deux hypothèses sur la forme spectrale qui correspondent aux deux cas les plus courants observés dans les spectres des sources émettant

<sup>2</sup>Dans la méthode standard d'analyse de CAT, les acceptances ont été paramétrisées à partir des simulations de  $\gamma$  tirés à l'Est, pour des angles zénithaux de  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$ , de façon à ajuster simultanément tous les angles zénithaux et toutes les énergies. Les simulations de  $\gamma$  effectuées pour la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe ont montré que la paramétrisation (6.1) convient assez bien pour chacune des positions  $(\theta_z, \varphi_a)$  individuelles (voir la figure 6.1). Cependant, l'ajustement de l'ensemble des positions était peu satisfaisant.

<sup>3</sup>Le mode "ping-pong" inclut une coupure supplémentaire destinée à exclure les  $\gamma$  dont les images pointent à la fois vers la position de la source et vers la position OFF symétrique ( $\gamma$  "ambigus", voir la figure 3.6.)

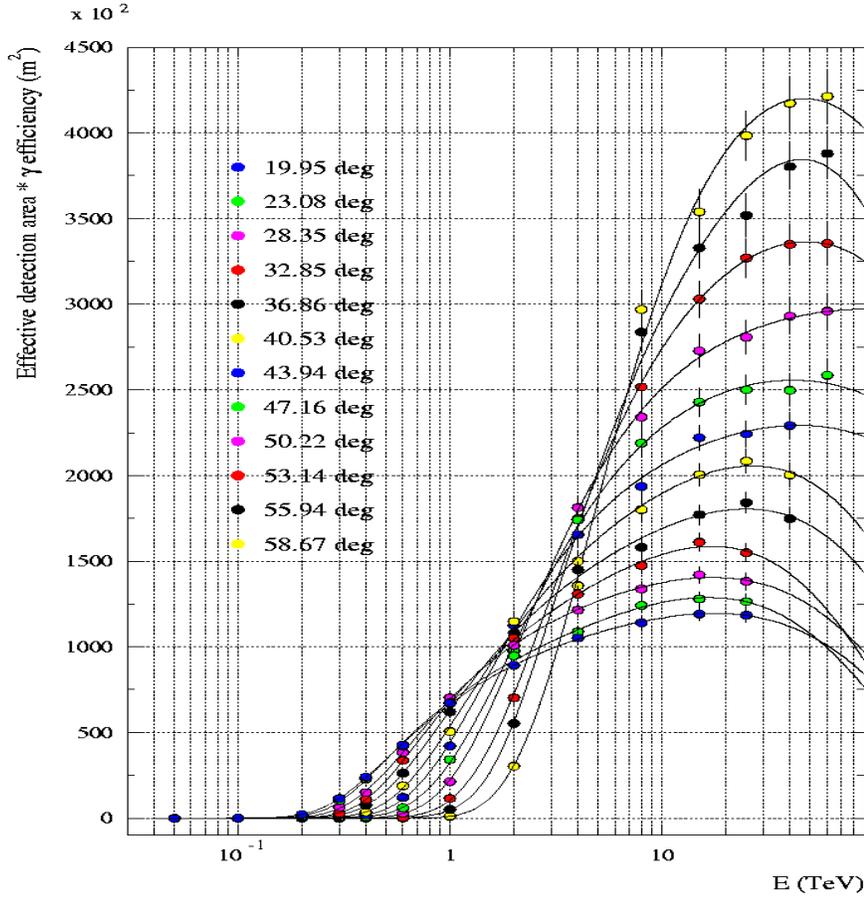


FIG. 6.1: Surface effective  $\mathcal{A}(E_\gamma, \theta_z)$  de détection de  $\gamma$ , pour 12 positions dans le ciel de la nébuleuse du Crabe, en fonction de l'énergie  $E_\gamma$  des  $\gamma$ . Les résultats sont obtenus à partir de simulations de  $\gamma$  d'énergies fixes (points), et pour les conditions d'observation et de sélection dans l'analyse précisées dans le texte. Les courbes représentent le résultat des ajustements avec la paramétrisation (6.1). On note l'augmentation de la surface effective de détection des gerbes de  $\gamma$  à haute énergie, et aussi l'augmentation du seuil en énergie du télescope, aux grands angles zénithaux.

au TeV :

- hypothèse en loi de puissance,  $\mathcal{H}^{lp}$  :  $\left[ \frac{dN}{dE} \right]^{lp} = \phi_0^{lp} E_{\text{TeV}}^{-\gamma^{lp}}$  ;
- hypothèse en loi courbe<sup>4</sup>,  $\mathcal{H}^{cb}$  :  $\left[ \frac{dN}{dE} \right]^{cb} = \phi_0^{cb} E_{\text{TeV}}^{-(\gamma^{cb} + \beta^{cb} \log_{10} E_{\text{TeV}})}$  .

Deux ajustements successifs sont effectués, le premier correspondant à l'hypothèse principale  $\mathcal{H}^{lp}$ , et le second – à l'hypothèse  $\mathcal{H}^{cb}$ , afin de tester l'écart éventuel du spectre

<sup>4</sup>Si l'on représente le spectre en termes de la puissance  $\nu F(\nu)$  reçue par unité de surface par unité d'intervalle logarithmique de fréquences (dont l'unité est donc  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ), cette loi est décrite par une parabole. La relation entre les deux représentations spectrales est donnée par :

$$\nu F(\nu) = E^2 \frac{dN}{dE} .$$

de la loi de puissance. Une fois les ajustements terminés, le rapport de vraisemblance  $\lambda = -2 \ln(\mathcal{L}^{lp}/\mathcal{L}^{cb})$  permet de choisir l'hypothèse la plus vraisemblable. Ce rapport suit asymptotiquement une distribution de  $\chi^2$  à un degré de liberté, une bonne valeur de la probabilité  $\mathcal{P}(\lambda)$  favorisant l'hypothèse principale  $\mathcal{H}^{lp}$  [40]. La reconstruction des spectres simulés [83] montre, que si la valeur de  $\lambda$  est supérieure à 4 (ce qui correspond environ à l'écart à  $2\sigma$ ), c'est l'hypothèse  $\mathcal{H}^{cb}$  qui doit être retenue.

Quelques exemples de reconstruction spectrale avec cette méthode, appliquée aux données de CAT, sont présentés sur les figures 6.2-6.3.

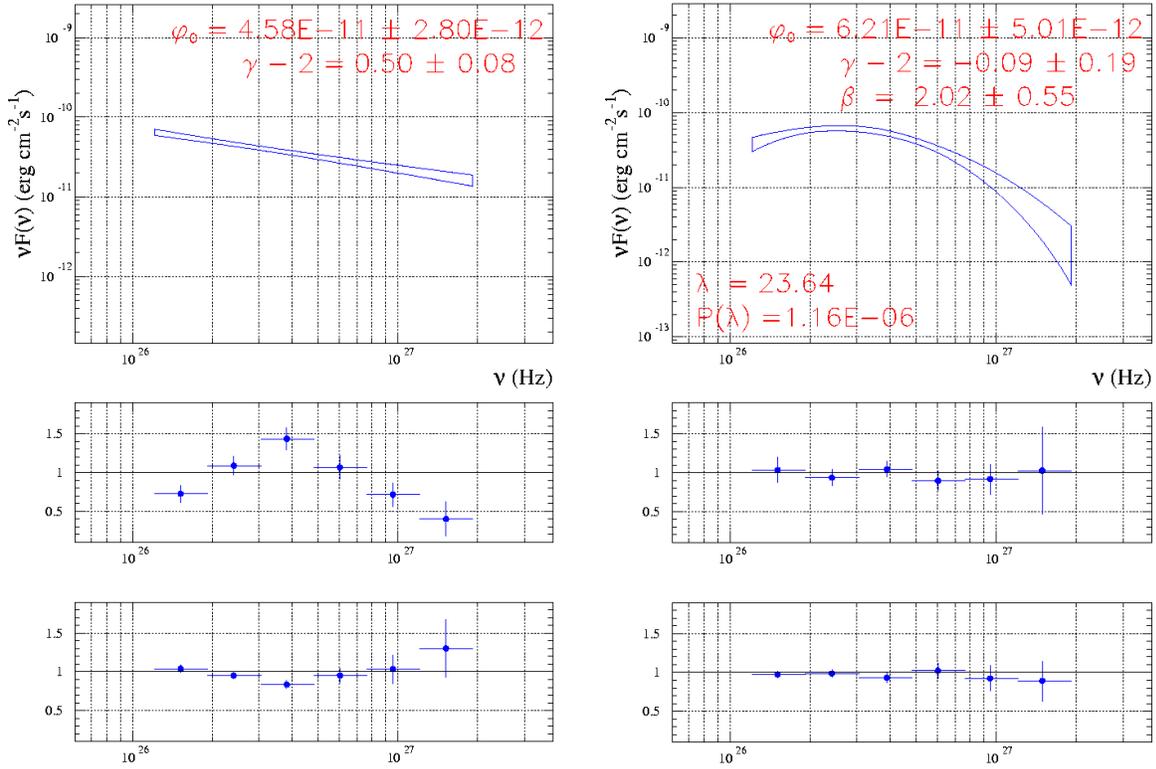


FIG. 6.2: Spectre du blazar 1ES 1959+650 en Mai-Juillet 2022, lors du sursaut d'émission au TeV. Les diagrammes de gauche présentent les résultats d'ajustement en loi de puissance, et ceux de droite — un ajustement dans l'hypothèse de courbure. Pour les deux hypothèses, le spectre retenu est illustré par le contour à 68% de confiance sur le diagramme du haut. Les valeurs ajustées des paramètres décrivant les deux formes spectrales y sont également présentées. Les deux autres diagrammes montrent les résidus (rapport du nombre d'événements observé au nombre d'événements attendu) par intervalle d'énergie, les diagrammes au milieu sont relatifs au signal  $\gamma$ , et ceux du bas — aux événements du fond. Une grande valeur du rapport de vraisemblance  $\lambda$  et les résidus de l'ajustement montrent clairement la présence de courbure. Les spectres sont représentés en  $\nu F(\nu)$  (les flux  $\phi^{pl}, \phi^{cb}$  sont en  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ). On voit que le maximum de puissance reçue est situé au-dessus du seuil de détection de CAT, à l'énergie qui vaut environ  $1000 \pm 100 \text{ GeV}$ .

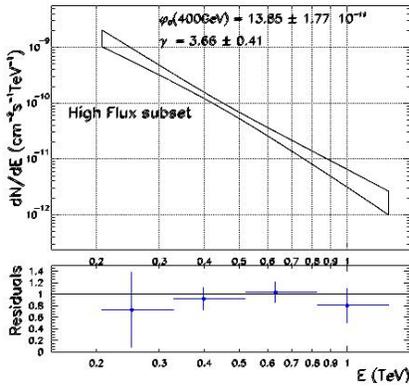


FIG. 6.3: Spectre de l'état haut du blazar 1ES 1426+428 lors des observations menées par CAT en 1998–2000. Une faible statistique (environ 300  $\gamma$ ) ne permet d'accepter l'hypothèse autre que loi de puissance, bien que les résidus de l'ajustement présentent une indication de courbure. Cette figure est tirée de la référence [39].

## 6.4 Présentation des spectres obtenus

Dans le but d'étudier le spectre de la nébuleuse du Crabe, avant d'appliquer l'analyse spectrale sur l'ensemble de données prises par CAT sur cette source<sup>5</sup>, il est intéressant de diviser ces données en quelques lots homogènes (pris dans l'intervalle restreint d'angles zénithaux, dans les mêmes conditions d'acquisition etc.), et d'analyser séparément ces lots de données. La comparaison des spectres reconstruits dans la même gamme d'énergie permet d'avoir une estimation des erreurs systématiques éventuelles dans l'analyse. On a effectué une telle comparaison entre les données prises aux petits et aux grands angles zénithaux, et entre les données prises aux différentes époques d'observation. Les 4 lots choisis sont présentés dans le tableau 6.4.

Lot	Angle zénithal	Mode d'observation	$T_{ON}$	TR	$N_\gamma$	Époque
I	$23.9^\circ \pm 3.1^\circ$	“ON-OFF”	47.9 h	1.226	$\simeq 5000$	1996 - 2000
II	$24.0^\circ \pm 2.6^\circ$	“ping-pong”	41.4 h	1.0	$\simeq 3400$	2000 - 2002
III	$42.3^\circ \pm 5.5^\circ$	“ON-OFF”	47.3 h	1.26	$\simeq 1800$	1996 - 1999
IV	$41.2^\circ \pm 6.5^\circ$	“ON-OFF”	28.6 h	0.97	$\simeq 1400$	2000 - 2002

TAB. 6.4: Le tableau récapitulatif des lots de données sur la nébuleuse du Crabe. Sont présentés pour chaque lot : l'intervalle d'angles zénithaux et le mode d'observation, le temps d'observation sur la source  $T_{ON}$ , le rapport de suivi (voir la page 97), le nombre  $N_\gamma$  de  $\gamma$  dans les coupures, et l'époque d'observation.

Les lots de données utilisés regroupent donc 165.2 heures d'observation ON et environ 106 heures d'observation OFF, c'est-à-dire plus de 70% de la totalité de données passant les critères de qualité. La statistique disponible dans chacun de ces lots permet d'avoir une assez bonne précision de reconstruction du spectre. Les spectres reconstruits sont présentés sur les figures 6.4-6.7. Sur ces figures, le spectre retenu est illustré par le contour à 68% de confiance sur le diagramme du haut. Les deux autres diagrammes montrent les résidus (rapport du nombre d'événements observé au nombre d'événements attendu) par intervalle d'énergie, les diagrammes au milieu sont relatifs au signal  $\gamma$ , et ceux du bas — aux événements du fond.

<sup>5</sup> On n'inclut bien sûr dans l'analyse que les données qui satisfont aux critères de qualité exposés dans la section 3.3.

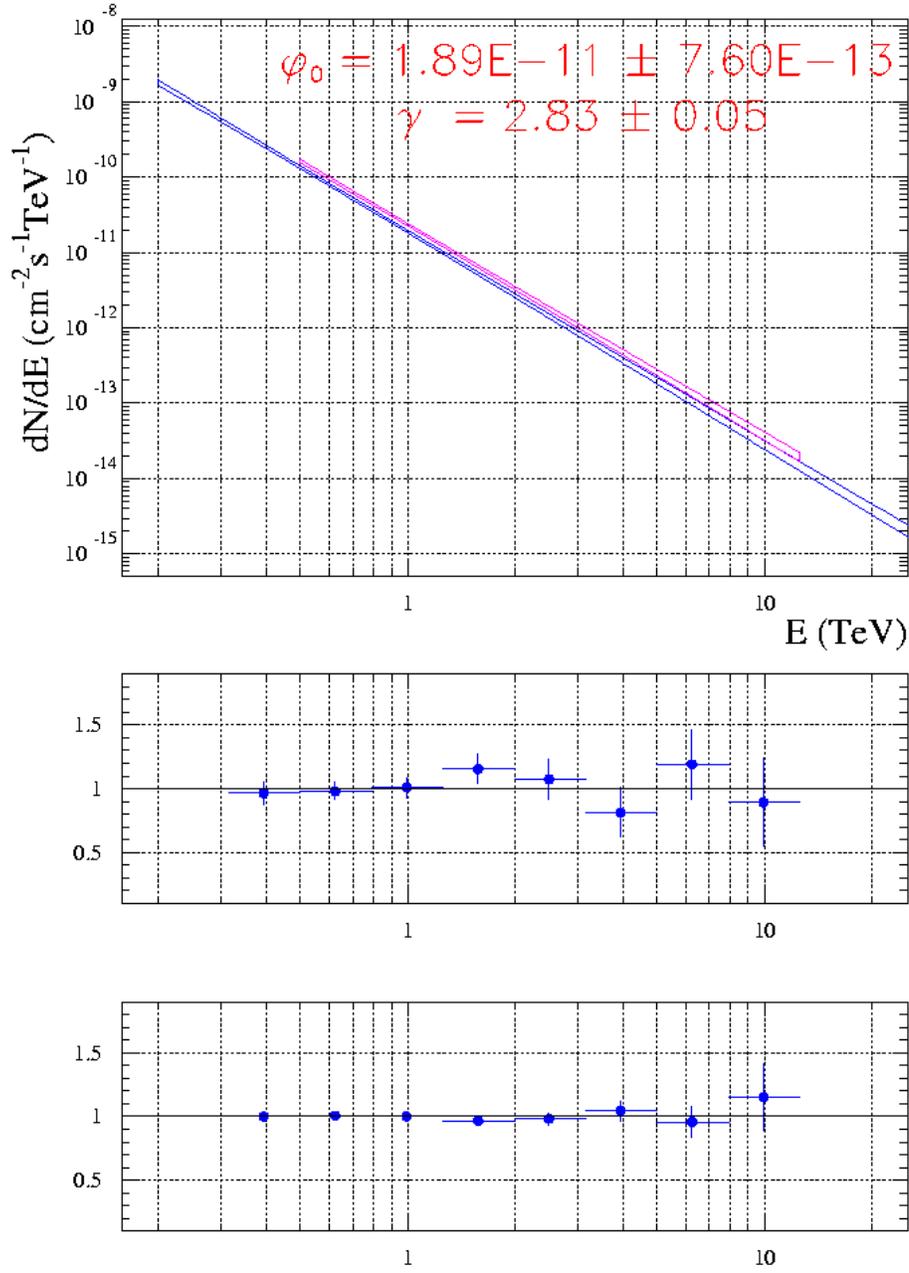


FIG. 6.4: Spectre obtenu sur la nébuleuse du Crabe pour environ 48 heures d'observation correspondant au lot de données I (mode ON-OFF, petits angles zénithaux d'observation ( $\theta_z = 23.9^\circ \pm 3.1^\circ$ ),  $\simeq 5000 \gamma$  dans les coupures). On a superposé sur le diagramme le résultat d'analyse des mêmes données avec la méthode d'analyse standard de CAT (spectre donnant le flux reconstruit un peu plus élevé.). Dans l'analyse antérieure, l'acceptance aux  $\gamma$  a été sous-estimée, parce que dans la simulation, les gerbes de référence servant à ajuster les images-type de gerbes de  $\gamma$  ont été tirées à l'Est, contrairement à la trajectoire réelle de la source qui passe le transit au Sud. Ainsi, l'effet de champ magnétique n'était pas pris en compte auparavant. Or pour le site de Thémis, il est plus faible, pour le même angle zénithal, au Sud qu'à l'Est. Le flux a donc été surestimé. Ceci nous permet d'évaluer les erreurs systématiques dues à l'effet du champ géomagnétique.

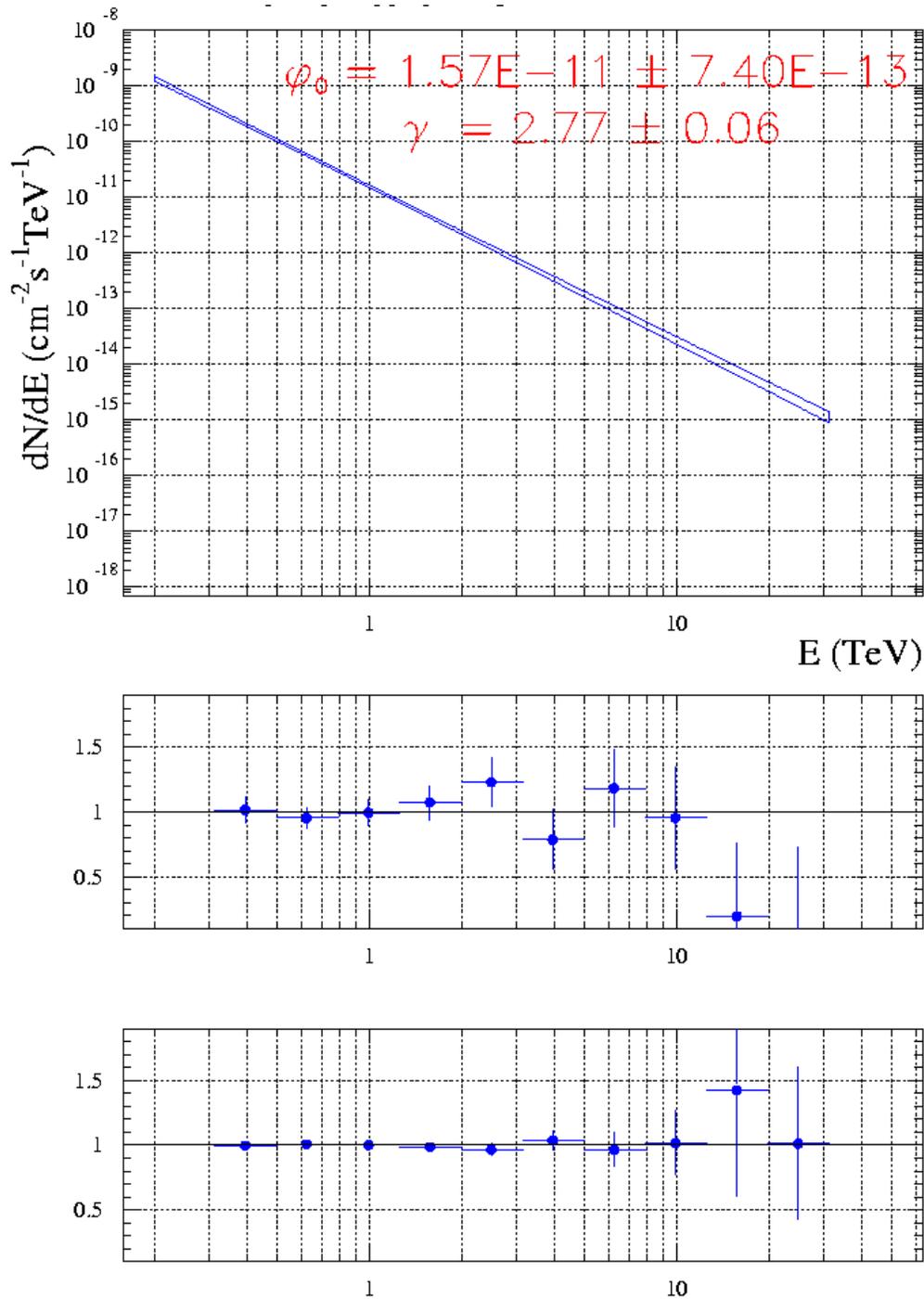


FIG. 6.5: Spectre obtenu sur la nébuleuse du Crabe pour environ 41 heures d'observation correspondant au lot de données II (mode "ping-pong", petits angles zénithaux d'observation ( $\theta_z = 24.0^\circ \pm 2.6^\circ$ ),  $\simeq 3500 \gamma$  dans les coupures). Le flux est plus bas que pour le spectre sur la figure 6.4, puisque les données correspondant au lot II ont été prises après le moment où le télescope a subi une perte de sensibilité. Ceci nous permet de corriger d'une façon globale les erreurs systématiques dues à cette perte.

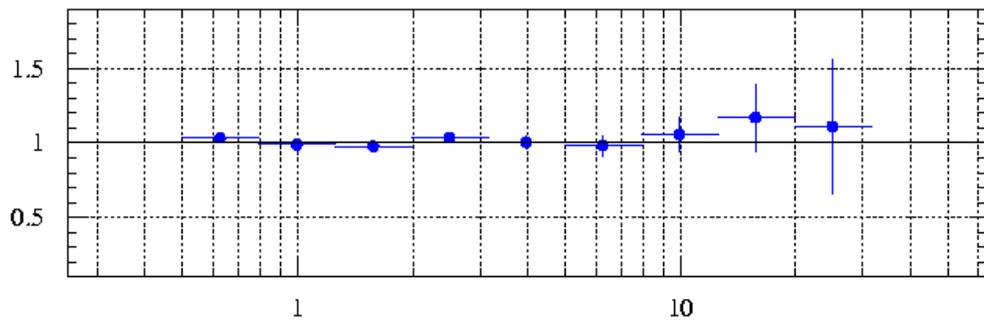
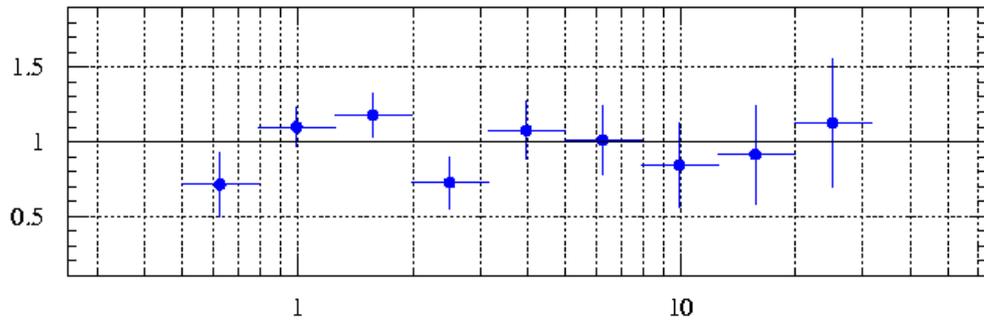
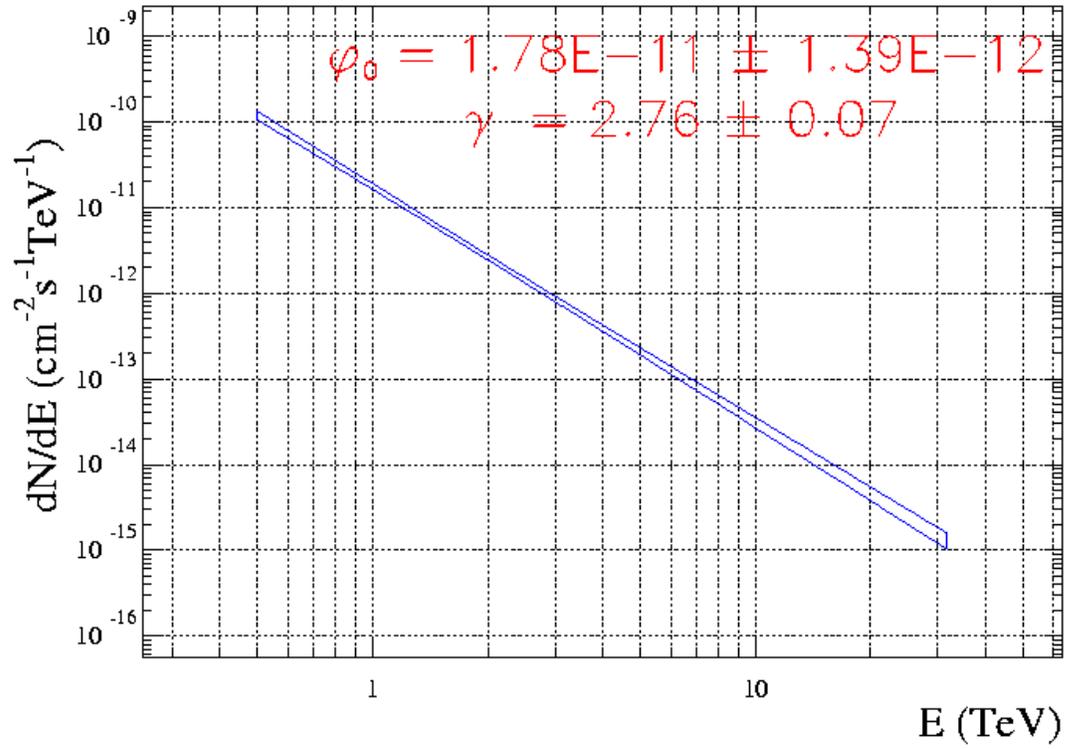


FIG. 6.6: *Spectre obtenu sur la nébuleuse du Crabe pour environ 47 heures d'observation correspondant au lot de données III (mode ON-OFF, grands angles zénithaux d'observation ( $\theta_z = 42.3^\circ \pm 5.5^\circ$ ),  $\simeq 1800 \gamma$  dans les coupures).*

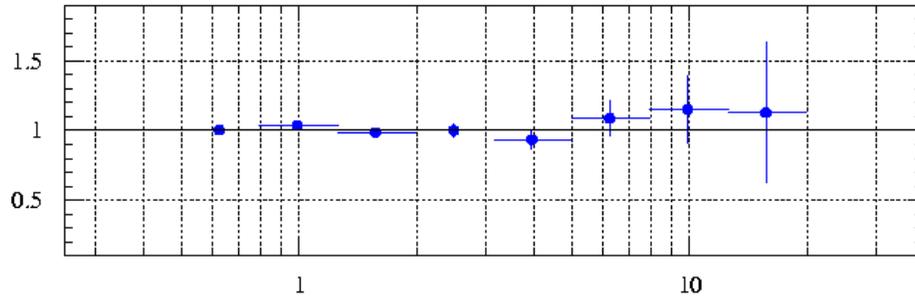
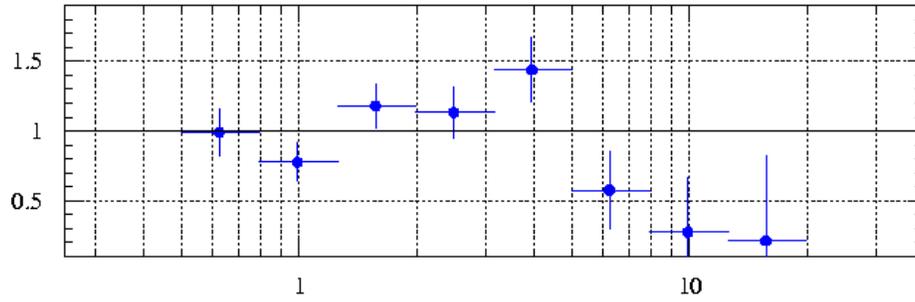
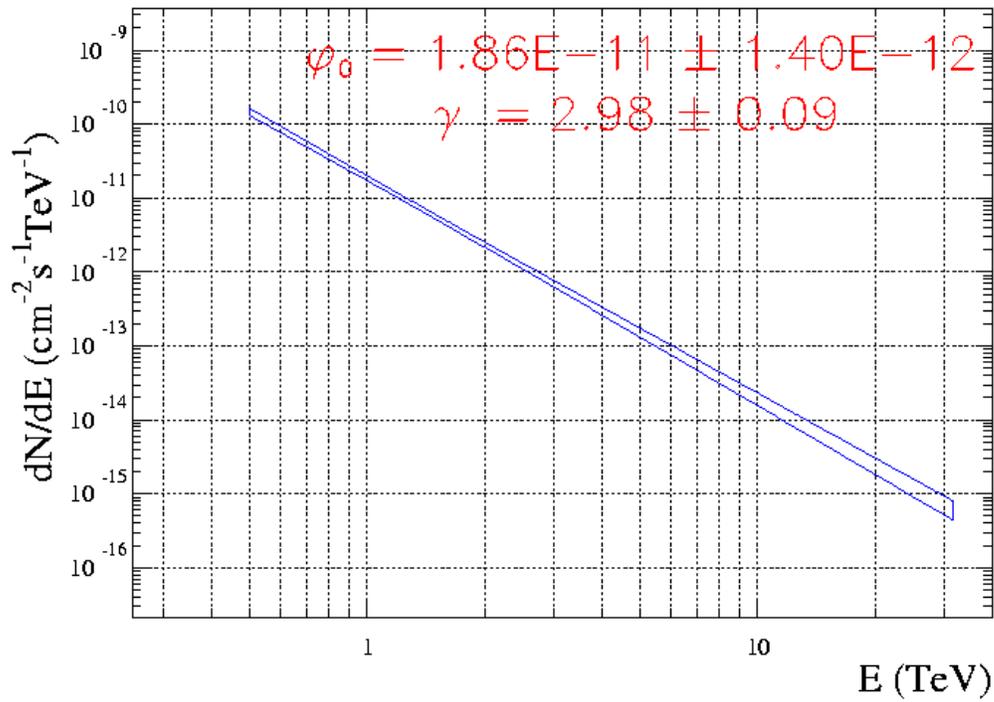


FIG. 6.7: Spectre obtenu sur la nébuleuse du Crabe pour environ 28.5 heures d'observation correspondant au lot de données IV (mode ON-OFF, grands angles zénithaux d'observation ( $\theta_z = 41.2^\circ \pm 6.5^\circ$ ),  $\simeq 1400 \gamma$  dans les coupures). L'indice spectral reconstruit est plus grand que pour le spectre sur la figure 6.6, puisque les données correspondant au lot IV ont été prises après le moment où le télescope a subi une perte de sensibilité. Ceci nous permet d'estimer les erreurs systématiques dues à cette perte.

Le tableau 6.5 présente les paramètres des spectres reconstruits pour les 4 lots de données mentionnés.

Lot	Angle zénithal	Mode d'observation	$T_{ON}$	$N_\gamma$	$\phi_0^{lp}$	$\gamma^{lp}$
I	$23.9^\circ \pm 3.1^\circ$	“ON-OFF”	47.9 h	$\simeq 5000$	$1.89 \pm 0.08$	$2.83 \pm 0.05$
II	$24.0^\circ \pm 2.6^\circ$	“ping-pong”	41.4 h	$\simeq 3400$	$1.57 \pm 0.07$	$2.77 \pm 0.06$
III	$42.3^\circ \pm 5.5^\circ$	“ON-OFF”	47.3 h	$\simeq 1800$	$1.78 \pm 0.14$	$2.76 \pm 0.07$
IV	$41.2^\circ \pm 6.5^\circ$	“ON-OFF”	28.6 h	$\simeq 1400$	$1.86 \pm 0.14$	$2.98 \pm 0.09$

TAB. 6.5: *Reconstruction spectrale pour 4 lots de données sur la nébuleuse du Crabe (voir texte). Sont présentés pour chaque lot : l'intervalle d'angles zénithaux et le mode d'observation, le temps d'observation sur la source  $T_{ON}$ , le nombre  $N_\gamma$  de  $\gamma$  dans les coupures, le flux  $\phi_0^{lp}$  et l'indice spectral  $\gamma^{lp}$  dans l'hypothèse de forme spectrale en loi de puissance.*

L'analyse des spectres obtenus nous permet d'estimer les erreurs systématiques d'origine différente. Ainsi, le spectre de lot I (voir la figure 6.4) nous permet de chiffrer l'erreur systématique liée au champ magnétique terrestre. En effet, en comparant les deux spectres présentés sur cette figure, l'un obtenu avec la méthode standard, et l'autre — avec la nouvelle méthode, on voit que ce dernier spectre, selon nos attentes, donne le flux plus petit que le premier. On obtient alors l'erreur sur le flux  $\frac{\Delta\phi_0^{\text{champ}}}{\phi_0} = \pm 15\%$ , et l'erreur sur l'indice spectral  $\Delta\gamma^{\text{champ}} = \pm 0.03$ .

D'autre part, les lots II et IV sont “contaminés” par les données prises après la date où le détecteur a subi une légère perte de sensibilité (voir § 3.3.3), cette contamination étant presque 100% pour le lot IV. Il est intéressant de noter que cette perte affecte surtout les événements de haute énergie (voir les résidus de l'ajustement sur les figures 6.5, 6.7). Puisque le traitement correct des données postérieures à la date de la perte demande le doublement du nombre de simulations à faire, on a décidé de ne pas inclure ces données dans l'analyse.

En ne sélectionnant que les données antérieures à la date où le détecteur a subi cette perte de sensibilité, on retient le spectre suivant :

$$\frac{dN}{dE} = (1.85 \pm 0.05_{stat} \pm 0.62_{syst}) E_{\text{TeV}}^{-(2.82 \pm 0.04_{stat} \pm 0.06_{syst})} \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}.$$

On notera que les spectres correspondant à cette sélection des données sont en accord entre la haute et la basse élévation.

Le spectre obtenu est compatible avec les résultats publiés auparavant [83, 63].

# Conclusion et perspectives

Les progrès importants apportés par le détecteur à effet Tcherenkov atmosphérique CAT dans le domaine d’astronomie  $\gamma$  au sol proviennent des innovations de son instrumentation (imagerie fine et électronique rapide), mais aussi de la méthode d’analyse qui permet de tirer parti de l’information détaillée sur la distribution angulaire de la lumière Tcherenkov dans les images de gerbes atmosphériques. Ce double investissement, instrumental et d’analyse, a placé CAT parmi les meilleurs imageurs Tcherenkov, et en particulier à un niveau comparable à celui du Whipple, possédant un réflecteur de surface d’environ 5 fois plus importante, ou bien à celui de l’expérience germano-hispanique HEGRA aux îles Canaries, présentant un réseau stéréoscopique de 5 télescopes.

Dans cette thèse, à l’occasion de l’étude des données sur la nébuleuse du Crabe, nous nous sommes efforcés d’affiner et de compléter cette méthode d’analyse, ce qui nous a d’ailleurs amené à constater globalement la robustesse des travaux de ceux qui nous ont précédé.

Nous avons introduit l’information, jusque là négligée, d’une partie de la caméra, à savoir les deux anneaux externes constitués de 54 photomultiplicateurs de plus grand diamètre (les “PM de garde”). Nous avons montré que cette information était pertinente à plusieurs titres, permettant surtout d’améliorer la reconstruction de l’origine angulaire pour les gerbes de haute énergie (15-20 % d’événements) dont les images s’étendent au-delà de la zone centrale des petits pixels.

Nous avons introduit dans l’analyse le rôle du champ magnétique terrestre qui affecte la forme et l’orientation des images de gerbes de manière prévisible et dépendante du pointé de télescope ainsi que de la position d’arrivée de chaque gerbe (nous avons su paramétriser ces dépendances). Cet effet, plus important qu’escompté, doit particulièrement être pris en compte pour les gerbes de basse énergie. Bien que le site de HESS, qui est le projet franco-allemand d’un réseau de télescopes à effet Tcherenkov de nouvelle génération en Namibie, soit un peu moins affecté par le champ géomagnétique que le site de Thémis, cet effet devra être pris en compte.

Concernant l’analyse des événements, nous avons bien sûr conservé la méthode des abaques décrivant les profils escomptés des images de  $\gamma$  selon le développement individuel de chaque gerbe. Néanmoins, il nous a paru utile de nous libérer de la méthode globale analytique, au profit d’une méthode détaillée — par Monte-Carlo — qui nous apporte beaucoup de flexibilité. On peut faire plus aisément évoluer ces abaques lorsqu’il s’agit par exemple de tenir compte des effets magnétiques ou bien des effets liés à la profondeur

de la première interaction de rayons  $\gamma$  dans l’atmosphère.

Nous avons présenté dans cette thèse les résultats d’observations de la nébuleuse du Crabe, effectuées par le télescope CAT au cours des années 1996–2002. Ces résultats intègrent donc des données qui n’avaient encore jamais été exploitées. D’autre part, l’analyse est basée sur les développements évoqués ci-dessus. Ces résultats sont en gros compatibles avec ceux obtenus par deux autres expériences, HEGRA et Whipple.

Néanmoins, le flux obtenu reste légèrement inférieur à celui des deux autres expériences. Peut-être doit-on expliquer cette différence par les conditions atmosphériques moins favorables pour le site de Thémis. L’absence de mesures régulières, avec le LIDAR devenu récemment disponible, ou avec quelques autres mesures, empêche de chiffrer l’atténuation des photons Tcherenkov dans l’atmosphère. La question de l’absorption des photons ne nous paraît pas totalement clarifiée. Bien qu’il y ait quelques pistes, c’est là un travail dont il est difficile d’évaluer l’ampleur et les chances d’aboutir.

L’une des contraintes qui permet d’évaluer ces biais vient des comparaisons entre les résultats d’analyse des données prises sur la nébuleuse du Crabe aux petits et aux grands angles zénithaux d’observation, dans la même gamme d’énergie. L’autre contrainte a été obtenue, en analysant les images en forme d’anneaux produites par les muons des gerbes hadroniques en incidence directe sur le miroir. La meilleure maîtrise des effets atmosphériques, et de l’efficacité globale de détection, devrait constituer des objectifs importants pour les détecteurs futurs.

La méthode d’analyse proposée, reposant sur les images-type de gerbes de  $\gamma$  obtenues directement à partir des simulations (“abaques Monte-Carlo”), permettra de tenir compte des effets atmosphériques *événement par événement* dans les nouvelles expériences, à condition d’utiliser simultanément un LIDAR.

Nous avons probablement raison d’escompter que les résultats de cette thèse seront utiles pour les expériences Tcherenkov au sol de nouvelle génération telles que HESS ou VERITAS, et permettront d’améliorer la sensibilité, la résolution en énergie et la résolution angulaire de ces expériences.

# Bibliographie

- [1] Andrew B. H., Branson N. J. B. A., and Wills D., 1964, *Nature*, “Radio Observations of the Crab Nebula during a Lunar Occultation”, et Hewish A., Okoye S. E., “Detection of Fine Structure in the Crab Nebula at 38 Mc/s”, v.203, p.171
- [2] Aschenbach, B. and Brinkmann, W., “A Model of the X-ray Structure of the Crab Nebula”, *Astronomy and Astrophysics*, 41, 147-151 (1975)
- [3] Atoyan A. M. and Aharonian F. A., “On the mechanisms of gamma radiation of the Crab Nebula”, 1996, *MNRAS*, v.278, p.525
- [4] Aharonian, F. A., et al. 2000, *Astrophysical Journal*, 539, 317
- [5] Baade W. and Zwicky F., “Cosmic rays from super-novae”, 1934, *Proc.N.A.S*, v.20, p.259., et Baade W. and Zwicky F., “On super-novae”, 1934, *Proc.N.A.S*, v.20, p.254.
- [6] Baars, J. W. M. & Hartsuijker, A. P. 1972, *Astronomy and Astrophysics*, 17, 172
- [7] Baillon, P. et al., “Gamma ray spectrum of the Crab nebula in the multi TeV region”, 1993, *Astroparticle Physics*, v.1(4), p.341
- [8] Bandiera, R., Neri, R., & Cesaroni, R. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 386, 1044
- [9] Barrau, A., thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 1998
- [10] Barrau, A. et al., “The CAT imaging telescope for very-high-energy gamma-ray astronomy”, 1998, *NIM A*, v.416, p.278
- [11] Beisembaev, R.U., Vavilov, Yu.N., Vil’danov, N.G., Zhukov, V.V., Kruglov, A.V., Pavlyuchenko, V.P., Stepanov, A.V., Takibaev, Zh.S., “Le rayonnement Vavilov-Tcherenkov dans les grandes gerbes atmosphériques et le champ géomagnétique” (en russe), *Izv. Acad. Nauk, ser. Phys.*, v.63, no.3, p.554 (1999).
- [12] Berezhinskii V.S, Bulanov S.V., Dogiel V.A., Ginzburg V.L.(editor), Ptuskin V.S., “Astrophysics of cosmic rays”, North-Holland, 1990
- [13] Bernlöhr, K., “Impact of atmospheric parameters on the atmospheric Cherenkov technique”, *Astroparticle Physics*, v.12, p.255, 2000
- [14] Bietenholz, M. F., Frail, D. A., & Hester, J. J. 2001, *Astrophysical Journal*, 560, 254
- [15] Bowyer S., Byram E. T., Chubb T. A., and Friedman H., 1965, “Observational results of X-ray astronomy”, dans les *Proceedings du 23-ème IAU Symposium à Liège (1964)*, p.227

- [16] Blumenthal, G.R., Gould, R.J., “Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases”, Review of Modern Physics, 42,2(1970)237
- [17] Brandt, S., et al., “X-ray observations of the Crab Pulsar and Nebula with JEM-X on INTEGRAL”, Astronomy and Astrophysics, 411, L433-L436 (2003)
- [18] “CRC handbook of Chemistry and Physics”, <http://www.hbcpnetbase.com/>
- [19] Cawley M.F., et al., Proceedings of the 19th ICRC (La Jolla), v.1, p.173, 1985
- [20] Chadwick, P.M., Lyons, K., McComb, T.J.L., Orford, K.J., Osborne, J.L., Rayner, S.M., Shaw, S.E., and Turver, K.E., “The correction of atmospheric Čerenkov images for the effect of the geomagnetic field”, J.Phys.G :Nucl.Part.Phys. **26**(2000) L5-L9.
- [21] <http://chandra.harvard.edu/photo/0052/>
- [22] Ciddor, P.E., “Refractive index of air. 3. The roles of CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, and refractivity virials”, “Applied Optics”, v.41(12), p.2292, 2002
- [23] Ciddor, P.E. and Hill, R.J., “Refractive index of air. 2. Group index”, “Applied Optics”, v.38(9), p.1663, 1999
- [24] Ciddor, P.E., “Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared”, “Applied Optics”, v.35(9), p.1566, 1996
- [25] Cocconi, G., “Influence of the Earth’s Magnetic Field on the Extensive Air Showers”, Phys. Rev. 93, 646-647 (1954).
- [26] Cocke, W. J., Disney, M. J., and Taylor, D. J., Nature, v.221, p.525, 1969
- [27] Comella, J.M, et al., Nature, v.221, p.453, 1969
- [28] Davidson, K., Fesen, R. A., “Recent developments concerning the Crab Nebula”, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1985, 23, 119-146
- [29] Davies, J.M., Cotton, E.S., 1957, “Solar Energy”, v.1, p.16.
- [30] De Jager O.C., Baring M.G., “Supernova Remnants and Plerions in the Compton Gamma-Ray Observatory Era”, Proc. 4th Compton Symposium, (1997) ed. Dermer C. D., Kurfess J.D. (AIP, New York)
- [31] De Jager O. C. and Harding A. K., “The expected high-energy to ultra-high-energy gamma-ray spectrum of the Crab Nebula”, 1992, ApJ, v.396, p.161
- [32] De Jager O. C., et al., “Gamma-ray observations of the Crab Nebula : a study of the synchro-compton spectrum”, ApJ, 457, 253-266, 1996
- [33] De Naurois, M., “L’expérience CELESTE : Reconversion d’une centrale solaire pour l’astronomie  $\gamma$ . Première observation de la nébuleuse du Crabe et du blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV”, thèse de Doctorat, Université Paris VI, 2000.
- [34] De Naurois, M., et al. 2002, Astrophysical Journal, 566, 343
- [35] Degrange, B., “Détermination d’un spectre en loi de puissance en autorisant des statistiques faibles dans certains intervalles d’énergie”, rapport interne à la collaboration CAT (1997)
- [36] Degrange B., “Observations en Astronomie Gamma de haute et très haute énergie”, cours de l’Ecole de Gif, Lyon, Septembre 1997

- [37] Degrange, B., Iacoucci, L., “Mesure du bruit du ciel dans CAT. Applications : qualité des données et corrections de pointé du télescope”, rapport interne à la collaboration CAT, 1997
- [38] Djannati-Ataï, A. et al., “Very High Energy Gamma-ray spectral properties of Mkn 501 from CAT Čerenkov telescope observations in 1997”, *Astronomy and Astrophysics*, 350 (1999) 17
- [39] Djannati-Ataï, A. et al., “Detection of BL Lac object 1ES 1426+428 in the Very High Energy gamma-ray band by the CAT Telescope from 1998-2000”, *Astronomy and Astrophysics*, 391 (2002) 25
- [40] Eadie, W.T., Drijard, D., James, F.E., Roos, M. and Sadoulet, B., “Statistical Methods in Experimental Physics”, North-Holland Publishing Company (1971)
- [41] Gaisser, T. K., “Cosmic Rays and Particle Physics”, Cambridge University Press, 1990
- [42] <http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/wg8/igrf.html>
- [43] <http://www.ngdc.noaa.gov/seg/potfld/magmodel.shtml>
- [44] Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1965, *ARA&A*, 3, 297
- [45] Goret, P. et al., “Observations of TeV gamma rays from the Crab nebula”, 1993, *Astronomy and Astrophysics*, v.270, p.401
- [46] Gould R. J., “High-energy photons from the Compton-synchrotron process in the Crab Nebula”, 1965, *PhysRevLett*, v.15, p.577
- [47] Gould R. J., “Compton and Synchrotron Processes in Spherically-symmetric Non-Thermal Sources”, *Astronomy & Astrophysics*, 76 (1979) 306-311
- [48] Guy, J., “Premiers résultats de l’expérience HESS et étude du potentiel de détection de matière noire supersymétrique”, thèse de Doctorat, Université de Paris VI, 2003.
- [49] Hankins, T.H., et al., “Nanosecond radio bursts from strong plasma turbulence in the Crab pulsar”, v.422, p.141-142, 2003
- [50] Hester, J. J., et al., 1995, *Astrophysical Journal*, 448, 240
- [51] Hester, J. J., et al., 2002, *Astrophysical Journal, Letters*, 577, L49
- [52] Hewish A., Okoye S. E., “Evidence for a unusual source of high radio brightness temperature in the Crab Nebula”, 1965, *Nature*, v.207, p.59
- [53] Hillas, A.M., “Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air”, *J.Phys.G : Nucl.Phys.*, v.8, p.1461-1473, 1982
- [54] Hillas, A.M., “Čerenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei”, *Proceedings of the 19th ICRC (La Jolla)*, v.3, p.445, 1985
- [55] Hillas, A.M., et al., *ApJ*, v.503, p.744-759 (1998)
- [56] Hoffman C.M., Sinnis C., Fleury P., Punch M., “Gamma-ray astronomy at high energies”, *Review of Modern Physics*, v.71, no.4, 1999
- [57] Iacoucci, L., thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau, 1998.
- [58] Jones, F.C., “Calculated Spectrum of Inverse-Compton-Scattered Photons”, *Phys.Rev.*, 167,5(1968)1159

- [59] Jung, G. V. 1989, *Astrophysical Journal*, 338, 972
- [60] Karimäki V., “Effective circle fitting for particle trajectories”, 1991, *NIM A*, v.305, p.187.
- [61] Kataoka, J., “X-ray Study Rapid Variability in TeV Blazars and the Implications on Particle Acceleration in Jets”, PhD Thesis, The Institute of Space and Astronautical Science Research Note no 710, Japan, 2001
- [62] Kertzman, M. P., Sembroski, G. H., “Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes”, *NIM A*, v. 343, p. 629, 1994.
- [63] Khélifi, B., thèse de Doctorat, Université de Caen/Basse-Normandie, 2002, p.70-72.
- [64] Kohnle, A., et al., “Stereoscopic imaging of air showers with the first two HEGRA Cherenkov telescopes”, *Astroparticle Physics*, 5 (1996) 119-131
- [65] Kramer, M., “Observational manifestations of young neutron stars : Spin-powered pulsars”, (astro-ph/0310451) ; et  
 Joshi, B. C., Kramer, M., Lyne, A. G., McLaughlin, M., Stairs, I. H., “Giant pulses in millisecond pulsars” (astro-ph/0310285), à apparaître dans  
 “Young neutron stars and their environments”, *IAU Symposium*, v.218, 2004, F. Camilo and B. M. Gansler, eds.
- [66] Krennrich, F., et al., *ApJ*, 560 :L45-L48 (2001)
- [67] <http://doc.in2p3.fr/themis/LIDAR/>
- [68] Landau, L. et Lifshitz, E., “The classical theory of fields“, Addison-Wesley publishing company (1961)
- [69] Le Bohec, S., et al., “A new analysis method for very high definition Imaging Atmospheric Telescopes as applied to the CAT telescope”, *NIM A*, v.416, p.425, 1998
- [70] Le Bohec, S., “Conception et réalisation d’un télescope à effet Tcherenkov atmosphérique pour l’astronomie gamma de 100 GeV à 10 TeV”, thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 1996.
- [71] Lewis, D. A., et al., “Energy Spectra from Cherenkov Telescopes : Application to the Crab Nebula”, *Proc. XXIII ICRC (Calgary, 1993)*, OG 4.2.8, p.279
- [72] Longair M.S., “High Energy Astrophysics”, Cambridge University Press, 1992
- [73] Marsden P. L., et al., “Far-infrared observations of the Crab Nebula”, 1984, *Astrophysical Journal, Letters*, v.278, L29
- [74] Mohanty, G., et al., *Proceedings of the XXXVI<sup>th</sup> ICRC (Salt-Lake City)*, v.3, p.452, 1999
- [75] Mohanty, G., et al., “Measurement of TeV gamma-ray spectra with the Cherenkov imaging technique”, *Astroparticle Physics*, v.9, p.15-43, 1998
- [76] Mohanty, G., Ph.D. thesis, Iowa State University, Ames, Iowa, 1995
- [77] Much, R. et al. 1995, *Astronomy and Astrophysics*, 299, 435
- [78] Much, R. et al. 1995, *Advances in Space Research*, 15, 81
- [79] Ney, E. P. & Stein, W. A. 1968, *Astrophysical Journal, Letters*, 152, L21

- [80] Paré, E. et al., “CELESTE : an atmospheric Cherenkov telescope for high energy gamma astrophysics”, 2002, NIM A, v. 490, 1-2, pp. 71-89
- [81] <http://patapsco.nist.gov/mel/div821/>
- [82] Pethick C.J., “Cooling of neutron stars”, 1992, RevModPhysColl, v.64, no.4, p.1133
- [83] Piron, F., thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, Orsay, 2000, p.77-86.
- [84] Piron, F. et al., “Temporal and spectral gamma-ray properties of Mkn 421 above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000”, Astronomy and Astrophysics, 374 (2001) 895
- [85] Pons, Y., Piron, F., “Notice et consignes d’acquisition pour les shifts CAT”, note interne à la collaboration CAT, 1999.
- [86] Pühlhofer, G., et al., “The technical performance of the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes”, Astroparticle Physics, 20 (2003) 267-291
- [87] Punch, M., et al., Nature, v.358, p.477, 1992
- [88] Punch, M., “Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector-III”, p. 215, Workshop Proceedings, Tokyo, Universal Academy Press, 1994
- [89] Quinn, J., et al., ApJL, v.456, p.83, 1996
- [90] <http://raob.fsl.noaa.gov/>
- [91] <http://earthlab.meteor.wisc.edu/hopkins/rockets/raob.htm>
- [92] Renault, C., “Observation en source décalée”, 2000, rapport interne à la collaboration CAT.
- [93] Schahmaneche, K., “Reconstruction des muons, calibration du détecteur CAT”, rapport interne à la collaboration CAT (1998).
- [94] Shklovsky I. S., “Les étoiles, leur naissance, vie et mort” (en russe), Moscou, ed. ”Nauka”, 1975
- [95] <http://ssc.spitzer.caltech.edu/documents/compendium/wrtsirtf/>
- [96] Staelin, D.H, Reifenstein, E.C., Science, v.162, p.1481, 1968
- [97] Vacanti G., Fleury P., Jiang Y., Paré E., Rovero A. C., Sarazin X., Urban M., and Weekes T. C., “Muon ring images with an atmospheric Čerenkov telescope”, 1994, Astroparticle Physics, v.2, issue 1, pp. 1-11.
- [98] Valley, Shea L., “Handbook of geophysics and space environments”, édition McGraw-Hill, Chap. 7, tableau 7.4
- [99] <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=B/chandra>
- [100] Weekes, T.C., et al., “Observation of TeV gamma rays from the Crab Nebula using the atmospheric Čerenkov imaging technique”, ApJ, v.342, p.379, 1989
- [101] Weiler, K. W., Panagia, N., “Are Crab-type Supernova Remnants (Plerions) Short-Lived?”, Astron. Astrophys, 70, 419-422 (1978)
- [102] Weisskopf, M. C., et al., “Discovery of spatial and spectral structure in the X-ray emission from the Crab Nebula”, The Astrophysical Journal, 536 :L81-L84, 2000

- [103] Willingale, R., Aschenbach, B., Griffiths, R. G., Sembay, S., Warwick, R. S., Becker, W., Abbey, A. F., & Bonnet-Bidaud, J.-M. 2001, *Astronomy and Astrophysics*, 365, L212
- [104] Wilson A. S., "The Crab Nebula and others like it", *The Observatory*, 1983 June, v.103, no.1054, p.73
- [105] Wu, C.-C. 1981, *Astrophysical Journal*, 245, 581

# Table des figures

1.1	Schéma du détecteur EGRET au bord de l'observatoire spatial COMPTON Gamma-Ray Observatory . . .	6
1.2	Spectre de la nébuleuse du Crabe dans le domaine des rayons $\gamma$ . . . . .	7
2.1	Image de la nébuleuse du Crabe par le télescope VLT . . . . .	11
2.2	Densité spectrale du flux de l'émission synchrotron de la nébuleuse du Crabe . . . . .	12
2.3	Première estimation du flux Synchro-Compton en provenance de la nébuleuse du Crabe par Robert Gould . . . . .	14
2.4	Profils moyens des pulsations du pulsar du Crabe . . . . .	15
2.5	Image de la nébuleuse du Crabe par l'observatoire spatial Chandra . . . . .	16
2.6	Spectre multi- $\lambda$ de la nébuleuse du Crabe . . . . .	27
2.7	Distribution relative de l'intensité observée de l'émission de la nébuleuse du Crabe en fonction de la distance angulaire au pulsar et sa paramétrisation . . . . .	28
2.8	Modélisation : du coefficient $j(\nu, r)$ d'émission synchrotron ; de la densité $n(\nu, r)$ de photons ; et du temps $\tau(\nu, r)$ de résidence des photons dans la nébuleuse du Crabe, en fonction de la distance radiale au pulsar . . . . .	28
2.9	Spectre synchrotron émis par un électron relativiste . . . . .	29
2.10	Auto-absorption synchrotron intégrée dans la nébuleuse du Crabe . . . . .	29
2.11	Résultats de l'ajustement de l'ensemble de données du spectre de la nébuleuse du Crabe par le modèle présenté dans le texte . . . . .	30
2.12	Résultats de l'ajustement des données du spectre à très haute énergie de la nébuleuse du Crabe par le modèle présenté dans le texte . . . . .	31
2.13	Spectre reconstruit d'électrons relativistes dans la nébuleuse du Crabe . . . . .	32
3.1	Site de Thémis . . . . .	33
3.2	Télescope à effet Tcherenkov atmosphérique CAT . . . . .	34
3.3	Caméra de CAT . . . . .	36
3.4	Schéma de répartition de l'électronique du détecteur . . . . .	37
3.5	Sectorisation de la caméra de CAT . . . . .	38
3.6	Mode "ping-pong" d'observation . . . . .	39
3.7	Évolution du seuil effectif $Q_m$ sur 6 ans de fonctionnement de CAT . . . . .	42
3.8	Distance de la source au centre de la caméra pour l'ensemble de données de CAT sur la nébuleuse du Crabe . . . . .	44
3.9	Rapport des nombres de $\gamma$ enregistrés par le télescope dans les configurations d'acquisition différentes (simulation) . . . . .	45
3.10	Anneau de muon enregistré par l'imageur . . . . .	48
3.11	Évolution du taux des anneaux sélectionnés de muons dans les données prises par CAT sur la nébuleuse du Crabe pendant 7 saisons d'observation . . . . .	49
3.12	Évolution du taux des anneaux sélectionnés de muons dans les données prises par CAT au cours des saisons 2000-2001 et 2001-2002 . . . . .	50
3.13	Évolution du taux de déclenchement global de CAT dans un lot de données ( $\theta_z < 28^\circ$ ) prises au cours de 7 saisons observationnelles . . . . .	51
3.14	Densité moyenne de photons Tcherenkov au sol pour des gerbes de $\gamma$ de 100 GeV pour différents profils atmosphériques . . . . .	53
3.15	Comparaison des profils moyens de densité atmosphérique obtenus à partir de mesures radiosonde . . . . .	54
3.16	Densité atmosphérique et température de l'air en fonction de l'altitude à partir de mesures radiosonde dans la région d'Ajaccio . . . . .	55
3.17	Transmission verticale de la lumière entre 100 km et 2.2 km d'altitude obtenue avec MODTRAN . . . . .	60
3.18	Transmission verticale de la lumière entre 3 altitudes différentes et l'altitude du site de Thémis obtenue avec la version CAT de KASKADE . . . . .	60
3.19	Élargissement des signaux des phototubes de CAT par des câbles . . . . .	62
3.20	Images de gerbes détectées par CAT . . . . .	64
3.21	Définition des paramètres de Hillas . . . . .	64
3.22	Profils longitudinaux et transverses d'images moyennes de gerbes verticales dues aux $\gamma$ de 500 GeV, pour quatre paramètres d'impact différents . . . . .	67
3.23	Définition des conditions initiales des paramètres géométriques de l'ajustement des images de gerbes . . . . .	69
3.24	Distributions de $\mathcal{P}(\chi^2)$ pour des $\gamma$ simulés et des hadrons réels ; distributions de l'angle de pointé $\alpha$ dans les données ON et OFF, brutes et avec la coupure de forme $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$ . . . . .	70
3.25	Les performances de la méthode du $\chi^2$ au zénith . . . . .	71

3.26	Comparaison des performances entre la méthode du $\chi^2$ et les “extended supercuts” . . . . .	72
4.1	Les composantes de vecteur du champ géomagnétique . . . . .	74
4.2	Les repères $\{G\}$ (au sol) et $\{C\}$ (lié à la caméra) . . . . .	74
4.3	Effet géomagnétique sur la distribution de photons au sol et sur les images de gerbes . . . . .	77
4.4	Azimuth-caméra $\Psi_0$ correspondant au maximum de lumière : une dépendance géométrique simple du pointé de télescope confirmée par simulations . . . . .	78
4.5	Variation de valeurs moyennes de la charge enregistrée, du rapport $\bar{E}_\gamma/E_\gamma$ et du rapport longueur/largeur de l'image en fonction de l'azimuth-caméra $\Psi$ . . . . .	79
4.6	Variation sinusoïdale en fonction de l'azimuth-caméra $\Psi$ du rapport énergie estimée/énergie vraie, pour 3 azimuths géographiques $\varphi$ différents . . . . .	79
4.7	Variation avec l'azimuth géographique $\varphi$ des paramètres C (valeur moyenne) et A (amplitude de variation) relatifs au rapport énergie reconstruite/énergie vraie . . . . .	80
4.8	Effet géomagnétique en fonction de la trajectoire dans le ciel de 3 sources (sur l'exemple du site de Thémis) . . . . .	82
4.9	Évaluation de l'effet du champ magnétique sur la résolution en énergie et la résolution angulaire (sur l'exemple de la nébuleuse du Crabe à grand angle zénithal) . . . . .	83
4.10	Évaluation de l'effet du champ magnétique sur la résolution en énergie et la résolution angulaire (sur l'exemple du blazar 1ES 1959+650, observé au Nord près du transit) . . . . .	84
4.11	Correction de l'effet géomagnétique sur la résolution angulaire . . . . .	85
4.12	Paramètres des images de gerbes de $\gamma$ , en fonction du paramètre d'impact $dp_\gamma$ (m), et pour 6 valeurs fixes de la profondeur $t_1$ de première interaction des $\gamma$ de 300 GeV . . . . .	89
4.13	Paramètres des images de gerbes de $\gamma$ , en fonction du paramètre d'impact $dp_\gamma$ (m), et pour 6 valeurs fixes de la profondeur $t_1$ de première interaction des $\gamma$ de 300 GeV (suite) . . . . .	90
4.14	Paramètres des images de gerbes de $\gamma$ , en fonction du paramètre d'impact $dp_\gamma$ (m), et pour 6 valeurs fixes de la profondeur $t_1$ de première interaction des $\gamma$ de 6 TeV . . . . .	91
4.15	Paramètres des images de gerbes de $\gamma$ , en fonction du paramètre d'impact $dp_\gamma$ (m), et pour 6 valeurs fixes de la profondeur $t_1$ de première interaction des $\gamma$ de 6 TeV (suite) . . . . .	92
4.16	Bruit intégré dans les PM de garde et son influence sur le décalage du zéro d'ADC (piédestal) . . . . .	94
4.17	Distribution typique des largeurs (en p.e.) des spectres de charge pour 54 photomultiplicateurs de garde . . . . .	94
4.18	Comparaison du bruit intégré entre les petits et les grands pixels, pour une prise de données de bonne qualité sur la nébuleuse du Crabe . . . . .	95
4.19	Choix des pixels de garde à inclure dans le calcul des paramètres de Hillas des images de gerbes . . . . .	96
4.20	Effet d'inclusion dans l'analyse des PM de garde sur la distribution de l'angle de pointé $\alpha$ , dans un lot de 48 heures de données prises par CAT sur la nébuleuse du Crabe . . . . .	98
5.1	Recherche du maximum de l'intensité dans l'image expérimentale . . . . .	101
5.2	Valeurs attendues des paramètres d'images de gerbes de $\gamma$ , en fonction de paramètre d'impact au sol . . . . .	102
5.3	Valeurs attendues des paramètres d'images de gerbes de $\gamma$ , en fonction de paramètre d'impact au sol (suite) . . . . .	103
5.4	Coefficients de corrélation entre les 4 paramètres d'images de gerbes de $\gamma$ , utilisés dans le pré-ajustement, en fonction de paramètre d'impact au sol . . . . .	104
5.5	Exemple de performances du pré-ajustement . . . . .	105
5.6	Distributions typiques des paramètres principaux des images des gerbes de $\gamma$ . . . . .	111
5.7	Image moyenne d'une gerbe de $\gamma$ telle qu'elle serait vue par des pixels carrés ( $2 \times 2$ mrad) dans le plan focal de l'imageur CAT . . . . .	112
5.8	Fluctuations de la lumière Tcherenkov dans les gerbes électromagnétiques . . . . .	113
5.9	Ajustement des profils transverses des charges intégrées . . . . .	114
5.10	Biais de reconstruction de l'énergie de $\gamma$ et du paramètre d'impact, en fonction de la profondeur $t_1$ de la première interaction . . . . .	117
5.11	Nouvelle paramétrisation des fonctions de résolution en énergie . . . . .	118
5.12	Fonctions de résolution en énergie, pour l'angle zénithal de $\simeq 23^\circ$ . . . . .	119
5.13	Fonctions de résolution en énergie, pour l'angle zénithal de $\simeq 44^\circ$ . . . . .	120
6.1	Surface effective $\mathcal{A}(E_\gamma, \theta_z)$ de détection de $\gamma$ , pour 12 positions dans le ciel de la nébuleuse du Crabe . . . . .	125
6.2	Méthode de reconstruction spectrale de CAT, sur l'exemple du blazar 1ES 1959+650 . . . . .	126
6.3	Méthode de reconstruction spectrale de CAT, sur l'exemple du blazar 1ES 1426+428 . . . . .	127
6.4	Spectre obtenu sur la nébuleuse du Crabe pour environ 48 heures d'observation correspondant au lot de données I . . . . .	128
6.5	Spectre obtenu sur la nébuleuse du Crabe pour environ 48 heures d'observation correspondant au lot de données II . . . . .	129
6.6	Spectre obtenu sur la nébuleuse du Crabe pour environ 48 heures d'observation correspondant au lot de données III . . . . .	130
6.7	Spectre obtenu sur la nébuleuse du Crabe pour environ 48 heures d'observation correspondant au lot de données IV . . . . .	131

# Liste des tableaux

2.1	Paramétrisation du spectre synchrotron de la nébuleuse du Crabe . . . . .	18
2.2	Valeurs reconstruites du champ magnétique moyen dans la nébuleuse du Crabe . . . . .	25
2.3	Paramètres reconstruits du spectre d'électrons dans la nébuleuse du Crabe . . . . .	26
2.4	Indice spectral de l'émission Compton inverse de la nébuleuse du Crabe, prédit par le modèle décrit dans le texte, en fonction de la fréquence . . . . .	26
3.1	Tableau récapitulatif des stations météorologiques utilisées, proches du site de Thémis . . . . .	53
3.2	Caractéristique de la réfraction de l'air et de l'angle d'émission Tcherenkov à l'altitude du site de Thémis . . . . .	57
3.3	Tableau récapitulatif avec des résultats d'analyse des images des muons simulés . . . . .	59
4.1	Paramètres de champ géomagnétique à Thémis . . . . .	75
4.2	Points choisis de la trajectoire dans le ciel de la nébuleuse du Crabe . . . . .	87
4.3	Tableau récapitulatif des repères utilisés . . . . .	87
6.1	Bilan d'observations de la nébuleuse du Crabe par l'imageur CAT pour les saisons 1996/1997 à 2002/2003 . . . . .	122
6.2	Bilan d'observations de la nébuleuse du Crabe par l'imageur CAT pour les saisons 1996/1997 à 2002/2003 (au-delà d'une certaine valeur de l'angle zénithal) . . . . .	122
6.3	Bilan d'observations aux grands angles zénithaux $\theta_z$ de la nébuleuse du Crabe par l'imageur CAT pour les saisons 1996/1997 à 2002/2003 . . . . .	123
6.4	Le tableau récapitulatif des lots de données sur la nébuleuse du Crabe . . . . .	127
6.5	Reconstruction spectrale pour 4 lots de données sur la nébuleuse du Crabe . . . . .	132



# Remerciements

Je remercie Henri Videau pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Énergies. J'ai trouvé dans ce laboratoire (qui a changé de nom entre temps et devenu Laboratoire Leprince-Ringuet) une possibilité de mener un travail de recherche passionnant dans de bonnes conditions, et beaucoup d'amitiés.

Merci à Luciano Moscoso et David Smith pour avoir accepté d'être rapporteurs et de leur remarques et critiques qui m'ont permis d'améliorer le manuscrit, et à Michel Baubillier pour avoir participé au jury. Un grand merci à Isabelle Grenier qui en a gentiment accepté la présidence et s'est montrée favorable à mon travail.

Toute ma reconnaissance et mon admiration vont à Patrick Fleury, sans qui ce projet de thèse n'aurait pas été possible, et dont la générosité et la bienveillance à l'égard des gens, l'enthousiasme naturel et les qualités d'organisateur sont exemplaires pour moi.

Merci à Bernard Degrange d'avoir accepté de diriger ma thèse et de m'avoir soutenu tout au long de ce travail ainsi que pour la rédaction du mémoire. Merci à Louis-Marie Chounet qui m'a donné un coup de main appréciable lors du stade final de préparation de la soutenance.

Je suis très reconnaissant à Nathalie Smirnoff, l'ex-attaché linguistique de l'ambassade de France à Almaty, pour m'avoir aidé à réaliser le projet de thèse en France, et à Valéry Smirnoff, avec qui on a partagé les randonnées sympathiques, à 4000 mètres d'altitude au Tien-Chan, aussi bien que dans les forêts de l'Ile-de-France.

Je tiens à remercier le service de coopération et d'action culturelle de l'Ambassade de France au Kazakhstan pour avoir été favorable à ma candidature, et Madame Claudine Polleux du bureau Accueil des boursiers étrangers du CROUS de Versailles pour la bonne gestion de mon dossier.

Merci à l'ensemble de la collaboration CAT : aux physiciens et aux ingénieurs qui ont mis beaucoup de savoir-faire afin de créer et exploiter avec succès ce magnifique télescope, qui était tellement innovateur dans le domaine de l'astronomie  $\gamma$  au sol et qui reste malgré l'apparition de nouveaux détecteurs le plus élégant imageur Tcherenkov jamais construit. Merci en particulier à Frédéric Piron, Jean-Paul Tavernet, Georges Debiais, Pierre Espigat, Michael Punch, Monique Rivoal et Arache Djannati-Ataï pour leur aide au cours de ces années de thèse. Je tiens à remercier également Jacques Maurand et

Antoine Perez pour leur accueil cordial sur le site de Thémis; le rôle d'Antoine dans la maintenance des dispositifs CAT et CELESTE ne peut être surestimé.

Je remercie Guillaume Dubus pour m'avoir fourni les éléments de base qui m'ont servi dans la modélisation de l'émission de la nébuleuse du Crabe. Lorsque je pense aux collègues astrophysiciens qui m'ont soutenu dans le choix du domaine de recherche, les noms de Ada Mamatkazina et du Professeur Emmanuel Vilkoviskij de l'Institut d'Astrophysique à Almaty me viennent aussitôt à l'esprit.

J'aimerais dire un petit mot de gratitude à Jean-Claude Monneveux, Alain Bonne-maison, Alain Debraine, Gilles Bogaert, Berrie Giebels, François Plouin et Alain Violet, dont le soutien amical au cours du temps passé au labo fut très précieux pour moi. Malheureusement, Catly ne peut plus recevoir mes remerciements.

Merci à Kim, Maïthé, Hamid, Brigitte, Carine, Michèle, Alain, Ursula, Paulo, Igor, Joëlle, Muriel, Christian, Marc, Jean, Nicolas, Philippe, Hakima et Marianne, et à plusieurs d'autres parmi les gens du labo; ce fut un grand plaisir de travailler en leur compagnie.

J'adresse une expression de reconnaissance toute particulière à Ludmila Sergeevna Delver, mon professeur de la langue française à l'école secondaire numéro 25 d'Alma-Ata; c'est grâce à elle que j'ai pu rédiger ce manuscrit en français.

Et merci beaucoup à mes parents de leur amour, de leur soutien et compréhension, très importants pour moi à tout moment de vie, et en particulier, lors de ce travail de thèse.



## Résumé

Cette thèse étudie l'émission  $\gamma$  à très haute énergie ( $E > 300$  GeV) de la nébuleuse du Crabe, la détection des  $\gamma$  étant assurée par la technique d'imagerie Tcherenkov atmosphérique au moyen du télescope CAT.

Le travail porte sur une nouvelle méthode d'analyse des images des gerbes produites par les  $\gamma$  dans l'atmosphère; l'originalité de la méthode réside dans l'utilisation d'images-type obtenues par simulation complète des gerbes, ouvrant voie à une bonne adaptabilité des images-type.

L'effet du champ magnétique terrestre, pouvant biaiser et dégrader la résolution en énergie et la résolution angulaire des télescopes à effet Tcherenkov, est examiné en détail et pris en compte. La déformation des images par le champ est alors paramétrisée en fonction des données d'observation (direction visée dans le ciel et azimuth du point d'impact d'une gerbe).

L'étude du rôle de la profondeur de première interaction de  $\gamma$  dans l'atmosphère permet d'introduire une paramétrisation simple des fonctions de résolution en énergie.

Combiné à de nouvelles prises de données sur le site de Thémis, l'ensemble de ce travail apporte une meilleure connaissance du flux et du spectre en énergie de la nébuleuse du Crabe à partir de 300 GeV et jusque vers 10 TeV. Ce résultat est interprété au moyen d'un modèle qui fournit l'estimation du champ magnétique à l'intérieur de la nébuleuse de même que du spectre des électrons relativistes qui y résident.

**Mots-clés :** astronomie  $\gamma$  des très hautes énergies, imagerie Tcherenkov atmosphérique, nébuleuse du Crabe, émission synchrotron et Compton inverse, champ magnétique terrestre, abaques Monte-Carlo, profondeur de la première interaction des rayons  $\gamma$ .

## Abstract

This thesis studies the very high energy ( $E > 300$  GeV)  $\gamma$ -ray emission of the Crab Nebula, the detection of the  $\gamma$  being ensured by the technique of atmospheric Tcherenkov imaging by means of the CAT telescope.

The work concerns a new analysis method of the shower images produced by the  $\gamma$ -rays in the atmosphere. The originality of the method lies in the use of templates obtained by complete simulation of the showers, allowing an easier adaptability of the templates.

The effect of the geomagnetic field, being able to bias and degrade the energy resolution and the angular resolution of the Tcherenkov telescopes, is examined in detail and taken into account. The magnetic field induced image distortion are then parametrized in terms of observational data (observed position in the sky and azimuth of shower impact).

The study of the role of the first interaction height of  $\gamma$ -rays in the atmosphere makes it possible to introduce a simple parametrisation of the energy resolution functions.

Combined with new data acquisitions on the site of Thémis, this work affords an improved measurement of the flux and the energy spectrum of the Crab Nebula from 300 GeV to about 10 TeV. This result is interpreted by means of a model which allows to estimate the magnetic field inside the Nebula just as the spectrum of the relativistic electrons which reside at it.

**Keywords :** very high-energy  $\gamma$ -ray astronomy, atmospheric Cherenkov imaging, Crab Nebula, synchrotron and inverse Compton emission, geomagnetic field, Monte-Carlo templates,  $\gamma$ -rays first interaction height.