



HAL
open science

Etude des propriétés spectrales et de la variabilité de l'émission gamma supérieure à 250 GeV des noyaux actifs de galaxies de type blazar observés dans le cadre de l'expérience C.A.T.

Frédéric Piron

► **To cite this version:**

Frédéric Piron. Etude des propriétés spectrales et de la variabilité de l'émission gamma supérieure à 250 GeV des noyaux actifs de galaxies de type blazar observés dans le cadre de l'expérience C.A.T.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 2000. Français. NNT: . tel-00002448

HAL Id: tel-00002448

<https://theses.hal.science/tel-00002448>

Submitted on 21 Feb 2003

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

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

ORSAY

N° D'ORDRE:

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE
présentée
pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR
Frédéric Piron

(LPNHE Ecole Polytechnique)

**Etude des Propriétés Spectrales et de la Variabilité
de l'Emission Gamma Supérieure à 250 GeV
des Noyaux Actifs de Galaxies de Type Blazar
Observés Dans le Cadre de l'Expérience C.A.T.**

Soutenue le 9 mai 2000 devant la Commission d'Examen:

MM. M. Davier (président)
B. Degrange (directeur de thèse)
G. Henri (rapporteur)
F. Montanet (rapporteur)
J. Paul
D. Vignaud

A Maëva et Mélissa

Table des matières

Introduction	1
I Panorama général	3
1 Introduction à l’astrophysique des hautes énergies	5
1.1 Un champ de recherche très vaste	5
1.2 Quelques questions ouvertes	7
2 Présent et futur de l’astronomie γ des hautes énergies	11
2.1 Introduction	11
2.2 La “révolution” des satellites	12
2.3 La relève des détecteurs au sol	14
2.3.1 Principe d’une expérience à effet Tcherenkov atmosphérique .	14
2.3.2 Situation actuelle	17
2.4 Les projets futurs	19
3 Les blazars: des objets particulièrement violents	23
3.1 La place des blazars au sein des noyaux actifs de galaxies	23
3.2 Jets radio et mouvements superluminiques	26
II L’imageur CAT: calibration; méthodes d’analyse	29
1 Le détecteur CAT	33
1.1 Présentation	33
1.2 La chaîne de détection	34
1.2.1 Monture et miroir	34
1.2.2 La caméra	35
1.2.3 L’électronique d’acquisition	38
1.3 Le déroulement des observations	41
1.3.1 La salle de contrôle	41
1.3.2 La prise de données	41
1.3.3 Analyse en ligne	42
1.4 Des photons aux photoélectrons	43

1.4.1	L'atmosphère	43
1.4.2	Efficacités de collection	44
1.4.3	Le problème de la perte de lumière	44
1.5	La mesure des charges	45
1.5.1	Qu'appelle-t-on charge d'un photoélectron?	45
1.5.2	Effet de la chaîne électronique	46
1.5.3	Réponse comparée des pixels	47
1.6	Les sources de fluctuation des charges	48
1.6.1	Le bruit de porte	48
1.6.2	Estimation du bruit de fond du ciel	49
1.6.3	Application au calcul des piédestaux	55
1.7	Simulation du détecteur	56
2	Imagerie et recherche de signal	59
2.1	Principes de base d'une analyse d'image	59
2.1.1	Morphologie des images	59
2.1.2	La méthode des moments	60
2.1.3	Performances d'une méthode de sélection d'événements	64
2.2	Les fondements de la méthode du χ^2	65
2.2.1	Présentation	65
2.2.2	Le modèle de gerbes électromagnétiques moyennes	66
2.2.3	La fonction de type χ^2	69
2.3	Mise en œuvre de la méthode du χ^2	71
2.3.1	Nettoyage des images et présélection des événements	71
2.3.2	Le cas des objets ponctuels de coordonnées connues	73
2.3.3	Le cas des objets mal localisés ou étendus	76
2.4	Sélection des observations	77
2.4.1	Estimation de la qualité d'une prise de données	78
2.4.2	Evolution du détecteur et analyse	84
2.5	Sélection des événements par la méthode du χ^2	86
2.5.1	Les coupures dites "standard"	86
2.5.2	Performances	89
2.6	Les blazars utilisés comme "faisceaux-test"	91
2.6.1	16 Avril 1997: le sursaut historique de Markarian 501	91
2.6.2	Janvier 2000: Markarian 421 se réveille	97
2.7	La nébuleuse du Crabe: une source de référence	100
2.7.1	Paramétrisation des acceptances	101
2.7.2	Procédure de calcul d'un flux intégral	103
2.7.3	Niveau d'émission au TeV de la nébuleuse du Crabe	106
3	L'analyse spectrale	109
3.1	Nécessité d'une méthode de déconvolution des spectres	109
3.2	Reconstruction de l'énergie des γ	110

3.2.1	Biais de reconstruction	110
3.2.2	Les fonctions de résolution	113
3.3	Procédure d'extraction de spectres; erreurs systématiques	114
3.3.1	La méthode de maximum de vraisemblance	114
3.3.2	Reconstruction de spectres simulés	117
3.3.3	Les sources d'incertitudes instrumentales	118
3.4	Le spectre au TeV de la nébuleuse du Crabe	121
III	Etude des Lacertides observés entre 1996 et 2000	127
1	Markarian 501	131
1.1	Historique de l'activité de Mrk 501	131
1.2	Analyse spectrale de l'émission au TeV	135
1.2.1	Spectre de puissance moyen en 1997	135
1.2.2	Variabilité spectrale en 1997	135
1.2.3	Spectre de puissance moyen en 1998	140
1.3	Corrélation entre émissions X et γ	142
1.3.1	Les données journalières du satellite RXTE	142
1.3.2	La campagne d'observation d'Avril 1997	145
1.3.3	Spectres de puissance en X entre 1997 et 1999	147
2	Markarian 421	149
2.1	Historique de l'activité de Mrk 421	149
2.2	Analyse spectrale de l'émission au TeV	151
2.2.1	Spectres moyens en 1998 et 2000	151
2.2.2	Discussion	153
2.3	Corrélation entre émissions X et γ	153
2.3.1	Les données journalières du satellite RXTE	153
2.3.2	La campagne d'observation d'Avril 1998	157
2.3.3	Spectres de puissance en X entre 1997 et 1998	159
2.4	Variabilité de l'émission au TeV en Janvier 2000	161
3	Interprétation des résultats sur Mrk 501 et Mrk 421	163
3.1	Opacité, variabilité et région d'émission des γ	163
3.2	Nature des particules émettrices	166
3.2.1	Les modèles hadroniques	166
3.2.2	Les modèles leptoniques	167
3.3	Unification de la famille des blazars	168
3.4	Retour sur les propriétés de Mrk 501 et Mrk 421	170
3.5	Un modèle d'émission pour Mrk 501	173
3.5.1	Le modèle Synchrotron-Self Compton homogène	173
3.5.2	Ajustement des spectres du 7 et 16 Avril 1997	175
3.5.3	Discussion: le rôle du fond diffus cosmique infra-rouge	176

4	Autres Lacertides	181
4.1	Sélection des candidats et stratégie d'observation	181
4.2	Résultat des observations	183
4.2.1	Optimisation des coupures pour la recherche d'un signal faible	183
4.2.2	Limites supérieures; discussion	184
	Conclusion et perspectives	187
	Annexes	193
A	Caractéristiques des objets observés	193
B	Comparaison simulations / données	197
C	La méthode de reconstruction des spectres	203
C.1	La fonction de vraisemblance	203
C.2	Calcul des "points expérimentaux"	205
D	Compléments d'information sur l'analyse spectrale	207
D.1	Statistique utilisée pour l'obtention des spectres	207
D.1.1	Nébuleuse du Crabe	208
D.1.2	Markarian 501	210
D.1.3	Markarian 421	210
D.2	Matrices de covariance	211
	Bibliographie	213
	Table des figures	219
	Liste des tableaux	223
	Remerciements	225

Introduction

Le sujet central de cette thèse concerne la mise en évidence, l'étude et l'interprétation des propriétés spectrales et de la variabilité de l'émission γ au-dessus de 250 GeV des noyaux actifs de galaxies de type blazar observés dans le cadre de l'expérience CAT.

L'astronomie γ des hautes énergies s'inscrit dans un champ de recherche plus large consacré à l'étude du cosmos dans ses manifestations les plus violentes: dans une première partie introductive, ce contexte plus général est tout d'abord rappelé, ainsi que les principaux enjeux qu'il implique. La situation actuelle de l'astronomie γ est ensuite exposée, tant du point de vue des techniques de détection et des projets expérimentaux futurs que des résultats déjà établis ou attendus dans un avenir proche. Enfin, cette partie résume les nombreuses propriétés des blazars, et fixe à leur sujet les idées importantes qui seront utiles dans la suite.

Le télescope CAT (Čerenkov Array at Thémis) fonctionne depuis Octobre 1996 avec un seuil de détection de 250GeV: la seconde partie de ce mémoire en rappelle les caractéristiques principales, l'accent étant mis sur les résultats récents de calibration, qui est un aspect particulièrement délicat des détecteurs à effet Tcherenkov atmosphérique. Aucune calibration *directe* n'étant possible dans ce type d'expérience, la compréhension détaillée du télescope et la validation des méthodes d'analyse utilisées doivent notamment passer par une confrontation constante des résultats obtenus sur la base de modélisations numériques et de données réelles. Ces dernières comprennent essentiellement les données des plus forts signaux enregistrés en provenance du blazar Markarian 501 en 1997, et celles prises pendant plusieurs mois sur la nébuleuse du Crabe, qui tient lieu de bougie standard en astronomie γ des très hautes énergies. Au fur et à mesure de leur présentation, les procédures d'extraction du signal et de reconstruction de spectres sont ainsi testées, pour aboutir à une analyse globale très solide.

Une troisième partie est consacrée aux résultats physiques proprement dits. Ces derniers reposent sur plus de trois ans d'observation de blazars, et permettent de dégager nombre de leurs propriétés. Les deux blazars à ce jour détectés par CAT sont Markarian 501 et Markarian 421. En 1997, le premier de ces objets a montré des flambées spectaculaires, avec des variations importantes à l'échelle de la jour-

née, et une émission γ atteignant son maximum de puissance au-dessus du seuil du détecteur. Un durcissement spectral est mis en évidence lors des sursauts les plus intenses, de même que la corrélation de l'émission γ avec l'émission enregistrée entre quelques keV et 100 keV par différents satellites X. Markarian 421 possède des propriétés spectrales moins extrêmes que Markarian 501, mais l'émission γ de cet objet est beaucoup plus erratique, avec des temps de variation parfois de l'ordre d'une à plusieurs heures. Pour cette source, la corrélation entre émission à très haute énergie et émission de rayons X est également établie.

Ces résultats sont interprétés dans le cadre d'une séquence spectrale récemment proposée pour unifier les différents types de blazars. Ils suggèrent une zone d'émission compacte d'une dimension inférieure à quelques jours-lumière, se propageant à vitesse relativiste à la base des jets radio de ces objets, et contenant une unique population d'électrons très énergétiques ($\gamma \sim 10^6$) responsables de l'émission non thermique multi-longueur d'onde observée. Un modèle de type Synchrotron Self-Compton est appliqué avec succès aux données de Markarian 501 prises en Avril 1997 par le satellite X Beppo-SAX et CAT; dans cette étude, le rôle du fond diffus cosmique infra-rouge est discuté.

Enfin, le travail de thèse a aussi porté sur la recherche de signal en provenance de 20 autres blazars, régulièrement suivis par CAT depuis son démarrage. Aucune nouvelle source n'est mise en évidence, et une limite supérieure à l'émission γ est établie pour chacun de ces objets.

Première partie
Panorama général

Chapitre 1

Introduction à l'astrophysique des hautes énergies

1.1 Un champ de recherche très vaste

Une définition de l'astrophysique des hautes énergies pourrait être “le champ de la recherche couvert par l'étude des sites astrophysiques de production des rayons cosmiques¹, des photons et des neutrinos les plus énergétiques”²: de quelques centaines de keV pour les photons³ à plusieurs joules pour le rayonnement cosmique, soit plus de 15 ordres de grandeur en énergie!

L'expression “physique des astro-particules” est souvent également employée: une telle dénomination doit son origine au fait que la plupart des expériences correspondantes font intervenir des techniques de détection très similaires à celles utilisées depuis plusieurs décennies auprès des accélérateurs de particules. Le qualificatif de “particules” vise ainsi à distinguer une branche de l'astrophysique moderne d'une astrophysique plus “classique”, comme celle à laquelle les télescopes radio ou optique sont dédiés.

Privilégier ainsi l'aspect instrumental, plutôt que la physique même qui est abordée, est cependant assez réducteur: les particules en question, et les techniques de détection associées, constituent en effet simplement les messagers, la signature et les outils permettant de remonter à des phénomènes physiques plus fondamentaux: on peut citer comme exemples l'accrétion de matière autour d'objets compacts, ou la formation de structures macroscopiques complexes comme les restes de supernovæ, ou encore celle des nodules de plasma magnétique éjectés à des vitesses relativistes des radio-sources puissantes ou des micro-quasars galactiques. Les énergies mises en

1. Par “rayon cosmique” on sous-entendra toujours particule cosmique *hadronique*, proton ou noyau.

2. Auxquels on peut également ajouter les ondes gravitationnelles, que les interféromètres tels que VIRGO seront bientôt en passe de détecter.

3. Parmi les photons les moins énergétiques, on exclura implicitement les photons “thermiques”, ainsi que les raies atomiques ou nucléaires.

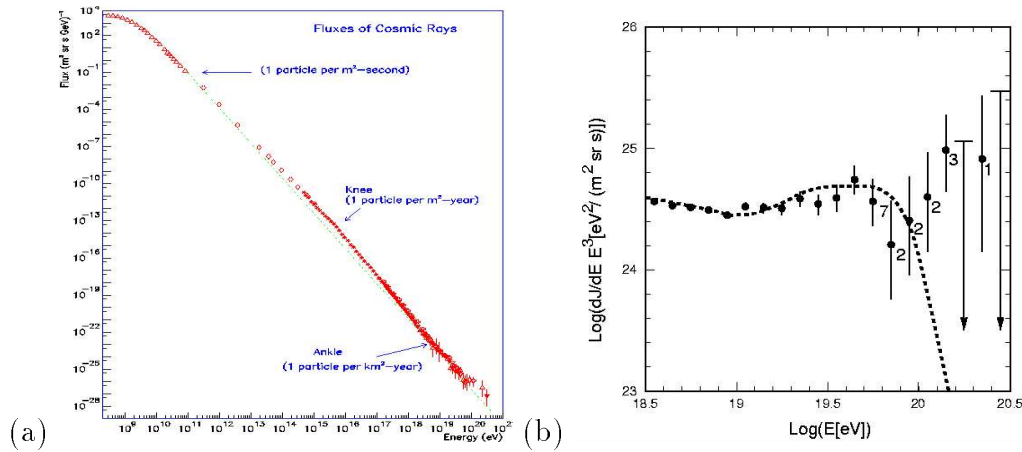


FIG. 1.1 – Spectre des rayons cosmiques (a), et zoom sur les événements d'AGASA [158] (b). Sur la seconde figure, le flux des rayons cosmiques est multiplié par E^{-3} , et les chiffres donnent le nombre d'événements enregistrés par intervalle en énergie.

jeu, et les conditions physiques extrêmes (champ gravitationnel dans l'environnement proche des trous noirs, champ magnétique pour les pulsars...) dans lesquelles ces phénomènes ont lieu, sont inaccessibles en laboratoire, et leur compréhension constitue le véritable enjeu. De même que, par exemple, on ne parle pas d'"astrochimie" pour l'étude de la composition des grains de matière interstellaires, de même qu'on ne considère plus l'astronomie radio ou optique comme des disciplines à part entière mais qu'on se focalise plutôt sur les objets (comme les radio-sources ou les nuages moléculaires) dont les propriétés ont été révélées dans ces deux domaines de longueur d'onde, on préférera donc l'appellation plus générale d'"astrophysique des hautes énergies", qui renvoie à l'ensemble des phénomènes extrêmes abordés.

Une telle définition est cependant encore insuffisante: l'astrophysique des hautes énergies est en effet une discipline hybride, qui établit des ponts entre plusieurs domaines de la recherche. Comme nous le verrons dans la partie III, la compréhension des phénomènes à l'œuvre au sein des jets de matière issus de certains noyaux actifs de galaxies, de type blazars, passe par une observation multi-longueur d'onde de l'émission électromagnétique de ces objets sur plus de 15 ordres de grandeur en énergie, depuis le domaine radio avec la technique d'interférométrie à longue base ("Very Long Baseline Interferometry", ou VLBI) jusqu'au TeV avec les imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique. Au chapitre III 3, nous verrons également qu'un des enjeux de l'astronomie γ au TeV est l'estimation du fond diffus cosmique infra-rouge, et que cette étude doit pour l'heure passer par la modélisation multi-longueur d'onde de l'émission de ces mêmes blazars. Enfin, on peut également citer la recherche de particules supersymétriques sous la forme de matière noire accumulée dans les halos de certaines galaxies, par la détection de leur annihilation en photons γ très énergétiques (voir la section suivante à ce sujet). Ces exemples, parmi tant d'autres, illustrent la réelle imbrication existant entre une astrophysique qu'on pourrait qua-

lifier de “classique” et des thèmes de recherche plus actuels (objets astrophysiques très violents, formation des grandes structures de l’univers, grande unification des interactions fondamentales,...). Tenter de cloisonner ces différents domaines de recherche serait donc assez artificiel.

Plutôt qu’une réelle discipline, l’astrophysique des hautes énergies est donc une sorte de maelstrom où convergent de nombreux champs de recherche allant de l’infiniment petit à l’infiniment grand, et qui relèvent de la physique des particules, de l’astrophysique, et de la cosmologie modernes; ceci explique la grande richesse et la diversité des sujets qu’elle aborde. Il serait donc très difficile et trop ambitieux de vouloir ici en dresser un inventaire (des revues peuvent néanmoins être trouvées en références [56, 174]); sans chercher à être exhaustifs, nous allons cependant examiner quelques problèmes ouverts actuels, parmi les plus fondamentaux.

1.2 Quelques questions ouvertes

Le spectre des rayons cosmiques, dans le domaine d’énergie où il n’est pas influencé par la modulation de l’activité solaire, s’étend sur 11 ordres de grandeur en énergie, jusqu’à des énergies extrêmes (Fig. 1.1(a)): l’existence de particules élémentaires transportant une énergie macroscopique, parfois supérieure à quelques dizaines de joules (Fig. 1.1(b)), est notamment bien établie [18, 158], mais son interprétation demeure problématique. D’une part, aucun processus astrophysique connu d’accélération de particules n’est actuellement en mesure d’expliquer de telles énergies⁴, et d’autres scénarios doivent alors être envisagés: on peut citer ici les mécanismes dits “top-down”, qui font intervenir la désintégration d’hypothétiques défauts topologiques (monopôles, cordes cosmiques...) d’énergie supérieure à $\sim 10^{15}$ GeV, et qui sont des zones de séparation entre différentes régions de l’espace-temps formées lors des transitions de phase successives liées au refroidissement de l’univers primordial.

D’autre part, la localisation spatiale exacte de la région de production de particules au joule constitue un véritable casse-tête: l’absorption de ces particules lors de leur trajet, par photoproduction de pions ou de paires sur le fond diffus cosmique à $2.73 K$, implique en effet une distance du site d’origine inférieure à quelques dizaines de Mpc pour les particules les plus énergétiques. Or l’origine angulaire⁵ des (rares) événements pour le moment enregistrés à plusieurs dizaines de joules ne semble coïncider avec aucun objet astrophysique violent parmi ceux catalogués dans un tel rayon de l’espace.

L’observatoire des rayons cosmiques AUGER, en cours de construction, devrait bientôt apporter des éléments de réponse décisifs: ce détecteur comprendra deux ré-

4. A noter qu’à ces énergies, il est difficile de discerner la nature des particules primaires. Sur ce point on pourra notamment se reporter à la référence [105].

5. En plus d’une résolution angulaire intrinsèque assez limitée dans ce type d’expériences ($\sim 1^\circ$), la déflexion de la trajectoire des particules cosmiques chargées par les irrégularités du champ magnétique inter-galactique est une source importante d’incertitudes à ce niveau. Le grand avantage des expériences d’astronomie γ et ν est d’avoir affaire à des particules neutres, insensibles à cet effet.

seaux d'une surface de $\sim 3000 \text{ km}^2$ chacun, implantés en Argentine et aux Etats-Unis (Utah); il fait appel à la technique dite "œil de mouche", qui permet la détection de la fluorescence induite sur les atomes d'azote par les cascades atmosphériques, et comporte un ensemble de compteurs de particules secondaires assurant l'échantillonnage du profil au sol de ces grandes gerbes. Un tel dispositif devrait conduire à l'estimation de la nature, de l'énergie et de la direction d'origine des particules primaires, avec une statistique attendue s'élevant à une cinquantaine d'événements par an au-dessus de $\sim 10^{20} \text{ eV}$, soit bien plus que les taux de détection atteints par les expériences actuelles (AGASA, Fly's Eye).

A plus basse énergie, l'origine des rayons cosmiques n'est toujours pas non plus bien cernée, malgré les efforts observationnels continus consacrés à ce problème depuis maintenant plus de vingt ans. En particulier, l'identification des restes de supernovæ en "coquille" comme sites de production des protons et noyaux cosmiques jusqu'à 10^{15} eV relève encore de la spéculation: la production associée de π^0 , et leur désintégration en γ , reste non confirmée⁶. Cependant, les limites supérieures à l'émission de γ au TeV en provenance de ces objets, établies au sol par les imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique actuels, se rapprochent peu à peu des valeurs prédites par les modèles théoriques. Ce point sera donc sans aucun doute éclairci dans les quelques années à venir, avec des instruments de meilleure sensibilité tels que HESS ou VERITAS (Cf. § 2.4).

Le futur de l'astrophysique des hautes énergies nous réserve assurément d'autres surprises. L'astronomie neutrino au TeV, en plein développement avec l'avènement des premières expériences telles qu'AMANDA ou ANTARES, devrait ainsi apporter un panorama du cosmos tout à fait complémentaire de celui révélé par la détection des rayons cosmiques et des γ . Parmi les sources potentielles de neutrinos, les candidats les plus sérieux sont une fois encore les noyaux actifs de galaxies, dont l'image que l'on a aujourd'hui devrait être complétée par les expériences mentionnées: bien que l'émission de photons de haute énergie en provenance de certaines radio-sources semble maintenant comprise comme résultant de processus purement électromagnétiques ayant lieu dans les jets radio (voir le chapitre III 3), la production et/ou l'accélération de hadrons dans d'autres régions de ces objets complexes (disque d'accrétion, "points chauds" terminaux des jets de certaines radio-sources puissantes...) n'est pas à exclure, et pourrait se traduire par une émission corrélée substantielle de neutrinos.

Mentionnons pour terminer le problème de la nature exacte de la matière noire: la présence d'une grande quantité de matière non visible, sous la forme de halos

6. Citons tout de même ici le résultat troublant obtenu par le système stéréoscopique d'imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique HEGRA, qui a mis en évidence un signal très faible au TeV en provenance du reste de supernova Cassiopea A, observé pendant plus de 128 h [137]. Ce résultat n'est confirmé par aucune autre expérience: CAT, notamment, a passé 24 h d'observation sur cet objet, et n'a pu pour l'instant établir qu'une limite supérieure à son émission de γ au TeV [70].

galactiques, est révélée par l’observation de courbes de rotation particulièrement anormales de certaines galaxies spirales. De plus, dans la théorie de la formation des galaxies, la présence de matière noire découplée de la matière ordinaire et du rayonnement longtemps avant l’époque de “recombinaison” est nécessaire: sans cette croissance préalable de “grumeaux” de matière noire, les galaxies n’auraient en effet pas eu le temps de se former. Divers autres indices confirment une forte présence de matière noire dans les amas: effets de macro-lentilles gravitationnelles, profils de température du gaz chaud conduisant au profil de masse (voir l’exemple de M87 [164] dans l’amas de la Vierge), etc... L’identification de la matière noire avec des particules massives de type WIMPS (“Weakly Interactive Massive Particles”), via la détection au \sim TeV de raies γ résultant de leur annihilation, est ainsi l’un des principaux enjeux des futures expériences d’astronomie γ de très haute énergie telles que HESS ou VERITAS [14].

Chapitre 2

Présent et futur de l'astronomie γ des hautes énergies

2.1 Introduction

L'astronomie γ est le domaine de recherche de l'astrophysique des hautes énergies qui a connu l'essor le plus considérable au cours de la décennie passée¹. Originellement, l'une des motivations principales de cette astronomie était d'apporter des éléments nouveaux sur l'origine des rayons cosmiques: bien que ces derniers possèdent un flux important qui rend leur observation assez aisée, la perte d'information sur leur direction d'origine, due à la déflexion de leur trajectoire par les irrégularités du champ magnétique interstellaire, est un obstacle majeur à leur étude. Les observations de γ , particules neutres, devaient donc pallier un tel manque d'information.

La percée tant attendue n'est pas encore venue, mais ceci fut compensé par l'ouverture d'une nouvelle fenêtre d'observation riche en surprises. Ce chapitre rappelle les étapes marquantes de ces observations, en dresse un bilan, et élargit la discussion aux enjeux et expériences futures.

D'un point de vue expérimental, on peut schématiquement diviser l'astronomie γ en deux domaines d'énergie, correspondant à deux techniques de détection différentes (Fig. 2.1), soit en satellite, soit depuis le sol. Le domaine des satellites, tout d'abord, s'étend d'environ 10 keV à 10 GeV, et la détection *directe* des photons repose sur des interactions photons-matière bien connus: effet photoélectrique, diffusion Compton, ou création de paires. Entre 10 keV et 10 MeV, soit à **basse énergie** (!), se situe un champ de recherche qui sera bientôt entièrement couvert par la mission européenne INTEGRAL ("INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory"). Cette mission, dont le lancement est prévu pour Avril 2002, prendra le relais des détecteurs OSSE et COMPTEL actuellement embarqués sur le satellite CGRO (voir page suivante); ses spectromètres-imageurs² permettront d'aborder un

1. On pourra trouver des revues récentes en références [39, 124, 82].

2. Un spectromètre-imageur (le SPI), équipé de cristaux au germanium, fournira une mesure en énergie extrême-

programme de recherche très riche, allant des sources compactes galactiques (étoiles à neutrons, supernovæ, trous noirs stellaires, cartographie du centre galactique) aux objets extra-galactiques (sursauts γ , noyaux actifs de galaxies), en passant par des thèmes plus spécifiques, comme l'étude de la formation des éléments chimiques au sein des étoiles dans notre environnement proche.

La région des **hautes énergies**, également couverte par les satellites, nous concerne plus directement: les photons γ d'énergie entre 10 MeV et 10 GeV sont identifiés par un télescope dit "à effet de paires"³, dont la surface effective de détection n'excède pas le m². Ce dernier point limite les capacités de ces instruments, car la majorité des sources ont un flux qui décroît fortement avec l'énergie.

Le domaine des **très hautes énergies** est celui des expériences au sol comme CAT, dont la surface effective de détection s'élève à plusieurs hectares, autorisant ainsi une statistique raisonnable malgré la faiblesse des flux. Ce domaine s'étend d'environ 100 GeV à 100 TeV⁴, et la détection des photons γ est ici *indirecte*, via l'observation de la lumière Tcherenkov émise dans les cascades atmosphériques qu'ils génèrent. A noter que la séparation entre instruments en satellite et au sol s'estompe à mesure que les nouvelles expériences et les projets futurs se mettent en place: il faut en particulier signaler la jonction entre satellites et imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique qui vient d'être établie très récemment, avec les premières détections de sources par l'échantillonneur CELESTE [44]. De même, le projet en satellite GLAST (Cf. § 2.4), de par sa grande surface de détection, devrait accéder à un domaine d'énergie (~ 100 GeV) pour l'instant réservé aux expériences au sol.

2.2 La "révolution" des satellites

Le 4 Juin 2000 au matin, la mission du satellite "Compton Gamma-Ray Observatory" (CGRO) a été volontairement interrompue [22], suite à la perte de deux de ses gyroscopes (sur trois), et faute de gaz pour la chambre à étincelles de son principal instrument, EGRET ("Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope"). La fin de cette mission marque un tournant de l'histoire de l'astronomie γ des hautes énergies, et la fin d'une époque révolutionnaire commencée il y a maintenant dix ans⁵.

ment précise ($\frac{\Delta E}{E} \simeq 2 \times 10^{-3}$), tandis que l'imageur IBIS, télescope à masque codé, permettra de faire de l'imagerie à la minute d'arc, avec une bonne résolution en énergie ($\sim 6\%$). Deux autres moniteurs, l'un dans le visible et l'autre en rayons X, permettront enfin d'identifier rapidement les objets détectés par les deux instruments précédents.

3. Les γ produisent des paires dans de minces feuilles de convertisseur (plomb, tungstène), et leur trajectoire est reconstruite par un détecteur de trace (chambre à étincelles, plans de silicium).

4. Il s'agit là d'une limite de nature non expérimentale. L'univers est en effet opaque aux photons de plus de 100 TeV, qui sont absorbés sur leur trajet par création de paires sur le champ de photons du fond diffus cosmique (champ infra-rouge ou rayonnement fossile à 2.73K). Etant donnée la sensibilité des détecteurs actuels, et la faiblesse des flux à très haute énergie, les γ les plus énergétiques identifiés jusqu'à aujourd'hui n'ont cependant guère dépassé quelques dizaines de TeV.

5. Les premières détections de γ de haute énergie sont en fait antérieures aux années 1980: on retiendra notamment les résultats des satellites pionniers comme SAS-II (détection du pulsar du Crabe, et *découverte* de Geminga, plus tard identifié comme pulsar) ou COS-B (détection du quasar 3C273).

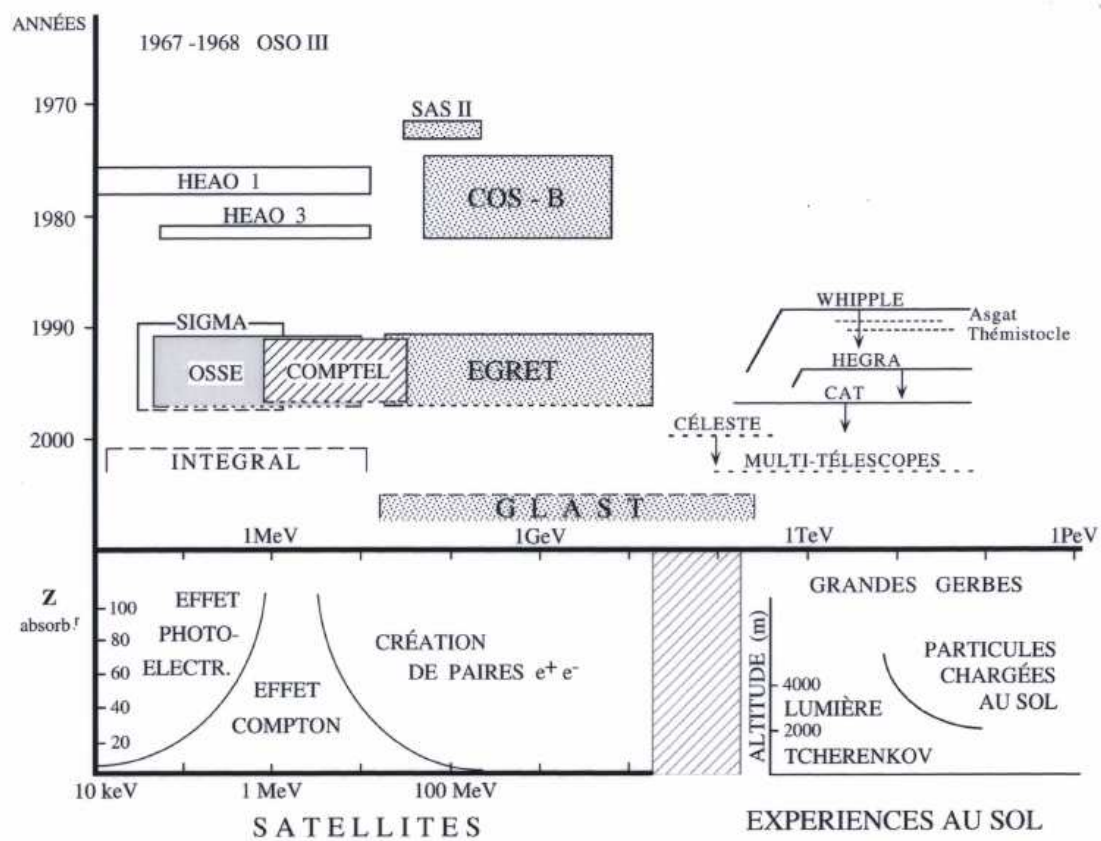


FIG. 2.1 – Techniques et principaux instruments de l'astronomie γ . Cette figure est tirée de la référence [39].

La moisson de résultats rapportés en dix ans par EGRET est illustrée sur la figure 2.2: le ciel γ qu'il a progressivement révélé au-dessus de 100 MeV comprend aujourd'hui un total de 271 sources [74]: parmi elles on distingue essentiellement 6 pulsars, 170 sources non identifiées et 66 blazars clairement identifiés comme tels (plus 27 de façon moins certaine). Ces deux dernières classes d'objets sont les plus remarquables: les sources non identifiées, tout d'abord, ont une distribution spatiale semblant indiquer qu'elles sont en majorité galactiques, et une grande part d'entre elles pourrait être associée à des nuages de gaz moléculaires ou à des étoiles massives présents dans la ceinture de Gould [72, 59]. Les blazars, quant à eux, constituent la grande surprise d'EGRET: par leur nombre tout d'abord, auparavant insoupçonné; par le fait qu'ils forment l'unique ensemble de sources extra-galactiques émettrices à haute énergie⁶; enfin surtout par la puissance émise sous forme de γ , qui souvent domine celle émise sur l'ensemble de leur spectre électromagnétique.

6. Ceci n'est pas tout à fait exact: EGRET a également détecté quelques sursauts γ , l'un deux (17 Février 1994) ayant duré pendant le temps record d'une heure et demi [86]. L'origine cosmologique des sursauts γ , confirmée le 28 Février 1997 [169] et depuis sur une dizaine d'entre eux par la détection de contreparties optiques, en fait les phénomènes les plus violents de l'univers observable (voir l'exemple du sursaut du 23 Janvier 1999 [6, 9, 102]).

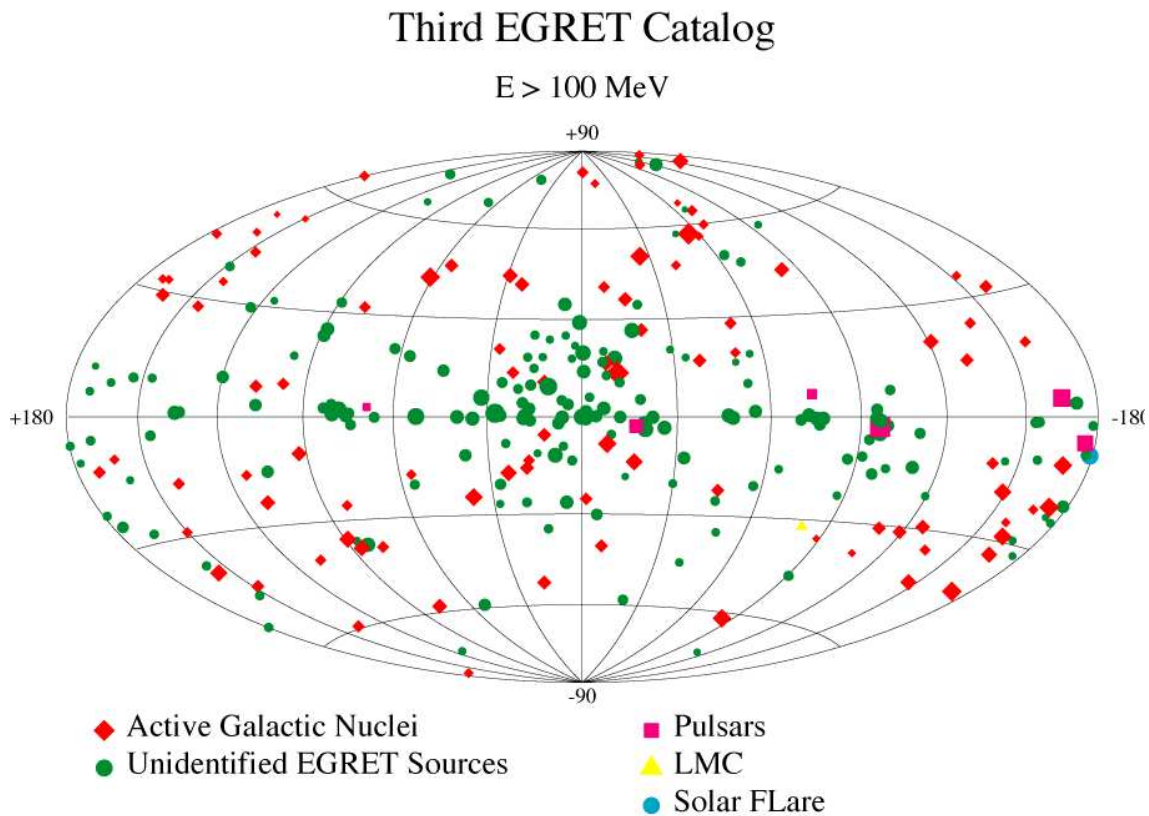


FIG. 2.2 – Le ciel γ au-dessus de 100 MeV vu par EGRET (troisième catalogue [74]).

2.3 La relève des détecteurs au sol

La première mise en évidence d'un signal Tcherenkov induit par les particules secondaires produites dans les cascades atmosphériques dues aux particules de très haute énergie remonte à 1953 [57]. Il fallut cependant attendre le milieu des années 1980 pour voir émerger les premières expériences d'astronomie γ au sol exploitant cet effet, et capables de reconnaître les cascades électromagnétiques de celles, beaucoup plus nombreuses, produites par les rayons cosmiques.

2.3.1 Principe d'une expérience à effet Tcherenkov atmosphérique

Entre 100 GeV et 10 TeV, les gerbes atmosphériques se développent à une altitude typique de 10 km au-dessus du niveau de la mer, et leur extension longitudinale peut atteindre quelques km; pour une altitude d'observation de 1000 à 2000 m, l'information parvenant au sol est cependant uniquement constituée par la lumière Tcherenkov, et par les muons pour les gerbes hadroniques. La figure 2.3 montre la tache de lumière Tcherenkov produite au sol par un proton de 1 TeV et un γ

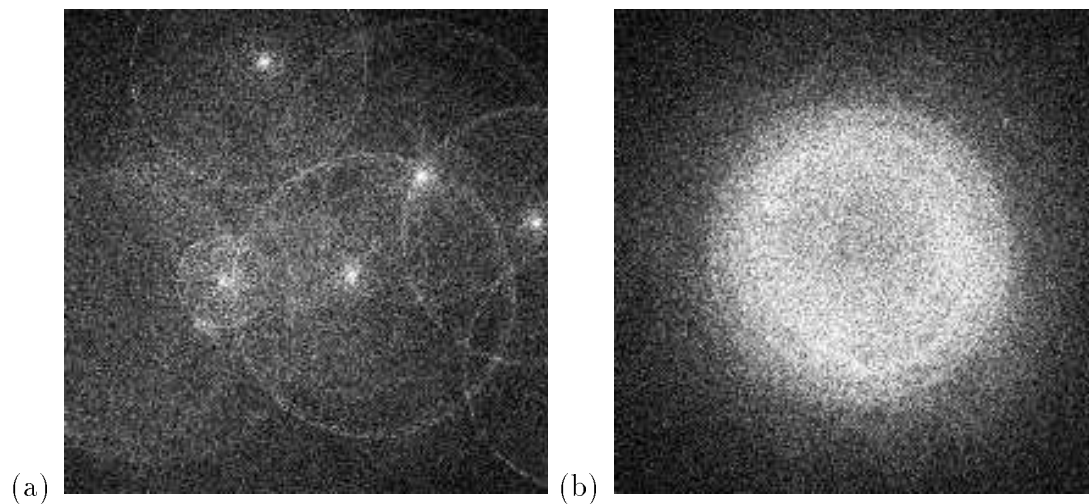


FIG. 2.3 – Simulations de la densité de lumière Tcherenkov au sol pour des gerbes atmosphériques verticales. Ces figures sont tirées de la référence [15]. Chaque image représente un champ de 400 m de côté, dont le centre correspond à la direction des particules primaires. Le site d’observation a été choisi à une altitude de 2200 m au-dessus du niveau de la mer. Les points blancs correspondent à une densité supérieure à $80 \text{ photons m}^{-2}$ pour un domaine de longueur d’onde allant de 300 à 450 nm. Aucune extinction atmosphérique n’a été prise en compte.

(a) Proton de 1 TeV: les zones brillantes correspondent aux particules touchant le sol (essentiellement des muons);

(b) Photon γ de 300 GeV.

de 300 GeV: les processus réactionnels en jeu dans le développement des gerbes hadroniques, avec de fortes modifications d’impulsion transverse des particules, entraînent une distribution de lumière au sol très irrégulière; cet effet est amplifié par la présence de cascades électromagnétiques secondaires produites par la désintégration des pions neutres. A l’inverse, les processus électromagnétiques à l’œuvre dans les cascades de γ conservent la directionnalité du photon primaire, et donnent une tache de lumière Tcherenkov au sol beaucoup plus uniforme. De plus, la dispersion temporelle entre photons Tcherenkov est ici très réduite, et ces derniers atteignent le sol sous la forme d’un front d’onde de largeur temporelle n’excédant pas ~ 3 ns (on parle alors de “flash” Tcherenkov).

Cette différence intrinsèque dans le développement des deux types de cascades est à la base des expériences à effet Tcherenkov atmosphérique [80], qui exploitent la distribution spatiale et temporelle de lumière au sol pour remonter à la nature de la particule primaire. Les télescopes d’imagerie tout d’abord (Fig. 2.4(a)), n’échantillonnent qu’une petite fraction de cette lumière et en forment l’image sur une caméra constituée de nombreux photomultiplicateurs: c’est l’analyse de ces images qui aboutira à la reconnaissance de la particule primaire (voir l’analyse de CAT dans la partie suivante).

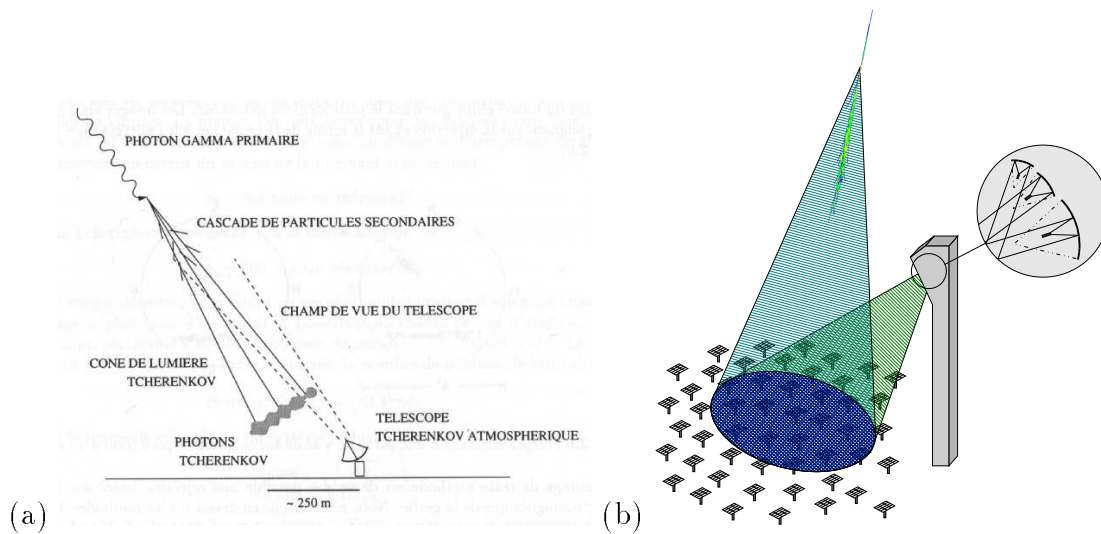


FIG. 2.4 – Schéma de principe de la détection d'une gerbe atmosphérique par un imageur (a) et par un échantillonneur (b). La seconde figure est tirée de la référence [44].

L'autre technique de détection, par exemple appliquée par l'expérience CELESTE (“Čerenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment”), consiste à échantillonner le mieux possible la tache de lumière au sol, d'enregistrer les temps d'arrivée des photons et de reconstruire le front d'onde Tcherenkov (quasiment sphérique pour des γ , notamment vers quelques 10 GeV, et plus étalé pour les hadrons). En pratique, ce type d'expérience nécessite un réseau de réflecteurs de grande surface de collection, uniquement disponible auprès des centrales solaires, et la détection de lumière se fait en trois étapes (Fig. 2.4(b)):

- avec une distance focale atteignant 100 à 200 m, les héliostats concentrent la lumière au sommet de la tour de la centrale;
- au sommet de la tour, une optique secondaire sépare les faisceaux, et les redirigent vers des photomultiplicateurs (un par héliostat dans le cas de CELESTE);
- les signaux de sortie des photomultiplicateurs sont échantillonnés temporellement par des convertisseurs temps-amplitude très rapides (GHz), et recalés en temps.

Le seuil de détection d'une expérience à effet Tcherenkov atmosphérique dépend très fortement de la contribution au signal total des photons parasites dus à la luminosité de fond du ciel. En notant A la surface totale de collection, ω l'angle solide couvert par un photomultiplicateur, et Δt le temps d'intégration du signal à sa sortie, la quantité de lumière collectée due au fond du ciel peut s'écrire en première approximation $B \propto A\omega\Delta t$, et la quantité de lumière Tcherenkov $T \propto A\omega$.

Le rapport signal sur bruit est donc $\frac{T}{\sqrt{B}} \propto \sqrt{\frac{A\omega}{\Delta t}}$.

Expérience	Site (Hémisphère)	N_{tel}	A	Ω	N_{PM}	ω	E_S
Whipple	Arizona (N)	1	75 m ²	3.0°	541	0.12°	250
HEGRA	Canaries (N)	5	8.5 m ²	4.3°	271	0.25°	500
CAT	France (N)	1	18 m ²	3.1°	546	0.12°	250
SHALON	Kazakhstan (N)	1	10 m ²	7.5°	144	0.50°	2000
Telescope Array	Utah (N)	7	6 m ²	4.0°	256	0.25°	1000
CANGAROO II	Australie (S)	1	38 m ²	3.0°	512	0.12°	300
Durham	Australie (S)	1	3 × 42 m ²	2 – 3°	91	0.2°	300

TAB. 2.1 – *Caractéristiques des principaux imageurs actuels: nombre de stations (N_{tel}), surface de collection de chaque station (A), champ de vue (Ω), nombre de photomultiplicateurs par station (N_{PM}), diamètre angulaire des pixels (ω), et seuil de détection en GeV (E_S) du dispositif.*

Dans le cas des échantillonneurs, la très grande surface de collection ($40 \times 50 \text{ m}^2$ dans le cas de CELESTE), rend ce rapport très grand, avec un seuil de détection correspondant de 20 GeV à 30 GeV seulement. Dans le cas d’un imageur comme CAT ($A = 18 \text{ m}^2$, $\omega = 2 \text{ mrad}$, $\Delta t \simeq 12 \text{ ns}$) le seuil atteint est de 250 GeV.

2.3.2 Situation actuelle

Imageurs et échantillonneurs

Les caractéristiques des principaux imageurs actuellement en service sont indiquées dans le tableau 2.1. La liste des échantillonneurs se réduit quant à elle essentiellement aux trois expériences CELESTE (France), STACEE et Solar Two (Etats-Unis), qui ont des caractéristiques globales très similaires: 40 héliostats (*resp.* 32 et bientôt 64 pour STACEE, et 64 pour Solar Two), d’une surface de 54m² chacun (*resp.* 37 m² et 40 m²), et un seuil de détection de 20 GeV à 30 GeV (*resp.* 80 GeV).

Les sources de γ au TeV

Les premiers résultats obtenus par la technique d’imagerie Tcherenkov⁷ sont apparus avec la découverte par l’Observatoire Whipple, en 1989, de l’émission de γ au TeV en provenance de la nébuleuse du Crabe [175]; dans cette dernière référence, on trouvera une présentation détaillée du principe et de la méthode d’extraction du signal employés (la méthode des “moments”, que nous rappellerons au chapitre II 2), qui ont conduit à une détection au-dessus de 700 GeV pour une signification statistique⁸ correspondant à 9 écarts standard. Cette détection fut consolidée deux ans plus tard par l’extension de la base de données [168], puis confirmée par les

7. Les échantillonneurs, quant à eux, commencent à peine à détecter leurs premières sources [44].

8. Nous verrons sa définition exacte au § II 2.1.3.

expériences françaises ASGAT [69] (1993) et THEMISTOCLE [45, 46] (1995). Aujourd’hui, tous les imageurs cités plus haut ont observé de façon significative la nébuleuse du Crabe. Récemment, une première fut même réalisée, avec la détection de cette source au-dessus de 3 TeV par le réseau de scintillateurs du Tibet Air Shower Array, sur la base de ~ 500 jours (!) d’observation [7].

Dans les expériences à effet Tcherenkov atmosphérique, les erreurs systématiques de nature instrumentale sont généralement dominantes, si bien qu’un signal γ se détachant de façon très significative du fond constitué par les cascades hadroniques est requis pour pouvoir conclure à la détection non ambiguë d’une source. **La limite inférieure communément admise est ainsi de 5 écarts standard [176].** Si l’on exige en outre qu’un objet soit détecté à un tel niveau par *au moins* deux expériences pour pouvoir le qualifier de “source”, alors le “catalogue” des sources de γ au TeV se restreint aux quatre (!) objets suivants:

- deux plérions⁹ (galactiques): la nébuleuse du Crabe et PSR1706–44 [31, 95];
- deux blazars (extra-galactiques): Markarian 421 et Markarian 501.

Le second critère mentionné ne doit cependant pas être pris au pied de la lettre. L’émission très variable d’objets comme les blazars peut en effet longtemps conserver un niveau nettement inférieur au seuil de sensibilité de l’ensemble des imageurs, et connaître une augmentation brutale à un instant très précis. Au lieu d’une simple confirmation de leur détection, il faudrait donc plutôt exiger une confirmation *simultanée*: ceci serait cependant assez rédhibitoire, vu le faible échantillonnage temporel assuré par les imageurs (lié à la nécessité de fonctionner lors de belles nuits sans lune), et vu le recouvrement parfois limité entre leurs programmes d’observation respectifs. Comme sources au TeV possibles, bien que moins sérieuses que les quatre précédentes, on peut donc également citer les trois blazars suivants, qui n’ont été détectés qu’une seule fois: PKS2155–304 [32, 33], 1ES2344+514 [29], et 1ES1959+650 [123]. A noter que cette dernière détection est fortement sujette à caution, car la signification statistique obtenue par le Utah Seven Telescope Array n’atteint la barre des 5σ qu’en se restreignant à certaines périodes d’observation, dont le choix n’est aucunement justifié par les auteurs.

Certains restes de supernovæ ont une émission attendue faible, et leur mise en évidence comme source de γ au TeV demande de longues périodes d’observation. Le critère de confirmation de détection doit donc être ici aussi adapté, seule étant valable la comparaison de résultats entre expériences ayant une sensibilité équivalente après intégration sur le nombre d’heures d’observation. Aucune expérience n’est ainsi actuellement en mesure de confirmer ou d’infirmer la détection (préliminaire) de Cassiopea A annoncée par la collaboration HEGRA [137], car la signification statistique de 4.9σ obtenue sur ce reste de supernova en “coquille” provient d’une

⁹. Restes de supernovæ se présentant sous la forme d’une nébuleuse synchrotron alimentée par le vent relativiste d’un pulsar central. Voir l’exemple de la nébuleuse du Crabe au § II 3.4.

Expérience	Année (Hémisphère)	N_{tel}	A	Ω	N_{PM}	ω	E_S
HESS	2003 (S)	4	80 m ²	4.3°	700	0.16°	40
CANGAROO III	2004 (S)	4	75 m ²	3.0°	512	0.12°	100
VERITAS	2004 (N)	7	75 m ²	3.5°	499	0.15°	50
MAGIC	2002 (N)	1	234 m ²	2.5 – 4°	~1000	0.1 – 0.2°	50

TAB. 2.2 – *Caractéristiques des principaux imageurs futurs: année de démarrage, nombre de stations (N_{tel}), surface de collection de chaque station (A), champ de vue (Ω), nombre de photomultiplicateurs par station (N_{PM}), diamètre angulaire des pixels (ω), et seuil de détection en GeV (E_S) du dispositif.*

analyse de 128 h d’observation! On peut également citer l’exemple de SN 1006, objet de même type dont la détection par CANGAROO [161] à plus de 7σ a été obtenue au bout de 62 h d’observation.

2.4 Les projets futurs

Les futures expériences de l’astronomie γ , attendues au cours des premières années 2000, seront la concrétisation à un degré supérieur des connaissances techniques acquises au cours des dix années passées. Pour le spatial, la mission GLAST (“Gamma-ray Large Area Space Telescope”) est prévue pour 2005: ce télescope aura une surface effective de détection (8000 cm²) 6 fois plus grande qu’EGRET, une sensibilité en flux au moins 50 fois supérieure, et un champ de vue (2 sr) 4 fois plus large. Des estimations réalistes [58] montrent que le nombre de blazars actuellement détectés à haute énergie (< 100) devrait s’élever à plus de 4000 grâce à GLAST. L’un des nombreux thèmes de recherche qui devrait également connaître un développement considérable est celui des sursauts γ : à l’inverse d’EGRET, GLAST ne souffrira d’aucun problème de temps mort et devrait cataloguer nombre de ces phénomènes, qui demeurent aujourd’hui encore très énigmatiques; le taux de détection de ces objets par GLAST est estimé à environ 100 par an, à comparer à la petite dizaine de sursauts actuellement enregistrés par EGRET.

Au sol, les futurs imageurs combineront dans un même dispositif le meilleur des performances des détecteurs actuels: grande surface de réflecteur (télescope Whipple), électronique rapide (CAT) et fine pixellisation de la caméra (CAT et Whipple), possibilité d’observation stéréoscopique (système HEGRA). Ces performances seront poussées à l’extrême, comme l’indique le tableau 2.2. Dans l’hémisphère Sud, deux projets sont en cours de développement: HESS¹⁰ (“High-Energy Stereoscopic System”) [83, 84], en Namibie (Fig. 2.5), et CANGAROO III [121], en Australie, viendront renforcer le potentiel de recherche dans cet hémisphère, ac-

10. En l’honneur de Victor Hess, découvreur des rayons cosmiques en 1912.



FIG. 2.5 – Photo-montage du futur système d’imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique HESS (<http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/HESS/HESS.html>).

tuellement limité aux deux seuls dispositifs de Durham et CANGAROO. Leur but premier sera d’approfondir l’étude de sources connues (comme PSR1706–44) ou non confirmée (PKS2155–304, SN 1006). Leur très bonne résolution en énergie¹¹, leur sensibilité en flux 10 fois meilleure du fait d’une plus grande réjection des événements hadroniques (grâce à la combinaison d’une fine imagerie et de la stéréoscopie), et leur situation géographique privilégiée, seront en outre autant d’atouts pour aborder des thèmes de recherche spécifiquement liés à notre galaxie: étude des pulsars et des sources non identifiées révélées par EGRET, recherche de signal d’annihilation de neutralinos en provenance du centre galactique, étude des rayons cosmiques via la détection et la cartographie des restes de supernovæ, cartographie du fond diffus galactique,...

Le projet VERITAS (“Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System”) [106, 170], pendant de HESS, assurera la couverture de l’hémisphère Nord. Dans cet hémisphère opèrera également l’instrument MAGIC (“Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov telescope”) [110], qui est un projet spécifiquement

11. La meilleure localisation du coeur des cascades atmosphériques par observation stéréoscopique devrait permettre d’abaisser cette résolution à $\Delta E/E \simeq 10\%$ [85], contre 20% pour les meilleurs imageurs actuels.

conçu pour avoir un seuil de détection très bas: avec un très grand réflecteur de 17 m de diamètre, une distance focale de 15 m, et une caméra constituée de près de 1000 pixels de petite taille angulaire, cet imageur devrait en effet atteindre un seuil de 50 GeV dans un premier temps. Puis, avec l'utilisation éventuelle de phototubes à haute efficacité quantique ou hybrides (HPD) à la place de photomultiplicateurs classiques, le seuil pourrait être abaissé à 20 GeV dans une seconde étape de construction, permettant ainsi d'accéder à un domaine d'énergie jusqu'à maintenant réservé aux échantillonneurs.

Historiquement, l'astronomie γ des hautes énergies s'est bien souvent révélée riche en surprises. Le développement de ce domaine de la recherche, qui devrait s'accélérer dans un futur proche (un à cinq ans) grâce à cette nouvelle génération d'instruments, s'annonce donc également très prometteur et pourrait de nouveau conduire à des résultats très inattendus.

Chapitre 3

Les blazars: des objets particulièrement violents

Les blazars représentent une faible population des noyaux actifs de galaxies (NAG), et par là une infime partie des galaxies observables, mais leur propriétés extrêmes en font des laboratoires privilégiés pour l’astrophysique en général, et celle des hautes énergies en particulier. Après les sursauts γ , les blazars sont en effet les objets les plus violents qui aient été recensés à ce jour. Le but de ce court chapitre est d’en rappeler les caractéristiques les plus remarquables, et de fixer un certain nombre de termes et d’idées auxquels nous ferons appel dans la suite de ce mémoire.

3.1 La place des blazars au sein des noyaux actifs de galaxies

Les noyaux actifs de galaxies (NAG) représentent quelques pourcents de la totalité des galaxies aujourd’hui cataloguées: il s’agit d’objets dont la luminosité dépasse de plusieurs ordres de grandeur (10 à 10^4 pour les plus puissants) celle d’une galaxie normale (ou “passive”). Pour certains d’entre eux, l’essentiel de l’émission de lumière est non thermique, provient d’une région très compacte (le noyau), et domine largement celle de la galaxie hôte¹; cette puissance lumineuse ne peut s’expliquer comme résultant de simples processus de fusion nucléaire tels ceux à l’œuvre au sein des étoiles, et elle demande de faire appel au seul mécanisme connu pour transformer plus efficacement la matière en rayonnement, celui de conversion d’énergie gravitationnelle.

Le paradigme actuellement reconnu pour un NAG, et les ingrédients entrant dans sa composition, sont alors schématiquement les suivants, depuis la région interne vers

1. Cette compacité est suggérée par une variabilité parfois très rapide, notamment à l’échelle de la journée pour le domaine optique; elle est confirmée par des observations à haute résolution angulaire, par exemple via la technique d’interférométrie radio à longue base (“Very Long Baseline Interferometry”, ou VLBI), ou depuis quelques années par le télescope optique spatial Hubble.

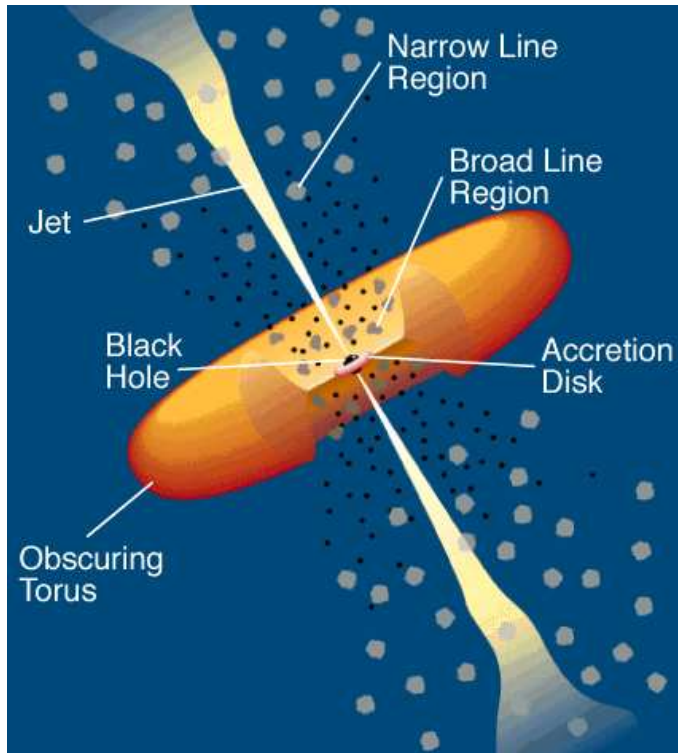


FIG. 3.1 – *Paradigme du noyau actif de galaxie.*

l'extérieur (Fig. 3.1):

- un trou noir central supermassif, de plusieurs centaines de millions de masses solaires (et un rayon de Schwarzschild $R_S < 10^{-5}$ pc): sa présence est notamment confirmée par l'observation du décalage vers le rouge gravitationnel qu'il entraîne sur les raies d'émission de la matière environnante, telle la raie $K\alpha$ du fer [159];
- un disque d'accrétion, dont le rayon s'étend de quelques 10^{-4} pc à 100 pc: la matière du disque chauffe à mesure qu'elle spirale vers le trou noir, le maximum de son émission passant du domaine optique à l'UV et aux rayons X;
- un tore de poussière opaque vers 100 pc, séparant le disque d'accrétion de la galaxie hôte;
- la zone de formation des étoiles et la galaxie hôte, d'une taille allant jusqu'à plusieurs dizaines de kpc.

Deux éléments environnant le trou noir central et le disque d'accrétion peuvent être parfois également observés:

- des nuages de matière ionisée, identifiables par l'observation de raies d'émission dont la largeur est fonction de la distance de ces nuages au trou noir central: on distingue ainsi la région des raies larges ("Broad Line Region", ou BLR),

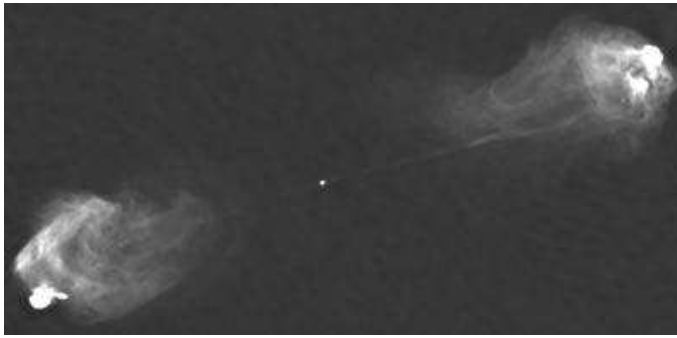


FIG. 3.2 – Image radio de Cygnus A, radio-source Faranoff-Riley de type II: les chocs terminaux apparaissent de part et d'autre du NAG.

dans un rayon inférieur au pc, et la région des raies étroites (“Narrow Line Region”, ou NLR) localisée à une distance d’environ 100 pc;

- des jets de matière perpendiculaires au disque, pouvant se prolonger jusqu’à plusieurs kpc, et caractérisés par une forte émission radio.

Une revue des NAG pourra être trouvée en référence [166], qui établit la classification générale qui leur est attachée. Cette dernière est basée sur leur puissance enregistrée en radio, et sur l’angle θ sous lequel ces objets sont observés, qui est défini comme l’angle entre la ligne de visée et l’axe de symétrie perpendiculaire au disque d’accrétion. Cet effet d’orientation joue par exemple sur l’éventuelle observation des nuages à raies d’émission, le tore de poussière les rendant indétectables dans le cas d’un très grand angle de visée.

Les objets les plus faibles en radio², ou “Radio-Quiet”, représentent la majorité (~95%) des NAG, et sont pour une raison encore inconnue associés à des galaxies hôtes spirales: on distingue parmi eux les galaxies de Seyfert de type 1 (raies larges) ou de type 2 (raies étroites). Les objets forts émetteurs radio, ou “Radio-Loud”, sont les moins nombreux (on en dénombre quelques centaines seulement): généralement associés à des galaxies hôtes elliptiques, ce sont les seuls objets à posséder des jets. Les galaxies Faranoff-Riley de type I ou II, qui présentent des raies étroites, sont les radio-galaxies qui apparaissent sous un grand angle de visée: ceci rend plus aisée l’observation de leurs jets, qui peuvent s’étendre sur de très grandes distances pour s’arrêter sous la forme de chocs terminaux par interaction sur le milieu environnant (Fig. 3.2). Ces “points chauds” sont souvent cités comme sites possibles de production des rayons cosmiques de haute énergie. A mesure que l’angle de visée diminue, on passe ensuite par les radio-galaxies à raies larges, pour enfin aboutir à la **classe des blazars, dont les jets font un angle relativement faible avec la direction de visée.**

Les blazars³ présentent un spectre électromagnétique très continu et fortement polarisé dans le domaine radio ou optique. Leur émission est dominée par celle de

2. Plus précisément, avec un rapport $\frac{L(5 \text{ GHz})}{L(\text{bande B})} < 10$ [166].

3. “To blaze” signifie “flamber” en anglais.

leur jet, dont la puissance est amplifiée par l'effet Doppler lié à leur vitesse relativiste et leur collimation en direction de l'observateur (voir la section suivante). Malgré l'éblouissement par l'émission des jets, les observations de blazars révèlent parfois la présence de raies d'émission intenses: en pratique, on distingue ainsi deux principaux types de blazars, d'une part les quasars à spectre plat en radio ("Flat Spectrum Radio Quasars", ou FSRQ), avec des raies intenses, et d'autre part **les Lacertides, qui ne présentent quasiment pas de raies**. Comme nous aurons l'occasion de le vérifier dans la suite, les blazars sont enfin des sources extrêmement variables, ainsi que les seules sources extra-galactiques actuellement détectées dans le domaine des γ de très haute énergie ($\gtrsim 100$ GeV, voir page 12).

3.2 Jets radio et mouvements superluminiques

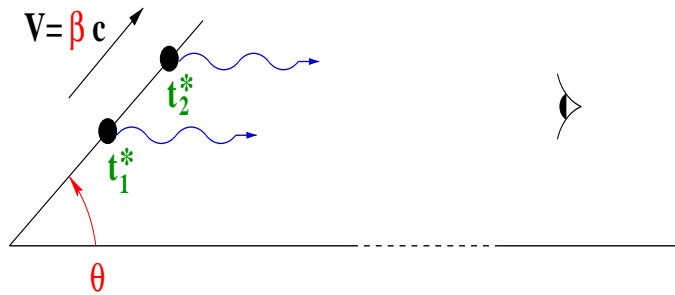


FIG. 3.3 – Définition du facteur Doppler géométrique:

$$\delta \equiv [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$$

$$\text{avec } \Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Source

$$\Delta t^* = t_2^* - t_1^*$$

Observateur

$$\Delta t = \Delta t^* / \delta < \Delta t^*$$

Les jets des noyaux actifs de galaxies constituent les structures les plus grandes de l'univers observable. La taille atteinte par certains d'entre eux dépasse ainsi la distance typique entre galaxies regroupées en amas. La plupart des jets de NAG sont observés dans le domaine radio (d'où le qualificatif de jets "radio"), et leur première identification remonte aux mesures effectuées par interférométrie radio à longue base (VLBI) dans les années 1960. Cependant, leur émission est actuellement également détectée à plus courte longueur d'onde, jusqu'aux γ de haute énergie dans le cas des blazars. Pour ces derniers, les observations VLBI ont mis en évidence l'apparition sporadique de nodules de plasma qui ont parfois des vitesses apparentes superluminiques. L'explication de ce phénomène, suggérée dès 1966 par M. Rees [143], puis reprise par P. Scheuer et S. Readhead en 1979 [148], est la suivante: notons $V = \beta c$ la vitesse d'éjection d'un nodule (supposé ponctuel) de matière, $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, et θ l'angle entre l'axe du jet et la direction d'observation (Fig. 3.3); considérons alors les temps de réception de lumière t_1 et $t_2 = t_1 + \Delta t$ dans le référentiel de l'observateur, correspondants aux temps d'émission t_1^* et $t_2^* = t_1^* + \Delta t^*$ dans le référentiel de

la matière éjectée. L'effet relativiste de dilatation des temps et l'effet géométrique dû au mouvement du nodule se traduisent par:

- la relation $\Delta t = \Gamma(1 - \beta \cos \theta) \Delta t^* \equiv \delta^{-1} \Delta t^*$, où $\delta \equiv [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$ est **le facteur Doppler géométrique**; pour de faibles valeurs de θ (notamment pour les Lacertides), δ peut aisément atteindre une valeur de 10: les échelles de variabilité observées (Δt) sont donc plus courtes que dans le référentiel lié au plasma (Δt^*); nous reviendrons sur cette propriété au chapitre III 3;
- une vitesse apparente de la source $V^{\text{app}} = \frac{\beta c \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}$, qui peut être plus grande que c pour un mouvement relativiste.

Les blazars ne sont pas seuls à présenter un mouvement apparent superluminique: un tel phénomène est maintenant connu sur quelques micro-quasars galactiques, tels que GRS1915+105 [117].

Deuxième partie

L'imageur CAT: calibration;
méthodes d'analyse

Résumé

Cette partie est consacrée à l'étude du détecteur et à son étalonnage, ainsi qu'aux méthodes d'analyse qui seront utilisées dans la suite⁴.

Le principe de fonctionnement du télescope et la chaîne de détection sont tout d'abord présentés, l'accent étant mis sur le problème de la mesure des charges, dont la compréhension est primordiale avant toute étude plus approfondie des images de gerbes atmosphériques.

La méthode officiellement utilisée dans la collaboration CAT pour la reconstruction d'un signal γ consiste à ajuster, sur chaque image de gerbe, une image-type de gerbe électromagnétique calculée par un modèle semi-analytique. Sa version actuelle est exposée, et optimisée sur simulations; ceci conduit à la définition d'un jeu de coupures dites "standard", dont la validité ainsi que celle des acceptances qui en résultent est testée autant que possible par comparaison avec des données réelles. Les sources de γ utilisées à cette fin sont de deux types: les données prises lors des sursauts les plus forts des blazars Markarian 501 (le 16 Avril 1997) et Markarian 421 (début Janvier 2000), d'une part, constituent des faisceaux très précieux fortement enrichis en γ ; la nébuleuse du Crabe, d'autre part, a une émission continue et constante qui en font une sorte de bougie standard pour l'astronomie γ des très hautes énergies. Les résultats obtenus sur ces trois sources sont très satisfaisants et confirment la solidité de l'analyse, notamment au regard de l'évolution du détecteur.

Enfin, la méthode d'analyse spectrale est présentée: on ajuste une forme spectrale théorique en maximisant une fonction de vraisemblance, et en prenant en compte la réponse du détecteur en détail. A ce sujet, un soin très particulier est accordé à la paramétrisation des biais apparaissant dans la reconstruction en énergie. La méthode est testée sur simulations, de même que sur les données prises sur la nébuleuse du Crabe: la stabilité du spectre obtenue sur quatre hivers consécutifs nous donne confiance dans l'analyse spectrale des blazars Markarian 501 et Markarian 421 qui sera abordée dans la partie suivante.

4. J'ai exposé oralement les grandes lignes de ce travail au "GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop" en Août 1999 [132].

Chapitre 1

Le détecteur CAT

1.1 Présentation



FIG. 1.1 – *Le site de Thémis. Face à la tour (100 m de hauteur) de l'ex-centrale solaire apparaît le champ des 200 héliostats (54 m² de surface individuelle). Au centre, le hangar blanc abrite le télescope CAT.*

Le télescope CAT est situé à 1600 m d'altitude, sur le site de l'ancienne centrale solaire Thémis d'Electricité de France (Fig. 1.1), près du village de Targassonne dans

les Pyrénées Orientales. Ce site se trouve à proximité de Font-Romeu, par 2° de longitude Est et 42° de latitude Nord.

On trouvera la description complète du télescope en références [103, 12]. Les tests des composants électroniques et optiques sont décrits en référence [13], et la calibration du détecteur est en partie traitée en référence [87]. Je me limiterai donc dans ce chapitre à une description schématique de la chaîne de détection, pour ensuite me concentrer sur les aspects relevant de la calorimétrie; à ce propos, je soulignerai les points qui ont fait récemment l'objet d'une meilleure compréhension (notamment le traitement du bruit), et qui ont des implications directes dans l'analyse exposée aux chapitres suivants.

1.2 La chaîne de détection

1.2.1 Monture et miroir

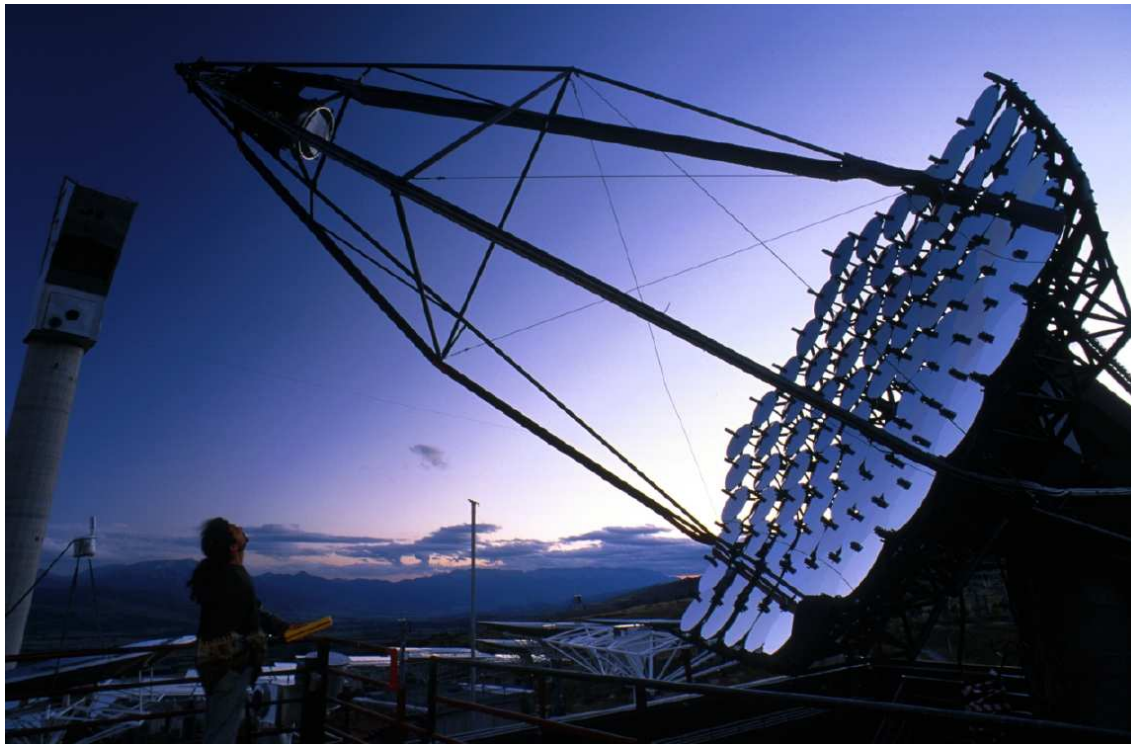


FIG. 1.2 – L'imageur CAT se relevant de sa position de repos, vu depuis la plateforme dans le hangar, ici ouvert. On distingue les 90 miroirs élémentaires qui constituent le réflecteur, ainsi que la caméra, située dans le plan focal à 6 m de ce dernier. Quelques héliostats sont visibles en arrière-plan, de même que la tour de l'ex-centrale solaire.

L'imageur CAT (Fig. 1.2) a été construit sur la monture, de type alt-azimuthale, d'un ancien héliostat de la centrale solaire. Son emplacement au centre du champ

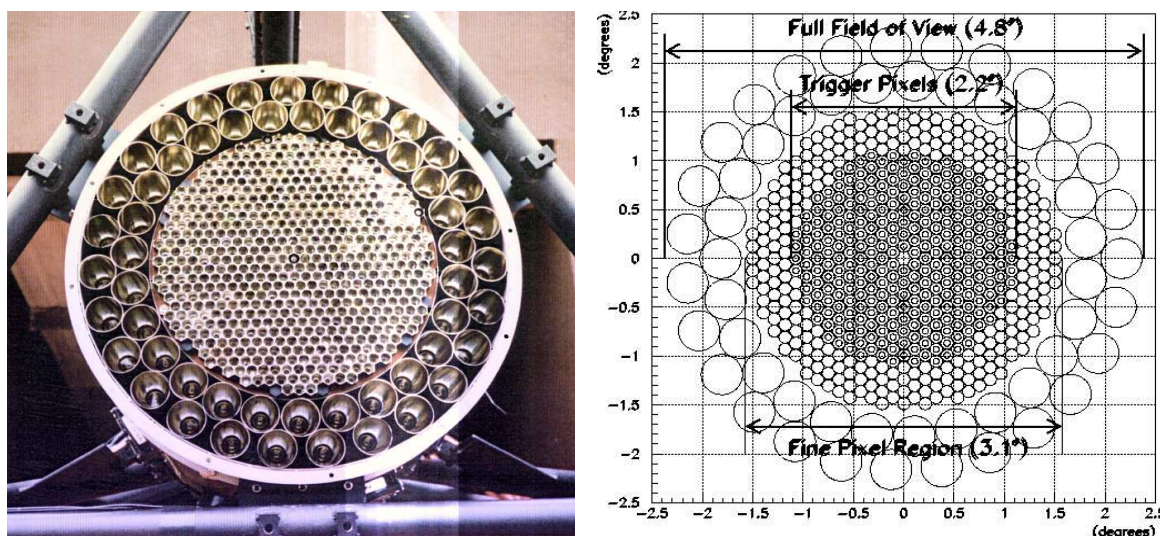


FIG. 1.3 – Les 600 pixels de la caméra de CAT, surmontés de leurs cônes de Winston. Le schéma de droite détaille le champ de vue des différentes zones: petits pixels, intervenant ou non dans la formation de la logique de déclenchement, et pixels de garde.

d'héliostats a été choisi pour optimiser le recouvrement des surfaces de détection avec les échantillonneurs en opération sur le site¹. Son réflecteur, d'une surface de 18 m² et de focale 6 m, est constitué d'un ensemble de 90 miroirs élémentaires de 50 cm de diamètre agencés suivant un montage de type Davies-Cotton [107]. Outre une facilité certaine dans la construction et le réglage (l'alignement des miroirs élémentaires est réalisé par une simple méthode d'auto-collimation), ce montage minimise les aberrations hors axe optique mais présente un léger défaut d'anisochronisme, toutefois inférieur à la durée typique d'un signal Tcherenkov ($\lesssim 3$ ns).

1.2.2 La caméra

Pixellisation

La caméra du télescope (Fig. 1.3) se présente sous la forme d'un nid d'abeille de 546 petits photomultiplicateurs de 0.12° de diamètre angulaire, pour un champ de vue de 3.1°. Au démarrage de CAT, la fine granularité de sa caméra constituait l'une de ses spécificités². Elle permet une analyse très précise des images, comme les anneaux de lumière Tcherenkov créés par les muons traversant le réflecteur. Ces anneaux se sont avérés très utiles pour la calibration (Cf. § 1.4.3 et § 1.6.3). La caméra comporte en outre deux couronnes de 54 photomultiplicateurs plus larges (0.40° de diamètre angulaire) dits "pixels de garde", qui étendent le champ de vue à 4.8°.

1. A l'époque Thémistocle et ASGAT, actuellement ASGAT et CELESTE.

2. Depuis l'automne 1997, le télescope du Whipple présente une nouvelle caméra aux pixels très similaires à ceux de CAT.

Chaque photomultiplicateur est précédé d'un cône de Winston concentrateur de lumière [139]. Son rôle est double: d'une part il augmente la collection de lumière en réduisant d'environ 20% la perte due à l'espace mort entre les pixels, et en concentrant cette lumière sur la partie centrale de la photocathode, où l'efficacité quantique est maximale; d'autre part il rejette les photons dont l'angle d'incidence est trop grand ($\gtrsim 30^\circ$), supprimant notamment ainsi la contamination des signaux par la lumière d'albedo du sol (surtout en cas de neige). Les efficacités de collection seront examinées au § 1.4.2; retenons simplement ici que l'effet des cônes est primordial, puisqu'ils doublent l'efficacité pour les angles d'incidence utiles (Fig. 1.4).

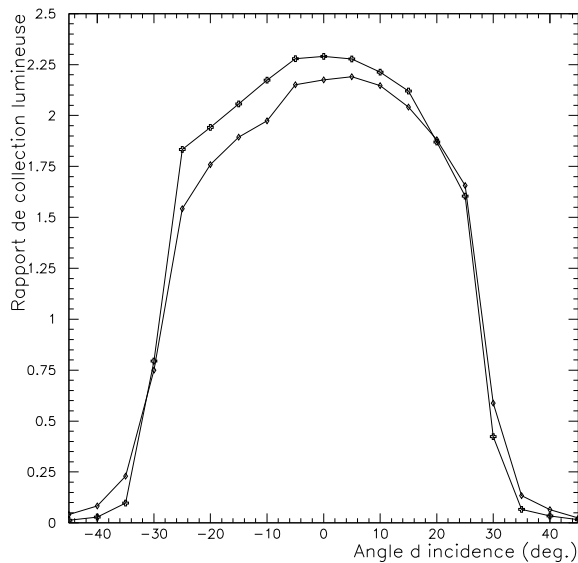


FIG. 1.4 – Rapport de l'efficacité de collection de deux photomultiplicateurs avec cônes de Winston, à celle d'un photomultiplicateur sans cône. Dans la région utile ($\lesssim 30^\circ$), l'efficacité est quasiment doublée.

Déformations mécaniques et corrections de pointé

La caméra est maintenue par les trois bras d'un portique totalement indépendant de la structure supportant le miroir. La déformation du portique sous l'effet du poids de la caméra (110 kg) n'a ainsi aucun effet sur l'optique. Elle n'entraîne qu'un léger décalage du centre de la caméra par rapport à l'axe optique du miroir. A cet effet s'ajoute une légère erreur de verticalité et d'horizontalité dans les axes de site et d'azimuth, respectivement. Le décalage latéral total en résultant peut atteindre 1.2 cm en position horizontale, soit de l'ordre de la taille d'un pixel dans le plan focal. Cet effet doit être corrigé car la détermination de l'origine angulaire d'une gerbe γ est sensible, et ce critère est indispensable pour extraire un signal γ par imagerie. Une telle déformation mécanique doit être prise en compte à l'analyse, et donc correctement paramétrisée. Deux méthodes sont mises en œuvre dans ce but.

La première méthode consiste à laisser le télescope en position fixe et à enregistrer la trajectoire d'étoiles de coordonnées tabulées. La répétition d'une telle opération

pour différentes positions en site et azimuth conduit à la paramétrisation désirée.

La seconde méthode utilise trois diodes insérées entre les cônes de Winston et deux caméras CCD placées entre les éléments du miroir:

- la première d'entre elles (CCD_1), placée au centre du miroir, regarde la matrice des pixels et enregistre la position des diodes;
- la seconde (CCD_2), insérée non loin du centre du miroir, regarde le ciel et enregistre la position des étoiles brillantes s'y trouvant.

La paramétrisation précise des coordonnées célestes du centre de la caméra est alors obtenue pour différentes directions en site et azimuth du télescope comme suit: lors de prises de données dédiées, un écran blanc est fixé sur la caméra; il est percé de trois trous au niveau des diodes et reflète les images des étoiles brillantes proches de la source, vues à travers le miroir. La caméra CCD_1 , qui voit diodes et images d'étoiles, fournit donc la position du centre de la caméra par rapport à ce champ stellaire. Parallèlement, celui-ci est identifié en absolu à l'aide d'un programme de reconnaissance utilisant l'autre champ, légèrement plus large, couvert par la caméra CCD_2 , qui voit directement les étoiles et qui est fixée dans le référentiel de l'optique. On en déduit une première paramétrisation, qui est ultérieurement améliorée au vu des données CCD acquises pendant les heures de fonctionnement habituel³. Le résultat final atteint **une précision inférieure au sixième de la taille angulaire d'un pixel ($\lesssim 1'$), ce qui est remarquable.**

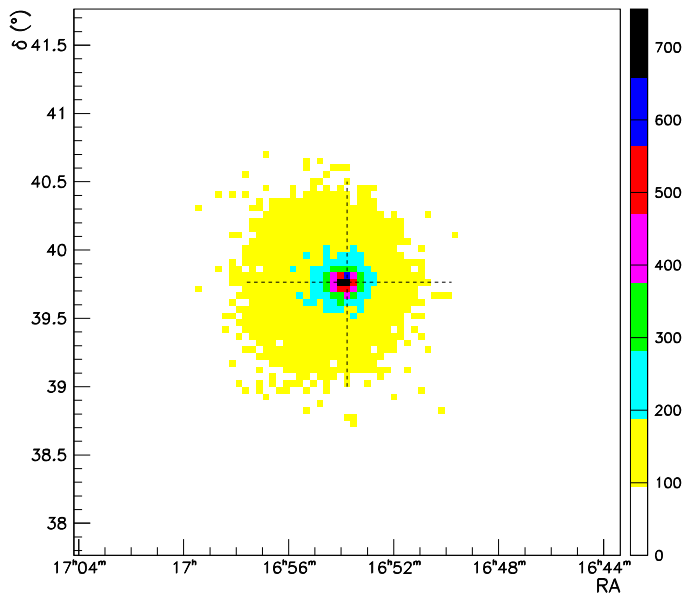


FIG. 1.5 - *Distribution projetée, par intervalles de 0.05° en ascension droite et déclinaison, des origines angulaires reconstruites pour toutes les données prises entre 0° et 44° d'angle zénithal sur le blazar Markarian 501 en 1997. Les images ont été sélectionnées par une simple coupure sur leur forme (voir le chapitre 2). La croix indique la position réelle de la source. Cette figure est tirée de la référence [47].*

³. La constance dans le temps des déformations mécaniques s'est toujours vérifiée, si ce n'est bien sûr lors de l'ajout des pixels de garde en Juin 1997.

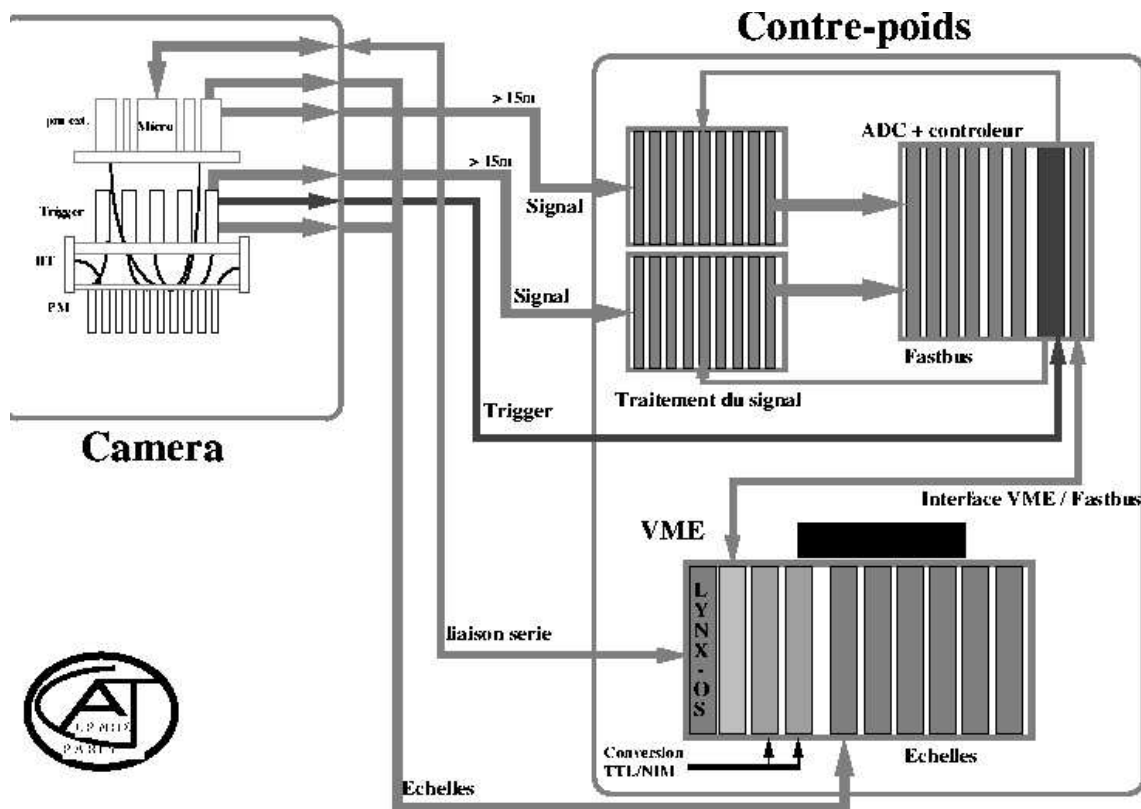


FIG. 1.6 – Architecture de l'électronique d'acquisition. On distingue une partie compacte, située dans la caméra même (qui inclut la logique de déclenchement), et une partie située dans des baies au niveau des contrepoids du télescope, contenant les commandes de basses et hautes tensions ainsi que toute l'électronique de traitement analogique.

La méthode d'analyse des images qui sera exposée au chapitre 2 permet de reconstruire la direction de la source visée *événement par événement* dans l'hypothèse γ . La figure 1.5, qui intègre toutes les données prises sur le blazar Markarian 501 en 1997 pour des angles zénithaux inférieurs à 44° , illustre la très bonne qualité de la correction qui est appliquée événement par événement: la distribution des origines de gerbe ainsi reconstruites présente un maximum à la position réelle de la source.

1.2.3 L'électronique d'acquisition

Au § I 2.3.1, nous avons vu la nécessité d'une chaîne d'électronique très rapide pour obtenir le seuil de détection le plus bas possible en énergie. Dans le cas de CAT, cette chaîne consiste en une électronique située directement dans la caméra ainsi que dans les contrepoids du télescope (Fig. 1.6), supprimant ainsi des longueurs de câbles qui ne feraient que dégrader le signal. Toute la logique de déclenchement est construite dans la caméra, à l'arrière des photomultiplicateurs. L'électronique de lecture analogique est, quant à elle, placée dans les contrepoids, avec l'ordina-

teur d'acquisition et les châssis d'alimentation en basse et haute tension. Avant de suivre chacune de ces deux voies, les signaux de sortie des photomultiplicateurs sont amplifiés et élargis jusqu'à ~ 2.3 ns, ce qui les rend utilisables dans une logique de coïncidence prenant en compte la dispersion temporelle entre voies due à l'anisochronisme du miroir et à la dispersion intrinsèque des photons de la gerbe.

La logique de déclenchement

Seuls les 288 pixels centraux interviennent dans la logique de déclenchement, afin que les images de gerbes Tcherenkov retenues soient bien contenues dans la caméra. Dans le cas d'une source ponctuelle⁴, les gerbes de γ éventuelles donnent des images pointant toutes vers sa position angulaire, *i.e.* au centre de la caméra aux erreurs de pointé près. La logique de déclenchement exploite cette propriété: les 288 pixels sont répartis en 9 sextants de 48 pixels se recouvrant par tiers, chaque couple de sextants consécutifs ayant 16 pixels en commun (Fig. 1.7); la logique de déclenchement exige alors un nombre minimal $N_v = 4$ de voies *d'un même sextant* dépassant un seuil analogique en amplitude S_m . Ceci limite dans le même temps le nombre de coïncidences aléatoires dues au bruit de fond du ciel⁵.

Lors de la première année de fonctionnement de l'expérience, toutes les données ont été prises avec un seuil individuel $S_m = 3.0 \times \overline{S}_{1\gamma e}$, où **$\overline{S}_{1\gamma e}$ est l'amplitude du signal moyen produit par un photoélectron unique.** Par la suite, cette valeur fut fixée à $S_m = 2.5 \times \overline{S}_{1\gamma e}$ pour étudier la possibilité d'abaisser le seuil de détection du télescope. Nous verrons au § 2.4.2 qu'il est néanmoins possible d'utiliser dans une même analyse les données prises avec différentes valeurs de S_m .

Cette logique de déclenchement entraîne **un taux d'événements d'environ 15 Hz (essentiellement des images dues à des hadrons) pour une prise de données au zénith dans des conditions "normales"** (bonne météo, hautes tensions des photomultiplicateurs habituelles...). La lecture d'un événement nécessitant quelques ms, le temps mort associé est de l'ordre de 10%.

La chaîne analogique

La mesure des charges s'effectue au niveau des baies situées dans les contrepoids du télescope. Les signaux de photomultiplicateurs y sont acheminés par des câbles le long des bras du portique, puis retardés voie par voie en attendant le signal logique de déclenchement, dont la formation prend ~ 120 ns. Lorsque ce dernier est validé, les courants sont intégrés par des convertisseurs analogique-numérique (ADC) dans une fenêtre en temps de largeur réglable. Le signal de déclenchement active une porte analogique rapide⁶ dont le temps de commutation est très faible (~ 2 ns). Pour

4. C'est pour l'instant le cas de tous les objets observés par CAT.

5. L'utilisation de comparateurs, au lieu de discriminateurs dont la largeur de porte serait trop large, réduit également le nombre d'événements fortuits.

6. Les portes internes des ADC (60 ns) ne pourraient être utilisées ici.

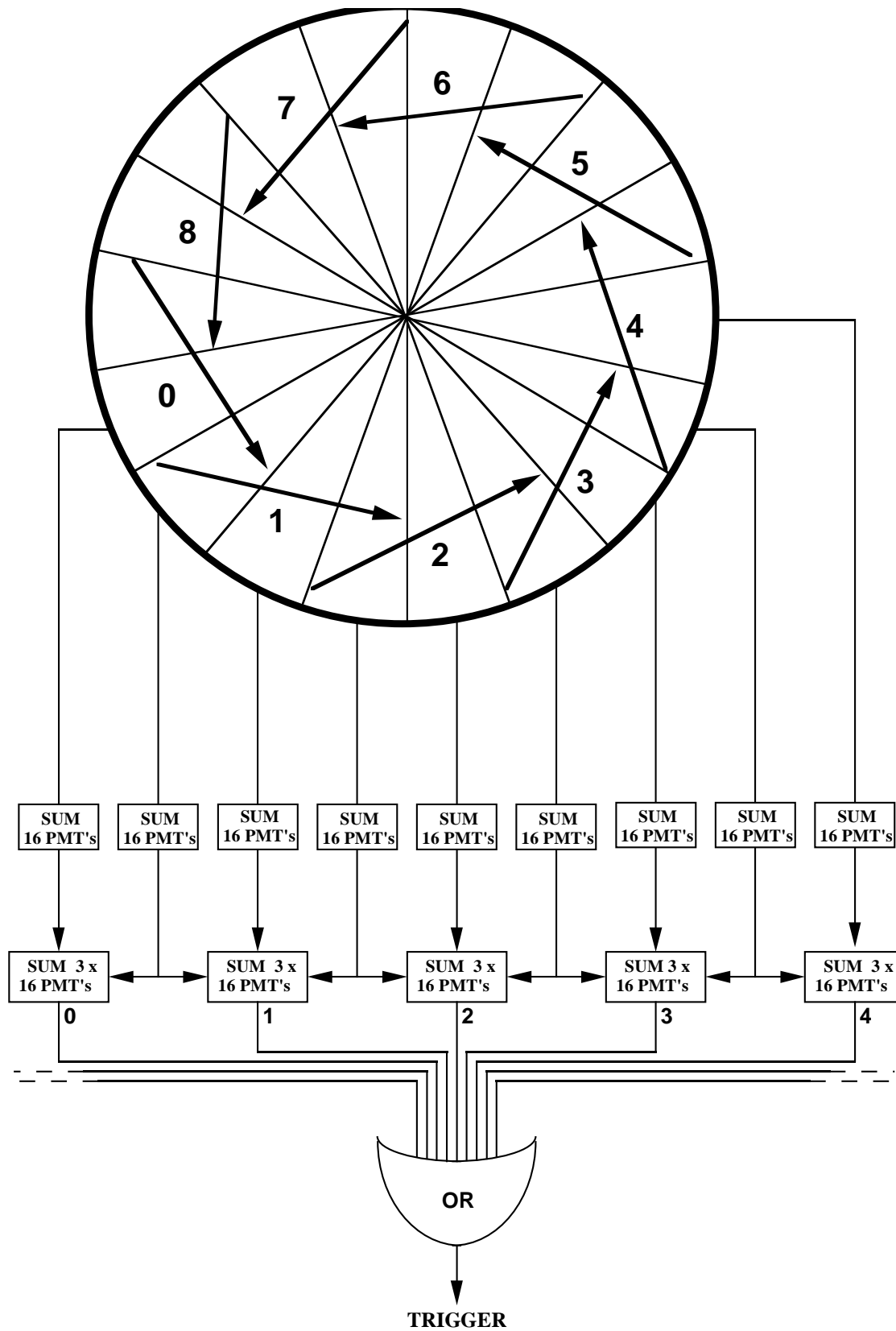


FIG. 1.7 – Sectorisation de la caméra. La zone de déclenchement (288 pixels) est partagée en 9 sextants se recouvrant par tiers. Le signal logique de déclenchement de la caméra provient d'une porte "OU" appliquée aux 9 signaux de déclenchement des sextants.

minimiser la contribution du bruit de fond du ciel, la largeur de cette porte a été fixée à 16 ns, soit $\Delta t_r = 12$ ns d'intégration effective.

La lecture des ADC peut être également déclenchée par un signal aléatoire provenant directement de l'ordinateur d'acquisition. Le but est ici d'avoir un suivi régulier, voie par voie, du zéro des charges (piédestal) et du bruit de fond du ciel. Pour cette mesure, la largeur de la porte d'intégration a été fixée à $\Delta t_a = 40$ ns. On a montré qu'une fréquence de mesure égale au dixième de celle des déclenchements réels pouvait suffire, soit donc entre 1 et 2 Hz. Nous verrons au § 1.6.2 l'utilisation qui est faite de ces événements.

Enfin, des échelles de comptage permettent de suivre voie par voie le taux de dépassement du seuil S_m des comparateurs. Ces taux de comptage simple sont utilisés à deux niveaux: d'une part en cours d'acquisition, où une valeur trop grande (> 40 MHz) signale la présence dans le champ de vue d'une étoile brillante (magnitude $\lesssim 4$) qui pourrait détériorer le pixel qu'elle affecte, voire entraîner un taux d'événements fortuits plus important si le pixel est situé dans la zone de déclenchement; la haute tension de tels pixels est alors automatiquement coupée. D'autre part les taux de comptage simple augmentent notablement lorsqu'un nuage, parfois invisible à l'œil nu, passe dans le champ de vue et rétro-diffuse la lumière des villes avoisinantes; cette information est donc très utile, avant toute analyse, pour définir des critères de sélection de qualité des données (Cf. § 2.4.1).

1.3 Le déroulement des observations

1.3.1 La salle de contrôle

La salle de contrôle est située sous la plateforme où le télescope vient reposer lorsque le hangar est fermé. Elle communique avec ce dernier par un sas qui permet des allées et venues (essentiellement pour vérifier la qualité du ciel) sans aucune fuite de lumière vers l'extérieur. Elle contient la machine centrale, reliée à l'ordinateur d'acquisition par fibre optique, et qui enregistre les données sur disque. C'est également depuis cette machine que l'opérateur passe les commandes d'observation. Enfin, trois écrans de contrôle supplémentaires sont présents pour vérifier le bon déroulement de la prise de données.

1.3.2 La prise de données

Une prise de données typique a une durée de 30 min et se déroule généralement suivant **une stratégie dite de "ON-OFF": le télescope pointe alternativement sur la source étudiée (position "ON"), puis dans la région hors source (position "OFF") décalée de 35 min en ascension droite** (les 5 min restantes étant nécessaires au changement de pointé et à la relance de l'acquisition).

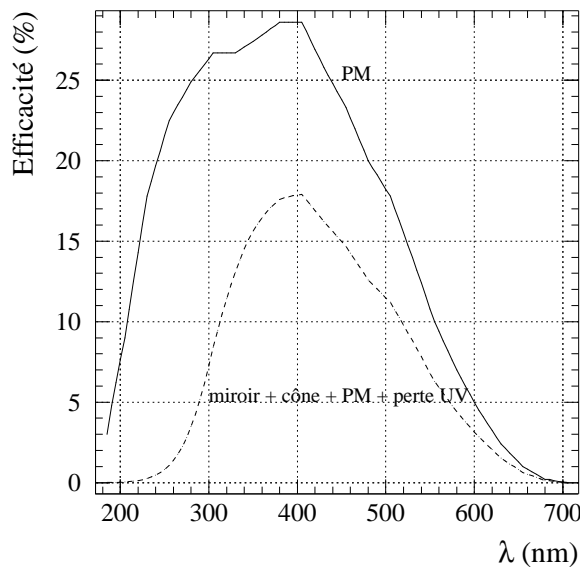


FIG. 1.8 – Efficacités optiques en fonction de la longueur d'onde: efficacité quantique moyenne des photomultiplicateurs (ligne pleine); efficacité optique globale (ligne pointillée) comprenant l'efficacité quantique, les efficacités du miroir et des cônes, et la perte de lumière dans l'ultra-violet (voir texte).

Ceci permet d'estimer le fond hadronique dans la même région du ciel (en site et azimuth) balayée par la source, avec une transparence d'atmosphère semblable. **Le signal γ éventuel sera extrait à l'analyse par comparaison entre données ON et OFF.** A ce stade il sera indispensable de vérifier deux points: d'une part des fluctuations d'atmosphère importantes peuvent toujours intervenir à l'échelle d'une demi-heure, et ceci devra être examiné au moment de la sélection des données à utiliser⁷. Il faudra d'autre part vérifier, lors de l'analyse, que la différence entre les champs d'étoiles des régions ON et OFF n'entraîne pas de biais dans l'extraction du signal γ .

1.3.3 Analyse en ligne

L'extraction du signal γ (voir le chapitre 2) la plus efficace nécessite une analyse des images complexe qui est coûteuse en temps. Une préanalyse grossière peut être néanmoins conduite en un temps raisonnable (~ 15 min) à la fin de chaque acquisition: bien qu'elle ne soit sensible qu'à des signaux γ relativement forts (typiquement de l'ordre de celui de la nébuleuse du Crabe), elle permet de prendre une décision affectant le programme d'observation, lorsqu'une variation anormale d'intensité est mesurée. Cette analyse en ligne fournit également un diagnostic de l'état de l'électronique et une fiche météorologique, basés essentiellement sur l'étude des taux de comptage simple et du taux de déclenchement (Cf. § 2.4.1).

Depuis Novembre 1999, un PC bi-processeur avec une fréquence d'horloge de 500 MHz est installé en salle de contrôle. Ses performances permettent désormais de

7. Ce problème est crucial pour une expérience comme CELESTE qui, en fonctionnant à plus basse énergie, est bien plus sensible à de telles fluctuations. Afin de réduire au minimum les erreurs systématiques correspondantes, la durée des acquisitions de CELESTE a été abaissée à 15 min.

connaître en moins de 15 min les principaux résultats d'analyse. Pour comparaison, l'analyse la plus complète demande plusieurs heures sur les machines du centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon, où les données sont en dernier lieu transférées via le réseau Internet.

1.4 Des photons aux photoélectrons

En sortie de l'imageur, l'information sur un événement est contenue dans les charges des 600 pixels, exprimées en unités ADC. Pour en comprendre la signification, et remonter à une information physique en termes de quantité de lumière, nous devons examiner chaque étape de la chaîne de détection. Cette section traite de l'atmosphère et des efficacités de collection jusqu'en aval des photocathodes. La mesure du gain de la chaîne électronique et la mesure des charges seront abordées dans les deux sections suivantes.

1.4.1 L'atmosphère

L'atmosphère, véritable calorimètre pour les expériences à effet Tcherenkov atmosphérique, est un élément essentiel de la chaîne de détection, et sa simulation est l'une des principales sources d'incertitude: sa transparence est en effet assez difficile à chiffrer à chaque instant, si bien que l'estimation *en absolu* de l'énergie d'un γ reste délicate.

Une station météo a récemment été mise en place sur le site de Thémis et fournit les valeurs au sol de température, pression et humidité⁸. Cependant, la transparence de l'atmosphère à plusieurs kilomètres d'altitude, là où les gerbes Tcherenkov se développent principalement, n'est connaissable qu'à l'aide d'instruments dédiés tels qu'un LIDAR. Un tel dispositif est actuellement en construction sur le site, mais non encore opérationnel.

L'analyse des images, qui sera présentée dans les deux chapitres suivants, s'appuie donc (entre autres) sur des simulations utilisant les caractéristiques d'une atmosphère "standard". Les densités de diffuseurs et d'absorbeurs sont supposées constantes, et les effets de variations éventuels de transparence lors des observations ne sont pas pris en compte. Ces effets seront néanmoins quantifiés au § 3.3.3, sous la forme d'une erreur systématique globale entachant le calcul des flux d'émission des sources ($\sim 20\%$ typiquement). Une seconde précaution, suffisante dans l'attente d'une éventuelle utilisation prochaine du LIDAR, consiste à ne conserver que les prises de données de bonne qualité. Leur sélection, exposée au § 2.4.1, repose sur l'examen des taux de comptage simple et du taux de déclenchement. Nous verrons

8. En principe, ces informations pourraient servir à une recalibration (grossière) en temps réel des valeurs des charges, lorsque l'atmosphère subit des variations de transparence importantes. Elles ne sont malheureusement pas encore intégrées aux données, car ceci demanderait une reprogrammation non évidente du schéma d'acquisition.

qu'elle rejette très efficacement les données de qualité médiocre⁹ et ne retient que les données pour lesquelles l'erreur systématique signalée plus haut pourra largement suffire.

1.4.2 Efficacités de collection

Les réflectivités optiques des éléments de miroir (90%) et des cônes de Winston (70%) varient très peu sur une large plage en longueur d'onde, entre 200 nm et 700 nm. En aval de la chaîne optique, l'efficacité quantique des photomultiplicateurs dépend par contre très fortement de la longueur d'onde, atteignant un maximum de 28% à ~ 400 nm (Fig. 1.8).

1.4.3 Le problème de la perte de lumière

L'analyse des images particulières, en forme d'anneaux, que forment les muons traversant le réflecteur¹⁰, a permis de mettre en évidence une perte de lumière dans la chaîne de détection [87]. La distribution de lumière dans ces images est facile à prédire: elle se calcule par des formules simples d'émission Tcherenkov et de diffusion multiple des muons dans l'atmosphère. Le rôle de l'atmosphère est ici en outre réduit, puisque seule la lumière émise dans les quelques 100 derniers mètres de la trajectoire des muons est collectée. Ce dernier point montre l'intérêt énorme qu'offre ce type d'images pour la calibration du détecteur. En raison de la finesse de sa caméra, seule l'expérience CAT a su l'exploiter pleinement à l'heure actuelle.

Quand on tient compte, dans un programme de simulation d'images de muons, de toutes les efficacités signalées précédemment, on prédit une quantité de lumière presque deux fois supérieure à celle qu'on observe dans les images réelles de muons¹¹. Des données prises avec un filtre placé devant la caméra et coupant la lumière à courte longueur d'onde, ont montré que cette perte est localisée dans l'ultra-violet (UV). Par suite, le problème doit peu concerner les images de gerbes électromagnétiques, dont le contenu en UV est faible du fait de l'absorption par l'ozone à haute altitude¹².

On a choisi de paramétrer la perte dans l'UV par un facteur de transmission

$$T_{UV}(\lambda) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\lambda - \lambda_0}{\delta\lambda}\right)}$$

9. Par exemple celles prises avec des nuages invisibles à l'œil nu.

10. Le taux de ces événements est de ~ 0.4 Hz (Cf. [87] page 73), contre ~ 6 Hz pour le taux d'événements total dû aux muons (voir page 83).

11. Cette quantité de lumière dépend de plusieurs paramètres, comme l'angle d'incidence du muon sur le miroir et sa position d'impact. Avant toute comparaison, ces paramètres sont obtenus simultanément par l'ajustement sur les anneaux d'un modèle analytique donnant leur distribution azimuthale de lumière; Cf. [87] pour plus de détails.

12. A ce sujet, même une quantité d'absorbants (dont l'ozone) ou de diffuseurs atmosphériques dix fois supérieure à leur valeur "normale" ne saurait expliquer la perte de lumière; l'origine de cette dernière reste donc encore aujourd'hui totalement inexpiquée.

dépendant de deux paramètres λ_0 et $\delta\lambda$ représentant respectivement la longueur d'onde de coupure et la largeur de la zone de transition. La comparaison des simulations avec les données, avec et sans filtre, fournit deux contraintes sur ces paramètres et conduit aux valeurs finales de $\lambda_0 = 305 \pm 10$ nm et $\delta\lambda = 20 \pm 5$ nm. La figure 1.8 montre l'effet de la perte de lumière sur l'efficacité globale, en fonction de la longueur d'onde. Le programme de simulation de l'imageur, qui inclut désormais ces résultats, a confirmé que cet effet est négligeable sur les gerbes de γ : plus exactement, la forme des images de γ reste inchangée, et la perte de lumière n'entraîne qu'un décalage en énergie de $\sim -12\%$.

La forme adoptée pour la dépendance en longueur d'onde du facteur de transmission T_{UV} n'a pas été testée de manière plus précise jusqu'à maintenant. Une étude plus poussée a été récemment entreprise avec la prise de données utilisant deux autres filtres, coupant à différentes longueurs d'onde et de transmissions mieux connues, qui devraient fournir des contraintes supplémentaires sur le jeu de paramètres à utiliser.

1.5 La mesure des charges

Remonter d'une charge en unités ADC à une charge en photoélectrons nécessite évidemment de connaître la position du zéro, ou piédestal, pour chaque voie. Sa détermination est intimement liée à celle des fluctuations de charge dues au bruit de fond du ciel et à un bruit purement électronique; je traiterai donc ces points ensemble dans la section suivante. Dans cette section je me limite au gain de la chaîne électronique, et examine la réponse de l'ensemble de la caméra.

1.5.1 Qu'appelle-t-on charge d'un photoélectron?

Examinons en détail le processus de mesure d'une charge, en vue de l'étude du bruit de fond du ciel: nous verrons en effet que la haute fréquence d'arrivée des photoélectrons due à la luminosité du ciel implique un comportement très particulier à ce niveau.

Chaque photomultiplicateur est suivi d'un montage capacitif qui empêche tout apport de charge dans le circuit de lecture, et supprime en particulier les éventuels courants continus parasites. Après amplification, le signal de sortie S produit par le photomultiplicateur en réponse à un photoélectron unique comprend donc deux composantes dont la somme des intégrales *à l'infini* est nulle. La première est la composante anodique S_1 , rapide, avec un temps de montée de ~ 1.6 ns et une largeur de ~ 2.3 ns. Affectons-lui arbitrairement un signe positif. Elle est suivie d'une seconde composante S_2 , sorte de rebond négatif d'amplitude nettement plus faible car bien plus étalé, avec un temps de décroissance de l'ordre de quelques μ s (fixé par le RC du montage).

Le déclenchement de l'acquisition est provoqué par un certain nombre de voies dépassant un seuil analogique en amplitude *positif*. Les portes des ADC, ouvertes au temps t_d sur ces voies, sont donc rigoureusement synchrones avec la composante positive S_1 . Si ces voies ne sont affectées par aucun photon avant t_d , leur composante négative se limite à la somme de celles induites par les photons – ayant provoqué le déclenchement – arrivés après t_d . Vue la courte durée des portes, l'intégrale des composantes négatives est donc tout à fait négligeable, et la charge des pixels est celle de leur composante anodique seule. Si cette dernière est due à un photoélectron unique, elle est entièrement contenue dans la porte et la charge qu'elle donne est par définition égale, aux fluctuations de gain du photomultiplicateur et au bruit électronique près, à la charge moyenne $\overline{Q}_{1\gamma e}$ d'un photoélectron. **Je conserverai cette notation dans la suite, qui distingue de façon explicite un nombre pur de photoélectrons, en sortie de photocathode, de la charge qu'ils induisent.**

1.5.2 Effet de la chaîne électronique

Lorsque le piédestal d'une voie i , zéro de sa distribution de charge en unités ADC, est connu, on doit déterminer le facteur G_i permettant de convertir un nombre absolu d'unités ADC en une charge exprimée en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$. Le vieillissement des photomultiplicateurs oblige à un suivi régulier des facteurs G_i ; ils sont mesurés deux fois par mois, en début et fin de période d'observation, comme suit.

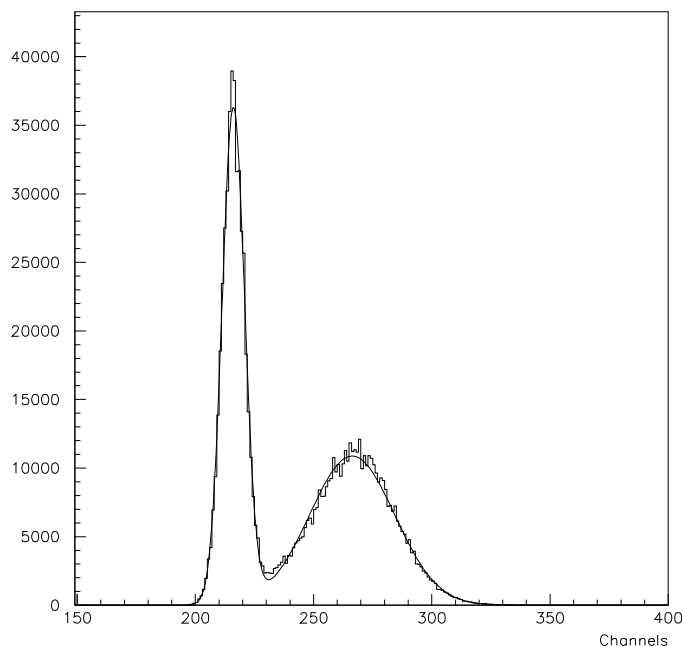


FIG. 1.9 – *Spectre de charge (en unités ADC) d'un phototube, en réponse à un photoélectron. La fluctuation de charge en sortie de photomultiplicateur a été mesurée pour toutes les voies: sa variance est proportionnelle à la charge, soit $\langle \sigma_Q / \sqrt{Q} \rangle = 0.43 \pm 0.04$ en moyenne sur tous les pixels, pour un rapport pic sur vallée de 2.*

On mesure la position du pic à $1 \overline{Q}_{1\gamma e}$ à l'aide d'une LED pulsée à très faible éclairage et de hautes tensions correspondant à un gain de photomultiplicateur

de 3×10^6 , *i.e.* trois fois plus grand qu'en fonctionnement "normal"¹³. Chaque impulsion lumineuse donne, en moyenne, au plus un photoélectron par pixel; la faible fréquence des impulsions fait qu'aucun photon n'affecte les pixels avant le temps de déclenchement t_d . Si un pixel ne reçoit rien, l'événement entre donc exactement dans le piédestal de sa distribution de charge. S'il collecte un photoélectron unique, il le reçoit *en même temps* que les pixels déclenchant la caméra (il peut éventuellement en faire partie): la composante S_1 de son signal est alors entièrement contenue dans la porte de l'ADC, et donne la charge $\overline{Q}_{1\gamma e}$.

La largeur du pic à $1\overline{Q}_{1\gamma e}$ n'est que de $\sim 0.4\overline{Q}_{1\gamma e}$ pour un rapport pic sur vallée de 2 (Fig. 1.9), ce qui rend ce type de mesure assez fiable (10% d'erreur typiquement). En moyenne, sur les pixels et dans le temps, 12 unités ADC représentent une charge de $1\overline{Q}_{1\gamma e}$, soit finalement $\langle G_i \rangle \simeq 12 \pm 1$.

1.5.3 Réponse comparée des pixels

Les facteurs de conversion G_i ne sont représentatifs que de l'effet de la chaîne électronique. Les différences de réponse entre voies, au niveau de la chaîne optique¹⁴ en amont, doivent aussi être prises en compte. Comme nous le verrons plus loin, la recherche d'un signal γ est basée sur la comparaison de chaque image avec des modèles d'images de gerbes électromagnétiques moyennes. Il est donc très important de pouvoir tout d'abord se ramener à une réponse de caméra la plus uniforme possible¹⁵.

Depuis Avril 1998, la réponse globale (*i.e.* électronique *et* optique) des 600 voies est déterminée deux fois par période d'observation en utilisant une LED pulsée à fort éclairage. L'éclairage de cette LED est très uniforme dans le plan focal; chaque impulsion lumineuse envoie un nombre de photons donnant en moyenne 15 photoélectrons par pixel. Les hautes-tensions sont ici conservées à leurs valeurs "habituelles", soit un gain de photomultiplicateur de 10^6 . Dans cette mesure, la position du pic par rapport au piédestal dépend à la fois du gain électronique de la voie *et* de l'efficacité optique en amont de cette voie. Elle correspond à un nouveau facteur G'_i , celui qui est utilisé en pratique dans le calcul des charges.

Pour toutes les données prises avant Avril 1998, une seule mesure du type précédent a fourni un jeu de coefficients reflétant l'écart de la réponse *optique* d'un pixel à une réponse standard obtenue en moyennant sur tous les pixels [13]. La dispersion

13. Le but est de faire apparaître le pic à $1\overline{Q}_{1\gamma e}$ loin du piédestal; la logique de déclenchement exige en outre $N_v = 6$ voies d'un même sextant au-dessus de $S_m \simeq 0.3 \times \overline{S}_{1\gamma e}$, pour accumuler suffisamment d'événements. Les facteurs G_i sont ainsi mesurés assez précisément (l'erreur estimée est de 10%), puis extrapolés à la situation normale (gain de photomultiplicateur de 10^6) à l'aide d'abaques disponibles pour chaque photomultiplicateur.

14. Ceci concerne essentiellement les efficacités de collection des cônes et les efficacités quantiques des photocathodes. Avant montage de la caméra, ces valeurs n'ont pas été mesurées pour chaque voie, mais seulement pour un échantillon restreint.

15. L'examen de la répartition dans le plan focal des barycentres des images hadroniques a confirmé ces effets: si l'on ne tient compte que des facteurs G_i , et d'une efficacité optique globale identique pour tous les pixels, on obtient une distribution fortement asymétrique en azimuth.

de ces facteurs, qui s'étendent de 0.5 à 2, montre l'importance du problème. Depuis Avril 1998, la mesure régulière des facteurs G'_i permet donc une calibration plus suivie de la caméra. A noter qu'elle s'était de toute façon avérée nécessaire pour un certain nombre de voies qui, trop "vieilles", ne peuvent plus être amenées à un gain de 3×10^6 (condition nécessaire pour mesurer précisément la position du pic à $1 \overline{Q}_{1\gamma e}$).

1.6 Les sources de fluctuation des charges

Les fluctuations de la quantité de lumière Tcherenkov émise dans une gerbe atmosphérique sont la principale source de fluctuation des charges collectées par les pixels. Nous y reviendrons au § 2.2.3. Dans ce qui suit, je me concentre sur les termes de bruit qui impliquent une véritable pollution des images: leur compréhension est indispensable pour l'analyse présentée au chapitre suivant. Ces bruits affectent en outre la détermination des piédestaux, d'où l'importance de leur étude.

1.6.1 Le bruit de porte

La première source de fluctuation de charge apparaît au niveau de l'intégration des signaux dans les ADC: le bruit électronique de porte est relativement gaussien, avec un écart-type $\langle \sigma_r^{\text{porte}} \rangle = 4.4 \pm 0.3$ unités ADC (soit $\sim 0.4 \overline{Q}_{1\gamma e}$) pour les portes étroites et $\langle \sigma_a^{\text{porte}} \rangle = 5.5 \pm 0.3$ unités ADC (soit $\sim 0.5 \overline{Q}_{1\gamma e}$) pour les portes larges. Ces valeurs ont été mesurées au cours de nombreuses prises de données dédiées lors desquelles la caméra est laissée dans le noir, et où la condition de déclenchement est particulièrement relâchée. Leur variation dans le temps est inférieure à 10% et il n'y a aucune différence entre petits pixels et pixels de garde: la figure 1.10 montre le résultat de l'ajustement d'une gaussienne sur la distribution de charge du bruit de porte de chaque voie. Seules quelques voies se distinguent par un bruit un peu plus fort.

Ces dernières voies, ainsi que d'autres, présentent en fait un bruit qui s'écarte d'une distribution gaussienne: la figure 1.11 montre le résultat de l'ajustement, plus réaliste, d'une fonction du type

$$\mathcal{D}^{\text{porte}}(Q) \propto \exp \left(- \left| \frac{Q - Q_1}{\sqrt{2} Q_2} \right|^\alpha \right).$$

Les distributions avec $\alpha \sim 2$ sont à peu près gaussiennes, tandis que celles avec $\alpha < 1.5$, elles aussi symétriques et bien ajustées, présentent un pic plus marqué avec des queues assez importantes¹⁶. Gaussienne ou non, la forme de la distribution est

16. Bien que la plupart des voies correspondantes semblent regroupées par série de quatre espacées régulièrement hors de la région de déclenchement (indiquée sur la figure 1.11 par le cercle interne), aucun schéma de câblage ne permet d'expliquer un tel comportement.

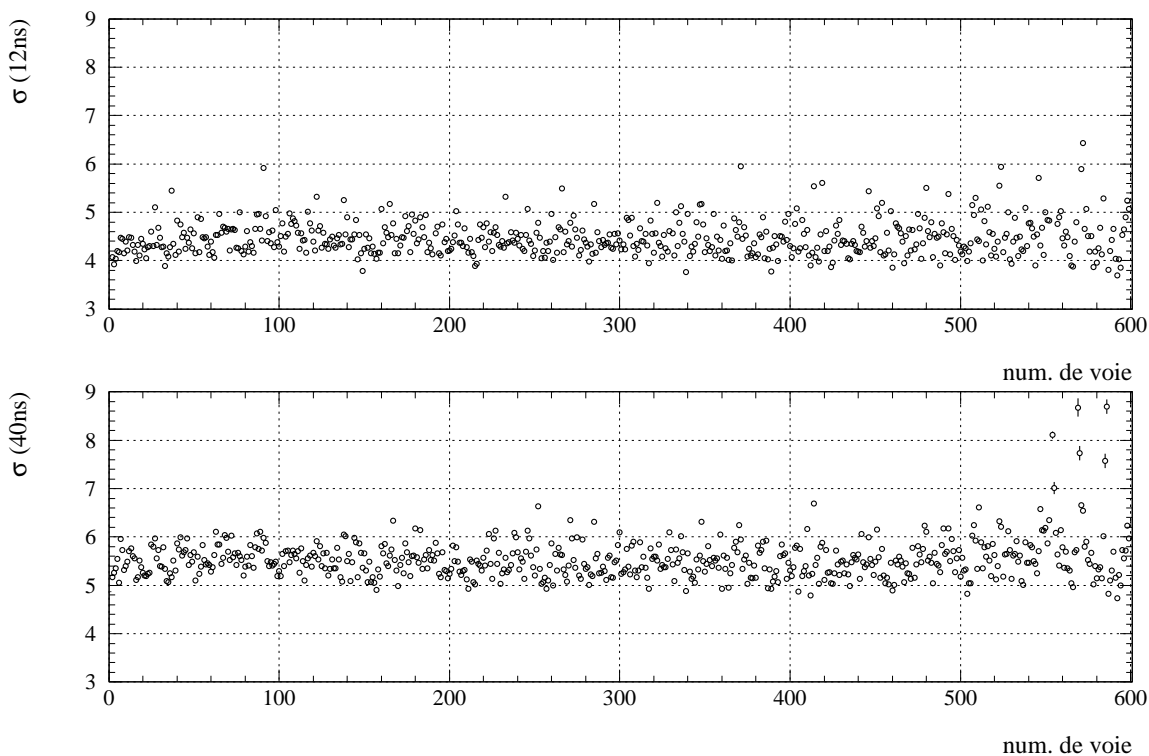


FIG. 1.10 – *Ecart-type de l'ajustement d'une gaussienne sur la distribution de charge du bruit de porte des 600 pixels (en unités ADC), pour les portes étroites (haut) et larges (bas).*

très similaire, pour une voie donnée, entre porte large et porte étroite¹⁷; lorsqu'elle est piquée, l'effet est cependant plus prononcé en porte étroites ($\alpha_i^{12\text{ns}} < \alpha_i^{40\text{ns}}$). Les événements à porte large et à porte étroite vont servir un peu plus loin à l'estimation du bruit de fond du ciel et au calcul des piédestaux, respectivement; nous réexaminerons à cette occasion le cas des quelques voies anormales.

1.6.2 Estimation du bruit de fond du ciel

La pollution due à la luminosité du ciel influe sur une caractéristique essentielle des imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique, à savoir le seuil de détection. L'estimation du niveau de ce bruit est donc essentielle: nous allons voir qu'elle passe par une compréhension détaillée de la mesure des charges, et réciproquement!

Décalage de la ligne de base et piédestal apparent

Lors des observations, la contribution du bruit de fond du ciel au signal de chaque photomultiplicateur a un effet très particulier du fait du montage capacitif en sortie de ce dernier. Le niveau de ce bruit attendu dans un petit pixel, exprimé en

¹⁷. L'origine d'un bruit non gaussien est donc à chercher ailleurs qu'au niveau des entrées des ADC.

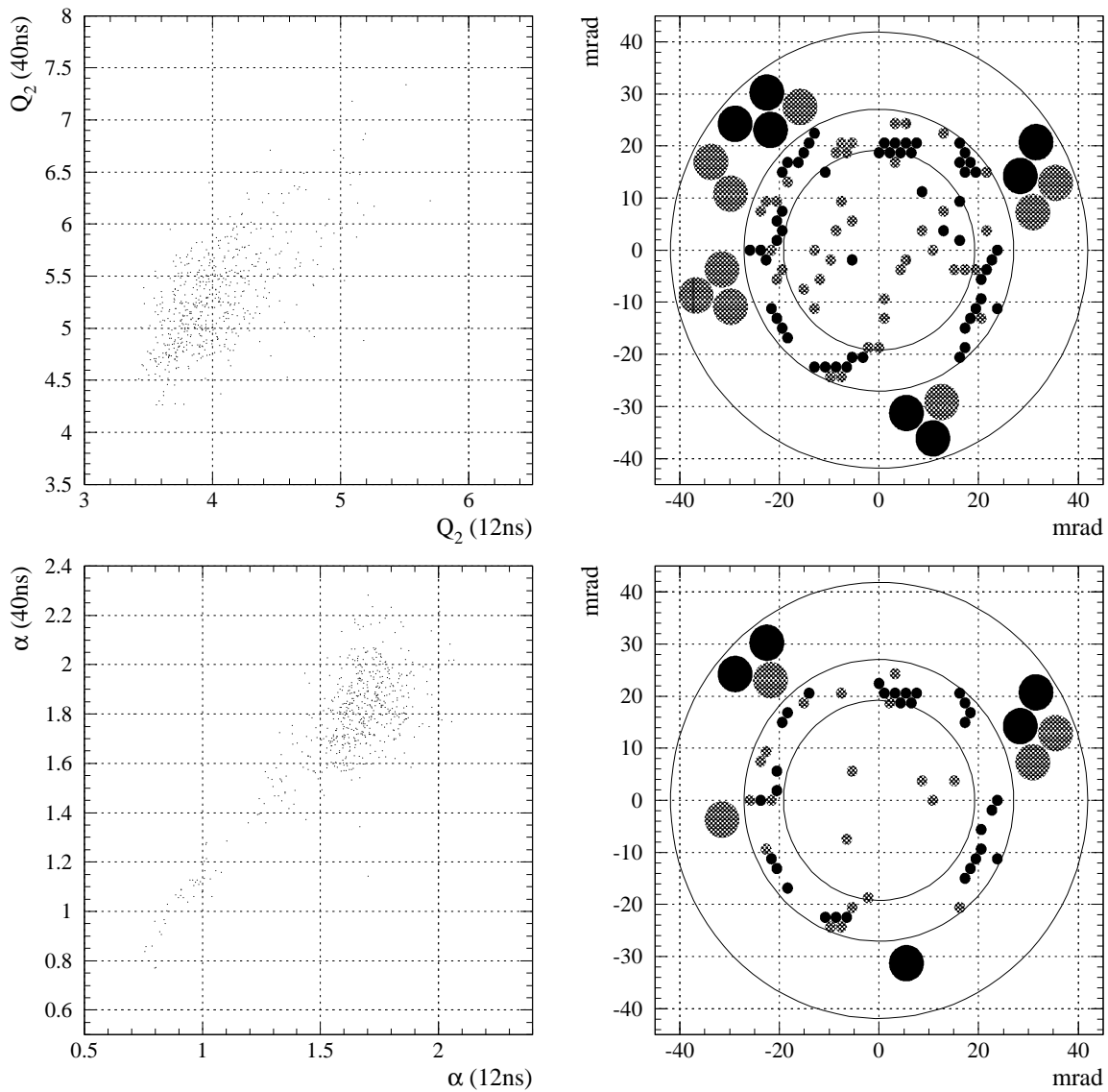


FIG. 1.11 – *Caractéristiques des distributions du bruit de porte des 600 voies.*
Colonne de gauche: comparaison des valeurs de Q_2 et α (voir texte) entre les portes étroites et larges;
Colonne de droite: visualisation des pixels dont la distribution de porte étroite (haut) ou large (bas) est non gaussienne ($1.20 < \alpha < 1.50$ en grisé, $\alpha < 1.20$ en noir). Le cercle interne correspond à la zone de déclenchement, et la couronne externe contient les pixels de garde.

nombre de photoélectrons par seconde, peut être grossièrement estimé à une valeur supérieure à 10 MHz [103]. Pour un pixel, et à tout instant t , l'empilement des rebonds (composante S_2) des signaux dûs aux dizaines de photons de bruit ayant touché le pixel dans les quelques μs précédant t n'est donc pas du tout négligeable;

il implique un décalage négatif constant de la ligne de base¹⁸, qui se répercute directement sur la valeur des charges. La contribution du bruit de fond du ciel à la charge qu'un photomultiplicateur collecte lors d'un unique événement est en effet alors de deux types:

- soit le pixel n'est affecté par aucun photon de bruit pendant l'intégration dans l'ADC, auquel cas cette contribution se limite à la seule charge négative Q_{base} due au décalage de la ligne de base;
- soit il est touché par n photons de bruit ($n > 0$), et la charge qu'il collecte est la somme de Q_{base} et de la charge positive des n composantes S_1 des signaux, soit $n \times \overline{Q}_{1\gamma_e}$ si ces signaux sont tous entièrement contenus dans la porte.

Soit B la charge anodique moyenne par unité de temps induite par les photons de bruit de fond du ciel dans un pixel. Pour un bruit de 10 MHz, $B = 0.01 \overline{Q}_{1\gamma_e}/\text{ns}$, soit $B\Delta t_a = 0.40 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ pour une porte large. Pour ces événements, la probabilité pour un pixel de voir sa charge affectée par un ou plusieurs photons "tombant" directement dans la porte d'intégration est donc la suivante: dans 67% des cas il ne reçoit aucun photon (et collecte la charge Q_{base}), dans 27% des cas il ne reçoit qu'un photon, dans 5% des cas il en reçoit 2 et dans 1% des cas il en reçoit 3.

En l'absence de tout bruit de porte, la distribution de charge $\mathcal{D}^{\text{ciel}}$ du fond du ciel, obtenue pour un pixel sur un grand nombre d'événements, aurait alors la forme représentée sur la figure 1.12(a): un premier pic très étroit et très haut, ou piédestal apparent, émerge à la position Q_{base} , suivi d'une queue correspondant aux cas où le pixel a été touché par au moins un photon de bruit. Cette distribution est étalée car, outre les fluctuations de gain du photomultiplicateur, il faut également envisager les cas où la composante S_1 du signal produit par un photon de bruit n'est pas entièrement contenue dans la fenêtre d'intégration et donne une charge plus faible que $\overline{Q}_{1\gamma_e}$. La distribution globale a une moyenne nulle du fait du montage capacitif; on peut en outre montrer que $Q_{\text{base}} \simeq -B\Delta t$ dans un régime de bruit faible ($B\Delta t \lesssim 2\overline{Q}_{1\gamma_e}$) [37].

En pratique, le spectre de charge d'un pixel est la convolution de $\mathcal{D}^{\text{ciel}}$ et $\mathcal{D}^{\text{porte}}$ (Fig. 1.12(b)): il est maximal pour $Q = Q_{\text{base}}$, position du piédestal apparent. A mesure que le niveau de bruit augmente, cette position se décale d'abord vers les valeurs négatives, puis rebrousse chemin quand la contribution positive des photons tombant dans la porte devient importante et recentre le piédestal apparent vers le piédestal vrai (zéro). Dans le cas extrême d'un bruit très fort, le piédestal apparent serait ainsi confondu avec le piédestal vrai, sous forme d'une gaussienne parfaite, de moyenne évidemment nulle et de variance $(\sigma^{\text{porte}})^2 + B\Delta t$.

18. Ce décalage ne fluctue pas vu le nombre important de photons de bruit qui l'engendrent.

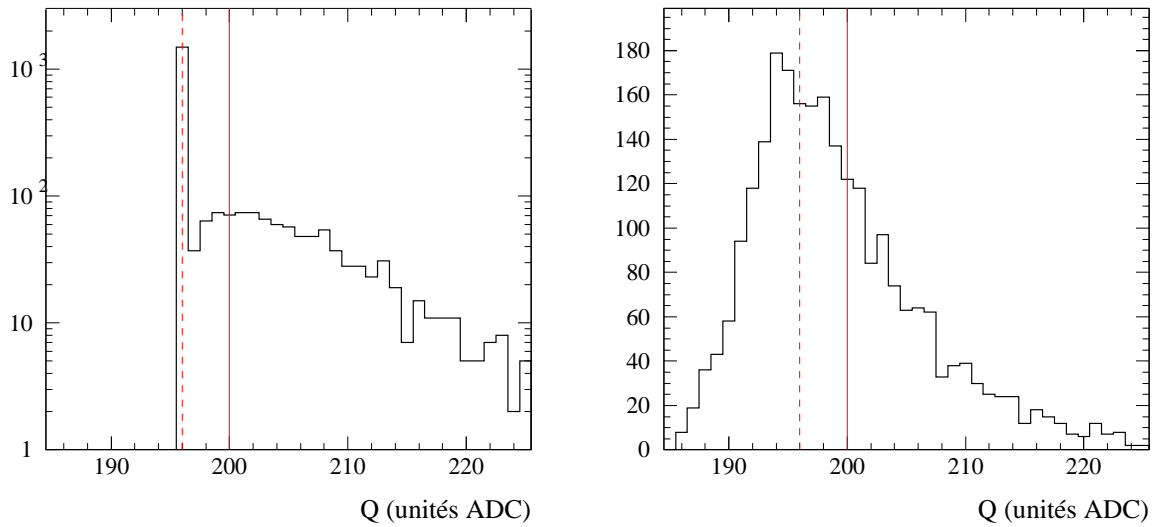


FIG. 1.12 – Spectre de charge d’un petit pixel, simulé avec 2500 événements à porte large, et un bruit de fond du ciel de 10 MHz. En l’absence de bruit de porte (histogramme de gauche), le pic à $Q \simeq Q_{\text{base}} \simeq -0.40 \overline{Q}_{1\gamma e}$ (ligne pointillée verticale) correspond au décalage de la ligne de base. Après convolution avec un bruit de porte gaussien ($\sigma_a^{\text{porte}} = 4$ unités ADC, soit $0.4 \overline{Q}_{1\gamma e}$ ici), le piédestal apparent se trouve à cette même position (histogramme de droite). Le piédestal vrai (zéro) a été fixé conventionnellement à la position 200 (ligne pleine verticale).

Estimation du bruit de fond du ciel

Une simulation détaillée du spectre de charge d’un pixel a été réalisée photon par photon, en prenant en compte tous les phénomènes décrits plus haut. Elle a conduit à une fonction $f_B(Q)$ semi-empirique, dont l’expression peut être trouvée en références [37, 13]. Pour chaque pixel i , sa forme suppose un bruit de porte gaussien et dépend de différents termes:

- le bruit de fond du ciel B_i affectant le pixel;
- le piédestal P_i , exprimé en unités ADC;
- le gain G_i ¹⁹ permettant avec P_i de remonter d’un nombre d’unités ADC à une charge exprimée en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$;
- le bruit de porte σ_i^{porte} ;
- la largeur de porte Δt .

Le calcul du bruit de fond du ciel est mené en ajustant $f_B(Q)$ sur le spectre de charge obtenu pour chaque petit pixel sur les événements à porte large. Dans ce cas, la caméra est déclenchée par l’ordinateur d’acquisition et le bruit de fond du ciel

19. Et non pas G'_i , car le problème ici traité se situe au niveau de la chaîne électronique uniquement.

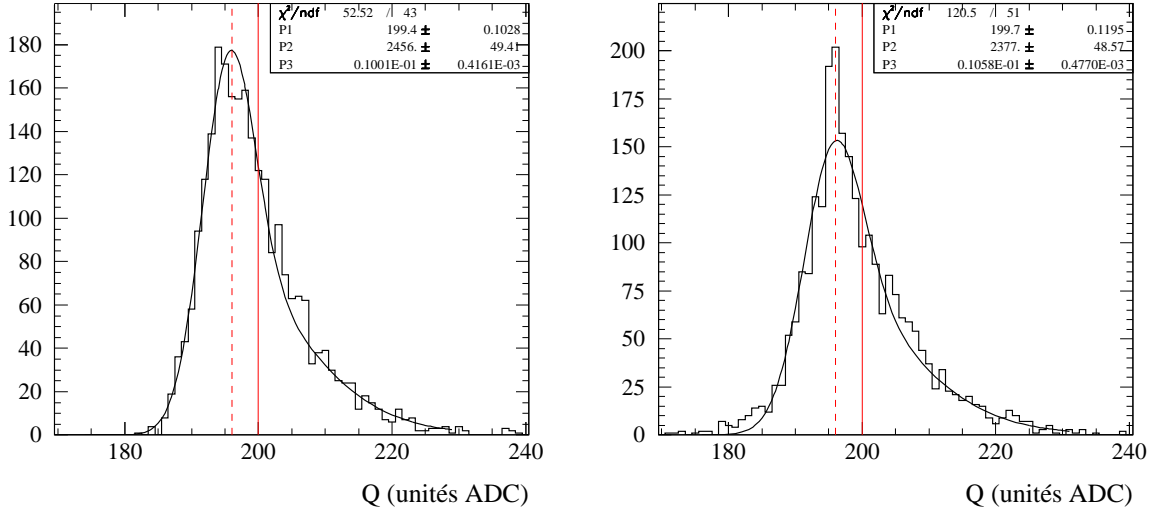


FIG. 1.13 – Ajustement du spectre de charge de deux petits pixels, simulé avec 2500 événements à porte large, et un bruit de fond du ciel de 10 MHz. Le bruit de porte est simulé suivant une distribution gaussienne dans le premier cas ($\mathcal{D}_1^{\text{porte}}$: $Q_2=4$ unités ADC – soit $0.4 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ ici –, $\alpha=2$) et “exponentielle” dans le second cas ($\mathcal{D}_2^{\text{porte}}$: $Q_2=4$ unités ADC, $\alpha=1$). Dans les deux cas, l’ajustement suppose un bruit de porte gaussien: il utilise donc dans le second cas une largeur de 4.5 unités ADC, qui serait le résultat de l’ajustement (approximatif) d’une gaussienne sur la distribution $\mathcal{D}_2^{\text{porte}}$. Dans les deux cas, le piédestal apparent est centré en $Q \simeq Q_{\text{base}} \simeq -B\Delta t_a = -0.40 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ (ligne pointillée verticale). Le piédestal vrai (zéro) a été fixé arbitrairement à la position 200 (ligne pleine verticale). Les valeurs ajustées du piédestal $P_{i,a}$ et du bruit de fond du ciel B_i sont notées P_1 et P_3 dans les encadrés, respectivement.

constitue (sauf cas très exceptionnel) la seule source de lumière; la largeur de porte $\Delta t_a = 40$ ns augmente sa contribution à la charge d’un événement par rapport à un événement à porte étroite, et en permet une estimation assez précise.

Les quantités G_i , $\sigma_{i,a}^{\text{porte}}$ (et Δt_a) sont mesurées indépendamment et fixées lors de l’ajustement, qui porte sur un facteur multiplicatif global, le piédestal, et finalement le bruit de fond du ciel B_i . La figure 1.13 montre deux exemples d’ajustements réalisés sur simulations, dans lesquels on a injecté les valeurs exactes de G_i et $\sigma_{i,a}^{\text{porte}}$: dans ce cas idéal, l’estimation de B_i est exacte à 5% près! On voit également qu’un bruit de porte non gaussien dégrade le χ^2 de l’ajustement mais pas sa précision; ceci est principalement dû à la symétrie de sa distribution, qui n’entraîne pas de déplacement du piédestal apparent.

La précision de l’ajustement dépend en pratique de la connaissance que l’on a de G_i et $\sigma_{i,a}^{\text{porte}}$: des essais sur simulations montrent que les incertitudes $\frac{\delta G_i}{G_i} = \pm 10\%$ et $\delta \sigma_{i,a}^{\text{porte}} = \pm 0.5$ unités ADC entraînent une incertitude maximale $\delta B_i^{\text{gauss}}/B_i \simeq 35\%$ ²⁰ dans le cas d’un bruit de porte gaussien ($\alpha = 2$); dans le cas extrême d’un bruit “exponentiel” ($\alpha = 1$), on obtient $\delta B_i^{\text{exp}}/B_i \simeq 45\%$.

20. Par contre, la valeur moyenne \overline{B} obtenue sur les 546 pixels est très bien connue (Fig. 1.14).

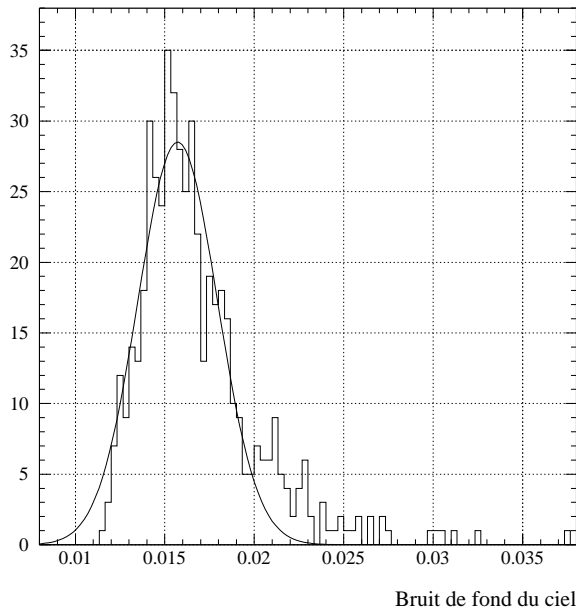


FIG. 1.14 – Distribution des valeurs de bruit de fond du ciel dans les petits pixels, reconstruites pour une prise de données de bonne qualité sur la nébuleuse du Crabe. L’ajustement d’une gaussienne donne $\overline{B} \simeq (1.57 \pm 0.01) \times 10^{-2} \overline{Q}_{1\gamma_e}/\text{ns}$. La queue de valeurs un peu plus fortes correspond aux pixels affectés par une étoile.

La procédure d’analyse des images, présentée au chapitre 2, prend en compte le bruit de façon individuelle, pixel par pixel, et pour chaque prise de données. La figure 1.14 montre un exemple de distribution des valeurs reconstruites sur tous les petits pixels pour une prise de données de bonne qualité sur la nébuleuse du Crabe, avec une moyenne $\overline{B} \simeq (1.57 \pm 0.01) \times 10^{-2} \overline{Q}_{1\gamma_e}/\text{ns}$. La distribution présente une queue de valeurs un peu plus fortes signalant les pixels affectés par une étoile. L’écart des valeurs au voisinage de \overline{B} reflète à la fois la précision de l’ajustement, et les différences de réponse entre pixels²¹. On pourra trouver en annexe A la moyenne sur toutes les données ON et OFF du bruit de fond du ciel \overline{B} pour tous les objets observés.

Comparaison entre bruit de fond du ciel et signal Tcherenkov

La pollution due au bruit de fond du ciel se décompose en deux contributions, identifiables par exemple sur la figure 1.14: la première, B_i^{diff} , est diffuse²² et concerne tous les pixels de la caméra; la seconde, B_i^* , due aux étoiles dans le champ de vue de l’imageur, n’affecte que certains pixels. Cette dernière source de pollution peut dépasser $0.1 \overline{Q}_{1\gamma_e}/\text{ns}$ pour des étoiles brillantes (de magnitude ~ 4 , limite en-dessous de laquelle la haute tension du pixel est coupée pour éviter sa détérioration). Dans des conditions atmosphériques habituelles pour le site de Thémis, on mesure par ailleurs en moyenne $\langle B_i^{\text{diff}} \rangle \simeq 1.5 \times 10^{-2} \overline{Q}_{1\gamma_e}/\text{ns}$ dans les petits pixels, soit $\sim 0.18 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ pour une porte étroite.

21. Pour chaque pixel non affecté par une étoile, on pourrait en principe relier $(B_i - \overline{B})/\overline{B}$ à G'_i/G_i , et obtenir ainsi une mesure indépendante des facteurs G'_i . En pratique, l’incertitude sur B_i limite fortement l’intérêt d’une telle méthode.

22. Elle est due par exemple à la lumière des villes avoisinantes qui est diffusée par l’atmosphère.

Pour les pixels non touchés par une étoile, ce dernier chiffre est à comparer à la charge physique due à la lumière Tcherenkov: pour un pixel situé au bord de l'image d'une gerbe, là où la quantité de lumière collectée est minimale, celle-ci peut facilement descendre jusqu'à quelques fractions de $\overline{Q}_{1\gamma e}$, et être ainsi rapidement noyée dans le bruit. On comprend ici que l'information contenue dans l'ensemble des pixels n'est donc sûrement pas bonne à prendre; nous développerons ce point au chapitre 2, où nous verrons qu'il est en fait nécessaire de supprimer un grand nombre de pixels inintéressants avant analyse.

1.6.3 Application au calcul des piédestaux

Le piédestal $P_{i,r}$ qui nous intéresse pour la suite est celui de la distribution de charge d'un pixel i obtenue sur les événements déclenchés par les gerbes atmosphériques²³. Une variation de la position des piédestaux a été constatée dans certains cas à l'échelle de quelques heures²⁴ [13]. En pratique, le calcul des piédestaux est donc mené à la fin de chaque prise de données, *i.e.* toutes les ~ 30 min.

Petits pixels

Une image de gerbe atmosphérique ne contient en moyenne que ~ 20 pixels touchés par de la lumière Tcherenkov: la distribution de charge d'un pixel obtenue sur les événements réels est ainsi dominée par les événements où le pixel n'est affecté que par du bruit; par suite, la forme de cette distribution diffère peu de celle de la distribution obtenue avec les portes larges. Elle contient seulement une contribution du fond du ciel plus faible, et présente une légère queue vers les charges positives due à la lumière des gerbes. En se limitant à des charges pas trop grandes, il serait donc en principe possible d'appliquer le même ajustement de $f_B(Q)$ que pour les portes larges²⁵.

Un tel ajustement n'est cependant pas indispensable. Il suffit de se rappeler que la position $P_{i,r}^{\text{app}}$ du piédestal apparent correspond à la charge $Q_{\text{base}} \simeq -B\Delta t_r$ dans un régime de bruit faible ($B\Delta t_r \lesssim 2\overline{Q}_{1\gamma e}$). L'influence de la lumière Tcherenkov sur cette position est négligeable. Nous avons vu que tous les petits pixels se trouvent dans un régime de bruit faible: pour eux le simple recalage $P_{i,r} = P_{i,r}^{\text{app}} + G_i B_i \Delta t_r$ est donc suffisant, B_i étant la valeur finale de l'ajustement sur l'histogramme en porte large. Si Q_i^{ADC} est le nombre d'unités ADC d'un pixel sur un événement, la charge qu'on

23. A noter que sa valeur n'a aucune raison d'être identique à celle de $P_{i,a}$ obtenue plus haut sur les portes larges.

24. C'est pourquoi on ne peut utiliser les piédestaux obtenus lors des mesures mensuelles des facteurs de conversion G_i .

25. Il serait également possible de supprimer les événements où un pixel est touché par de la lumière Tcherenkov, en exigeant que sa charge ainsi que celles de ses voisins (estimées grossièrement) n'excèdent pas un certain seuil. Cette méthode a été appliquée par L. Iacoucci [87], dans un tout autre but que le calcul des piédestaux: comme les événements réels sont 10 fois plus nombreux que ceux à porte large, elle a permis de repérer précisément les pixels à étoiles (ceux avec un bruit de fond du ciel un peu plus fort) dans certaines prises de données, et de valider les corrections de déformations mécaniques du télescope obtenues par la méthode présentée au § 1.2.2.

lui affectera dans la suite sera finalement (en unités de $\overline{Q}_{1\gamma_e}$) $Q_i = (Q_i^{\text{ADC}} - P_{i,r})/G'_i$, le dernier facteur corrigeant l'inhomogénéité de réponse de la caméra (Cf. § 1.5.3).

La précision du recalage dépend essentiellement de l'estimation du bruit de fond du ciel. L'incertitude induite sur les charges est donc $\delta Q_i = \delta B_i \Delta t_r$ soit, pour un bruit typique $B_i = 0.015 \overline{Q}_{1\gamma_e}/\text{ns}$, $\delta Q^{\text{gauss}} \simeq 0.06 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ et $\delta Q^{\text{exp}} \simeq 0.08 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ pour un bruit de porte gaussien ou exponentiel, respectivement. Dans tous les cas de figure, **la précision sur les charges est ainsi inférieure au dixième de $\overline{Q}_{1\gamma_e}$** , ce qui est amplement satisfaisant. Par ailleurs, la procédure de recalage a été validée lors de l'analyse des images des muons: on a vérifié que la moyenne de la distribution de charge de chaque pixel, limitée aux seuls événements où le pixel est suffisamment loin de l'anneau pour ne collecter que de la lumière de fond du ciel, est bien nulle.

Pixels de garde

Les pixels de garde, que j'ai laissé de côté jusqu'ici, ont une acceptance angulaire environ 10 fois plus grande que celle des petits pixels; pour eux il faut donc s'attendre à $\langle B_i^{\text{diff}} \rangle \simeq 0.15 \overline{Q}_{1\gamma_e}/\text{ns}$. En pratique, on n'essaie donc pas de calculer le bruit de fond du ciel qu'ils subissent car leur fort régime de bruit ($\sim 6 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ par porte large) demanderait de revoir la programmation de la fonction $f_B(Q)$, ce qui n'est pas facile. On se trouve en effet dans la situation où le piédestal apparent est partiellement recentré en zéro, et où la procédure de recalage n'est plus valable. Pour les portes étroites, la situation est également compliquée, avec un bruit encore trop fort ($\sim 1.8 \overline{Q}_{1\gamma_e}$).

La solution actuellement adoptée consiste à effectuer une correction simple sur la valeur moyenne $\overline{P}_{i,r}$ de la distribution de charge en porte étroite. Les simulations montrent que cette valeur est supérieure de $\sim 0.3 \overline{Q}_{1\gamma_e} \times G_i$ au vrai zéro du fait de la queue de distribution due à la lumière Tcherenkov. Le rôle des pixels de garde dans l'analyse étant d'estimer seulement une correction, on peut se contenter pour l'instant de l'estimation suivante: $P_{i,r} \simeq \overline{P}_{i,r} - 0.3G_i$.

1.7 Simulation du détecteur

Le programme de simulation du détecteur reprend très largement le travail de S. LeBohec [103]. Il lit les fichiers de sortie du simulateur de gerbes atmosphériques²⁶ et prend en compte tous les aspects instrumentaux à chaque événement.

26. Le programme KASKADE de gerbes atmosphériques a été développé par M.P. Kertzman et G.H. Sembroski de la collaboration Whipple, à partir de l'algorithme de calcul UNICAS dû à T.K. Gaisser [55]. De nombreuses modifications et compléments y ont été apportés par les groupes THEMISTOCLE, ARTEMIS, CAT et CELESTE. Un fichier d'entrée précise la nature des particules primaires, leur spectre en énergie, leur paramètre d'impact maximal, l'altitude du lieu d'observation et la position de la source dans le ciel. Tous les phénomènes physiques intervenant dans le développement d'une cascade sont pris en compte: création de paires, effet photoélectrique, bremsstrahlung, pertes par ionisation, interactions hadroniques, désintégration des particules instables, effet du champ magnétique terrestre. Les particules secondaires sont suivies individuellement tant que leur énergie est supérieure aux seuils d'interaction et d'émission Tcherenkov. En sortie de programme, on dispose d'un fichier de photons Tcherenkov donnant leur position et leur temps d'arrivée au sol, leurs angles d'incidence, leur longueur d'onde et la nature de la particule les ayant émis. Ce fichier sert d'entrée au programme de simulation de l'imageur.

L'ensemble des phénomènes rencontrés jusqu'ici est simulé: la réflexion sur le miroir (non-isochronisme, aberrations) est modélisée, ainsi que les signaux des photomultiplicateurs, l'électronique de déclenchement, et l'intégration dans les ADC. Pour chaque événement, les paramètres réels de la gerbe d'origine sont également sauvés.

Le programme a été continuellement amélioré depuis le démarrage de CAT. Sa version actuelle comprend la simulation définitive des pixels de garde, ainsi que celle des événements à porte large. On en verra l'importance au cours des deux chapitres qui suivent. Ceux-ci concernent l'analyse des images, que nous sommes maintenant en mesure de découvrir, après avoir détaillé la chaîne de détection.

Chapitre 2

Imagerie et recherche de signal

2.1 Principes de base d'une analyse d'image

Le nombre de γ qu'un imageur à effet Tcherenkov atmosphérique enregistre en provenance des sources émettant à très haute énergie est nettement inférieur au nombre de gerbes dues aux particules cosmiques¹ qu'il détecte simultanément en cours d'observation. La fréquence de déclenchement de la caméra de CAT par les gerbes hadroniques vaut ~ 15 Hz typiquement, à comparer à la fréquence de déclenchement due aux seuls γ : lors des flambées de Markarian 501 en Avril 1997, qui correspondent à l'intensité record enregistrée à ce jour, cette dernière fréquence n'excédait pas $\sim 44 \gamma \text{ min}^{-1}$ (taux de déclenchement brut, sans aucune sélection des événements). L'extraction d'un signal γ nécessite donc un grand facteur de rejet des gerbes hadroniques.

2.1.1 Morphologie des images

Les caractéristiques morphologiques signalées au § I 2.3.1 se retrouvent dans la majeure partie des cas. Par exemple, la figure 2.1 montre quatre événements enregistrés par CAT: la première a une fine forme cométaire et son axe principal pointe vers le centre de la caméra. L'objet observé (Markarian 501 lors des flambées d'Avril 1997) est ponctuel à l'échelle de la résolution de CAT et sa position angulaire est, aux déformations mécaniques près, au centre de la caméra: l'image pourrait donc bien être due à un γ ².

La seconde image ne provient pas de la source, et la troisième est diffuse et légèrement morcelée: ces images correspondent vraisemblablement à des hadrons cosmiques, donnant des images généralement plus larges et irrégulières, sans direction privilégiée. La quatrième image, enfin, est sans nul doute due à une particule

1. Rappelons que, par "particule cosmique", on sous-entend toujours particule cosmique *hadronique*, proton ou noyau. Aux énergies de CAT, la contribution des e^\pm cosmiques est en outre négligeable.

2. On vérifie ici que l'identification d'une seule image comme étant celle d'une gerbe de γ n'est pas possible de façon sûre; la discrimination γ /hadron ne pourra se faire qu'en termes probabilistes, conduisant à un fond hadronique résiduel qu'il faudra soustraire.

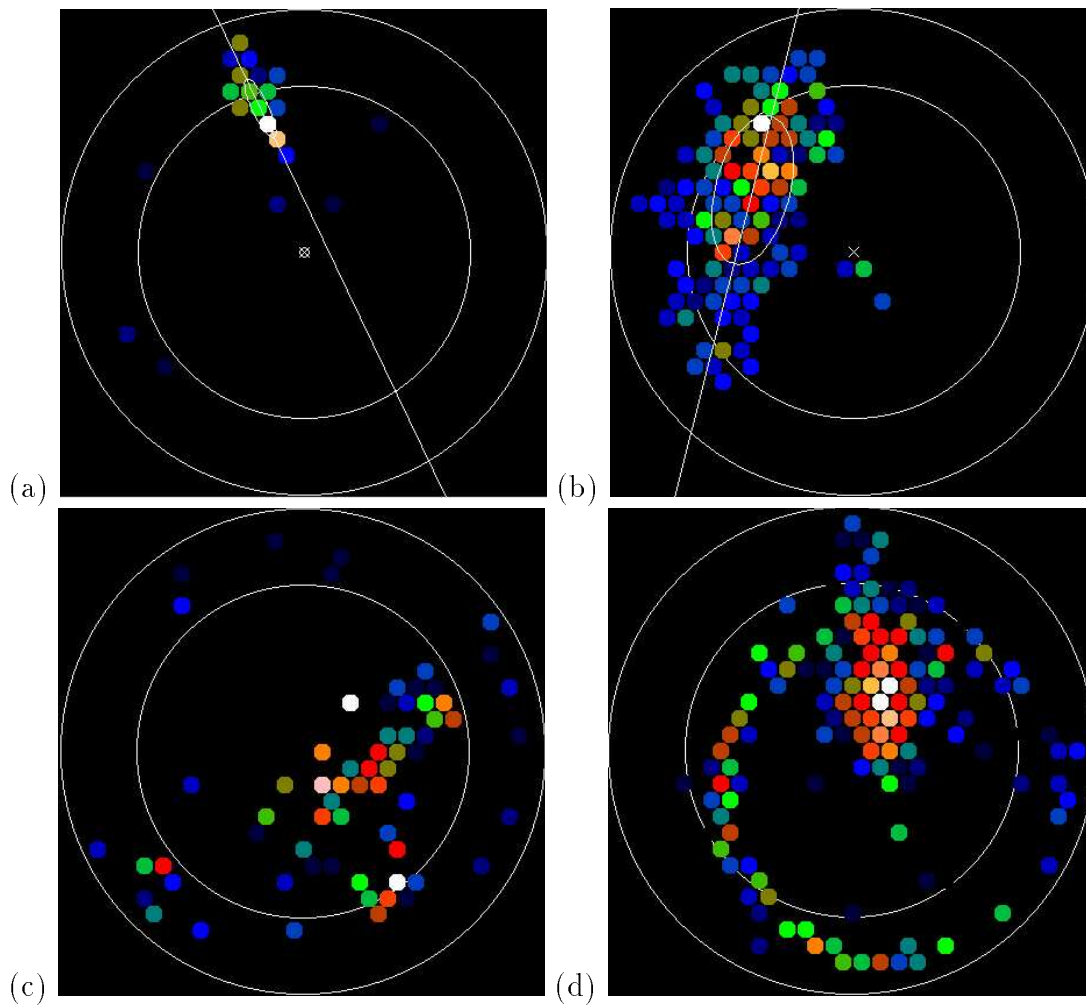


FIG. 2.1 – Quatre exemples d’images de gerbes enregistrées par CAT (les deux cercles indiquent la zone de déclenchement et la région des petits pixels, respectivement): (a) un candidat γ , d’énergie estimée à 620 GeV; (b),(c) probablement un proton ou un noyau; (d) une particule hadronique, reconnaissable par la présence d’un arc de muon.

hadronique puisqu’elle contient un anneau de muon tout à fait identifiable.

2.1.2 La méthode des moments

Ce qui précède suggère qu’une analyse précise de la forme des images, et de leur direction dans le cas d’une source ponctuelle, doit fournir un outil puissant d’extraction d’un signal γ . Ceci est effectivement la base de la méthode traditionnelle d’analyse des images, dite méthode “des moments”: initialement développée à l’observatoire du Whipple par A.M Hillas, elle est utilisée par la plupart des imageurs actuels. Elle a permis la mise en évidence des premières sources de γ au TeV: la nébuleuse du Crabe [175], Markarian 421 [138] et Markarian 501 [140].

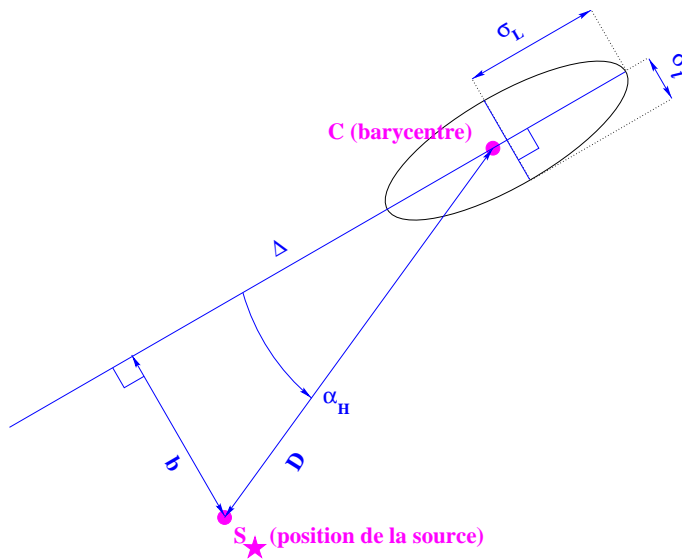


FIG. 2.2 – Définition des paramètres de Hillas dans le cas d'une source ponctuelle, après ajustement à l'image d'une distribution de charge gaussienne bi-dimensionnelle.

Bien qu'efficace, la méthode des moments n'a pas été utilisée pour obtenir les résultats exposés dans les parties suivantes. Ces résultats se fondent en effet sur une autre méthode, plus puissante, baptisée méthode du χ^2 : cette méthode d'analyse est particulière à la collaboration CAT, et sera détaillée dans la section suivante. Une première étude de la méthode des moments a néanmoins été entreprise: je l'examine ici brièvement pour deux raisons; d'une part à titre d'exemple, car cette méthode est assez simple, et permet de fixer un certain nombre d'idées qui seront utiles dans la suite; d'autre part car elle sera utilisée comme étape préliminaire à la méthode du χ^2 , pour fournir une première approximation.

La méthode des moments repose sur l'approximation de la distribution de charge de chaque image par une gaussienne bi-dimensionnelle; l'ajustement d'une telle fonction conduit aux paramètres d'image suivants (Fig. 2.2):

- la demi-longueur σ_L ;
- la demi-largeur σ_1 ;
- l'angle de pointé α_H ;
- la distance angulaire D du barycentre des charges C à la source S_\star ;
- la distance angulaire b de l'axe principal Δ à la source S_\star .

Deux exemples d'ajustement de ce type sont indiqués sur la figure 2.1. La figure 2.3 montre les distributions des paramètres σ_L , σ_1 , D et α_H pour des γ simulés et des hadrons réels: ces distributions confirment l'intérêt de critères morphologiques. A partir de ces distributions, la recherche des coupures donnant la discrimination optimale n'est pas évidente, car il existe une forte corrélation entre les paramètres,

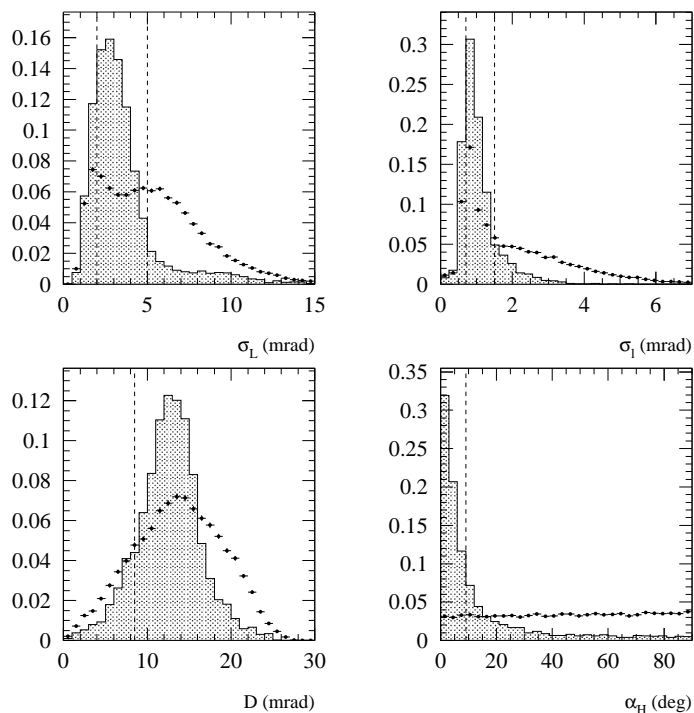


FIG. 2.3 — Distributions normalisées des paramètres de Hillas des images de γ simulés (histogrammes) et de vrais hadrons (points) pris sur un champ décalé par rapport à la nébuleuse du Crabe. L'angle zénithal vaut ici $\theta_z \simeq 30^\circ$. Les lignes pointillées verticales indiquent les intervalles de coupures utilisés pour l'extraction d'un signal γ dans la méthode des moments (voir texte).

doublée d'une dépendance en énergie. Une première étude adaptée à l'expérience CAT a conduit au lot de coupures suivant:

- coupure sur l'orientation de l'image: $\alpha_H < 9^\circ$;
- 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 la charge totale de l'image: $Q_{\text{tot}} > 30 \overline{Q}_{1\gamma e}$.

Les intervalles de coupures sur les trois premiers de ces paramètres sont indiqués sur la figure 2.3: leur choix se comprend aisément. Quant aux deux dernières coupures, elles méritent ici un commentaire. Le paramètre D , tout d'abord, est très corrélé au paramètre d'impact ρ_γ de la gerbe, qui est défini comme la plus courte distance entre l'axe de symétrie de la gerbe et l'axe optique du télescope: plus une gerbe se développe loin du télescope, plus le centre de gravité de son image est en effet excentré dans le plan focal (Fig. 2.4); or, pour de petits paramètres d'impact, l'imageur échantillonne essentiellement le bas des gerbes atmosphériques; les images de γ et de hadrons tendent alors vers une forme circulaire commune, qui empêche toute discrimination. Le bas des cascades atmosphériques est en outre une région où le nombre de particules générées est sujet à d'importantes fluctuations, ce qui

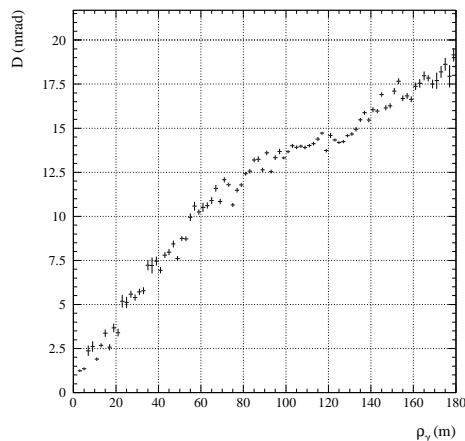


FIG. 2.4 – Distance angulaire moyenne D du barycentre de l'image d'une gerbe en fonction de son paramètre d'impact ρ_γ , pour des γ simulés à 600 GeV en provenance d'une source au zénith.

conduit à de grandes incertitudes sur l'énergie. Pour ces deux raisons, on exige que la position angulaire du barycentre de l'image soit suffisamment loin de celle de la source, *i.e.* avec une valeur de D supérieure à $\sim 0.5^\circ$.

La coupure sur la charge totale est, quant à elle, plutôt une précaution: la logique de déclenchement exigeant un nombre minimal $N_v = 4$ de voies dépassant le seuil en amplitude $S_m = 3.0 \times \overline{S}_{1\gamma e}$, la charge totale nécessaire pour déclencher l'imageur est $Q_{\text{tot}}^{\text{min}} \simeq 12 \overline{Q}_{1\gamma e}$. La coupure à $30 \overline{Q}_{1\gamma e}$ est donc assez conservatrice³: un tel choix tient à la difficulté de simuler en détail l'électronique de l'imageur près de son seuil de déclenchement, et aux incertitudes en résultant dans l'estimation des acceptances. Par ailleurs le nombre d'événements enregistrés près de ce seuil peut varier de façon importante entre deux prises de données du fait de modifications, même faibles, des conditions atmosphériques ou instrumentales. Ceci est particulièrement vrai pour les γ , mais aussi pour les muons qui tombent à proximité du télescope et donnent des images en forme de petits arcs: bien que leur charge totale puisse être relativement grande par rapport à $Q_{\text{tot}}^{\text{min}}$, la charge individuelle qu'ils donnent dans chacun des pixels touchés est souvent à la limite du seuil individuel S_m . Une coupure sur la charge totale permet donc également de réduire les fluctuations éventuelles du niveau du fond hadronique restant après les coupures de sélection, et de limiter les incertitudes dans l'extraction du signal γ à basse énergie.

On peut enfin noter qu'aucune dépendance en énergie des paramètres de Hillas n'est prise en compte ci-dessus. Or, comme nous le verrons au § 2.6.1, on s'attend à ce que la taille des images augmente avec l'énergie; concernant les images de γ , l'angle de pointé doit être en outre mieux défini, l'image contenant plus d'information à plus haute énergie (voir la figure 2.21 page 92). Il faudrait donc réhausser les intervalles de coupures de forme et resserrer le critère d'orientation à mesure que la charge totale observée augmente. Ce type de sélection des événements est par exemple actuellement employé à l'observatoire du Whipple [118, 119]. Dans le cas

3. En termes d'énergie, et pour des gerbes de γ verticales, les charges de $12 \overline{Q}_{1\gamma e}$ et $30 \overline{Q}_{1\gamma e}$ correspondent en moyenne à ~ 150 GeV et ~ 250 GeV, respectivement.

de CAT, un premier travail a été effectué dans ce sens en référence [120], que nous examinerons au § 2.5.2 en comparaison avec les résultats de la méthode du χ^2 .

2.1.3 Performances d'une méthode de sélection d'événements

On peut distinguer deux manières de caractériser les performances d'une procédure de discrimination γ /hadron.

Facteur de qualité

La première se fonde uniquement sur les efficacités de sélection et le pouvoir de rejet que la procédure implique: on définit le facteur de qualité Q_{eff} comme le rapport de l'efficacité ϵ_γ de sélection des γ à la fluctuation de la fraction ϵ_h de bruit de fond résiduel, soit donc:

$$Q_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_h}}, \text{ avec } \epsilon_\gamma = N_\gamma^c/N_\gamma^0 \text{ et } \epsilon_h = N_h^c/N_h^0,$$

où N_γ^0 (*resp.* N_h^0) et N_γ^c (*resp.* N_h^c) sont les nombres de γ (*resp.* de hadrons) avant et après coupures. Le facteur Q_{eff} donne ainsi une estimation de la sensibilité du détecteur, indépendamment de la statistique disponible, *i.e.* du niveau de bruit de fond hadronique et de l'intensité de la source étudiée; le facteur de qualité *intégral* peut cependant dépendre de la forme choisie pour le spectre simulé des γ : dans la suite, on utilisera en général un spectre en loi de puissance $\frac{dN}{dE} \propto E_{\text{TeV}}^{-2.55} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$, *i.e.* proche dans sa forme du spectre observé sur la nébuleuse du Crabe⁴.

Le facteur de qualité caractérise la puissance *intrinsèque* de la procédure de sélection et permet de comparer deux stratégies pour le même télescope. Par contre, il ne tient pas compte du rejet dû à la logique de déclenchement de la caméra, et il ne peut donc pas se comparer d'un imageur à l'autre.

Signification d'un signal γ

Par ailleurs, on désire souvent connaître le temps minimal d'observation nécessaire, à intensité de source et niveau de bruit de fond donnés, pour extraire un signal avec un certain degré de confiance. Dans ce cas, on définit la signification N_σ comme le rapport du signal γ , S , à la fluctuation du bruit de fond.

- Cas des données réelles: notons N_{ON} et N_{OFF} les nombres d'événements observés dans les coupures pour des temps d'observation T_{ON} et T_{OFF} passés sur la source (ON) et dans la région de contrôle (OFF), respectivement; dans ce cas

$$S = N_{\text{ON}} - \beta N_{\text{OFF}} \text{ et } N_\sigma = \frac{N_{\text{ON}} - \beta N_{\text{OFF}}}{\sqrt{N_{\text{ON}} + \beta^2 N_{\text{OFF}}}}, \text{ avec } \beta = \frac{T_{\text{ON}}}{T_{\text{OFF}}}.$$

4. Voir cependant le chapitre 3 pour les résultats détaillés de CAT sur cette source.

Si les durées d'observation ON et OFF sont identiques, on obtient en particulier $N_\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+2N_{\text{OFF}}}}$.

- Cas des simulations: notons D_γ le taux de déclenchement choisi pour les γ simulés (~ 0.1 Hz pour une source de type “Crabe”) et D_h celui des hadrons réels (~ 15 Hz); il vient alors

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

L'exemple de la méthode des moments

Les performances de la méthode des moments ont été étudiées en appliquant les coupures signalées plus haut aux données de CAT prises sur la nébuleuse du Crabe, et à des images de γ simulées avec les mêmes caractéristiques spectrales: pour une source simulée au zénith avec un spectre d'indice intégral -1.55 , les coupures sur les paramètres de Hillas donnent une efficacité $\epsilon_\gamma \simeq 33\%$, un facteur de rejet $R_h = 1/\epsilon_h \simeq 74$, et un facteur de qualité $Q_{\text{eff}} \simeq 2.8$. Les données prises au transit ($\theta_z \simeq 21^\circ$) sur la nébuleuse du Crabe donnent une signification horaire $N_\sigma \simeq 2.9\sqrt{T_{\text{ON}}/1\text{h}}$ dans ces mêmes coupures; un peu plus d'une heure d'observation sur cette source suffit donc pour mettre son émission en évidence à trois écarts standard au-dessus du fond cosmique.

2.2 Les fondements de la méthode du χ^2

2.2.1 Présentation

Bien qu'efficace, la méthode des moments repose sur une approximation assez grossière de la distribution de charge des images de γ , dont elle suppose une forme bi-dimensionnelle gaussienne. Etant donnée la forte anisotropie de l'émission de lumière Tcherenkov, le profil longitudinal de l'image d'une gerbe de γ est pourtant très asymétrique, et cette information n'est pas utilisée⁵.

La fine pixellisation de la caméra de CAT donne un échantillonnage précis des images de gerbes et permet d'exploiter cette dernière caractéristique. Une nouvelle procédure d'analyse des images de γ , la méthode du χ^2 , a donc été mise au point: développée originellement en référence [103] et publiée en référence [104], cette méthode constitue l'une des particularités de l'expérience CAT. Elle est à l'origine de tous les résultats qui seront présentés dans les parties suivantes.

Cette nouvelle méthode exploite la distribution exacte de lumière dans l'image et non ses simples caractéristiques géométriques: la puissance de la procédure tient dans

5. Il est en principe possible de mesurer directement l'asymétrie du profil longitudinal d'une image, via le calcul d'un moment géométrique du troisième ordre. Dans les faits, ce paramètre n'apporte pas d'amélioration notable dans la discrimination γ /hadron, par rapport aux seuls moments du second ordre σ_L , σ_1 et D .

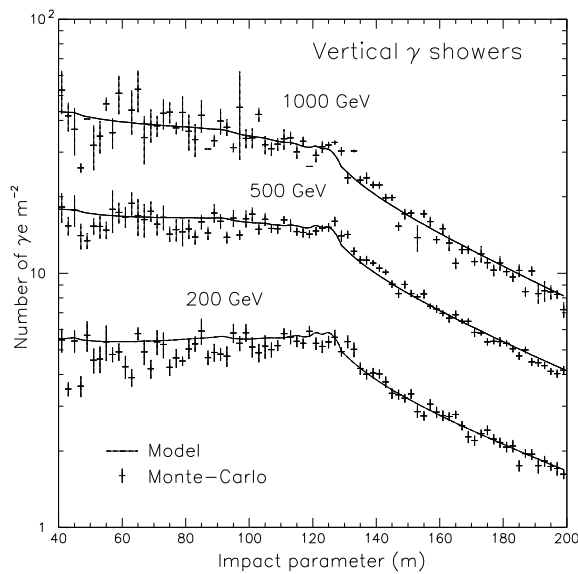


FIG. 2.5 – Densité de photons Tcherenkov détectés au sol dans un diaphragme de 80 mrad de diamètre, en fonction du paramètre d'impact: la courbe en trait plein provient du modèle semi-analytique (voir texte), et les points avec erreurs indiquent la moyenne obtenue par simulation complète des gerbes de γ . Cette figure est tirée de la référence [104].

le fait qu'elle utilise pleinement l'information contenue dans les profils transverse et longitudinal des images. Plus précisément, la méthode est basée sur la comparaison de chaque image avec des abaques d'images de gerbes moyennes de γ . Ces abaques proviennent d'un modèle semi-analytique de cascades électromagnétiques, qui fournit la distribution de lumière Tcherenkov au sol. Pour chaque événement enregistré, le modèle est comparé à l'image observée: les charges prédites par le modèle et celles mesurées, pixel par pixel, sont utilisées pour construire une fonction de type χ^2 , dont la minimisation conduit aux valeurs estimées des paramètres de la gerbe (dans l'hypothèse γ). La qualité de l'ajustement est donnée par la valeur du χ^2 minimisé, qui sert ainsi à discriminer entre γ et hadrons.

2.2.2 Le modèle de gerbes électromagnétiques moyennes

Sans trop entrer dans les détails, qu'on trouvera en références [103, 104], j'expose ici les étapes de construction des abaques. Leur calcul repose sur le modèle semi-analytique trouvé par A.M. Hillas [79] pour le développement moyen des gerbes électromagnétiques. Ce modèle paramétrise, à profondeur d'atmosphère donnée dans la cascade, les différentes quantités suivantes:

- le nombre de particules chargées (e^\pm);
- leur spectre en énergie et la distribution de leur vitesses relativement à l'axe de la gerbe;
- l'extension spatiale de la gerbe autour de son axe;
- les caractéristiques géométriques de l'émission Tcherenkov.

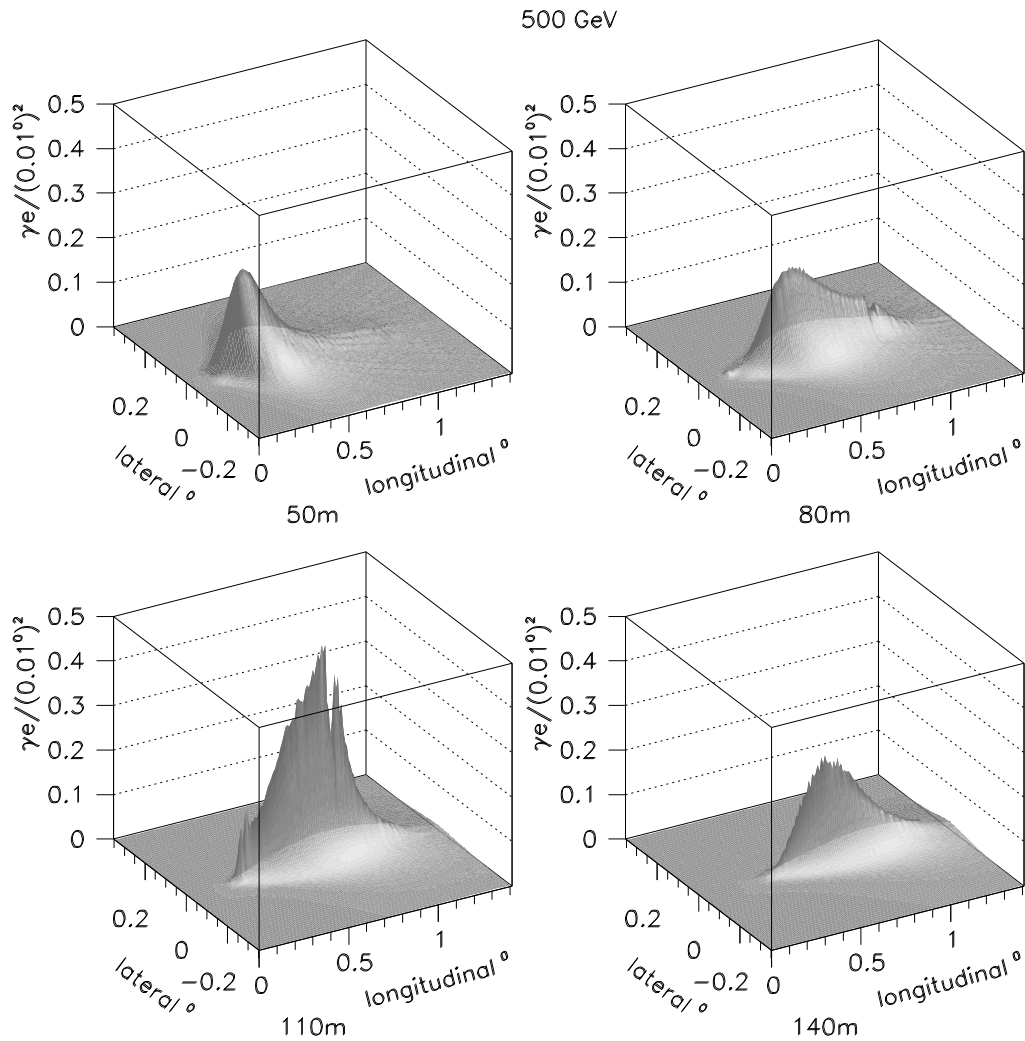


FIG. 2.6 – Profils bi-dimensionnels théoriques d’images de γ de 500 GeV émis par une source au zénith, pour quatre paramètres d’impact différents. Les coordonnées (en degrés) sont prises dans le repère principal de l’image (voir la figure 2.8 plus loin), la source étant à l’origine. Cette figure est tirée de la référence [104].

Les formules analytiques du modèle ont été validées par comparaison avec nos propres simulations de gerbes de γ . Par exemple, la figure 2.5 montre le bon accord obtenu concernant la densité de photons Tcherenkov au sol en fonction du paramètre d’impact ρ_γ de la gerbe. On peut distinguer deux régimes: pour $\rho_\gamma \lesssim 130$ m tout d’abord, la densité de lumière au sol est à peu près uniforme, et correspond à la lumière émise depuis la région principale de développement de la gerbe dans l’atmosphère; toutefois, pour de petits paramètres d’impact ($\rho_\gamma \lesssim 80$ m), et à haute énergie

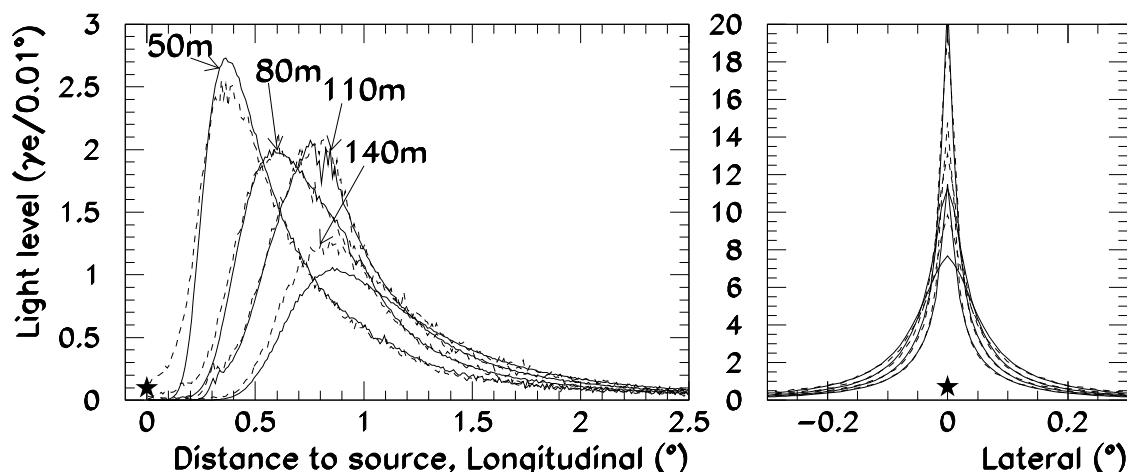


FIG. 2.7 – Profils longitudinaux et latéraux d’images de γ de 500 GeV émis par une source au zénith, pour quatre paramètres d’impact ρ_γ différents. Les profils latéraux ont une largeur qui décroît lorsque ρ_γ augmente. La source est en position zéro. Les lignes pleines correspondent au modèle semi-analytique (voir texte), et les lignes pointillées à la moyenne obtenue par simulation complète des gerbes de γ . Cette figure est tirée de la référence [104].

($E_\gamma \gtrsim 1$ TeV), le plateau observé remonte légèrement car les gerbes pénètrent plus bas dans l’atmosphère: la contribution du bas des cascades est alors plus importante, et entraîne d’ailleurs des fluctuations notables dans la quantité de lumière collectée. La valeur du paramètre d’impact séparant les deux régimes indique le bord de la tâche lumineuse au sol; elle est fixée par la valeur de l’angle limite d’émission Tcherenkov⁶. Au-delà de ~ 130 m, la lumière collectée provient uniquement des particules chargées émettant à basse altitude, là où le cône Tcherenkov s’évase du fait d’une densité d’atmosphère croissante, ainsi qu’aux particules ayant subi de multiples diffusions dans la cascade; dans ce second régime, la densité de lumière au sol décroît cependant très rapidement à mesure que ρ_γ augmente.

Une fois les formules du modèle validées pour la densité de lumière au sol, la construction des abaques de gerbes électromagnétiques s’est faite de la façon suivante. Différentes positions de la source dans le ciel ont été considérées (avec un angle zénithal θ_z de 0° à 60° par pas de 0.05 en cosinus), ainsi que différentes valeurs de l’énergie E_γ du photon primaire et de son paramètre d’impact ρ_γ . Dans chaque situation, le calcul des abaques inclut les caractéristiques de transparence de l’atmosphère à l’altitude du site de Thémis et la réponse optique du télescope. En intégrant les distributions données par le modèle de A.M. Hillas, et en sommant les contributions des couches situées à différentes altitudes dans la cascade, ce calcul conduit à une densité moyenne de photoélectrons dans le plan focal. Une

6. Cet angle dépend directement de la densité d’atmosphère; un modèle d’atmosphère isotherme exponentiel donne typiquement $\hat{\theta}_{\max} \simeq 13$ mrad à ~ 10 km d’altitude, *i.e.* dans la région de développement principal des gerbes; on obtient donc bien $\rho_{\max} \simeq 0.013 \times 10^4 = 130$ m.

interpolation finale fournit la distribution de charge bi-dimensionnelle théorique $n_Q^{\text{theo}} = f(\theta_z, E_\gamma, \rho_\gamma, x, y) \propto \exp(-T(x)|y|)$, où x et y sont les coordonnées dans le repère principal de l'image (voir la figure 2.8 plus bas). Cette dernière expression suppose que le profil transverse a une forme T universelle, ce qui est constaté dans les faits avec des simulations complètes d'images.

La figure 2.6 montre quatre exemples de profils bi-dimensionnels d'images de γ de 500 GeV, obtenus pour différents paramètres d'impact: ces profils sont très asymétriques le long de l'axe principal de l'image, et leur forme est variable, confirmant à l'avance l'intérêt de la méthode du χ^2 par rapport à une méthode géométrique plus traditionnelle. La figure 2.7 montre les coupes longitudinale et latérale de ces mêmes profils, ainsi que le bon accord obtenu avec la simulation complète des images.

2.2.3 La fonction de type χ^2

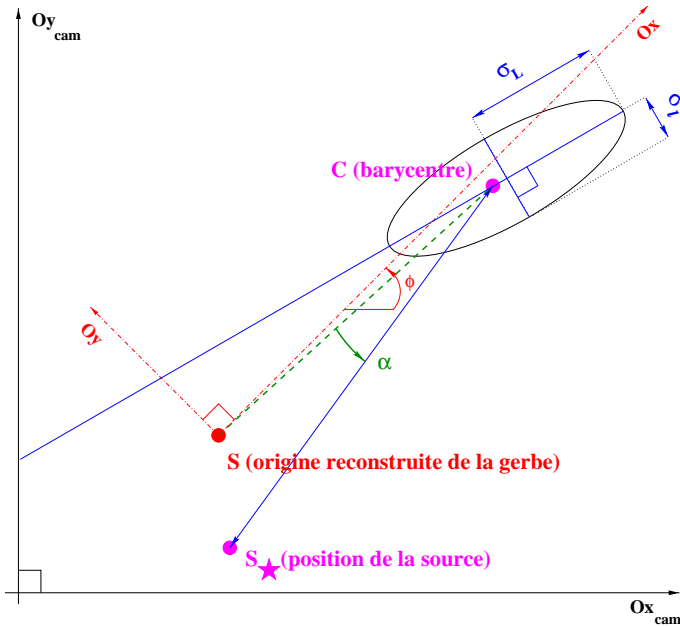


FIG. 2.8 – Définition des paramètres de l'ajustement dans la méthode du χ^2 : en plus de l'énergie E_γ du γ primaire, et du paramètre d'impact ρ_γ de la gerbe, l'ajustement porte sur les coordonnées de S , origine angulaire de la gerbe dans le plan focal, et ϕ , angle azimuthal de l'axe de symétrie de l'image autour de S . Dans le cas d'une source ponctuelle, l'angle de pointé est défini par $\alpha = \widehat{SCS_\star} \in [0^\circ; 180^\circ]$.

La charge prédite Q_i^{theo} dans un pixel i est obtenue en intégrant sur son angle solide la densité n_Q^{theo} donnée par le modèle semi-analytique. Cette intégration prend également en compte le faible étalement de lumière dû aux aberrations hors axe optique. La fonction de type χ^2 , construite à partir des charges attendues (Q_i^{theo}) et mesurées ($Q_i^{\text{mes}} \equiv Q_i$), dépend alors des 5 paramètres suivants:

- E_γ , énergie du photon γ primaire;
- ρ_γ , paramètre d'impact de la gerbe;
- les coordonnées de S , origine angulaire de la gerbe dans le plan focal (Fig. 2.8);
- ϕ , angle azimuthal de l'axe de symétrie de la gerbe autour de S (Fig. 2.8).

Son expression est

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Q_i^{\text{mes}} - Q_i^{\text{theo}})^2}{B_i \Delta t_r + (\sigma_{i,r}^{\text{porte}})^2 + 0.16 Q_i^{\text{mes}} + 2.70 \left(\frac{Q_i^{\text{mes}} + Q_i^{\text{theo}}}{2} \right) + 0.09 \left(\frac{Q_i^{\text{mes}} + Q_i^{\text{theo}}}{2} \right)^2}.$$

Les indices r rappellent qu'il s'agit d'événements physiques, déclenchant l'acquisition en portes étroites, de largeur $\Delta t_r \simeq 12$ ns. Le dénominateur de chaque terme du χ^2 est la somme des variances des différentes sources de fluctuations des charges pour le pixel courant:

- le bruit de fond du ciel, dont la variance $B_i \Delta t_r$ est estimée à l'aide des événements à porte large (Cf. § 1.6.2);
- le bruit de porte, dont la variance $(\sigma_{i,r}^{\text{porte}})^2$ est une valeur mesurée (Cf. § 1.6.1);
- la fluctuation de gain du photomultiplicateur⁷, dont la variance $(0.4 \sqrt{Q_i^{\text{mes}}})^2$ est proportionnelle à la charge mesurée;

- la fluctuation de lumière Tcherenkov émise dans la gerbe: cette fluctuation est liée à l'altitude d'interaction du photon γ primaire, ainsi qu'aux fluctuations du nombre de particules générées dans la cascade. Elle tient également à la nature même du processus d'émission de photons Tcherenkov, qui est aléatoire. On a choisi de paramétriser la variance de cette fluctuation par la somme d'un terme linéaire et d'un terme quadratique; cette paramétrisation empirique a été obtenue sur la base de simulations complètes d'images de γ , en examinant la dépendance des résidus $\frac{Q_i^{\text{mes}} - Q_i^{\text{theo}}}{\sqrt{B_i \Delta t_r + (\sigma_{i,r}^{\text{porte}})^2 + 0.16 Q_i^{\text{mes}}}}$ en fonction de

$$\frac{Q_i^{\text{mes}} + Q_i^{\text{theo}}}{2}.$$

La somme des termes entrant dans la définition du χ^2 est limitée aux petits pixels dont la charge *mesurée ou attendue* est supérieure à $Q_S = 2 \overline{Q}_{1\gamma e}$. Au chapitre précédent nous avons examiné les différentes sources de bruit polluant les images: si l'on oublie la contribution des étoiles (peu nombreuses en général), le bruit de fond du ciel donne en moyenne $\sim 0.18 \overline{Q}_{1\gamma e}$ par pixel. Du fait de ce seul bruit, environ 82 petits pixels reçoivent $1 \overline{Q}_{1\gamma e}$ à chaque événement, et 7 pixels reçoivent $2 \overline{Q}_{1\gamma e}$. Pour une source γ typique comme la nébuleuse du Crabe, la lumière Tcherenkov ne touche quant à elle que ~ 20 pixels en moyenne, avec une charge $\sim 4 \overline{Q}_{1\gamma e}$ par pixel. Le niveau du bruit et le nombre de pixels qu'il affecte sont donc assez importants en

7. Les fluctuations de charge dues aux différentes efficacités de la chaîne de détection (très faible échantillonnage de la tache de lumière Tcherenkov au sol, réflectivité de la chaîne optique, efficacité quantique des photocathodes) ne sont pas détaillées ici. Elles sont en fait implicitement contenues dans les deux derniers termes au dénominateur du χ^2 .

comparaison, d'où la nécessité du seuil Q_S . Nous avons vu par ailleurs que le bruit d'une porte étroite présente une distribution à peu près gaussienne, d'une largeur correspondant à environ $0.4 \overline{Q}_{1\gamma e}$; l'écart-type de la distribution de bruit total dans un pixel est donc $\sigma_{\text{bruit}} \simeq \sqrt{0.4^2 + 0.18} \simeq 0.6 \overline{Q}_{1\gamma e}$, et la valeur de Q_S correspond à ~ 3 écarts standard: seul les pixels contenant une réelle information physique sont ainsi retenus.

Le bruit polluant les images est estimé précisément, et il est pris en compte voie par voie au dénominateur des termes du χ^2 , comme source de fluctuation des charges. La valeur de Q_S , par contre, est la même pour tous les pixels, indépendamment du bruit qui les affecte individuellement. Pourquoi donc ne pas adapter la valeur de Q_S au bruit de chaque pixel? La réponse tient dans le fait que la fluctuation de lumière Tcherenkov émise dans une cascade atmosphérique est la source principale de fluctuation de charge, et qu'elle est difficile à quantifier; la paramétrisation utilisée ici constitue une première étape, mais c'est désormais cet aspect qu'il faudra en priorité améliorer en vue d'une future version d'analyse⁸.

Jusqu'à présent, les pixels de garde ont été maintenus hors de l'analyse. Leur utilisation demanderait d'adapter à leur cas la description de la fluctuation de charge au dénominateur des termes du χ^2 : ces pixels collectent en effet la lumière émise dans la partie basse des cascades atmosphériques, dans une région où la fluctuation du nombre de particules émettrices est maximale. Or l'expression analytique signalée plus haut montre déjà le caractère hautement non gaussien de ces fluctuations, pour une région pourtant assez proche du cœur des gerbes. On comprend donc la difficulté de trouver son équivalent pour les pixels de garde.

2.3 Mise en œuvre de la méthode du χ^2

La minimisation du χ^2 est une procédure coûteuse en temps. Dans une première étape, il est donc nécessaire d'opérer une première sélection des événements, assez lâche: la méthode traditionnelle des moments nous y aidera. L'ajustement procédant par itérations, cette dernière méthode va également nous aider à définir la première approximation des paramètres ("conditions initiales").

2.3.1 Nettoyage des images et présélection des événements

La plupart des pixels ne contribuent pas au calcul du χ^2 du fait du seuil de prise en compte Q_S . Parmi les pixels restants, certains sont éventuellement regroupés par petits îlots indépendants du corps principal de l'image, notamment dans le cas d'images de hadrons, qui sont en général diffuses; dans ce cas précis, les îlots de pixels constituent une information précieuse, car ils permettent un rejet efficace en

8. A noter que, dans une précédente version de la méthode d'analyse (celle publiée en référence [104]), seuls la valeur moyenne du bruit de fond du ciel obtenue sur tous les pixels, et un terme linéaire en charge, apparaissaient au dénominateur des termes du χ^2 . L'expression actuelle du χ^2 est donc beaucoup plus réaliste.

conduisant à un ajustement de mauvaise qualité. Le cas des images de gerbes de γ est très différent: certains pixels trop bruités peuvent subsister au-delà du seuil Q_S , et dégrader l'ajustement même s'ils sont peu nombreux; plutôt que d'augmenter la valeur de Q_S , ce qui nuirait au rejet des événements hadroniques, la solution adoptée consiste à trouver des conditions initiales suffisamment précises pour que l'ajustement ne converge pas vers des valeurs de paramètres peu réalistes dans le cas des γ .

L'estimation des conditions initiales passe d'abord par un nettoyage d'image plus efficace qu'un simple critère de seuil. Un pixel i n'est ici retenu que si sa charge (mesurée) Q_i satisfait à l'un des deux critères suivants:

- $Q_i > Q_{\text{sup}}$, ou
- $Q_{\text{inf}} < Q_i < Q_{\text{sup}}$ si l'un de ses voisins a une charge supérieure à Q_{sup} .

L'examen d'un grand nombre d'images a conduit aux valeurs $Q_{\text{inf}} = 2.3 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ et $Q_{\text{sup}} = 4 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ pour tous les pixels⁹. Ce nettoyage a par exemple conduit aux images représentées sur la figure 2.1; de même, **les moments de Hillas examinés plus haut, et que nous retrouverons dans la suite, ont été déterminés après ce nettoyage.**

A ce stade, certains pixels isolés subsistent encore: ils sont identifiés par un programme dédié de recherche d'ilots, qui ne retient au final que le corps principal de l'image. C'est sur la base de cette image que sont calculés les moments de Hillas utilisés pour les conditions initiales: nous noterons ces paramètres X^{CI} dans la suite, avec $X = \sigma_L, \sigma_l, Q_{\text{tot}}, D, C$ (barycentre de l'image), etc... afin de les distinguer des paramètres habituels. Afin de rejeter les événements dont la nature hadronique est plus que probable, et sur lesquels un ajustement ne ferait qu'inutilement ralentir la procédure d'analyse, on applique les coupures préliminaires $1 < \sigma_L^{\text{CI}} (\text{mrad}) < 9$ et $0 < \sigma_l^{\text{CI}} (\text{mrad}) < 5$; ces coupures sont très lâches comme on peut s'en convaincre sur la figure 2.3.

Enfin, la minimisation du χ^2 est réalisée par itérations à l'aide du programme SIMPLEX du logiciel MINUIT développé au CERN. Parmi les 5 paramètres cités plus hauts, certains peuvent être fixés selon le but recherché. On distingue deux cas en pratique, selon que l'objet observé est ponctuel ou non à l'échelle de la résolution angulaire du télescope.

9. Encore une fois, adapter la valeur de ces seuils au bruit individuel des pixels n'apporterait aucune amélioration tant qu'une meilleure paramétrisation des fluctuations de lumière intrinsèques au développement des gerbes ne sera pas trouvée.

2.3.2 Le cas des objets ponctuels de coordonnées connues

Le critère de forme

Lorsqu'elle est appliquée à des images réelles de hadrons (prises de données OFF), la méthode du χ^2 conduit à un facteur de rejet trop faible si les coordonnées de l'origine angulaire S de la gerbe sont laissées libres dans l'ajustement; dans de nombreux cas, l'ajustement converge en effet vers une position S souvent aberrante, mais avec une bonne valeur de $\mathcal{P}(\chi^2)$. Dans le cas d'une source ponctuelle, on fixera donc toujours S lors de l'ajustement, en s'aidant en cela de la position réelle S_\star de la source, qui est connue.

Fixer la position de S en S_\star lors de l'ajustement empêche de définir un angle de pointé (voir la figure 2.8), dont nous allons très bientôt voir l'intérêt. En pratique, l'origine angulaire S de la gerbe n'est donc ni ajustée, ni fixée en S_\star , mais fixée sur l'axe principal Δ^{CI} de l'image précédemment nettoyée, à la distance D^{CI} du barycentre C^{CI} (Fig. 2.9): $S \in \Delta^{\text{CI}}$, avec $SC^{\text{CI}} = D^{\text{CI}} \equiv S_\star C^{\text{CI}}$. Deux ajustements sont alors effectués, correspondant à deux valeurs également fixées de l'angle ϕ : $\phi = \Psi^{\text{CI}}$ (hypothèse intérieure) puis $\phi = \Psi^{\text{CI}} + \pi$ (hypothèse extérieure), où Ψ^{CI} est l'angle azimuthal de l'axe Δ^{CI} dans le repère de la caméra. Les valeurs de $\mathcal{P}(\chi^2)$ et $\alpha = \eta^{\text{CI}} - \phi$ ($\in [0^\circ; 180^\circ]$) finalement gardées sont celles du meilleur ajustement. Pour chacune de ces deux hypothèses, l'ajustement porte donc uniquement sur les paramètres E_γ et ρ_γ . La valeur initiale ρ_γ^0 est estimée en s'aidant de la corrélation existante entre le paramètre d'impact et la distance angulaire D^{CI} (voir par exemple la figure 2.4). Cette relation dépend cependant fortement de l'énergie du γ primaire, inconnue à ce stade. Pour prendre cet effet en compte, on se base alors sur la valeur de la charge totale $Q_{\text{tot}}^{\text{CI}}$ de l'image, et la formule empirique utilisée est:

$$\rho_\gamma^0 = -6.68 \left[D^{\text{CI}} \log \left(\frac{36.6 \cos(\theta_z) \log(Q_{\text{tot}}^{\text{CI}})}{1033} \right) + 8.67 \cos(\theta_z)^2 \right] \text{ m},$$

où D^{CI} est exprimée en mrad et $Q_{\text{tot}}^{\text{CI}}$ en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$. Les simulations montrent que la valeur de ρ_γ^0 est en moyenne centrée sur celle du paramètre d'impact vrai, avec un écart-type $\Delta\rho_\gamma \simeq 28$ m et 23 m à 250 GeV et 2 TeV, respectivement.

La valeur initiale E_γ^0 de l'énergie est quant à elle estimée en s'inspirant des courbes représentées sur la figure 2.5:

$$\begin{aligned} - \text{ si } \rho_\gamma^0 < 125 \text{ m: } E_\gamma^0 &= E_C \exp \left[0.84 \left(\frac{\log(Q_{\text{tot}}^{\text{CI}})}{\cos(\theta_z)} + 5.43 \right) \right]; \\ - \text{ si } \rho_\gamma^0 > 125 \text{ m: } E_\gamma^0 &= E_C \exp \left[0.84 \left(\frac{\log(Q_{\text{tot}}^{\text{CI}})}{\cos(\theta_z)} \sqrt{\frac{\rho_\gamma^0 \cos(\theta_z)}{125}} + 5.43 \right) \right], \end{aligned}$$

où $E_C = 84$ MeV est l'énergie critique¹⁰ des e^\pm dans l'air. Cette estimation est assez

10. Energie en-dessous de laquelle la perte d'énergie par ionisation domine la perte par bremsstrahlung.

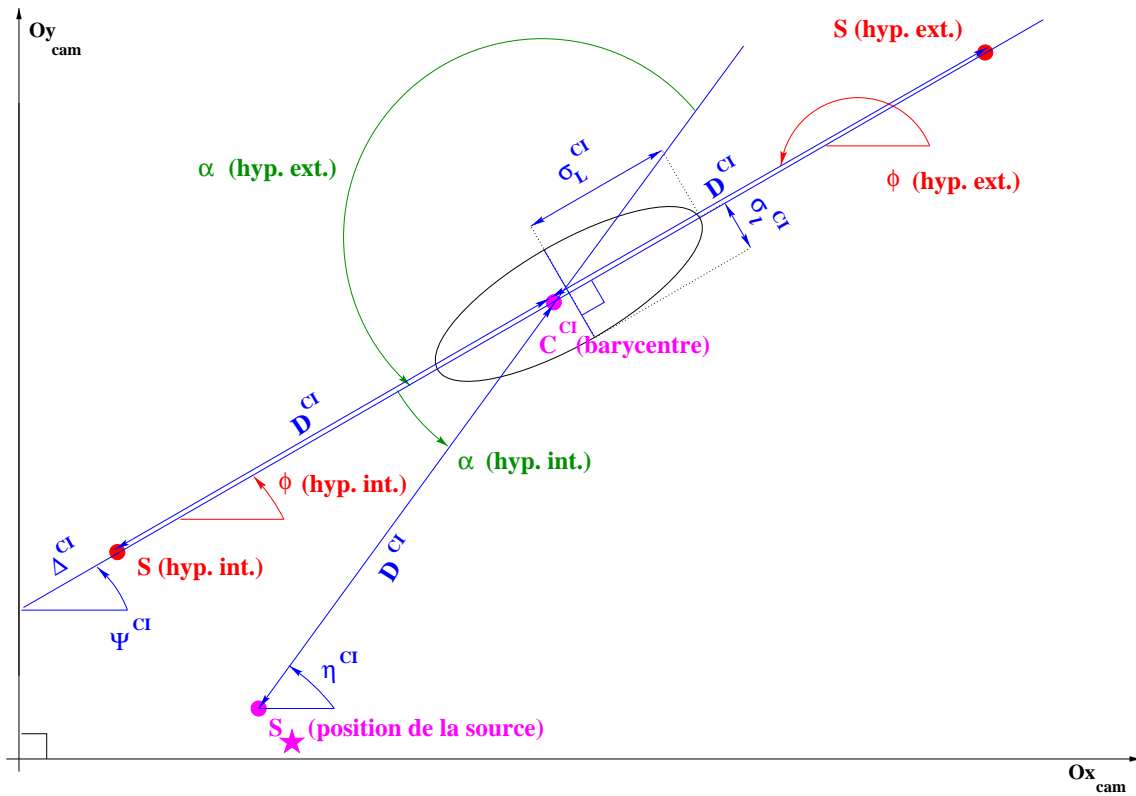


FIG. 2.9 – Définition des conditions initiales des paramètres géométriques de l’ajustement. Après nettoyage (Cf. § 2.3.1), la position de la source S est fixée sur l’axe principal Δ^{CI} de l’image, à la distance $D^{\text{CI}} \equiv S_{\star} C^{\text{CI}}$ du barycentre C^{CI} . L’angle ϕ est également fixé: $\phi = \Psi^{\text{CI}}$ (hypothèse intérieure) puis $\phi = \Psi^{\text{CI}} + \pi$ (hypothèse extérieure), et l’angle de pointé vaut $\alpha = \widehat{SC^{\text{CI}}S_{\star}} = \eta^{\text{CI}} - \phi \in [0^{\circ}; 180^{\circ}]$.

grossière, mais permet néanmoins une bonne convergence de l’ajustement, comme nous le verrons au chapitre 3 dédié à l’analyse calorimétrique.

La figure 2.10(a) montre la distribution de $\mathcal{P}(\chi^2)$ pour des γ simulés et des hadrons réels. Concernant les γ , on ne doit pas s’attendre à une distribution parfaitement uniforme, comme ce serait le cas d’un véritable χ^2 : le nombre de pixels contribuant à la valeur du χ^2 peut en effet varier en cours de minimisation, lorsqu’un ou plusieurs pixels voient la valeur de leur charge *attendue* passer au-dessus ou en-dessous du seuil Q_S ; d’autre part, les charges collectées présentent des fluctuations fortement non gaussiennes. Le χ^2 n’en est donc pas un au sens strict du terme, et il ne doit être considéré que comme une variable discriminante.

Le critère d’orientation

Le fait d’observer une source d’extension spatiale négligeable au regard de la résolution angulaire du télescope permet de définir un autre critère de discrimination

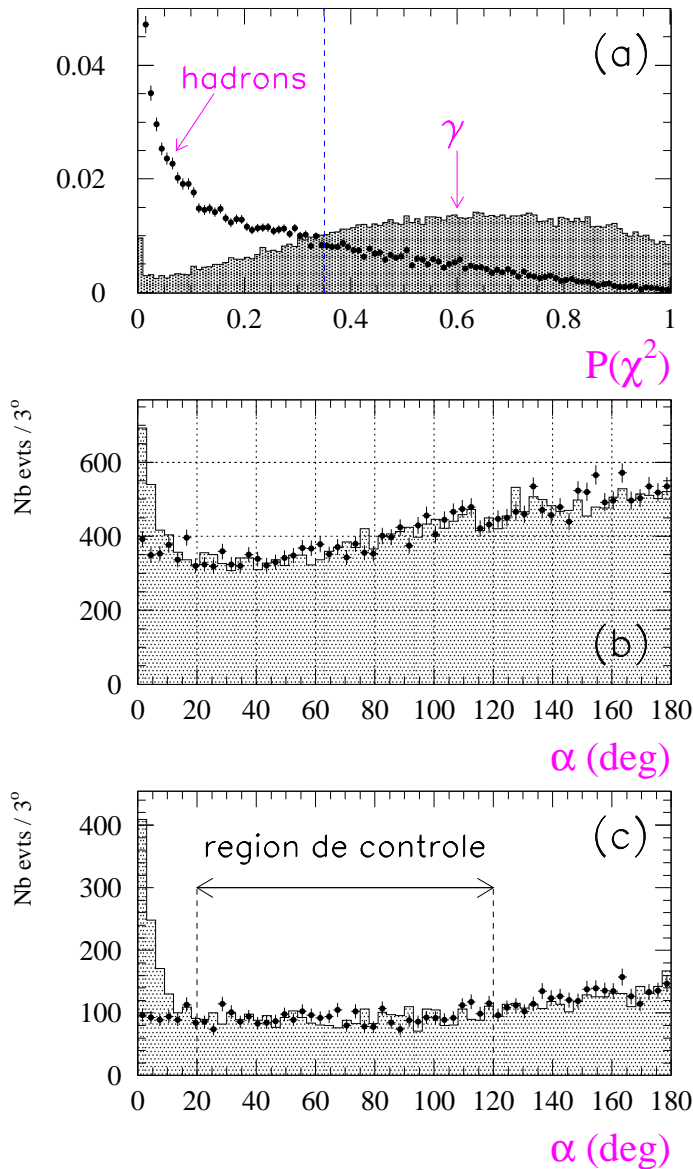


FIG. 2.10 – Distributions de $\mathcal{P}(\chi^2)$ pour des γ et des hadrons, et effet de la coupure de forme sur la distribution de l'angle de pointé.

(a) Distribution de $\mathcal{P}(\chi^2)$ pour des γ simulés (histogramme) et des hadrons réels (points); la ligne verticale indique la coupure de forme $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$;

(b) Distributions brutes de l'angle de pointé α , par intervalles de 3° , pour des données ON (histogramme) et OFF (points) prises durant 30 min sur Markarian 501 en Avril 1997;

(c) Mêmes distributions, après la coupure de forme $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$; 76% des γ et 26% des hadrons sont conservés.

γ /hadrons, à savoir l'orientation des images. Dans la méthode du χ^2 , la définition de l'angle de pointé α que nous avons donnée est cependant légèrement différente de celle du paramètre de Hillas α_H , puisqu'elle prend en compte le sens de développement de la gerbe; dans le cas le plus général, α est en effet défini comme l'angle, vu depuis le barycentre de l'image, entre l'origine angulaire S de la gerbe reconstruite par l'ajustement et la position réelle S_\star de la source dans le plan focal (Fig. 2.8 et 2.9).

La figure 2.10(b) montre les distributions brutes ON et OFF de l'angle α obtenues sur Markarian 501 en Avril 1997. La distribution OFF ne contient naturellement que des événements hadroniques, et elle est assez uniforme sur une large plage du

fait de l'isotropie de leurs directions d'origine. Alors que l'angle α_H utilisé dans la méthode des moments s'étendait au maximum jusqu'à 90° , l'angle α ici considéré est distribué de 0° à 180° , ce qui implique un facteur de rejet hadronique double par rapport à la méthode traditionnelle (et pour une même coupure sur l'angle de pointé). Cette distribution OFF reproduit très bien la distribution ON, sauf bien sûr aux faibles angles¹¹ où apparait la contribution (ici importante) des γ .

La figure 2.10(c) montre l'effet d'une unique coupure de forme $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$ sur les distributions précédentes: une telle coupure conserve 76% des γ et 26% des hadrons, et fait mieux ressortir le signal γ . La distribution en α entre 20° et 120° est en outre très uniforme¹² ce qui permet d'avoir un suivi précis du niveau du fond hadronique. L'intérêt de l'angle α n'est donc pas qu'esthétique, et cet angle ne sert pas qu'à signaler la présence d'un signal (qui pourrait se voir sur d'autres distributions...): **la région entre 20° et 120° , que l'on dénommera dans la suite région "hors signal"** (ou région "de contrôle", voir la figure 2.10(c)), permet en effet non seulement de détecter de très faibles variations du fond hadronique entre deux prises de données, mais aussi de les gommer en renormalisant la distribution OFF le cas échéant. En pratique, avant d'extraire n'importe quelle distribution de γ réels par soustraction "ON-OFF" des distributions correspondantes, on utilisera ainsi une normalisation relative des distributions basée sur leur contenu dans la région hors signal¹³, plutôt que sur les simples durées d'observation. On vérifiera cependant que les deux normalisations ne sont pas différentes à plus de quelques pourcents, 10% typiquement. Si une différence supérieure à 10% est observée, la qualité des lots de données sera à réexaminer de plus près.

2.3.3 Le cas des objets mal localisés ou étendus

J'examine ce cas brièvement, car il ne correspond à aucune des sources que nous rencontrerons. Ici, l'origine angulaire de chaque gerbe de γ est inconnue: l'estimation de E_γ^0 et ρ_γ^0 est alors approximative, car uniquement basée sur les valeurs de

11. A priori, l'hypothèse extérieure ne conduit à un meilleur ajustement que dans le cas d'images hadroniques; cependant, certaines images de γ peuvent être "retournées", notamment à très basse énergie où les images, petites, sont souvent mal définies, ou encore pour de grandes valeurs du paramètre d'impact, où les images peuvent être tronquées par le bord du champ de vue. Dans ce cas, en présence d'un fort signal, on observe parfois un petit surplus d'événements dans la distribution ON vers $\alpha \sim 180^\circ$ (voir par exemple la figure 2.21 page 92).

12. La remontée des distributions au-delà de $\sim 130^\circ$ est due aux images tronquées par le bord du champ de vue. Cet effet disparaît pour des observations à grand angle zénithal, car les images sont recentrées dans le plan focal; ceci provient du fait que les gerbes, traversant une profondeur d'atmosphère plus grande, se développent en moyenne à plus haute altitude, là où la densité d'atmosphère et l'angle Tcherenkov limite sont plus faibles. La distribution en α entre 20° et 120° est par contre très uniforme dans tous les cas de figure.

13. A noter que la région hors signal des données ON ferait un très bon estimateur du niveau du fond hadronique; comme la distribution en α de ce fond est très uniforme jusqu'à $\sim 120^\circ$, le nombre d'événements hadroniques attendus dans la région du signal γ ($\alpha < 6^\circ$) peut être facilement extrapolé via un simple facteur de normalisation. L'utilisation de ce facteur, souvent qualifié de "rapport de suivi", est illustrée en référence [87] sur les données de CAT: il y est montré qu'elle conduit à des résultats très proches de ceux obtenus en procédant par "ON-OFF". Ici pourrait alors se poser la question de l'intérêt de prises de données OFF; en fait, ces dernières sont indispensables pour une analyse plus fine telle qu'une étude spectrale (voir le chapitre 3), où l'on désire connaître l'intensité du fond *par intervalles en énergie*. Dans ce type d'analyse, il serait en effet dangereux d'appliquer un rapport de suivi à des nombres d'événements parfois faibles, notamment aux extrémités des spectres.

σ_L et Q_{tot} ; ceci permet néanmoins une estimation D^0 de la distance angulaire D . Comme précédemment, l'origine angulaire de la gerbe est alors initialement choisie sur l'axe principal Δ^{CI} de l'image, à une distance D^0 du barycentre, mais elle est ensuite laissée libre dans l'ajustement: dans l'hypothèse intérieure ou extérieure, ce dernier porte donc sur l'ensemble des paramètres E_γ , ρ_γ , S et ϕ .

Cette procédure s'avère très efficace dans le cas d'une source ponctuelle mal localisée, avec une reconstruction de la position angulaire tout à fait remarquable: on peut s'en convaincre sur la figure 1.5, montrée au chapitre précédent au sujet du problème des déformations mécaniques. En outre, il a été montré en référence [87] que les erreurs de reconstruction latérale et longitudinale *par événement* passent de 0.1° et 0.2° à 0.05° et 0.1° quand l'énergie du photon γ primaire passe de 250 GeV à 2 TeV. Une fois trouvée la position angulaire de la source, il est ensuite possible de se ramener au cas d'une source ponctuelle de position connue, et d'appliquer la procédure exposée plus haut: l'ajustement qu'elle implique est plus performant car il ne porte que sur les seuls paramètres E_γ et ρ_γ .

La capacité de reconstruire les coordonnées de la source émettrice *événement par événement* a longtemps été réservée aux montages stéréoscopiques, comprenant plusieurs imageurs espacés au sol. Désormais, avec la méthode du χ^2 , il est possible de faire de la stéréoscopie avec un unique télescope. L'intérêt énorme de cette capacité de reconstruction est évident, par exemple dans le cas de sources découvertes par les détecteurs embarqués en satellite (sources non identifiées d'EGRET ou sursauts γ de BATSE par exemple), localisées dans le ciel à l'intérieur d'une boîte d'erreur dont la largeur est rarement inférieure au degré.

Le cas des objets étendus est nettement plus délicat à aborder avec un unique télescope, car le facteur de rejet hadronique est bien plus faible que dans le cas d'une source ponctuelle: d'une part, aucun angle de pointé ne peut être défini, et on perd un facteur ~ 30 par rapport à une procédure de sélection des événements qui exigerait $\alpha < 6^\circ$. D'autre part, le simple fait de laisser la position de la source libre dans l'ajustement implique un nombre d'événements hadroniques presque double (voir le début du § 2.3.2). La mise en évidence d'une source étendue n'apparaît donc pas chose facile, et reste pour le moment le domaine réservé des dispositifs stéréoscopiques tel que celui de la collaboration HEGRA [36, 25, 96].

2.4 Sélection des observations

Dans la section suivante, j'aborderai la question de l'optimisation des coupures dans la méthode du χ^2 , en m'aidant de résultats obtenus sur simulations, mais également avec des données réelles. Les dernières sections de ce chapitre seront ensuite consacrées à la comparaison des performances de la méthode entre simulations et données réelles, ainsi qu'à la présentation d'une première partie du travail de calibra-

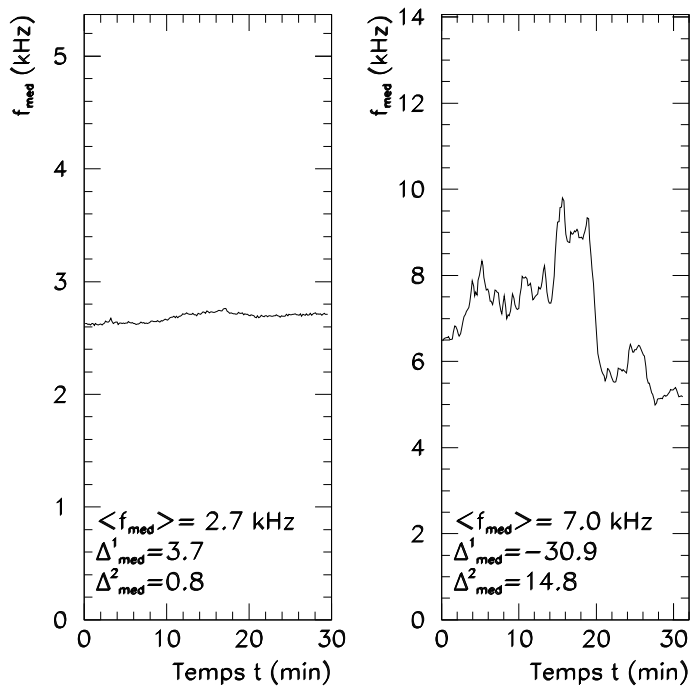


FIG. 2.11 – Evolution dans le temps de la médiane des taux de comptage simple des différentes voies pour deux prises de données, la première de très bonne qualité et la seconde de très mauvaise qualité (les structures révèlent le passage de nébulosités, voire de nuages, en cours d'acquisition).

tion du détecteur. Il est donc nécessaire de préciser dès maintenant la procédure de sélection des acquisitions. Bien que l'estimation de la qualité d'une prise de données implique une large part d'arbitraire, il est possible a posteriori d'évaluer l'état de l'atmosphère au moment des observations et d'établir un bilan de santé de l'électronique de l'imageur. Ceci va nous conduire à une procédure assez fiable de sélection ou de rejet des acquisitions, que nous utiliserons systématiquement dans la suite.

Le problème lié à l'évolution du détecteur apparaît tout naturellement dès lors que l'on parle de sélection des observations. Dans la suite, nous voudrions en effet combiner dans une même analyse un ensemble de données prises pendant de longues périodes et dans des conditions d'observation parfois assez différentes. Avant d'aller plus loin dans l'examen des performances de la méthode du χ^2 , il est donc également important de vérifier qu'il est possible de mettre toutes ces observations sur un pied d'égalité pour l'analyse.

2.4.1 Estimation de la qualité d'une prise de données

Le calcul de l'intensité d'émission d'une source n'exige pas une qualité de données aussi poussée que la détermination de son spectre en énergie: entre deux observations, les différences éventuelles dans la réponse de l'imageur apparaissent en effet généralement au niveau de son seuil de détection, et impliquent donc des effets dépendant de l'énergie. Les critères de sélection que nous allons maintenant passer en revue seront donc utilisés pour deux sélections différentes: l'une assez lâche (\mathcal{S}_1), et l'autre plus stricte (\mathcal{S}_2).

Etat de l'électronique, bruit de fond du ciel, temps mort

Pour chaque prise de données, on établit tout d'abord un diagnostic électronique. Les voies défectueuses sont exclues d'emblée de l'analyse à venir: d'une part celles qui le sont définitivement¹⁴; d'autre part celles qui le sont temporairement pour cause de mauvais fonctionnement de leur chaîne électronique (haute tension non optimale, comparateur oscillant à quelques 10 MHz, piédestal anormalement large signalant un bruit parasite momentané ou la présence d'une étoile brillante). On exige alors que le nombre de ces voies, N_{exclus} , reste acceptable: $N_{\text{exclus}} < 80$ (\mathcal{S}_1) ou $N_{\text{exclus}} < 50$ (\mathcal{S}_2).

On exige ensuite une valeur moyenne du bruit de fond du ciel raisonnable, $0.008 < \overline{B}$ ($\overline{Q}_{1\gamma e}/\text{ns}$) < 0.028 ainsi qu'une durée minimale $T_{\text{ON, OFF}} > 10$ min, car une courte durée signale toujours un mauvais déroulement des observations. On calcule également le temps mort impliqué par le temps de lecture fini de l'acquisition (quelques ms), à partir de la distribution poissonnienne des intervalles de temps entre deux événements successifs [13]. **La prise en compte de ce temps mort sera dans la suite sous-entendue dans tous les calculs de flux, via une redéfinition implicite de la durée d'observation de chaque prise de données;** la correction apportée, correspondant au nombre d'événements perdus, est de l'ordre de 6% à 15%.

Taux de comptage simple

A ce stade, on examine les variations éventuelles des taux de comptage simple des voies afin de détecter le passage de nuages ou de nébulosités qui seraient passées inaperçues à l'œil lors des observations. La figure 2.11 montre l'évolution en fonction du temps t de la valeur de la fréquence médiane f_{med} , déduite à chaque instant de l'ensemble des valeurs des taux de comptage simple, pour deux exemples de prise de données, l'une de très bonne et l'autre de très mauvaise qualité. En pratique on s'intéresse ici à trois quantités:

- $\langle f_{\text{med}} \rangle$, valeur moyenne de la fréquence médiane f_{med} pour toute l'acquisition;
- Δ_{med}^1 , variation relative (en %) de la fréquence médiane pendant l'acquisition:

$$\Delta_{\text{med}}^1 \equiv 100 \frac{f_2 T_{\text{ON, OFF}}}{\langle f_{\text{med}} \rangle}$$
 où f_2 est le résultat de l'ajustement grossier aux données de la fonction $\widetilde{f_{\text{med}}}(t) = f_1 + f_2 t$;
- Δ_{med}^2 , dispersion relative (en %) de la fréquence médiane pendant l'acquisition:

$$\Delta_{\text{med}}^2 \equiv 100 \frac{\sigma_f}{\langle f_{\text{med}} \rangle}$$
 où σ_f est l'écart-type suivant: $\sigma_f = \sqrt{\text{Var}[f_{\text{med}}(t) - \widetilde{f_{\text{med}}}(t)]}$.

La figure 2.12(a) montre la dépendance de $\langle f_{\text{med}} \rangle$ en fonction du bruit de fond du ciel \overline{B} et du seuil individuel effectif Q_m , défini un peu plus bas, qui reflète la qualité

¹⁴. Une quinzaine, qu'on n'alimente plus, au bout de trois ans de fonctionnement.

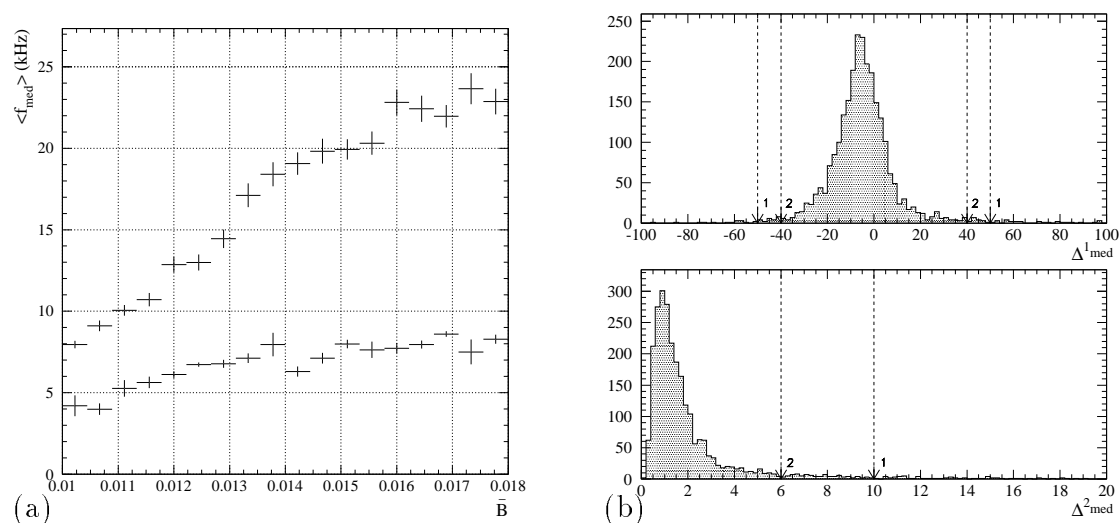


FIG. 2.12 – (a) Valeur moyenne de la fréquence médiane $\langle f_{\text{med}} \rangle$ en fonction du bruit de fond du ciel moyen \overline{B} , moyennée sur un ensemble de prises de données de seuil individuel faible ($S_m = 2.5 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$, courbe du haut) ou fort ($S_m = 3.0 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$, courbe du bas); (b) Distributions des paramètres Δ_{med}^1 et Δ_{med}^2 (voir texte); les flèches indiquent les coupures utilisées dans les sélections \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 .

de la réponse de la caméra pour chaque prise de données: on note une dépendance très forte de $\langle f_{\text{med}} \rangle$ avec ces deux paramètres, qui rend difficile une sélection des acquisitions à partir de la simple valeur de $\langle f_{\text{med}} \rangle$; il faudrait en effet adapter le choix de la coupure à chaque champ d'étoiles¹⁵ ainsi qu'à chaque période d'observation, ce qui n'est ni simple ni satisfaisant. A l'inverse, Δ_{med}^1 et Δ_{med}^2 indiquent des variations *relatives* de la fréquence médiane en cours d'acquisition, et ne dépendent donc uniquement que des effets atmosphériques éventuels. Leurs distributions sont montrées sur la figure 2.12(b), ainsi que les coupures de sélection adoptées: $|\Delta_{\text{med}}^1| < 50$ (\mathcal{S}_1) ou $|\Delta_{\text{med}}^1| < 40$ (\mathcal{S}_2), et $\Delta_{\text{med}}^2 < 10$ (\mathcal{S}_1) ou $\Delta_{\text{med}}^2 < 6$ (\mathcal{S}_2). On voit que ces coupures éliminent les prises de données réellement pathologiques, telle celle de droite sur la figure 2.11.

Définition du seuil individuel effectif Q_m

Le seuil effectif Q_m dont il vient d'être question est un estimateur du seuil individuel réel pour chaque prise de données. La logique de déclenchement de la caméra exige en effet $N_v = 4$ voies dépassant le seuil analogique $S_m = 2.5$ ou $3.0 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$, où $\overline{S}_{1\gamma_e}$ est l'amplitude du signal anodique moyen produit par un photoélectron unique, et pour un certain gain de photomultiplicateur. Alors que le seuil analogique S_m est une valeur de tension en sortie de comparateur, fixée pour toutes les données, le seuil

15. En annexe A sont indiquées les valeurs moyennes du bruit de fond du ciel dans les données ON et OFF des différents objets observés: on y vérifie notamment qu'un champ de vue riche en étoiles, tel celui de la nébuleuse du Crabe qui est une source galactique, donne bien une pollution lumineuse plus importante qu'un champ de vue moins riche, tels ceux centrés sur Markarian 421 et Markarian 501.

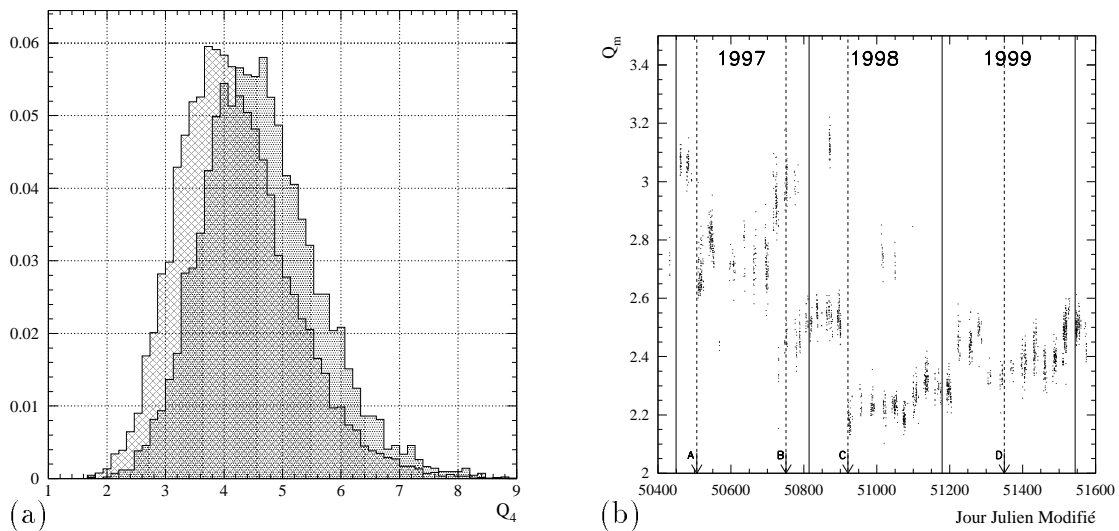


FIG. 2.13 – Définition du seuil individuel effectif Q_m et évolution sur plusieurs années.
 (a) Distribution normalisée de la charge Q_4 (en unités de $\bar{Q}_{1\gamma e}$) du quatrième pixel le plus brillant, pour des événements de basse charge ($Q_{\text{tot}} < 50 \bar{Q}_{1\gamma e}$) enregistrés pendant deux prises de données le 30 Octobre 1997, l'une avec un seuil analogique individuel $S_m = 3.0 \times \bar{S}_{1\gamma e}$ (histogramme grisé) et l'autre avec $S_m = 2.5 \times \bar{S}_{1\gamma e}$ (histogramme quadrillé). Pour chacune d'elles, on définit un seuil effectif individuel Q_m (voir texte): alors que le seuil analogique S_m est une valeur de tension en sortie de comparateur, fixée pour toutes les données, Q_m reflète le seuil réel au moment des observations, qui dépend du gain des photomultiplicateurs;
 (b) Evolution de Q_m (en unités de $\bar{Q}_{1\gamma e}$) sur plusieurs années: on note une augmentation globale à l'échelle de plusieurs mois, qui traduit le vieillissement des photomultiplicateurs; les discontinuités apparaissant en A, B, C, et D correspondent à des modifications des conditions expérimentales: augmentation des hautes tensions des photomultiplicateurs en A (Février 1997) et C (Avril 1998), nettoyage des éléments de miroir du réflecteur en D (Juin 1999), nuits d'observation avec des seuils analogiques S_m différents, telle la nuit du 30 Octobre 1997 en B.

individuel réel augmente donc dans le temps, à mesure que les phototubes voient leur gain diminuer en vieillissant.

Une façon de suivre les variations de réponse de la caméra est d'examiner la distribution de la charge Q_4 du quatrième pixel le plus brillant parmi les 288 pixels de la zone interne des petits pixels, en se restreignant de plus aux événements de charge totale assez faible ($Q_{\text{tot}} < 50 \bar{Q}_{1\gamma e}$): puisque la logique de déclenchement demande $N_v = 4$ voies dépassant le seuil S_m , le quatrième pixel est en effet vraisemblablement celui ayant conduit au déclenchement, et ceci est d'autant plus probable que l'on se restreint à de faibles valeurs de Q_{tot} ¹⁶. A partir de la distribution de Q_4 , dont on notera $\langle Q_4 \rangle$ la valeur moyenne, on définit alors empiriquement un seuil individuel

16. A plus haute charge, la dispersion plus grande entre les temps d'arrivée des photons Tcherenkov dans le plan focal, et la quantité de lumière par pixel plus importante font que ce quatrième pixel n'est pas forcément celui dont le signal a validé le déclenchement de la caméra.

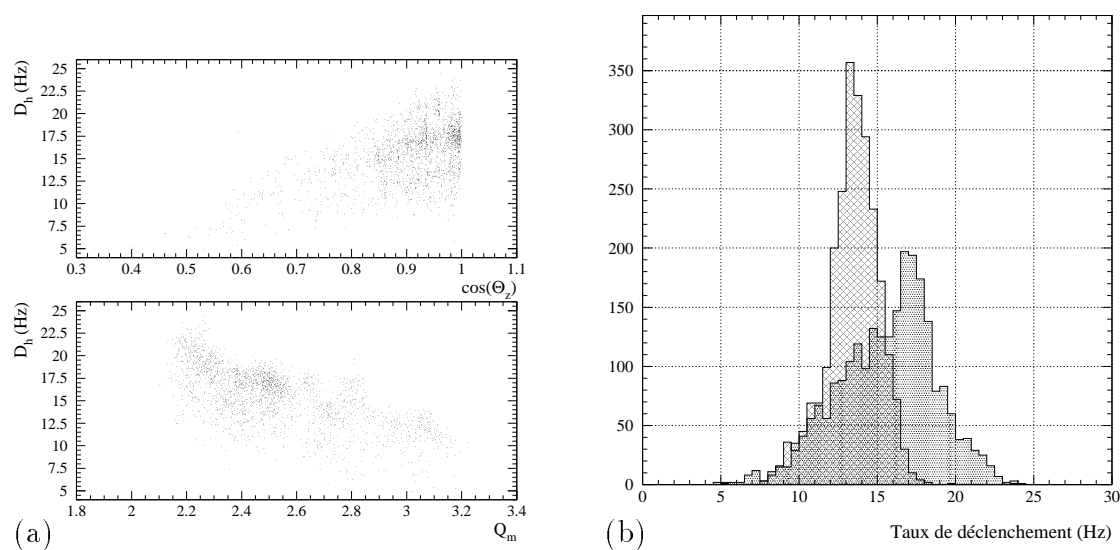


FIG. 2.14 – (a) Anti-corrélation du taux de déclenchement D_h avec l’angle zénithal θ_z et le seuil individuel effectif Q_m ; (b) Distributions du taux de déclenchement D_h (histogramme grisé) et du taux de déclenchement corrigé \widetilde{D}_h (histogramme quadrillé): si μ et σ désignent la valeur moyenne et l’écart-type de ces distributions, on passe d’une dispersion relative μ/σ de 20% à 11%, respectivement.

“effectif”

$$Q_m \equiv \left[\frac{\langle Q_4 \rangle / 1 \overline{Q}_{1\gamma e}}{2.6565} \right]^2 \overline{Q}_{1\gamma e}.$$

Cette paramétrisation est purement conventionnelle et assure que Q_m vaut bien 2.5 ou $3.0 \overline{Q}_{1\gamma e}$ pour les acquisitions réalisées lors d’une même nuit, celle du 30 Octobre 1997, avec un seuil $S_m = 2.5$ ou $3.0 \times \overline{S}_{1\gamma e}$, respectivement (Fig. 2.13(a)). Les variations de Q_m dans le temps sont par contre très intéressantes: on voit ainsi sur la figure 2.13(b) que la diminution progressive de la qualité de réponse de la caméra est un réel problème, qui nécessite de réhausser régulièrement les hautes tensions des phototubes (voir les points A et C). De même, les variations importantes de Q_m entraînent la nécessité de savoir s’il est possible de combiner différentes prises de données dans une même analyse: nous résoudrons ce problème au § 2.4.2 un peu plus loin.

Taux de déclenchement

Pour l’instant, regardons en quoi le seuil Q_m peut nous être utile pour estimer la qualité d’une acquisition. La figure 2.14(a) montre l’anti-corrélation attendue du taux de déclenchement D_h avec l’angle zénithal θ_z et le seuil Q_m : naturellement, il existe également une légère corrélation avec le bruit de fond du ciel moyen \overline{B} , non

montrée ici. A partir de ces relations, il est possible d'estimer un taux de déclenchement "corrigé" \widetilde{D}_h , qui serait le taux obtenu au zénith, pour un seuil $Q_m = 3.0 \overline{Q}_{1\gamma e}$ et un bruit de fond du ciel $\overline{B} = 0.012 \overline{Q}_{1\gamma e}/\text{ns}$:

$$\widetilde{D}_h \equiv \frac{D_h}{\left[\cos(\theta_z) \right]^{1.1} \exp \left[-0.43(Q_m - 3) \right] \exp \left[14.5(\overline{B} - 0.012) \right]}.$$

La figure 2.14(b) montre les distributions de D_h et \widetilde{D}_h : on voit que la dispersion des valeurs mesurées est deux fois moins grande après correction, mais qu'elle reste néanmoins importante. En fait, la compréhension détaillée des fluctuations non statistiques du taux de déclenchement demanderait une estimation précise de la contribution des gerbes hadroniques, D_h^0 , et celle des muons isolés, D_μ , avec $D_h = D_h^0 + D_\mu$. Des acquisitions-test prises par temps nuageux ont montré que $D_\mu \simeq 6 \text{ Hz}$: la contribution des muons isolés représente donc plus d'un tiers de l'ensemble des événements enregistrés. Puisque seule la lumière émise dans les quelques 100 derniers mètres de la trajectoire des muons est collectée, D_μ ne dépend pas exactement de la même façon que D_h^0 des conditions atmosphériques. Contrairement à D_h^0 , D_μ ne dépend en outre quasiment pas de l'angle zénithal: à basse élévation, la profondeur plus grande d'atmosphère traversée fait que les muons perdent plus d'énergie par ionisation, et se désintègrent plus facilement avant d'atteindre le sol pour les moins énergétiques, mais cet effet est partiellement compensé par un flux plus important de muons de haute énergie ($> 100 \text{ GeV}$) car les pions chargés de grandes impulsions ($\sim 200 \text{ GeV}$) se désintègrent également plus facilement [147]. Un travail de séparation des événements purement muoniques du reste des données a par exemple été réalisé par D. Pomarède [134] dans le cadre de l'expérience ARTEMIS de recherche d'antimatière dans les rayons cosmiques [165, 146], où des variations de D_h de l'ordre de quelques pourcents étaient recherchées. A l'avenir, il serait intéressant d'effectuer ce même type de travail pour CAT, en adaptant par exemple à l'ensemble des données le type d'analyse des images de muons évoquée au § 1.4.3. Pour l'instant, nous nous contenterons simplement de rejeter de l'analyse spectrale (sélection \mathcal{S}_2) les acquisitions ne vérifiant pas $\widetilde{D}_h > 10 \text{ Hz}$. Par rapport à l'étude de la fréquence de comptage médiane f_{med} , qui signale la présence de structures nuageuses plus ou moins marquées, une telle coupure permet plutôt d'éliminer les acquisitions prises par temps humide ou avec un ciel légèrement voilé de manière uniforme¹⁷, *i.e.* pour une transparence atmosphérique globale assez moyenne.

Enfin, les variations du taux de déclenchement D_h en cours d'acquisition sont examinées. Soit D_2 la dérivée temporelle observée de D_h , résultat de l'ajustement grossier de $D_h(t)$ par la fonction $D_1 + D_2 t$; connaissant la trajectoire $\theta_z(t)$ de chaque objet observé et la dépendance $D_h \propto \left[\cos(\theta_z) \right]^{1.1}$, il est facile de prédire ce que doit

17. C'est par exemple le cas des nuits du début de Juillet 1997 ou de Septembre 1999.

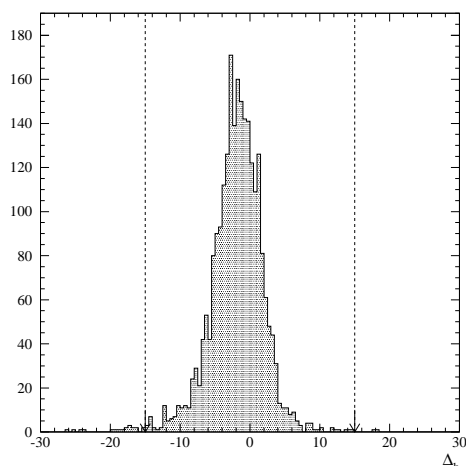


FIG. 2.15 – Distribution du paramètre Δ_h (voir texte). Les flèches indiquent la coupure utilisée dans les sélections \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 .

être la valeur de D_2 : $\tilde{D}_2 \simeq -1.1 D_h \tan(\theta_z) \frac{\Delta\theta_z}{T_{\text{ON, OFF}}}$, et d'évaluer l'écart entre mesure et prédiction (en %) par:

$$\Delta_h \equiv 100 \frac{(D_2 - \tilde{D}_2) T_{\text{ON, OFF}}}{D_h}.$$

La distribution de Δ_h est montrée sur la figure 2.15: en pratique, on utilisera la coupure $|\Delta_h| < 15$ pour les sélections \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 , ce qui permet d'éliminer les acquisitions où l'électronique de l'imageur s'est comporté de façon particulièrement anormale.

Résumé des coupures de sélection des observations

Le tableau 2.1 résume les coupures utilisées pour les sélections \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 . En annexe A, on trouvera, pour les données ON et OFF de chaque objet, la fraction du temps d'observation total que représentent les acquisitions retenues, $\epsilon(\mathcal{S}_1)$ et $\epsilon(\mathcal{S}_2)$: dans les deux cas, on pourra vérifier que **plus des trois quarts des acquisitions sont généralement conservées**.

Sélection	N_{exclus}	$\overline{B} (\overline{Q}_{1\gamma\epsilon}/\text{ns})$	T (min)	$ \Delta_{\text{med}}^1 $	Δ_{med}^2	\tilde{D}_h (Hz)	$ \Delta_h $
\mathcal{S}_1	< 80	$\in [0.008; 0.028]$	> 10	< 50	< 10	> 0	< 15
\mathcal{S}_2	< 50	$\in [0.008; 0.028]$	> 10	< 40	< 6	> 10	< 15

TAB. 2.1 – Résumé des coupures de sélection des observations.

2.4.2 Evolution du détecteur et analyse

La figure 2.13 montrant l'évolution dans le temps du seuil individuel effectif, Q_m , révèle que la base de données est un mélange d'acquisitions obtenues pour une

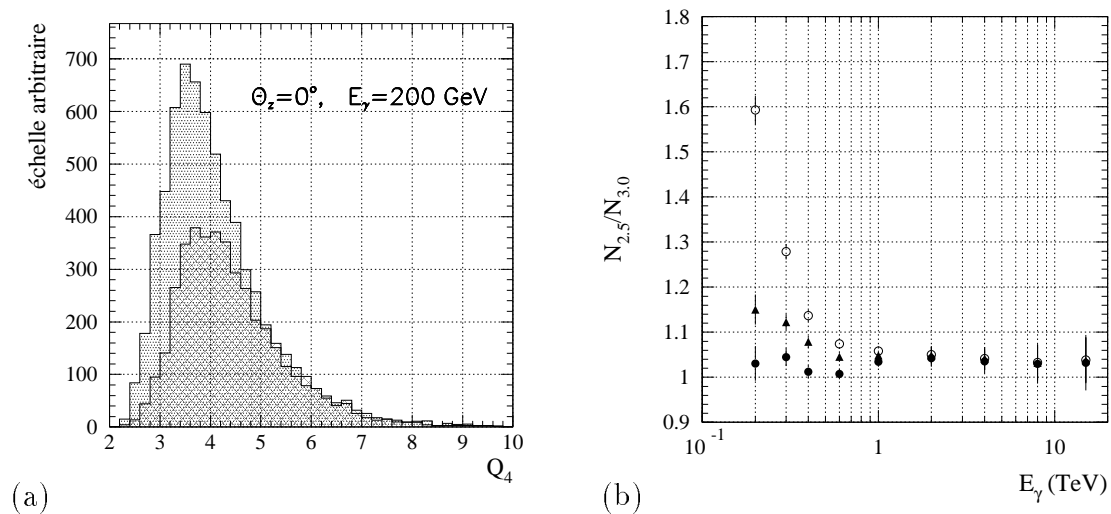


FIG. 2.16 – Réponse du détecteur pour un seuil analogique $S_m = 3.0$ ou $2.5 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$.
 (a) Distributions brutes de la charge Q_4 (en unités de $\overline{Q}_{1\gamma_e}$) du quatrième pixel le plus brillant, pour des simulations de γ au zénith avec une énergie $E_\gamma = 200 \text{ GeV}$, pour un seuil analogique $S_m = 3.0 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$ (histogramme quadrillé) ou $2.5 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$ (histogramme grisé);
 (b) Rapport $\frac{N_{2.5}}{N_{3.0}}$ du nombre de γ enregistrés avec $S_m = 2.5 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$, $N_{2.5}$, au nombre de γ enregistrés avec $S_m = 3.0 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$, $N_{3.0}$, en fonction de l'énergie E_γ (simulations au zénith); les ronds vides correspondent à l'ensemble des événements, les triangles pleins à une sélection des événements par les coupures de charge $Q_4 > 3\overline{Q}_{1\gamma_e}$ et $Q_{\text{tot}} > 30\overline{Q}_{1\gamma_e}$, et les cercles pleins à la même sélection complétée par la coupure de forme $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$. Dans ce dernier cas, on voit que la différence entre les taux de γ enregistrés est pratiquement nulle.

réponse du détecteur assez variable. La figure 2.16(a) précise ce problème: on a représenté la distribution brute de la charge Q_4 du quatrième pixel le plus brillant, pour des simulations de γ au zénith avec une énergie $E_\gamma = 200 \text{ GeV}$, et pour un seuil analogique $S_m = 3.0$ ou $2.5 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$. Le nombre d'événements supplémentaires enregistrés dans le second cas par rapport au premier est très important, de l'ordre de 60% à 200 GeV comme on le voit sur la figure 2.16(b), et de 28% à 300 GeV. Si l'on veut traiter ensemble des données prises avec différentes valeurs de S_m , il est donc indispensable de trouver dès maintenant une sélection des événements permettant de se ramener à la situation de réponse "minimale" de l'imageur, correspondant à $S_m = 3.0 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$.

La figure 2.16(a) indique que les événements supplémentaires n'apparaissent pas seulement pour une charge $Q_4 < 3\overline{Q}_{1\gamma_e}$, comme on pourrait le supposer au premier abord¹⁸. Nous allons cependant adopter une première coupure $Q_4 > 3\overline{Q}_{1\gamma_e}$, sur-

18. La charge Q_4 n'est en effet reliée au seuil analogique S_m qu'en termes probabilistes, ce qui justifie l'utilisation que l'on a faite de la valeur moyenne de sa distribution pour définir le seuil individuel effectif Q_m . Par contre, pour un événement donné, la charge Q_4 n'est pas toujours celle du pixel ayant validé le déclenchement de la caméra: d'une part car une certaine dispersion existe entre les temps d'arrivée des photons Tcherenkov dans le plan focal

ement insuffisante; comme dans la méthode des moments (Cf. § 2.1.2), nous allons également exiger que les images aient une charge totale Q_{tot} suffisamment grande; la coupure en question, $Q_{\text{tot}} > 30 \overline{Q}_{1\gamma e}$, n'entraîne une diminution notable de l'efficacité ϵ_γ de sélection des γ qu'au niveau du seuil de détection: à ~ 200 GeV, ϵ_γ passe ainsi de $\sim 20\%$ à $\sim 10\%$ au zénith. Ceci n'est pas trop contraignant car les énergies concernées se situent au voisinage du maximum du nombre de γ enregistrés (voir la figure 2.28 page 102). De plus, cette perte d'efficacité s'accompagne d'une augmentation du facteur de rejet hadronique telle que le facteur de qualité reste constant. Enfin, insistons sur le fait que cette précaution est indispensable pour une bonne estimation de l'intensité des sources, pour la recherche d'une éventuelle variabilité de leur niveau d'émission et pour une reconstruction spectrale solide à basse énergie.

Comme on le voit sur la figure 2.16(b), les deux coupures de charge permettent d'éliminer une grande partie des événements supplémentaires enregistrés avec $S_m = 2.5 \times \overline{S}_{1\gamma e}$. Dans la suite, ces deux coupures seront donc toujours sous-entendues, sauf précision explicite. Sur cette même figure, on voit également que le surplus d'événements restant sera supprimé par la coupure de forme $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$, qui est celle que nous allons bientôt adopter car elle optimise les performances de la méthode du χ^2 (voir le § 2.5.1 qui suit). En conclusion, une seule analyse pourra donc être utilisée pour combiner des données prises suivant différents niveaux de réponse du détecteur; nous vérifierons cependant au § 2.7.3 et au § 3.4 que les résultats obtenus sont bien stables dans le temps.

2.5 Sélection des événements par la méthode du χ^2

2.5.1 Les coupures dites "standard"

La figure 2.17 montre les courbes de niveau, dans le plan de coupures $\{\mathcal{P}(\chi^2) > X, \alpha < Y\}$, de la signification statistique horaire obtenue sur un échantillon de données prises sur Markarian 501 et sur la nébuleuse du Crabe. On y voit que l'optimum est fort logiquement atteint pour des coupures d'autant plus strictes que l'intensité de la source est faible. Ceci se retrouve sur la figure 2.18, où l'on a représenté les courbes de niveau de la signification statistique horaire obtenue sur simulations pour différents états d'intensité de la source: les simulations (c) et (d) reproduisent très bien les deux situations réelles de la figure 2.17, tant du point de vue de la forme des courbes et de la position de l'optimum, que des valeurs de la signification statistique.

(voir la note en bas de la page 81); d'autre part car la définition de Q_4 , charge du quatrième pixel le plus brillant parmi les 288 pixels centraux de la caméra, ne prend pas en compte la sectorisation intervenant dans la logique de déclenchement de cette dernière: un pixel p_1 isolé peut ainsi être classé en quatrième position, alors que le déclenchement a été en réalité validé par un pixel p_2 dans un autre sextant de la caméra, contenant le nombre $N_v = 4$ de pixels requis. En particulier, si p_2 donne un signal d'amplitude S telle que $2.5 \times \overline{S}_{1\gamma e} < S < 3.0 \times \overline{S}_{1\gamma e}$, alors l'événement sera enregistré pour $S_m = 2.5 \times \overline{S}_{1\gamma e}$, avec une charge Q_4 (celle de p_1) éventuellement supérieure à $3 \overline{Q}_{1\gamma e}$, mais pas pour $S_m = 3.0 \times \overline{S}_{1\gamma e}$. A l'avenir, il serait donc intéressant d'affiner la définition de Q_4 pour tenir compte de cet effet.

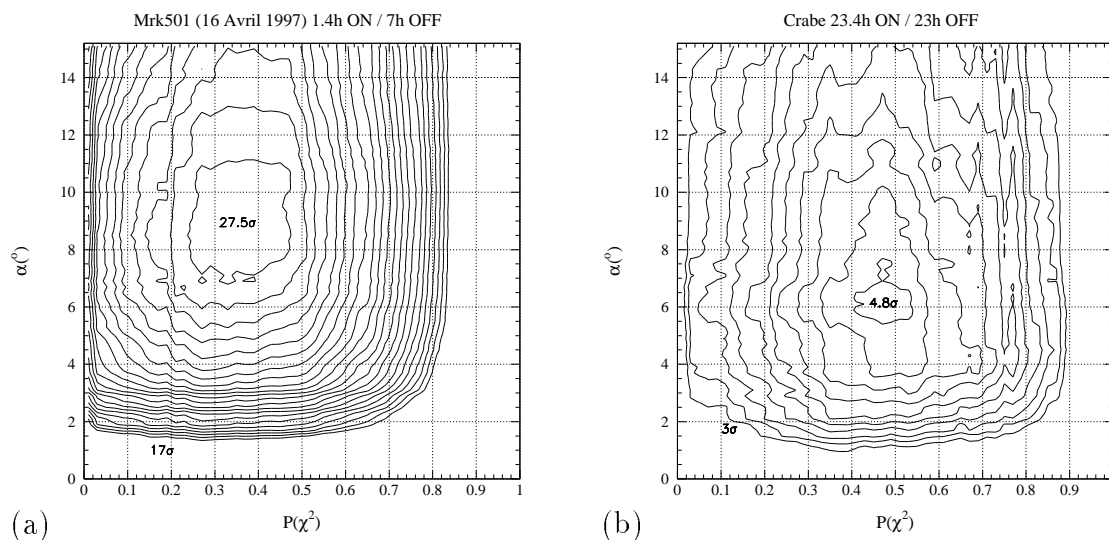


FIG. 2.17 – Courbes de niveau, dans le plan de coupures $\{P(\chi^2) > X, \alpha < Y\}$, de la signification statistique horaire obtenue avec des données réelles. Les événements ont été présélectionnés par les coupures $Q_4 > 3\overline{Q}_{1\gamma_e}$ et $Q_{\text{tot}} > 30\overline{Q}_{1\gamma_e}$ (voir texte).

(a) Markarian 501, observée au zénith le 16 Avril 1997, pendant 1.4 h, à un niveau d'intensité correspondant au taux de déclenchement $D_\gamma \simeq 44 \gamma \text{ min}^{-1}$ avant coupures; après sélection des événements, la signification horaire culmine à $N_\sigma \simeq 27.5\sqrt{T_{\text{ON}}/1\text{h}}$;

(b) nébuleuse du Crabe, observée au transit ($\theta_z \simeq 21^\circ$) pendant plusieurs nuits. Son intensité correspond au taux de déclenchement $D_\gamma \simeq 4.8 \gamma \text{ min}^{-1}$ avant coupures; après sélection des événements, la signification horaire culmine à $N_\sigma \simeq 4.8\sqrt{T_{\text{ON}}/1\text{h}}$.

Entre les simulations (a) et (c), l'intensité de la source de γ simulée est multipliée par un large facteur (~ 16), et la position de l'optimum passe de $\{0.55, 5^\circ\}$ à $\{0.30, 9^\circ\}$. Dans la suite, pour l'étude des sources dont le signal est clairement détecté (*i.e.* la nébuleuse du Crabe, Markarian 501 et Markarian 421), il serait cependant dangereux d'adopter un lot de coupures variable suivant le taux de déclenchement de γ mesuré. Ceci pourrait en effet éventuellement biaiser l'analyse, et rendre peu fiable la comparaison des résultats obtenus entre les sources. On note de plus sur la figure 2.18 que les courbes de niveau de signification sont peu resserrées autour de l'optimum, et que l'optimum n'est jamais très loin de celui obtenu pour la situation (b) intermédiaire. Pour ces sources, nous nous contenterons donc d'un unique lot de coupures "raisonnables", adaptées à cette situation moyenne, qui est celle d'une source d'intensité comparable à celle de la nébuleuse du Crabe. Ce lot de coupures, que l'on qualifiera de "standard" dans tout ce qui suit, est résumé dans le tableau 2.2.

Ce choix amène d'autres commentaires: la coupure sur le paramètre α est indépendante de l'énergie, bien que la distribution de l'angle de pointé des images de γ se resserre à mesure que leur charge augmente (voir la figure 2.21 page 92). Dans un but de simplicité, nous n'avons pas pour le moment cherché à adapter la valeur

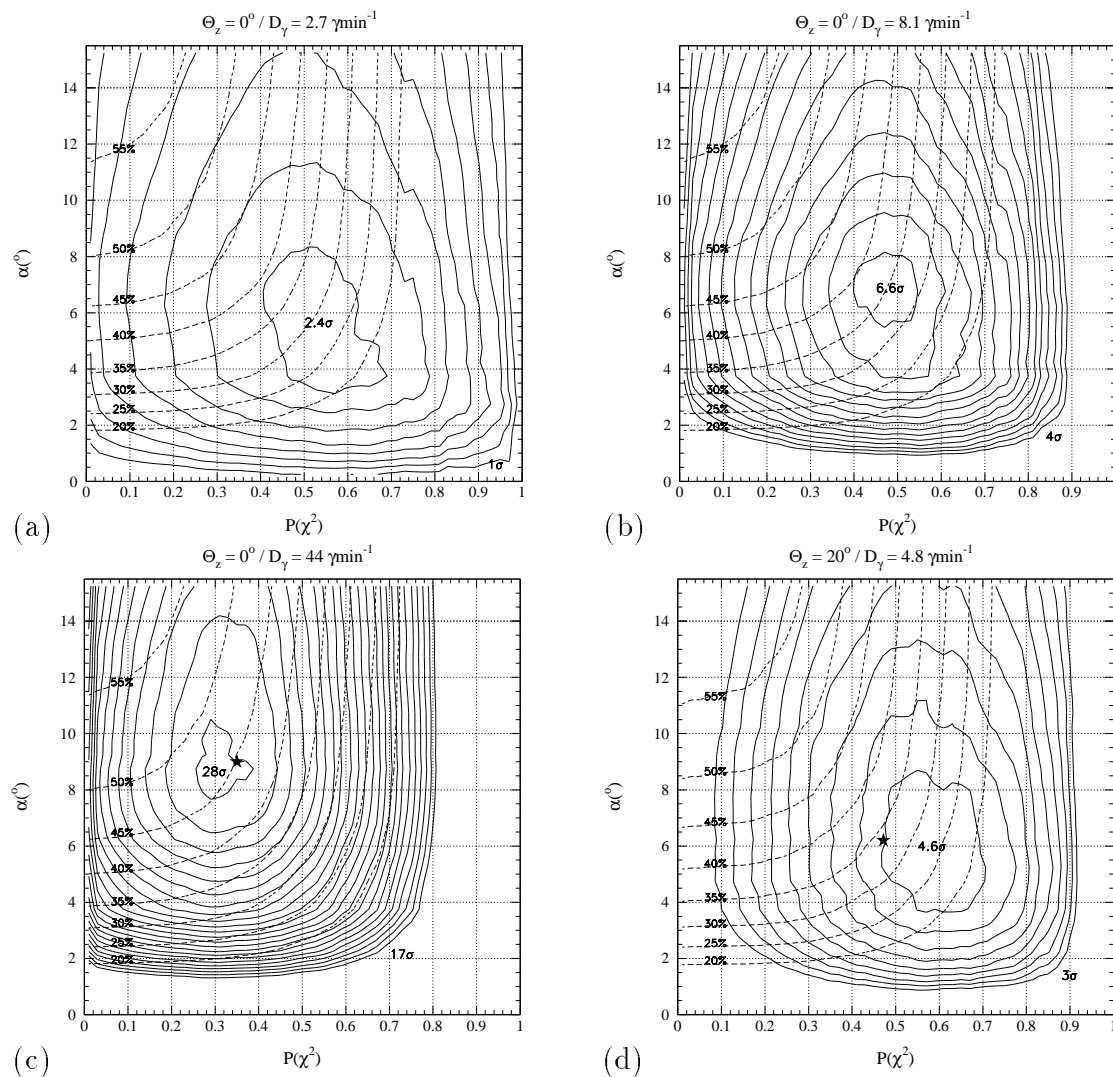


FIG. 2.18 – Courbes de niveau, dans le plan de coupures $\{\mathcal{P}(\chi^2) > X, \alpha < Y\}$, de la signification statistique horaire (lignes pleines) et de l'efficacité de sélection des γ (lignes pointillées), pour des γ simulés et des hadrons réels (données OFF). La source de γ , placée à $\theta_z = 0^\circ$ ou 20° , a un spectre en loi de puissance d'indice intégral -1.55 ; on a envisagé plusieurs valeurs du **taux de déclenchement** D_γ avant coupures. Les événements ont été présélectionnés par les coupures $Q_4 > 3\overline{Q}_{1\gamma e}$ et $Q_{\text{tot}} > 30\overline{Q}_{1\gamma e}$ (voir texte).

(a), (b), et (c) $\theta_z = 0^\circ$: $D_\gamma = 2.7, 8.1$ et $44 \gamma \text{ min}^{-1}$, respectivement, soit $\frac{1}{3}, 1$ et $5.4 \times D_\gamma^{\text{NC}, 0^\circ}$, où $D_\gamma^{\text{NC}, 0^\circ}$ est le taux que donnerait la nébuleuse du Crabe au zénith;

(d) $\theta_z = 20^\circ$: $D_\gamma = D_\gamma^{\text{NC}, 20^\circ} \simeq 4.8 \gamma \text{ min}^{-1}$, où $D_\gamma^{\text{NC}, 20^\circ}$ est le taux observé sur la nébuleuse du Crabe au transit ($\theta_z \simeq 21^\circ$).

Les simulations (c) et (d) correspondent aux deux situations réelles présentées en figure 2.17, dont le maximum de signification est rappelé par une étoile. Seule la simulation (c) a donc été obtenue avec un rapport $\beta = \frac{T_{\text{ON}}}{T_{\text{OFF}}} = 0.2$ différent de 1.

coupures en charge:	$Q_{\text{tot}} > 30 \bar{Q}_{1\gamma e}$ et $Q_4 > 3 \bar{Q}_{1\gamma e}$
coupure d'orientation:	$\alpha < 6^\circ$
coupure de forme:	$\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$

TAB. 2.2 – Définition des coupures “standard”.

de la coupure dans ce sens: ceci ne semble pas primordial au vu des valeurs très satisfaisantes déjà obtenues pour l'efficacité ϵ_γ et pour le facteur de rejet hadronique (voir le § 2.5.2 qui suit).

On note en outre que la coupure sur le paramètre $\mathcal{P}(\chi^2)$ est légèrement plus lâche que celles donnant le maximum de signification dans la plupart des situations de la figure 2.18. Plus précisément, la coupure $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$ est une sorte de compromis entre la recherche d'une signification maximale et celle d'une statistique acceptable, comme en témoignent les courbes de niveau de l'efficacité ϵ_γ , représentées en lignes pointillées sur la figure 2.18. Ces courbes indiquent une efficacité *globale*, *i.e.* intégrée sur le spectre adopté ici pour les simulations, qui est dominé par les γ de basse énergie. Or il faut garder à l'esprit que l'analyse spectrale à suivre (voir le chapitre 3) passe par une répartition de l'ensemble de la statistique entre différents intervalles en énergie: à haute énergie en particulier, le nombre de γ observés sera parfois assez faible; il est alors préférable de faire le choix d'une efficacité meilleure, au risque d'une signification un peu moins bonne. A l'inverse, lorsque nous examinerons les données prises sur les Lacertides autres que Markarian 501 et Markarian 421 (voir le chapitre III 4), nous chercherons à obtenir la signification statistique *totale* la plus grande, dans le but de mettre en évidence une éventuelle nouvelle source: nous ferons alors le choix d'une coupure de forme plus resserrée.

Enfin, la comparaison des simulations (b) et (d) indique que les courbes de niveau de ϵ_γ sont relativement indépendantes de l'angle zénithal. Ceci confirme que ce dernier paramètre est très bien pris en compte par le modèle semi-analytique de gerbes, et que la méthode du χ^2 y est pratiquement insensible. Ceci est également essentiel pour l'analyse à suivre, qui pour une même source combinerait des données prises à différentes positions dans le ciel.

2.5.2 Performances

Les performances de la méthode du χ^2 sont illustrées sur la figure 2.19, en fonction de l'énergie \widetilde{E}_γ reconstruite dans l'hypothèse γ (voir le chapitre 3): on voit que la méthode du χ^2 est particulièrement performante à haute énergie, avec une efficacité ϵ_γ avoisinant les 80% et un facteur de qualité saturant à une valeur supérieure à 20.

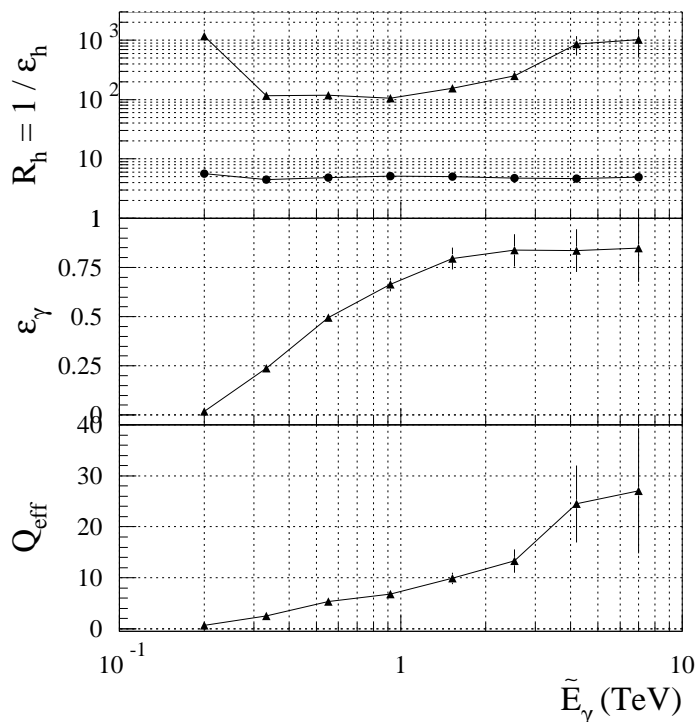


FIG. 2.19 – Estimation des performances de la méthode du χ^2 au zénith, à l’aide de simulations de gerbes de γ et de hadrons réels (données OFF). De haut en bas on a représenté, en fonction de l’énergie \tilde{E}_γ reconstruite dans l’hypothèse γ (voir le chapitre 3): le facteur de rejet hadronique $R_h = 1/\epsilon_h$, l’efficacité de sélection des γ , ϵ_γ , et le facteur de qualité $Q_{\text{eff}} = \epsilon_\gamma \sqrt{R_h}$. Les triangles correspondent à une sélection des événements à l’aide des coupures standard (voir texte); les ronds correspondent aux coupures de charge et de forme uniquement.

Méthode	ϵ_γ	R_h	Q_{eff}	$N_\sigma(\sqrt{T_{\text{ON}}/1\text{h}})$ (Crabe)
seconds moments	33.0%	74	2.8	2.9
χ^2	37.6%	182	5.1	4.5

TAB. 2.3 – Comparaison des performances de la méthode des moments et de la méthode du χ^2 : les trois premières quantités ont été estimées au zénith à l’aide de hadrons réels (données OFF) et de γ simulés suivant un spectre en loi de puissance d’indice intégral -1.55 . La signification horaire sur le Crabe a été obtenue sur des données prises au transit de la source ($\theta_z \simeq 21^\circ$).

Ceci est très encourageant, puisque les flux que nous étudierons décroissent fortement avec l’énergie: il est donc rassurant de disposer d’une analyse plus performante à haute énergie, là où la statistique fait souvent cruellement défaut.

Le tableau 2.3 compare les performances globales de la méthode des moments et de la méthode du χ^2 , moyennées sur un spectre de γ en loi de puissance d’indice intégral -1.55 : alors que les efficacités de sélection des γ sont très comparables, le facteur de rejet hadronique est nettement plus fort dans la méthode du χ^2 , conduisant à une signification statistique horaire bien meilleure, comme on le voit sur l’exemple de la nébuleuse du Crabe.

La version de la méthode des moments citée jusqu’ici n’est cependant pas la meilleure que l’on puisse adopter. Une version plus performante a été mise au point à l’observatoire Whipple par G. Mohanty [118]: baptisée “extended supercuts”, elle

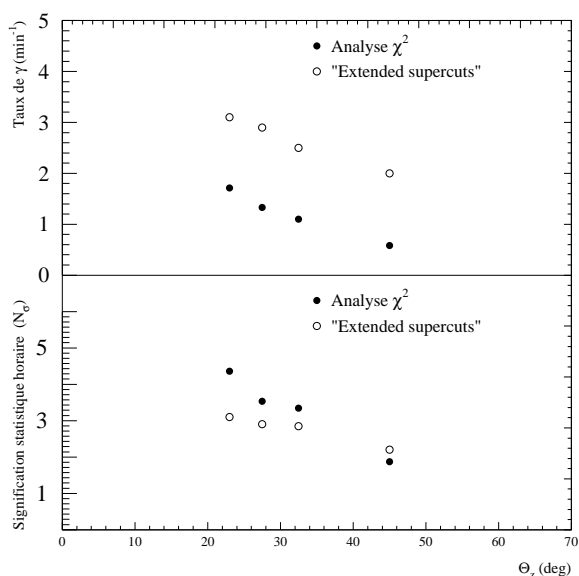


FIG. 2.20 – Comparaison entre la méthode du χ^2 (cercles pleins) et les “extended supercuts” (cercles vides): sont représentés, en fonction de l’angle zénithal, le taux de γ (haut) et la signification statistique horaire (bas) obtenus sur la nébuleuse du Crabe après sélection des événements. Cette figure est adaptée de la référence [120].

consiste à appliquer sur les paramètres de Hillas des coupures qui dépendent de la charge observée. Cette méthode constitue actuellement la méthode d’analyse officielle de la collaboration américaine. G. Mohanty a récemment adapté cette version aux données de CAT [120], et ses résultats sont illustrés sur la figure 2.20, en comparaison avec la méthode du χ^2 . La méthode des “extended supercuts” donne un nombre de γ dans les coupures ~ 1.7 fois plus important, mais la méthode du χ^2 reste toujours plus performante pour la mise en évidence du signal¹⁹.

2.6 Les blazars utilisés comme “faisceaux-test”

Les figures 2.18(c) et (d) constituent une première indication du bon accord existant entre les données réelles et les simulations de gerbes de γ . Nous allons plus loin sur ce sujet dans cette section, qui est consacrée à la comparaison détaillée des simulations avec les données des plus forts signaux de γ enregistrés en provenance des deux Lacertides Markarian 501 et Markarian 421.

2.6.1 16 Avril 1997: le sursaut historique de Markarian 501

Dans la nuit du 16 Avril 1997, Markarian 501 a atteint un niveau d’intensité record, avec un flux ~ 9 fois plus fort que celui enregistré en moyenne sur la nébuleuse du Crabe au transit. Le rapport signal sur bruit dans les coupures standard vaut 2.7, si bien que l’on peut presque parler de faisceau de γ pour cette nuit: la contamination par le fond hadronique n’est que de 30%, ce qui est particulièrement exceptionnel

¹⁹. Un autre avantage de la méthode du χ^2 réside dans sa capacité de reconstruction en énergie: malgré certains biais qui seront étudiés en détail dans le chapitre 3, la résolution vaut $\sim 22\%$ (voir la figure 3.2 page 112), contre $\sim 36\%$ dans la méthode des “extended supercuts” [119].

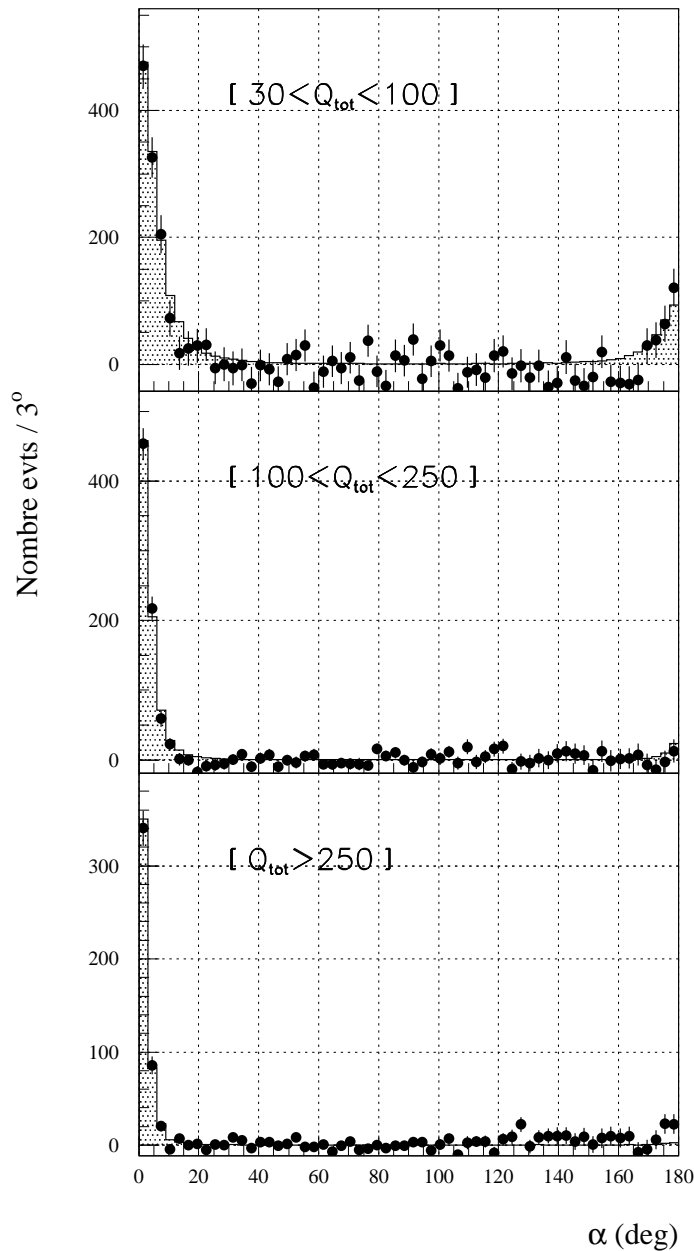
Simulations de γ / Données Markarian 501 1997

FIG. 2.21 – Distributions de l'angle de pointé des γ enregistrés le 16 Avril 1997 en provenance de Markarian 501 (points), et pour une simulation réaliste correspondante (histogramme grisé). Aucune sélection des événements n'a été effectuée. Les trois parties de la figure correspondent à différentes bandes de charge Q_{tot} , indiqués entre crochets, en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$. On constate l'augmentation avec Q_{tot} de la résolution en angle de pointé.

dans une expérience à effet Tcherenkov atmosphérique. La très bonne qualité de la nuit du 16 Avril²⁰ permet d'utiliser ces données à des fins de calibration du détecteur.

La calibration des imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique s'est longtemps faite via l'étude des événements hadroniques, qui sont évidemment disponibles en grand nombre, et dont le spectre est bien connu au TeV; l'inconvénient d'une telle étude réside dans le fait que les simulations de gerbes de hadrons peuvent être su-

20. Par exemple, le bruit de fond du ciel moyen sur cette nuit n'est que de $0.012 \overline{Q}_{1\gamma e}/\text{ns}$.

jettes à caution, les processus réactionnels en jeu étant nettement plus complexes que dans le cas de simples interactions électromagnétiques; l’extrapolation des résultats obtenus au cas des gerbes de γ n’est en outre pas immédiat. Pour se convaincre de la difficulté d’une telle démarche, on pourra se reporter au travail de calibration de l’expérience THEMISTOCLE [45].

Le travail de calibration utilisant les données riches en images de γ est donc pratiquement une première: dans ce qui suit, nous allons comparer les distributions d’un grand nombre de paramètres physiques entre ces données et des simulations de gerbes de γ . Concernant les γ réels, toutes les distributions sont obtenues par soustraction “ON–OFF” des distributions correspondantes, où le fond hadronique est normalisé entre données ON et OFF en utilisant la région hors signal de la distribution de l’angle de pointé α (Cf. § 2.3.2). Les données ont été prises au voisinage du transit de la source, très proche du zénith (voir l’annexe A); les simulations utilisées ont donc été réalisées au zénith: les gerbes de γ sont générées suivant un spectre de forme $\frac{dN}{dE} \propto E_{\text{TeV}}^{-2.20-0.50\log_{10}(E_{\text{TeV}})} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$, *i.e.* proche de celle du spectre moyen reconstruit pour Markarian 501 en 1997 (voir la partie suivante). A priori, il peut sembler tautologique de valider les simulations et la méthode d’analyse en comparant aux données réelles des simulations réalisées en fonction du résultat obtenu sur ces mêmes données. Une telle procédure, inévitable²¹ est cependant justifiée par le fait que les distributions que nous allons examiner ne dépendent que très légèrement de la forme exacte adoptée pour ce spectre. Par contre, ces distributions sont très dépendantes de l’angle zénithal.

La figure 2.21 montre le très bon accord entre les distributions de l’angle de pointé α , et ceci pour différentes bandes de charge Q_{tot} . On vérifie ici ce qui a été mentionné page 63, à savoir une largeur de distribution diminuant à mesure que Q_{tot} augmente: ceci est tout simplement dû à une meilleure définition de α , les images contenant plus d’information à mesure que la lumière collectée augmente. On note également un petit surplus d’événements dans la distribution à basse charge vers $\alpha \sim 180^\circ$: cet excès correspond aux images de γ pour lesquelles l’ajustement n’a pas bien fonctionné, en donnant une meilleure probabilité de χ^2 dans l’hypothèse où la position de la source est supposée vers l’extérieur du champ de vue par rapport au barycentre de l’image (voir la première note en bas de la page 76). Aucune sélection des événements n’a été appliquée pour obtenir la figure 2.21: ceci valide donc l’estimation des acceptances qui sera faite sur simulations dans la section suivante, du moins au regard de la coupure d’orientation.

La figure 2.22 compare la variation, en fonction de la charge totale Q_{tot} des images, des valeurs moyennes des paramètres σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , ce dernier étant le

21. La calibration d’une expérience à effet Tcherenkov atmosphérique ne pourra jamais se faire de façon immédiate: aucun faisceau d’ e^\pm verticaux traversant l’atmosphère n’étant disponible (!), il faut utiliser des moyens indirects et partir à la recherche d’éventuelles incohérences entre les simulations et l’analyse pour se convaincre qu’un tel détecteur est calibré. En somme, la calibration n’est ici qu’une affaire de vérifications en tous genres, et non pas une calibration directe et absolue.

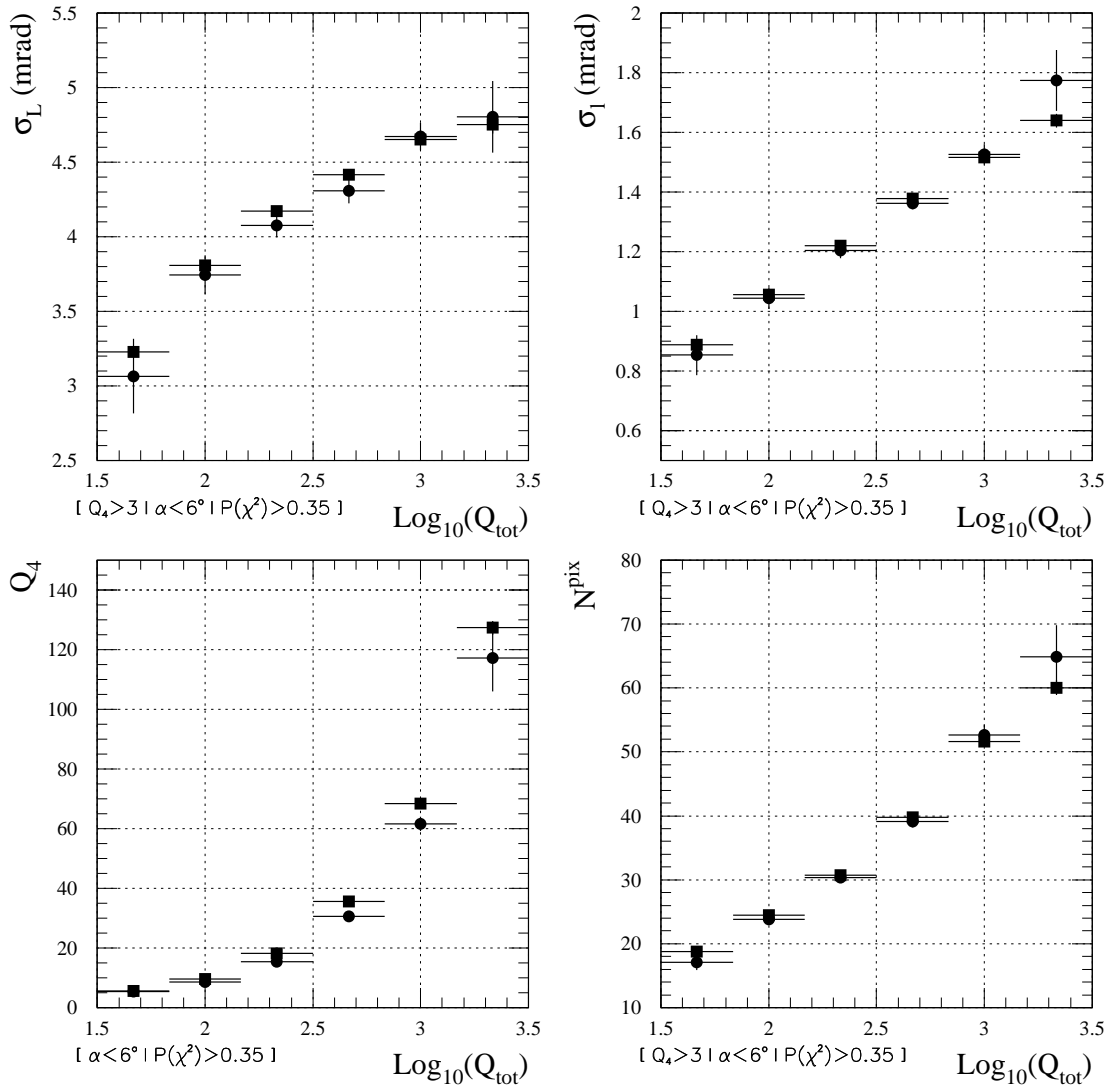
Simulations de γ / Données Markarian 501 1997

FIG. 2.22 – Variation, en fonction de la charge totale Q_{tot} des images, des valeurs moyennes de σ_L , σ_I , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés (carrés) et pour ceux détectés sur Markarian 501 le 16 Avril 1997 (ronds). Les coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$.

nombre final de pixels participant au calcul du χ^2 . Cette figure montre que la forme (σ_L et σ_I) des images réelles et simulées est bien la même, ce qui est évidemment essentiel avant d'aller plus loin dans l'analyse. L'accord obtenu sur le paramètre Q_4 à basse charge Q_{tot} valide en outre l'un des points les plus délicats des simulations, à savoir la description du télescope au niveau du seuil de déclenchement; quant au léger désaccord observé sur Q_4 à haute charge ($\log_{10}(Q_{\text{tot}}) \gtrsim 2.5$), il sera discuté quelques lignes plus loin (page 97). Enfin, une valeur identique de N^{pix} dans les simulations et

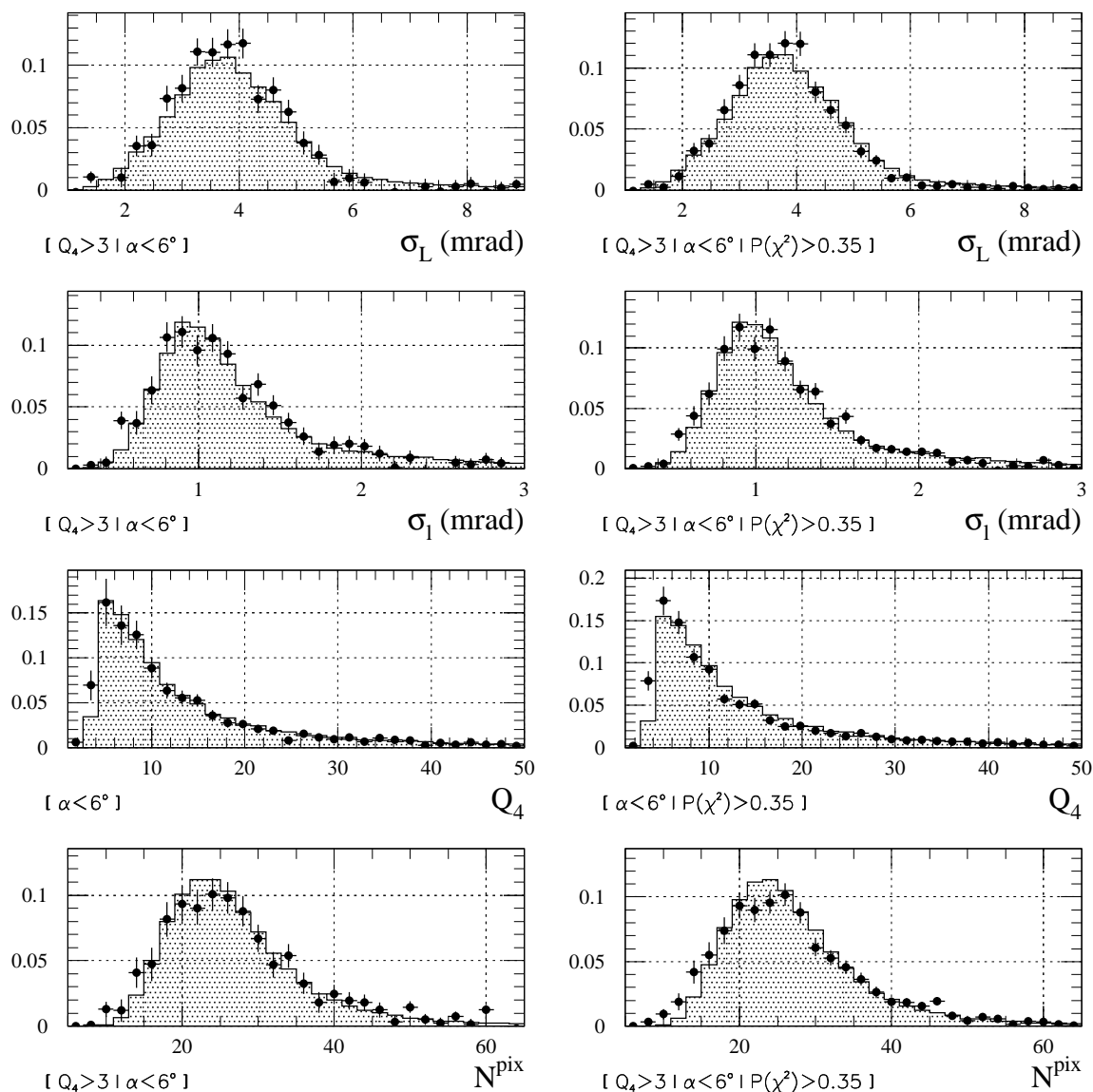
Simulations de γ / Données Markarian 501 1997 [$Q_{\text{tot}} > 30$]

FIG. 2.23 – Distributions normalisées de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés (histogrammes grisés) et pour ceux détectés sur Markarian 501 le 16 Avril 1997 (ronds). Tous les événements ont été sélectionnés par la coupure de charge $Q_{\text{tot}} > 30\bar{Q}_{1\gamma e}$. Les autres coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure: les distributions de la colonne de droite ont été obtenues à partir de celles de gauche après ajout de la coupure de forme standard $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\bar{Q}_{1\gamma e}$.

les données est une seconde indication que la génération des images simulées et leur traitement lors des différentes étapes successives de l’analyse (traitement du bruit et nettoyage, minimisation du χ^2) reproduisent très bien la réalité.

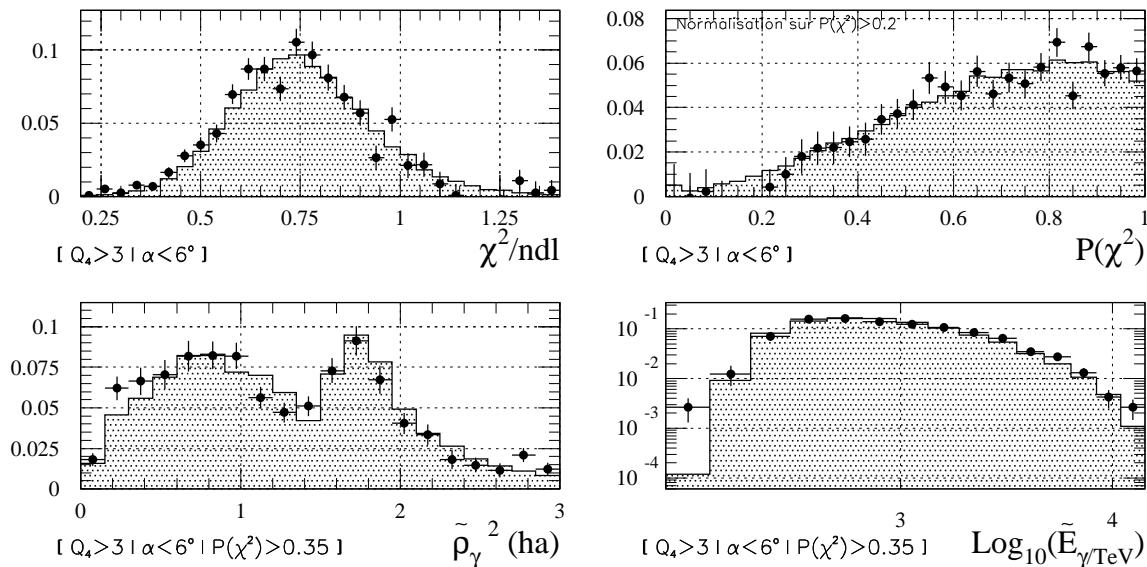
Simulations de γ / Données Markarian 501 1997 [$Q_{\text{tot}} > 30$]

FIG. 2.24 – Distributions normalisées du χ^2 par degré de liberté, de $\mathcal{P}(\chi^2)$, du paramètre d'impact $\tilde{\rho}_\gamma$ et de l'énergie \tilde{E}_γ estimés, pour des γ simulés (histogrammes grisés) et pour ceux détectés sur Markarian 501 le 16 Avril 1997 (ronds). Tous les événements ont été sélectionnés par la coupure de charge $Q_{\text{tot}} > 30 \overline{Q}_{1\gamma e}$. Les autres coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$.

La figure 2.23 montre les distributions des paramètres précédents, toutes charges Q_{tot} confondues, dans la coupure d'orientation (colonne de gauche) et dans les coupures standard (colonne de droite): on vérifie ici que les différentes coupures sélectionnent bien les mêmes images de γ dans les simulations et dans la réalité, ce qui nous met en confiance pour l'estimation des acceptances qui sera faite un peu plus loin.

Concernant la coupure de forme, on voit notamment sur la figure 2.24 que les distributions réelles de χ^2 et $\mathcal{P}(\chi^2)$ sont bien reproduites par les simulations. Cette dernière figure montre en outre le bon accord obtenu sur la distribution du carré du paramètre d'impact reconstruit $\tilde{\rho}_\gamma$: la zone dépeuplée au voisinage de $1.5 \text{ ha} \simeq 125^2 \text{ m}^2$ n'est qu'un artefact d'analyse, dû à la distinction entre $\rho_\gamma^0 < 125 \text{ m}$ et $\rho_\gamma^0 > 125 \text{ m}$ dans le choix de la valeur de l'énergie E_γ^0 à injecter dans l'ajustement (Cf. § 2.3.2); l'important ici est de retrouver les mêmes distributions pour les données et les simulations. Enfin, la figure 2.24 montre les distributions d'énergie reconstruite \tilde{E}_γ : le net désaccord apparaissant dans le premier intervalle à très basse énergie n'est qu'apparent, et vient du fait que les simulations de gerbes de γ ne commencent qu'à 50 GeV^{22} .

22. La génération de gerbes de γ suivant un spectre décroissant en loi de puissance favorise les γ de très basse

Toutes les distributions montrées dans cette section ont été reprises en annexe B, en séparant le lot d’images disponibles suivant trois bandes de charge totale croissante: $30 \overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 100 \overline{Q}_{1\gamma e}$, $100 \overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$ et $Q_{\text{tot}} > 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$. On pourra vérifier que les résultats très satisfaisants obtenus plus haut se confirment quelle que soit la charge, comme déjà entrevu sur la figure 2.22. Seuls deux points de léger désaccord sont à signaler dans cette annexe: le premier point se remarque sur la distribution de Q_4 à haute (Fig. B.4) et très haute (Fig. B.5) charge Q_{tot} : Q_4 est systématiquement plus faible dans les données réelles que dans les simulations. En terme d’énergie, les charges totales $Q_{\text{tot}} = 100 \overline{Q}_{1\gamma e}$ et $250 \overline{Q}_{1\gamma e}$ correspondent *en moyenne* à 700 GeV et 1.5 TeV, respectivement. Pour de tels photons γ , un grand nombre de pixels collectent une charge importante, si bien qu’il n’est plus possible de relier la charge du quatrième pixel le plus brillant au seuil analogique S_m entrant dans la logique de déclenchement de la caméra; pour ces images, Q_4 est plutôt relié au maximum du profil de l’image, et reflète la quantité de lumière Tche-renkov collectée en provenance du coeur de la gerbe atmosphérique. Par conséquent, le désaccord observé est plutôt le signe que les images de γ simulées ont une distribution de lumière un peu plus uniforme dans le plan focal. Malgré cela, on considèrera ce problème comme mineur tant que le modèle semi-analytique de gerbes moyennes conduira au même χ^2 dans les deux situations, ce qui se vérifie pour l’instant dans les faits.

Le second point de désaccord concerne justement la probabilité de χ^2 à très haute charge ($Q_{\text{tot}} > 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$), qui semble un peu meilleure dans les simulations (dernier intervalle de la figure B.2); nous discuterons ce problème au § 3.4, qui est consacré à l’analyse spectrale de l’émission de la nébuleuse du Crabe, et nous verrons que cette petite différence n’a aucune conséquence notable.

2.6.2 Janvier 2000: Markarian 421 se réveille

Le travail de calibration précédent montre que les simulations reproduisent parfaitement l’état de fonctionnement du télescope à une époque bien particulière, à savoir en Avril 1997. Or nous avons vu au § 2.4.2 que la réponse du détecteur changeait au cours du temps, au fil des variations naturelles (vieillesse) ou provoqués (augmentation des hautes tensions d’alimentation) du gain des phototubes. Il serait donc important de renouveler ce même type de travail assez régulièrement. Malheureusement, le manque de données prises sur une courte période et riches en photons γ est assez rédhibitoire.

Début Janvier 2000, Markarian 421 a toutefois atteint le niveau d’intensité le plus haut jamais détecté par CAT, avec un flux $\gtrsim 2$ fois plus fort que celui enregistré en moyenne sur la nébuleuse du Crabe au transit. Nous étudierons en détail

énergie, pour lesquels la probabilité de déclenchement de la caméra est la plus faible (voir page 102); pour éviter de générer un grand nombre de gerbes inutiles, celles qui seront par la suite rejetées par la logique de déclenchement, et de perdre ainsi beaucoup de temps de calcul, on est amené à faire le choix d’une énergie minimale raisonnable.

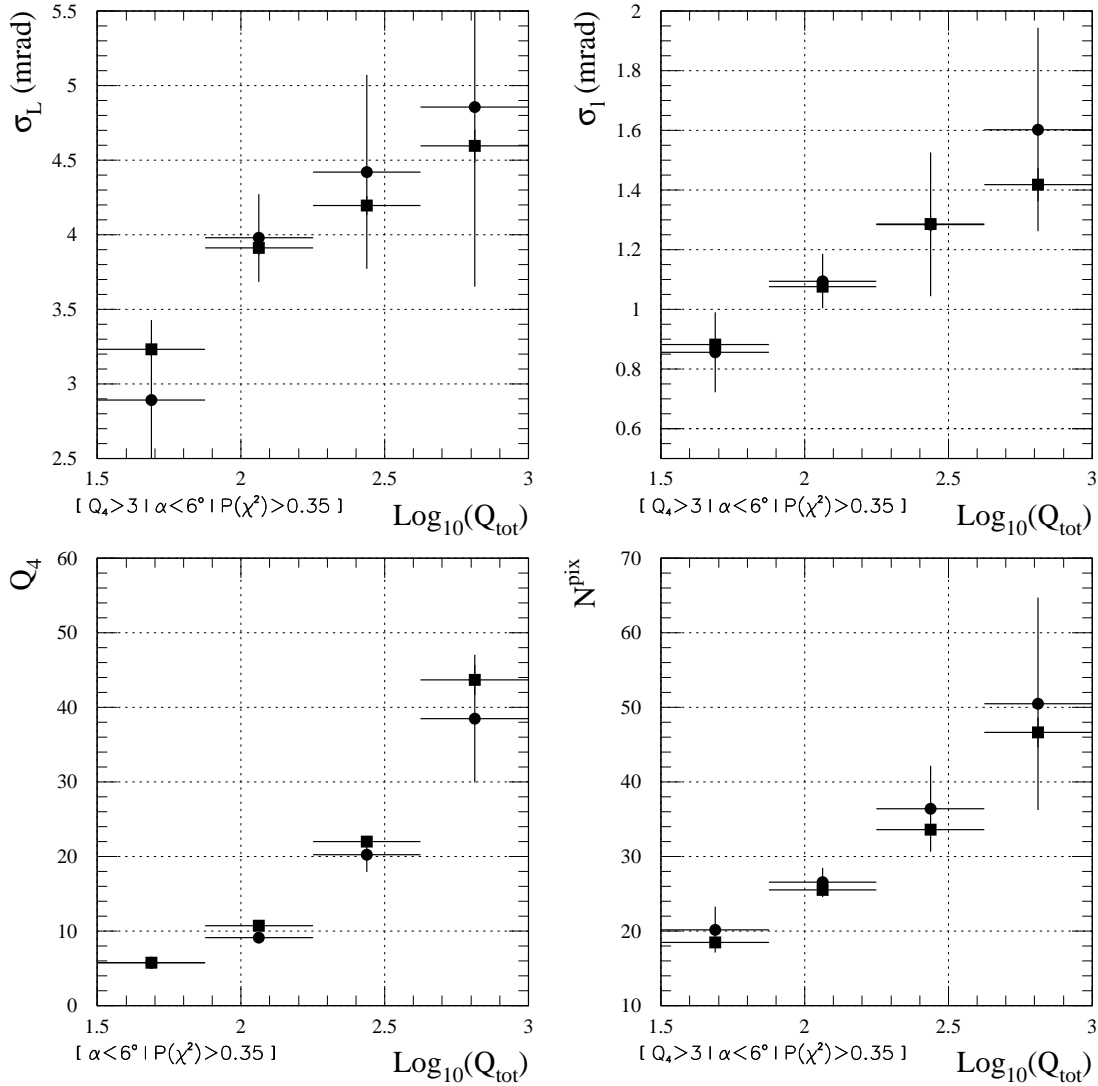
Simulations de γ / Données Markarian 421 2000

FIG. 2.25 – Variation, en fonction de la charge totale Q_{tot} des images, des valeurs moyennes de σ_L , σ_I , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés (carrés) et pour ceux détectés sur Markarian 421 en Janvier 2000 (ronds). Les coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$.

le comportement de la source à cette époque dans la partie suivante. Le contenu en photons γ de ces données est loin d'être aussi riche que celui des données prises sur Markarian 501 en 1997, mais il constitue néanmoins un second "faisceau-test" très intéressant. Presque trois ans séparent en effet l'apparition de ces deux "faisceaux", tandis que les simulations n'ont pas subi la moindre modification entretemps. Comment ces dernières se comparent-elles donc avec des données récentes?

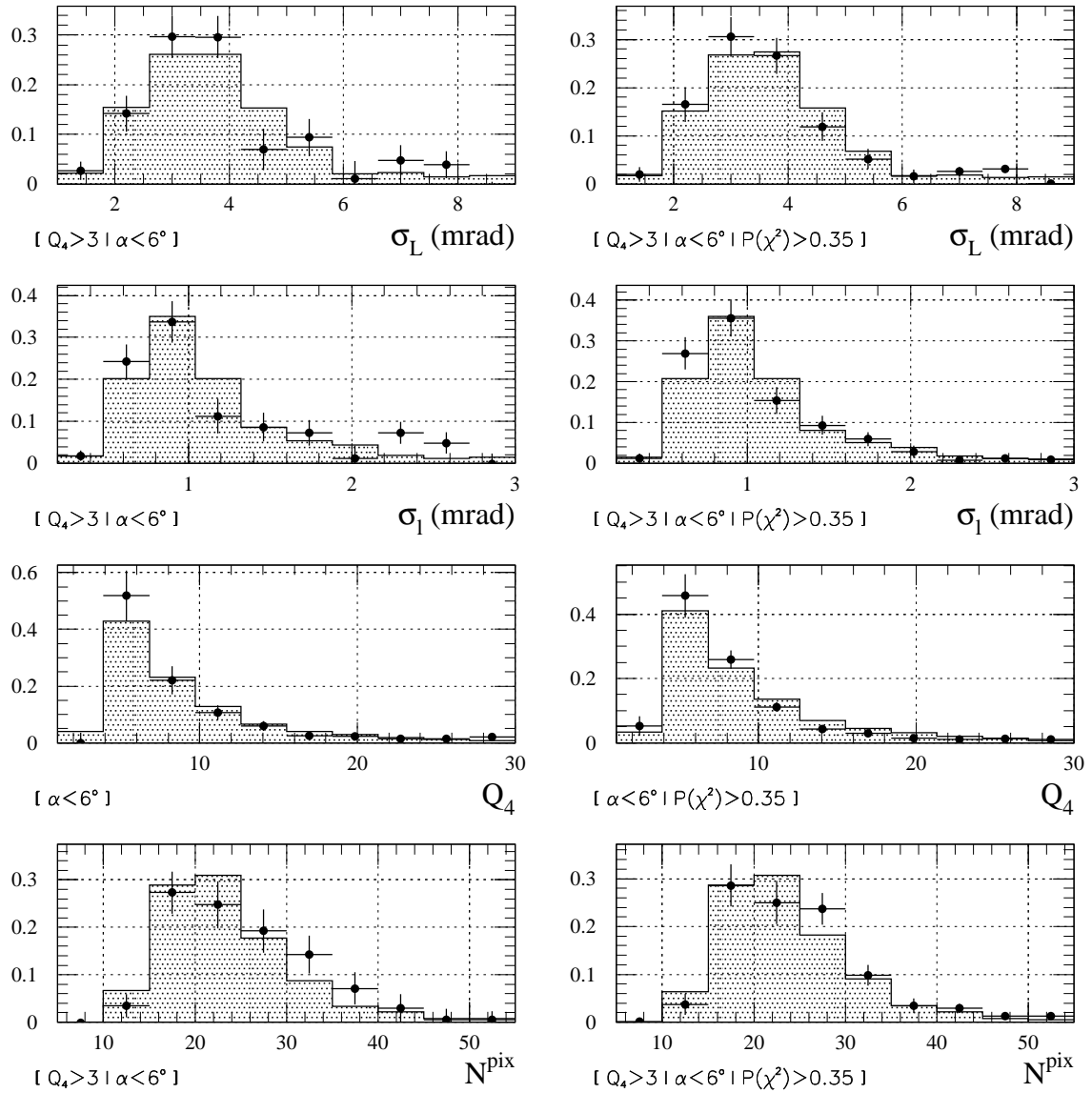
Simulations de γ / Données Markarian 421 2000 [$Q_{\text{tot}} > 30$]

FIG. 2.26 – Distributions normalisées de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés (histogrammes grisés) et pour ceux détectés sur Markarian 421 en Janvier 2000 (ronds). Tous les événements ont été sélectionnés par la coupure de charge $Q_{\text{tot}} > 30\bar{Q}_{1\gamma e}$. Les autres coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure: les distributions de la colonne de droite ont été obtenues à partir de celles de gauche près ajout de la coupure de forme standard $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\bar{Q}_{1\gamma e}$.

Les figures 2.25, 2.26 et 2.27 reprennent, pour ces données prises en Janvier 2000 sur Markarian 421, les mêmes distributions que celles présentées plus haut pour Markarian 501. Les simulations utilisées ici ont été réalisées au zénith; les gerbes de

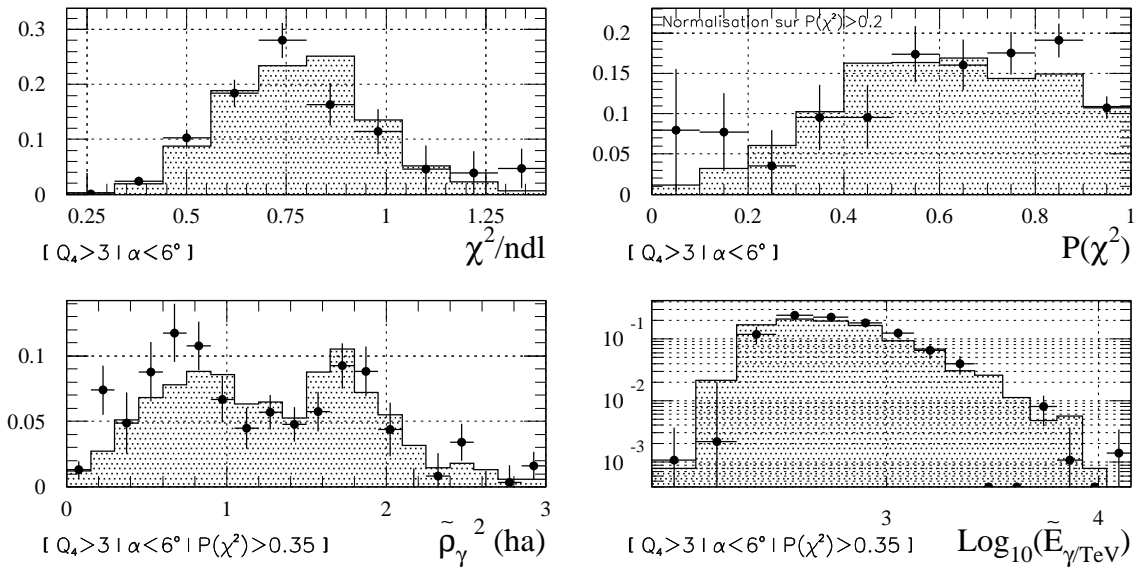
Simulations de γ / Données Markarian 421 2000 [$Q_{\text{tot}} > 30$]

FIG. 2.27 – Distributions normalisées du χ^2 par degré de liberté, de $P(\chi^2)$, du paramètre d'impact $\tilde{\rho}_\gamma$ et de l'énergie \tilde{E}_γ estimés, pour des γ simulés (histogrammes grisés) et pour ceux détectés sur Markarian 421 en Janvier 2000 (ronds). Tous les événements ont été sélectionnés par la coupure de charge $Q_{\text{tot}} > 30 \bar{Q}_{1\gamma e}$. Les autres coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\bar{Q}_{1\gamma e}$.

γ sont générées suivant un spectre de forme $\frac{dN}{dE} \propto E_{\text{TeV}}^{-3.0} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$, i.e. proche de celle du spectre moyen reconstruit pour les données (voir la partie suivante). Ces dernières ont un angle zénithal moyen $\langle \theta_z \rangle \simeq 15^\circ$ qui s'écarte un peu de la valeur au transit de la source, proche du zénith (voir l'annexe A). Malgré cette légère différence entre conditions d'observation et simulations, on voit sur les trois figures que ces dernières reproduisent toujours bien la réalité. Ceci est donc une première indication de la stabilité de l'analyse au regard de l'évolution dans le temps du détecteur.

2.7 La nébuleuse du Crabe: une source de référence

L'émission au TeV de la nébuleuse du Crabe est continue et régulière, et donne $\sim 1.8 \gamma \text{ min}^{-1}$ au transit dans les coupures standard, avec une signification statistique horaire $N_\sigma \simeq 4.5 \sqrt{T_{\text{ON}}/1\text{h}}$ (Cf. tableau 2.3). En principe, il serait donc possible de renouveler le même type de travail que celui réalisé sur Markarian 501 et Markarian 421: en accumulant les données prises pendant plusieurs mois, afin d'obtenir un rapport signal sur bruit suffisant, on pourrait en effet tester de nouveau la qualité des simulations. Ce faisant, il faudrait faire très attention à bien utiliser une simu-

lation de γ où la position de la source dans le ciel est variable, avec une distribution en angle zénithal similaire à celle des données. Une telle simulation n'existe pas pour le moment, mais pourrait très bien être envisagée à l'avenir.

Pour l'heure, les nombreuses données prises sur la nébuleuse du Crabe servent à la calibration autrement que par comparaison directe avec les simulations: la stabilité de son émission γ au TeV²³ est un fait observationnel avéré depuis au moins dix ans, qui fournit en effet un second test des simulations et de la solidité de l'analyse. Cette section est donc consacrée à la reconstruction du flux intégral de cette source, et à l'étude de sa stabilité sur plusieurs années. Ceci demande de paramétrer les acceptances aux γ du détecteur à partir des simulations, et de préciser la procédure permettant de passer d'un nombre brut de γ au flux qui nous intéresse.

2.7.1 Paramétrisation des acceptances

Avec l'analyse calorimétrique qui sera présentée au chapitre 3, la description de l'acceptance aux γ du détecteur est l'un des aspects de l'analyse qui a fortement progressé depuis 1997. Auparavant on réalisait séparément les paramétrisations de la surface effective de détection des γ et de l'efficacité de leur sélection, en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal, et les deux quantités étaient ensuite combinées à l'analyse. L'inconvénient d'une telle procédure réside dans le fait que les légers écarts à la réalité des paramétrisations se combinent et conduisent à une incertitude finale peu satisfaisante. On a donc choisi de paramétrer **la surface effective de détection des γ , $\mathcal{A}_{\text{eff}}(\theta_z, E_\gamma)$, après sélection des événements**. La paramétrisation de \mathcal{A}_{eff} est ajustée sur des simulations de gerbes de γ : ces dernières sont réalisées pour différentes valeurs de l'énergie E_γ , allant de 50 GeV à 25 TeV, et pour des angles zénithaux de 0°, 30° et 45°. Pour les coupures standard, la forme analytique (et empirique) finale que j'ai adoptée est:

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

où E_γ est exprimée en TeV, avec $c_z = \cos(\theta_z)$, et avec les 10 valeurs des paramètres $\{a_i\}_{i=1,10}$ indiquées dans le tableau 2.4.

a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}
4245.5694	11.6622	1.7066	48.2524	30.6923	-3.5655	4.7521	6.5531	3.1973	3.1174

TAB. 2.4 – Valeurs des 10 paramètres définissant l'interpolation de la surface effective de détection dans les coupures standard.

Les résultats des simulations à $\theta_z = 0^\circ, 30^\circ$ et 45° , et l'interpolation trouvée, sont illustrés sur la figure 2.28 (partie du haut); sur cette figure, l'encart montre

²³. Lors de l'analyse spectrale (Cf. § 3.4), nous verrons brièvement les processus réactionnels responsables de cette émission.

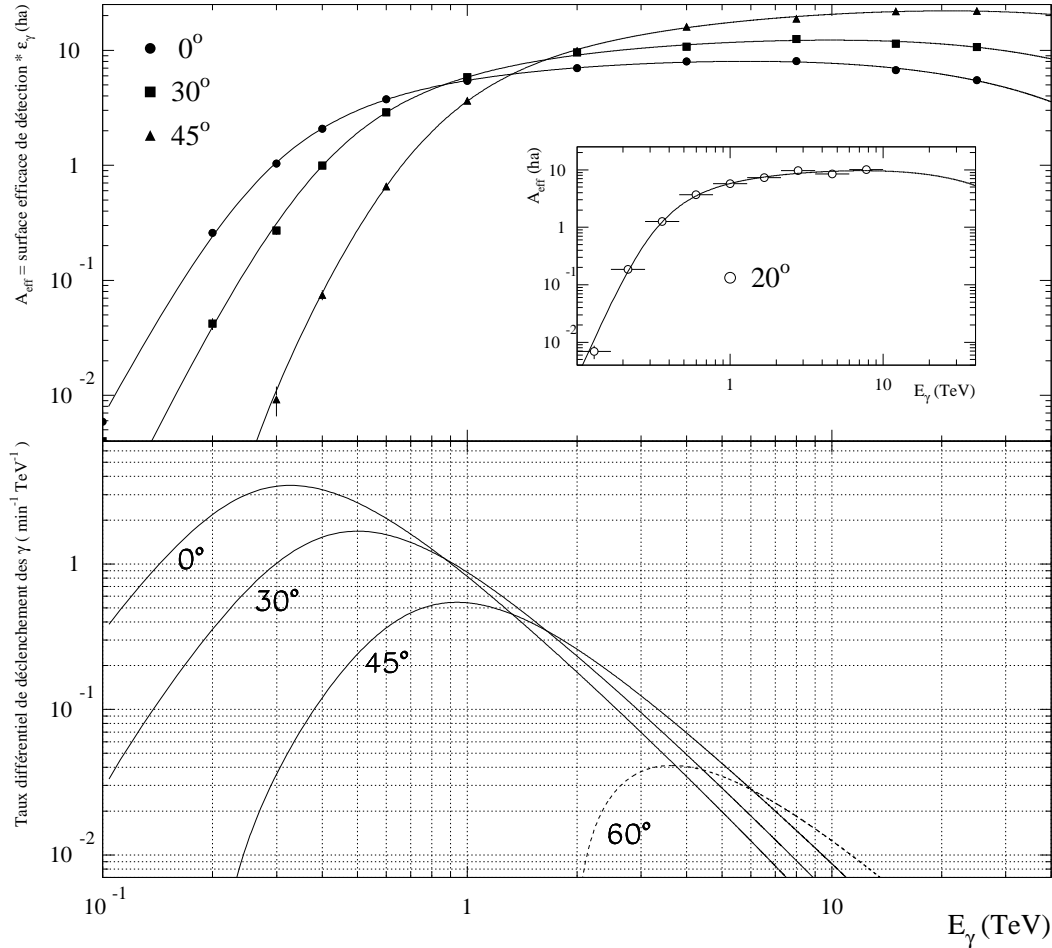


FIG. 2.28 – Surface effective de détection des γ (en haut) et taux différentiel de γ (en bas) après sélection par les coupures standard.

Partie du haut: les symboles de la figure principale correspondent à des simulations de gerbes de γ réalisées à énergie et angle zénithal fixes; ces points sont utilisés dans une interpolation analytique $\mathcal{A}_{\text{eff}}(\theta_z, E_\gamma)$ (voir texte), dont le résultat est indiqué par les lignes pleines. L'encadré compare la prédiction de cette interpolation, pour $\theta_z=20^\circ$, avec une simulation de γ générés suivant un spectre continu;

Partie du bas: taux différentiel ($\equiv \frac{dN}{dE} \times \mathcal{A}_{\text{eff}}$), obtenu pour différents angles zénithaux avec un spectre typique $\frac{dN}{dE} = 3.0 E_{\text{TeV}}^{-2.55} \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. Le résultat à 60° est présenté à titre d'indication seulement, car la fonction \mathcal{A}_{eff} n'est pas adaptée pour le moment aux grands angles zénithaux ($\theta_z \gtrsim 45^\circ$).

en outre la prédiction de la paramétrisation pour un angle zénithal de 20° , et le très bon accord obtenu avec une simulation au même angle zénithal. La seconde partie de la figure représente le taux différentiel de déclenchement des γ (simulés) dans les coupures, pour une source dont le spectre est comparable à celui de la nébuleuse du Crabe, et placée à différentes positions dans le ciel. On retrouve ici l'effet bien connu d'augmentation du seuil de détection du télescope²⁴ avec l'angle zénithal d'observation, dû au fait que les gerbes se développent à plus haute altitude et donc à une distance r du télescope beaucoup plus grande: d'une part la quantité de lumière Tcherenkov est alors diluée suivant une loi simple en $1/r^2$, d'autre part son absorption par l'atmosphère augmente du fait d'une profondeur traversée plus grande; ceci se traduit par une diminution de la statistique à basse énergie, où un minimum de lumière est requis pour déclencher la caméra. A plus haute énergie, cette perte d'événements est partiellement compensée par l'étalement plus important de la tache de lumière Tcherenkov au sol, qui conduit à une acceptation plus grande.

2.7.2 Procédure de calcul d'un flux intégral

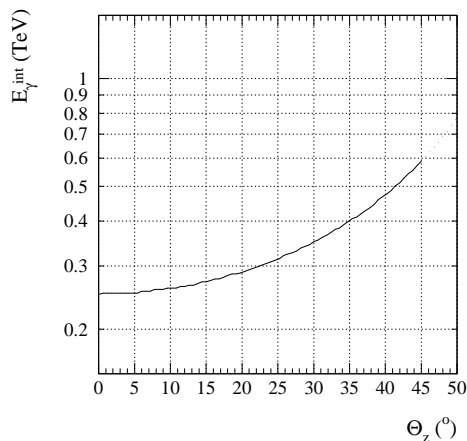


FIG. 2.29 – Variation, en fonction de l'angle zénithal θ_z , de l'énergie minimale \tilde{E}^{int} choisie pour le calcul d'un flux intégral. On a fait le choix d'une énergie de 250 GeV au zénith, i.e. égale au seuil de détection annoncé du télescope. Au-delà de 45° , la courbe est représentée en pointillés à titre d'indication seulement, car la fonction \mathcal{A}_{eff} n'est pas adaptée pour le moment aux grands angles zénithaux.

La manière la plus simple de quantifier l'intensité de l'émission d'une source est de calculer son flux intégral moyen (exprimé en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) au-delà d'une certaine énergie estimée \tilde{E}_0^{int} . Tout le problème est de remonter à ce flux à partir d'un nombre S^{int} de γ enregistrés au-dessus d'une certaine énergie \tilde{E}^{int} , qui dépend de l'angle zénithal. Le choix de \tilde{E}^{int} doit en effet tenir compte de la variation de la surface effective de détection \mathcal{A}_{eff} avec l'énergie et l'angle zénithal²⁵. Pour définir

24. La définition communément admise du seuil de détection d'un imageur atmosphérique est l'énergie qui maximise le taux différentiel de déclenchement des γ avant sélection des événements, dans le cas d'une source ayant un spectre de même forme que celui de la nébuleuse du Crabe. Il n'est donc pas lisible directement sur la figure 2.28, qui montre les résultats obtenus après les coupures standard. Cependant, il est facile de montrer que cette énergie vaut ~ 250 GeV au zénith dans le cas de CAT [103, 87, 12].

25. Il serait en effet peu réaliste de vouloir comptabiliser des événements γ à partir d'une énergie dont on sait pertinemment qu'elle n'entraîne que rarement le déclenchement de la caméra; choisir une énergie \tilde{E}^{int} trop faible nous exposerait en outre à des effets incontrôlables rendant l'analyse peu fiable, notamment à des effets de fluctuation du fond hadronique, qui peuvent être importants à très basse énergie et "brouiller" irrémédiablement le signal γ reconstruit. L'énergie \tilde{E}^{int} doit donc être raisonnable.

\tilde{E}^{int} , nous nous aidons des courbes de la figure 2.28: au zénith, on choisit une énergie $\tilde{E}^{\text{int}}[0^\circ] = 250 \text{ GeV}$ égale au seuil de détection annoncé du télescope (voir la note en bas de la page 103); si l'angle zénithal θ_z est non nul, on choisit l'énergie \tilde{E}^{int} telle que $\mathcal{A}_{\text{eff}}(\theta_z, \tilde{E}^{\text{int}}) \equiv \mathcal{A}_{\text{eff}}(0^\circ, 250 \text{ GeV})$. La fonction $\tilde{E}^{\text{int}}[\theta_z]$ ainsi définie est représentée sur la figure 2.29.

Notons $N_{\text{ON}}^{\text{int}}$ et $N_{\text{OFF}}^{\text{int}}$ les nombres d'événements ON et OFF observés dans les coupures avec une énergie estimée supérieure à \tilde{E}^{int} , et β^{int} le rapport de normalisation obtenu dans la région hors signal correspondante; le nombre intégral de γ observés vaut $S^{\text{int}} = N_{\text{ON}}^{\text{int}} - \beta^{\text{int}} N_{\text{OFF}}^{\text{int}}$, avec une erreur $\delta S^{\text{int}} = \sqrt{N_{\text{ON}}^{\text{int}} + (\beta^{\text{int}})^2 N_{\text{OFF}}^{\text{int}}}$. Pour convertir S^{int} en flux intégral, et pour ramener ce dernier à une énergie unique \tilde{E}_0^{int} , il faut ensuite obligatoirement connaître la forme du spectre de la source. Je présenterai au chapitre suivant la méthode de reconstruction de spectre: elle est basée sur l'ajustement aux données d'un spectre théorique donné analytiquement, et conduit à une paramétrisation $\left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}}$ (en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$). Lorsque le nombre de γ enregistrés sur une source sera suffisant pour entreprendre cette analyse, c'est la forme de cette paramétrisation finale qu'on utilisera pour le calcul du flux intégral. Dans le cas contraire, on fera une hypothèse raisonnable sur la forme spectrale.

Par convention, pour une source observée pendant le temps T_{ON} à un angle zénithal θ_z , on définit le flux intégral ϕ^{int} comme l'intégrale depuis $\tilde{E}_0^{\text{int}} = 250 \text{ GeV}$ de la forme spectrale $\left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}}$ de la source, normalisée de telle façon que ce flux correspondrait, au même angle zénithal θ_z , à un nombre $S^{\text{int, par}}$ de γ au-dessus de l'énergie $\tilde{E}^{\text{int}}[\theta_z]$ identique au nombre S^{int} réellement observé;

ϕ^{int} est donc défini par la simple règle de proportionnalité

$$\phi^{\text{int}} = \frac{S^{\text{int}}}{S^{\text{int, par}}} \times \int_{\tilde{E}_0^{\text{int}}=250 \text{ GeV}}^{\infty} \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}} dE \text{ (cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)},$$

et l'erreur statistique sur sa mesure par

$$\delta \phi^{\text{int}} = \frac{\delta S^{\text{int}}}{S^{\text{int, par}}} \times \int_{250 \text{ GeV}}^{\infty} \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}} dE \text{ (cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)},$$

avec

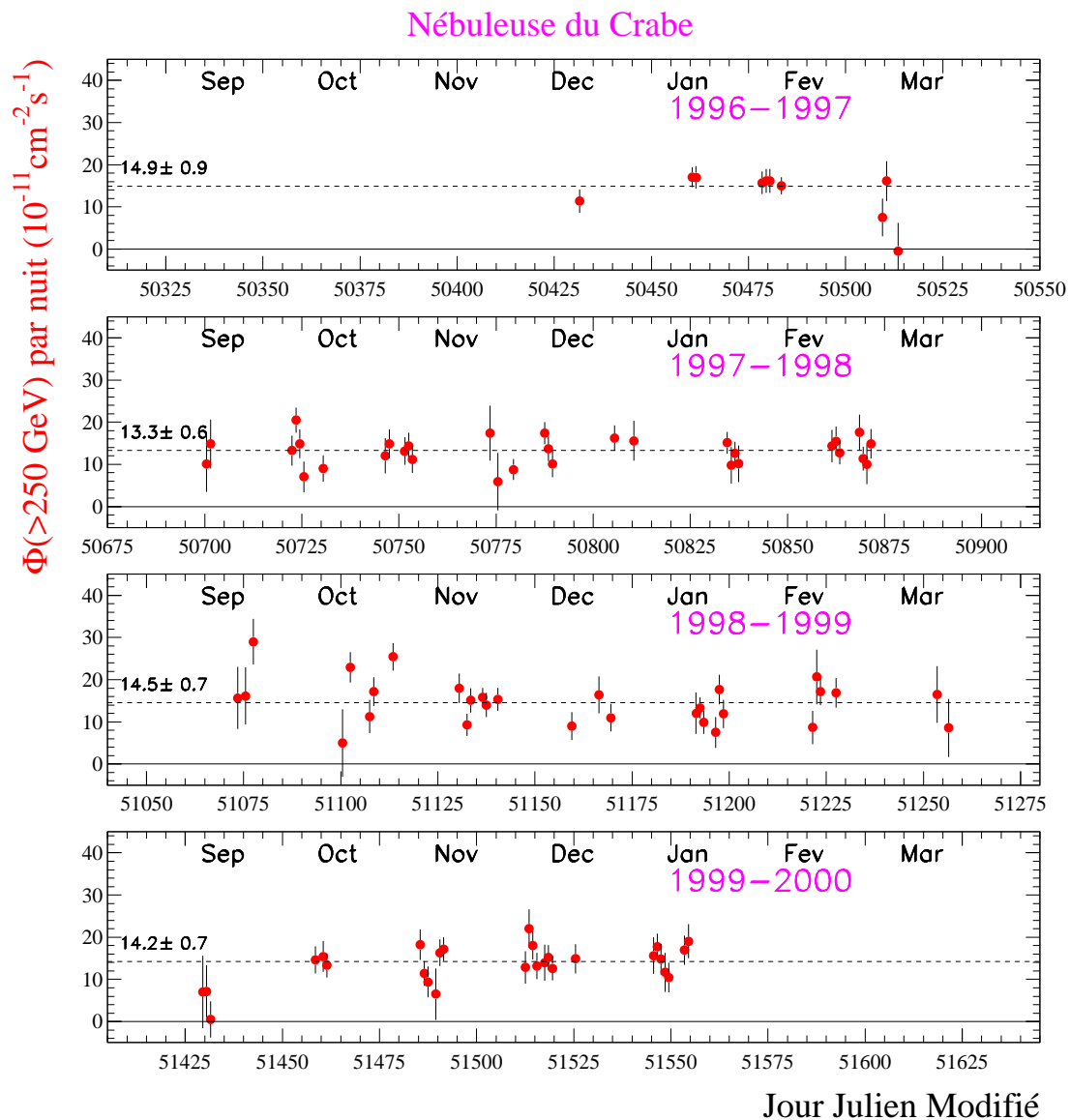


FIG. 2.30 – Courbe de lumière de la nébuleuse du Crabe entre 1996 et 2000. On a représenté, nuit par nuit, en fonction du Jour Julien Modifié, le flux intégral reconstruit au-dessus de 250 GeV. La correction due aux variations du seuil de détection avec l'angle zénithal d'observation utilise la forme du spectre moyen mesuré sur ces quatre ans (Cf. § 3.4), i.e. une loi de puissance d'indice intégral -1.80 . Les lignes pointillées indiquent le flux moyen pour chaque période d'observation.

$$S^{\text{int, par}} = T_{\text{ON}} \int_{\tilde{E}^{\text{int}}[\theta_z]}^{\infty} d\tilde{E} \int_0^{\infty} dE \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}} \mathcal{A}_{\text{eff}}(\theta_z, E) \Upsilon(\theta_z, E \rightarrow \tilde{E}).$$

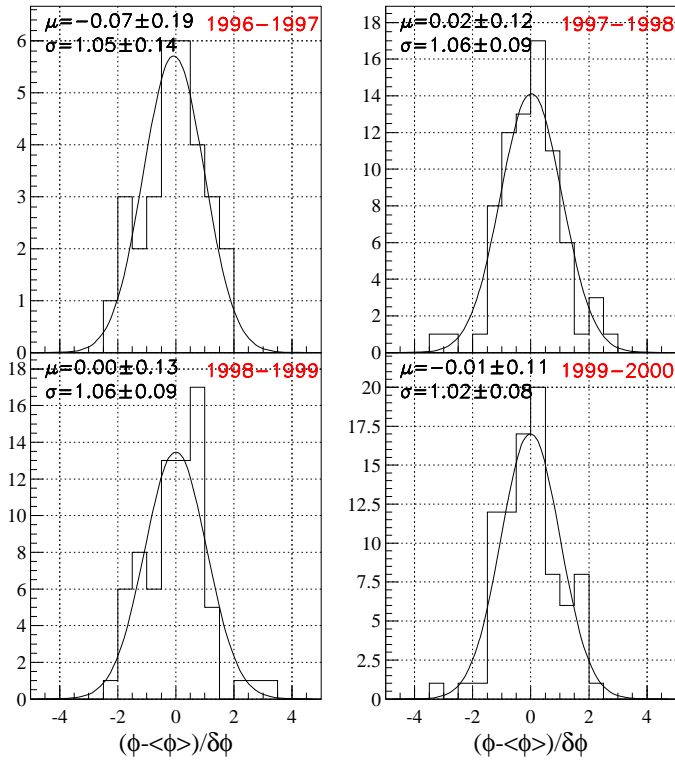


FIG. 2.31 – Distribution des résidus de flux \mathcal{R}_i pour chaque saison d’observation de la nébuleuse du Crabe, et ajustement par une gaussienne $\propto e^{-\frac{1}{2}(\frac{\mathcal{R}_i - \mu}{\sigma})^2}$: les valeurs $\mu \simeq 0$ et $\sigma \simeq 1$ prouvent la stabilité de l’émission enregistrée pour cette source.

Cette dernière expression fait intervenir les fonctions Υ de résolution en énergie, qui seront examinées en détail au chapitre suivant: à angle zénithal θ_z et énergie vraie E_γ fixés, $\Upsilon(\theta_z, E_\gamma \rightarrow \widetilde{E}_\gamma) d\widetilde{E}_\gamma$ représente la probabilité pour que l’ajustement de l’image conduite à l’énergie estimée \widetilde{E}_γ à $d\widetilde{E}_\gamma$ près. $S^{\text{int, par}}$ est donc bien le nombre de γ d’énergie estimée supérieure à $\widetilde{E}^{\text{int}}[\theta_z]$.

Le choix d’une énergie $\widetilde{E}_0^{\text{int}} = 250 \text{ GeV}$ se comprend aisément. Une valeur unique permet en outre de combiner ensemble des données prises à des angles zénithaux différents, ou de comparer entre elles des sources qui ne transitent pas par la même position dans le ciel. En particulier, on préfère souvent calculer une courbe de lumière représentant le flux moyen par nuit d’observation: si une nuit comporte par exemple n mesures $\{\phi_i^{\text{int}} \pm \delta\phi_i^{\text{int}}\}_{i=1,n}$, le flux moyen est alors tout simplement estimé par

$$\phi^{\text{int}} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{\phi_i^{\text{int}}}{(\delta\phi_i^{\text{int}})^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{(\delta\phi_i^{\text{int}})^2}}, \text{ et son erreur par } \delta\phi^{\text{int}} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{1}{(\delta\phi_i^{\text{int}})^2}}}.$$

2.7.3 Niveau d’émission au TeV de la nébuleuse du Crabe

La figure 2.30 montre la courbe de lumière reconstruite sur la nébuleuse du Crabe, pour les quatre hivers entre 1996 et 2000: chaque valeur de flux est obtenue

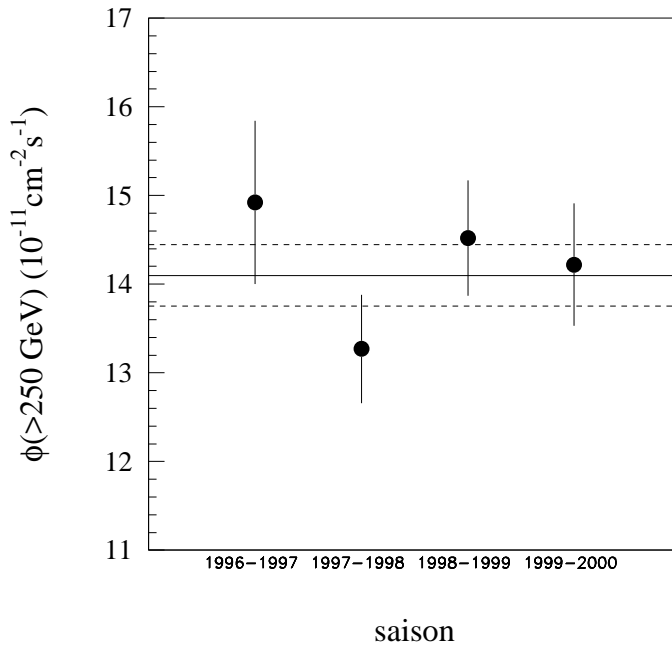


FIG. 2.32 – Valeurs moyennes du flux intégral de la nébuleuse du Crabe au-dessus de 250 GeV pour les quatre hivers entre 1996 et 2000. Les lignes horizontales indiquent le flux moyen mesuré sur les quatre saisons, et son erreur:

$$\phi(>250 \text{ GeV}) = 14.10 \pm 0.35 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

en utilisant la forme du spectre moyen mesuré sur ces quatre ans²⁶, *i.e.* une loi de puissance d'indice intégral -1.80 ; la constance du flux intégral est très nette à l'intérieur de chaque période d'observation. Ceci est également illustré sur la figure 2.31, qui montre la distribution des résidus \mathcal{R}_i de flux, dont la définition est la suivante: si on note $\langle \phi^{\text{int}} \rangle$ le flux moyen obtenu sur un hiver donné, comprenant n mesures $\{\phi_i^{\text{int}} \pm \delta\phi_i^{\text{int}}\}_{i=1,n}$, alors $\mathcal{R}_i = \frac{\phi_i^{\text{int}} - \langle \phi^{\text{int}} \rangle}{\delta\phi_i^{\text{int}}}$. Si la source a une émission constante, la distribution attendue des résidus est une gaussienne de valeur moyenne μ nulle et d'écart-type σ égal à 1: ceci se vérifie de façon remarquable pour chaque hiver.

Les valeurs moyennes du flux pour chaque saison sont indiquées dans le tableau 2.5, et représentées sur la figure 2.32: on y voit que la stabilité de l'émission se confirme également très bien d'une saison à l'autre. Ces valeurs conduisent à un flux moyen sur quatre ans estimé à $\phi(> 250 \text{ GeV}) = 14.10 \pm 0.35 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Période d'observation	1996 – 1997	1997 – 1998	1998 – 1999	1999 – 2000
$\phi(>250 \text{ GeV}) (10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	14.92 ± 0.92	13.27 ± 0.61	14.52 ± 0.65	14.22 ± 0.69

TAB. 2.5 – Valeurs moyennes du flux intégral de la nébuleuse du Crabe au-dessus de 250 GeV pour les quatre hivers entre 1996 et 2000. Le flux moyen sur les quatre saisons vaut $\phi(>250 \text{ GeV}) = 14.10 \pm 0.35 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ces valeurs sont reportées sur la figure 2.32.

Le niveau d'émission de la nébuleuse du Crabe déduit de l'analyse des données de

²⁶. Voir le § 3.4 au chapitre suivant. Nous verrons que le spectre est très stable d'une saison à l'autre, ce qui justifie ici l'utilisation d'un spectre moyen.

CAT est donc très stable à tous points de vue, pour une échelle de temps allant de la journée à quatre ans. Des variations éventuelles sont bien entendu toujours possibles, mais elles restent indécélables par CAT. Quoi qu'il en soit, les résultats obtenus sur cette source valident une fois encore toute la procédure d'analyse présentée dans ce chapitre: on peut affirmer que **la réponse du détecteur (toutes corrections faites) et la méthode d'analyse des images de γ sont très solides, ce qui est essentiel pour la suite, qui est consacrée à l'analyse spectrale et à l'étude d'objets très variables.**

Chapitre 3

L'analyse spectrale

3.1 Nécessité d'une méthode de déconvolution des spectres

En astronomie γ des hautes énergies, les spectres des sources sont le résultat de processus d'accélération de particules et d'une émission de photons fortement non thermique; ils décroissent donc naturellement à partir d'une certaine énergie, et suivent généralement une loi de puissance, du moins dans un intervalle ne dépassant guère deux ordres de grandeur en énergie, où une telle loi demeure souvent une bonne approximation. Dans le cas contraire, les caractéristiques spectrales sont rarement très localisées¹: tout au plus s'attend-on a priori soit à une forme en loi de puissance cassée, soit à une forme courbe comme dans le cas des Lacertides extrêmes émettant au TeV² (voir la partie suivante).

En outre, les imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique actuels atteignent au mieux une résolution en énergie de $\sim 20\%$ qui, combinée avec la décroissance des flux avec l'énergie, implique un important déversement des événements dans les intervalles à plus haute énergie. Partant d'un taux différentiel de γ *observé*, l'analyse spectrale d'une source demande donc une méthode de déconvolution *globale* basée sur la fonction d'appareillage (acceptance aux γ , résolution en énergie) *et sur une hypothèse concernant la forme du spectre*.

La surface effective de détection des γ a été étudiée au chapitre précédent. Dans ce chapitre, j'examine donc en détail les performances de reconstruction de leur énergie, et je montre la nécessité d'introduire les fonctions de résolution dans la procédure d'extraction des spectres. Puis je présente les étapes de cette procédure: les paramètres de la forme spectrale théorique de départ sont ajustés par une méthode de vraisemblance tenant compte de l'ensemble des effets instrumentaux mentionnés.

1. Sauf dans le cas des WIMPS, qu'on espère identifier par une raie d'annihilation.

2. Pour ces objets, l'origine de la courbure spectrale peut avoir deux origines: d'une part elle peut être intrinsèque, comme dans le cas de Markarian 501 (Cf. § III 1.2); d'autre part elle peut provenir d'une absorption par le fond diffus cosmique infra-rouge (voir la discussion au § III 3.5.3).

Enfin, cette procédure est testée et validée sur simulations, et appliquée aux données prises pendant quatre ans sur la nébuleuse du Crabe, qui est notre source de référence. Au passage, j'examinerai également les différentes sources possibles d'erreur systématique.

3.2 Reconstruction de l'énergie des γ

L'énergie estimée des γ , \widetilde{E}_γ , dont il a été jusqu'ici question, n'est pas tout à fait celle donnée par l'ajustement qui a été présenté au § 2.3.2 pour le cas des sources ponctuelles de coordonnées connues. Afin d'obtenir la reconstruction la plus précise possible sur ce paramètre, on choisit en effet d'utiliser au maximum l'information sur la position angulaire de la source: l'ajustement adopté porte toujours sur les deux paramètres E_γ et ρ_γ , mais cette fois-ci la position S est fixée exactement en S_\star , et l'angle ϕ à la valeur Ψ^{CI} (hypothèse intérieure, voir la figure 2.9 page 74). Cet ajustement est très performant à partir du moment où une image de γ passe les coupures standard rencontrées au chapitre précédent. Par conséquent, on gardera ces mêmes coupures dans la suite, ce qui permettra en particulier de n'avoir à utiliser qu'une seule paramétrisation pour les acceptances.

3.2.1 Biais de reconstruction

Notons $x = \log_e(E_\gamma)$ et $\tilde{x} = \log_e(\widetilde{E}_\gamma)$, et examinons la forme des distributions de $\delta x = \tilde{x} - x$ pour différentes valeurs fixées de l'énergie vraie E_γ et de l'angle zénithal θ_z . Ces distributions sont représentées par des points (avec barre d'erreur statistique) sur la figure 3.1; elles ont été obtenues à l'aide des mêmes simulations utilisées pour l'évaluation de la surface effective de détection \mathcal{A}_{eff} (Cf. § 2.7.1). Bien qu'elles soient asymétriques, il n'est pas trop faux au premier ordre de leur supposer une forme gaussienne, et de leur ajuster une loi $f(\tilde{x}) \propto \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{x} - x - \mu_x}{\sigma_x}\right)^2\right]$.

La figure 3.2 montre la variation en fonction de E_γ des paramètres $\mu_x(\theta_z, E_\gamma)$ et $\sigma_x(\theta_z, E_\gamma)$ ainsi obtenus, pour $\theta_z = 0^\circ$ et $\theta_z = 30^\circ$. A basse énergie, on note un biais positif très important dans la reconstruction en l'énergie, avec une valeur moyenne $\mu_x(0^\circ, 300 \text{ GeV}) \sim 27\%$ et $\mu_x(30^\circ, 500 \text{ GeV}) \sim 24\%$. La "résolution" en énergie σ_x est quant à elle relativement constante, et vaut $\sim 22\%$ de 300 GeV à plus de 20 TeV.

Le biais de reconstruction en énergie vient d'un effet de sélection par la logique de déclenchement de la caméra, bien connu dans les expériences à effet Tcherenkov atmosphérique [103, 104]: à basse énergie, les gerbes de γ dont la quantité de lumière Tcherenkov émise a fluctué vers le bas lors de leur développement dans l'atmosphère, n'arrivent pas à déclencher la caméra. A énergie E_γ donnée, la moyenne de l'énergie \widetilde{E}_γ reconstruite sur un grand nombre d'événements est donc biaisée vers le haut. Toujours à énergie E_γ fixée, la probabilité de déclencher la caméra dimi-

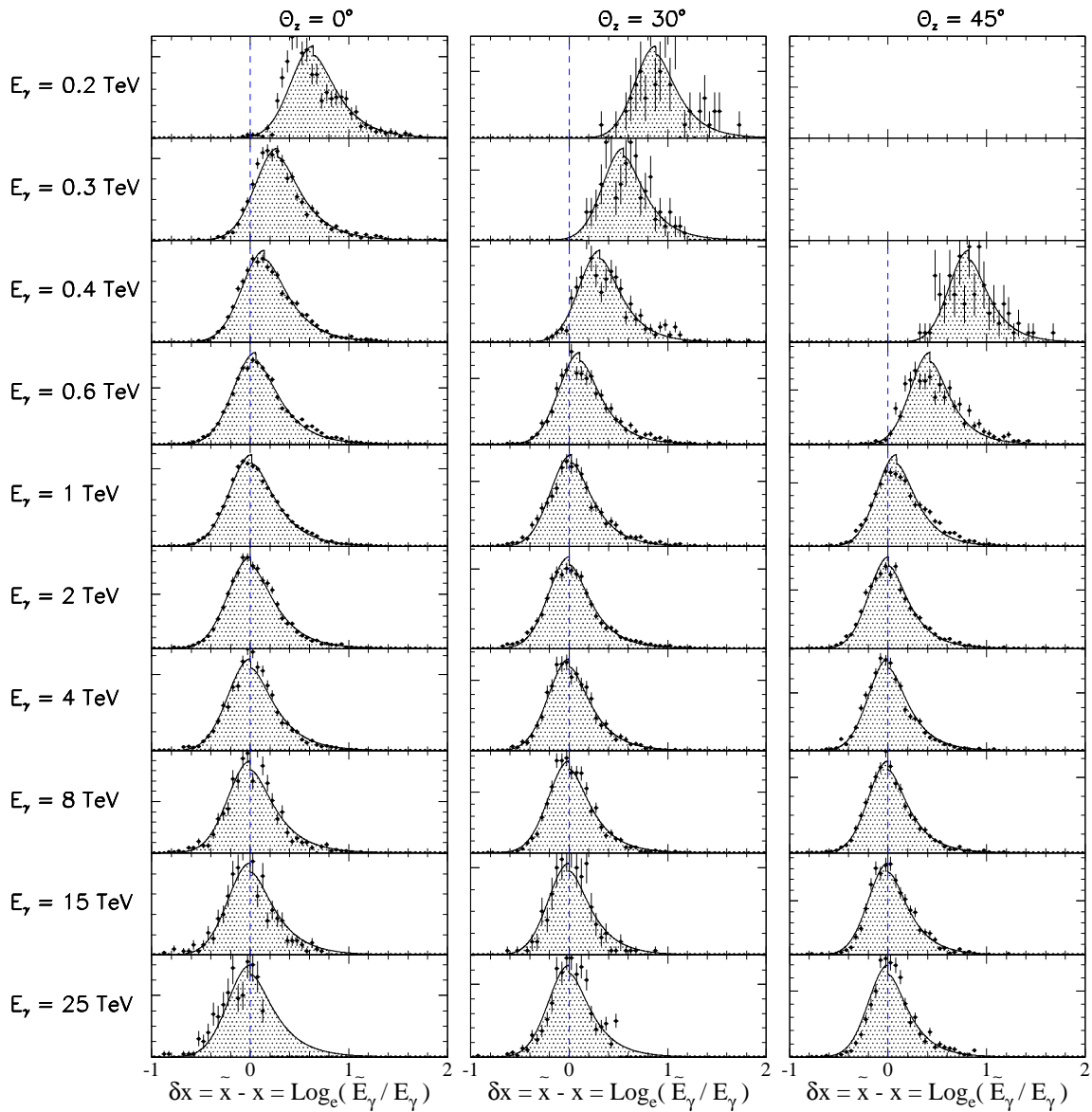


FIG. 3.1 – Distributions en énergie reconstruite dans les coupures standard: à énergie vraie E_γ (colonne de gauche) et angle zénithal θ_z (ligne du haut) donnés, on a représenté la distribution de $\delta x = \log_e(\tilde{E}_\gamma/E_\gamma)$. Les points proviennent des simulations, et les histogrammes grisés montrent les fonctions de résolution en énergie correspondantes, $\Upsilon(\theta_z, E_\gamma \rightarrow \tilde{E}_\gamma)$. L'absence de points pour $\delta x \gtrsim 0.2$ dans la distribution $\{E_\gamma=25 \text{ TeV}, \theta_z=0^\circ\}$ est due à l'absence, pour cet angle zénithal, d'abaques d'images de γ au-delà de 30 TeV (Cf. § 2.2.2).

nue à mesure que la gerbe se développe loin de la caméra, puisque la quantité de lumière collectée est moindre; il est donc possible de supprimer en partie le biais en se restreignant aux événements dont le paramètre d'impact estimé $\tilde{\rho}_\gamma$ n'est pas trop grand. Ceci se vérifie effectivement sur la figure 3.2, où les courbes en tirets

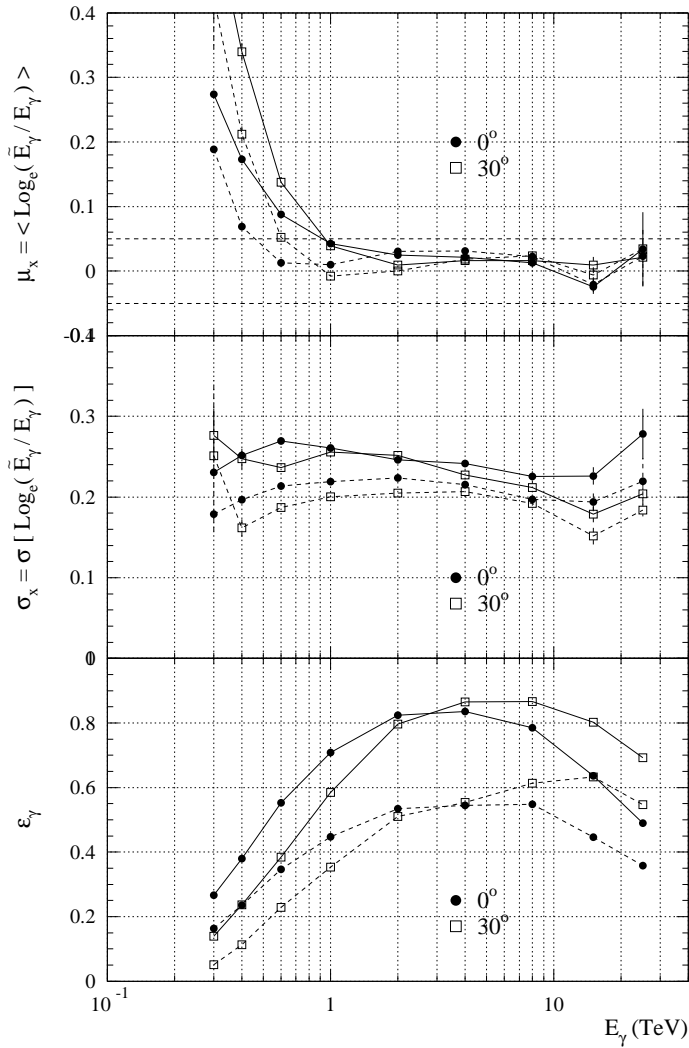


FIG. 3.2 – *Biais de reconstruction et résolution en énergie obtenus sur des simulations de γ à 0° (ronds) et 30° (carrés vides). Les deux premières figures montrent, en fonction de l'énergie vraie E_γ , la valeur moyenne μ_x et l'écart-type σ_x provenant de l'ajustement d'une gaussienne $\propto e^{-\frac{1}{2}(\frac{\tilde{x}-x-\mu_x}{\sigma_x})^2}$, avec $x = \log_e(E_\gamma)$ et $\tilde{x} = \log_e(\tilde{E}_\gamma)$. Ces résultats sont obtenus dans les coupures standard, quel que soit le pied de gerbe reconstruit $\tilde{\rho}_\gamma$ (lignes pleines), ou en sélectionnant les événements par $\tilde{\rho}_\gamma < (105 + \tilde{E}_\gamma^{0.43})/\cos(\theta_z)$ m (lignes tiretées). Cette dernière coupure diminue énormément l'efficacité de sélection ϵ_γ , représentée en bas.*

illustrent l'effet d'une coupure supplémentaire $\tilde{\rho}_\gamma < (105 + \tilde{E}_\gamma^{0.43})/\cos(\theta_z)$ m: les courbes d'efficacité de cette figure montrent qu'une telle coupure élimine cependant une grande partie de la statistique³, ce qui est un obstacle majeur à l'obtention de spectre pour des périodes de faible activité des sources (par exemple Markarian 501 et Markarian 421 en 1998). Le problème des biais reste en outre très important à basse énergie ($\mu_x(0^\circ, 300 \text{ GeV}) \sim 19\%$ par exemple).

En pratique, il s'avère impossible de trouver une coupure sur le paramètre d'impact laissant une statistique acceptable et supprimant complètement le biais dans l'estimation de l'énergie. Sans appliquer aucune coupure de cette sorte, il va donc falloir prendre en compte ce biais du mieux possible dans l'analyse spectrale. Ceci est d'autant plus important qu'il amplifie le déversement des événements dans les

3. Il s'agit pourtant d'une coupure raisonnable: elle tient compte de l'angle zénithal d'observation, et elle est plus lâche à haute énergie, où les gerbes émettent suffisamment de lumière en moyenne pour que l'effet de sélection au déclenchement disparaisse.

intervalles à plus haute énergie (Cf. § 3.1).

3.2.2 Les fonctions de résolution

A énergie vraie E_γ et angle zénithal θ_z donnés, $\Upsilon(\theta_z, E_\gamma \rightarrow \widetilde{E}_\gamma) d\widetilde{E}_\gamma$ représente la probabilité, dans les coupures standard, pour que la minimisation du χ^2 conduite à l'énergie estimée \widetilde{E}_γ à $d\widetilde{E}_\gamma$ près.

p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6
-0.8760	1.6040	17.7700	-12.0700	0.1198	-0.0004
p_7	p_8	p_9	p_{10}	p_{11}	p_{12}
0.2240	-0.0272	0.1508	-0.0004	0.8940	-0.6300

TAB. 3.1 – Valeurs des 12 paramètres définissant les fonctions de résolution en énergie dans les coupures standard.

On déduit les fonctions de résolution Υ des distributions discutées précédemment. Avec les 12 valeurs des paramètres $\{p_i\}_{i=1,12}$ indiquées dans le tableau 3.1, et avec les notations

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

où E_γ est exprimée en TeV et θ_z en degrés, la paramétrisation obtenue est la suivante:

- si $\delta x < \widehat{\delta x}$, $y = \frac{\delta x - \widehat{\delta x}}{A_2}$ et $\Upsilon = \frac{1}{P} \frac{A_3}{A_2} \exp\left[-\frac{y^2}{2}\right]$;
- si $\delta x > \widehat{\delta x}$, $y = \frac{\delta x - \widehat{\delta x}}{A_1}$ et $\Upsilon = \frac{1}{P} \exp\left[-\frac{y + \exp(-y)}{2}\right]$.

Il s'agit évidemment d'une paramétrisation empirique; elle est représentée par les histogrammes grisés de la figure 3.1: mis à part un léger défaut à 200 GeV au zénith, on voit qu'elle reproduit très bien les distributions obtenues sur simulations. Il faut maintenant s'assurer qu'elle permet une bonne analyse spectrale.

3.3 Procédure d'extraction de spectres; erreurs systématiques

3.3.1 La méthode de maximum de vraisemblance

Avec une statistique d'environ 1000 γ et un rapport signal sur fond de ~ 0.4 (comme dans le cas de la nébuleuse du Crabe), le spectre d'une source peut être déterminé assez précisément de la façon suivante: on se donne tout d'abord n_z intervalles en angle zénithal

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

de largeur 0.02 en cosinus⁴; Δ_1 correspond au transit de la source à Thémis (voir l'annexe A), et Δ_{n_z} à l'angle maximal fixé soit par les observations, soit par ce que l'on désire faire⁵.

On se donne ensuite n_e intervalles en énergie reconstruite

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

de largeur 0.2 en $\log_{10}(E_{\text{TeV}})$, soit donc ~ 2 fois la largeur typique des fonctions de résolution en énergie Υ . L'énergie maximale $\tilde{E}_{n_e}^{\max}$ est déterminée par la statistique disponible, car toutes les sources que nous étudierons ont un spectre qui décroît fortement avec l'énergie.

Enfin, on définit un ensemble d'intervalles à deux dimensions

$$\{\Delta_{i_z, i_e}\} \equiv \{\Delta_{i_z} \otimes \Delta_{i_e}\}_{i_z=1, n_z; i_e=i_{e1}(i_z), n_e}$$

Pour un intervalle Δ_{i_z} donné, le choix de l'intervalle $\Delta_{i_{e1}(i_z)}$ le plus bas en énergie tient compte du fait que le seuil de détection du télescope augmente avec l'angle zénithal. Le critère que l'on se donne est le suivant: fixons l'angle zénithal à la borne supérieure $\theta_{i_z}^{\max}$, et regardons la variation de $\mathcal{A}_{\text{eff}}(\theta_{i_z}^{\max}, E)$ avec l'énergie E (Fig. 2.28): cette fonction passe par un maximum $\mathcal{A}_{\text{eff}}^{\max}(\theta_{i_z}^{\max})$; l'énergie minimale $\tilde{E}_{i_{e1}(i_z)}^{\min}$ retenue pour l'analyse à suivre est alors la plus petite des bornes inférieures $E \in \{\tilde{E}_{i_e}^{\min}\}_{i_e=1, n_e}$ telles que $\mathcal{A}_{\text{eff}}(\theta_{i_z}^{\max}, E) > \frac{\mathcal{A}_{\text{eff}}^{\max}(\theta_{i_z}^{\max})}{10}$. On peut vérifier sur la figure 3.3 qu'un tel choix est un peu plus strict que celui adopté pour le calcul du flux intégral (Cf. § 2.7.2); il est en effet nécessaire ici de se protéger encore plus des effets instrumentaux au niveau du seuil de détection du télescope, qui pourraient éventuellement distordre les spectres obtenus.

4. Si les données sont insuffisantes, on regroupera parfois 2 à 2 certains intervalles. Il est cependant nécessaire d'éviter d'avoir de trop grandes variations de l'acceptance dans un intervalle donné.

5. Cet intervalle ne devra en outre jamais dépasser 45° , valeur au-delà de laquelle la paramétrisation des acceptances reste à étudier.

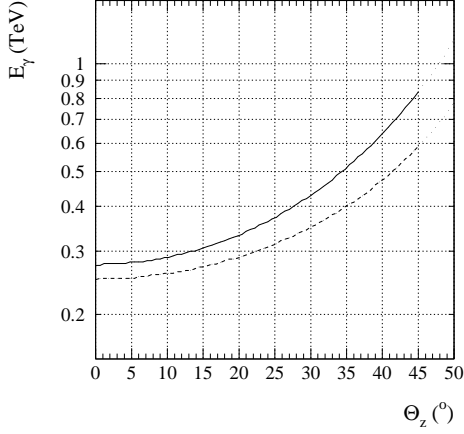


FIG. 3.3 – Variation, en fonction de l’angle zénithal θ_z , de l’énergie minimale choisie pour l’analyse spectrale (ligne pleine). Pour comparaison, on a rappelé en ligne tiretée l’énergie minimale choisie pour le calcul d’un flux intégral (Fig. 2.29). Au-delà de 45° , les courbes sont représentées en pointillés à titre d’indication seulement, car la fonction \mathcal{A}_{eff} n’est pas adaptée pour le moment aux grands angles zénithaux.

Les nombres d’événements passant les coupures standard sont déterminés pour tous les intervalles Δ_{i_z, i_e} , dans les données ON et OFF. On construit alors une fonction de vraisemblance \mathcal{L} suivant la procédure détaillée en annexe C.1. Son calcul ne s’appuie pas sur une soustraction “ON–OFF” directe comme dans l’ensemble des analyses spectrales utilisées par d’autres collaborations (voir par exemple la référence [119]); l’une des originalités de la méthode présente tient en effet dans le fait qu’elle repose sur les distributions poissoniennes *respectives* des nombres d’événements dans les données ON et OFF. La fonction \mathcal{L} tient bien sûr également compte de la réponse détaillée du détecteur, comprenant la surface effective de détection \mathcal{A}_{eff} et les fonctions de résolution en énergie Υ , et elle suppose enfin une loi théorique $\left[\frac{dN}{dE}\right]^{\text{theo}}$ donnée pour le spectre différentiel de la source; les paramètres définissant cette loi sont alors ajustés par maximisation de la fonction \mathcal{L} .

En pratique, on réalise deux ajustements successifs, pour deux paramétrisations différentes du spectre (Cf. § 3.1):

- hypothèse \mathcal{H}^{lp} : $\left[\frac{dN}{dE}\right]^{\text{theo}} = \left[\frac{dN}{dE}\right]^{\text{lp}} \equiv \phi_0^{\text{lp}} E_{\text{TeV}}^{-\gamma^{\text{lp}}}$;
- hypothèse \mathcal{H}^{cb} : $\left[\frac{dN}{dE}\right]^{\text{theo}} = \left[\frac{dN}{dE}\right]^{\text{cb}} \equiv \phi_0^{\text{cb}} E_{\text{TeV}}^{-(\gamma^{\text{cb}} + \beta^{\text{cb}} \log_{10} E_{\text{TeV}})}$.

La loi de puissance correspond à une simple fonction affine en échelle logarithmique, et la loi courbe à une parabole. Originellement, cette dernière paramétrisation a été utilisée par la collaboration Whipple pour l’étude de Markarian 501 [100]: nous l’adoptons également de sorte qu’une comparaison directe des résultats sera possible entre expériences. Après la loi de puissance, c’est de toute manière le moyen le plus simple mathématiquement pour paramétriser un spectre.

Spectre	θ_z	γ^{sim}	β^{sim}	$\Delta\widetilde{E}_\gamma$ (TeV)	γ^{lp}	γ^{cb}	β^{cb}	λ
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^1$	0°	2.25	0	0.32–12.57	2.24±0.02	2.24±0.02	-0.02±0.05	0.12
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^2$	0°	2.40	0	0.32–12.57	2.43±0.02	2.43±0.02	0.09±0.07	2.02
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^3$	0°	2.55	0	0.32–12.57	2.54±0.03	2.54±0.03	-0.02±0.07	0.08
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^4$	0°	2.70	0	0.32–12.57	2.69±0.03	2.69±0.04	-0.02±0.09	0.05
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^5$	0°	2.20	0.51	0.32–12.57	2.22±0.01	2.18±0.01	0.55±0.03	473
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^6$	20°	2.25	0	0.50–12.57	2.26±0.03	2.23±0.04	0.10±0.08	1.60
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^7$	20°	2.55	0	0.50–12.57	2.51±0.05	2.53±0.06	-0.06±0.15	0.19
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^8$	30°	2.25	0	0.50–12.57	2.23±0.06	2.18±0.10	0.13±0.21	0.42
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^9$	30°	2.40	0	0.50–12.57	2.39±0.03	2.32±0.05	0.21±0.11	3.97
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^{10}$	30°	2.55	0	0.50–12.57	2.46±0.04	2.51±0.05	-0.16±0.12	1.83
$\mathbb{S}_{\text{sim}}^{11}$	45°	2.25	0	1.26–12.57	2.28±0.02	2.25±0.08	0.04±0.09	0.13

TAB. 3.2 – Reconstruction de spectres simulés. Sont indiqués: l'angle zénithal θ_z , les paramètres γ^{sim} et β^{sim} ayant servi à générer le spectre, l'intervalle en énergie $\Delta\widetilde{E}_\gamma$ utilisé pour l'ajustement des paramètres, les paramètres reconstruits dans l'hypothèse \mathcal{H}^{lp} ou \mathcal{H}^{cb} (les erreurs statistiques correspondent à un écart standard), et le rapport de vraisemblance λ .

Une fois les deux maximisations effectuées, la valeur du rapport de vraisemblance $\lambda = -2 \times \log \left[\frac{\mathcal{L}^{\text{lp}}}{\mathcal{L}^{\text{cb}}} \right]$ détermine laquelle des deux hypothèses est la plus vraisemblable.

Ce rapport se comporte en effet (asymptotiquement) comme un χ^2 à un degré de liberté, une bonne valeur de la probabilité $\mathcal{P}(\lambda)$ étant en faveur de l'hypothèse \mathcal{H}^{lp} (Cf. [50] page 232). Il permet donc de rechercher la présence de courbure spectrale, et nous l'utiliserons très souvent dans la suite.

Tous les spectres que nous présenterons correspondent à la meilleure des deux paramétrisations, $\left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}}$, obtenue par cette procédure.

Les spectres seront illustrés par une aire hachurée délimitée par le contour à 68% de confiance que donne la méthode de maximum de vraisemblance.

Cette représentation sera toujours accompagnée de “points expérimentaux”, dont le rôle consistera uniquement à indiquer la statistique totale dans chaque intervalle en énergie. La définition et le calcul de ces points est donnée en annexe C.2: ils sont obtenus à partir de la paramétrisation finale retenue, $\left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}}$, et non l'inverse. Il ne faudra donc pas leur attacher une trop grande importance, car seule la méthode

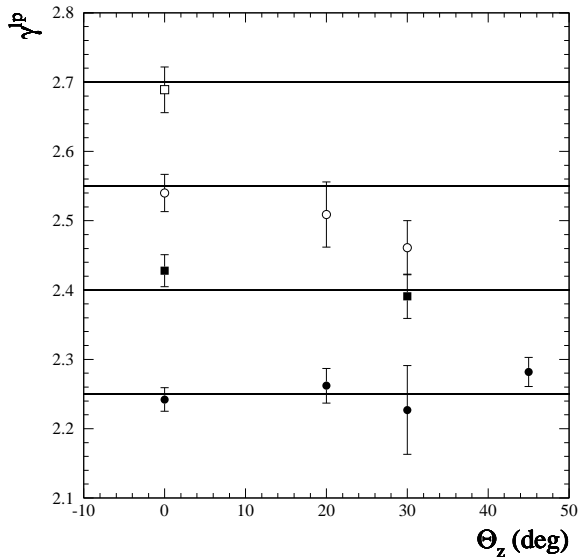


FIG. 3.4 – Reconstruction de spectres simulés suivant une loi de puissance: pour tous les spectres en loi de puissance présentés dans le tableau 3.2 (donc tous sauf le spectre $\mathbb{S}_{\text{sim}}^5$), on a représenté l'indice spectral différentiel reconstruit γ^{lp} pour différentes valeurs de l'angle zénithal θ_z . Les symboles désignent l'indice spectral γ^{sim} ayant servi à générer le spectre: 2.25 (cercles pleins), 2.40 (carrés pleins), 2.55 (cercles vides) ou 2.70 (carré vide).

de vraisemblance conduit aux résultats physiques désirés, qui sont les valeurs des paramètres et leur matrice de covariance.

3.3.2 Reconstruction de spectres simulés

La reconstruction de spectres simulés permet de tester la cohérence interne de l'analyse spectrale. Le tableau 3.2 montre les valeurs des paramètres de forme γ et β reconstruits dans différentes situations: seul le spectre $\mathbb{S}_{\text{sim}}^5$ n'est pas une loi de puissance; pour les autres spectres, le rapport de vraisemblance λ est en général très faible: seule l'analyse du spectre $\mathbb{S}_{\text{sim}}^9$ donne une valeur de λ un peu élevée (~ 4), mais l'indice γ^{lp} reconstruit est très proche de la réalité. On considèrera donc dans la suite qu'une valeur de λ supérieure à 4 est nécessaire pour conclure à la présence d'une courbure dans le spectre.

Ce critère assure que la méthode de maximum de vraisemblance favorise bien l'hypothèse \mathcal{H}^{lp} pour tous les spectres simulés suivant une loi de puissance. Les valeurs de γ^{lp} reconstruites pour ces spectres ont été reportées sur la figure 3.4: on y vérifie que l'ajustement fonctionne très bien dans toutes les situations. Enfin, le tableau 3.2 montre le très bon ajustement obtenu dans le cas d'un spectre courbe (spectre $\mathbb{S}_{\text{sim}}^5$): pour ce spectre, la grande valeur de λ indique que l'hypothèse \mathcal{H}^{cb} est bien celle à retenir.

Tout ceci valide complètement les deux paramétrisations décrivant la surface effective de détection \mathcal{A}_{eff} et les fonctions de résolution en énergie Υ . La procédure d'analyse spectrale semble tout à fait cohérente, et elle n'induit aucun biais de reconstruction au niveau de la forme des spectres. Quant à la constante de flux ϕ_0 , sa reconstruction est également excellente, et il serait inutile de s'y attarder ici: examinons plutôt maintenant les incertitudes qui peuvent survenir dès lors que l'on

s'intéresse à des données réelles.

3.3.3 Les sources d'incertitudes instrumentales

Dans ce qui précède, on a déjà évoqué les principales sources d'erreur systématique dans l'analyse des données d'une expérience à effet Tcherenkov atmosphérique: la méconnaissance de la transparence exacte de l'atmosphère au moment des observations (Cf. § 1.4.1), la difficulté de simuler précisément le comportement de l'imageur près de son seuil de déclenchement (Cf. § 2.1.2 et § 2.6.1), mais aussi l'incertitude liée à la paramétrisation de la perte de lumière UV (Cf. § 1.4.3), ainsi que celle de la mesure des coefficients de conversion G'_i (Cf. § 1.5.3), etc...

Certains de ces effets ont déjà été étudiés dans le cadre de la thèse de L. Iacoucci [87], ainsi qu'en référence [47] où sont exposés les résultats de l'analyse spectrale de Markarian 501 en 1997. J'en reprendrai certains résultats dans ce qui suit, en séparant deux types d'effets: ceux qui peuvent varier d'une prise de données à l'autre, et ceux qui interviennent de façon identique pour toutes les acquisitions.

Variations de réponse de l'imageur; coefficients de conversion G'_i

La probabilité de déclenchement de la caméra par une gerbe varie en fonction du gain de la chaîne électronique et de l'efficacité globale de collection de lumière: cette dernière inclut la transparence atmosphérique, les efficacités optiques de l'imageur (éléments de miroir, cônes) et les efficacités quantiques des photomultiplicateurs. Certaines imprécisions peuvent donc apparaître dans l'estimation des acceptances aux γ dès lors que les facteurs correspondants utilisés dans les simulations ne reflètent pas la situation réelle au moment précis de la prise de données. L'écart à la réalité de ces facteurs peut être évalué *globalement* comme suit.

Les variations de la réponse de la chaîne de détection sont à relier directement aux variations que l'on peut observer sur le taux de déclenchement hadronique corrigé \widetilde{D}_h défini au § 2.4.1: la figure 2.14(b) page 82 montre que les fluctuations de \widetilde{D}_h sont de $\sim \pm 11\%$. Cependant, ne disposant pas de simulations de gerbes de rayons cosmiques très réalistes, qui nous permettraient d'estimer l'acceptance aux hadrons du télescope⁶, il est difficile de calculer précisément la variation de réponse de l'ensemble de la chaîne de détection pouvant conduire à de telles fluctuations, et d'en déduire l'effet induit pour des gerbes de γ .

Considérons cependant des simulations de γ : la figure 3.5(a) montre l'effet d'une variation de $\pm 15\%$ de l'efficacité de collection de lumière sur la probabilité de déclenchement des γ (simulés suivant une loi de puissance d'indice intégral -1.25), en fonction de leur énergie reconstruite \widetilde{E}_γ , sans aucune sélection des événements.

6. Cette acceptance est très différente de celle aux γ , car à énergie donnée les hadrons donnent généralement moins de lumière Tcherenkov au sol que ces derniers: voir par exemple la figure 2.3 page 15, ainsi que la figure 3.5(b) dans ce paragraphe.

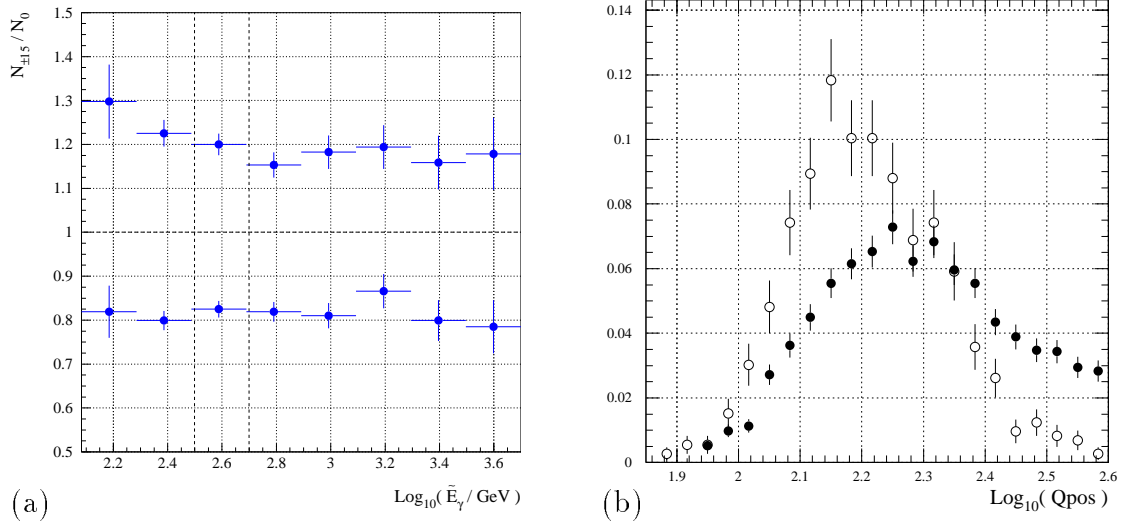


FIG. 3.5 – (a) Effet sur la probabilité de déclenchement des γ d'une variation de $\pm 15\%$ de l'efficacité de collection de lumière. On a représenté, en fonction de l'énergie reconstruite \tilde{E}_γ , les rapports $\frac{N_{\pm 15}}{N_0}$ du nombre de gerbes de γ (simulées suivant une loi de puissance d'indice intégral -1.25) $N_{\pm 15}$ ayant déclenché la caméra pour une efficacité 15% plus grande (histogramme du haut) ou plus faible (histogramme du bas), au nombre N_0 obtenu pour une efficacité moyenne. Les intervalles en énergie sont ceux utilisés pour dériver les spectres, et les lignes tiretées verticales sont à 320 GeV et 500 GeV;
 (b) Distributions normalisées de la charge anodique Q_{pos} collectée (en unités de $\bar{Q}_{1\gamma e}$), pour des images réelles de γ (ronds vides) et de hadrons (ronds pleins) passant les coupures standard, enregistrées lors des sursauts de Markarian 501 en Avril 1997.

Aucun effet différentiel n'est à noter, mais juste une variation globale de $\pm 20\%$ du nombre total d'événements γ .

Le choix que j'ai fait d'une variation de $\pm 15\%$ se justifie maintenant a posteriori à l'aide de la figure 3.5(b), qui montre la distribution de la charge anodique Q_{pos} collectée par la caméra, sans aucun nettoyage d'image, pour des γ (ON-OFF) et des hadrons réels: on voit que la distribution atteint son maximum un peu plus vite pour les γ que pour les hadrons; lorsque la réponse de la chaîne de détection varie, cette figure indique qu'une variation du taux de déclenchement des γ deux fois plus grande que pour les hadrons est tout à fait réaliste. On peut alors affirmer que les variations de $\pm 11\%$ de \tilde{D}_h sont compatibles avec une variation de $\pm 20\%$ du taux de γ , ce qui, comme le montre la figure 3.5(a), correspond à une variation de $\pm 15\%$ de l'efficacité globale de collection de lumière. Finalement, l'incertitude sur le flux peut donc être limitée à $\frac{\Delta\phi_0^{\text{eff}}}{\phi_0} = \pm 20\%$.

L'erreur de mesure des coefficients de conversion G'_i est quant à elle évaluée à 10% (Cf. § 1.5.2 et § 1.5.3): si l'on analyse les spectres $\mathbb{S}_{\text{sim}}^1$ (loi de puissance) et $\mathbb{S}_{\text{sim}}^5$ (spectre courbe) en faisant varier les facteurs G'_i dans ces proportions, on obtient

alors:

- spectre $\mathbb{S}_{\text{sim}}^1$: $\frac{\Delta\phi_0^{\text{lpG}}}{\phi_0^{\text{lp}}} = \pm 3\%$, $\Delta\gamma^{\text{lpG}} = \begin{smallmatrix} -0.01 \\ +0.03 \end{smallmatrix}$;
- spectre $\mathbb{S}_{\text{sim}}^5$: $\frac{\Delta\phi_0^{\text{cbG}}}{\phi_0^{\text{lp}}} = \pm 3\%$, $\Delta\gamma^{\text{cbG}} = \begin{smallmatrix} -0.02 \\ +0.08 \end{smallmatrix}$, et $\Delta\beta^{\text{cbG}} = \begin{smallmatrix} +0.03 \\ -0.03 \end{smallmatrix}$.

Perte de lumière UV; nombre fini d'événements simulés

L'erreur systématique liée à la paramétrisation de la perte de lumière UV⁷ a été estimée en référence [87]: elle a un léger effet différentiel sur les spectres reconstruits, avec les incertitudes suivantes: $\frac{\Delta\phi_0^{\text{UV}}}{\phi_0} = \pm 6\%$, $\Delta\gamma^{\text{UV}} = \pm 0.02$, et $\Delta\beta^{\text{UV}} = 0$.

Enfin, la dernière incertitude provient du fait que les acceptances sont paramétrisées à partir de simulations comprenant un nombre fini d'événements (Cf. § 2.7.1). En référence [47], il est montré que cette incertitude est très faible pour le flux, $\frac{\Delta\phi_0^{\text{sim}}}{\phi_0} = \pm 2\%$, un peu plus importante sur l'indice spectral, $\Delta\gamma^{\text{sim}} = \pm 0.05$, et négligeable pour le terme de courbure β .

Résumé des incertitudes instrumentales

Origine des incertitudes	$\frac{\Delta\phi_0^{\text{lp}}}{\phi_0^{\text{lp}}}$	$\Delta\gamma^{\text{lp}}$	$\frac{\Delta\phi_0^{\text{cb}}}{\phi_0^{\text{cb}}}$	$\Delta\gamma^{\text{cb}}$	$\Delta\beta^{\text{cb}}$
Transparence de l'atmosphère et efficacité globale de collection de lumière	$\pm 20\%$	-	$\pm 20\%$	-	-
Mesure des coefficients de conversion G'_i	$\pm 3\%$	$\begin{smallmatrix} -0.01 \\ +0.03 \end{smallmatrix}$	$\pm 3\%$	$\begin{smallmatrix} -0.02 \\ +0.08 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} +0.03 \\ -0.03 \end{smallmatrix}$
Paramétrisation de la perte de lumière UV	$\pm 6\%$	± 0.02	$\pm 6\%$	± 0.02	-
Nombre fini d'événements simulés	$\pm 2\%$	± 0.05	$\pm 2\%$	± 0.05	-

TAB. 3.3 – Incertitudes instrumentales de reconstruction des paramètres spectraux.

Le tableau 3.3 résume l'ensemble des incertitudes affectant la reconstruction des paramètres spectraux. **Dans la suite, ces incertitudes instrumentales seront implicitement sous-entendues pour tous les spectres présentés.**

7. On suppose ici implicitement que cette perte de lumière est constante dans le temps.

3.4 Le spectre au TeV de la nébuleuse du Crabe

L'origine de l'émission γ continue de la nébuleuse du Crabe est interprétée comme la diffusion Compton inverse d'électrons relativistes sur les photons ambiants de la nébuleuse (photons synchrotron entre autres). Ces particules sont accélérées jusqu'à des énergies de 10^{15} eV par l'onde de choc créée par le vent du pulsar, qui alimente en continu la nébuleuse [11]. La stabilité de l'émission à très haute énergie, constatée par tous les imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique, fait de cette source une référence, sorte de "bougie standard" de l'astronomie γ .

Pour tous les spectres qui vont être présentés, le détail de la statistique en γ utilisée pourra être trouvé en annexe D. Concernant la nébuleuse du Crabe, les caractéristiques des spectres que nous allons maintenant discuter sont reportées dans le tableau 3.4: on y voit que tous ces spectres ont une valeur de rapport de vraisemblance λ faible voire très faible, indiquant que la paramétrisation en loi de puissance est la mieux adaptée (seul le spectre \mathbb{S}_{NC}^0 présente une légère courbure, qui sera discutée quelques lignes plus loin). C'est donc cette paramétrisation qui est retenue pour tous ces spectres.

Regardons alors les figures 3.6, qui montrent les contours de confiance à 68% (lignes pointillées) et 95% (lignes pleines), dans le plan $\{\phi_0^{\text{lp}}, \gamma^{\text{lp}}\}$ des paramètres définissant la loi de puissance. Ces figures ont été obtenues en divisant les données disponibles en différents lots. Les deux premières figures correspondent ainsi à une séparation des acquisitions en deux lots, suivant le seuil analogique S_m utilisé (Fig. 3.6(a)), ou suivant le seuil effectif Q_m reconstruit (Fig. 3.6(b)). Tous ces spectres sont entièrement compatibles entre eux (surtout si l'on considère les erreurs systématiques signalées précédemment), ce qui confirme les résultats de l'étude menée au § 2.4.2, où nous avons vu qu'il était possible de combiner dans une seule et même analyse des acquisitions correspondant à différents niveaux de réponse du détecteur.

La figure 3.6(c) montre les contours des paramètres spectraux reconstruits en divisant les données en deux bandes en angle zénithal: là encore, la compatibilité est très bonne entre les deux spectres, et elle valide l'ensemble des corrections d'acceptance impliquées dans la méthode de maximum de vraisemblance. Enfin, la dernière figure montre les contours des paramètres spectraux obtenus en cumulant les données pour chaque hiver: seul le flux du premier hiver semble légèrement plus élevé, mais une fois encore, compte-tenu de l'ensemble des erreurs (statistiques et systématiques), tous ces résultats sont parfaitement compatibles entre eux. L'indice spectral notamment, qui est finalement l'information physique la plus intéressante, est très constant d'une année à l'autre. **De même que l'analyse du niveau global d'émission de la nébuleuse du Crabe montrait une remarquable stabilité (Cf. § 2.7.3), son analyse spectrale montre ici que la méthode de maximum de vraisemblance, et toutes les corrections de réponse du détecteur**

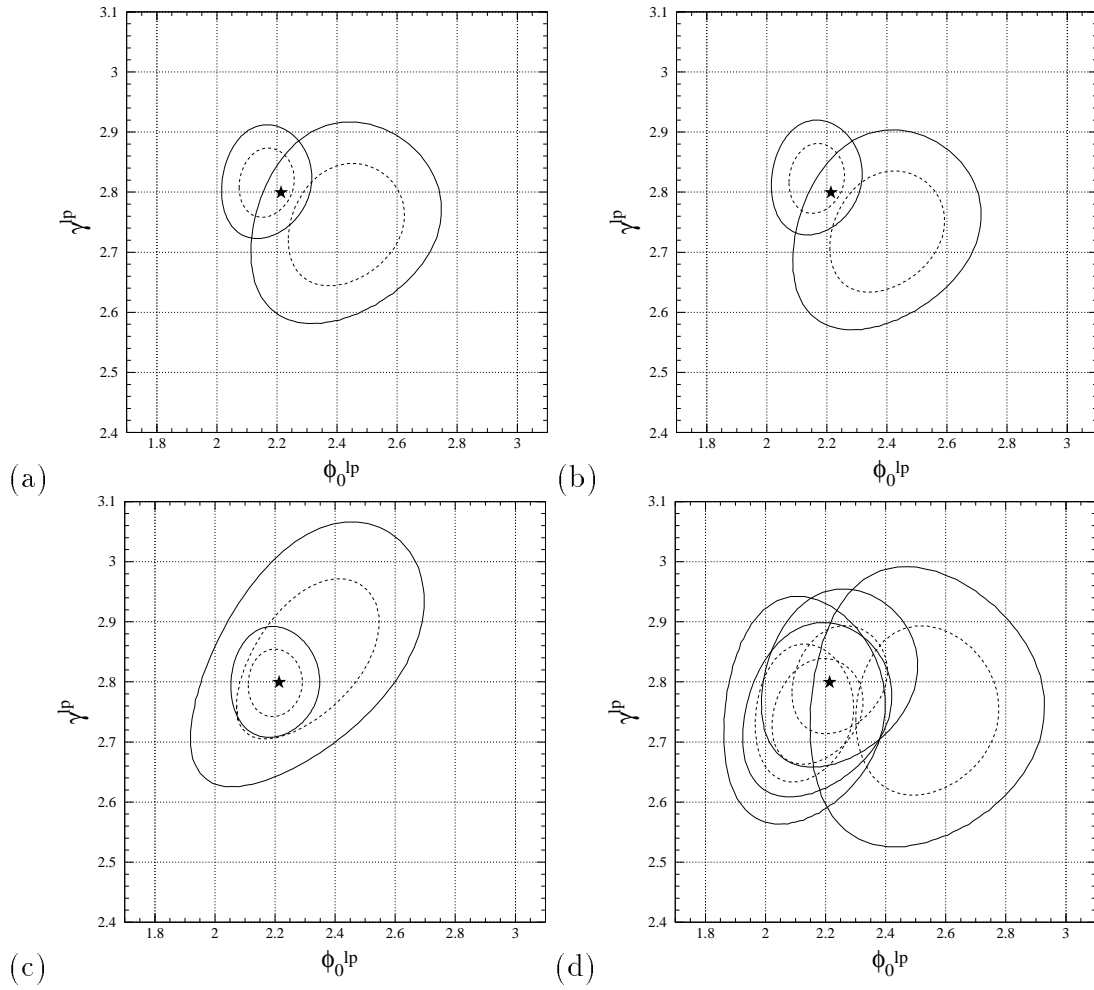


FIG. 3.6 – Test de compatibilité entre les spectres de la nébuleuse du Crabe, obtenus à partir de différentes bases de données: les contours de confiance à 68% (lignes pointillées) et 95% (lignes pleines) sont représentés dans le plan $\{\phi_0^{\text{lp}}, \gamma^{\text{lp}}\}$. L'étoile indique le spectre moyen \mathbb{S}_{NC}^0 obtenu sur l'ensemble des données.

- (a) Spectres obtenus pour un seuil analogique $S_m = 3.0 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$ (\mathbb{S}_{NC}^a) ou $2.5 \times \overline{S}_{1\gamma_e}$ (\mathbb{S}_{NC}^b);
 (b) Spectres obtenus pour un seuil effectif $Q_m > 2.6 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ (\mathbb{S}_{NC}^c) ou $Q_m < 2.6 \overline{Q}_{1\gamma_e}$ (\mathbb{S}_{NC}^d);
 (c) Spectres obtenus pour un angle zénithal $\theta_z \in [21^\circ; 31^\circ]$ ($\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\theta_1}$) ou $\theta_z \in [31^\circ; 42^\circ]$ ($\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\theta_2}$);
 (d) Spectres obtenus pour chacun des 4 hivers entre 1996 et 2000 ($\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\text{I}}$, $\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\text{II}}$, $\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\text{III}}$, et $\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\text{IV}}$).

dont elle tient compte, sont très solides à tous points de vue.

Le spectre moyen, \mathbb{S}_{NC}^0 , obtenu entre 0.50 et 12.57 TeV sur l'ensemble des données prises sur la nébuleuse du Crabe entre 1996 et 2000 (soit environ 100 heures), est représenté sur la figure 3.7: comme on l'a signalé plus haut, le rapport de vraisemblance pour ce spectre, $\lambda = 4.65$, dépasse un peu la valeur seuil⁸ que nous

8. A noter que cette valeur limite $\lambda = 4$ est assez arbitraire. En la choisissant légèrement plus grande, nous n'aurions pas ici à nous interroger sur la présence réelle d'une courbure dans spectre de la nébuleuse du Crabe,

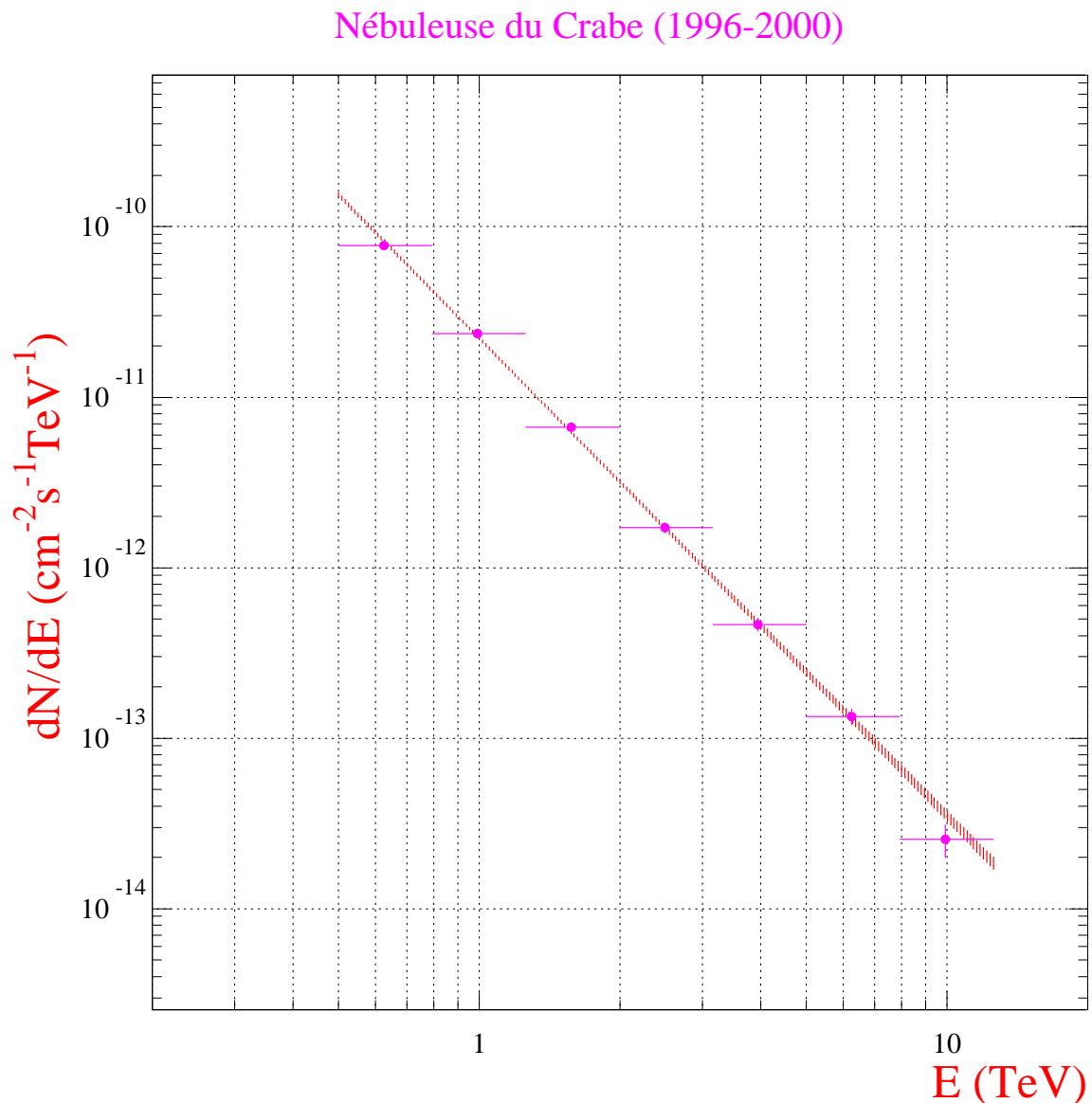


FIG. 3.7 – Spectre \mathbb{S}_{NC}^0 (Cf. tableau 3.4) de la nébuleuse du Crabe entre 0.50 et 12.57 TeV, obtenu sur ~ 100 h de données prises entre 1996 et 2000. L'aire hachurée indique la limite à 68% de confiance donnée par la méthode de maximum de vraisemblance, et les points illustrent uniquement la statistique utilisée (voir page 116).

étions fixée pour conclure à la présence de courbure spectrale (Cf. § 3.3.2). Quelques commentaires s'imposent donc. D'un point de vue théorique, il n'est pas exclu que le spectre de la nébuleuse du Crabe soit courbé: en raison des pertes par rayonnement synchrotron des paires e^\pm dans la magnétosphère du pulsar, une cassure spectrale est attendue à haute énergie, pour une énergie dépendant de la valeur exacte du champ magnétique intense responsable de ces pertes [11]. Cependant, l'observation par le

même si cette discussion est en soit intéressante.

groupe de CANGAROO d'une loi de puissance pure jusqu'à 50 TeV [160] semble montrer que l'effet observé ici n'est pas véritablement physique: il serait plutôt dû à une légère erreur systématique, amplifiée par la méthode de maximum de vraisemblance du fait d'une statistique très élevée, qui comprend en effet plus de 8100 γ (Cf. tableau 3.4). Le spectre $\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\text{obis}}$, obtenu en se limitant à des énergies inférieures à 7.93 TeV, précise ce point: ce spectre ne présente pas de courbure ($\lambda = 1.51$) et comprend une statistique quasiment équivalente au spectre \mathbb{S}_{NC}^0 , ce qui situe très clairement l'origine du léger effet de courbure dans l'intervalle le plus haut en énergie. Cet effet est ainsi peut-être à relier à la très légère différence observée entre les distributions de $\mathcal{P}(\chi^2)$ pour des γ simulés et ceux issus des données de Markarian 501 en Avril 1997, pour $Q_{\text{tot}} > 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$, présentées sur la figure B.2 page 198, en annexe B. Ce point devra être élucidé à l'avenir; quoi qu'il en soit, l'effet en question reste de toute façon suffisamment fin pour qu'on puisse l'ignorer ici. Les spectres courbés que nous rencontrerons dans la suite (voir la partie sur Markarian 501) auront une valeur de λ autrement plus importante, qui ne laissera pas de place au doute.

Le spectre final que nous retiendrons pour la nébuleuse du Crabe est donc le suivant (de 0.50 à 12.57 TeV):

$$\frac{dN}{dE} = (2.21 \pm 0.05 \pm 0.60) E_{\text{TeV}}^{-(2.80 \pm 0.03 \pm 0.06)} \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1},$$

où les premières erreurs sont statistiques et les secondes systématiques⁹.

Le flux intégral au-dessus de 1 TeV correspondant vaut $\phi(> 1 \text{ TeV}) = (1.23 \pm 0.03 \pm 0.33) \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, soit donc une valeur compatible avec celle obtenue par la collaboration THEMISTOCLE, qui trouvait $\phi(> 1 \text{ TeV}) = (1.07 \pm 0.23) \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [45, 46]. Enfin, on peut comparer ce résultat aux résultats récents obtenus par les collaborations Whipple [81],

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

et HEGRA [5],

$$\frac{dN}{dE} = (2.79 \pm 0.02 \pm 0.50) E_{\text{TeV}}^{-(2.59 \pm 0.03 \pm 0.05)} \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}.$$

Etant données les incertitudes respectives sur les constantes de flux, seul un désaccord sur l'indice spectral apparaît entre les trois expériences, même en tenant compte de l'ensemble des erreurs statistiques et systématiques. Ce point devra être également précisé à l'avenir. Concernant CAT, il est par exemple possible que des biais d'analyse résiduels subsistent dans le cas particulier de la nébuleuse du Crabe,

⁹. Du fait d'une statistique en γ très importante, les erreurs systématiques sont ici largement dominantes; elles ont été estimées en sommant quadratiquement l'ensemble des sources d'erreur résumées dans le tableau 3.3.

qui présente un champ d'étoiles beaucoup plus brillantes que pour les autres sources que nous aurons à étudier. Nous verrons d'ailleurs, à l'inverse, que les résultats obtenus sur Markarian 501 en 1997 par le groupe Whipple et CAT sont en remarquable accord, et que les résultats obtenus par HEGRA et CAT sur Markarian 421 en 1998 sont très proches. En conclusion, l'important ici n'est pas tant le résultat *exact* que nous obtenons pour le spectre de la nébuleuse du Crabe, que sa très bonne stabilité dans le temps. Ceci est en effet crucial pour la suite, où nous allons comparer les propriétés spectrales de Markarian 501 et Markarian 421 pour différentes époques d'observation.

Spectre	Période	T_{ON}	$\Delta\theta_z$ (°)	$\Delta\widetilde{E}_\gamma$ (TeV)	S_γ	ϕ_0^{lp}	γ^{lp}	E_d	ϕ_0^{cb}	γ^{cb}	β^{cb}	λ
S_{NC}^0	1996–2000	100.1	20– 42	0.50–12.57	8108±203	2.21±0.05	2.80±0.03	1.10	2.33±0.08	2.72±0.05	0.22±0.10	4.65
$S_{\text{NC}}^{\text{obis}}$	1996–2000	100.1	20– 42	0.50– 7.93	8044±202	2.22±0.05	2.77±0.04	1.08	2.31±0.08	2.73±0.05	0.16±0.12	1.51
S_{NC}^{I}	1996–1997	10.2	20– 35	0.50– 7.93	986±61	2.54±0.16	2.75±0.09	1.04	2.70±0.26	2.69±0.12	0.28±0.36	0.65
$S_{\text{NC}}^{\text{II}}$	1997–1998	30.2	20– 42	0.50– 12.57	2367±109	2.17±0.10	2.75±0.06	1.20	2.26±0.13	2.68±0.09	0.18±0.17	1.02
$S_{\text{NC}}^{\text{III}}$	1998–1999	30.3	20– 42	0.50– 12.57	2457±116	2.25±0.10	2.80±0.06	1.17	2.31±0.14	2.76±0.09	0.10±0.17	0.33
$S_{\text{NC}}^{\text{IV}}$	1999–2000	23.8	20– 35	0.50– 7.93	1916±98	2.13±0.11	2.75±0.08	1.08	2.13±0.17	2.75±0.09	0.00±0.24	4×10^{-4}
$S_{\text{NC}}^{\theta_1}$	1996–2000	72.2	20– 31	0.50– 12.57	6489±179	2.20±0.06	2.80±0.04	1.02	2.32±0.09	2.74±0.05	0.20±0.12	3.01
$S_{\text{NC}}^{\theta_2}$	1996–2000	27.9	31– 42	0.79– 12.57	1618±94	2.31±0.16	2.83±0.09	1.50	2.36±0.17	2.58±0.18	0.44±0.28	1.76
S_{NC}^a $s_m=3.0 \overline{s}_{1\gamma e}$	1996–2000	17.2	20– 42	0.50– 12.57	1509±79	2.43±0.13	2.74±0.07	1.17	2.62±0.17	2.61±0.11	0.33±0.20	2.75
S_{NC}^b $s_m=2.5 \overline{s}_{1\gamma e}$	1996–2000	83.0	20– 42	0.50– 12.57	6605±187	2.17±0.06	2.82±0.04	1.08	2.28±0.09	2.75±0.05	0.21±0.12	3.05
S_{NC}^c $Q_m>2.6 \overline{Q}_{1\gamma e}$	1996–2000	17.6	20– 42	0.50– 12.57	1518±80	2.40±0.13	2.73±0.07	1.19	2.58±0.17	2.61±0.11	0.32±0.20	2.56
S_{NC}^d $Q_m<2.6 \overline{Q}_{1\gamma e}$	1996–2000	81.8	20– 42	0.50– 12.57	6524±185	2.17±0.06	2.82±0.04	1.07	2.29±0.09	2.75±0.05	0.23±0.12	3.69

TAB. 3.4 – Caractéristiques des spectres de la nébuleuse du Crabe. Pour chaque spectre sont indiqués: la période d'observation, la durée totale d'observation sur la source T_{ON} (en heures, après correction du temps mort), les bandes en angle zénithal, $\Delta\theta_z$, et en énergie, $\Delta\widetilde{E}_\gamma$, utilisées pour l'ajustement des paramètres, le nombre total de γ enregistrés dans ces bandes, S_γ , les paramètres reconstruits dans l'hypothèse \mathcal{H}^{lp} ou \mathcal{H}^{cb} (les erreurs statistiques correspondent à un écart standard), l'énergie de décorrélation E_d dans l'hypothèse \mathcal{H}^{lp} (voir l'annexe C.1) et le rapport de vraisemblance λ . Les énergies sont exprimées en TeV et les constantes de flux en unités de $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$.

Troisième partie

Etude des Lacertides observés entre
1996 et 2000

Résumé

A ce jour, l'essentiel du programme d'observation de CAT a porté sur l'étude des blazars de type Lacertide. Ces noyaux actifs de galaxies possèdent des jets dirigés vers l'observateur, dont l'émission domine très largement celle de la galaxie hôte. Cette émission, très erratique et fortement non thermique, présente un spectre de puissance moyen à deux composantes: la première, dominante entre le domaine visible et celui des X, est attribuée à l'émission synchrotron d'un plasma relativiste se propageant dans les jets magnétisés; l'origine de la seconde est par contre encore sujet de débats: située dans le domaine γ , elle peut s'étendre jusqu'à plusieurs TeV dans le cas des blazars extrêmes. L'observation multi-longueur d'onde des Lacertides est la clef de la compréhension des mécanismes d'accélération et d'émission à l'œuvre dans les jets: la corrélation des émissions dans les deux principales bandes spectrales est en effet une solide indication de la nature leptonique des particules émettrices. Par ailleurs, l'étude de la variabilité de l'émission au TeV peut fournir une contrainte précieuse sur la taille de la zone d'émission des γ .

Cette partie est consacrée à l'étude des blazars observés par CAT depuis l'automne 1996. L'analyse des données de Markarian 501 (Mrk 501) et Markarian 421 (Mrk 421) est présentée¹⁰, ainsi que les résultats des campagnes d'observation multi-longueur d'onde de ces objets auxquelles CAT a pris part. Durant trois ans, Mrk 501 a montré une variabilité spectrale importante: la corrélation entre émissions X et γ est clairement établie, et s'accompagne d'un durcissement spectral observable lors des sursauts les plus intenses. Bien qu'en moyenne moins actif que Mrk 501, Mrk 421 présente une émission bien plus chaotique, avec des variations temporelles importantes pouvant intervenir à l'échelle de quelques heures, comme en témoignent les sursauts récemment enregistrés en Janvier 2000. Pour cette source, une corrélation entre émissions X et γ au TeV est également observée.

Les propriétés spectrales de Mrk 501 et Mrk 421 sont interprétées dans le cadre d'un récent schéma visant à unifier la famille des blazars. Pour ces deux objets, un modèle d'émission γ de type Synchrotron-Self Compton (SSC) apparaît alors le mieux adapté. Un modèle SSC homogène est appliqué aux données multi-longueur d'onde simultanées enregistrées sur Mrk 501 en Avril 1997 par le satellite X Beppo-SAX et par CAT. Les résultats sont discutés, notamment le rôle joué par le fond diffus cosmique infra-rouge, responsable de l'atténuation des spectres observés.

Enfin, l'étude de 20 autres blazars régulièrement suivis par CAT est présentée:

10. J'ai exposé oralement une grande partie de ce travail aux "XIth Rencontres de Blois" en Juin 1999 [130], ainsi qu'au "GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop" [131] et qu'à la "XXVIth International Cosmic Ray Conference" [133], en Août 1999.

leur analyse ne fait apparaître aucun signal significatif, et une limite supérieure à leur niveau d'émission au TeV est établie.

Chapitre 1

Markarian 501

1.1 Historique de l'activité de Mrk 501

Située à une distance de 120 Mpc (pour un décalage vers le rouge $z = 0.034$), Mrk 501 est avec Mrk 421 la seconde source extra-galactique de l'hémisphère Nord émettrice au TeV. Découverte (au TeV) par la collaboration Whipple [140] sur la base de 66 h de données prises entre Mars et Juillet 1995, cette source est longtemps restée à un niveau d'émission inférieure à la sensibilité de la plupart des expériences à effet Tcherenkov atmosphérique. Mrk 501 est aussi restée longtemps invisible aux satellites γ , seule une récente ré-analyse des données d'EGRET ayant conclu à la présence d'un faible signal ($\sim 4\sigma$) à quelques centaines de MeV [89, 90] en 1996.

Comme l'indique la figure 1.1, qui représente la courbe de lumière de Mrk 501 enregistrée par CAT depuis le démarrage de l'expérience, cette source a cependant connu un regain extraordinaire d'activité en 1997: le flux intégral moyen mesuré pour cette année, $\phi(> 250 \text{ GeV}) = 16.8 \pm 0.3 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, est un peu plus fort que celui en provenance de la nébuleuse du Crabe. On constate la présence d'une variabilité très importante durant toute la période d'observation (de Mars à Octobre), avec des variations d'intensité parfois très spectaculaires d'une journée à l'autre.

Le 16 Avril en particulier, où l'intensité de la source a atteint le niveau record $\phi(> 250 \text{ GeV}) = 83.2 \pm 3.8 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, est une date historique de l'astronomie γ des très hautes énergies. Ce sursaut, comme ceux survenus durant tout le mois d'Avril, fut enregistré simultanément par l'ensemble des télescopes en opération à l'époque dans l'hémisphère Nord (Fig. 1.2), donnant ainsi la première et la plus belle démonstration de la fiabilité de la technique de détection par imagerie à effet Tcherenkov atmosphérique [136]. Ce sursaut spectaculaire correspond en outre à la variation de l'émission X la plus remarquable jamais observée sur un blazar: le satellite X Beppo-SAX a observé un déplacement du pic synchrotron d'au moins deux ordres de grandeur en énergie par rapport à l'état bas des années précédentes [128]. Nous verrons au chapitre 3 ce que la corrélation entre activités en X et γ au TeV

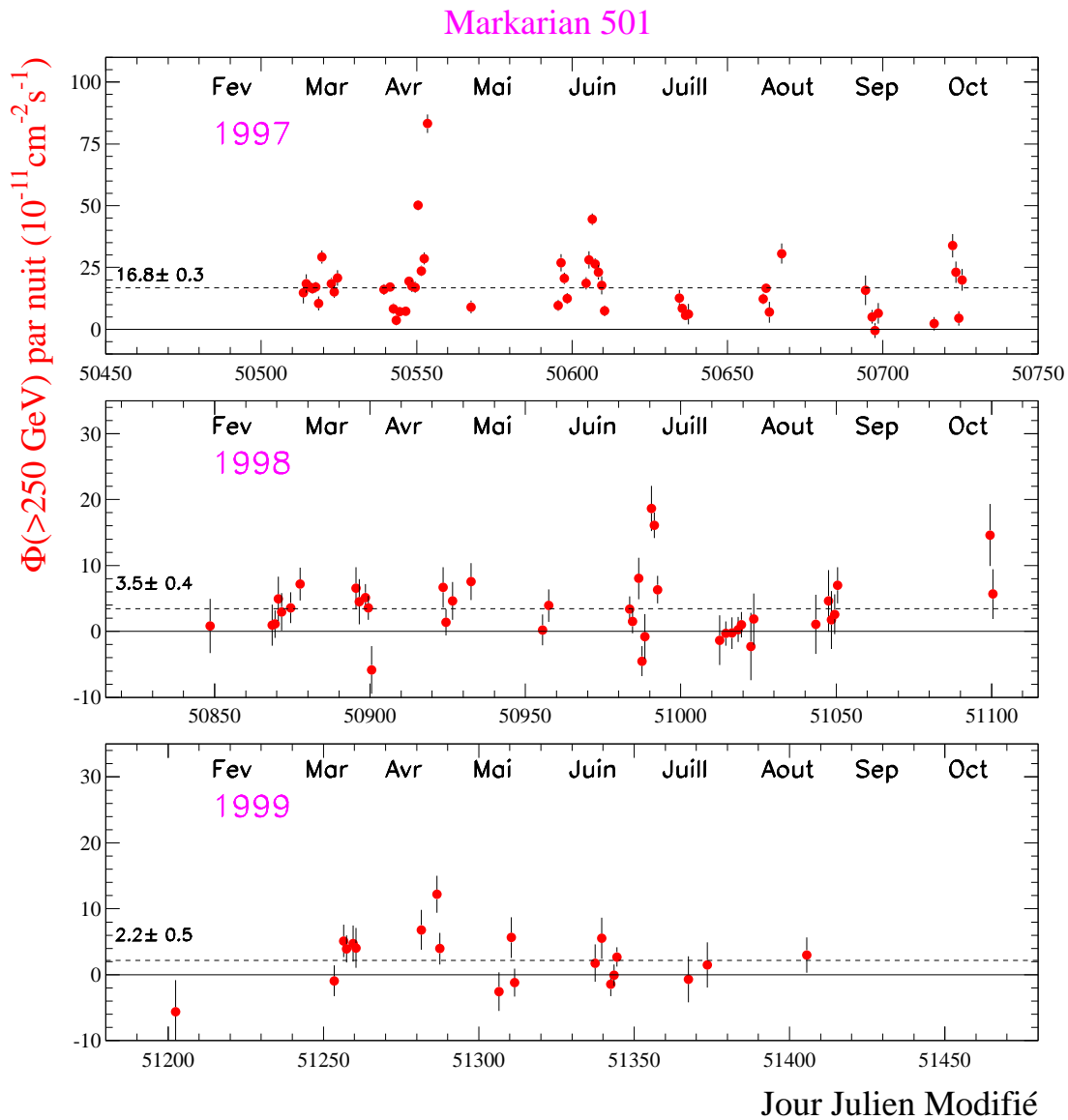


FIG. 1.1 – Courbe de lumière de Markarian 501 entre 1997 et 1999. On a représenté, nuit par nuit, en fonction du Jour Julien Modifié, le flux intégral reconstruit au-dessus de 250 GeV. La correction due aux variations du seuil de détection avec l'angle zénithal d'observation utilise la forme du spectre moyen mesuré en 1997 (spectre S_{501}^{97} , Cf. tableau 1.1). Les lignes pointillées indiquent le flux moyen pour chaque période d'observation. On notera le changement d'échelle verticale entre la première année et les deux suivantes.

nous apprend sur les processus d'émission dont ce type de blazars est le siège. Enfin, concernant la calibration même du télescope CAT, les données prises à cette époque ont été très précieuses, comme nous l'avons vu dans la partie précédente.

Une première analyse des propriétés spectrales de Mrk 501 observées par CAT en

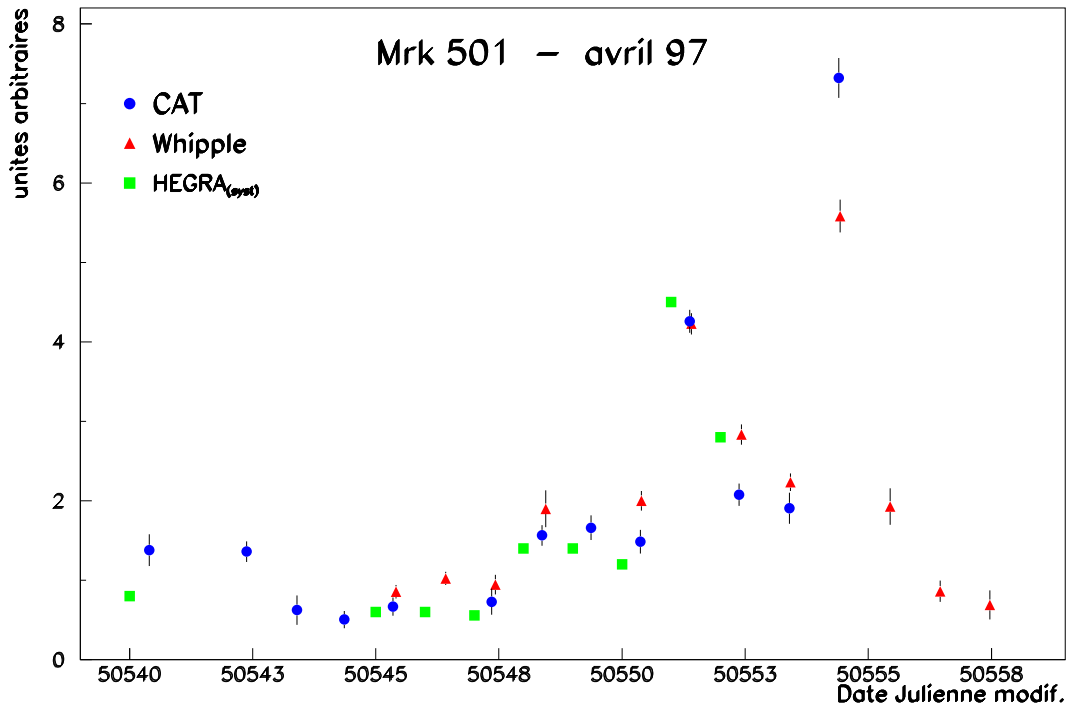


FIG. 1.2 – Détection simultanée de Markarian 501 en Avril 1997 par les imageurs CAT, Whipple et HEGRA. Cette figure est adaptée de la référence [136].

1997 a été publiée en référence [47]: j'en rappellerai les résultats marquants dans ce chapitre. En 1998, l'activité de la source a fortement diminué, avec un certain nombre de petits sursauts et un flux moyen environ 5 fois plus faible qu'en 1997 (Fig. 1.1): nous verrons que la statistique en γ correspondante est tout juste suffisante pour déterminer le spectre. Enfin, l'année 1999 fut assez calme et sans surprise notable, avec néanmoins la présence d'un faible signal au niveau du sixième de l'intensité enregistrée sur la nébuleuse du Crabe.

Markarian 501												
Spectre	Période	T_{ON}	$\Delta\widetilde{E}_\gamma$ (TeV)	S_γ	ϕ_0^{lp}	γ^{lp}	E_d	ϕ_0^{cb}	γ^{cb}	β^{cb}	\widehat{E}_γ	λ
S_{501}^{97}	1997	50.2	0.32– 12.57	10841±244	4.87±0.11	2.46±0.02	1.30	5.47±0.14	2.24±0.04	0.48±0.07	0.56±0.10	48.6
$S_{501}^{97\text{bas}}$	1997	16.8	0.50– 12.57	1617±92	2.42±0.14	2.49±0.06	1.37	2.74±0.18	2.22±0.12	0.60±0.21	0.66±0.23	8.65
$S_{501}^{97\text{haut}}$	16/04/97	1.4	0.50– 12.57	1050±35	19.8±0.7	2.25±0.05	1.16	22.3±1.0	2.03±0.08	0.58±0.16	0.94±0.16	15.1
S_{501}^{98}	1998	6.0	0.32– 5.00	466±50	1.77±0.18	2.53±0.16	1.00	1.59±0.28	2.57±0.14	−0.40±0.47	non définie	0.62
$S_{501}^{97\text{bis}}$	1997	50.2	0.32– 5.00	10413±243	4.96±0.11	2.32±0.03	1.24	5.23±0.17	2.28±0.04	0.24±0.12	0.26±0.21	3.95

Markarian 421												
Spectre	Période	T_{ON}	$\Delta\widetilde{E}_\gamma$ (TeV)	S_γ	ϕ_0^{lp}	γ^{lp}	E_d	ϕ_0^{cb}	γ^{cb}	β^{cb}	\widehat{E}_γ	λ
S_{421}^{98}	1998	10.8	0.32– 5.00	1030±82	1.74±0.15	2.89±0.12	0.70	1.98±0.25	2.96±0.16	0.56±0.49	0.14±0.22	1.57
S_{421}^{00}	01/2000	6.2	0.32– 3.16	1024±66	2.79±0.25	3.03±0.11	0.58	3.16±0.35	3.29±0.23	0.93±0.58	0.20±0.16	3.15

TAB. 1.1 – *Caractéristiques des spectres de Markarian 501 et Markarian 421. Pour chaque spectre sont indiqués: la période d’observation, la durée totale d’observation sur la source T_{ON} (en heures, après correction du temps mort), la bande en énergie $\Delta\widetilde{E}_\gamma$ utilisée pour l’ajustement des paramètres, le nombre total de γ enregistrés dans ces bandes, S_γ , les paramètres reconstruits dans l’hypothèse \mathcal{H}^{lp} ou \mathcal{H}^{cb} (les erreurs statistiques correspondent à un écart standard), et le rapport de vraisemblance λ . Sont également indiquées l’énergie de décorrélation E_d dans l’hypothèse \mathcal{H}^{lp} (voir l’annexe C.1) et la position \widehat{E}_γ du maximum de puissance émise dans l’hypothèse \mathcal{H}^{cb} ; cette dernière énergie est la position du maximum du spectre représenté en $\nu F(\nu)$, et son expression est $\widehat{E}_\gamma \equiv 10^{\frac{2-\gamma^{\text{cb}}}{2\beta^{\text{cb}}}}$. On a écrit en caractères gras les valeurs des paramètres finalement retenus, au vu de la valeur de λ . Les énergies sont exprimées en TeV et les constantes de flux en unités de $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$.*

1.2 Analyse spectrale de l'émission au TeV

Tous les spectres de Mrk 501 que nous allons rencontrer seront représentés en $\nu F(\nu)$ fonction de la fréquence ν , où $\nu F(\nu) \equiv E^2 \times \frac{dN}{dE}$ est la puissance reçue par intervalle logarithmique en énergie (en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Comme pour l'ensemble des spectres présentés dans cette thèse, le détail de la statistique utilisée dans la méthode de maximum de vraisemblance est donné en annexe D.

1.2.1 Spectre de puissance moyen en 1997

Le spectre de puissance moyen de Mrk 501 en 1997, \mathbb{S}_{501}^{97} , est représenté sur la figure 1.3. Près de 11000 γ ont été enregistrés dans les coupures standard, avec une signification totale de 44.4σ . Les caractéristiques du spectre sont indiquées dans le tableau 1.1 qui reproduit l'ensemble des mesures spectrales de Mrk 501 et Mrk 421, que nous allons discuter.

Le spectre moyen de Mrk 501 en 1997 est clairement courbé: la procédure d'analyse spectrale conduit en effet à un rapport de vraisemblance $\lambda = 48.6$, et la paramétrisation parabolique est sans nul doute la mieux adaptée. Cette paramétrisation,

$$\frac{dN}{dE} = (5.47 \pm 0.14) E_{\text{TeV}}^{-(2.24 \pm 0.04) - (0.48 \pm 0.07) \log_{10}(E_{\text{TeV}})} \times 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1},$$

est en très bon accord avec la forme spectrale trouvée par les collaborations HEGRA [1] et Whipple [145, 100]. Par exemple, le groupe de l'Observatoire Whipple utilise le même type de paramétrisation et trouve la forme suivante:

$$\frac{dN}{dE} \propto E_{\text{TeV}}^{-(2.22 \pm 0.04) - (0.47 \pm 0.07) \log_{10}(E_{\text{TeV}})},$$

qui est remarquablement similaire à ce que nous obtenons.

L'énergie \hat{E}_γ du maximum de puissance reçue est la position du maximum du spectre représenté en $\nu F(\nu)$; cette énergie s'exprime comme $\hat{E}_\gamma \equiv 10^{\frac{2-\gamma}{2\beta} \text{cb}}$, et vaut ici $560 \pm 100 \text{GeV}$. Le fait qu'elle se situe au-dessus du seuil de détection du télescope est tout à fait remarquable, car c'est la première fois qu'un comportement aussi extrême est observé sur un blazar. Enfin, si l'on extrapole le spectre obtenu à plus basse énergie, on obtient un flux à 100 MeV de $\sim 10^{-17} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, tout à fait compatible avec la non-détection de Mrk 501 par EGRET en 1997 (voir la figure 1.11 page 146).

1.2.2 Variabilité spectrale en 1997

La plupart des expériences au sol tombent d'accord sur la forme du spectre moyen au TeV de Mrk 501 en 1997. La particularité des résultats de CAT tient dans la mise

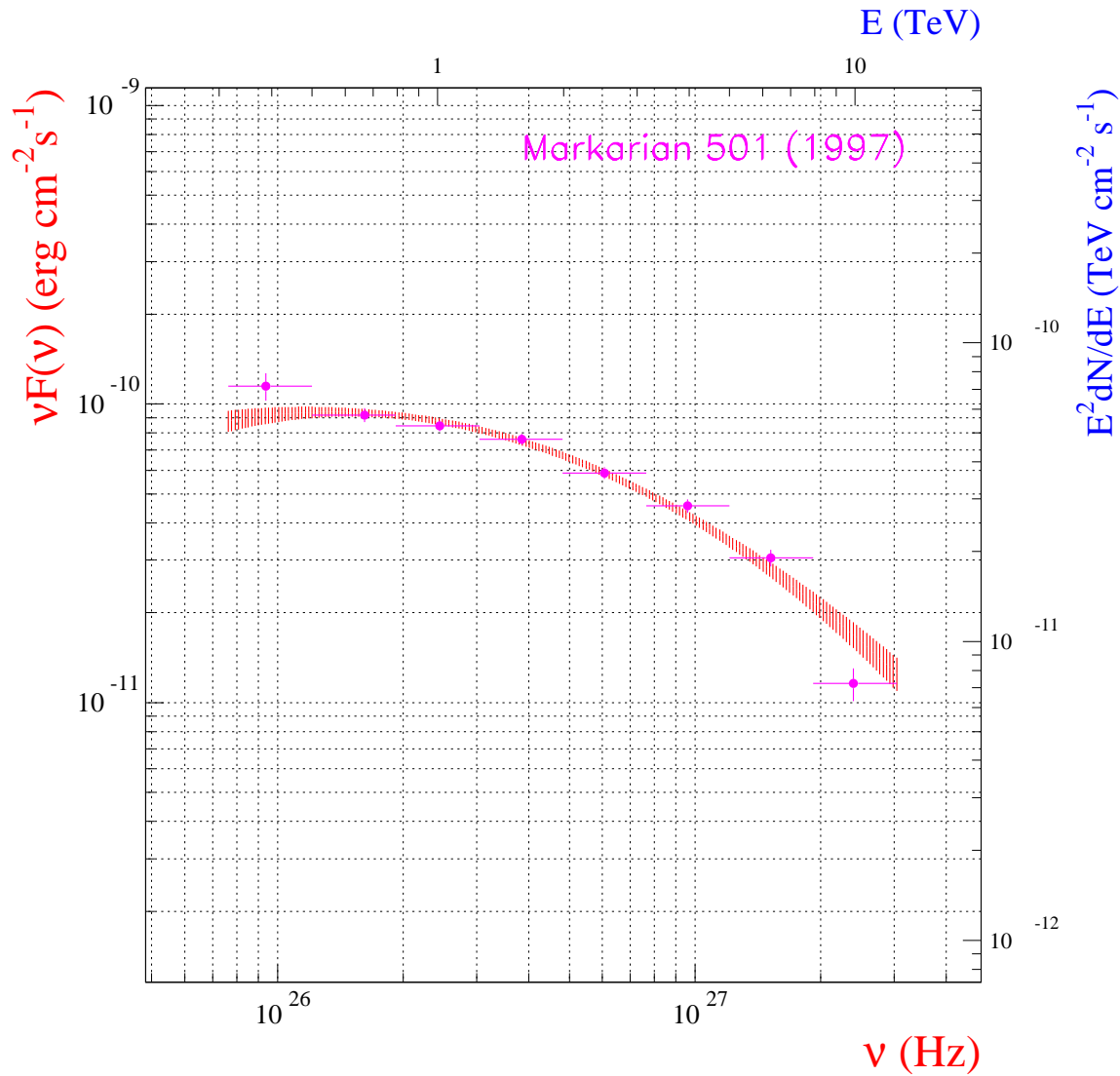


FIG. 1.3 – *Spectre de puissance moyen de Markarian 501 en 1997 (\mathbb{S}_{501}^{97} , Cf. tableau 1.1) entre 0.32 et 12.57 TeV, obtenu sur ~ 50 h de données. L'aire hachurée indique la limite à 68% de confiance donnée par la méthode de maximum de vraisemblance, et les points illustrent uniquement la statistique utilisée (voir page 116).*

en évidence d'une variabilité spectrale: nous allons voir que les états de très forte activité de la source s'accompagnent en effet non seulement d'une augmentation globale du flux au TeV, mais également d'un déplacement du spectre vers les plus hautes énergies.

Spectres dans deux états d'activité extrêmes

Une première analyse spectrale a été effectuée pour trois lots de données, correspondant à trois niveaux différents d'activité de la source [47]. Elle montre une

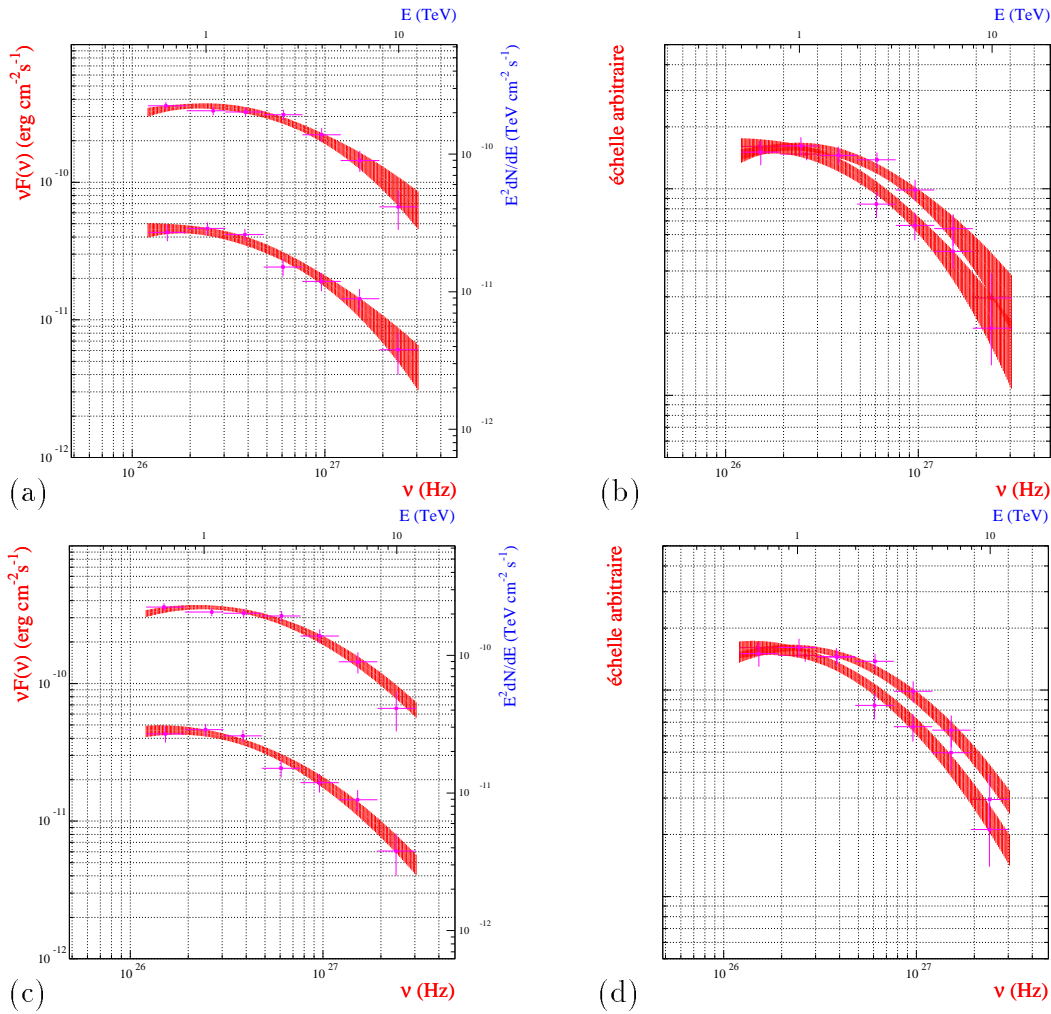


FIG. 1.4 – Comparaison des spectres de puissance de Markarian 501 obtenus en 1997 dans deux états d'activité très différents, entre 0.50 et 12.57 TeV. Les aires hachurées indiquent la limite à 68% de confiance donnée par la méthode de maximum de vraisemblance, et les points illustrent uniquement la statistique utilisée (voir page 116).

(a) Le spectre du haut ($\mathcal{S}_{501}^{97\text{haut}}$, Cf. tableau 1.1) correspond à 1.4 h de données prises dans la nuit du 16 Avril 1997, pour un flux $\phi(>250 \text{ GeV}) = 83.2 \pm 3.8 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$: il atteint son maximum pour $\hat{E}_\gamma = 0.94 \pm 0.16 \text{ TeV}$; le spectre du bas ($\mathcal{S}_{501}^{97\text{bas}}$) est une moyenne sur 16.8 h de données prises dans un état d'activité plus faible ($\phi(>250 \text{ GeV}) < 15 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$): la position du maximum d'émission est $\hat{E}_\gamma = 0.66 \pm 0.23 \text{ TeV}$;

(b) Mêmes spectres, recadrés verticalement à la même valeur maximale: comme ces spectres possèdent le même terme de courbure $\beta^{\text{cb}} \simeq 0.59 \pm 0.20$, il apparaît clairement qu'une simple translation horizontale permet ici de passer de l'un à l'autre;

(c) et (d) Mêmes figures que (a) et (b), en fixant la valeur de β^{cb} à la valeur commune de 0.59 dans la méthode de maximum de vraisemblance. Les positions reconstruites des maxima sont identiques, avec une erreur plus faible: $\hat{E}_\gamma = 0.65 \pm 0.10 \text{ TeV}$ dans l'état bas et $\hat{E}_\gamma = 0.95 \pm 0.10 \text{ TeV}$ dans l'état haut. L'effet de translation se confirme.

certaine tendance de l'énergie \widehat{E}_γ à augmenter à mesure que l'intensité croît. Je reprends ici ce travail, en me limitant uniquement à deux lots de données extrêmement différents. Le premier lot est constitué des seules données prises pendant la nuit du 16 Avril, lors de trois acquisitions (d'environ 1/2 heure chacune) dont l'analyse montre qu'elles comportent le même nombre de γ (environ 500 chacune): l'activité de la source est donc très stable sur l'ensemble de cette nuit, avec un flux intégral moyen $\phi(> 250 \text{ GeV}) = 83.2 \pm 3.8 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (voir la figure 3.4 page 175), et un spectre correspondant que nous noterons $\mathbb{S}_{501}^{97\text{haut}}$. Le second lot de données est constitué de l'ensemble des acquisitions de l'année 1997 pour lesquelles on a enregistré un flux intégral inférieur à celui de la nébuleuse du Crabe ($\phi(> 250 \text{ GeV}) < 15 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$); nous noterons $\mathbb{S}_{501}^{97\text{bas}}$ le spectre correspondant.

Les spectres $\mathbb{S}_{501}^{97\text{haut}}$ et $\mathbb{S}_{501}^{97\text{bas}}$ ont été obtenus dans le même intervalle en énergie, de 500 GeV à 12.57 TeV, afin d'avoir le même bras de levier et d'être sensible de la même façon à la courbure spectrale. On a fait le choix d'une énergie minimale de 500 GeV malgré une statistique en γ assez fournie à plus basse énergie, et malgré une énergie minimale $\widetilde{E}_{i_{e1}(1)}^{\min} = 320 \text{ GeV}$ autorisée par le critère défini au § II 3.3.1. Un tel choix permet de se protéger d'éventuels biais supplémentaires au niveau du seuil de détection du télescope: en effet, alors que le spectre $\mathbb{S}_{501}^{97\text{bas}}$ est un spectre moyenné sur ~ 17 heures d'observation, sur lesquelles des effets de variation de réponse du détecteur peuvent se compenser, le spectre $\mathbb{S}_{501}^{97\text{haut}}$ correspond environ à une heure et demi d'observation seulement, durant une nuit de très bonne qualité.

Les deux spectres sont représentés sur la figure 1.4(a): le maximum de puissance est reçu à l'énergie $\widehat{E}_\gamma = 0.94 \pm 0.16 \text{ TeV}$ dans l'état haut de la source (16 Avril) et à $\widehat{E}_\gamma = 0.66 \pm 0.23 \text{ TeV}$ dans l'état bas. Ces deux spectres ont le même terme de courbure $\beta^{\text{cb}} \simeq 0.59 \pm 0.20$, indiquant qu'une double translation (verticale et horizontale) permet de passer de l'un à l'autre (Fig. 1.4(b)). Cet effet est encore plus visible (Fig. 1.4(c) et (d)) lorsqu'on fixe la valeur de β^{cb} à la valeur commune de 0.59 dans la méthode de maximum de vraisemblance, qui donne alors les mêmes valeurs pour les énergies précédentes, mais avec des erreurs plus faibles d'un facteur 1.5 à 2: au vu de ces erreurs, l'incompatibilité entre les deux spectres atteint un niveau de confiance de trois écarts standard.

Confirmation de la variabilité spectrale par une méthode robuste

Le résultat précédent est une forte indication de la variabilité spectrale de Mrk 501 en 1997. Les deux spectres présentés sont cependant le résultat d'une procédure relativement complexe, et le niveau d'incompatibilité signalé pourrait sembler insuffisant si l'on s'attachait de nouveau à passer en revue toutes les sources d'erreurs systématiques possibles. Un test simple et très robuste de la validité de ce résultat consiste alors à examiner la dureté de l'émission de Mrk 501 en fonction de son intensité: il s'agit là en effet d'opérer un simple comptage d'événements dans deux bandes en énergie différentes. Ce travail est également exposé en référence [47], et j'en résume

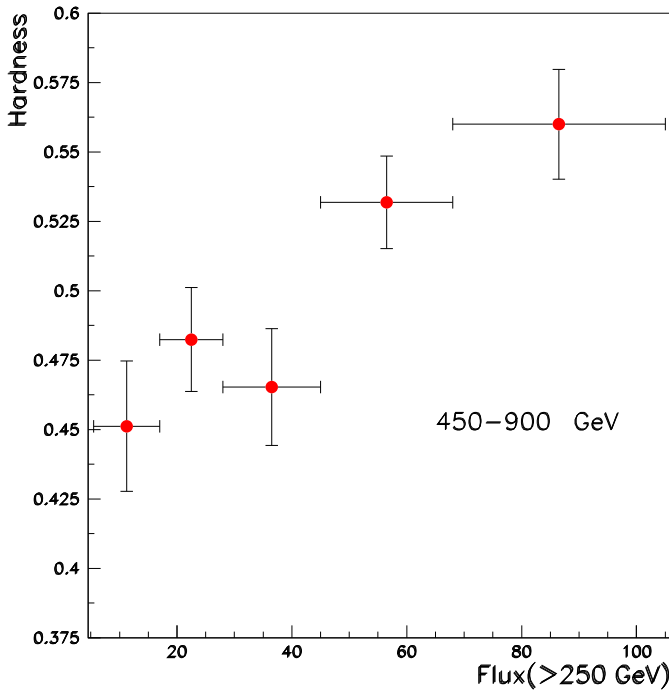


FIG. 1.5 – Rapport de dureté \mathcal{R} de l'émission au TeV de Markarian 501 en 1997, en fonction du flux intégral au-dessus de 250 GeV (en unités de $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Le rapport de dureté est défini entre 450 et 900 GeV (voir texte). Cette figure est tirée de la référence [47].

ici les étapes essentielles.

L'ensemble des données prises sur Mrk 501 en 1997 a été divisé en cinq lots de statistiques équivalentes en γ , correspondant à cinq niveaux moyens d'intensité différents. Pour chaque lot, le rapport de dureté est alors défini par $\mathcal{R} = \frac{N(> \widetilde{E}_2)}{N(> \widetilde{E}_1)}$, où

$N(> \widetilde{E}_1)$ et $N(> \widetilde{E}_2)$ sont les nombres de γ enregistrés au-dessus des énergies reconstruites \widetilde{E}_1 et \widetilde{E}_2 , respectivement. On a fait le choix d'une énergie $\widetilde{E}_1 = 450 \text{ GeV}$ suffisamment loin du seuil du détecteur pour s'affranchir d'éventuels biais à ce niveau, et on s'est restreint pour la même raison aux données prises à un angle zénithal raisonnable ($\theta_z < 25^\circ$). On a en outre choisi $\widetilde{E}_2 = 900 \text{ GeV}$. Enfin, les événements sont sélectionnés à l'aide des coupures standard, auxquelles on a ajouté la coupure sur le paramètre d'impact signalée au § II 3.2.1: comme nous l'avons vu, cette dernière coupure permet de supprimer une grande partie des biais de reconstruction en énergie et d'obtenir une résolution à peu près gaussienne et non biaisée, avec une largeur de $\sim 22\%$ constante avec l'énergie.

L'évolution de \mathcal{R} en fonction du flux intégral au-dessus de 250 GeV est montrée sur la figure 1.5, qui confirme l'effet de variabilité: la probabilité de χ^2 correspondant à l'absence de variation est en effet de 3.8×10^{-4} . Un calcul simple permet en outre d'obtenir la translation du spectre $\Delta \widehat{E}_\gamma$ nécessaire pour obtenir la variation $\Delta \mathcal{R} \simeq 0.10$ observée entre les deux points extrêmes de la figure 1.5: en se basant sur la forme du spectre moyen \mathbb{S}_{501}^{97} trouvé pour l'ensemble des données, on trouve $\Delta \widehat{E}_\gamma \simeq 400 \text{ GeV}$, ce qui est parfaitement compatible avec le décalage observé entre

les spectres “haut” et “bas” montrés précédemment.

Il est enfin important de noter que cette variabilité spectrale n’a pas été confirmée par les autres imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique disposant de suffisamment de données sur Mrk 501 en 1997, *i.e.* par HEGRA et par le groupe du Whipple¹. Avec un seuil de détection de 500 GeV (et un seuil d’analyse calorimétrique de ~ 1 TeV), le système stéréoscopique de HEGRA semble cependant ne pas pouvoir observer l’effet que nous constatons: en référence [47], il est en effet montré que la corrélation entre rapport de dureté et intensité diminue drastiquement à mesure que l’on fait le choix de valeurs plus élevées pour \widetilde{E}_1 et \widetilde{E}_2 . Quant au groupe de l’Observatoire Whipple, son extrême prudence à analyser les données prises dans les moments de faible activité de la source le prive vraisemblablement d’une référence nécessaire pour mettre en évidence la corrélation en question.

1.2.3 Spectre de puissance moyen en 1998

Nous reviendrons au chapitre 3 sur l’interprétation des spectres de Mrk 501 en 1997. Pour le moment, examinons les résultats obtenus pour l’année 1998. En fait, seul un spectre moyen a pu être extrait de cette période d’observation, du fait d’une activité bien plus faible de la source (Fig. 1.1), mais également pour cause de mauvais temps. Ce spectre, \mathbb{S}_{501}^{98} , est représenté sur la figure 1.6: la statistique ayant servi à l’obtenir n’est que de $466 \pm 50 \gamma$, et correspond à 6.0 h de données uniquement. Nous avons ici privilégié la signification statistique par intervalle en énergie au détriment du nombre total de γ , en ne considérant que les données pour lesquelles le flux intégral reconstruit au-dessus de 250 GeV est supérieur à $5.0 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec une signification statistique supérieure à deux écarts standard: ceci permet d’obtenir un résultat très stable, ce qui n’est pas le cas si l’on inclut les données à plus bas flux².

Le spectre \mathbb{S}_{501}^{98} ne présente pas de courbure spectrale notable, avec un rapport de vraisemblance $\lambda = 0.62$: la loi de puissance que l’on choisit donc comme paramétrisation a un indice différentiel de -2.53 ± 0.16 entre 0.32 et 5.00 TeV (Cf. tableau 1.1). Etant donnée la faible statistique en γ , cette forme n’est cependant pas incompatible avec celle du spectre moyen observé en 1997. On peut s’en convaincre sur la

1. Outre ces deux expériences, on peut citer ici la très belle détection par le Telescope Array Prototype [76] (version préliminaire, à 3 imageurs, du Utah Seven Telescope Array actuel) de Mrk 501 en 1997: le spectre moyen que cette collaboration a obtenu sur la base de ~ 64 h d’observation à faible angle zénithal, suit un loi de puissance d’indice intégral -1.5 jusqu’à 5 TeV, pour s’infléchir à plus haute énergie; le manque de statistique en γ au-delà de ~ 7 TeV ne permet cependant pas de conclure de façon nette. On peut également rapidement citer la détection marginale de Mrk 501 au-dessus de 3 TeV par le réseau de scintillateurs du Tibet Air Shower Array, avec une signification statistique de 4.7σ sur la période du 7 au 16 Avril 1997 [8].

2. En faisant cela, on s’aperçoit en effet que les paramètres spectraux ajustés n’ont pas une valeur très stable lorsqu’on modifie légèrement le lot de données utilisées: ces variations sont liées à de petites différences existant entre les données ON et OFF concernant la distribution en énergie du fond hadronique. Ces différences sont inférieures à 10% comme le montre l’étude du rapport de suivi, mais leur influence devient d’autant plus importante que le rapport signal sur bruit est plus faible. On touche donc vraisemblablement ici la limite de performance de l’analyse spectrale.

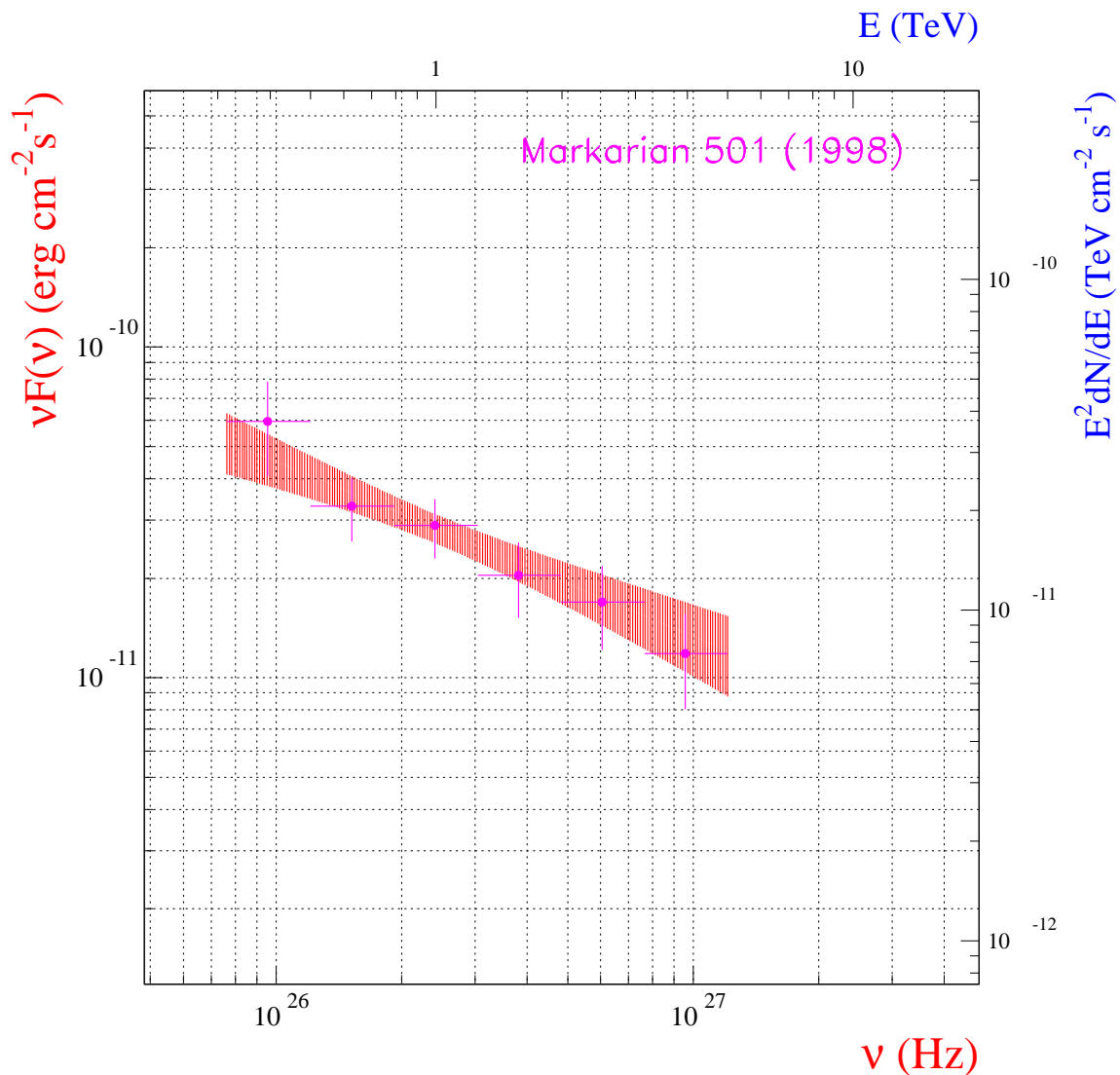


FIG. 1.6 – Spectre de puissance moyen de Markarian 501 en 1998 (spectre \mathbb{S}_{501}^{98} , Cf. tableau 1.1) entre 0.32 et 5.00 TeV, obtenu sur 6.0 h de données. L'aire hachurée indique la limite à 68% de confiance donnée par la méthode de maximum de vraisemblance, et les points illustrent uniquement la statistique utilisée (voir page 116).

figure 1.7, qui compare le spectre \mathbb{S}_{501}^{98} avec le spectre $\mathbb{S}_{501}^{97\text{bis}}$: ce dernier a été obtenu avec les mêmes données que le spectre moyen en 1997, mais en se limitant au même intervalle en énergie que pour le spectre \mathbb{S}_{501}^{98} , afin de rendre la comparaison valable. On voit alors que la réduction du bras de levier en énergie rend la courbure du spectre 1997 à peine décelable, puisque le rapport de vraisemblance passe d'une valeur de 48.6 (spectre \mathbb{S}_{501}^{97}) à 3.95^3 (spectre $\mathbb{S}_{501}^{97\text{bis}}$). La maximisation de la fonction

3. Cette valeur est en fait égale à la valeur seuil que nous nous étions fixée pour conclure à la présence de courbure spectrale (Cf. § II 3.3.2); c'est donc bien parce que l'on sait que le spectre \mathbb{S}_{501}^{97} est nettement courbé que l'on a également retenu la paramétrisation parabolique pour le spectre $\mathbb{S}_{501}^{97\text{bis}}$.

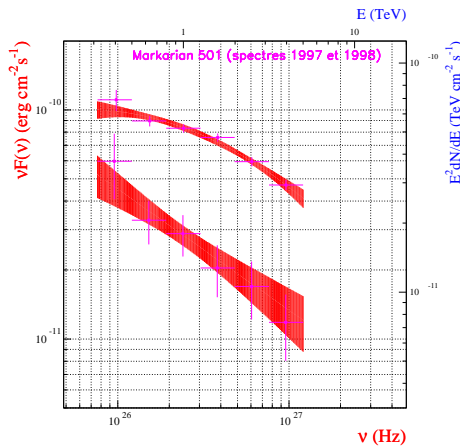


FIG. 1.7 – Comparaison des spectres de puissance moyens de Markarian 501 en 1997 ($S_{501}^{97\text{bis}}$) et 1998 (S_{501}^{98}), obtenus dans la même bande en énergie, de 0.32 à 5.00 TeV. Le bras de levier moins important rend la courbure du spectre 1997 moins évidente (Cf. tableau 1.1); la statistique étant assez faible en 1998, ces deux spectres sont compatibles quant à leur forme, dans les erreurs données par la méthode de maximum de vraisemblance. Les aires hachurées indiquent la limite à 68% de confiance donnée par cette dernière, et les points illustrent uniquement la statistique utilisée (voir page 116).

de vraisemblance converge en outre dans ce dernier cas vers un terme de courbure assez faible, $\beta^{\text{cb}} = 0.24 \pm 0.12$ (Cf. tableau 1.1).

Le faible nombre de γ enregistrés sur l'année 1998, et la bande en énergie limitée sur laquelle porte l'analyse spectrale, ne permet donc pas d'être sensible à la variabilité spectrale au niveau observé en 1997.

1.3 Corrélation entre émissions X et γ

Comme pour tous les blazars, la compréhension des processus d'émission de γ très énergétiques par les Lacertides doit passer par une étude multi-longueur d'onde détaillée. Les mécanismes d'accélération de particules dans les jets radio de ces objets implique en effet une émission sur plus de 15 ordres de grandeurs en énergie. Concernant les blazars les plus extrêmes, la corrélation aujourd'hui bien établie entre leur émission de rayons X durs et celle de γ au TeV est un élément essentiel de la compréhension de ces mécanismes. Dans cette section je passe en revue les différentes observations de Mrk 501 dans ces deux bandes en énergies, auxquelles la collaboration CAT a pris part. Nous aborderons plus loin, au chapitre 3, certains éléments théoriques permettant d'expliquer ces faits observationnels.

1.3.1 Les données journalières du satellite RXTE

Le détecteur de rayons X All Sky Monitor (ASM), embarqué sur le satellite "Rossi X-ray Timing Explorer" (RXTE), est un instrument à grand champ permettant un suivi continu des sources brillantes entre 2 et 12 keV. Il est constitué de trois caméras, d'un champ de vue de $6^\circ \times 90^\circ$ chacune, équipées de compteurs proportionnels sensibles à la direction des photons (avec une résolution spatiale de $3' \times 15'$). Chaque objet est observé environ 5 fois par jour, pendant 90 secondes pour chaque acquisition. La sensibilité de l'instrument, intégrée sur chacune de ces acquisitions, est au niveau de 0.03 fois l'intensité de la nébuleuse du Crabe dans la même bande en énergie, ce qui le rend relativement bien adapté à l'étude de sources comme les

Markarian 501 1997

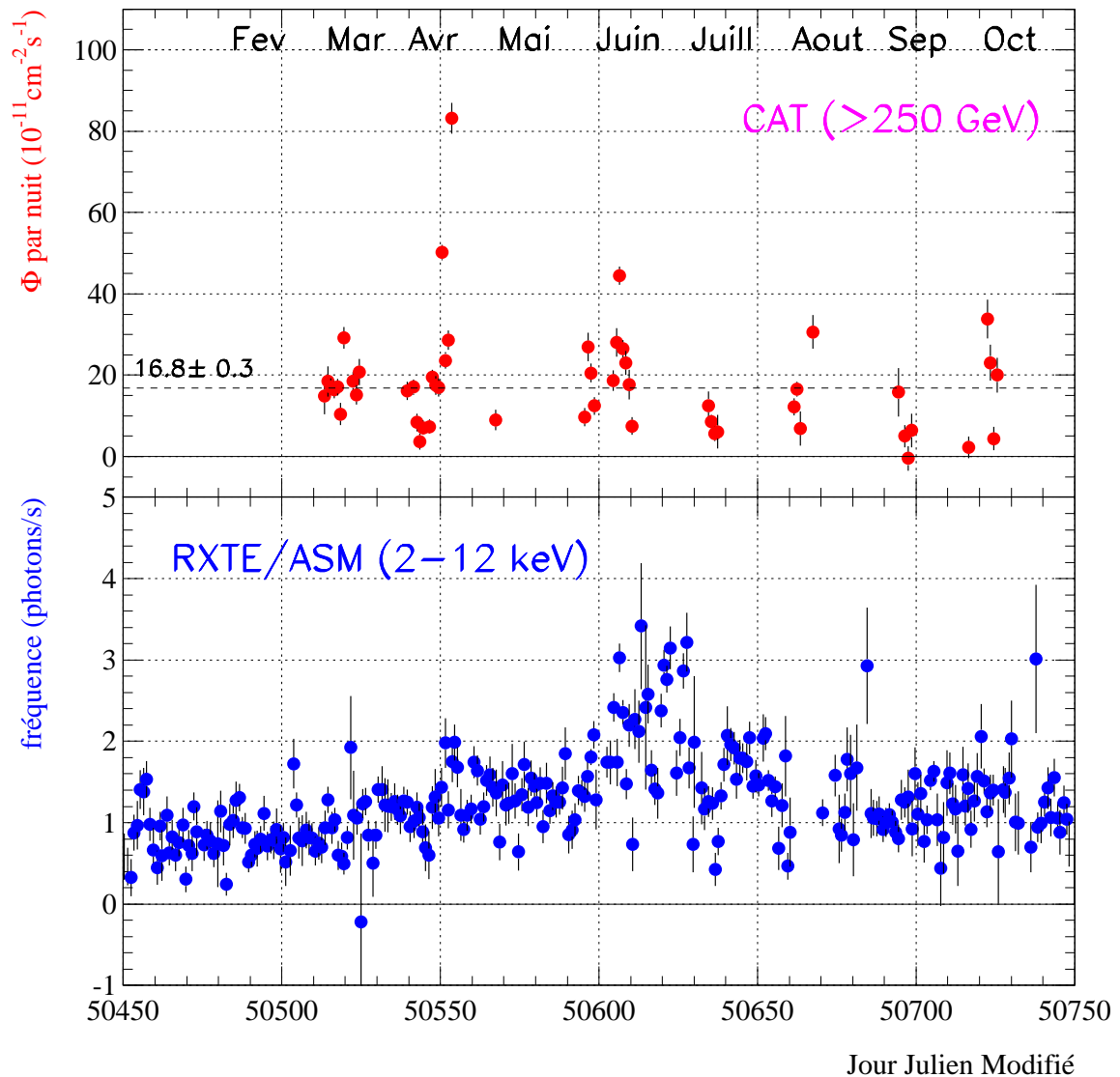


FIG. 1.8 – Courbe de lumière en X (RXTE/ASM) et au TeV (CAT) de Markarian 501 en 1997. Les points de CAT sont donnés en flux intégral par nuit au-dessus de 250 GeV, en unités de $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et le flux en X est exprimé en nombre de photons enregistrés par seconde, moyenné par jour.

blazars. Les données sont rapidement rendues publiques sur Internet [144], dans un délai généralement assez court ($\lesssim 20$ jours) pour permettre une réaction rapide des observateurs opérant à d'autres longueurs d'onde.

La figure 1.8 montre la courbe de lumière obtenue par CAT et ASM sur Mrk 501 pendant l'année 1997: on y vérifie l'échantillonnage très précis fourni par ASM, nettement supérieur à celui, très fragmentaire, obtenu par les expériences (à effet

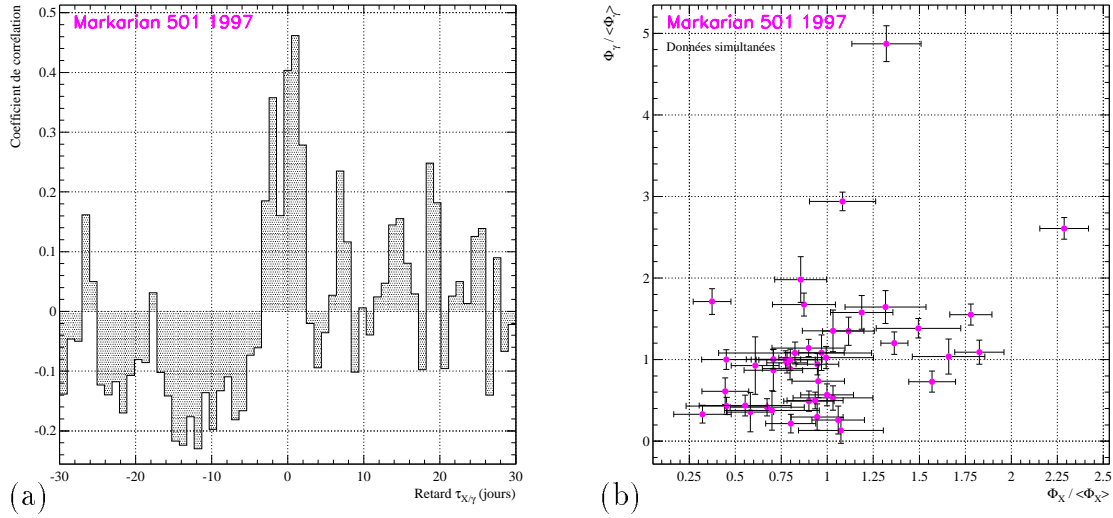


FIG. 1.9 – Recherche de corrélation entre les émissions journalières en X (RXTE/ASM) et au TeV (CAT) de Markarian 501 en 1997. Le nombre de points (53) est fixé par le nombre de nuits où CAT a observé un signal positif sur la source.
 (a) Coefficient de corrélation $\mathcal{C}_{X/\gamma}$ (voir texte) en fonction du retard $\tau_{X/\gamma}$ (en jours) de l'observation d'ASM par rapport à celle de CAT;
 (b) Flux γ moyen par nuit, renormalisé à la valeur moyenne sur l'ensemble des observations considérées, en fonction du flux X également renormalisé, pour des observations simultanées. Le point le plus haut en ordonnée correspond au sursaut γ du 16 Avril.

Tcherenkov atmosphérique) au sol, forcées de travailler la nuit en l'absence de lune. De même qu'au TeV, on constate une activité en X assez importante pendant toute l'année avec des pics d'intensité ne coïncidant pas forcément avec les sursauts observés par CAT. La figure 1.9 précise cette question: en (a) on a représenté le coefficient de corrélation $\mathcal{C}_{X/\gamma}$ en fonction du retard $\tau_{X/\gamma}$ (en jours) de l'observation d'ASM par rapport à celle de CAT; la définition de $\mathcal{C}_{X/\gamma}$ est simplement la suivante:

$$\mathcal{C}_{X/\gamma}(\tau_{X/\gamma}) \equiv \frac{\sum_i [\Phi_\gamma(t_i) - \overline{\Phi_\gamma}] [\Phi_X(t_i + \tau_{X/\gamma}) - \overline{\Phi_X}]}{\sqrt{\sum_i [\Phi_\gamma(t_i) - \overline{\Phi_\gamma}]^2 \sum_i [\Phi_X(t_i + \tau_{X/\gamma}) - \overline{\Phi_X}]^2}},$$

où les $\{t_i\}_{i=1,53}$ sont les dates où CAT a observé un signal positif sur la source, et où les flux $\overline{\Phi_{X,\gamma}}$ sont les moyennes respectives des flux X et γ sur l'ensemble des données considérées. On note une certaine corrélation pour un décalage d'environ -2 à $+2$ jours, cependant faiblement significative au vu des fluctuations de la valeur de $\mathcal{C}_{X/\gamma}$. Ceci se confirme sur la figure 1.9(b), où l'on vérifie qu'un pic d'activité en X n'a pas toujours de contrepartie en γ , et réciproquement.

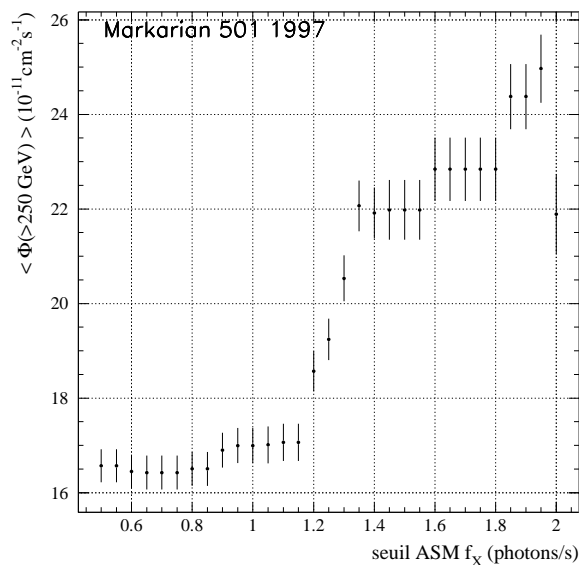


FIG. 1.10 – Corrélation entre le flux en X (RXTE/ASM) et le flux moyen au TeV (CAT) de Markarian 501 en 1997. On a représenté le flux intégral moyen mesuré par CAT sur l'ensemble des nuits d'observation où la fréquence de détection enregistrée simultanément par ASM dépassait le seuil f_X précisé en abscisse.

Si aucune corrélation très significative n'est à noter à l'échelle de quelques jours, il en va différemment à plus grande échelle de temps: si l'on regarde le flux moyen $\overline{\Phi}_\gamma$ observé par CAT sur l'ensemble des dates auxquelles la fréquence de détection enregistrée par ASM dépassait un certain seuil f_X , on constate en effet une corrélation très nette entre $\overline{\Phi}_\gamma$ et f_X (Fig. 1.10).

1.3.2 La campagne d'observation d'Avril 1997

Alors que CAT enregistrerait d'importantes variations d'intensité de Mrk 501 en Avril 1997, le satellite X Beppo-SAX observait un comportement sans précédent de la part de cette source [128]. Alors que le maximum de puissance reçue par ce dernier détecteur se situait les années précédentes à une énergie de $\widehat{E}_X \simeq 0.1$ keV, le maximum pour Avril 1997 fut en effet observé dans le domaine des X durs.

La figure 1.11 montre les spectres de puissance de Mrk 501 observés simultanément par Beppo-SAX et CAT les 7 et 16 Avril: en plus d'une corrélation entre les niveaux d'émission enregistrés par les deux détecteurs, on constate un durcissement global du spectre entre les deux dates: d'une part au TeV, comme nous l'avons vu précédemment⁴, d'autre part vers les X très durs, avec un maximum de puissance reçue à l'énergie $\widehat{E}_X \simeq 100$ keV.

Entre les deux domaines d'énergie, la limite supérieure établie à la même époque par EGRET complète ici l'image d'une structure globale à double bosse, qui est une caractéristique observationnelle générale des blazars. La première bosse est actuellement bien comprise comme résultant de l'émission synchrotron d'électrons se propageant avec un mouvement d'ensemble relativiste au sein des jets radio magnéti-

4. Le nombre de γ détectés dans la nuit 7 Avril est en fait à lui seul insuffisant pour extraire un spectre. Le spectre montré pour cette date sur la figure 1.11 est donc une extrapolation du spectre $S_{501}^{97\text{bas}}$ présenté au § 1.2.2: on s'est juste assuré, par une simple renormalisation de ce dernier spectre, que le flux intégral correspondait bien à celui mesuré cette nuit là.

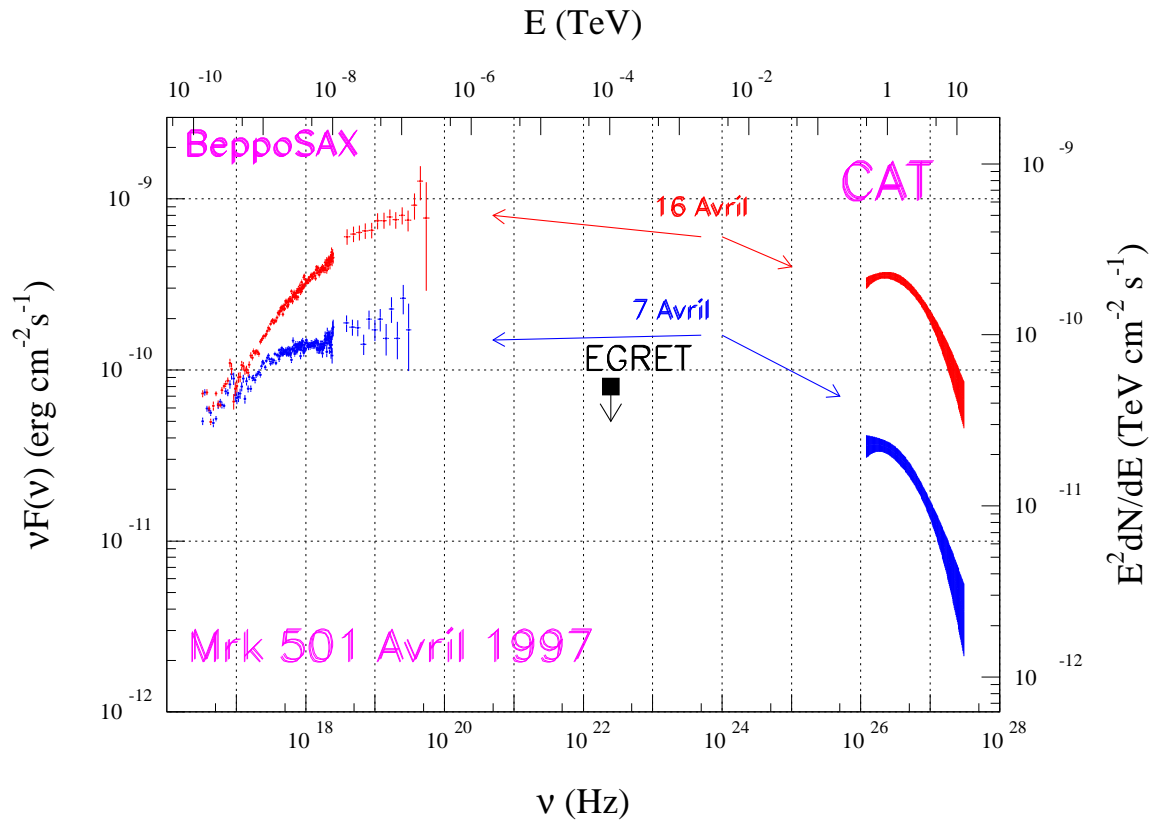


FIG. 1.11 – Spectres de puissance de Markarian 501 mesurés par Beppo-SAX et CAT les 7 et 16 Avril 1997. Les données de Beppo-SAX sont tirées de la référence [128]. La limite supérieure donnée par EGRET est tirée de la référence [145], et correspond à des observations entre le 9 et le 15 Avril. Les données au TeV du 16 Avril sont entièrement simultanées aux données en X, et le spectre correspondant est le spectre $S_{501}^{97\text{haut}}$ présenté au § 1.2.2; par contre, le spectre du 7 Avril est un spectre moyen obtenu sur des données non contemporaines mais correspondant au même niveau d'intensité de la source: plus précisément, il s'agit du spectre $S_{501}^{97\text{bas}}$ présenté au § 1.2.2, multiplié par un facteur de renormalisation globale de 0.8. Les spectres au TeV sont représentés par une aire hachurée indiquant la limite à 68% de confiance donnée par la méthode de maximum de vraisemblance (voir page 116).

sés. L'origine de la seconde bosse est quant à elle encore sujet de débats. Néanmoins, la corrélation spectaculaire entre les variations des deux émissions suggère très fortement un processus réactionnel où une seule et même population de particules est en jeu. En d'autres termes, **l'hypothèse que l'émission au TeV est due à la diffusion par effet Compton inverse d'un champ de photons mous sur les électrons responsables de l'émission synchrotron, semble fournir l'explication la plus naturelle de ce qui est ici observé.** Nous reviendrons sur ce point au chapitre 3, où nous regarderons les prédictions qu'un modèle leptonique simple peut apporter pour tenter d'expliquer les spectres de Mrk 501 du 7 et du 16

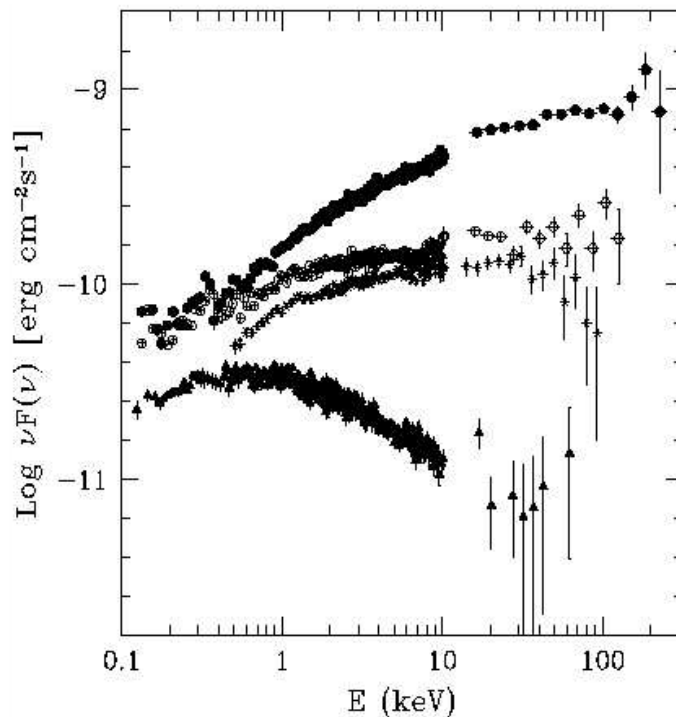


FIG. 1.12 – Spectres de puissance de 0.1 à 100 keV de Markarian 501 mesurés par Beppo-SAX entre 1997 et 1999. De haut en bas: 16 Avril 1997, 7 Avril 1997, 28 Avril 1998 et Juin 1999. Cette figure est tirée de la référence [129].

Avril.

Deux remarques importantes s'imposent enfin: d'une part, on a montré en référence [47] que la variation de puissance totale mesurée au TeV entre les deux dates (variation d'un facteur ~ 10) est bien plus importante que celle observée dans le domaine des X (variation d'un facteur ~ 4). Ce point sera également repris dans la discussion du chapitre 3. D'autre part, il est intéressant de noter que la région du maximum de sensibilité de l'instrument ASM se situe précisément autour de l'énergie où la puissance émise ne varie pas entre les deux dates, *i.e.* autour du keV; les détecteurs embarqués sur le satellite Beppo-SAX, notamment le PDS ("Phoswich Detector System") qui est sensible à des photons X de plusieurs dizaines de keV, sont donc mieux adaptés pour l'étude de Mrk 501 lors de ses périodes de forte activité.

1.3.3 Spectres de puissance en X entre 1997 et 1999

La campagne d'observation de Mrk 501 en 1997 fut historiquement la plus riche en résultats. A cette époque, la source était très active, fortement variable, et les détecteurs complètement opérationnels (avec notamment un ciel très pur à Thémis!). Deux nouvelles campagnes ont alors par suite été décidées, en 1998 et en 1999; pour ces périodes, malheureusement, l'intensité de la source avait beaucoup diminué.

La figure 1.12 compare la mesure par Beppo-SAX du spectre de puissance des

7 et 16 Avril 1997 aux spectres obtenus en Avril 1998 et Juin 1999. On constate une évolution dans le temps à la baisse de l'émission synchrotron, qui n'est pas sans rappeler la baisse globale également observée au TeV par CAT (Fig. 1.1). Ne disposant pas cette fois-ci de données simultanées, voire d'aucune données significatives en 1999 au TeV, il est assez difficile d'entreprendre une comparaison multi-longueur d'onde suffisamment approfondie. Notons néanmoins que la diminution moyenne du flux enregistré en X et au TeV va dans le même sens que les variations simultanées observées en 1997.

Chapitre 2

Markarian 421

2.1 Historique de l'activité de Mrk 421

Avec un décalage vers le rouge $z = 0.030$, Mrk 421 est située à une distance légèrement inférieure à celle de Mrk 501. Peu après sa détection en 1992 par EGRET entre 50 MeV et quelques GeV [108], le groupe de l'Observatoire Whipple l'observa au TeV avec une signification statistique de 6.3σ : Mrk 421 fut ainsi la première source extra-galactique découverte au TeV [138]. Dans les années qui suivirent, cette source est devenue l'un des blazars les plus étudiés, et elle fut notamment l'objet de nombreuses campagnes d'observation multi-longueur d'onde (voir par exemple les références [111, 156, 99, 157]).

Comme l'indique la figure 2.1, qui représente la courbe de lumière de Mrk 421 enregistrée par CAT depuis le démarrage de l'expérience, nous avons suivi continuellement cette source pendant quatre ans. Durant la première période d'observation, en 1996 – 1997, la source resta à un niveau d'intensité très faible, et il fallut attendre l'année suivante pour annoncer sa détection: en 1998 en effet, CATregistra un certain nombre de pics d'activité, parfois supérieurs en intensité au niveau de la nébuleuse du Crabe (en Janvier, Mars et Avril). En Août 1999, j'ai exposé oralement les résultats de cette détection à la XXVIth International Cosmic Ray Conference [133], incluant le spectre moyen obtenu pour cette période. En Avril 1998, CAT prit également part à une campagne d'observation multi-longueur d'onde, à une époque où la source était assez active et variable; nous en verrons les résultats dans ce chapitre.

Alors que le flux moyen mesuré en 1998, $\phi(> 250\text{GeV}) = 6.0 \pm 0.6 \times 10^{-11} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, atteignait environ la moitié de celui de la nébuleuse du Crabe, l'activité de Mrk 421 retomba en 1999 au niveau de celui de 1997: en 1999, la statistique en γ est donc également insuffisante pour conclure à une détection claire. Au début de l'année 2000, cependant, Mrk 421 a connu un regain important d'intensité, avec notamment deux sursauts enregistrés début Janvier et début Février. L'analyse des données de Février n'est pas encore finalisée pour le moment, et je me limiterai donc pour cette

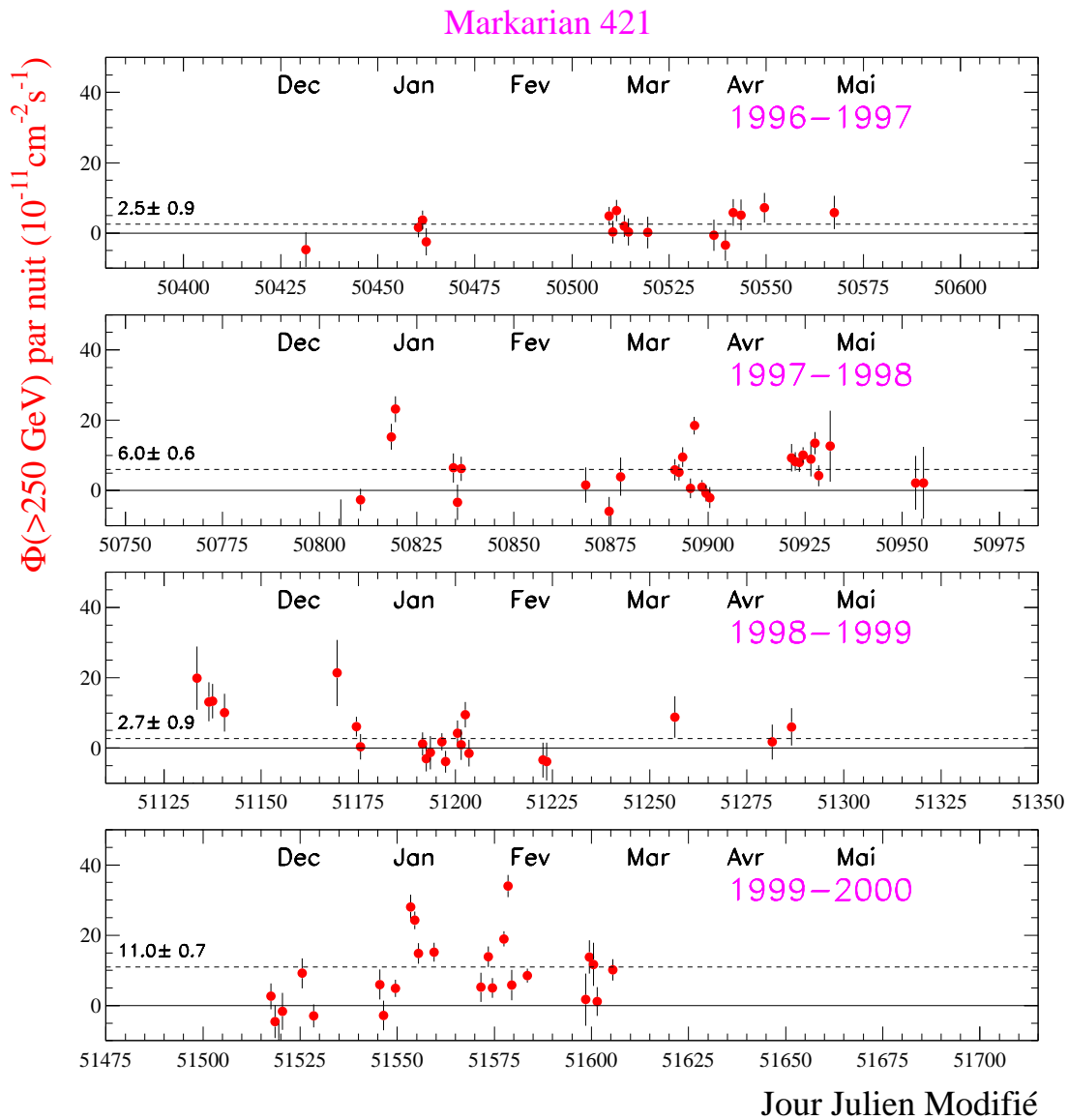


FIG. 2.1 – Courbe de lumière de Markarian 421 entre 1996 et 2000. On a représenté, nuit par nuit, en fonction du Jour Julien Modifié, le flux intégral reconstruit au-dessus de 250 GeV. La correction due aux variations du seuil de détection avec l'angle zénithal d'observation utilise la forme du spectre moyen mesuré en 1998 (spectre S_{421}^{98} , Cf. tableau 1.1), i.e. une loi de puissance d'indice intégral -1.90 . Les lignes pointillées indiquent le flux moyen pour chaque période d'observation.

période aux informations extraites des données de Janvier.

Markarian 421 (1998)

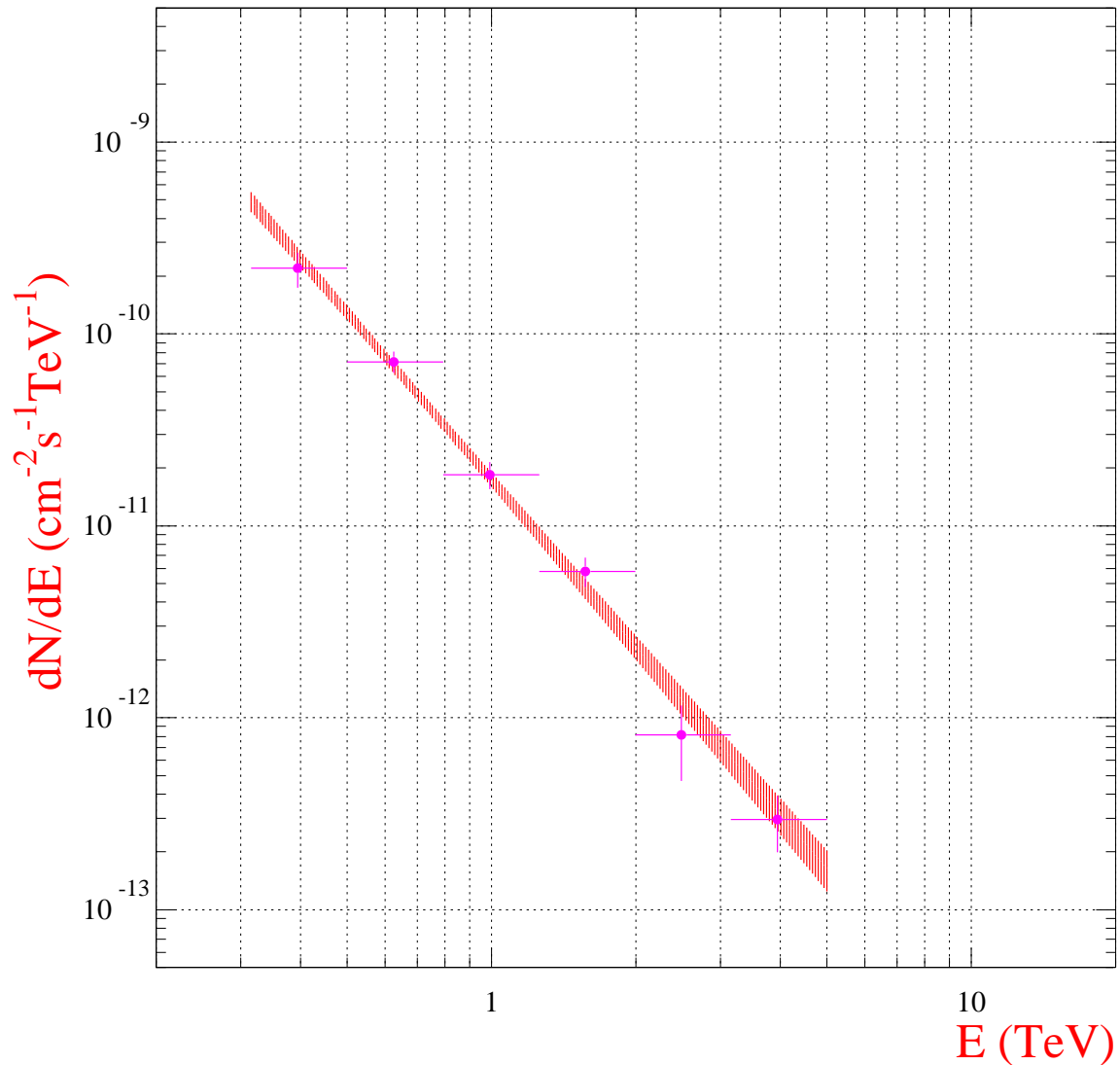


FIG. 2.2 – Spectre moyen de Markarian 421 en 1998 (spectre S_{421}^{98} , Cf. tableau 1.1) entre 0.32 et 5.00 TeV, obtenu sur 10.8 h de données. L'aire hachurée indique la limite à 68% de confiance donnée par la méthode de maximum de vraisemblance, et les points illustrent uniquement la statistique utilisée (voir page 116).

2.2 Analyse spectrale de l'émission au TeV

2.2.1 Spectres moyens en 1998 et 2000

De même que pour Mrk 501, commençons tout d'abord par l'analyse spectrale de Mrk 421 lors des périodes où la statistique en γ fut suffisante. Les figures 2.2 et 2.3 montrent les spectres différentiels moyens obtenus sur l'année 1998 et au début

Markarian 421 (Janvier 2000)

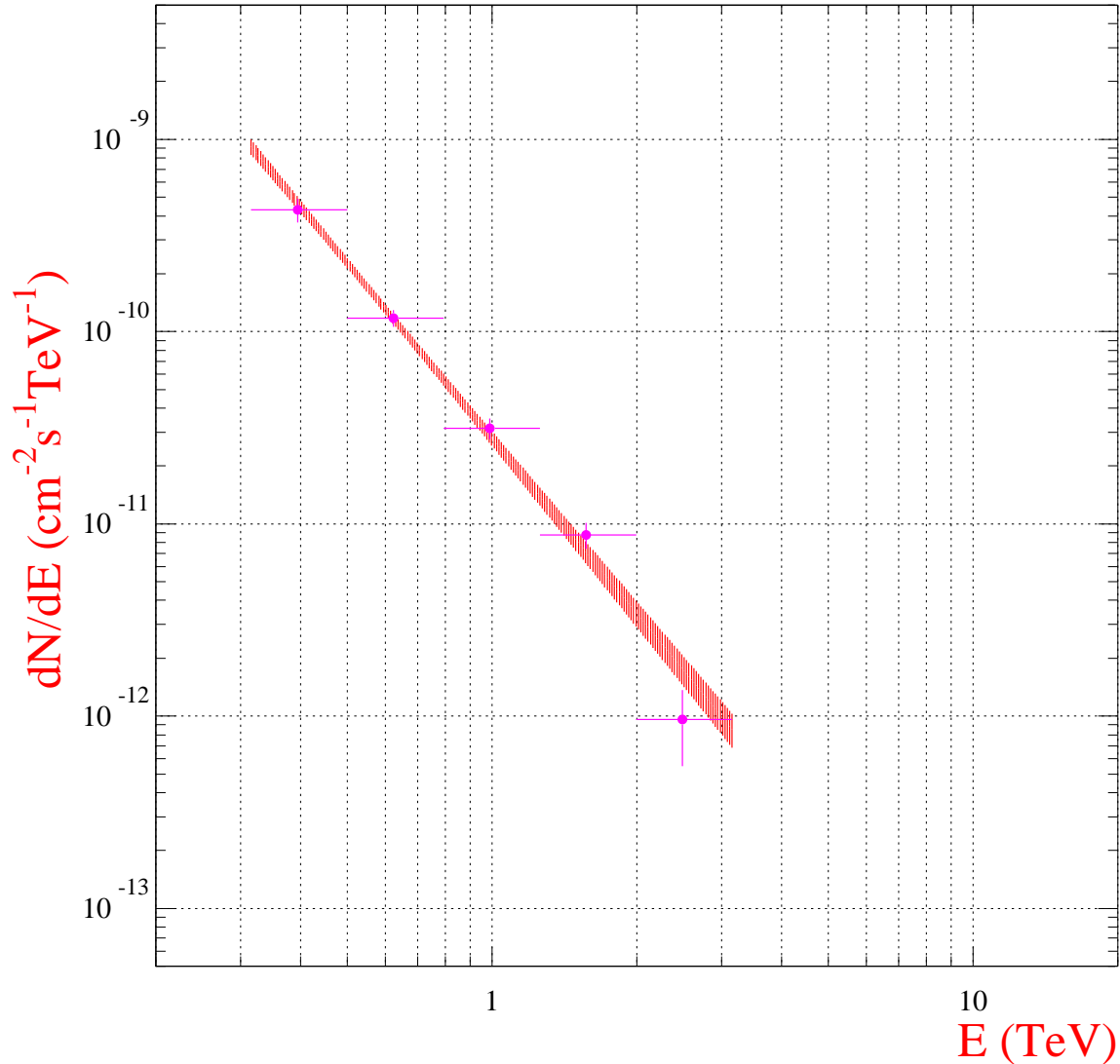


FIG. 2.3 – Spectre moyen de Markarian 421 en Janvier 2000 (spectre \mathbb{S}_{421}^{00} , Cf. tableau 1.1) entre 0.32 et 3.20 TeV, obtenu sur 6.2 h de données. L'aire hachurée indique la limite à 68% de confiance donnée par la méthode de maximum de vraisemblance, et les points illustrent uniquement la statistique utilisée (voir page 116).

de l'année 2000. Ces spectres, \mathbb{S}_{421}^{98} et \mathbb{S}_{421}^{00} respectivement, sont très comparables: d'une part ils proviennent d'une statistique équivalente d'environ 1000 γ ; d'autre part l'analyse spectrale conduit dans les deux cas à une faible valeur du rapport de vraisemblance λ , indiquant que la loi de puissance est la paramétrisation la mieux adaptée. Les indices spectraux différentiels reconstruits sont également très similaires, d'une valeur de -2.89 ± 0.12 en 1998 et -3.03 ± 0.11 en 2000 (Cf. tableau 1.1).

Contrairement à Mrk 501, qui présentait un spectre plus dur, Mrk 421 a donc une émission qui décroît fortement avec l'énergie, rendant difficile une analyse spectrale au-delà de quelques TeV: 5.00 TeV au maximum pour 1998, et 3.20 TeV pour 2000.

2.2.2 Discussion

Il serait intéressant de savoir si la variabilité spectrale observée par CAT sur Mrk 501 en 1997 est une propriété de cette seule source, ou si elle se retrouve au contraire également sur Mrk 421. Dans ce dernier cas, ceci laisserait en effet à penser que le durcissement du spectre lors des périodes de forte activité est une caractéristique commune aux Lacertides extrêmes, d'où sans nul doute des implications nouvelles dans le schéma d'unification actuellement proposé pour la famille des blazars (voir le chapitre 3). Malheureusement, les niveaux d'intensité très comparables des deux spectres moyens obtenus par CAT sur Mrk 421 (un peu inférieur en 1998 à celui de la nébuleuse du Crabe, et un peu supérieur en 2000) ne permettent pas un tel test. Même en se limitant aux données 2000 où la source fut un peu plus intense, aucune variation notable de l'indice spectral ne peut être décelée.

Une variation éventuelle de l'indice spectral doit alors être recherchée dans l'ensemble des mesures effectuées à ce jour sur cette source. La figure 2.4 est la compilation des valeurs des paramètres spectraux γ^{LP} et ϕ_0^{LP} obtenus par HEGRA, CAT, et Whipple pour différentes périodes d'observation. On reconnaît notamment au passage les résultats obtenus par le groupe du Whipple lors des sursauts intenses enregistrés en Mai 1996 [177, 100]. Cette figure prend en compte les erreurs statistiques et systématiques signalées par les différents groupes; ce faisant, on trouve alors un χ^2 par degré de liberté, correspondant à l'absence de variation de γ^{LP} en fonction de ϕ_0^{LP} , de 3.5, soit une probabilité relativement faible de 0.06. La possibilité d'un durcissement du spectre de Mrk 421 lors de ses périodes de forte activité n'est donc sûrement pas à exclure. Un tel effet est d'ailleurs mentionné par J. Zweerink en référence [177], où ce physicien de la collaboration Whipple trouve une valeur $\gamma^{\text{LP}} = 2.96 \pm 0.22$ lorsqu'il se restreint aux données de 1995 et 1996 pour lesquelles la source était dans un état bas. Ceci n'est cependant qu'une indication, qui reste à confirmer: il faudrait pour cela un nouveau sursaut, détecté simultanément par les trois expériences, à un niveau au moins comparable à ceux de 1995 et 1996.

2.3 Corrélation entre émissions X et γ

2.3.1 Les données journalières du satellite RXTE

La figure 2.5 montre la courbe de lumière obtenue par CAT et ASM sur Mrk 421 au début de l'année 2000: on constate une activité très prononcée entre 2 et 12 keV, à une période où la source était également très intense au TeV. Une étude similaire à celle que nous avons précédemment appliquée aux données de Mrk 501 ne montre

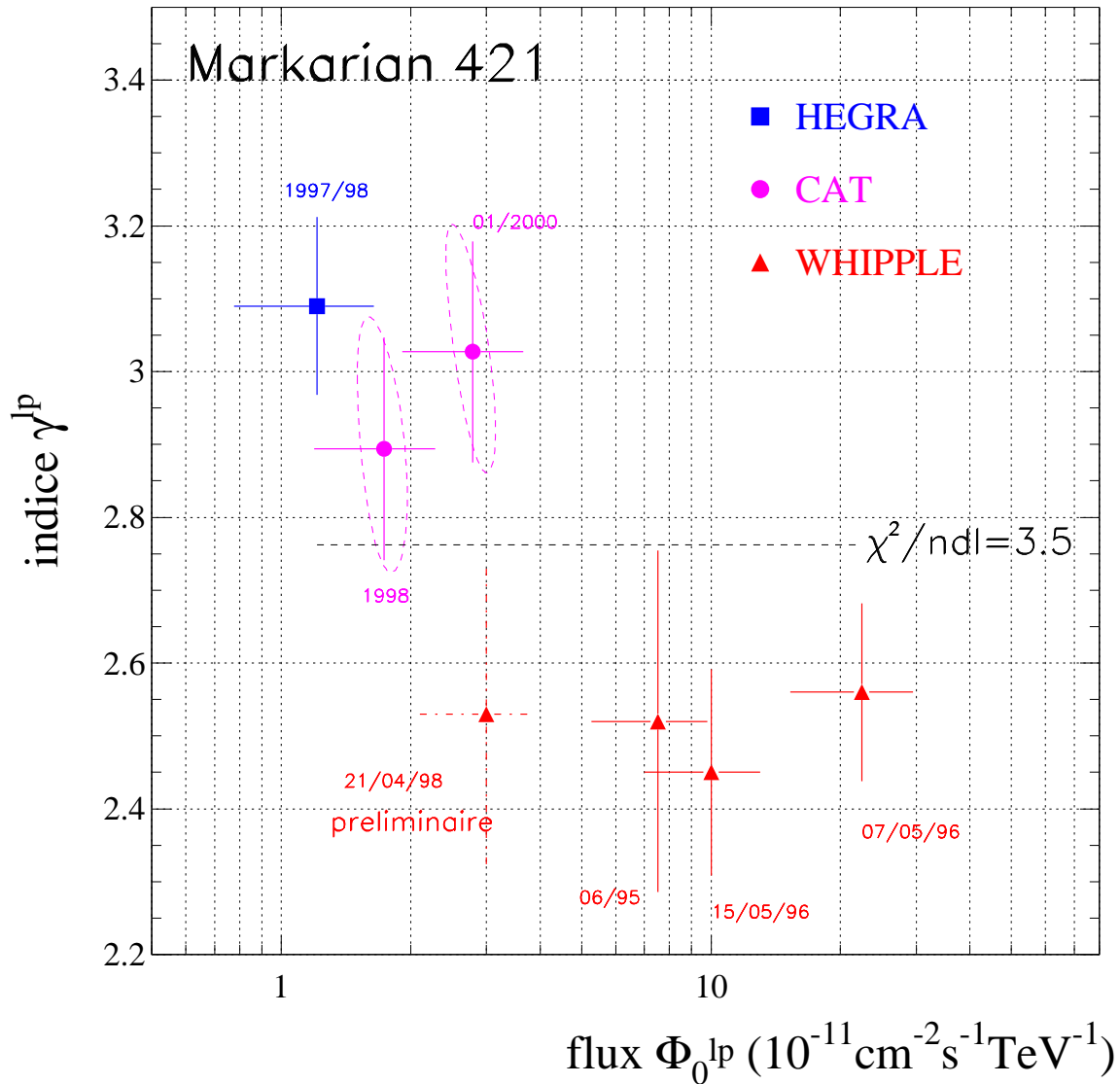


FIG. 2.4 – *Compilation des mesures spectrales au TeV de Markarian 421, obtenues par HEGRA, CAT et Whipple entre 1995 et 2000. Les résultats sont présentés dans le plan $\{\phi_0^{lp}, \gamma^{lp}\}$ des paramètres spectraux décrivant la paramétrisation en loi de puissance. Les données du groupe du Whipple sont extraites des références [177, 100, 101] et celle de HEGRA des références [2, 3]. Les deux mesures de CAT correspondent aux spectres \mathbb{S}_{421}^{98} et \mathbb{S}_{421}^{00} , et les contours de confiance à 68% (erreur statistique) donnés par la méthode de maximum de vraisemblance sont indiqués en pointillés. Pour tous les points, les barres d'erreurs comprennent à la fois les erreurs statistiques et systématiques. Enfin, l'ajustement d'une constante sur l'ensemble des points donne un indice spectral de 2.76 indiqué par la ligne pointillée horizontale, et un χ^2 par degré de liberté de 3.5.*

cependant qu'une faible corrélation entre les deux émissions: la figure 2.6(a) indique en effet un léger pic du coefficient de corrélation $\mathcal{C}_{X/\gamma}$ pour un retard $\tau_{X/\gamma}$ entre 0

Markarian 421 2000

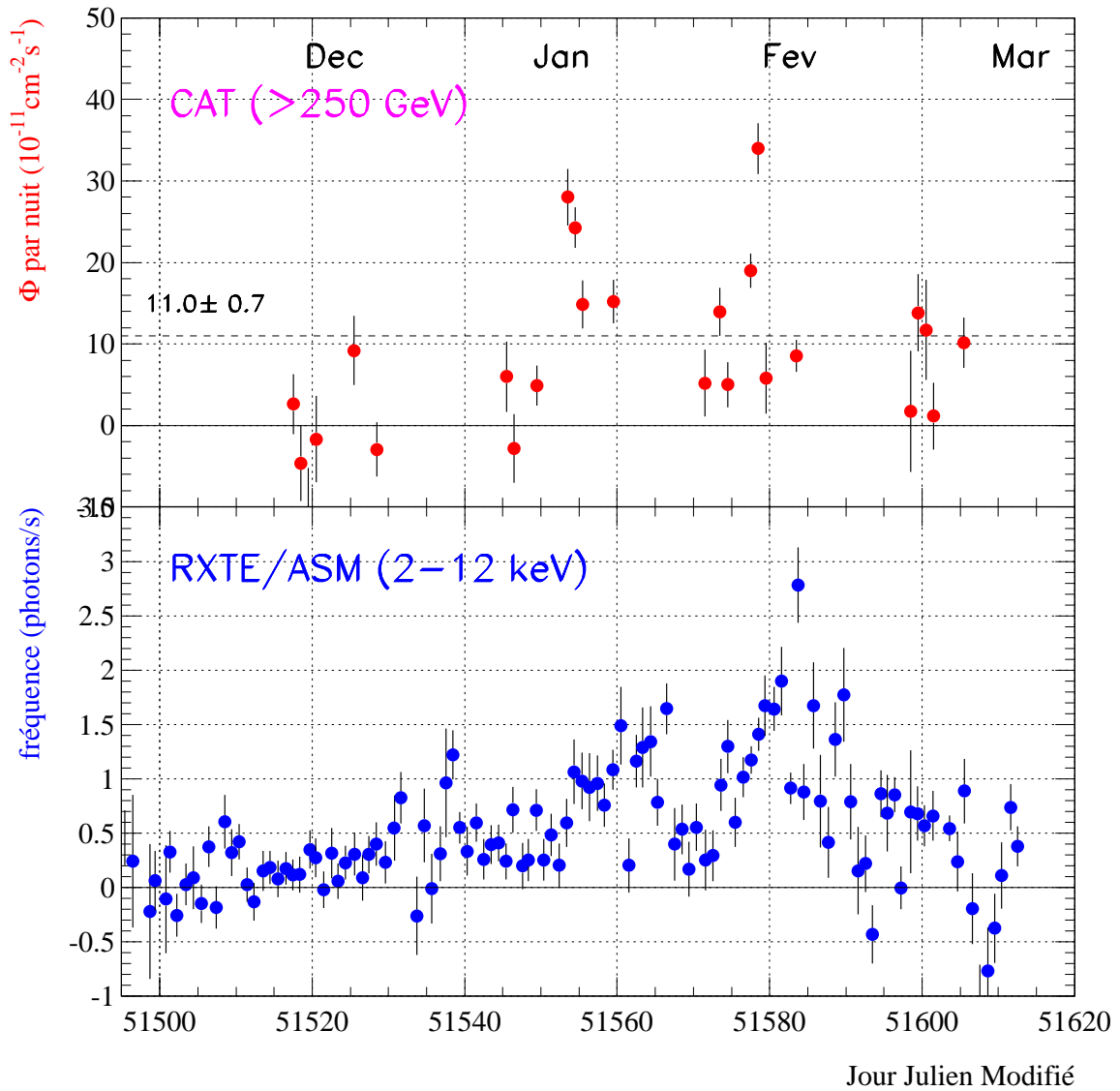


FIG. 2.5 – Courbe de lumière en X (RXTE/ASM) et au TeV (CAT) de Markarian 421 en 2000. Les points de CAT sont donnés en flux intégral par nuit au-dessus de 250 GeV, en unités de $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et le flux en X est exprimé en nombre de photons enregistrés par seconde, moyenné par jour.

et 10 jours (le second “pic” à $\tau_{X/\gamma} \simeq 28$ jours est quant à lui vraisemblablement dû à la périodicité des observations par CAT, effectuées pendant les nuits sans lune). La figure 2.6(b) laisse en outre entrevoir la présence de deux zones d’excursion dans le plan $\{\phi_X, \phi_\gamma\}$, qui correspondent soit à un flux plus intense en γ et un flux X raisonnable, soit l’inverse. Il ne s’agit bien entendu que d’une certaine tendance, dont il serait pour l’heure très hasardeux de tirer la moindre interprétation physique.

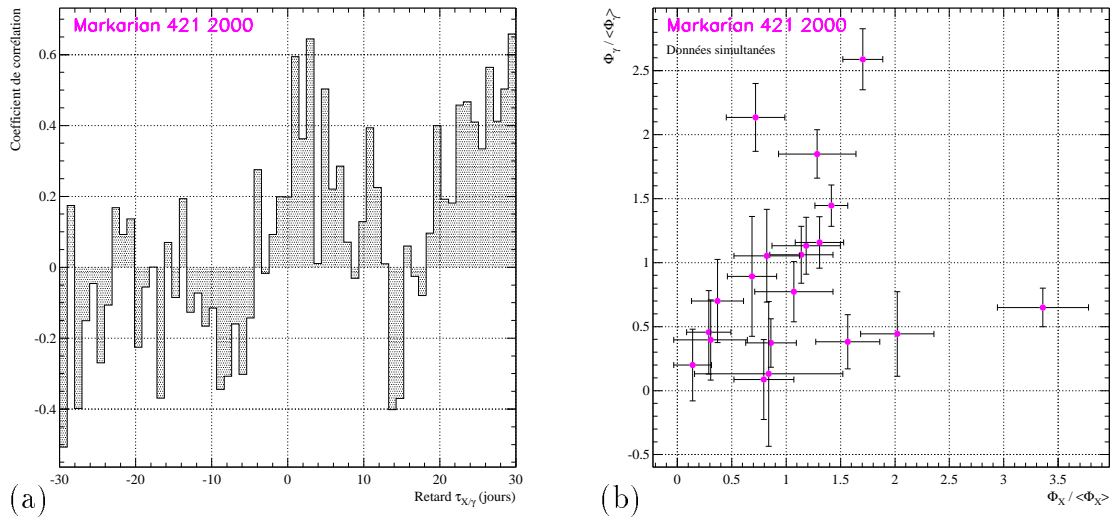


FIG. 2.6 – Recherche de corrélation entre les émissions journalières en X (RXTE/ASM) et au TeV (CAT) de Markarian 421 en 2000. Le nombre de points (25) est fixé par le nombre de nuits où CAT a observé un signal positif sur la source.
 (a) Coefficient de corrélation $C_{X/\gamma}$ (voir texte) en fonction du retard (en jours) de l'observation d'ASM par rapport à celle de CAT;
 (b) Flux γ moyen par nuit, renormalisé à la valeur moyenne sur l'ensemble des observations considérées, en fonction du flux X également renormalisé, pour des observations simultanées.

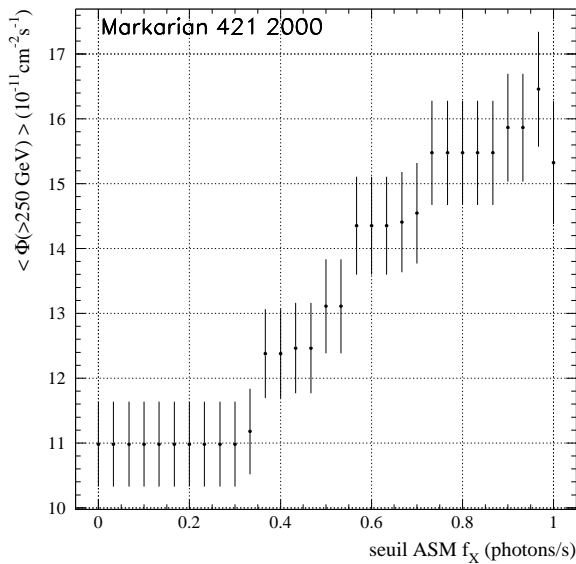


FIG. 2.7 – Corrélation entre le flux en X (RXTE/ASM) et le flux moyen au TeV (CAT) de Markarian 421 en 2000. On a représenté le flux intégral moyen mesuré par CAT sur l'ensemble des nuits d'observation où la fréquence de détection enregistrée simultanément par ASM dépassait le seuil f_X précisé en abscisse.

De même que pour Mrk 501, une corrélation assez nette apparaît cependant à plus grande échelle de temps lorsqu'on étudie le flux au TeV moyenné sur les dates où ASM observait une activité de plus en plus intense (Fig. 2.7).

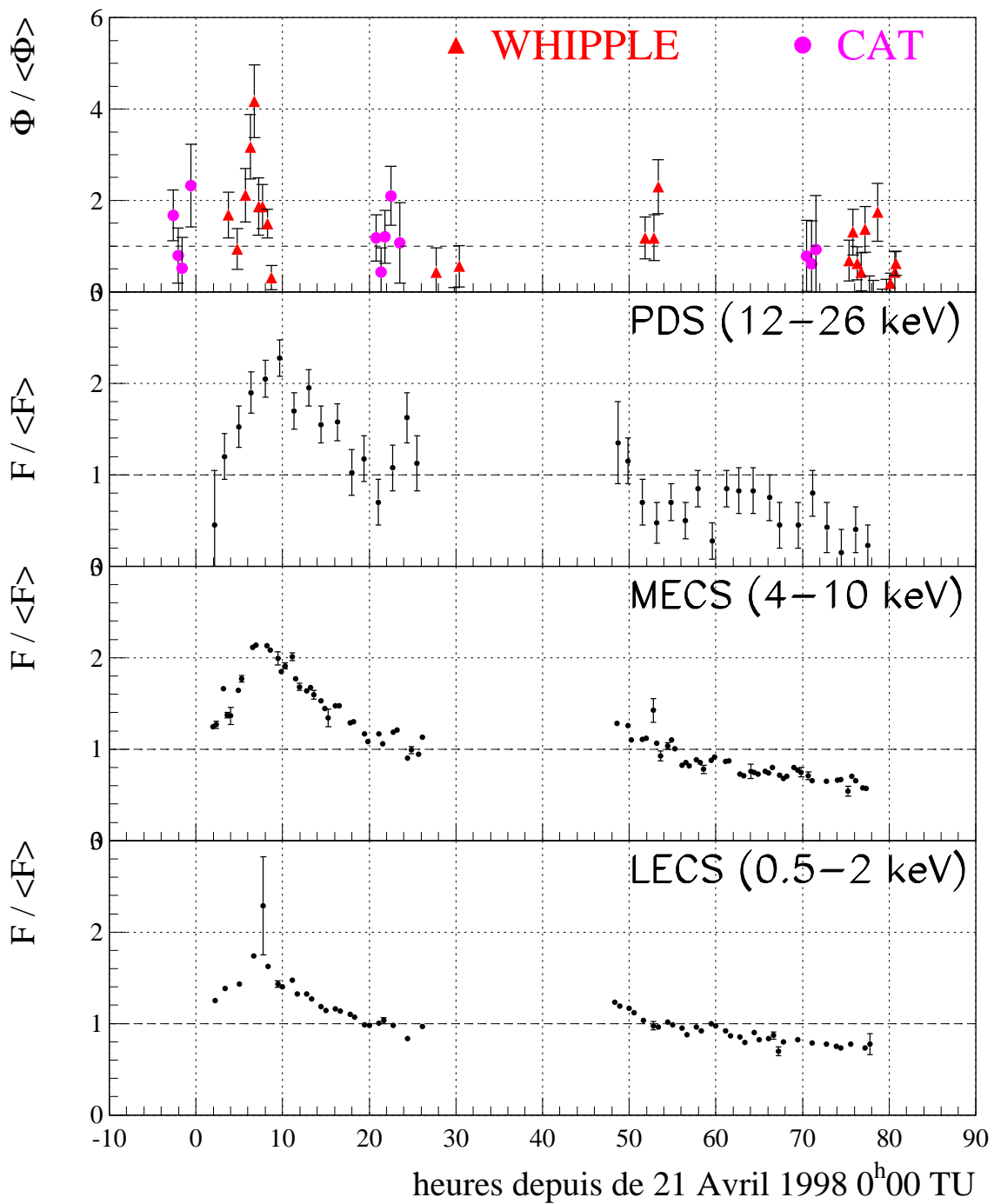


FIG. 2.8 – Détection de Markarian 421 par Beppo-SAX [162], Whipple [27] et CAT entre le 21 et le 23 Avril 1998. Cette figure est adaptée de la référence [115].

2.3.2 La campagne d'observation d'Avril 1998

Une campagne d'observation multi-longueur d'onde de Mrk 421 s'est déroulée en Avril 1998, à laquelle ont participé les satellites X Beppo-SAX et ASCA, et les

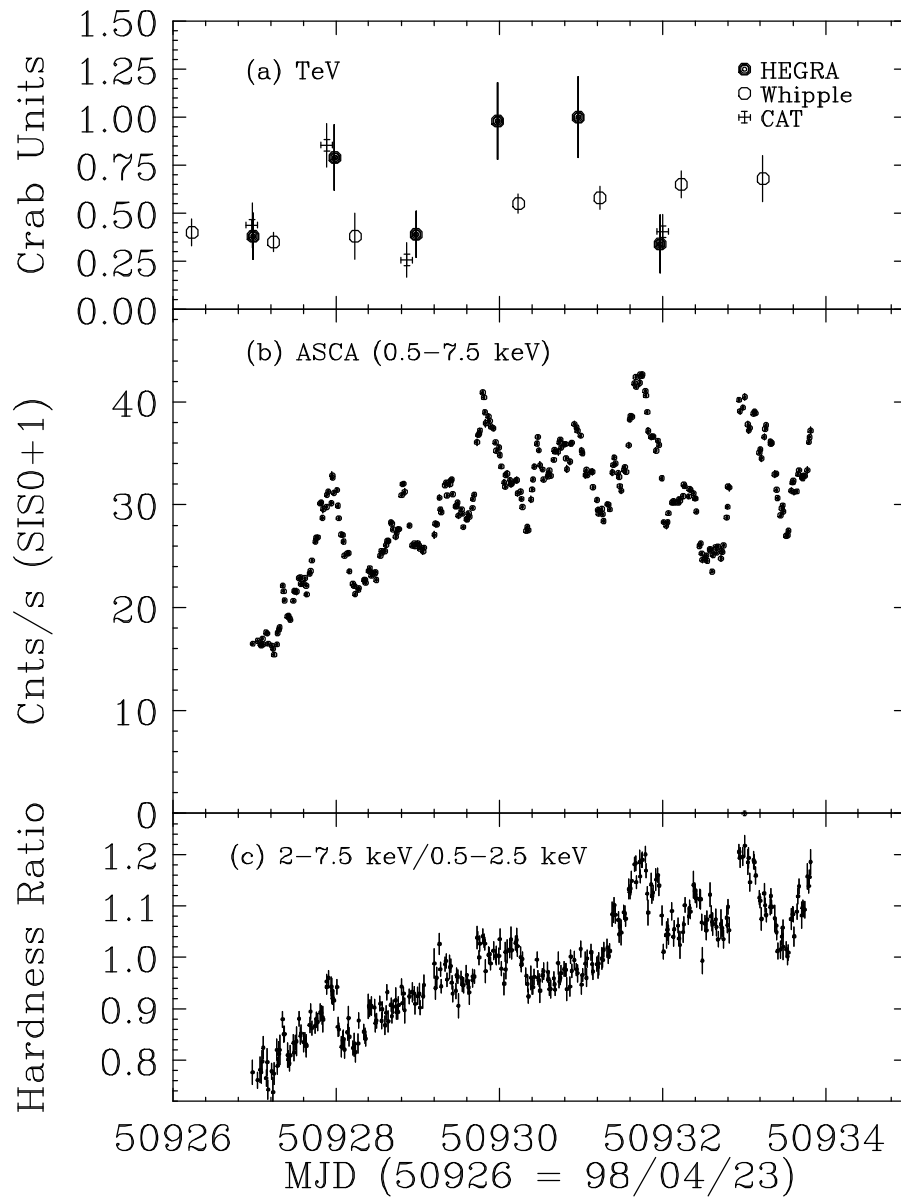


FIG. 2.9 – Détection de Markarian 421 fin Avril 1998 par HEGRA, CAT, Whipple et le satellite X ASCA. Cette figure est tirée de la référence [157]. Sont représentés, de haut en bas: le flux au TeV, le flux en X (en nombre de photons par seconde) et le rapport de dureté en X.

imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique HEGRA, CAT et Whipple. La première observation dura 3 jours, du 21 au 23 Avril, et les résultats sont montrés sur la figure 2.8: environ 9 h après le commencement des observations, un sursaut très important fut enregistré par les trois instruments à bord du satellite Beppo-SAX, le LECS (“Low Energy Concentrator Spectrometer”, de 0.5 à 2 keV), le MECS (“Medium Energy Concentrator Spectrometer”, de 4 à 10 keV) et le PDS (“Phoswich

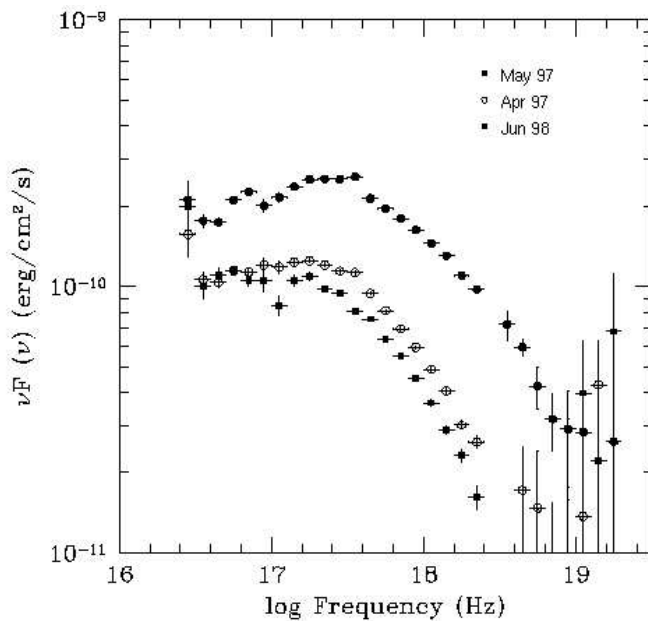


FIG. 2.10 – Spectres de puissance de 0.1 à 100 keV de Markarian 421 mesurés par Beppo-SAX entre 1997 et 1998. Cette figure est tirée de la référence [112].

Detector System”, de 12 à 26 keV). Ce premier sursaut se retrouve au TeV avec un pic observé par Whipple se détachant nettement du fond continu enregistré avant et après. A noter que l’amplitude au TeV de ce sursaut (variation d’un facteur 4) suit quadratiquement celle enregistrée en X (variation d’un facteur 2); ce point sera repris dans la discussion du chapitre 3. Ce premier sursaut fut suivi par un second, un peu plus faible, uniquement enregistré par le PDS, et coïncidant avec une légère remontée de flux enregistrée par CAT. Enfin, durant les 2 jours qui suivirent, l’activité de la source retomba à son niveau de départ dans les deux bandes en énergie.

La seconde partie de la campagne d’observation fut menée par les mêmes imageurs au sol (plus le système de HEGRA), et par le satellite ASCA [157], entre le 23 et le 31 Avril (Fig. 2.9): ici aussi, une corrélation très nette se dégage entre l’activité de la source observée en X (de 0.5 à 7.5 keV) et au TeV, notamment dans les premiers jours.

2.3.3 Spectres de puissance en X entre 1997 et 1998

La campagne d’Avril 1998 fut la plus riche en résultats concernant Mrk 421 à laquelle CAT prit part. Aucune campagne de ce type n’était malheureusement prévue au moment des sursauts plus marqués du début de l’année 2000. Tout comme pour Mrk 501, l’examen du comportement en X et au TeV de la source sur plusieurs mois permet cependant de compléter cette étude multi-longueur d’onde. La figure 2.10 compare en effet la mesure par Beppo-SAX du spectre de puissance de Mrk 421 entre deux dates en 1997 et une date en Juin 1998. On constate une augmentation dans le temps de l’émission synchrotron, qui n’est pas sans rappeler l’augmentation globale d’activité également observée au TeV par CAT entre les deux années (Fig. 2.1).

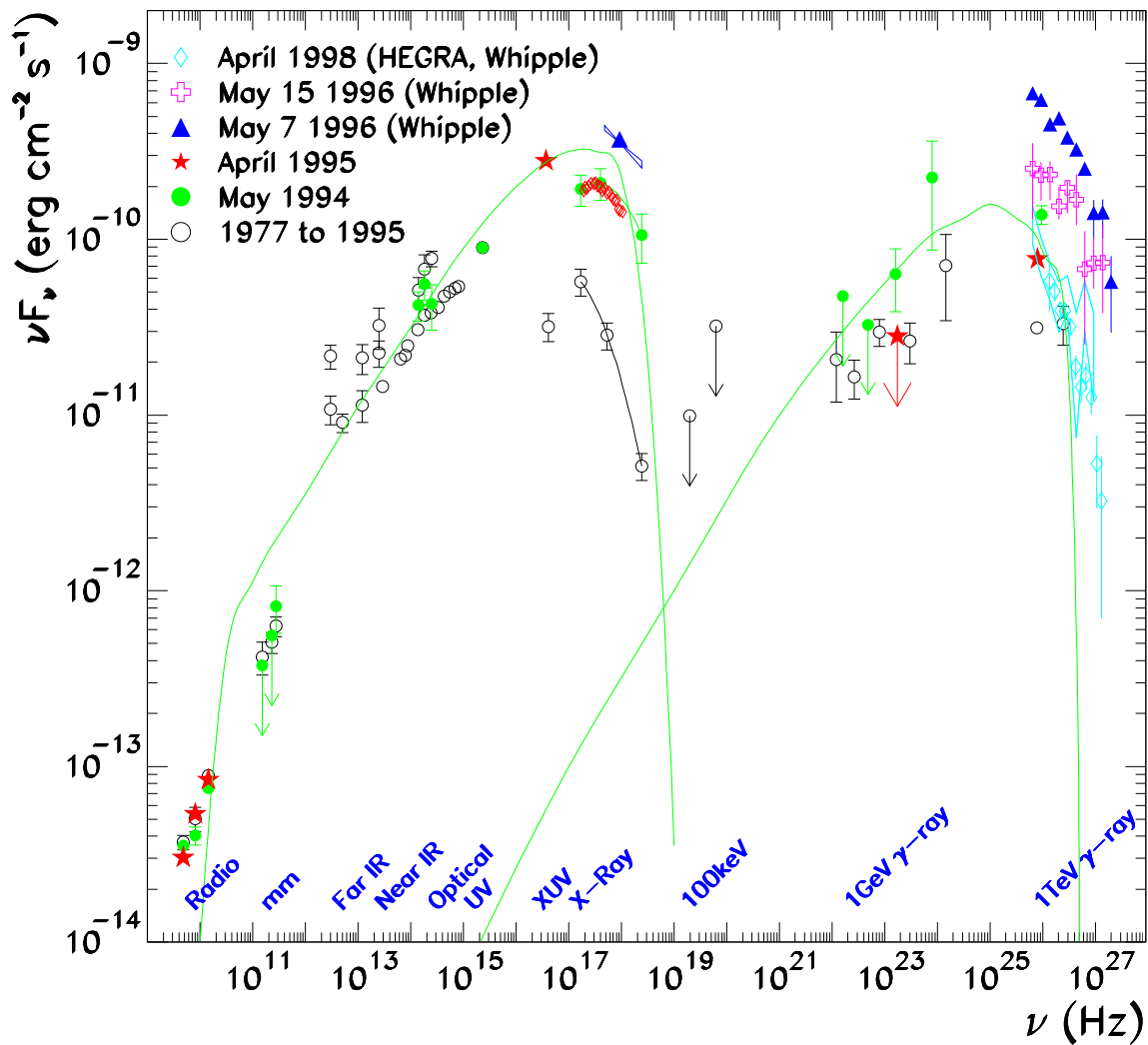


FIG. 2.11 – *Compilation des spectres de puissance multi-longueur d'onde de Markarian 421 obtenus pour différentes périodes d'observation. Cette figure est adaptée de la référence [24].*

A long terme, même si les observations en X et au TeV mentionnées ne sont pas simultanées, on note donc de nouveau le parallèle existant entre les émissions dans ces deux bandes en énergie.

Contrairement à Mrk 501, le bras de levier limité en intensité dans les données de CAT sur Mrk 421 ne permet cependant pas de conclure à un durcissement spectral pendant les sursauts, qui serait le pendant de celui observé pour l'émission synchrotron (voir les figures 2.9 en bas et 2.10). Pour cette source, seule une corrélation sur les niveaux d'émission est donc pour l'instant clairement établie: à très courte échelle de temps comme l'indique la campagne d'Avril 1998, mais aussi à l'échelle de plusieurs mois, comme le résume la figure 2.11.

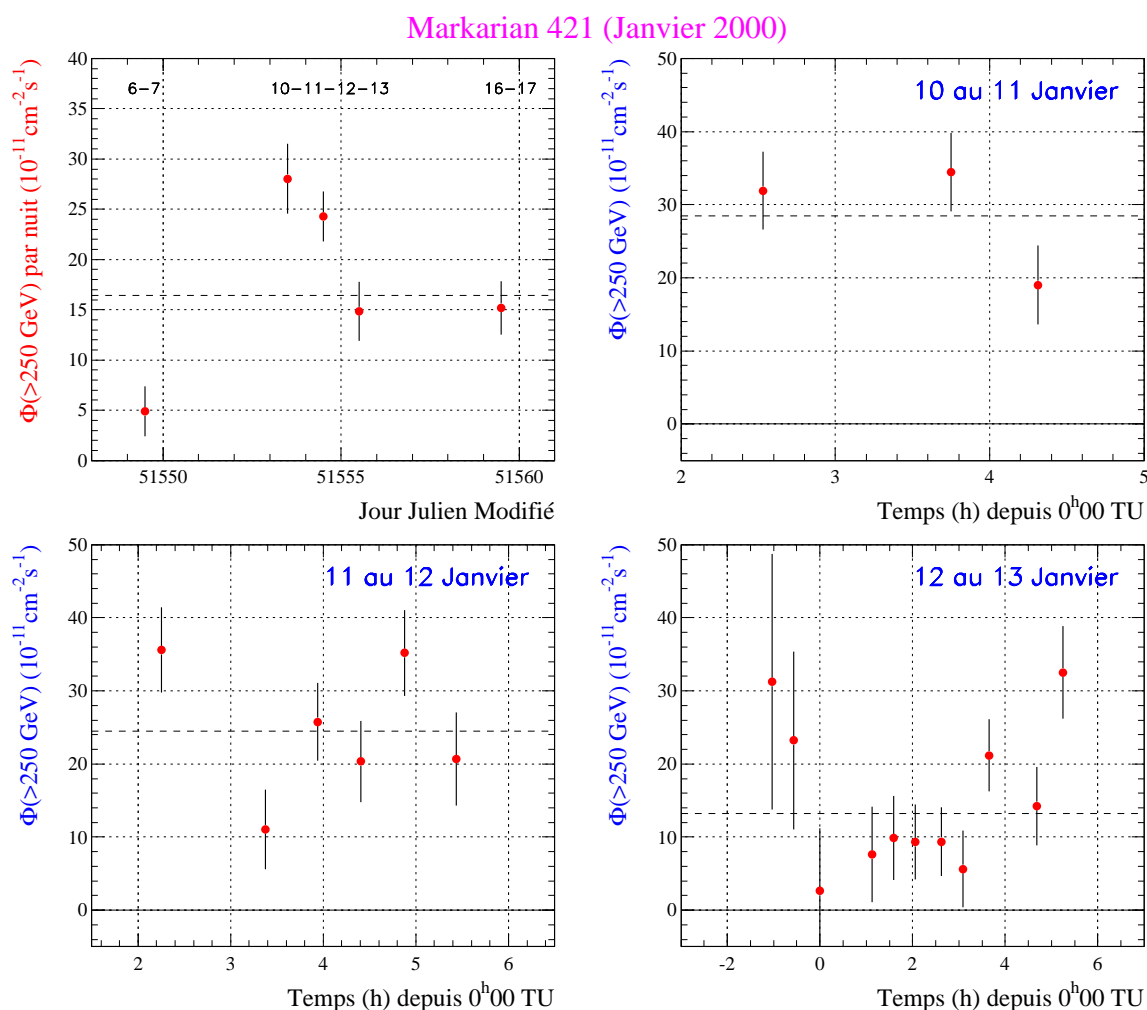


FIG. 2.12 – Variabilité de l'émission au TeV de Markarian 421 début Janvier 2000.

En haut à gauche: flux intégral mesuré par CAT pour cinq nuits d'observation;

Trois autres figures: zoom sur les trois nuits du 10 au 13 Janvier. Chaque point représente une acquisition d'une demi-heure, et l'absence de points en certains endroits signale une observation hors source (observation OFF). Dans la nuit du 11 au 12 Janvier, on note une baisse du flux d'un facteur ~ 3 dans la première heure d'observation, suivie d'une remontée équivalente en ~ 1.5 h. De même, à la fin de la nuit du 12 au 13, on observe une augmentation de flux d'un facteur ~ 6 en ~ 2 h.

2.4 Variabilité de l'émission au TeV en Janvier 2000

Une des caractéristiques propres à l'émission au TeV de Mrk 421 est de présenter des temps de variabilité parfois extrêmement courts: le record en la matière fut observé par le groupe du Whipple lors des sursauts spectaculaires des 7 et 15 Mai 1996, où une variation d'intensité d'un facteur supérieur à 20 fut enregistré en moins d'une demi-heure [54]. Les données prises par CAT ne révèlent pas de variations aussi spectaculaires, mais certains effets suffisamment significatifs ont été néanmoins décelés

Nuit du 11 au 12 Janvier								
n° acq.	Date	$\overline{\theta}_z$	$\langle f_{\text{med}} \rangle$	\overline{B}	\widetilde{D}_h	S_γ	Φ	$\frac{\Phi}{\Phi_2} (N_\sigma)$
1	2 ^h 14'	13°	8.9	1.28	14.6	126 ± 18	35.6 ± 5.8	3.2 (4)
2	3 ^h 24'	5°	8.7	1.26	14.5	62 ± 16	11.1 ± 5.4	1.0 (-)
5	4 ^h 55'	19°	8.8	1.27	14.6	100 ± 16	35.2 ± 5.9	3.2 (4)
Nuit du 12 au 13 Janvier								
n° acq.	Date	$\overline{\theta}_z$	$\langle f_{\text{med}} \rangle$	\overline{B}	\widetilde{D}_h	S_γ	Φ	$\frac{\Phi}{\Phi_8} (N_\sigma)$
8	3 ^h 07'	5°	6.8	1.13	14.2	42 ± 15	5.6 ± 5.2	1.0 (-)
11	5 ^h 14'	23°	9.8	1.16	15.0	82 ± 16	32.5 ± 6.3	5.8 (4)

TAB. 2.1 – Variabilité de l'émission au TeV de Markarian 421 dans les nuits du 10 au 12 Janvier 2000. Pour chaque acquisition, repérée par son numéro dans la nuit (voir la figure 2.12), on a indiqué l'heure de début d'observation (depuis 0^h00 TU), l'angle zénithal moyen d'observation $\overline{\theta}_z$, la valeur en kHz de la fréquence médiane moyenne $\langle f_{\text{med}} \rangle$ (Cf. § II 2.4.1), le bruit de fond du ciel moyen \overline{B} (en unités de $10^{-2} \overline{Q}_{1\gamma_e}/\text{ns}$), le taux de déclenchement corrigé \widetilde{D}_h en Hz (Cf. § II 2.4.1), le nombre de γ , S_γ , et le flux intégral $\overline{\Phi}$ reconstruit au-dessus de 250 GeV (en unités de $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Le nombre de γ a été évalué en cumulant les données OFF du mois de Janvier pour réduire les fluctuations statistiques, tandis que le flux intégral est calculé sur la base d'une seule acquisition OFF pour chaque acquisition ON. Enfin, on a indiqué dans la dernière colonne le rapport du flux au flux le plus bas mesuré dans la nuit, ainsi que la signification statistique N_σ de ce rapport.

début Janvier 2000. A cette époque, l'émission au TeV de Mrk 421 présentait des variations importantes d'une nuit à l'autre, de même qu'à l'intérieur de certaines nuits.

La figure 2.12 montre les variations de flux mesurées pour cinq nuits d'observation du 6 au 17 Janvier, ainsi qu'un zoom sur chacune des trois nuits centrales. Alors que l'activité de Mrk 421 semble assez stable durant la première de ces nuits, on note une certaine variabilité pour les deux autres. En particulier, dans la nuit du 11 au 12, CAT a observé une variation du flux d'un facteur ~ 3 à l'échelle d'une heure (variation significative à quatre écarts standard), suivie d'une remontée d'un même facteur en ~ 1.5 h. De même, à la fin de la nuit du 12 au 13, on note une augmentation de flux d'un facteur ~ 6 en ~ 2 h.

Ces nuits ont été choisies pour leur bonne qualité, tant du point de vue de la transparence atmosphérique que de la réponse de l'imageur, toutes deux très stables au moment des observations. On pourra s'en convaincre sur le tableau 2.1, qui détaille les caractéristiques de chacune des acquisitions mentionnées. Au vu de ces résultats, on peut finalement conclure à **la présence de variations de l'émission au TeV de Mrk 421 d'un facteur au moins supérieur à 3 en une heure, à un niveau de confiance dépassant quatre écarts standard.**

Chapitre 3

Interprétation des résultats sur Mrk 501 et Mrk 421

En l'espace d'une décennie, depuis qu'EGRET a découvert que la grande majorité des sources puissantes de γ de haute énergie sont des blazars, et compte-tenu des compléments apportés au TeV par les imageurs au sol, la compréhension de la physique de ces objets s'est progressivement affinée et consolidée par les informations qu'apportaient les campagnes d'observation multi-longueur d'onde. Ce chapitre rappelle les principaux arguments à l'origine d'un premier travail d'unification de la famille des blazars, et examine l'apport des observations réalisées par CAT. Concernant Mrk 501, un travail plus quantitatif est entrepris en appliquant un modèle Synchrotron-Self Compton homogène aux données multi-longueur d'onde obtenues en Avril 1997.

3.1 Opacité, variabilité et région d'émission des γ

Avec les premières détections de blazars par EGRET, il est très vite apparu que l'observation d'une émission de photons γ de haute (voire très haute) énergie, avec des temps de variabilité parfois inférieurs à la journée, permettait de se faire une idée assez précise de leur région de production. Cette estimation est facilement obtenue en résolvant le paradoxe suivant.

Le simple fait de pouvoir observer des γ dénote une opacité à la création de paires suffisamment petite à la source: si, de façon assez schématique, on note R la taille de la région émettrice, l'épaisseur optique pour des γ d'énergie E s'exprime comme $\tau_{\gamma\gamma}(E) = R \int \frac{dn}{dE'} \sigma_{\gamma\gamma}(E, E') dE'$, où $\frac{dn}{dE'}$ désigne la densité volumique de photons cibles (photons mous synchrotron par exemple) par intervalle en énergie E' , et où $\sigma_{\gamma\gamma}$ est la section efficace de production de paires. Pour un calcul simplifié,

nous ferons l'approximation suivante [42]:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \begin{cases} \frac{\sigma_T}{5} & \text{pour } E' = \frac{(m_e c^2)^2}{E} \pm \Delta E', \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases}$$

avec $\Delta E' \sim \frac{(m_e c^2)^2}{E}$ et où $\sigma_T \simeq 0.67$ barns est la section efficace de Thomson. On obtient alors $\tau_{\gamma\gamma}(E) \simeq R \frac{\sigma_T}{5} E' \frac{dn}{dE'}$, la densité de photons étant prise à l'énergie $E' = \frac{(m_e c^2)^2}{E}$. L'égalité entre le taux de photons mous émis et le taux partiel reçu par l'observateur à la distance D , dans ce domaine d'énergie,

$$4\pi R^2 c E' \frac{dn}{dE'} = 4\pi D^2 E' \frac{dN}{dE'} = 4\pi D^2 \frac{P[E']}{E'},$$

où P est le flux de puissance enregistré par intervalle logarithmique en énergie (ou $\nu F(\nu)$ avec les notations des chapitres précédents), conduit enfin à

$$\tau_{\gamma\gamma}(E) \simeq \frac{\sigma_T D^2}{5 R c E'} P \left[\frac{(m_e c^2)^2}{E} \right].$$

Considérons le cas de Mrk 421, avec $D \simeq 120$ Mpc, et examinons l'absorption de γ de 1 TeV, en supposant d'abord la source au repos par rapport à l'observateur; comme ces γ interagissent préférentiellement avec des photons infra-rouges ($E' \simeq 0.26$ eV), on choisit la valeur suivante pour le flux de photons mous: $P^{\text{IR}} \sim 2 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (d'après la figure 2.11). Pour calculer $\tau_{\gamma\gamma}$, il faut estimer la taille R de la source: sa valeur maximale nous est fournie par le temps de variabilité Δt minimal observé, soit $R < c \Delta t$; en prenant $\Delta t \lesssim 1$ jour, on obtient alors une opacité $\tau_{\gamma\gamma} > 1.2 \times 10^4$!

Nous avons vu au § I 3.2 que l'effet d'aberration géométrique, dû au mouvement relativiste d'ensemble des nodules de matière éjectés de la région centrale, permettait d'expliquer les mouvements superluminiques observés sur certains noyaux actifs de galaxies. Cet effet permet également de lever le paradoxe précédent, en supposant une émission de γ collimée suivant les jets radio, car l'opacité aux γ est alors à calculer dans le référentiel de la matière éjectée.

Si δ est le facteur Doppler géométrique lié au mouvement d'ensemble (voir sa définition au § I 3.2), et si on note avec une étoile les quantités liées au référentiel du plasma émetteur, la production de paires de photons d'énergie $E = 1$ TeV se fait en effet sur des photons cibles d'énergie $E'^* = \frac{(m_e c^2)^2}{E^*}$, où $E^* = E/\delta$; les photons cibles sont observés à l'énergie $E' = E'^* \delta$, soit donc avec un facteur δ^2 plus grand que dans le cas isotrope. Le flux $P^*(E'^*)$ à considérer est lié au référentiel comobile, et il diffère du flux observé par le facteur d'amplification Doppler: $P^*(E'^*) \sim \delta^{-3-\alpha} P \left[\frac{(m_e c^2)^2 \delta^2}{E} \right]$, où α est l'indice spectral différentiel synchrotron [26, 166]. Enfin, la contrainte concernant la taille maximale de la zone d'émission

est relâchée, avec $\Delta t^* = \delta \Delta t$ (Cf. § I 3.2). On obtient alors une limite inférieure pour l'épaisseur optique dans le référentiel lié au plasma,

$$\tau_{\gamma\gamma}^*(E^*) \gtrsim \delta^{-4-\alpha} \frac{D^2 \sigma_T}{\Delta t c^2 E'} P \left[\frac{(m_e c^2)^2 \delta^2}{E} \right],$$

bien plus faible que dans le cas d'une émission isotrope non relativiste. Avec un facteur Doppler $\delta \sim 10$ typique pour les blazars [61], une valeur de $\tau_{\gamma\gamma}^* < 1$ peut être maintenant obtenue, et le paradoxe résolu.

L'identification des jets avec la zone de production des γ n'a rien de surprenant, si l'on se rappelle que les sources extra-galactiques détectées par EGRET sont essentiellement des blazars [172, 116], dont l'une des caractéristiques principales est précisément de posséder des jets alignés avec la direction de visée. Ces objets constituent en outre la majeure partie des sources dont l'observation par interférométrie radio à longue base (VLBI) révèle l'éjection de matière dans les jets avec de grandes vitesses d'ensemble [61]. Enfin, la corrélation entre l'éjection de nodules de matière et le regain d'activité multi-longueur d'onde a déjà été mise en évidence sur un certain nombre d'objets: on pourra notamment se reporter au très bel exemple du quasar 0836 + 710, dont le sursaut observé depuis le domaine optique jusqu'à 100 MeV en Février 1992 coïncide avec l'apparition d'une nouvelle composante VLBI [125]. On peut également citer ici les résultats obtenus lors de la campagne d'observation de Mrk 421 menée conjointement en Mars 1998 par CAT et par les télescopes radio participant au VLBA: les données VLBI montrent une forte décroissance de l'intensité et de la polarisation de l'émission radio en provenance du coeur de ce noyau actif de galaxie, trois jours après la détection, dans la nuit du 24 au 25 Mars (MJD= 50896/50897), d'un sursaut au TeV par CAT [34, 133]. La non-simultanéité des observations ne permet cependant pas de pousser plus loin le parallèle; en particulier, la localisation sûrement très différente des photosphères radio et γ , *i.e.* des zones où l'auto-absorption à la source n'est plus un obstacle à l'émission de ces deux types de rayonnement, rend l'interprétation d'un tel résultat très difficile.

Quoi qu'il en soit, l'observation d'une variabilité au TeV à courte échelle de temps suggère à elle seule une région d'émission très compacte ainsi qu'une collimation substantielle. Un facteur Doppler $\delta \sim 10$, allié à une variabilité à l'échelle de la journée (voire moins pour Mrk 421 [94, 54, 23, 99, 30]), conduit ainsi à une taille de l'ordre de la semaine-lumière, *i.e.* proche de la taille du système solaire. La base des jets radio, où ces derniers conservent une taille relativement faible (environ 0.001 pc), et à une distance du disque d'accrétion suffisante pour éviter une absorption trop importante par création de paires, semble donc être le site le mieux indiqué pour la production de γ de (très) haute énergie.

3.2 Nature des particules émettrices

Le problème de la composition des jets radio est longtemps resté ouvert, et demeure encore aujourd’hui le sujet central des modèles théoriques cherchant à reproduire l’émission multi-longueur d’onde des noyaux actifs de galaxies. Le plasma éjecté de ces objets est-il constitué de paires e^\pm , de matière “ordinaire” (électrons et protons), ou bien des deux? La réponse à cette question apporterait une information précieuse sur les mécanismes réactionnels en jeu dans l’environnement proche de la “machine” centrale.

L’émission à basse énergie des blazars semble bien comprise: les spectres observés, qui s’étendent de façon très continue depuis le domaine radio jusqu’au domaine UV (voire jusqu’aux X pour les plus extrêmes tels que Mrk 501), et le haut degré de polarisation du rayonnement correspondant (notamment en radio), sont en effet aisément explicables par l’émission synchrotron d’un plasma magnétique se déplaçant à vitesse relativiste vers l’observateur [166]¹.

L’émission à haute énergie des blazars est un sujet nettement plus délicat. Deux grandes classes de modèles peuvent être encore aujourd’hui distinguées, selon l’hypothèse choisie quant à la nature des particules primaires.

3.2.1 Les modèles hadroniques

Le modèle hadronique de blazar mis au point par K. Mannheim [113, 114] considère des protons accélérés par chocs jusqu’à des facteurs de Lorentz de 10^9 à 10^{11} , qui génèrent des cascades de paires via la production secondaire de π^0 et leur désintégration en photons dont l’énergie va du keV au TeV. Le spectre multi-longueur d’onde résultant est alors la superposition des spectres de ces γ et des spectres synchrotron des paires e^\pm générées dans les cascades; outre une prédiction du spectre des blazars sur plus de 15 ordres de grandeur en énergie, l’une des implications intéressantes de ce modèle est la présence d’un flux important de neutrinos au-dessus du PeV. Son principal défaut vient cependant de sa grande difficulté à prédire des temps de variabilité compatibles avec les observations de blazars à très haute énergie.

L’étude récente menée en référence [78] précise ce dernier point. Ce travail se place dans le cadre général d’une accélération par diffusion stochastique de type processus de Fermi du second ordre [55, 109] sur des instabilités magnéto-hydrodynamiques (turbulences d’Alfvén) au sein du plasma. Appliquée au cas des blazars, elle révèle deux types de conditions difficiles à remplir dans le cas de l’accélération de protons: pour que l’accélération se fasse, ces derniers doivent tout d’abord conserver un rayon de giration inférieur à la taille de la zone accélératrice, ce qui fixe leur facteur de Lorentz maximal accessible à $\gamma_{\max} \simeq 10^{12} \left(\frac{R}{1 \text{ pc}} \right) \left(\frac{B}{1 \text{ G}} \right)$, où B est le

1. Récemment, l’indication d’un plasma constitué de paires e^\pm aurait été trouvée dans le cas du blazar 3C279, suite à des observations radio par la technique de VLBI [173].

champ magnétique baignant le plasma. Avec une taille $R \simeq 0.001$ pc et un champ magnétique typique $B \simeq 1$ G, on voit qu'on obtient à peine le facteur de Lorentz minimal exigé par le modèle hadronique. Une seconde contrainte, plus forte, vient du temps minimal requis pour l'accélération, qui pour des facteurs de Lorentz $\gamma > 10^9$, peut atteindre plusieurs années.

La variabilité de l'émission à très haute énergie des blazars constitue l'argument le plus souvent invoqué pour écarter les modèles hadroniques, et les deux contraintes mentionnées ci-dessus montrent les obstacles majeurs que ces modèles ont à surmonter. De plus, l'inconvénient de ces modèles tient dans la difficulté de l'ajustement fin des paramètres de départ, qui permettrait de mettre à jour un spectre caractéristique d'une classe de sources donnée. Cependant, les possibilités offertes par ces modèles ne semblent pas encore totalement épuisées, et c'est ainsi que de nouvelles versions voient régulièrement le jour [91, 92, 4, 122]. Leur revue et leur critique détaillée dépasseraient largement le cadre de cette thèse; notons simplement que leur degré de complexité croissant leur permet de contourner les obstacles mentionnés plus haut et de reproduire les faits observationnels dans leurs grandes lignes. C'est ainsi le cas du modèle proposé dans les deux dernières références signalées ci-dessus, où la production de γ de très haute énergie est le résultat de l'*émission synchrotron de protons* d'énergie $\gtrsim 10^{19}$ eV dans un champ magnétique supérieur à quelques dizaines de Gauss; une des conséquences importantes de ce modèle est la prédiction d'un flux de neutrinos plus faible que dans le modèle de K. Mannheim du fait d'une perte radiative d'énergie des protons dominante, au détriment d'une production de pions.

En conclusion, l'intensification à l'avenir du suivi multi-longueur d'onde des sources, et l'utilisation d'instruments de meilleure sensibilité apparaissent indispensables pour espérer trancher un jour quant à la validité de ces modèles [141]. En particulier, l'observation éventuelle de neutrinos par les futures expériences telles qu'ANTARES pourrait très bien mettre de nouveau certains modèles hadroniques au goût du jour.

3.2.2 Les modèles leptoniques

Dans la seconde classe de modèles, l'émission à haute énergie des blazars est attribuée à la *diffusion Compton inverse* [20, 109] d'un champ de photons mous sur la population d'électrons ou de paires e^\pm responsable de l'émission synchrotron observée à basse énergie. Ces modèles se distinguent entre eux par le choix des photons cibles: photons synchrotron émis par ces mêmes particules (modèle "Synchrotron Self Compton" ou SSC [62]) ou extérieurs au jet (modèles "External Compton", ou EC), soit en provenance directe du disque d'accrétion [41, 149], soit diffusés par les nuages environnant le jet à sa base, identifiables par leur raies optiques larges (on parle de "Broad Line Region" ou BLR, Cf. § I 3.1) [63]. Tous ces modèles reproduisent assez bien l'ensemble des données disponibles sur les blazars. En particulier,

ils prédisent des temps de variabilité assez courts, conformes à ce qui est observé. Enfin, ils impliquent une corrélation naturelle entre émission X et γ , semblable aux résultats exposés dans cette thèse sur Mrk 501 et Mrk 421.

Les données observationnelles favorisent donc plutôt les modèles leptoniques, et je me concentrerai sur eux dans la suite. Dans la section suivante, nous allons examiner les développements récents qui, sur la base de tels modèles, ont conduit à un scénario d'unification dans la famille des blazars. Nous verrons quel type de modèle semble le mieux adapté au cas des Lacertides extrêmes comme Mrk 421 et Mrk 501, pour ensuite tenter de reproduire les données enregistrées en Avril 1997 sur cette dernière source.

3.3 Unification de la famille des blazars

Les travaux récemment menés en références [52] et [64] ont conduit à une description des objets entrant dans la famille des blazars sous forme d'une séquence spectrale continue. La première de ces deux références s'attache aux faits purement observationnels concernant 126 blazars, et la seconde propose une base phénoménologique pour expliquer leurs propriétés spectrales, dans le cadre d'un modèle leptonique. La séquence unificatrice mise en évidence (Fig. 3.1) permet de passer d'un type de spectre à un autre à partir de l'anti-corrélation observée entre la luminosité radio et la fréquence du maximum d'émission synchrotron; quant aux propriétés de l'émission Compton inverse (position du maximum, luminosité L_{IC}), elles s'agencent suivant les valeurs des deux dernières grandeurs physiques.

Les blazars les plus puissants de la séquence sont identifiés à la classe des quasars à spectre plat en radio ("Flat Spectrum Radio Quasars", ou FSRQ, Cf. § I 3.1): il s'agit de sources dont le spectre synchrotron augmente suffisamment vite avec l'énergie pour que le maximum de puissance émise, L_S , soit observé dans le domaine radio ou infra-rouge. La puissance totale de ces objets est dominée par leur émission γ , mais cette dernière est limitée à une bande en énergie allant du MeV au GeV; ils constituent ainsi l'essentiel des sources détectées par EGRET [116]. Les FSRQ ont une forte luminosité bolométrique et présentent des raies larges intenses signalant la présence de nuages BLR en grand nombre, qui sont une source importante de photons cibles: la contribution EC est donc dominante pour la production de γ par processus Compton inverse, et la contribution SSC, bien entendu toujours présente, est assez faible en comparaison.

Par définition, les Lacertides sont des blazars caractérisés par des raies peu intenses, voire inexistantes (Cf. § I 3.1); leur luminosité bolométrique (et celle de leur disque d'accrétion) est en outre moins forte que celle des FSRQ, si bien que la densité totale de photons cibles d'origine externe au jet est nettement plus faible que pour ces derniers. Ceci se traduit par un refroidissement moins important des électrons par diffusion Compton inverse, et par la possibilité d'accélérer une plus grande part

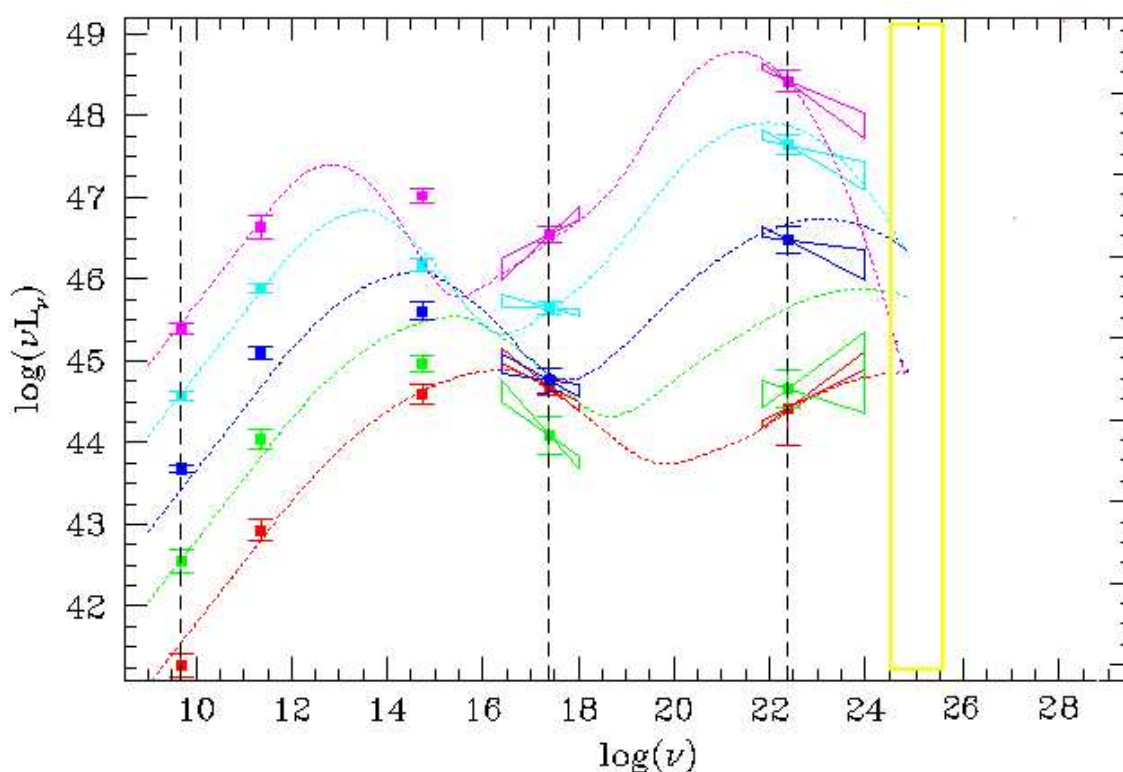


FIG. 3.1 – Séquence d’unification dans la famille des blazars [64]. Cette figure est le résultat de l’ajustement d’un modèle leptonique aux spectres de puissance (à la source) moyens obtenus pour 5 lots de blazars, à partir d’un échantillon de départ comprenant 51 blazars. Ces derniers ont été regroupés en fonction de leur seule luminosité radio à 5 GHz, et les points de la figure représentent les spectres moyens de chaque lot. Le modèle appliqué, représenté par les courbes, est une superposition de modèle EC et SSC, la contribution EC augmentant avec la luminosité globale. Aux deux extrémités de cette séquence, on distingue les blazars de type FSRQ (voir texte), les plus puissants, avec une luminosité synchrotron atteignant son maximum dans le domaine radio ou infra-rouge, et les HBL (voir texte), dont le spectre peut s’étendre jusqu’au TeV ($\simeq 2.42 \times 10^{26}$ Hz). La fenêtre centrée vers 10^{25} Hz correspond au domaine d’énergie que les échantillonneurs au sol tels que CELESTE commencent à combler.

d’entre eux à très haute énergie [167]. Les Lacertides sont ainsi caractérisés par un niveau d’émission γ plus faible que celui des FSRQ, mais avec un spectre pouvant s’étendre jusqu’au TeV. En pratique, on peut distinguer deux principales “couleurs” de Lacertides. D’une part les blazars “rouges” (ou “Low-Frequency BL Lac Objects”, ou LBL) sont les plus proches des FSRQ: leur émission synchrotron atteint son maximum de puissance dans le domaine optique, et la partie à haute énergie se situe autour du GeV; le rapport des luminosités $\frac{L_{IC}}{L_S}$ est en outre plus faible que pour les FSRQ. D’autre part les blazars “bleus” (ou “High-Frequency BL Lac Objects”, ou HBL), qui sont les objets les plus intéressants pour nous: leur émission synchrotron

est plus faible que celle des LBL, mais atteint son maximum dans le domaine des UV ou des X; l'absence totale de raies sur ces objets suggère un mécanisme SSC pur pour l'émission de γ , qui peut atteindre le TeV; enfin le rapport $\frac{L_{IC}}{L_S}$ est ici encore diminué.

Alors que l'ancienne classification des blazars (FSRQ, "Radio-Selected BL Lac Objects" ou RBL, "X-Ray-Selected BL Lac Objects" ou XBL...) relevait plus de la taxonomie que d'une vision claire de l'ensemble de cette famille, le schéma précédent en établit une unification phénoménologique solide, basée sur des faits observationnels complétés par une paramétrisation réaliste. Son caractère novateur réside dans l'interprétation qu'il fait des propriétés spectrales des différents types de blazars, basée sur leurs propriétés intrinsèques (luminosité radio et nature du champ de photons mous essentiellement) plutôt que sur un effet d'orientation des jets, qui avait été suggéré par le passé [60]. Ce schéma n'est cependant qu'une hypothèse de travail qui reste à confirmer², du moins une référence temporaire à compléter, notamment au sujet des blazars "bleus" dont seul un très faible nombre a pour l'instant été détecté au TeV. L'un des points parmi les plus intéressants mis à jour par la logique de cette séquence porte d'ailleurs sur l'existence possible de blazars encore plus extrêmes, non encore découverts [65]: ces blazars seraient caractérisés par une émission atteignant son maximum autour du MeV pour la partie synchrotron, et autour du TeV voire au-delà pour la partie Compton inverse. La grande sensibilité de futurs instruments tels qu'INTEGRAL (au MeV) et HESS ou VERITAS (au TeV) devrait très bientôt permettre de confirmer ou non l'existence de tels objets. Leur découverte aurait alors des implications sans précédent sur la compréhension des mécanismes d'accélération dont les jets radio sont le siège: comme, dans le cadre des modèles leptoniques, le spectre multi-longueur d'onde est directement relié au spectre des particules primaires, l'étude de ces objets permettrait en effet de sonder l'efficacité limite de tels mécanismes. Enfin, la détection de ces objets fournirait un outil supplémentaire pour contraindre le niveau du fond diffus cosmique infra-rouge, responsable de l'atténuation des spectres observés au TeV par absorption des photons γ sur leur trajet (Cf. § 3.5.3).

3.4 Retour sur les propriétés de Mrk 501 et Mrk 421

Mrk 501 et Mrk 421 sont sans nul doute à inscrire dans la classe des HBL [126]. La faible intensité des raies optiques de ces deux sources (voir par exemple la référence [62]), leur spectre synchrotron dominant entre le domaine UV et celui des X (Mrk 421), voire celui des X durs (Mrk 501 en 1997), et leur émission γ au TeV, sont en effet autant d'éléments allant dans ce sens.

En trois ans d'observation, Mrk 501 s'est en outre avérée plus extrême que

2. On peut à ce propos citer la référence [127], qui souligne l'existence de quelques objets présentant des raies larges, donc de type FSRQ, avec une émission synchrotron piquant cependant à haute énergie. Ces objets ne cadrent pas très bien avec la séquence spectrale discutée.

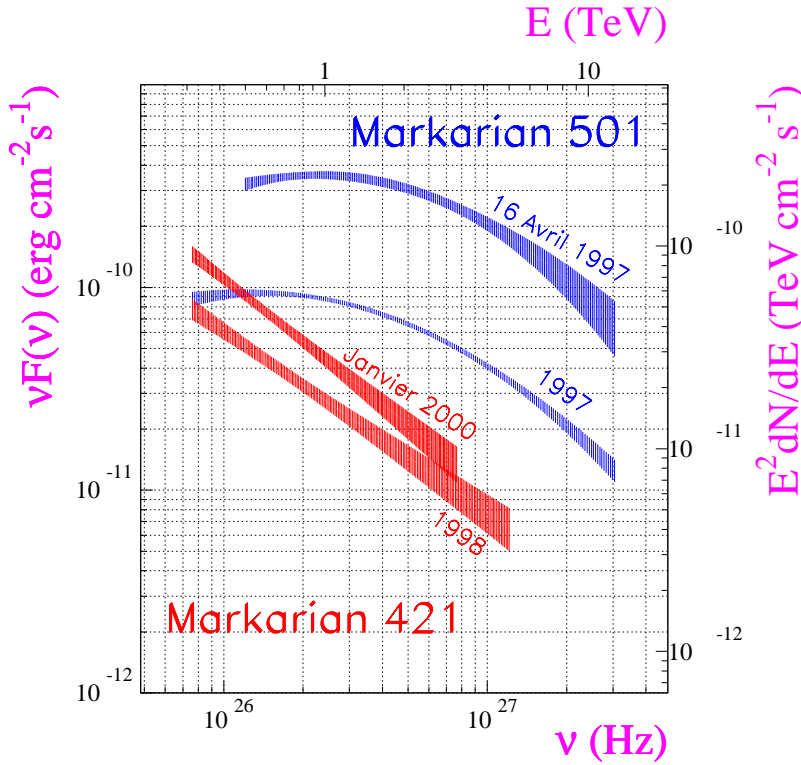


FIG. 3.2 – Comparaison des principaux spectres de puissance de Markarian 501 (2 spectres du haut) et Markarian 421 (2 spectres du bas), obtenus dans cette thèse. Contrairement à Markarian 501, le maximum de puissance de Markarian 421 se situe au-dessous du seuil de détection de CAT. Les aires hachurées indiquent la limite à 68% de confiance donnée par la méthode de maximum de vraisemblance (voir page 116).

Mrk 421: l'ensemble des résultats présentés aux chapitres précédents montre en effet que son spectre synchrotron atteint son maximum à plus haute énergie. De même, au TeV, CAT a observé un spectre courbé pour Mrk 501, dont le maximum de puissance est situé au-dessus du seuil de détection du télescope, contre un spectre en loi de puissance pour Mrk 421, dont le maximum de puissance émise en γ doit donc se situer à plus basse énergie³ (Fig. 3.2). Les positions respectives des spectres synchrotron et Compton inverse de Mrk 501 et Mrk 421 cadrent donc également avec la séquence précédente.

Expliquer les différences de variabilité temporelle observées entre les deux sources est une autre paire de manches: le fait que, contrairement au cas de Mrk 421, aucune variation à courte échelle de temps réellement significative n'ait été trouvée dans les données de CAT prises sur Mrk 501, peut en effet s'expliquer de différentes façons. Le taux d'injection des particules dans les jets radio peut par exemple être assez différent, et moins erratique pour Mrk 501, du fait de propriétés intrinsèques différentes au niveau du moteur central que constitue le trou noir "habillé" par le disque d'accrétion. On peut également invoquer la structure de jet, bien plus complexe pour Mrk 501 que pour Mrk 421, comme l'ont par exemple montré les observations VLBI exposées en référence [34]: un jet plus évasé, un alignement moins parfait de ce jet, et donc un facteur Doppler géométrique plus faible, pourraient ainsi expliquer

³. Rappelons que Mrk 421 est une source assez faible pour EGRET, et que ce maximum doit donc se situer aux alentours de quelques GeV.

l'absence de variabilité notable de Mrk 501 à l'échelle de quelques heures.

La séquence spectrale montrée plus haut suggère qu'un modèle leptonique simple de type SSC pur est bien adapté pour expliquer l'émission au TeV de ces deux sources. Dans un tel modèle, la variabilité est supposée provenir d'un changement dans les caractéristiques de la population de particules (densité, spectre en énergie) plutôt que dans celles du jet. Dans un modèle SSC homogène, si la diffusion des photons par effet Compton inverse a lieu dans le régime de Thomson, les variations observées dans le domaine γ doivent en outre suivre quadratiquement celles observées pour le synchrotron: en effet, si on note γ_{\max} le facteur de Lorentz maximal des particules relativistes, alors les luminosités maximales synchrotron (L_S) et Compton inverse (L_{IC}) sont dominées par l'émission synchrotron ou la diffusion Compton inverse des particules d'énergie très proche de $\gamma_{\max} m_e c^2$; plus précisément, si N_e désigne la densité en particules, $W_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$ la densité d'énergie du champ magnétique, et $W_S = \frac{L_S}{4\pi R^2 c}$ la densité d'énergie des photons synchrotron, on peut montrer [142, 157] que $L_S \propto N_e \gamma_{\max}^2 W_B$ et que $L_{IC} = L_{SSC} \propto N_e \gamma_{\max}^2 W_S \propto L_S^2$. Dans un modèle EC, on obtiendrait $L_{IC} = L_{EC} \propto N_e \gamma_{\max}^2 W_{EC}$, où W_{EC} est la densité d'énergie du champ de photons externes, soit donc une simple corrélation linéaire entre L_{IC} et L_S .

Concernant Mrk 421, les amplitudes de variation observées en X et au TeV lors de la campagne d'observation d'Avril 1998 (Cf. § 2.3.2) coïncident bien avec ce qui est attendu d'un modèle SSC pur; une très belle application d'un tel modèle à des données multi-longueur d'onde simultanées pourra d'ailleurs être trouvée en référence [157]. Quant à Mrk 501, nous allons dans ce qui suit examiner les seules mesures spectrales simultanées dont nous disposons, à savoir celles obtenues conjointement par Beppo-SAX et CAT en Avril 1997. Pour cette période, on a signalé au § 1.3.2 que CAT observait une variation de puissance totale entre le 7 et le 16 Avril (variation d'un facteur ~ 10) bien plus importante que celle mesurée par Beppo-SAX en X (variation d'un facteur ~ 4); ceci s'interprète donc également bien dans le cadre d'un modèle SSC pur. Cependant, le rapport des variations observées entre les flux γ et X n'est pas tout à fait quadratique ici: l'interprétation de ce point, donnée en référence [47], invoque une efficacité moindre du processus de diffusion Compton inverse dans le régime Klein-Nishina, régime (attendu) impliqué par la présence d'électrons d'énergie proche du TeV. D'autres observations allant dans ce sens existent pour Mrk 501: on peut en particulier citer le travail réalisé par la collaboration HEGRA, qui a considéré les données X fournies par le Proportional Counter Array (PCA), embarqué sur le satellite RXTE, pour effectuer le même type de recherche de corrélation X/ γ que celui que j'ai présenté aux chapitres précédents. Nous avons vu au § 1.3.2 que l'instrument ASM et le domaine d'énergie auquel il opère ne semblaient pas être les mieux adaptés pour une telle étude⁴. Par contre

4. L'avantage est que les données d'ASM sont très rapidement disponibles, sous une forme directement exploitable;

le PCA, qui est un ensemble de cinq compteurs proportionnels fonctionnant entre 2 et 60 keV, est un instrument directionnel, dont la sensibilité est bien meilleure (0.002 fois l'intensité de la nébuleuse du Crabe). L'analyse effectuée par le groupe de HEGRA montre une corrélation nette entre γ au TeV et rayons X de ~ 25 keV, avec un décalage des émissions très faible (quelques heures au maximum) [98]. Une relation quasi-fonctionnelle a même été trouvée, assez proche d'une loi quadratique.

3.5 Un modèle d'émission pour Mrk 501

3.5.1 Le modèle Synchrotron-Self Compton homogène

Le modèle SSC homogène, et le programme informatique correspondant, que nous avons utilisés, ont été développés par N. Renaud au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, dans le cadre de sa thèse de doctorat traitant de la modélisation des jets relativistes et de l'émission haute énergie des blazars et des micro-quasars galactiques [142]. Le modèle en question suppose une région d'émission sphérique, de taille R , où règne un champ magnétique uniforme B , et dans laquelle est injectée, pendant un temps T donné, une population de paires caractérisée par une certaine distribution en énergie $n(\gamma)$ (avec $\gamma = E/m_e c^2$). Le mouvement d'ensemble de ce nodule relativement à l'observateur est caractérisé par le facteur Doppler géométrique δ .

La distribution en énergie *initiale* choisie pour les particules injectées est conforme au résultat d'une accélération par un mécanisme stochastique, qui conduit à la forme de "pile-up" $Q(\gamma) = n_0 \gamma^2 e^{-\gamma/\gamma_c}$ [77]. La distribution $n(\gamma, t)$ ensuite utilisée dans le modèle est la solution, vérifiant $n(\gamma, 0) = 0$, de l'équation de continuité suivante:

$$\frac{\partial n(\gamma, t)}{\partial t} + \frac{\partial[\dot{\gamma}n(\gamma, t)]}{\partial \gamma} = Q(\gamma).$$

Dans cette équation, le seul terme de perte d'énergie, $\dot{\gamma} = -\frac{4}{3}\sigma_T \frac{B^2}{2\mu_0} \gamma^2 c$, correspond à l'émission synchrotron: le temps caractéristique associé est assez faible en comparaison du temps d'injection, ce qui montre la nécessité de résoudre l'équation ci-dessus à chaque instant t . Le temps de refroidissement synchrotron s'exprime en effet comme

$$\tau_s \simeq \frac{\gamma}{-\frac{d\gamma}{dt}} \simeq \gamma \left[\frac{4}{3}\sigma_T \frac{B^2}{8\pi} \gamma^2 c \right]^{-1} \sim \frac{10^9}{\gamma B^2} \text{ secondes,}$$

pour le PCA, les données sont également publiques, mais leur utilisation demande un certain traitement qui n'est pas immédiat. Ce travail pourrait être envisagé à l'avenir par la collaboration CAT.

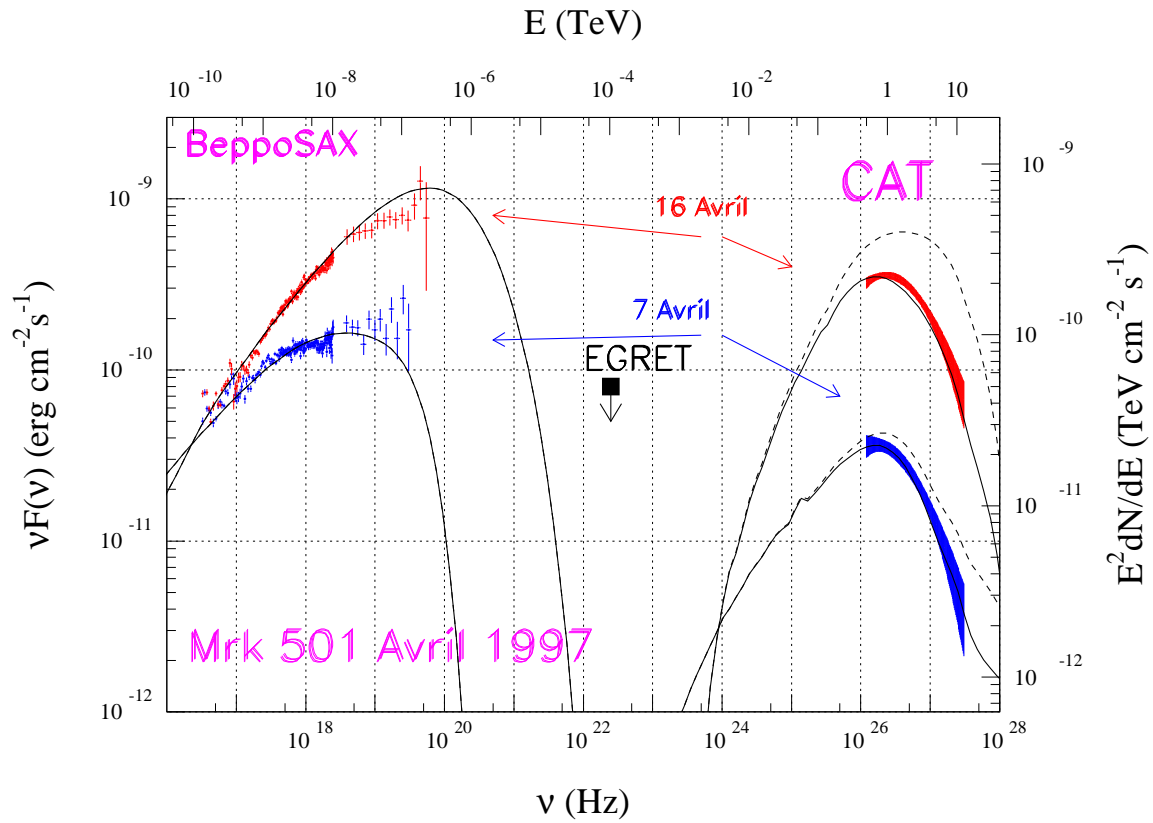


FIG. 3.3 – Ajustement par un modèle SSC homogène des spectres de puissance de Markarian 501 mesurés par Beppo-SAX et CAT les 7 et 16 Avril 1997. Les données de Beppo-SAX sont tirées de la référence [128]. La limite supérieure donnée par EGRET est tirée de la référence [145], et correspond à des observations entre le 9 et le 15 Avril. Les données au TeV du 16 Avril sont entièrement simultanées aux données en X, et le spectre correspondant est le spectre $S_{501}^{97\text{haut}}$ présenté au § 1.2.2; par contre, le spectre du 7 Avril est un spectre moyen obtenu sur des données non contemporaines mais correspondant au même niveau d'intensité de la source: plus précisément, il s'agit du spectre $S_{501}^{97\text{bas}}$ présenté au § 1.2.2, multiplié par un facteur de renormalisation globale de 0.8. Les spectres au TeV sont représentés par une aire hachurée indiquant la limite à 68% de confiance donnée par la méthode de maximum de vraisemblance (voir page 116). Enfin, le résultat du modèle est montré en trait plein, et les courbes en tirets représentent les spectres prédits en l'absence d'absorption par création de paires.

où B est exprimé en Gauss. L'observation de γ au TeV pour Mrk 501 implique la présence de particules avec un facteur de Lorentz $\gamma \sim 10^6$; avec un champ magnétique $B \sim 1$ G, on obtient alors un temps de refroidissement de l'ordre du quart d'heure, inférieur au temps d'injection que nous allons considérer (quelques 10^4 s).

Le processus de création de paires est considéré globalement, et calculé sous forme d'une atténuation forfaitaire, pour obtenir le spectre réellement observé: l'effet envisagé comprend l'absorption des γ au TeV sur les photons synchrotron infra-rouges,

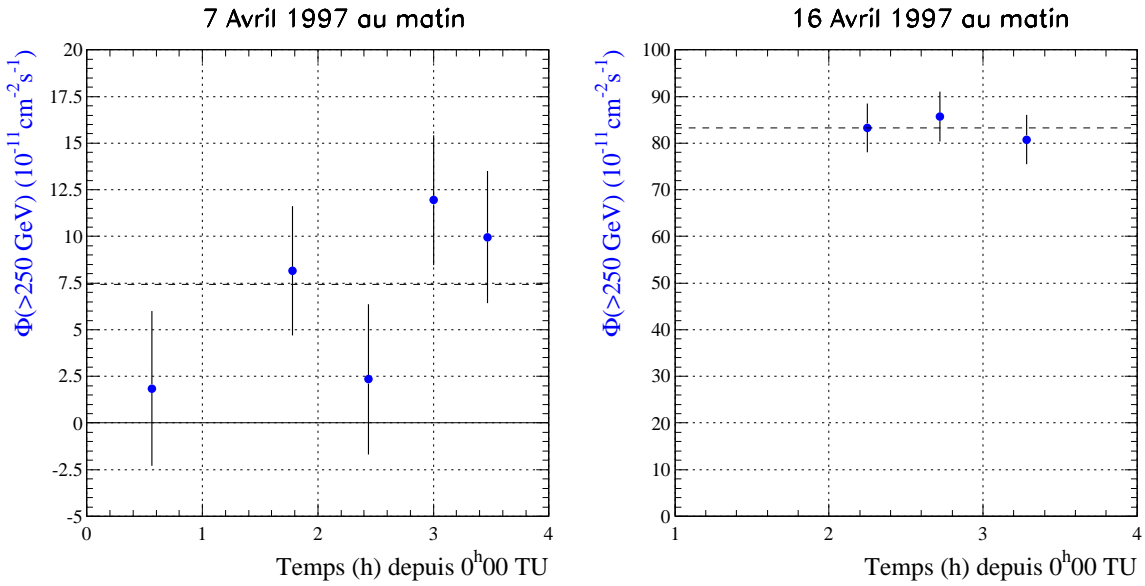


FIG. 3.4 – Courbe de lumière au TeV de Markarian 501 les 7 et 16 Avril 1997. Chaque point représente une acquisition d'environ une demi-heure. Le flux moyen sur chaque nuit est indiqué par une ligne tiretée horizontale. Noter le changement d'échelle verticale entre les deux dates.

mais également celle intervenant entre photons X durs synchrotron. En revanche, le réapprovisionnement continu en e^\pm par ce processus n'est pas pris en compte.

3.5.2 Ajustement des spectres du 7 et 16 Avril 1997

Le résultat de l'ajustement est montré sur la figure 3.3: le résultat du modèle est indiqué en trait plein, et les courbes en tirets représentent les spectres prédits en l'absence d'absorption par création de paires. On a utilisé le même facteur Doppler $\delta = 27.25$ qu'employait N. Renaud; ce facteur est maintenu constant entre les deux dates, car sa modification aurait des effets très forts sur les luminosités, sans rapport avec ce qui est observé (voir aussi la discussion en référence [128]). De plus, on a pris pour décalage vers le rouge $z = 0.033$, et la valeur suivante pour la constante de Hubble: $H_0 = 60$ km/s/Mpc.

Pour le 7 Avril, le spectre synchrotron de Mrk 501 présente une structure un peu complexe, avec une première bosse culminant vers 10^{18} Hz, suivie d'une remontée du flux à partir de $\nu \simeq 2 \times 10^{18}$ Hz: cette remontée est nettement visible au milieu de l'intervalle en énergie des données du MECS, et elle se confirme dans les données du PDS. En pratique cette structure à double bosse s'avère difficilement reproductible par l'émission d'un unique nodule de plasma, étant donné que la forme de la distribution en énergie des électrons est directement liée à celle du spectre synchrotron. De plus, l'existence de deux nodules n'est pas incompatible avec les données au

TeV pour cette nuit, qui indiquent peut-être une variation de flux avec présence de deux maxima (Fig. 3.4). Pour toutes ces raisons, nous avons ajusté les données du 7 Avril en faisant intervenir deux nodules de taille identique ($R = 0.35 \times 10^{16}$ cm, soit $\sim 1.1 \times 10^{-3}$ pc), injectés en proportions différentes et à des instants différents. La première composante contribue pour 85% au nombre total de particules: elle émet pendant 4×10^4 s, avec une distribution de particules caractérisée par $\gamma_c = 7 \times 10^6$. La seconde composante apparaît immédiatement derrière la première, avec une durée de vie plus courte (10^4 s), un spectre d'électrons moins énergétique ($\gamma_c = 7 \times 10^4$), et elle contribue pour 15% seulement au nombre total de particules. Ce dernier nombre vaut 3.3×10^{47} , soit une densité $N_e = 1.81 \text{ cm}^{-3}$. Enfin, on a obtenu pour le champ magnétique $B = 0.50$ G.

Le spectre du 16 Avril est plus régulier (Fig. 3.3), et la courbe de lumière enregistrée par CAT pour cette date est très stable (Fig. 3.4). Pour ce sursaut, un seul nodule de plasma suffit donc pour reproduire les données: sa taille est choisie à $R = 0.19 \times 10^{16}$ cm, le champ magnétique vaut $B = 0.26$ G, et le temps d'injection 3.9×10^4 s. La distribution en énergie des électrons, avec $\gamma_c = 7 \times 10^5$, correspond à un nombre total de 2.6×10^{47} , soit une densité $N_e = 8.52 \text{ cm}^{-3}$ bien plus importante que pour le 7 Avril.

3.5.3 Discussion: le rôle du fond diffus cosmique infra-rouge

Les résultats précédents montrent qu'il est possible de rendre compte assez fidèlement du spectre électromagnétique global de Mrk 501 avec des hypothèses simples. Les valeurs des paramètres obtenus (δ , B , R , N_e) sont tout à fait réalistes, et très similaires à ce qui a été trouvé par d'autres auteurs ayant conduit un travail semblable, dans le cadre d'un modèle SSC homogène [98, 128, 163]. La forme de pile-up choisie ici pour la distribution en particules correspond en outre à une distribution quasiment mono-énergétique (car γ_c est très grand), assez semblable à celle employée par ces auteurs⁵.

La particularité du modèle SSC que nous avons utilisé est de prendre en compte l'absorption des photons de haute énergie à la source, bien que pour l'instant ceci ne soit pas fait de façon réellement auto-consistante, avec réinjection des paires ainsi créées dans la population de particules primaires. On voit sur la figure 3.3 que cette absorption à la source a une influence déterminante sur le spectre prédit au TeV. Il est important de noter qu'aucun autre type d'atténuation du spectre n'a été ici envisagé: en particulier, le rôle du fond diffus cosmique infra-rouge sur le trajet des photons γ a été complètement ignoré. Ce qui suit précise ce point, et résume les connaissances actuelles en la matière.

5. En fait, ces auteurs utilisent généralement une distribution en loi de puissance décroissante, avec une cassure pour une certaine valeur de γ , au-delà de laquelle la distribution s'effondre encore plus. Ce choix est en effet très pratique pour reproduire la forme des différents spectres synchrotron, qui présente également un infléchissement très marqué. L'extension maximale choisie pour les valeurs de γ est cependant suffisamment restreinte pour conduire à une forme de distribution quasiment mono-énergétique, assez proche de la forme de pile-up que nous avons considérée.

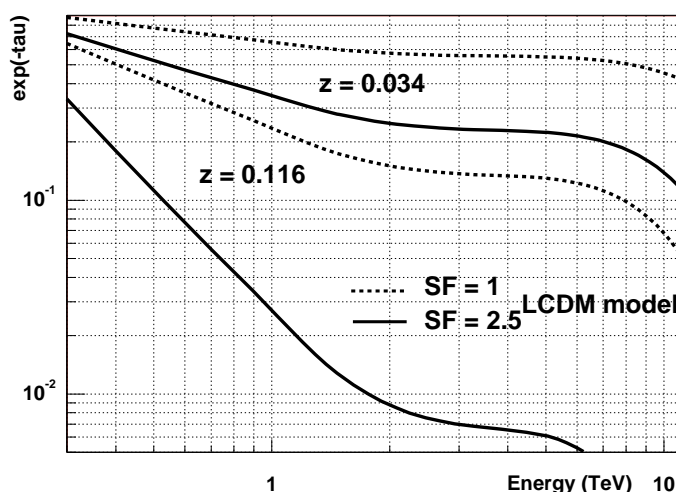


FIG. 3.5 – Coefficient d'absorption des γ par le CIBR, en fonction de l'énergie des γ , pour deux décalages vers le rouge différents, et pour deux versions d'un même modèle de CIBR. Cette figure est tirée de la référence [73].

La connaissance de l'intensité et de la forme spectrale du fond diffus cosmique infra-rouge, ou “Cosmic Infra-red Background Radiation” (CIBR), est fondamentale d'un point de vue cosmologique, car elle débouche sur la compréhension de l'évolution des galaxies et des processus de formation d'étoiles dans les premières phases de l'expansion de l'univers. De même que le fond diffus à 2.73 K constitue un rayonnement fossile, décalé à basse fréquence, signature du découplage photons-matière environ 300000 ans après le Big Bang, le CIBR est la trace de l'émission des premières étoiles et de son retraitement par les poussières du milieu interstellaire [21, 49].

Les premiers articles signalant l'absorption par création de paires sur le fond diffus cosmique des photons de très haute énergie d'origine extra-galactique datent des années 1960 [71, 88]. La possibilité d'utiliser les photons γ au TeV pour sonder le CIBR n'apparut cependant qu'au début des années 1990, avec les résultats des premiers imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique. Tandis que la mesure directe du CIBR par les satellites infra-rouge demeure très délicate, en raison d'une pollution importante par notre propre Galaxie et par la lumière zodiacale du système solaire [10, 75, 93], son estimation au travers de l'atténuation qu'il entraîne sur le spectre d'objets émetteurs de γ ne souffre d'aucune incertitude d'origine instrumentale. Le problème est ici plutôt d'ordre théorique: comment évaluer le niveau du CIBR si l'émission des sources servant de faisceaux-sondes n'est pas bien comprise? Comme l'absorption par le CIBR est une fonction croissante de l'énergie et du décalage vers le rouge (Fig. 3.5), une solution consisterait à se focaliser sur les objets aux caractéristiques similaires⁶, et à rechercher l'effet du CIBR sous la forme d'une cassure spectrale de plus en plus basse en énergie à mesure que la distance de ces objets augmente. Ceci serait même la meilleure signature que l'on puisse envisager;

6. Comme leur luminosité intrinsèque en radio, évidemment non affectée par le CIBR.

malheureusement, les catalogues de sources actuellement disponibles ne permettent pas sa mise en évidence: aux énergies d'EGRET, il faudrait disposer d'une source suffisamment lointaine et puissante pour distinguer l'effet du CIBR; même un blazar très lumineux comme 3C279 ($z = 0.54$) présente une loi de puissance spectrale quasiment parfaite jusqu'à 10 GeV; pour cette source, l'effet du CIBR est donc attendu à plus haute énergie [151], dans un intervalle que les échantillonneurs au sol commencent à peine à combler. A plus haute énergie, c'est le manque de sources qui rend ce type d'estimation très difficile: les deux seules sources détectées au TeV et sur lesquelles on dispose d'une information spectrale précise sont Mrk 421 et Mrk 501, malheureusement à la même distance!

Suite à la détection de Mrk 421, de nombreux travaux visant à estimer le niveau du CIBR ont vu le jour [48, 40, 16, 153], motivés par l'annonce par le groupe du Whipple d'une détection à au plus 1.5 TeV [138]. Avec la découverte de Mrk 501 [140], d'autres tentatives se sont succédées [150, 154, 17, 53, 97, 155], qui ne tenaient cependant pas toujours compte des informations nouvelles apportées par une analyse spectrale continuellement en progrès concernant ces deux sources (voir par exemple l'analyse présentée en référence [99]). Aujourd'hui, la situation est stabilisée, et très claire à ce propos, car les trois expériences HEGRA, CAT et Whipple sont d'accord sur les propriétés spectrales moyennes de ces sources: Mrk 421, tout d'abord, possède un spectre bien décrit par une simple loi de puissance, sa détection par l'Observatoire Whipple allant en particulier jusqu'à 10 TeV, sans aucune cassure spectrale notable [100]; à l'inverse, le spectre moyen de Mrk 501 pour l'année 1997 est courbé et s'étend jusqu'à 24 TeV [1].

Mrk 421 et Mrk 501 ont à peu de choses près le même décalage vers le rouge: la différence dans leur propriétés spectrales ne peut donc pas provenir d'un effet d'absorption par le CIBR seul, et elle peut très bien être interprétée comme une différence intrinsèque, par exemple dans le cadre de la séquence spectrale présentée au § 3.3. Pour l'heure, avec ces deux seules sources à disposition, l'estimation du niveau du CIBR nécessite donc plusieurs hypothèses [35]: d'une part un modèle de formation des grandes structures de l'univers (tels les modèles semi-analytiques présentés en référence [135]), pour conduire à une *forme* globale de spectre pour le CIBR; d'autre part un modèle réaliste d'émission à la source, par exemple un modèle de type SSC. Un tel travail sortirait du cadre de cette thèse; on peut néanmoins signaler l'article de J. Guy, C. Renault et F.A. Aharonian [73], qui ont réalisé cet exercice à partir de l'ensemble des données de CAT et de HEGRA prises sur Mrk 501 en 1997: leur estimation du CIBR est illustrée sur la figure 3.5, et révèle un effet d'absorption important au TeV, voire considérable pour les sources de décalage vers le rouge $z \gtrsim 0.12$.

En conclusion, les données au TeV sont pour l'instant insuffisamment contraignantes pour permettre une estimation sûre du CIBR: pour ce faire, il faut en effet passer par une hypothèse sur la forme spectrale de ce fond diffus, *et* par un modèle

d'émission à la source, le "dosage" global étant une question de choix. Par exemple, l'ajustement obtenu dans ce chapitre sur les spectres de Mrk 501 en Avril 1997 n'est sûrement pas entièrement réaliste (puisque'il délaisse complètement le rôle du CIBR), mais il montre que des effets d'absorption à la source peuvent très bien mimer un effet d'absorption par le CIBR, et que l'estimation de ce dernier reste un problème hautement délicat. L'étude très détaillée menée par V.V. Vassiliev en référence [171] aboutit d'ailleurs à des conclusions assez pessimistes sur ce sujet: en considérant différents profils spectraux réalistes pour le CIBR, *i.e.* compatibles avec les données infra-rouge actuelles, l'auteur montre que la bande en énergie critique où l'ambiguïté entre effets d'absorption interne et externe à la source disparaît, se situe vers 75 – 150 GeV, soit donc dans un domaine inaccessible aux détecteurs actuels. Seuls les échantillonneurs comme CELESTE et STACEE, ou les imageurs futurs comme HESS et VERITAS, auraient alors la capacité de lever une telle ambiguïté.

Chapitre 4

Autres Lacertides

Depuis le démarrage de l'expérience à l'automne 1996, le programme d'observation de CAT est principalement centré sur les objets de type Lacertide, à la recherche d'une (ou plusieurs) nouvelle(s) source(s) au TeV, autre(s) que Mrk 421 ou Mrk 501. Ce chapitre rassemble les résultats obtenus sur les 20 candidats les mieux suivis. La façon dont ces objets ont été sélectionnés est tout d'abord présentée; puis l'analyse est adaptée au cas d'un signal faible, par le choix de coupures un peu plus strictes que les coupures standard utilisées jusqu'ici. Enfin, on donne les bornes supérieures obtenues pour le flux de chacun de ces objets.

4.1 Sélection des candidats et stratégie d'observation

La sélection des objets candidats au TeV s'inspire de la séquence spectrale présentée au § 3.3, et s'appuie sur les catalogues de Lacertides détaillés en références [67, 126, 152, 52, 127]. Le premier critère de sélection concerne donc la position ν_S du maximum de puissance synchrotron, lorsqu'elle est connue: on exige $\nu_S > 10^{15}$ Hz, soit un maximum situé au-delà du domaine optique, de préférence dans le domaine UV ou X. Lorsque ν_S n'est pas connue, on adopte un critère équivalent basé sur les indices radio-optique α_{ro} et radio-X α_{rx} ¹: on exige alors $\alpha_{ro} < 0.6$ et $\alpha_{rx} < 0.78$, cette dernière contrainte permettant de ne conserver que les blazars "bleus" [52, 127]. On demande ensuite une luminosité synchrotron intrinsèque relativement faible (lorsque sa valeur est connue), soit une luminosité observée $L_S \in [10^{-11} - 10^{-9}]$ erg cm⁻² s⁻¹, cet intervalle reflétant la prise en compte de la distance de la source; F.W. Stecker va même plus loin dans son article en référence [152], où il utilise ces données dans un modèle leptonique de type SSC pour prédire un flux au TeV. Enfin, on exige une distance relativement faible pour éviter une absorption trop importante de ce dernier par le fond diffus cosmique infra-rouge;

1. Les indices sont définis par le rapport des puissances correspondantes, mesurées à 5 GHz pour la radio, à 550 nm pour l'optique et à 1 keV pour les X [52].

parmi les 20 candidats retenus, 12 ont ainsi un décalage vers le rouge $z < 0.10$, 6 autres sont un peu plus éloignés ($0.10 < z < 0.15$), et les 2 derniers ont un décalage vers le rouge compris entre 0.15 et 0.20.

Le choix de quelques sources assez éloignées illustre la souplesse adoptée dans la sélection des objets: il s’agit en effet de suivre la ligne directrice très prometteuse donnée par le schéma d’unification des blazars mentionné plus haut, et de prendre en compte l’absorption infra-rouge sous la forme d’une hypothèse réaliste sur son niveau d’intensité, mais la place est laissée à d’autres choix n’entrant pas forcément complètement dans les critères précédents. Les surprises sont en effet probables en astronomie γ , comme le montre l’historique de cette science au cours de la décennie passée. La souplesse de la stratégie adoptée est d’autant plus justifiée dans le cas présent que les blazars sont des objets variables, et que des observations menées à différentes époques ont déjà conduit à un “étiquetage” différent: Mrk 421 et Mrk 501 furent ainsi longtemps classées comme “Radio-Selected BL Lac Objects”, avant de changer de “couleur” suite au regain d’intensité et au durcissement spectral de ces dernières années. Aussi a-t-on par exemple consacré un nombre d’heures relativement important (~ 12 h) à observer BL Lacertæ²: il s’agit en effet d’une source de type “Radio-Selected” (ou LBL d’après la nouvelle classification), dont un sursaut optique spectaculaire fut notamment enregistré en Juillet 1997. Une importante émission γ , corrélée avec le sursaut optique, fut enregistrée par EGRET à cette époque, avec une dureté spectrale sans précédent [19]; étant donnée la distance relativement faible de BL Lacertæ ($z = 0.069$), sa non-détection par l’observatoire Whipple ne semble en outre pas explicable par un unique effet d’absorption dû au fond diffus cosmique infra-rouge, mais bien par sa nature intrinsèque de LBL [28].

La liste complète des candidats retenus est donnée dans le tableau 4.2, et leurs caractéristiques sont rappelées en annexe A. Parmi les objets les plus étudiés, on retiendra tout d’abord 1ES2344+514, qui est un objet assez proche ($z = 0.044$): cette source fut découverte au TeV par l’Observatoire Whipple à un niveau de 6σ dans la seule nuit du 20 Décembre 1995 [29], mais elle ne fut jamais confirmée depuis. Cet objet a pourtant les propriétés requises pour présenter une émission éventuellement détectable au TeV. Un tel potentiel est par exemple illustré par le sursaut enregistré par le satellite Beppo-SAX en Décembre 1996, où la source présenta un maximum d’émission synchrotron au-delà de 10 keV [68]: 1ES2344+514 fut alors un court instant le seul Lacertide avec un spectre synchrotron aussi dur; depuis, seule Mrk 501 a présenté des caractéristiques encore plus marquées dans ce sens, au cours du mois d’Avril 1997. En Décembre 1996, 1ES2344+514 ne faisait hélas pas encore partie des priorités d’observation de CAT, qui venait à peine de démarrer: les premières observations de cet objet par CAT ont commencé en Septembre 1997.

Le second candidat par ordre d’importance (et de temps d’observation) est 1ES1959+650, également assez proche ($z = 0.047$). Cet objet aurait été détecté par

2. Ce blazar, situé dans la constellation du Lézard, a donné son nom à l’ensemble de la famille des Lacertides.

la collaboration du Utah Seven Telescope Array, avec une signification statistique de 3.9σ entre Juin et Septembre 1998 [123]³. Les quelques données de CAT prises pendant cette période ne montrent cependant aucune accumulation significative de γ . De même, cette source n'a été confirmée par aucun autre imageur.

Enfin, on retiendra 1ES1426+428 comme candidat sérieux: cet objet est idéalement placé dans le ciel pour CAT, car il transite exactement au zénith sur le site de Thémis. Début Février 1999, 1ES1426+428 fut l'objet d'une alerte en X déclenchée par les satellites Beppo-SAX et RXTE/ASM [66], révélant son potentiel en tant que source au TeV.

La stratégie d'observation de l'ensemble de ces objets consiste à passer deux fois plus de temps sur la source (données ON) qu'en dehors (données OFF), pour augmenter la probabilité de détection tout en gardant un suivi correct du fond hadronique. Il s'agit en outre d'une stratégie à long terme, dans l'attente soit d'un sursaut intense et statistiquement significatif, soit d'un signal émergeant peu à peu du fond à mesure que le nombre d'heures d'observation augmente.

Aux chapitres précédents, nous avons vu la corrélation existant entre le flux moyen au TeV de Mrk 421 et Mrk 501, et leur flux en X mesuré par ASM. La stratégie d'observation des autres Lacertides tient donc compte des mesures journalières effectuées par ce dernier instrument: les données d'ASM constituent un indicateur a priori intéressant, et le programme d'observation de CAT est parfois modifié suite aux alertes qu'elles révèlent.

4.2 Résultat des observations

4.2.1 Optimisation des coupures pour la recherche d'un signal faible

a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}
1933.0880	9.1808	1.4398	136.2520	26.3461	-3.8555	4.1745	8.3385	3.3183	4.4153

TAB. 4.1 – Valeurs des 10 paramètres définissant l'interpolation de la surface effective de détection dans les coupures utilisées pour la recherche d'un signal faible.

Pour la recherche d'un signal faible, tel que celui attendu sur ces Lacertides, il est préférable d'adopter des coupures plus strictes que les coupures standard, afin d'optimiser la signification statistique correspondante. Si l'on se fixe un niveau d'intensité équivalent au tiers de celui qui serait enregistré au zénith sur la nébuleuse du Crabe, la figure 2.18 page 88 montre que l'optimum est obtenu pour la coupure $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.5$, les autres coupures restant inchangées. Ce choix semble raisonnable,

³ La signification statistique obtenue monte en fait à 5σ pour certaines périodes d'observation, mais un tel choix n'est aucunement justifié par les auteurs.

et nous l'avons adopté pour l'analyse de l'ensemble des données des 20 Lacertides. Le tableau 4.1 indique les valeurs des 10 nouveaux paramètres définissant l'interpolation de la surface effective de détection correspondante, selon la même expression analytique que celle donnée au § II 2.7.1 page 101.

4.2.2 Limites supérieures; discussion

Les résultats de l'analyse des 20 Lacertides sont détaillés dans le tableau 4.2: on y donne notamment le nombre total de γ enregistrés, S_γ , et la signification statistique associée, ainsi que le flux moyen Φ reconstruit au-dessus de 250 GeV et son erreur $\delta\Phi$. Aucune source ne présente un signal significatif; pour chacune d'entre elles, on donne alors une limite supérieure à 3 écarts standard au-dessus de 250 GeV, $\Phi_{\text{lim}}^{3\sigma}$. On a fait le choix d'une unique énergie de 250 GeV pour faciliter la comparaison des résultats entre eux, ce qui semble raisonnable au vu de l'angle zénithal au transit de ces objets (voir également la dernière colonne du tableau 4.2). On a également rapporté ces limites au flux intégral enregistré sur la nébuleuse du Crabe (Cf. § II 2.7.3): les rapports obtenus vont typiquement de ~ 0.2 à ~ 1.2 .

Il est intéressant de noter que les objets ayant une signification statistique maximale (même si elle est insuffisante pour conclure à une détection claire) sont ceux signalés précédemment comme meilleurs candidats, 1ES2344+514 et 1ES1959+650 notamment. La plupart des objets, en particulier ces deux derniers, présentent en outre un flux en X faible, mais significativement positif en moyenne: sur les périodes où CAT a observé 1ES2344+514, ASM enregistrerait par exemple un flux moyen de 0.18 ± 0.01 photons/s, et de même 0.25 ± 0.01 photons/s pour 1ES1959+650, ou encore 0.22 ± 0.01 photons/s pour 1ES1426+428. Pour ces objets, l'émission en X est à la limite de sensibilité du détecteur ASM, et il est très difficile de réaliser la même analyse que celle effectuée avec Mrk 501 et Mrk 421 aux chapitres précédents; nous avons néanmoins essayé: en se limitant aux données de CAT où, dans le même temps, ASM observait un flux un peu plus fort que la moyenne, il n'apparaît aucune augmentation notable de la signification statistique.

Enfin, le signal total obtenu en sommant les contributions de tous les objets vaut $S_\gamma^{\text{tot}} = 1210 \pm 350$, soit une signification statistique $N_\sigma^{\text{tot}} = 3.5^4$. Ce résultat, qui peut-être le signe d'une sous-population émergente, est donc très encourageant pour les années à venir, et il montre que les efforts d'observation consentis jusqu'ici doivent sans aucun doute être maintenus; il ne faudrait pas en effet oublier que l'Observatoire Whipple a découvert l'émission au TeV de Mrk 501 en cumulant 66 h de données [140]!

4. Cette valeur n'augmente malheureusement pas lorsqu'on se réduit aux objets de la liste les plus proches ($N_\sigma^{\text{tot}} = 3.1$ en sommant sur les objets de $z < 0.1$), ou en excluant les blazars les moins extrêmes tels que BL Lacertæ, qui est un LBL, ou ON 231 et I ZW 187 qui sont classés comme IBL ("Intermediate BL Lac Objects", *i.e.* entre les LBL et les HBL).

Objet	T_{ON}	S_{γ}	N_{σ}	Φ	$\Phi_{\text{lim}}^{3\sigma}$	X_{Crabe}	E_{lim}
1ES 0033+59.5	2.9	0± 38	0.0	-0.24±2.11	6.32	0.45	0.28
1ES 0145+13.8	6.6	23± 58	0.4	2.51±1.74	7.73	0.55	0.34
RGB J0153+712	3.0	-81± 47	-1.7	-4.13±3.02	9.06	0.64	0.34
RGB J0214+517	5.3	65± 53	1.2	1.30±1.39	5.48	0.39	0.26
RGB J0314+247	2.8	10± 51	0.2	3.33±2.70	11.42	0.81	0.29
RGB J0656+426	6.2	95± 60	1.6	1.97±1.35	6.01	0.43	0.25
1ES 0806+52.4	6.0	157±111	1.4	-0.48±3.16	9.49	0.67	0.26
1ES 0927+50.0	6.0	-20± 70	-0.3	-0.03±1.61	4.83	0.34	0.25
1ES 1118+42.4	6.6	68± 70	1.0	1.94±1.37	6.04	0.43	0.25
Markarian 180	10.5	136± 85	1.6	2.41±1.48	6.84	0.49	0.33
1ES 1218+30.4	1.3	10± 36	0.3	-0.51±3.96	11.89	0.84	0.26
ON 231	.9	32± 18	1.7	4.52±2.92	13.26	0.94	0.27
1ES 1255+24.4	2.2	-71± 47	-1.5	-4.23±3.27	9.82	0.70	0.28
1ES 1426+42.8	18.1	135±112	1.2	0.95±0.86	3.54	0.25	0.25
I ZW 187	4.0	16± 58	0.3	-0.77±2.48	7.43	0.53	0.26
1ES 1741+19.6	.4	7± 12	0.6	3.26±4.81	17.69	1.25	0.33
1ES 1959+65.0	29.3	274±125	2.2	2.68±0.70	4.78	0.34	0.30
BL Lacertæ	12.4	-112± 89	-1.2	-1.11±1.04	3.11	0.22	0.25
1ES 2321+41.9	7.1	99± 52	1.9	2.45±1.07	5.65	0.40	0.25
1ES 2344+51.4	67.4	367±177	2.1	0.98±0.39	2.13	0.15	0.26

TAB. 4.2 – Récapitulatif de la recherche de signal sur les 20 autres blazars suivis par CAT. En annexe A, on trouvera les principales caractéristiques de ces objets, pour lesquels sont ici indiqués: la durée totale d’observation sur la source T_{ON} (en heures, après correction du temps mort), le nombre total de γ enregistrés, S_{γ} , et la signification statistique N_{σ} associée, le flux moyen Φ reconstruit au-dessus de 250 GeV (en unités de $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) et son erreur, la limite supérieure à 3 écarts standard au-dessus de 250 GeV, $\Phi_{\text{lim}}^{3\sigma}$ (dans les mêmes unités que Φ) et la fraction de l’intensité de l’émission de la nébuleuse du Crabe, X_{Crabe} , que cette limite supérieure représente. A titre d’indication, la dernière colonne donne l’énergie considérée pour le comptage des événements dans les données au transit de chaque source (Cf. § II 2.7.2): cette énergie est souvent proche du seuil de détection de CAT, ce qui justifie l’adoption d’une unique énergie de 250 GeV pour le calcul des limites supérieures.

Conclusion et perspectives

L'électronique rapide du télescope CAT, et l'analyse fine des images rendue possible par la haute définition de sa caméra, permettent d'atteindre un seuil de détection parmi les plus bas (250 GeV) pour une expérience d'imagerie à effet Tcherenkov atmosphérique, et une sensibilité comparable aux autres télescopes actuels (Whipple, HEGRA). En un peu plus de trois ans, cet imageur un peu particulier est ainsi arrivé à se hisser au premier plan de la recherche en astronomie γ des très hautes énergies.

Le travail effectué dans le cadre de cette thèse prouve que le détecteur et les méthodes d'analyse (extraction du signal, reconstruction de spectres) sont très stables à tous points de vue: en particulier, l'ensemble des simulations (détecteur inclus) est validé, et les effets instrumentaux liés à l'évolution dans le temps de la réponse du détecteur sont entièrement sous contrôle. Ceci permet alors une solide étude de sources très variables comme les blazars, sur la base de plusieurs années d'observation.

La mise en évidence et l'interprétation des propriétés spectrales et temporelles de tels objets a constitué la seconde partie de ce travail. L'amélioration de la méthode de reconstruction de spectres, qui désormais inclut la réponse détaillée du détecteur (acceptance, résolution en énergie), a confirmé avec une meilleure précision les propriétés de Mrk 501 (courbure du spectre, durcissement lors des sursauts les plus intenses). Cette nouvelle version de l'analyse, qui, pour une même base de données, a permis de doubler la statistique en γ dans les coupures par rapport aux méthodes antérieures, a également fourni les spectres moyens de Mrk 501 en 1998, et de Mrk 421 en 1998 et Janvier 2000. L'ensemble des observations multi-longueur d'onde entreprises sur ces deux objets a en outre confirmé la forte corrélation existant entre leurs émissions de photons X et γ au TeV. Enfin, la grande variabilité de ces objets a été étudiée, notamment celle de Mrk 421, dont l'émission peut fortement varier en moins d'une heure. Pour l'interprétation de ces résultats, nous nous sommes focalisés sur les modèles conceptuellement les plus simples, dans le cadre d'une séquence spectrale unificatrice des blazars; un modèle Synchrotron Self-Compton homogène a été appliqué avec succès au cas de Mrk 501.

Le programme d'observation de CAT reste centré sur les blazars extrêmes (blazars "bleus" ou HBL), comme le montre la recherche de signal sur 20 Lacertides présentée dans cette thèse. Aucune nouvelle source n'est encore apparue, mais l'indication d'un éventuel signal (insuffisamment significatif pour l'instant), lorsqu'on

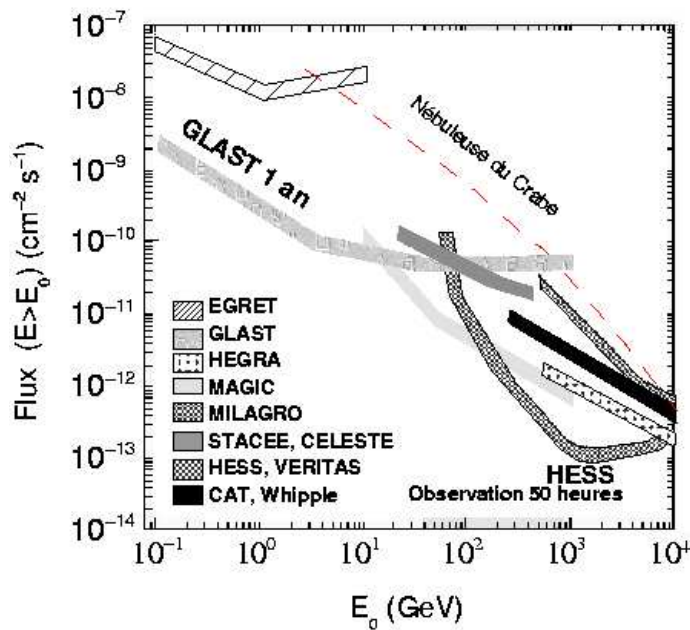


FIG. 4.1 – Sensibilité en flux intégral des instruments présents et futurs de l'astronomie γ , pour une durée d'observation d'un an de l'ensemble du ciel (satellites, MILAGRO [51]) ou de 50 h sur une unique source (expériences à effet Tcherenkov atmosphérique).

somme les contributions de tous ces objets, pousse à persévérer dans ce sens. Le manque de sensibilité des détecteurs se fait encore cruellement sentir pour l'étude des blazars au TeV: d'une part, un catalogue conséquent de sources, réparties dans l'espace à différentes distances, permettrait enfin d'avoir une estimation claire du niveau du fond diffus cosmique infra-rouge; d'autre part, la séquence spectrale des blazars présentée au § III 3.3, qui est un élément important du schéma unificateur des noyaux actifs de galaxies, doit être testée dans ses limites les plus extrêmes: la détection éventuelle, par des instruments comme HESS ou VERITAS, de Lacertides dont le spectre s'étend à plus haute énergie, marquerait en ce sens une étape importante.

La figure 4.1 montre la sensibilité en flux intégral, en fonction de l'énergie, qui sera très prochainement atteinte par les expériences futures de l'astronomie γ . Plusieurs avancées notables sont à souligner:

- le domaine de sensibilité de GLAST s'étendra jusqu'à quelques centaines de GeV, soit bien plus haut en énergie que celui de son prédécesseur EGRET;
- les premiers échantillonneurs tels que CELESTE (et l'imageur MAGIC) seront opérationnels au-delà de quelques dizaines de GeV, et assureront la jonction entre les satellites et les expériences au sol;
- le seuil de détection des imageurs comme HESS ou VERITAS sera inférieur à 100 GeV, et le rejet des hadrons sera beaucoup plus efficace (stéréoscopie).

Tout le spectre γ à haute énergie pourra donc être sondé dans les quelques années à venir. Le recouvrement en énergie des domaines de sensibilité entre GLAST

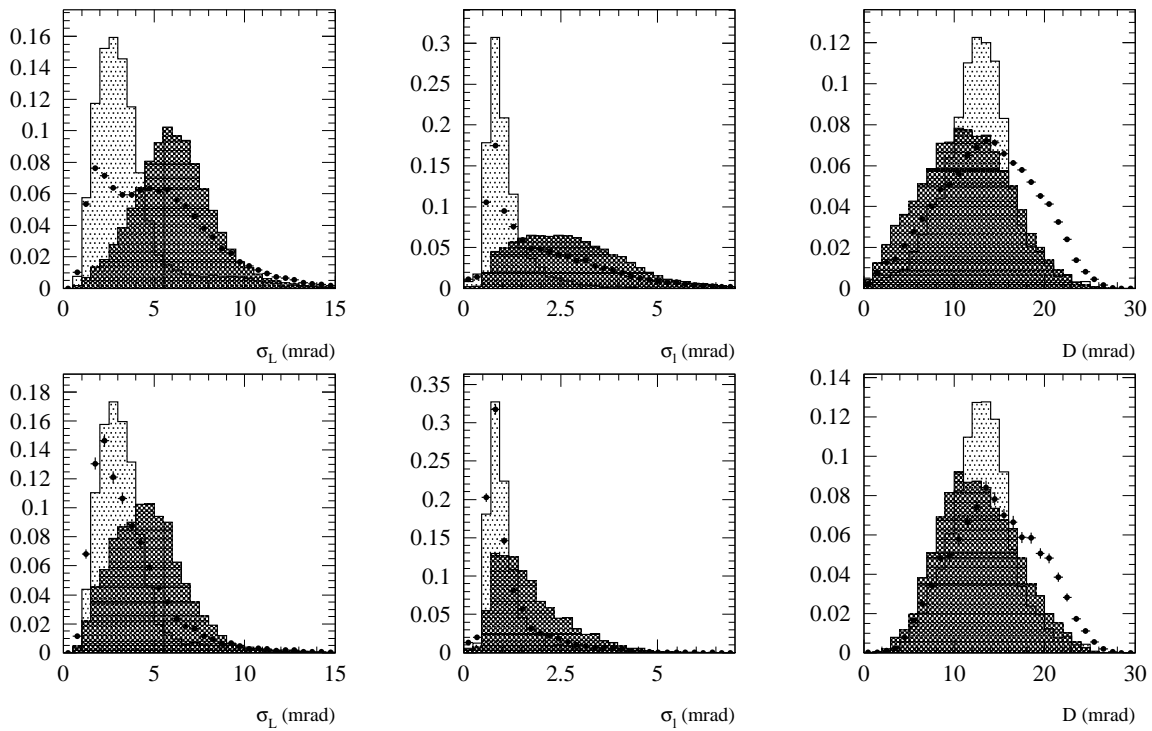


FIG. 4.2 – Distributions normalisées des paramètres de Hillas, brutes (haut) ou après sélection par la coupure de forme $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$ (bas): les histogrammes gris clair correspondent à des images de γ simulés, et les points à des hadrons réels (données OFF); les histogrammes gris foncé correspondent à des images de hadrons réels enregistrés simultanément par les détecteurs CAT et CELESTE.

Les distributions de σ_L et σ_1 présentent un surplus d'événements (épaulement) pour de faibles valeurs de ces paramètres: il s'agit de muons passant à proximité du télescope, qui donnent des images en forme de petits arcs très ressemblants à des images de γ . Comme on peut le remarquer, ces images n'apparaissent pas dans les événements communs, du fait de la sélection au déclenchement de l'échantillonneur CELESTE.

et certaines expériences au sol permettra en outre une meilleure calibration de ces dernières, via l'observation de sources de référence comme la nébuleuse du Crabe. La grande sensibilité de ces instruments⁵ entraîne également une meilleure résolution temporelle⁶: ceci devrait fortement enrichir le catalogue actuel de sources, et autoriser une étude précise de ces dernières. Ce point est crucial: sur l'exemple des blazars, nous avons vu en effet qu'une analyse approfondie de leurs propriétés demandait des données multi-longueur d'onde *simultanées*, et qu'on ne pouvait plus se contenter de spectres moyennés sur de longues périodes d'observation.

5. Typiquement, les premières estimations prévoient une signification statistique $N_\sigma \simeq 4 - 5\sqrt{T_{\text{ON}}/1\text{min}}$ sur la nébuleuse du Crabe, contre $N_\sigma \simeq 4 - 7\sqrt{T_{\text{ON}}/1\text{h}}$ pour les plus performants des imageurs actuels.

6. A noter aussi le meilleur échantillonnage temporel dans le cas de HESS, du fait d'une qualité de ciel excellente sur le site d'observation prévu pour ce réseau d'imageurs, en Namibie.

La recherche en astronomie γ des hautes énergies devrait donc très bientôt arriver à pleine maturité. Le rôle joué dans ce contexte par les expériences CAT et CELESTE, qui opèrent sur le même site d'observation, sera à n'en pas douter de tout premier plan: ce dispositif est en effet unique au monde, et devrait couvrir à lui seul un domaine d'énergie allant de quelques 10 GeV à plus de 10 TeV. Une première étude des performances combinées des deux expériences a récemment été entreprise, sur la base de quelques heures d'observations conjointes réalisées entre 1999 et 2000. Les événements enregistrés simultanément par CAT et CELESTE ont été identifiés de part et d'autre *a posteriori*, lors d'une analyse comparée des temps GPS qui leur sont associés. Pour l'instant, chaque expérience opère donc seule de son côté, et son déclenchement n'est pas asservi à celui de l'autre⁷. La coïncidence apparaît alors dans une fenêtre en temps de largeur inférieure à $\sim 2 \mu\text{s}$; étant donnés les taux de déclenchement respectifs des deux expériences⁸, le nombre d'événements fortuits correspondant est tout à fait négligeable.

Ces événements communs se sont déjà révélés riches d'enseignement: côté CAT tout d'abord, cette étude a permis d'estimer à $\sim 65\%$ la part des images dues à des muons isolés dans le fond résiduel après coupures de sélection des événements (contre $\sim 40\%$ sans sélection, voir page 83). L'émission de lumière Tcherenkov de ces muons étant très locale, CELESTE ne les détecte pas car sa logique de déclenchement exige une coïncidence entre différents groupes d'héliostats espacés de plusieurs dizaines de mètres; la figure 4.2 montre ainsi que le surplus d'événements observés pour des faibles valeurs de σ_1 ou σ_L dans les données de CAT disparaît lorsqu'on se restreint aux événements communs.

La présence d'images de γ dans le lot d'événements communs enregistrés sur la nébuleuse du Crabe a été mise en évidence par les coupures de sélection de l'analyse de CAT. Ce fut la première preuve irréfutable du bon fonctionnement de l'expérience CELESTE [43]. Pour CELESTE, l'enjeu consista ensuite à identifier ces événements sans l'aide de CAT; cette recherche d'une méthode d'extraction du signal γ , dans laquelle les événements communs ont été déterminants, est exposée dans le mémoire de thèse de doctorat de M. de Naurois [44]: elle a récemment abouti à la détection de la nébuleuse du Crabe, et à celle de Mrk 421.

Les analyses calorimétriques respectives de CELESTE et CAT pourraient enfin progresser conjointement dans un avenir proche, chacune s'appuyant sur les résultats de l'autre. Il est raisonnable de penser que le maximum de puissance émise par la nébuleuse du Crabe ou Mrk 421 se situe aux alentours de quelques dizaines de GeV. L'observation future du spectre de ces objets, et (espérons-le!) d'autres sources, sur trois ordres de grandeur en énergie à l'aide du dispositif formé par CELESTE et CAT, devrait donc constituer une percée majeure dans le domaine de l'astronomie γ .

7. Cette possibilité pourrait cependant être envisagée: il serait par exemple intéressant de savoir si le seuil de détection de CAT peut être abaissé, en diminuant la valeur du seuil analogique en amplitude S_m exigé dans la logique de déclenchement de la caméra, et en asservissant ce dernier au signal de déclenchement fourni par CELESTE.

8. Celui de CELESTE, de ~ 20 Hz typiquement, est un tout petit peu supérieur à celui de CAT.

Annexes

Annexe A

Caractéristiques des objets observés

Le tableau ci-après donne les principales caractéristiques des objets observés et des données correspondantes:

- coordonnées équatoriales $J2000$ (ascension droite α en hh mm ss.s et déclinaison δ en dd mm ss.s);
- décalage vers le rouge z ;
- angle zénithal au transit à Thémis θ_z^{tr} ;
- nombre d’heures retenues par la sélection \mathcal{S}_1 des acquisitions (Cf. § II 2.4.1), sans correction du temps mort;
- moyenne du bruit de fond du ciel moyen $\langle \overline{B} \rangle$ sur ces acquisitions;
- fractions $\epsilon(\mathcal{S}_1)$ et $\epsilon(\mathcal{S}_2)$ du temps d’observation total que représentent les acquisitions retenues par les sélections \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 , respectivement (Cf. § II 2.4.1).

La nébuleuse du Crabe est le seul objet galactique, situé à une distance de ~ 2 kpc. Les objets sont classés par ordre d’ascension droite (en gras sont indiquées les sources détectées par CAT). Leur répartition spatiale est illustrée sur la figure A.1.

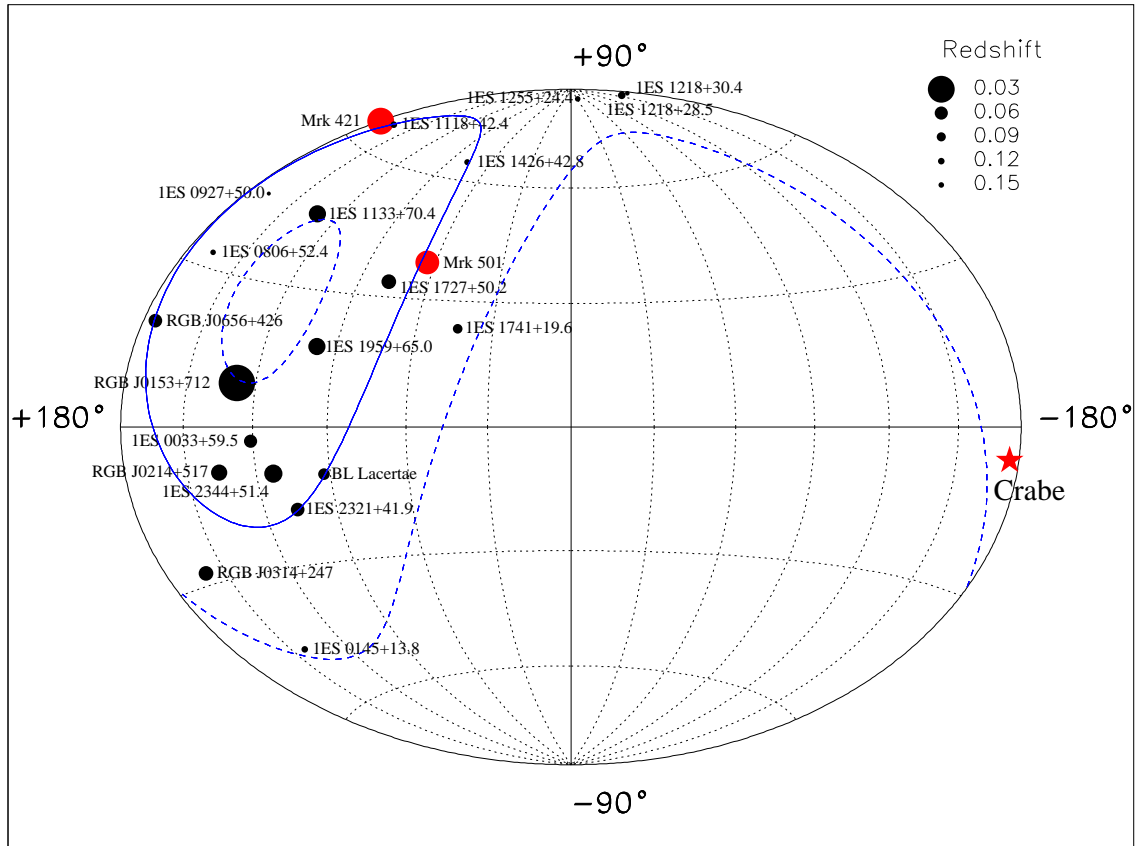


FIG. A.1 – Répartition spatiale des objets observés, en coordonnées galactiques. Mise à part la nébuleuse du Crabe, toutes les sources sont extra-galactiques: leur décalage vers le rouge est ici symbolisé par un rond plein de taille décroissante à mesure que la distance augmente. On a également représenté les contours à angle zénithal fixé (à Thémis): $\theta_z=0^\circ$ (courbe fermée en trait plein), $\theta_z=30^\circ$ au Nord (courbe fermée en pointillés) et $\theta_z=30^\circ$ au Sud (courbe ouverte en pointillés).

Objet	Autre nom	Coordonnées J2000		z	θ_z^{tr} ($^{\circ}$)	Temps (h)		$\langle \bar{B} \rangle$ ($10^{-2} \bar{Q}_{1\gamma e}/\text{ns}$)		$\epsilon(S_1)$		$\epsilon(S_2)$	
		α	δ			ON	OFF	ON	OFF	ON	OFF	ON	OFF
1ES 0033+59.5		00 35 52.6	59 50 04.6	0.060	17.3	3.3	2.1	1.65±0.13	1.73±0.17	1.00	1.00	1.00	1.00
1ES 0145+13.8		01 48 29.7	14 02 18.0	0.125	28.5	8.9	5.5	1.73±0.38	1.72±0.31	0.95	1.00	0.95	1.00
RGB J0153+712		01 53 25.9	71 15 06.5	0.022	28.8	3.3	0.8	1.56±0.12	1.40±0.02	0.91	0.63	0.61	0.63
RGB J0214+517		02 14 17.9	51 44 52.0	0.049	9.2	6.0	3.0	1.70±0.07	1.64±0.09	1.00	1.00	0.92	1.00
RGB J0314+247		03 14 02.7	24 44 31.0	0.054	17.8	3.1	1.0	1.50±0.05	1.52±0.05	0.86	1.00	0.86	1.00
1ES 0532+21.5	Nébuleuse du Crabe, M1	05 34 34.9	22 00 37.6	—	20.5	137.4	102.7	1.85±0.24	1.86±0.24	0.78	0.90	0.74	0.86
RGB J0656+426		06 56 10.6	42 37 02.8	0.059	0.1	6.9	4.3	1.54±0.11	1.50±0.10	0.95	1.00	0.88	0.88
1ES 0806+52.4		08 09 49.2	52 18 58.7	0.138	9.8	8.3	0.9	1.28±0.15	1.42±0.00	0.94	1.00	0.94	1.00
1ES 0927+50.0		09 30 37.6	49 50 25.5	0.188	7.3	7.3	7.4	1.54±0.37	1.18±0.24	0.94	0.80	0.89	0.80
1ES 1101+38.4	Markarian 421	11 04 27.3	38 12 31.8	0.030	4.3	166.2	68.2	1.32±0.26	1.33±0.29	0.94	0.90	0.86	0.87
1ES 1118+42.4		11 20 48.1	42 12 12.5	0.124	0.3	7.7	3.6	1.50±0.24	1.68±0.20	0.95	1.00	0.95	1.00
1ES 1133+70.4	Markarian 180	11 36 26.4	70 09 27.3	0.046	27.7	11.6	8.5	1.26±0.31	1.17±0.16	0.90	0.98	0.86	0.86
1ES 1218+30.4		12 21 21.9	30 10 37.1	0.182	12.3	1.5	0.5	1.61±0.09	1.68±0.00	1.00	1.00	1.00	1.00
1ES 1218+28.5	ON 231	12 21 31.7	28 13 58.5	0.102	14.3	1.5	0.5	1.11±0.08	1.02±0.00	1.00	1.00	1.00	1.00
1ES 1255+24.4		12 57 31.9	24 12 40.0	0.141	18.3	2.5	1.0	1.58±0.10	1.50±0.08	1.00	1.00	1.00	1.00
1ES 1426+42.8		14 28 32.6	42 40 21.1	0.129	0.2	21.8	10.1	1.20±0.16	1.18±0.15	0.98	0.91	0.93	0.87
1ES 1652+39.8	Markarian 501	16 53 52.2	39 45 36.6	0.034	2.7	147.3	52.4	1.23±0.20	1.24±0.20	0.88	0.87	0.78	0.79
1ES 1727+50.2	I ZW 187	17 28 18.6	50 13 10.5	0.055	7.7	6.0	1.5	1.25±0.11	1.14±0.06	1.00	1.00	1.00	1.00
1ES 1741+19.6		17 43 57.8	19 35 09.0	0.084	22.9	0.5	0.5	1.52±0.00	1.62±0.00	1.00	1.00	1.00	1.00
1ES 1959+65.0		19 59 59.9	65 08 54.7	0.047	22.6	33.3	21.2	1.36±0.14	1.36±0.12	0.91	0.94	0.84	0.82
1ES 2200+42.0	BL Lacertæ	22 02 43.3	42 16 40.0	0.069	0.2	14.7	6.8	1.35±0.16	1.38±0.14	0.99	0.93	0.93	0.93
1ES 2321+41.9		23 23 52.1	42 10 58.7	0.059	0.3	8.0	6.4	1.46±0.11	1.42±0.15	1.00	1.00	1.00	0.91
1ES 2344+51.4		23 47 04.8	51 42 17.9	0.044	9.2	75.4	50.2	1.54±0.21	1.50±0.19	0.89	0.89	0.78	0.72

TAB. A.1 – *Caractéristiques des objets observés (voir texte).*

Annexe B

Comparaison simulations / données

On reprend ici l'étude du § II 2.6.1, qui comparait les simulations de γ avec les données "ON-OFF" des plus forts signaux de Markarian 501 en 1997. Les figures qui suivent confirment le très bon accord général obtenu dans trois bandes de charge Q_{tot} différentes. Le léger désaccord observé à haute charge sur Q_4 (Fig. B.4 et B.5) est commenté au § II 2.6.1; celui sur la distribution de $\mathcal{P}(\chi^2)$ à très haute charge (Fig. B.2) est commenté au § II 3.4.

Simulations de γ / Données Markarian 501 1997 [$30 < Q_{\text{tot}} < 100$]

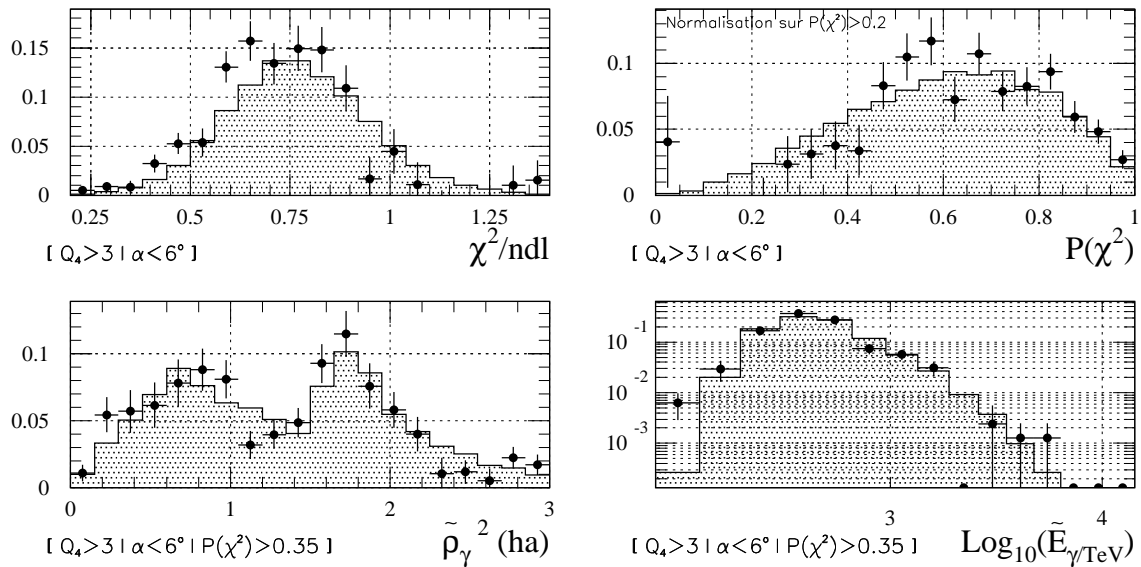


FIG. B.1 – Distributions normalisées du χ^2 par degré de liberté, de $\mathcal{P}(\chi^2)$, du paramètre d'impact $\tilde{\rho}_\gamma$ et de l'énergie \tilde{E}_γ estimés, pour des γ simulés (histogrammes grisés) et pour ceux détectés sur Markarian 501 le 16 Avril 1997 (ronds). Tous les événements ont été sélectionnés par la coupure de charge $30\overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 100\overline{Q}_{1\gamma e}$. Les autres coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$.

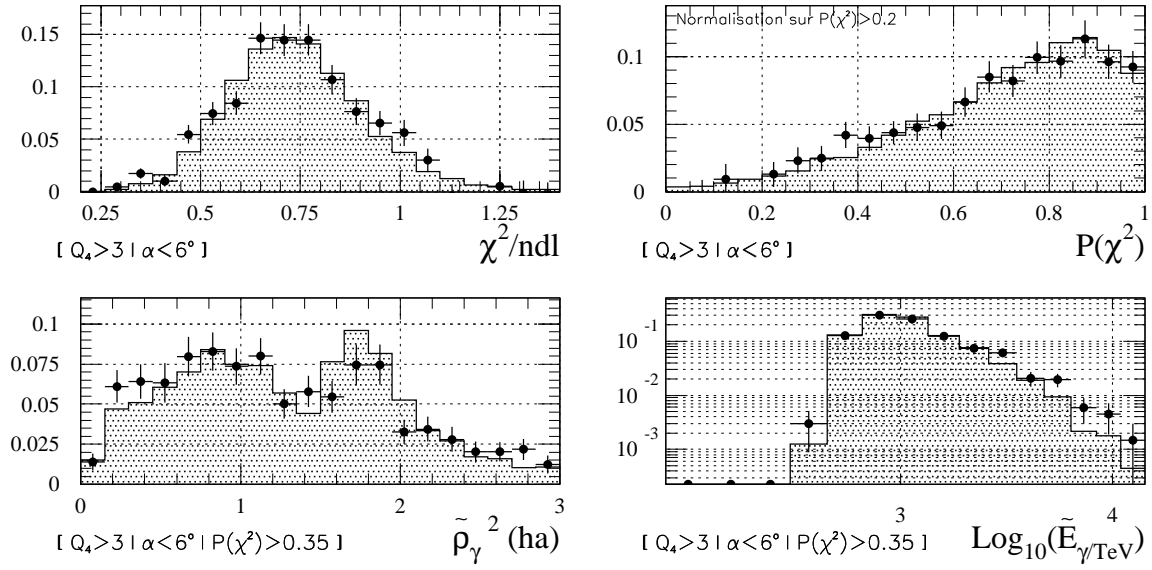
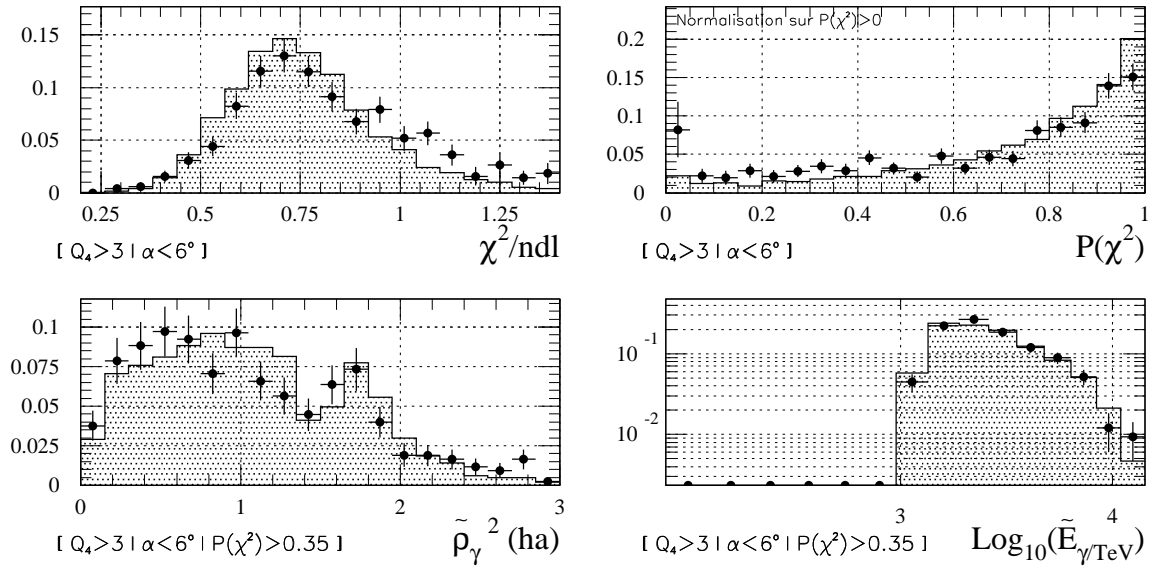
Simulations de γ / Données Markarian 501 1997 [$100 < Q_{\text{tot}} < 250$]Simulations de γ / Données Markarian 501 1997 [$Q_{\text{tot}} > 250$]

FIG. B.2 – Distributions normalisées du χ^2 par degré de liberté, de $P(\chi^2)$, du paramètre d'impact $\tilde{\rho}_\gamma$ et de l'énergie \tilde{E}_γ estimés, pour des γ simulés (histogrammes grisés) et pour ceux détectés sur Markarian 501 le 16 Avril 1997 (ronds). Tous les événements ont été sélectionnés par la coupure de charge $100 \overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$ (quatre premières distributions) ou $Q_{\text{tot}} > 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$ (quatre distributions du bas). Les autres coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$.

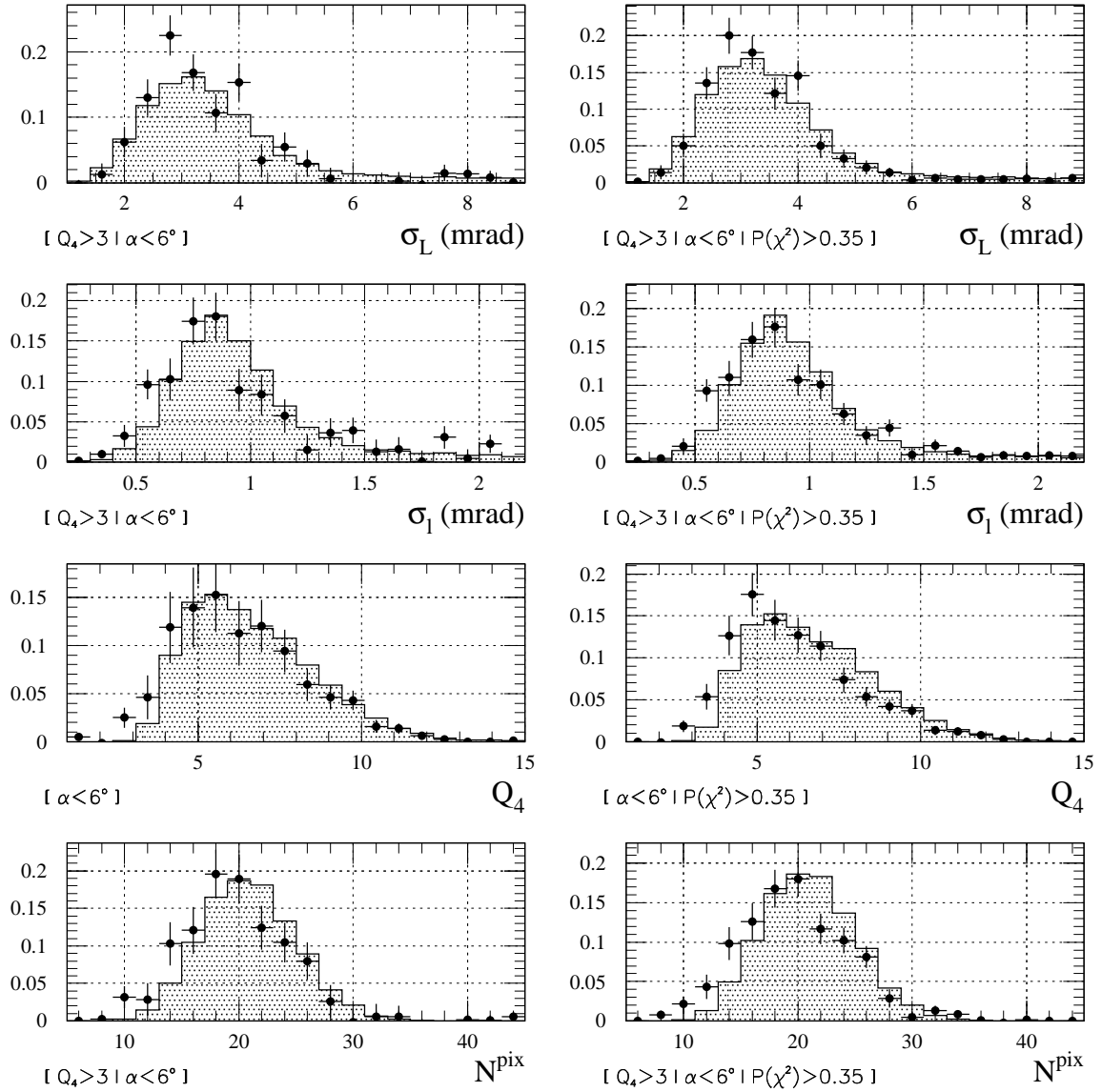
Simulations de γ / Données Markarian 501 1997 [$30 < Q_{\text{tot}} < 100$]


FIG. B.3 – Distributions normalisées de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés (histogrammes grisés) et pour ceux détectés sur Markarian 501 le 16 Avril 1997 (ronds). Tous les événements ont été sélectionnés par la coupure de charge $30 \overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 100 \overline{Q}_{1\gamma e}$. Les autres coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure: les distributions de la colonne de droite ont été obtenues à partir de celles de gauche après ajout de la coupure de forme standard $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$.

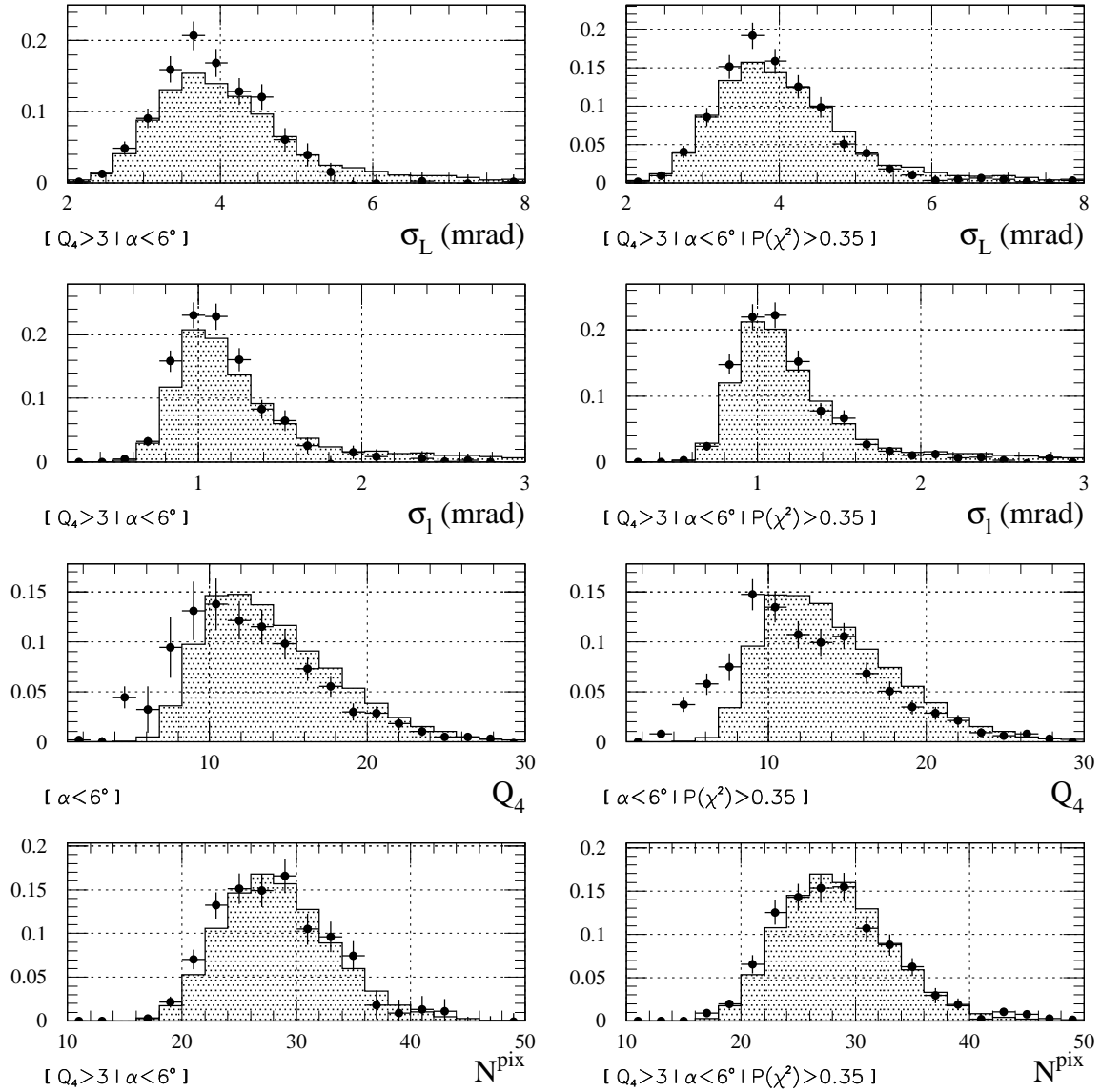
Simulations de γ / Données Markarian 501 1997 [$100 < Q_{\text{tot}} < 250$]

FIG. B.4 – Distributions normalisées de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés (histogrammes grisés) et pour ceux détectés sur Markarian 501 le 16 Avril 1997 (ronds). Tous les événements ont été sélectionnés par la coupure de charge $100\overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 250\overline{Q}_{1\gamma e}$. Les autres coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure: les distributions de la colonne de droite ont été obtenues à partir de celles de gauche après ajout de la coupure de forme standard $P(\chi^2) > 0.35$. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\overline{Q}_{1\gamma e}$.

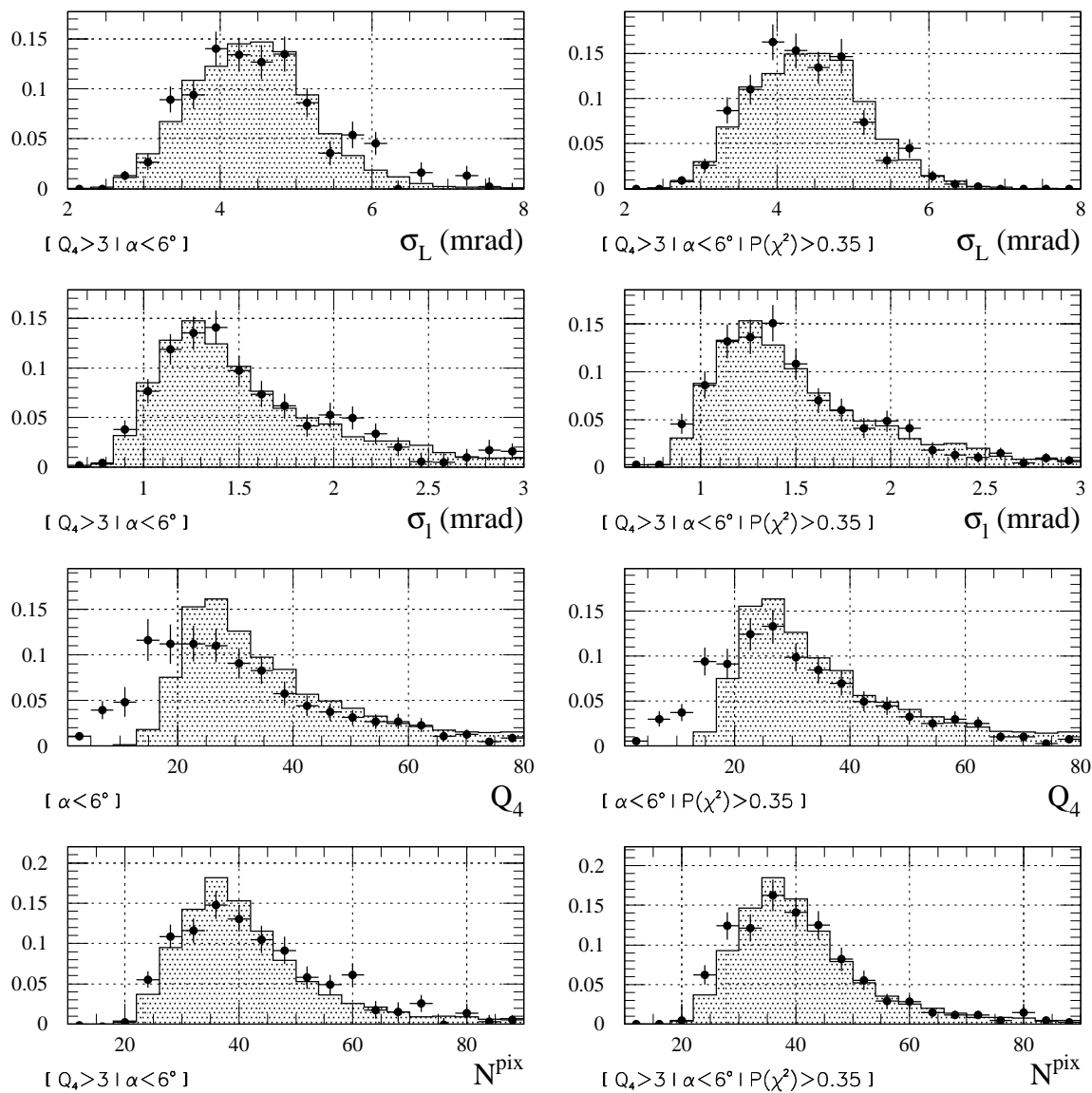
Simulations de γ / Données Markarian 501 1997 [$Q_{\text{tot}} > 250$]


FIG. B.5 – Distributions normalisées de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés (histogrammes grisés) et pour ceux détectés sur Markarian 501 le 16 Avril 1997 (ronds). Tous les événements ont été sélectionnés par la coupure de charge $Q_{\text{tot}} > 250 \bar{Q}_{1\gamma e}$. Les autres coupures utilisées sont précisées entre crochets en-dessous de chaque figure: les distributions de la colonne de droite ont été obtenues à partir de celles de gauche après ajout de la coupure de forme standard $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.35$. Toutes les charges sont exprimées en unités de $\bar{Q}_{1\gamma e}$.

Annexe C

La méthode de reconstruction des spectres

Cette annexe détaille les calculs menant à la fonction de vraisemblance utilisée pour reconstruire les spectres, et le calcul des “points expérimentaux”. On reprend ici les mêmes notations que celles du § II 3.3.1.

C.1 La fonction de vraisemblance

La méthode de vraisemblance part d’une hypothèse concernant le spectre de la source: pour ce dernier on se donne une loi théorique $\left[\frac{dN}{dE}\right]^{\text{theo}}$, définie par un certain jeu $\{\Lambda\}$ de paramètres sur lesquels l’ajustement va porter.

Pour chaque intervalle à deux dimensions Δ_{i_z, i_e} , correspondant à un intervalle $[\theta_{i_z}^{\text{min}}, \theta_{i_z}^{\text{max}}]$ en angle zénithal et à un intervalle $[\tilde{E}_{i_e}^{\text{min}}, \tilde{E}_{i_e}^{\text{max}}]$ en énergie reconstruite, notons

- n_{i_z, i_e} , et p_{i_z, i_e} les nombre d’événements passant les coupures standard dans les données ON et OFF, respectivement;
- β_{i_z} le rapport de normalisation obtenu dans la région hors signal;
- $S_{i_z, i_e} = n_{i_z, i_e} - \beta_{i_z} p_{i_z, i_e}$ le nombre de γ observé, et $\delta S_{i_z, i_e} = \sqrt{n_{i_z, i_e} + \beta_{i_z}^2 p_{i_z, i_e}}$ son erreur;
- $S_{i_z, i_e}^{\text{theo}} = T_{\text{ON}} \int_{\tilde{E}_{i_e}^{\text{min}}}^{\tilde{E}_{i_e}^{\text{max}}} d\tilde{E} \int_0^\infty dE \left[\frac{dN}{dE}\right]^{\text{theo}} \mathcal{A}_{\text{eff}}(\overline{\theta}_{i_z}, E) \Upsilon(\overline{\theta}_{i_z}, E \rightarrow \tilde{E})$ le nombre moyen de γ attendu, où T_{ON} est le temps d’observation total sur la source, et où $\overline{\theta}_{i_z}$ est l’angle zénithal défini par $\cos(\overline{\theta}_{i_z}) \equiv \frac{1}{2} \left[\cos(\theta_{i_z}^{\text{min}}) + \cos(\theta_{i_z}^{\text{max}}) \right]$;

- $\overline{p_{i_z, i_e}}$ le nombre moyen d'événements (hadroniques) attendu dans les données OFF;
- $\overline{n_{i_z, i_e}} = S_{i_z, i_e}^{\text{theo}} + \beta_{i_z} \overline{p_{i_z, i_e}}$ le nombre moyen d'événements attendu dans les données ON.

Les distributions de probabilité des nombres observés n_{i_z, i_e} et p_{i_z, i_e} sont poissonniennes:

$$\mathcal{P}(n_{i_z, i_e}) = \frac{\overline{n_{i_z, i_e}}^{n_{i_z, i_e}}}{n_{i_z, i_e}!} \exp(-\overline{n_{i_z, i_e}}), \quad \mathcal{P}(p_{i_z, i_e}) = \frac{\overline{p_{i_z, i_e}}^{p_{i_z, i_e}}}{p_{i_z, i_e}!} \exp(-\overline{p_{i_z, i_e}}),$$

et la fonction de vraisemblance s'écrit $\mathcal{L}(\{\Lambda\}, \{\overline{p_{i_z, i_e}}\}) = \prod_{i_z, i_e} \mathcal{P}(n_{i_z, i_e}) \mathcal{P}(p_{i_z, i_e})$.

Les quantités $\overline{p_{i_z, i_e}}$ sont inconnues. On commence donc par maximiser \mathcal{L} par rapport à chacune d'elles: les équations $\frac{\partial \log(\mathcal{L})}{\partial \overline{p_{i_z, i_e}}} \equiv 0$ conduisent aux solutions

$$\overline{p_{i_z, i_e}} = \frac{1}{2\beta_{i_z}(\beta_{i_z} + 1)} \left[a_{i_z, i_e} + \sqrt{a_{i_z, i_e}^2 + 4\beta_{i_z}(\beta_{i_z} + 1)p_{i_z, i_e} S_{i_z, i_e}^{\text{theo}}} \right],$$

avec $a_{i_z, i_e} = \beta_{i_z}(n_{i_z, i_e} + p_{i_z, i_e}) - (\beta_{i_z} + 1)S_{i_z, i_e}^{\text{theo}}$. Ces expressions sont alors réinjectées dans l'expression de la fonction de vraisemblance: en laissant de côté les termes "constants" qui ne dépendent que de n_{i_z, i_e} ou de p_{i_z, i_e} , on obtient finalement:

$$\begin{aligned} \log \left[\mathcal{L}(\{\Lambda\}) \right] &= \sum_{i_z, i_e} \left[n_{i_z, i_e} \log(S_{i_z, i_e}^{\text{theo}} + \beta_{i_z} \overline{p_{i_z, i_e}}) \right. \\ &\quad \left. + p_{i_z, i_e} \log(\overline{p_{i_z, i_e}}) - (\beta_{i_z} + 1) \overline{p_{i_z, i_e}} - S_{i_z, i_e}^{\text{theo}} \right]. \end{aligned}$$

Cette expression ne dépend donc plus que des paramètres $\{\Lambda\}$ au travers de celle de $S_{i_z, i_e}^{\text{theo}}$. L'ajustement des paramètres est réalisé par itérations à l'aide du programme MIGRAD du logiciel MINUIT développé au CERN, qui est utilisé pour minimiser le χ^2 équivalent: $\chi^2 = -2 \log(\mathcal{L})$. Ce programme fournit également la matrice de covariance des paramètres, qui permet le tracé des contours de confiance.

En pratique, on réalise deux ajustements successifs, pour deux paramétrisations différentes du spectre (Cf. § II 3.3.1):

- hypothèse \mathcal{H}^{lp} : $\left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{theo}} = \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{lp}} \equiv \phi_0^{\text{lp}} E_{\text{TeV}}^{-\gamma^{\text{lp}}}$;
- hypothèse \mathcal{H}^{cb} : $\left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{theo}} = \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{cb}} \equiv \phi_0^{\text{cb}} E_{\text{TeV}}^{-(\gamma^{\text{cb}} + \beta^{\text{cb}} \log_{10} E_{\text{TeV}})}$.

Soient V^{lp} et V^{cb} les deux matrices de covariance correspondantes données par MIGRAD (et dont les valeurs des éléments sont reproduites pour chaque spectre en annexe D):

$$V^{\text{lp}} = \begin{pmatrix} V_{\phi\phi}^{\text{lp}} & V_{\phi\gamma}^{\text{lp}} \\ V_{\phi\gamma}^{\text{lp}} & V_{\gamma\gamma}^{\text{lp}} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad V^{\text{cb}} = \begin{pmatrix} V_{\phi\phi}^{\text{cb}} & V_{\phi\gamma}^{\text{cb}} & V_{\phi\beta}^{\text{cb}} \\ V_{\phi\gamma}^{\text{cb}} & V_{\gamma\gamma}^{\text{cb}} & V_{\gamma\beta}^{\text{cb}} \\ V_{\phi\beta}^{\text{cb}} & V_{\gamma\beta}^{\text{cb}} & V_{\beta\beta}^{\text{cb}} \end{pmatrix}.$$

Si le spectre ajusté est une loi de puissance, on peut montrer [38] qu’il existe une énergie bien particulière E_d pour laquelle les valeurs des deux paramètres ϕ_0^{lp} et γ^{lp} sont décorréliées:

$$E_d = \exp \left[\frac{V_{\phi\gamma}^{\text{lp}}}{\phi_0^{\text{lp}} V_{\gamma\gamma}^{\text{lp}}} \right] \text{TeV}.$$

L’énergie de décorrélation se repère assez facilement sur une figure: c’est l’énergie à laquelle l’aire représentant le spectre (Cf. § II 3.3.1) se resserre: elle vaut par exemple $E_d = 700$ GeV dans le cas du spectre de Markarian 421 montré page 151.

C.2 Calcul des “points expérimentaux”

Notons $\left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}}$ la meilleure des deux paramétrisations trouvées (hypothèse \mathcal{H}^{lp} ou \mathcal{H}^{cb}), et Y^{par} la variable physique à représenter en fonction de l’énergie: $Y^{\text{par}} = \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}}$ s’il s’agit du flux différentiel (exprimé en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{TeV}^{-1}$), et $Y^{\text{par}} = E^2 \times \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}} \equiv \nu F(\nu)$ s’il s’agit de la puissance émise par décade d’énergie (exprimée en $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Le calcul des points expérimentaux $\{E_{i_e}^{\text{exp}}, Y_{i_e}^{\text{exp}}\}$ est alors réalisé de la façon suivante.

$E_{i_e}^{\text{exp}}$ est tout d’abord définie comme l’énergie dans l’intervalle $[\tilde{E}_{i_e}^{\text{min}}, \tilde{E}_{i_e}^{\text{max}}]$ à laquelle la paramétrisation du spectre est égale à la moyenne qu’elle prend sur cet intervalle; $E_{i_e}^{\text{exp}}$ est donc définie par $Y^{\text{par}}(E_{i_e}^{\text{exp}}) \equiv \langle Y^{\text{par}} \rangle_{i_e}$. Cette dernière moyenne est calculée en tenant compte de la signification physique de la quantité représentée:

$$\begin{aligned} - \text{ si } Y^{\text{par}} &= \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}} : \langle Y^{\text{par}} \rangle_{i_e} = \frac{1}{\tilde{E}_{i_e}^{\text{max}} - \tilde{E}_{i_e}^{\text{min}}} \int_{\tilde{E}_{i_e}^{\text{min}}}^{\tilde{E}_{i_e}^{\text{max}}} Y^{\text{par}} dE; \\ - \text{ si } Y^{\text{par}} &= E^2 \times \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}} : \langle Y^{\text{par}} \rangle_{i_e} = \frac{1}{\log \left(\tilde{E}_{i_e}^{\text{max}} / \tilde{E}_{i_e}^{\text{min}} \right)} \int_{\log(\tilde{E}_{i_e}^{\text{min}})}^{\log(\tilde{E}_{i_e}^{\text{max}})} Y^{\text{par}} d(\log E). \end{aligned}$$

Connaissant l'abscisse $E_{i_e}^{\text{exp}}$, on dérive une "mesure" $Y_{i_z, i_e} \pm \delta Y_{i_z, i_e}$ pour chaque angle zénithal

$$Y_{i_z, i_e}^{\text{exp}} = Y^{\text{par}}(E_{i_e}^{\text{exp}}) \frac{S_{i_z, i_e}}{S_{i_z, i_e}^{\text{par}}}, \quad \delta Y_{i_z, i_e}^{\text{exp}} = Y^{\text{par}}(E_{i_e}^{\text{exp}}) \frac{\delta S_{i_z, i_e}}{S_{i_z, i_e}^{\text{par}}},$$

avec $S_{i_z, i_e}^{\text{par}} = T_{\text{ON}} \int_{\tilde{E}_{i_e}^{\text{min}}}^{\tilde{E}_{i_e}^{\text{max}}} d\tilde{E} \int_0^\infty dE \left[\frac{dN}{dE} \right]^{\text{par}} \mathcal{A}_{\text{eff}}(\overline{\theta}_{i_z}, E) \Upsilon(\overline{\theta}_{i_z}, E \rightarrow \tilde{E})$.

L'ordonnée $Y_{i_e}^{\text{exp}}$ et son erreur $\delta Y_{i_e}^{\text{exp}}$ sont alors estimées comme on le ferait d'une valeur moyenne sur ces "mesures":

$$Y_{i_e}^{\text{exp}} = \frac{\sum_{i_z=1}^{i_{z2}(i_e)} \frac{Y_{i_z, i_e}}{\delta Y_{i_z, i_e}^2}}{\sum_{i_z=1}^{i_{z2}(i_e)} \frac{1}{\delta Y_{i_z, i_e}^2}}, \quad \delta Y_{i_e}^{\text{exp}} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i_z=1}^{i_{z2}(i_e)} \frac{1}{\delta Y_{i_z, i_e}^2}}}.$$

Dans ces expressions, le dernier terme $i_z = i_{z2}(i_e)$ des sommes est fixé par le critère sur l'acceptance discuté au § II 3.3.1: $i_{z2}(i_e)$ est donc la fonction réciproque de la fonction $i_{e1}(i_z)$ de la page 114. Ceci signifie simplement que les données prises à grand angle zénithal θ_z ne sont pas utilisées pour les intervalles à trop basse énergie, du fait de l'augmentation du seuil de détection du télescope avec θ_z .

Annexe D

Compléments d'information sur l'analyse spectrale

D.1 Statistique utilisée pour l'obtention des spectres

Les tableaux suivants détaillent la statistique utilisée pour extraire l'ensemble des spectres présentés dans cette thèse. Avec les mêmes notations qu'en annexe C, on a indiqué pour chaque spectre:

- l'extension maximale en angle zénithal des données et les temps correspondants d'observation sur la source et hors source, T_{ON} et T_{OFF} ;
- pour chacun des n_e intervalles en énergie $\Delta_{i_e} \equiv [\tilde{E}_{i_e}^{\text{min}}, \tilde{E}_{i_e}^{\text{max}}]$:

- le nombre d'événements passant les coupures standard dans les données

$$\text{ON}, n_{i_e} = \sum_{i_z=1}^{i_{z2}(i_e)} n_{i_z, i_e}, \text{ et OFF}, p_{i_e} = \sum_{i_z=1}^{i_{z2}(i_e)} \beta_{i_z} p_{i_z, i_e};$$

- le nombre de γ , $S_{i_e} = n_{i_e} - p_{i_e}$ et son erreur $\delta S_{i_e} = \sqrt{\sum_{i_z=1}^{i_{z2}(i_e)} n_{i_z, i_e} + \beta_{i_z}^2 p_{i_z, i_e}}$;

- la signification statistique $N_{\sigma_{i_e}} = S_{i_e} / \delta S_{i_e}$;

- le nombre total de γ , $S_\gamma = \sum_{i_e=1}^{n_e} S_{i_e}$, et son erreur $\delta S_\gamma = \sqrt{\sum_{i_e=1}^{n_e} \delta S_{i_e}^2}$.

D.1.1 Nébuleuse du Crabe

S_{NC}^0 (1996 – 2000)					
$T_{\text{ON}}=100.1$ h			$\theta_z \in [20^\circ; 42^\circ]$		
$T_{\text{OFF}}=72.9$ h			$S_\gamma=8108 \pm 203$		
Δi_e (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N\sigma_{ie}$
0.50 – 0.79	7821	5304.6	2516.4	122.9	20.5
0.79 – 1.26	7357	4774.6	2582.4	116.8	22.1
1.26 – 2.00	4130	2547.0	1583.0	86.3	18.3
2.00 – 3.16	1773	999.4	773.6	55.3	14.0
3.16 – 5.00	790	392.7	397.3	36.0	11.0
5.00 – 7.93	321	129.7	191.3	22.1	8.7
7.93 – 12.57	122	57.5	64.5	14.0	4.6

S_{NC}^I (1996 – 1997)					
$T_{\text{ON}}=10.2$ h			$\theta_z \in [20^\circ; 35^\circ]$		
$T_{\text{OFF}}=7.8$ h			$S_\gamma=986 \pm 61$		
Δi_e (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N\sigma_{ie}$
0.50 – 0.79	853	533.0	320.0	40.3	7.9
0.79 – 1.26	721	374.0	347.0	34.9	10.0
1.26 – 2.00	348	181.1	166.9	24.2	6.9
2.00 – 3.16	158	70.6	87.4	15.7	5.6
3.16 – 5.00	73	35.0	38.0	10.8	3.5
5.00 – 7.93	35	8.0	27.0	6.8	4.0

S_{NC}^{II} (1997 – 1998)					
$T_{\text{ON}}=30.2$ h			$\theta_z \in [20^\circ; 42^\circ]$		
$T_{\text{OFF}}=21.2$ h			$S_\gamma=2367 \pm 109$		
Δi_e (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N\sigma_{ie}$
0.50 – 0.79	2132	1441.7	690.3	65.4	10.6
0.79 – 1.26	2071	1324.4	746.6	62.7	11.9
1.26 – 2.00	1209	714.4	494.6	46.8	10.6
2.00 – 3.16	537	320.2	216.8	31.3	6.9
3.16 – 5.00	236	97.1	138.9	19.2	7.2
5.00 – 7.93	94	36.3	57.7	12.0	4.8
7.93 – 12.57	37	14.0	23.0	7.6	3.0

$S_{\text{NC}}^{\theta_1}$ (1996 – 2000)					
$T_{\text{ON}}=72.2$ h			$\theta_z \in [20^\circ; 31^\circ]$		
$T_{\text{OFF}}=49.7$ h			$S_\gamma=6489 \pm 179$		
Δi_e (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N\sigma_{ie}$
0.50 – 0.79	7821	5304.6	2516.4	122.9	20.5
0.79 – 1.26	5135	3195.1	1939.9	97.6	19.9
1.26 – 2.00	2604	1552.7	1051.3	68.8	15.3
2.00 – 3.16	1105	544.1	560.9	43.0	13.0
3.16 – 5.00	467	221.0	246.0	27.8	8.9
5.00 – 7.93	193	61.6	131.4	16.7	7.9
7.93 – 12.57	70	26.0	44.0	10.3	4.3

$S_{\text{NC}}^{\theta_2}$ (1996 – 2000)					
$T_{\text{ON}}=27.9$ h			$\theta_z \in [31^\circ; 42^\circ]$		
$T_{\text{OFF}}=23.2$ h			$S_\gamma=1618 \pm 94$		
Δi_e (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N\sigma_{ie}$
0.79 – 1.26	2222	1579.5	642.5	64.3	10.0
1.26 – 2.00	1526	994.3	531.7	52.1	10.2
2.00 – 3.16	668	455.3	212.7	34.8	6.1
3.16 – 5.00	323	171.7	151.3	23.0	6.6
5.00 – 7.93	128	68.1	59.9	14.5	4.1
7.93 – 12.57	52	31.5	20.5	9.5	2.2

S_{NC}^{III} (1998 – 1999)					
$T_{\text{ON}}=30.3$ h			$\theta_z \in [20^\circ; 42^\circ]$		
$T_{\text{OFF}}=20.2$ h			$S_\gamma=2457 \pm 116$		
Δi_e (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N\sigma_{ie}$
0.50 – 0.79	2303	1563.1	739.9	68.6	10.8
0.79 – 1.26	2361	1552.5	808.5	67.7	11.9
1.26 – 2.00	1321	878.0	443.0	50.7	8.7
2.00 – 3.16	573	294.6	278.4	31.3	8.9
3.16 – 5.00	233	116.9	116.1	19.9	5.8
5.00 – 7.93	92	50.6	41.4	12.6	3.3
7.93 – 12.57	45	15.2	29.8	8.0	3.7

S_{NC}^{IV} (1999 – 2000)					
$T_{\text{ON}}=23.8$ h			$\theta_z \in [20^\circ; 35^\circ]$		
$T_{\text{OFF}}=19.1$ h			$S_\gamma=1916 \pm 98$		
Δi_e (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N\sigma_{ie}$
0.50 – 0.79	2232	1572.3	659.7	64.4	10.2
0.79 – 1.26	1737	1147.2	589.8	55.7	10.6
1.26 – 2.00	916	540.5	375.5	39.5	9.5
2.00 – 3.16	360	197.1	162.9	24.3	6.7
3.16 – 5.00	162	87.1	74.9	16.3	4.6
5.00 – 7.93	76	22.2	53.8	10.1	5.3

$\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\text{a}} (1996 - 2000): S_{\text{m}} = 3.0 S_{1\gamma_e}$					
$T_{\text{ON}} = 17.2 \text{ h}$		$\theta_z \in [20^\circ; 42^\circ]$			
$T_{\text{OFF}} = 13.1 \text{ h}$		$S_\gamma = 1509 \pm 79$			
$\Delta_{i_e} \text{ (TeV)}$	n_{i_e}	p_{i_e}	S_{i_e}	δS_{i_e}	$N\sigma_{i_e}$
0.50 – 0.79	1190	775.9	414.1	48.5	8.5
0.79 – 1.26	1194	670.1	523.9	45.5	11.5
1.26 – 2.00	639	365.1	273.9	33.3	8.2
2.00 – 3.16	307	151.4	155.6	22.3	7.0
3.16 – 5.00	152	62.0	90.0	15.1	6.0
5.00 – 7.93	62	18.8	43.2	9.3	4.7
7.93 – 12.57	16	6.8	9.2	4.9	1.9

$\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\text{b}} (1996 - 2000): S_{\text{m}} = 2.5 S_{1\gamma_e}$					
$T_{\text{ON}} = 83.0 \text{ h}$		$\theta_z \in [20^\circ; 42^\circ]$			
$T_{\text{OFF}} = 59.8 \text{ h}$		$S_\gamma = 6605 \pm 187$			
$\Delta_{i_e} \text{ (TeV)}$	n_{i_e}	p_{i_e}	S_{i_e}	δS_{i_e}	$N\sigma_{i_e}$
0.50 – 0.79	6631	4528.4	2102.6	113.1	18.6
0.79 – 1.26	6163	4098.8	2064.2	107.8	19.2
1.26 – 2.00	3491	2182.6	1308.4	79.8	16.4
2.00 – 3.16	1466	848.4	617.6	50.7	12.2
3.16 – 5.00	638	328.0	310.0	32.6	9.5
5.00 – 7.93	259	112.1	146.9	20.1	7.3
7.93 – 12.57	106	50.7	55.3	13.1	4.2

$\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\text{c}} (1996 - 2000): Q_{\text{m}} > 2.6 Q_{1\gamma_e}$					
$T_{\text{ON}} = 17.6 \text{ h}$		$\theta_z \in [20^\circ; 42^\circ]$			
$T_{\text{OFF}} = 13.6 \text{ h}$		$S_\gamma = 1518 \pm 80$			
$\Delta_{i_e} \text{ (TeV)}$	n_{i_e}	p_{i_e}	S_{i_e}	δS_{i_e}	$N\sigma_{i_e}$
0.50 – 0.79	1194	784.2	409.8	48.2	8.5
0.79 – 1.26	1224	699.2	524.8	46.1	11.4
1.26 – 2.00	661	382.4	278.6	34.0	8.2
2.00 – 3.16	317	157.0	160.0	22.7	7.1
3.16 – 5.00	156	65.9	90.1	15.5	5.8
5.00 – 7.93	64	18.6	45.4	9.3	4.9
7.93 – 12.57	17	7.2	9.8	5.1	1.9

$\mathbb{S}_{\text{NC}}^{\text{d}} (1996 - 2000): Q_{\text{m}} < 2.6 Q_{1\gamma_e}$					
$T_{\text{ON}} = 81.8 \text{ h}$		$\theta_z \in [20^\circ; 42^\circ]$			
$T_{\text{OFF}} = 58.8 \text{ h}$		$S_\gamma = 6524 \pm 185$			
$\Delta_{i_e} \text{ (TeV)}$	n_{i_e}	p_{i_e}	S_{i_e}	δS_{i_e}	$N\sigma_{i_e}$
0.50 – 0.79	6548	4472.3	2075.7	112.6	18.44
0.79 – 1.26	6079	4034.2	2044.8	107.0	19.12
1.26 – 2.00	3454	2156.5	1297.5	79.3	16.36
2.00 – 3.16	1444	836.5	607.5	50.4	12.07
3.16 – 5.00	628	325.4	302.6	32.4	9.33
5.00 – 7.93	254	111.7	142.3	20.0	7.12
7.93 – 12.57	104	50.5	53.5	13.0	4.11

D.1.2 Markarian 501

S_{501}^{97} (1997)					
$T_{ON}=50.2$ h		$\theta_z \in [0^\circ; 42^\circ]$			
$T_{OFF}=19.8$ h		$S_\gamma=10841 \pm 244$			
Δ_{ie} (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N_{\sigma_{ie}}$
0.32– 0.79	4115	2891.5	1223.5	129.0	9.5
0.50– 0.79	6426	3775.8	2650.2	138.6	19.1
0.79– 1.26	5120	2464.3	2655.7	110.6	24.0
1.26– 2.00	3281	1264.3	2016.7	82.4	24.5
2.00– 3.16	1709	512.3	1196.7	55.1	21.7
3.16– 5.00	845	174.3	670.7	35.5	18.9
5.00– 7.93	368	38.7	329.3	21.4	15.4
7.93–12.57	111	12.0	99.0	12.0	8.2

S_{501}^{98} (1998)					
$T_{ON}=6.0$ h		$\theta_z \in [0^\circ; 26^\circ]$			
$T_{OFF}=7.1$ h		$S_\gamma=466 \pm 50$			
Δ_{ie} (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N_{\sigma_{ie}}$
0.32– 0.79	382	301.9	80.1	25.5	3.1
0.50– 0.79	600	455.6	144.4	31.2	4.6
0.79– 1.26	352	236.7	115.3	23.4	4.9
1.26– 2.00	175	110.1	64.9	16.3	4.0
2.00– 3.16	84	44.8	39.2	11.0	3.6
3.16– 5.00	32	9.5	22.5	6.3	3.6

$S_{501}^{97\text{haut}}$ (16/04/1997)					
$T_{ON}=1.4$ h		$\theta_z \in [0^\circ; 11^\circ]$			
$T_{OFF}=9.1$ h		$S_\gamma=1050 \pm 35$			
Δ_{ie} (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N_{\sigma_{ie}}$
0.50– 0.79	422	101.3	320.7	20.9	15.3
0.79– 1.26	317	54.2	262.8	18.0	14.6
1.26– 2.00	228	24.0	204.0	15.2	13.4
2.00– 3.16	153	8.2	144.8	12.4	11.7
3.16– 5.00	76	1.7	74.3	8.7	8.5
5.00– 7.93	34	0.5	33.5	5.8	5.8
7.93–12.57	11	0.6	10.4	3.3	3.1

$S_{501}^{97\text{bas}}$ (1997)					
$T_{ON}=16.8$ h		$\theta_z \in [0^\circ; 26^\circ]$			
$T_{OFF}=10.1$ h		$S_\gamma=1617 \pm 92$			
Δ_{ie} (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N_{\sigma_{ie}}$
0.50– 0.79	1856	1378.5	477.5	65.0	7.3
0.79– 1.26	1175	691.3	483.7	48.6	10.0
1.26– 2.00	670	322.2	347.8	35.0	9.9
2.00– 3.16	282	127.0	155.0	22.1	7.0
3.16– 5.00	136	43.2	92.8	14.3	6.5
5.00– 7.93	55	8.1	46.9	8.2	5.7
7.93–12.57	17	3.1	13.9	4.7	2.9

D.1.3 Markarian 421

S_{421}^{98} (1998)					
$T_{ON}=10.8$ h		$\theta_z \in [0^\circ; 33^\circ]$			
$T_{OFF}=10.8$ h		$S_\gamma=1030 \pm 82$			
Δ_{ie} (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N_{\sigma_{ie}}$
0.32– 0.79	1140	910.2	229.8	46.1	5.0
0.50– 0.79	1329	949.1	379.9	48.9	7.8
0.79– 1.26	740	526.2	213.8	36.6	5.8
1.26– 2.00	363	220.2	142.8	24.7	5.8
2.00– 3.16	139	100.3	38.7	15.9	2.4
3.16– 5.00	44	18.6	25.4	8.0	3.2

S_{421}^{00} (Janvier 2000)					
$T_{ON}=6.2$ h		$\theta_z \in [0^\circ; 28^\circ]$			
$T_{OFF}=7.8$ h		$S_\gamma=1024 \pm 66$			
Δ_{ie} (TeV)	n_{ie}	p_{ie}	S_{ie}	δS_{ie}	$N_{\sigma_{ie}}$
0.32– 0.79	1010	731.6	278.4	41.4	6.7
0.50– 0.79	925	549.1	375.9	38.2	9.9
0.79– 1.26	528	301.0	227.0	28.6	7.9
1.26– 2.00	246	125.8	120.2	19.5	6.2
2.00– 3.16	71	48.1	22.9	11.0	2.1

D.2 Matrices de covariance

Le tableau suivant donne les valeurs des éléments de la matrice de covariance (voir page 205) pour chacun des spectres présentés dans cette thèse, et pour chacune des deux hypothèses sur leur forme (\mathcal{H}^{lp} et \mathcal{H}^{cb} , voir pages 115 et 204).

Nébuleuse du Crabe									
Spectre	$V_{\phi\phi}^{lp}$	$V_{\phi\gamma}^{lp}$	$V_{\gamma\gamma}^{lp}$	$V_{\phi\phi}^{cb}$	$V_{\phi\gamma}^{cb}$	$V_{\phi\beta}^{cb}$	$V_{\gamma\gamma}^{cb}$	$V_{\gamma\beta}^{cb}$	$V_{\beta\beta}^{cb}$
S_{NC}^0	2.96×10^{-3}	2.21×10^{-4}	1.09×10^{-3}	5.98×10^{-3}	-1.21×10^{-3}	5.24×10^{-3}	2.25×10^{-3}	-3.05×10^{-3}	1.03×10^{-2}
S_{NC}^{0bis}	3.01×10^{-3}	2.24×10^{-4}	1.29×10^{-3}	7.04×10^{-3}	-1.48×10^{-3}	7.63×10^{-3}	2.28×10^{-3}	-3.55×10^{-3}	1.54×10^{-2}
S_{NC}^I	2.45×10^{-2}	7.42×10^{-4}	8.48×10^{-3}	6.69×10^{-2}	-1.16×10^{-2}	7.11×10^{-2}	1.47×10^{-2}	-2.34×10^{-2}	1.29×10^{-1}
S_{NC}^{II}	9.90×10^{-3}	1.29×10^{-3}	3.33×10^{-3}	1.78×10^{-2}	-3.45×10^{-3}	1.39×10^{-2}	7.78×10^{-3}	-1.05×10^{-2}	2.82×10^{-2}
S_{NC}^{III}	1.09×10^{-2}	1.20×10^{-3}	3.47×10^{-3}	2.04×10^{-2}	-4.31×10^{-3}	1.60×10^{-2}	7.51×10^{-3}	-1.03×10^{-2}	2.85×10^{-2}
S_{NC}^{IV}	1.16×10^{-2}	8.80×10^{-4}	5.65×10^{-3}	2.73×10^{-2}	-6.15×10^{-3}	3.13×10^{-2}	8.79×10^{-3}	-1.40×10^{-2}	6.22×10^{-2}
$S_{NC}^{\theta_1}$	3.52×10^{-3}	6.98×10^{-5}	1.37×10^{-3}	7.83×10^{-3}	-1.77×10^{-3}	7.19×10^{-3}	2.57×10^{-3}	-3.49×10^{-3}	1.31×10^{-2}
$S_{NC}^{\theta_2}$	2.42×10^{-2}	7.00×10^{-3}	7.53×10^{-3}	2.98×10^{-2}	5.61×10^{-3}	9.31×10^{-3}	3.09×10^{-2}	-4.07×10^{-2}	8.02×10^{-2}
S_{NC}^a	1.61×10^{-2}	1.68×10^{-3}	4.45×10^{-3}	2.97×10^{-2}	-4.60×10^{-3}	2.10×10^{-2}	1.13×10^{-2}	-1.51×10^{-2}	4.19×10^{-2}
S_{NC}^b	3.63×10^{-3}	2.32×10^{-2}	1.43×10^{-3}	7.52×10^{-3}	-1.62×10^{-3}	6.90×10^{-3}	2.86×10^{-3}	-3.91×10^{-3}	1.36×10^{-2}
S_{NC}^c	1.58×10^{-2}	1.80×10^{-3}	4.38×10^{-3}	2.85×10^{-2}	-4.37×10^{-3}	1.99×10^{-2}	1.12×10^{-2}	-1.51×10^{-2}	4.05×10^{-2}
S_{NC}^d	3.68×10^{-3}	2.12×10^{-4}	1.46×10^{-3}	7.78×10^{-3}	-1.68×10^{-3}	7.27×10^{-3}	2.93×10^{-3}	-4.03×10^{-3}	1.45×10^{-2}

Markarian 501									
Spectre	$V_{\phi\phi}^{lp}$	$V_{\phi\gamma}^{lp}$	$V_{\gamma\gamma}^{lp}$	$V_{\phi\phi}^{cb}$	$V_{\phi\gamma}^{cb}$	$V_{\phi\beta}^{cb}$	$V_{\gamma\gamma}^{cb}$	$V_{\gamma\beta}^{cb}$	$V_{\beta\beta}^{cb}$
S_{501}^{97}	1.10×10^{-2}	6.38×10^{-4}	5.04×10^{-4}	1.95×10^{-2}	-6.19×10^{-4}	4.85×10^{-3}	1.82×10^{-3}	-2.30×10^{-3}	5.25×10^{-3}
S_{501}^{97bas}	1.83×10^{-2}	2.76×10^{-3}	3.65×10^{-3}	3.36×10^{-2}	-2.10×10^{-3}	1.84×10^{-2}	1.35×10^{-2}	-1.84×10^{-2}	4.31×10^{-2}
S_{501}^{97haut}	4.64×10^{-1}	6.08×10^{-3}	2.10×10^{-3}	1.01	-2.51×10^{-2}	1.02×10^{-1}	6.30×10^{-3}	-9.57×10^{-3}	2.65×10^{-2}
S_{501}^{98}	3.21×10^{-2}	2.52×10^{-4}	2.50×10^{-2}	7.71×10^{-2}	-8.69×10^{-3}	1.05×10^{-1}	1.95×10^{-2}	-1.65×10^{-2}	2.15×10^{-1}
S_{501}^{97bis}	1.20×10^{-2}	9.87×10^{-4}	9.39×10^{-4}	2.91×10^{-2}	-1.53×10^{-3}	1.49×10^{-2}	1.64×10^{-3}	-2.70×10^{-3}	1.44×10^{-2}

Markarian 421									
Spectre	$V_{\phi\phi}^{lp}$	$V_{\phi\gamma}^{lp}$	$V_{\gamma\gamma}^{lp}$	$V_{\phi\phi}^{cb}$	$V_{\phi\gamma}^{cb}$	$V_{\phi\beta}^{cb}$	$V_{\gamma\gamma}^{cb}$	$V_{\gamma\beta}^{cb}$	$V_{\beta\beta}^{cb}$
S_{421}^{98}	2.33×10^{-2}	-8.34×10^{-3}	1.34×10^{-2}	6.42×10^{-2}	-2.04×10^{-3}	8.74×10^{-2}	2.47×10^{-2}	3.13×10^{-2}	2.38×10^{-1}
S_{421}^{90}	6.08×10^{-2}	-1.99×10^{-2}	1.29×10^{-2}	1.21×10^{-1}	-5.48×10^{-3}	9.71×10^{-2}	5.09×10^{-2}	9.85×10^{-2}	3.32×10^{-1}

Bibliographie

Liste des abréviations

<i>A&A</i>	Astronomy and Astrophysics
<i>A&ASS</i>	Astronomy and Astrophysics Supplement Series
<i>Aph</i>	Astroparticle Physics
<i>ApJ</i>	Astrophysical Journal
<i>ApJL</i>	Astrophysical Journal Letters
<i>ApJSS</i>	Astrophysical Journal Supplement Series
<i>astro-ph</i>	http://xxx.lpthe.jussieu.fr/archive/astro-ph
<i>ECRS</i>	European Cosmic-Ray Symposium
<i>IAUC</i>	International Astronomical Union Circular http://cfa-www.harvard.edu/iauc/RecentIAUCs.html
<i>ICRC</i>	International Cosmic-Ray Conference
<i>MNRAS</i>	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
<i>NIM</i>	Nuclear Instruments and Methods in Physics Research
<i>PASP</i>	Publications of the Astronomical Society of the Pacific
<i>Phys. Rep.</i>	Physics Reports
<i>PRL</i>	Physical Review Letters
<i>Rev. Mod. Phys.</i>	Reviews of Modern Physics

- [1] Aharonian, F.A., *et al*, *A&A* **349**, 11 (1999)
- [2] Aharonian, F.A., *et al*, *A&A* **350**, 757 (1999)
- [3] Aharonian, F.A., *et al*, *Proc. of the XXVIth ICRC* **3**, 350 (Salt-Lake City, USA, 1999)
- [4] Aharonian, F.A., *astro-ph/0003159*
- [5] Aharonian, F.A., *et al*, *astro-ph/0003182*
- [6] Akerlof, C., *et al*, *Nature* **398**, 400 (1999)
- [7] Amenomori, M., *et al*, *ApJL* **525**, 93 (1999)
- [8] Amenomori, M., *et al*, *ApJ* **532**, 302 (2000)
- [9] Andersen, M.I., *et al*, *Science* **283**, 2075 (1999)
- [10] Arendt, R.G., *et al*, *ApJ* **508**, 74 (1998)
- [11] Atoyan, A.M. & Aharonian, F.A., *MNRAS* **278**, 525 (1996)
- [12] Barrau, A., *et al*, *NIM A* **416**, 278 (1998)
- [13] Barrau, A., *thèse de Doctorat*, Université Joseph Fourier - Grenoble I (1998)
- [14] Bergström, L., *et al*, *Aph* **9**, 137 (1998)
- [15] Bernloehr, K., <http://www-hfm.mpi-hd.mpg.de/ChLight/ChLat.html>

- [16] Biller, S.D., *et al*, *ApJ* **445**, 227 (1995)
- [17] Biller, S.D., *et al*, *PRL* **80**, n°14, 2992 (1998)
- [18] Bird, D.J., *et al*, *ApJ* **441**, 144 (1995)
- [19] Bloom, S.D., *et al*, *ApJL* **490**, 145 (1997)
- [20] Blumenthal, G.R. & Gould, R.J., *Rev. Mod. Phys.* **42**, vol.3, 237 (1970)
- [21] Bond, J.R., Carr., B.J. & Hogan, C.J., *ApJ* **306**, 428 (1986)
- [22] Bortman, H., *Nature* **405**, 504 (2000)
- [23] Buckley, J.H., *et al*, *ApJL* **472**, 9 (1996)
- [24] Buckley, J.H., *et al*, *Aph* **11**, 127 (1999)
- [25] Bulian, N., *et al*, *Aph* **8**, 223 (1998)
- [26] Camenzind, M., "Les Noyaux Actifs de Galaxies", Springer Verlag (1997)
- [27] Catanese, M., communication privée
- [28] Catanese, M., *et al*, *ApJ* **480**, 562 (1997)
- [29] Catanese, M., *et al*, *ApJ* **501**, 616 (1998)
- [30] Celotti, A., *et al*, *MNRAS* **293**, 239 (1998)
- [31] Chadwick, P.M., *et al*, *Aph* **9**, 131 (1998)
- [32] Chadwick, P.M., *et al*, *Aph* **11**, 145 (1999)
- [33] Chadwick, P.M., *et al*, *ApJ* **513**, 161 (1999)
- [34] Charlot, P., *et al*, *Proc. of the XIXth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, Nuclear Physics B*, vol.80 (Paris, France, 1999)
- [35] Coppi, P.S. & Aharonian, F.A., *ApJL* **521**, 33 (1999)
- [36] Daum, A., *et al*, *Aph* **8**, 1 (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] 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)
- [39] Degrange, B., "Observations en Astronomie Gamma de haute et très haute énergie", cours de l'Ecole de Gif, Lyon, Septembre 1997
- [40] De Jager, O.C., Stecker, F.W. & Salamon, M.H., *Nature* **369**, 294 (1994)
- [41] Dermer, C.D. & Schlickeiser, R., *ApJ* **1416**, 458 (1993)
- [42] Dondi, L. & Ghisellini, G., *MNRAS* **273**, 583 (1995)
- [43] de Naurois, M., *et al*, *Proc. of the XXVIth ICRC* **5**, 211 (Salt-Lake City, USA, 1999)
- [44] de Naurois, M., *thèse de Doctorat*, Université Paris VI (2000)
- [45] Djannati-Ataï, A., *thèse de Doctorat*, Université Paris VI (1995)
- [46] Djannati-Ataï, A., *et al*, *Proc. of the XXIVth ICRC* **2**, 315 (Rome, Italie, 1995)

- [47] Djannati-Ataï, A., *et al*, *A&A* **350**, 17 (1999)
- [48] Dwek, E. & Slavin, J., *ApJ* **436**, 696 (1994)
- [49] Dwek, E., *et al*, *ApJ* **508**, 106 (1998)
- [50] Eadie, W.T., Drijard, D., James, F.E., Roos, M. & Sadoulet, B., "Statistical Methods in Experimental Physics", North-Holland Publishing Company (1971)
- [51] Falcone, A. & Ryan, J., *Aph* **11**, 283 (1999)
- [52] Fossati, G., *et al*, *MNRAS* **299**, 433 (1998)
- [53] Funk, B., *et al*, *Aph* **9**, 97 (1998)
- [54] Gaidos, J.A., *et al*, *Nature* **383**, 319 (1996)
- [55] Gaisser, T.K., "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge University Press (1990)
- [56] Gaisser, T.K., Halzen, F. & Stanev, T., *Phys. Rep.* **258**, vol.3, 173-236 (1995)
- [57] Galbraith, W. & Jelley, J.V., *Nature* **171**, 349 (1953)
- [58] Gehrels, N. & Michelson, P., *Aph* **11**, 277 (1999)
- [59] Gehrels, N., *et al*, *Nature* **404**, 363 (2000)
- [60] Ghisellini, G. & Maraschi, L., *ApJ* **340**, 181 (1989)
- [61] Ghisellini, G., *et al*, *ApJ* **407**, 65 (1993)
- [62] Ghisellini, G., Maraschi, L. & Dondi, L., *A&ASS* **120**, 503 (1996)
- [63] Ghisellini, G. & Madau, P., *MNRAS* **280**, 67 (1996)
- [64] Ghisellini, G., *et al*, *MNRAS* **301**, 451 (1998)
- [65] Ghisellini, G., *Aph* **11**, 11 (1999)
- [66] Ghisellini, G., Tagliaferri, G. & Giommi, P., *IAUC* 7116 (1999)
- [67] Giommi, P., Ansari, S.G. & Michol, A., *A&ASS* **109**, 267 (1995)
- [68] Giommi, P., Padovani, P. & Perlman, E., à paraître dans *MNRAS*, *astro-ph/9907377*
- [69] Goret, P., *et al*, *A&A* **270**, 401 (1993)
- [70] Goret, P., *et al*, *Proc. of the XXVIth ICRC* **3**, 496 (Salt-Lake City, USA, 1999)
- [71] Gould, R.J. & Schreder, G., *PRL* **6**, n°6, 252 (1966)
- [72] Grenier, I.A., *Nature* **404**, 344 (2000)
- [73] Guy, J., *et al*, "Constraints on the Cosmic Infra-Red Background based on BeppoSAX and CAT spectra of Mkn 501", à paraître dans *A&A*, *astro-ph/0004355*
- [74] Hartman, R.C., *et al*, *ApJSS* **123**, 79 (1999); voir aussi la page WEB http://coss.gsfc.nasa.gov/egret/3rd_EGRET_Cat.html
- [75] Hauser, M.G., *et al*, *ApJ* **508**, 25 (1998)
- [76] Hayashida, N., *et al*, *ApJL* **504**, 71 (1998)
- [77] Henri, G. & Pelletier, G., *ApJL* **383**, 7 (1991)

- [78] Henri, G., *et al*, *Aph* **11**, 347 (1999)
- [79] Hillas, A.M., *Journal of Physics G (Nuclear Physics)* **8**, 1461-1473 (1982)
- [80] Hillas, A.M., *Space Science Reviews* **75**, 17 (1996)
- [81] Hillas, A.M., *et al*, *ApJ* **503**, 744 (1998)
- [82] Hoffman, C.M., *et al*, *Rev. Mod. Phys.* **71**, vol.4, 897 (1999)
- [83] Hofmann, W., *Proc. of the GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop*, 500 (Snowbird, USA, 1999)
- [84] Hofmann, W., *et al*, *Aph* **12**, 135 (2000)
- [85] Hofmann, W., *et al*, *Aph* **12**, 207 (2000)
- [86] Hurley, K., *et al*, *Nature* **372**, 652 (1994)
- [87] Iacoucci, L., *thèse de Doctorat*, Ecole Polytechnique (Palaiseau, 1998)
- [88] Jelley, J.V., *PRL* **16**, n°11, 479 (1966)
- [89] Kataoka, J., *et al*, *ApJ* **514**, 138 (1999)
- [90] Kataoka, J., *et al*, *Aph* **11**, 1489 (1999)
- [91] Kazanas, D. & Mastichiadis, A., *ApJL* **518**, 17 (1999)
- [92] Kazanas, D. & Mastichiadis, A., *Aph* **11**, 41 (1999)
- [93] Kelsall, T.J., *et al*, *ApJ* **508**, 44 (1998)
- [94] Kerrick, A.D., *et al*, *ApJL* **438**, 59 (1995)
- [95] Kifune, T., *et al*, *ApJL* **438**, 91 (1995)
- [96] Konopelko, A., *et al*, *Aph* **10**, 275 (1999)
- [97] Konopelko, A., *et al*, *ApJL* **518**, 13 (1999)
- [98] Krawczynski, H., *et al*, *A&A* **353**, 97 (2000)
- [99] Krennrich, F., *et al*, *ApJ* **481**, 758 (1997)
- [100] Krennrich, F., *et al*, *ApJ* **511**, 149 (1999)
- [101] Krennrich, F., *et al*, *Proc. of the XXVIth ICRC* **3**, 305 (Salt-Lake City, USA, 1999)
- [102] Kulkarni, S.R., *et al*, *Nature* **398**, 389 (1999)
- [103] Le Bohec, S., *thèse de Doctorat*, Université d'Orsay (1996)
- [104] Le Bohec, S., *et al*, *NIM A* **416**, 425 (1998)
- [105] Le Gall, C., *thèse de Doctorat*, Université Paris VII (1999)
- [106] Lessard, R.W., *Aph* **11**, 243 (1999)
- [107] Lewis, D.A., *Experimental Astronomy* **1**, 213 (1990)
- [108] Lin, Y.C., *et al*, *ApJL* **401**, 61 (1992)
- [109] Longair, M.S., "High Energy Astrophysics", Cambridge University Press (1994)
- [110] Lorenz, E., *Proc. of the GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop*, 510 (Snowbird, USA, 1999)

- [111] Macomb, D.J., *et al*, *ApJ* **449**, 99 (1995)
- [112] Malizia, A., *et al*, *MNRAS* **312**, 123 (2000)
- [113] Mannheim, K., *A&A* **269**, 67 (1993)
- [114] Mannheim, K., *Science* **279**, 684 (1998)
- [115] Maraschi, L., *et al*, *Aph* **11**, 189 (1999)
- [116] Mattox, J.R., *et al*, *ApJ* **481**, 95 (1997)
- [117] Mirabel, I.F. & Rodriguez, L.F., *Nature* **371**, 46 (1994)
- [118] Mohanty, G., *Ph.D. Thesis*, Iowa State University (1995)
- [119] Mohanty, G., *et al*, *Aph* **9**, 15 (1998)
- [120] Mohanty, G., *et al*, *Proc. of the XXVIth ICRC* **3**, 452 (Salt-Lake City, USA, 1999)
- [121] Mori, M., *Proc. of the GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop*, 485 (Snowbird, USA, 1999)
- [122] Muecke, A. & Protheroe, R.J., à paraître dans *Aph*, *astro-ph/0004052*
- [123] Nishiyama, T., *et al*, *Proc. of the XXVIth ICRC* **3**, 370 (Salt-Lake City, USA, 1999)
- [124] Ong, R.A., *Phys. Rep.* **305**, vol.3 & 4 (1998)
- [125] Otterbein, K., *et al*, *A&A* **334**, 489 (1998)
- [126] Perlman, E.S., *et al*, *ApJSS* **104**, 251 (1996)
- [127] Perlman, E.S., *Proc. of the GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop*, 53 (Snowbird, USA, 1999)
- [128] Pian, E., *et al*, *ApJL* **492**, 17 (1998)
- [129] Pian, E., *et al*, à paraître dans les *Proc. of "X-ray astronomy 1999: stellar endpoints, AGNs, and the diffuse X-ray background"* (Bologna, 1999), *astro-ph/0007267*
- [130] Piron, F., *et al*, *Proc. of the XIth Rencontres de Blois* (Blois, France, 1999)
- [131] Piron, F., *et al*, *Proc. of the GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop*, 113 (Snowbird, USA, 1999)
- [132] Piron, F., *et al*, *Proc. of the GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop*, 308 (Snowbird, USA, 1999)
- [133] Piron, F., *et al*, *Proc. of the XXVIth ICRC* **3**, 326 (Salt-Lake City, USA, 1999)
- [134] Pomarède, D., *thèse de Doctorat*, Université Paris VI (1999)
- [135] Primack, J.R., *et al*, *Aph* **11**, 93 (1999)
- [136] Protheroe, R.J., *et al*, *Proc. of the XXVth ICRC* **8**, 317 (Durban, Afrique du Sud, 1997)
- [137] Puehlhofer, G., *et al*, *Proc. of the XXVIth ICRC* **3**, 492 (Salt-Lake City, USA, 1999)
- [138] Punch, M., *et al*, *Nature* **358**, 477 (1992)
- [139] Punch, M., "Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector III", Universal Academy Press, Inc. (Tokyo, Japon, 1994)
- [140] Quinn, J., *et al*, *ApJL* **456**, 83 (1996)
- [141] Rachen, J.P., *Proc. of the GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop*, 41 (Snowbird, USA, 1999)
- [142] Renaud, N., *thèse de Doctorat*, Université Joseph Fourier - Grenoble I (1999)

- [143] Rees, M.J., *Nature* **211**, 468 (1966)
- [144] Rossi X-ray Timing Explorer, <http://xte.mit.edu/XTE.html>
- [145] Samuelson, F., *et al*, *ApJL* **501**, 17 (1998)
- [146] Sarazin, X., *et al*, *APh* **4**, 227 (1996)
- [147] Shahmaneche, K., "Reconstruction des muons, calibration du détecteur CAT", rapport interne à la collaboration CAT (1998)
- [148] Scheuer, P.A.G. & Readhead, A.C.S., *Nature* **277**, 182 (1979)
- [149] Sikora, M., Begelman, M.C. & Rees, M.J., *ApJ* **421**, 153 (1994)
- [150] Stanev, T. & Franceschini, A., *ApJL* **494**, 159 (1998)
- [151] Stecker, F.W., De Jager, O.C. & Salamon, M.H., *ApJL* **390**, 49 (1992)
- [152] Stecker, F.W., De Jager, O.C. & Salamon, M.H., *ApJL* **473**, 75 (1996)
- [153] Stecker, F.W. & De Jager, O.C., *ApJ* **476**, 712 (1997)
- [154] Stecker, F.W. & De Jager, O.C., *A&A* **334**, L85 (1998)
- [155] Stecker, F.W., *APh* **11**, 83 (1999)
- [156] Takahashi, T., *et al*, *ApJL* **470**, 89 (1996)
- [157] Takahashi, T., *et al*, *APh* **11**, 177 (1999)
- [158] Takeda, M., *et al*, *PRL* **81**, n°6, 1163 (1998)
- [159] Tanaka, Y., *et al*, *Nature* **375**, 659 (1995)
- [160] Tanimori, T., *et al*, *ApJL* **492**, 33 (1998)
- [161] Tanimori, T., *et al*, *ApJL* **497**, 25 (1998)
- [162] Tavecchio, F., communication privée
- [163] Tavecchio, F., Maraschi, L. & Ghisellini, G., *ApJ* **509**, 608 (1998)
- [164] Tsai, J.C., *ApJL* **413**, 59 (1993)
- [165] Urban, M., Fleury, P. & Lestienne, R., *Nuclear Physics B* **14B**, 223-236 (1990)
- [166] Urry, C.M. & Padovani, P., *PASP* **107**, 803 (1995)
- [167] Urry, C.M., *APh* **11**, 159 (1999)
- [168] Vacanti, G., *et al*, *ApJ* **377**, 467 (1991)
- [169] van Paradijs, J., *et al*, *Nature* **386**, 686 (1997)
- [170] Vassiliev, V.V., *APh* **11**, 247 (1999)
- [171] Vassiliev, V.V., *APh* **12**, 217 (2000)
- [172] Von Montigny, C., *et al*, *ApJ* **440**, 525 (1995)
- [173] Wardle, J.F.C., *Nature* **395**, 457 (1998)
- [174] Weekes, T.C., *Phys. Rep.* **160**, vol.1 & 2 (1988)
- [175] Weekes, T.C., *et al*, *ApJ* **342**, 379 (1989)
- [176] Weekes, T.C., *Proc. of the GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics Workshop*, 3 (Snowbird, USA, 1999)
- [177] Zweerink, J.A., *et al*, *ApJL* **490**, 141 (1997)

Table des figures

1.1	Spectre des rayons cosmiques	6
2.1	Techniques et principaux instruments de l'astronomie γ	13
2.2	Le ciel γ au-dessus de 100 MeV vu par EGRET (troisième catalogue)	14
2.3	Simulations de la densité de lumière Tcherenkov au sol pour des gerbes atmosphériques verticales	15
2.4	Schéma de principe de la détection d'une gerbe atmosphérique par un imageur et par un échantillonneur	16
2.5	Photo-montage du futur système d'imageurs à effet Tcherenkov atmosphérique HESS	20
3.1	Paradigme du noyau actif de galaxie	24
3.2	Image radio du noyau actif de galaxie Cygnus A	25
3.3	Définition du facteur Doppler géométrique	26
1.1	Le site de Thémis	33
1.2	Le télescope CAT	34
1.3	La caméra de CAT	35
1.4	Rôle des cônes de Winston	36
1.5	Distribution bi-dimensionnelle des coordonnées célestes reconstruites sur l'ensemble des données prises entre 0° et 44° d'angle zénithal sur Mrk 501 en 1997	37
1.6	Architecture de l'électronique d'acquisition	38
1.7	Sectorisation de la caméra	40
1.8	Efficacités optiques en fonction de la longueur d'onde	42
1.9	Réponse d'un phototube à un photoélectron	46
1.10	Ecart-type de la distribution de charge du bruit de porte des 600 pixels	49
1.11	Caractéristiques des distributions du bruit de porte des 600 voies	50
1.12	Spectre de charge d'un petit pixel sur des événements à porte large	52
1.13	Ajustement du spectre de charge en porte large d'un petit pixel	53
1.14	Distribution des valeurs de bruit de fond du ciel reconstruites sur des données réelles	54
2.1	Quatre exemples d'images de gerbes enregistrées par CAT	60
2.2	Définition des paramètres de Hillas dans le cas d'une source ponctuelle	61
2.3	Distributions des paramètres de Hillas des images de γ et de hadrons	62
2.4	Distance angulaire moyenne du barycentre de l'image d'une gerbe en fonction de son paramètre d'impact	63
2.5	Densité de photons Tcherenkov détectés au sol en fonction du paramètre d'impact	66
2.6	Profils bi-dimensionnels théoriques d'images de γ de 500 GeV	67
2.7	Profils longitudinaux et latéraux d'images de γ de 500 GeV	68
2.8	Définition des paramètres de l'ajustement dans la méthode du χ^2	69
2.9	Définition des conditions initiales des paramètres géométriques de l'ajustement	74
2.10	Distributions de $\mathcal{P}(\chi^2)$ pour des γ et des hadrons, et effet de la coupure de forme sur la distribution de l'angle de pointé	75
2.11	Evolution dans le temps de la médiane des taux de comptage simple des différentes voies pour deux prises de données	78
2.12	Valeur moyenne de la fréquence médiane (f_{med}) en fonction du bruit de fond du ciel moyen \bar{B} , et distributions des paramètres Δ_{med}^1 et Δ_{med}^2	80
2.13	Définition du seuil individuel effectif Q_m et évolution sur plusieurs années	81
2.14	Anti-corrélation du taux de déclenchement avec l'angle zénithal et le seuil individuel effectif; distributions du taux de déclenchement et du taux de déclenchement corrigé	82
2.15	Distribution du paramètre Δ_h	84
2.16	Réponse du détecteur pour un seuil analogique $S_m = 3.0$ ou $2.5 \times \bar{S}_{1\gamma e}$	85
2.17	Courbes de niveau, dans le plan de coupures $\{\mathcal{P}(\chi^2) > X, \alpha < Y\}$, de la signification statistique horaire obtenue avec des données prises sur Mrk 501 le 16 Avril 1997 et sur la nébuleuse du Crabe	87

2.18	Courbes de niveau, dans le plan de coupures $\{\mathcal{P}(\chi^2) > X, \alpha < Y\}$, de la signification statistique horaire et de l'efficacité de sélection des γ , obtenues sur simulations pour différents niveaux d'intensité de source	88
2.19	Performances de la méthode du χ^2 au zénith	90
2.20	Comparaison entre la méthode du χ^2 et les "extended supercuts"	91
2.21	Distributions de l'angle de pointé des γ enregistrés dans les données prises le 16 Avril 1997 sur Mrk 501, et pour une simulation réaliste correspondante	92
2.22	Variation, en fonction de la charge totale Q_{tot} des images, des valeurs moyennes de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 501 le 16 Avril 1997	94
2.23	Distributions de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 501 le 16 Avril 1997	95
2.24	Distributions du χ^2 par degré de liberté, de $\mathcal{P}(\chi^2)$, du paramètre d'impact $\widetilde{\rho}_\gamma$ et de l'énergie \widetilde{E}_γ estimés, pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 501 le 16 Avril 1997	96
2.25	Variation, en fonction de la charge totale Q_{tot} des images, des valeurs moyennes de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 421 en Janvier 2000	98
2.26	Distributions de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 421 en Janvier 2000	99
2.27	Distributions du χ^2 par degré de liberté, de $\mathcal{P}(\chi^2)$, du paramètre d'impact $\widetilde{\rho}_\gamma$ et de l'énergie \widetilde{E}_γ estimés, pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 421 en Janvier 2000	100
2.28	Surface effective de détection des γ et taux différentiel de γ après sélection par les coupures standard	102
2.29	Variation en fonction de l'angle zénithal de l'énergie minimale choisie pour le calcul d'un flux intégral	103
2.30	Courbe de lumière de la nébuleuse du Crabe entre 1996 et 2000	105
2.31	Distribution des résidus de flux pour chaque saison d'observation de la nébuleuse du Crabe	106
2.32	Valeurs moyennes du flux intégral de la nébuleuse du Crabe au-dessus de 250 GeV pour les quatre hivers entre 1996 et 2000	107
3.1	Distributions en énergie reconstruite dans les coupures standard	111
3.2	Biais de reconstruction en énergie, résolution en énergie, et efficacité de sélection des γ , en fonction de leur énergie	112
3.3	Variation en fonction de l'angle zénithal de l'énergie minimale choisie pour l'analyse spectrale	115
3.4	Reconstruction de spectres simulés suivant une loi de puissance	117
3.5	Effet sur la probabilité de déclenchement des γ d'une variation de $\pm 15\%$ de l'efficacité de collection de lumière	119
3.6	Test de compatibilité entre les différents spectres de la nébuleuse du Crabe	122
3.7	Spectre moyen entre 1996 et 2000 de la nébuleuse du Crabe, entre 0.50 et 12.57 TeV	123
1.1	Courbe de lumière au TeV de Mrk 501 entre 1997 et 1999	132
1.2	Détection simultanée de Mrk 501 en Avril 1997 par les imageurs CAT, Whipple et HEGRA	133
1.3	Spectre de puissance moyen de Mrk 501 en 1997, entre 0.32 et 12.57 TeV	136
1.4	Comparaison des spectres de puissance de Mrk 501 obtenus en 1997 dans deux états d'activité très différents, entre 0.50 et 12.57 TeV	137
1.5	Dureté de l'émission au TeV de Mrk 501 en 1997, en fonction de l'intensité	139
1.6	Spectre de puissance moyen de Mrk 501 en 1998, entre 0.32 et 5.00 TeV	141
1.7	Comparaison des spectres de puissance moyens de Mrk 501 en 1997 et 1998, entre 0.32 et 5.00 TeV	142
1.8	Courbe de lumière en X (RXTE/ASM) et au TeV (CAT) de Mrk 501 en 1997	143
1.9	Recherche de corrélation entre les émissions journalières en X (RXTE/ASM) et au TeV (CAT) de Mrk 501 en 1997	144
1.10	Corrélation entre le flux en X (RXTE/ASM) et le flux moyen au TeV (CAT) de Mrk 501 en 1997	145
1.11	Spectres de puissance de Mrk 501 mesurés par Beppo-SAX et CAT les 7 et 16 Avril 1997	146
1.12	Spectres de puissance de Mrk 501 mesurés par Beppo-SAX entre 1997 et 1999	147
2.1	Courbe de lumière au TeV de Mrk 421 entre 1996 et 2000	150
2.2	Spectre moyen de Mrk 421 en 1998, entre 0.32 et 5.00 TeV	151
2.3	Spectre moyen de Mrk 421 en Janvier 2000, entre 0.32 et 3.20 TeV	152
2.4	Compilation des mesures spectrales au TeV de Mrk 421, obtenues par HEGRA, CAT et Whipple entre 1995 et 2000	154
2.5	Courbe de lumière en X (RXTE/ASM) et au TeV (CAT) de Mrk 421 en 2000	155
2.6	Recherche de corrélation entre les émissions journalières en X (RXTE/ASM) et au TeV (CAT) de Mrk 421 en 2000	156
2.7	Corrélation entre le flux en X (RXTE/ASM) et le flux moyen au TeV (CAT) de Mrk 421 en 2000	156
2.8	Détection de Mrk 421 par Beppo-SAX, Whipple et CAT entre le 21 et le 23 Avril 1998	157
2.9	Détection de Mrk 421 fin Avril 1998 par HEGRA, CAT, Whipple et le satellite X ASCA	158
2.10	Spectres de puissance de Mrk 421 mesurés par Beppo-SAX entre 1997 et 1998	159
2.11	Compilation des spectres de puissance multi-longueur d'onde de Mrk 421 obtenus pour différentes périodes d'observation	160

2.12	Variabilité de l'émission au TeV de Mrk 421 observée par CAT début Janvier 2000	161
3.1	Séquence d'unification dans la famille des blazars	169
3.2	Comparaison des spectres de puissance au TeV de Mrk 501 et Mrk 421	171
3.3	Ajustement par un modèle SSC homogène des spectres de puissance de Mrk 501 mesurés par Beppo-SAX et CAT les 7 et 16 Avril 1997	174
3.4	Courbe de lumière au TeV de Mrk 501 les 7 et 16 Avril 1997	175
3.5	Coefficient d'absorption des γ par le CIBR	177
4.1	Sensibilité des instruments présents et futurs de l'astronomie γ	188
4.2	Distributions des paramètres de Hillas des images de γ et de hadrons enregistrés simultanément par CAT et CELESTE	189
A.1	Répartition spatiale des objets observés	194
B.1	Distributions du χ^2 par degré de liberté, de $\mathcal{P}(\chi^2)$, du paramètre d'impact $\tilde{\rho}_\gamma$ et de l'énergie \tilde{E}_γ estimés, pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 501 le 16 Avril 1997, pour une charge $30 \overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 100 \overline{Q}_{1\gamma e}$	197
B.2	Distributions du χ^2 par degré de liberté, de $\mathcal{P}(\chi^2)$, du paramètre d'impact $\tilde{\rho}_\gamma$ et de l'énergie \tilde{E}_γ estimés, pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 501 le 16 Avril 1997, pour une charge $100 \overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$ et $Q_{\text{tot}} > 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$	198
B.3	Distributions de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 501 le 16 Avril 1997, pour une charge $30 \overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 100 \overline{Q}_{1\gamma e}$	199
B.4	Distributions de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 501 le 16 Avril 1997, pour une charge $100 \overline{Q}_{1\gamma e} < Q_{\text{tot}} < 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$	200
B.5	Distributions de σ_L , σ_1 , Q_4 et N^{pix} , pour des γ simulés et pour ceux détectés sur Mrk 501 le 16 Avril 1997, pour une charge $Q_{\text{tot}} > 250 \overline{Q}_{1\gamma e}$	201

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques des principaux imageurs actuels	17
2.2	Caractéristiques des principaux imageurs futurs	19
2.1	Résumé des coupures de sélection des observations	84
2.2	Définition des coupures “standard”	89
2.3	Comparaison des performances de la méthode des moments et de la méthode du χ^2	90
2.4	Valeurs des 10 paramètres définissant l’interpolation de la surface effective de détection dans les coupures standard	101
2.5	Valeurs moyennes du flux intégral de la nébuleuse du Crabe au-dessus de 250 GeV pour les quatre hivers entre 1996 et 2000	107
3.1	Valeurs des 12 paramètres définissant les fonctions de résolution en énergie dans les coupures standard	113
3.2	Reconstruction de spectres simulés	116
3.3	Incertitudes instrumentales de reconstruction des paramètres spectraux	120
3.4	Caractéristiques des spectres de la nébuleuse du Crabe	126
1.1	Caractéristiques des spectres de Mrk 501 et Mrk 421	134
2.1	Variabilité de l’émission au TeV de Mrk 421 dans les nuits du 10 au 12 Janvier 2000	162
4.1	Valeurs des 10 paramètres définissant l’interpolation de la surface effective de détection dans les coupures utilisées pour la recherche d’un signal faible	183
4.2	Récapitulatif de la recherche de signal sur les 20 autres blazars suivis par CAT	185
A.1	Caractéristiques des objets observés	195

Remerciements

Merci à François Jacquet et Henri Videau pour leur accueil au Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique, et pour m'avoir procuré les moyens matériels nécessaires pour mener ce travail de thèse dans les meilleures conditions possibles.

Merci à Gilles Henri et François Montanet pour avoir tout de suite accepté d'être rapporteurs, et pour leur patience à décortiquer le manuscrit malgré quelques légers retards dans la rédaction; leurs remarques et questions critiques furent précieuses pour améliorer la clarté du texte et en approfondir certains points.

Merci à Michel Davier, Jacques Paul et Daniel Vignaud de m'avoir fait l'honneur et le plaisir de participer à mon jury de soutenance.

Merci encore à Gilles Henri, et à Alexandre Marcowith, pour ces deux jours très sympathiques passés au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble: en seulement quelques heures, j'ai assurément bien plus appris qu'au cours de mes propres lectures d'articles théoriques!

Un grand merci à Bernard Degrange pour sa disponibilité dans l'encadrement de cette thèse, notamment au cours des mois de rédaction, mais aussi pour son formidable enthousiasme naturel et ses connaissances encyclopédiques, qu'il m'a fait partager tout au long de ces trois années avec une passion et une pédagogie indéniables.

Toute ma sympathie va également à l'ensemble de la collaboration CAT. Je suis tout particulièrement reconnaissant envers Arache Djannati-Ataï et Jean-Paul Tavernet, qui n'ont jamais ménagé leurs efforts lorsque je les sollicitais, et m'ont constamment tiré vers le haut. Merci également à Michael, Gora, Christian, Philippe, Monique, Cécile et Ken avec qui travailler fut un véritable plaisir, et, de manière générale, à tous ceux (ils se reconnaîtront!) qui surent distiller la bonne humeur lors de ces nombreuses (et parfois éprouvantes) "réunions de travail" au "Finnegan's".

Le soutien de ma famille et la compréhension de mes proches ont été essentiels durant ces trois ans; qu'ils soient assurés en retour de mon affectation et de mon amitié. Merci notamment à Gautier, Gwenaël et Xavier, dont les improvisations régulières sur le thème de la "lumière invisible" sont pour moi un encouragement constant à une recherche qui en vaut véritablement la peine.

Résumé

Après un rappel des principaux enjeux de l'astronomie γ des hautes énergies, l'imagerie C.A.T. ("Čerenkov Array at Thémis") est présentée, l'accent étant mis sur les résultats récents de calibration, qui est un aspect particulièrement délicat des détecteurs à effet Tcherenkov atmosphérique: aucune calibration *directe* n'étant possible, la maîtrise du télescope doit passer par une confrontation constante des résultats obtenus sur la base de modélisations numériques et de données réelles, dont celles prises sur la source de référence qu'est la nébuleuse du Crabe. Au fil de leur présentation, les procédures d'extraction du signal γ et de reconstruction de spectres sont ainsi testées et validées. Les résultats d'observation des blazars Markarian 501 et Markarian 421 sont ensuite exposés: une corrélation entre l'émission de rayons X (\gtrsim keV) et de γ au TeV est établie pour ces deux sources; au TeV, une rapide variabilité est observée, parfois à l'échelle de l'heure pour Markarian 421; Markarian 501 apparaît cependant plus extrême: son maximum de puissance est atteint vers 500 GeV, et un durcissement spectral est mis en évidence lors des sursauts les plus intenses. Tous ces résultats consolident la séquence spectrale récemment proposée pour unifier la classe des blazars; ils suggèrent une zone d'émission très compacte ($\sim 10^{-3}$ parsec), se propageant à vitesse relativiste à la base des jets radio de ces objets, et contenant une unique population d'électrons responsables de l'émission non thermique observée sur un large domaine de longueur d'onde. Un modèle de type Synchrotron Self-Compton est appliqué avec succès aux données prises sur Markarian 501 en Avril 1997. Enfin, la recherche de signal en provenance de 20 autres blazars candidats au TeV est entreprise, et aboutit à une limite supérieure à l'émission γ de chacun d'eux.

Mots-clefs: astronomie γ des très hautes énergies, imagerie Tcherenkov atmosphérique, nébuleuse du Crabe, noyaux actifs de galaxies, blazars, Lacertides, Markarian 501, Markarian 421, jets relativistes, émissions synchrotron et Compton inverse, variabilité.

Abstract

After briefly recalling the physics addressed by very high-energy γ -ray astronomy, the C.A.T. ("Čerenkov Array at Thémis") imaging telescope is presented, with emphasis on recent calibration results, which is an important aspect of atmospheric Cherenkov detectors: no *direct* calibration is possible, and an understanding of the telescope requires a continual comparison of the results derived from numerical calculations with real data, including in particular those taken on the Crab nebula (standard candle). The γ -ray signal-extraction procedure and the spectral reconstruction method are explained in detail, checked, and validated this way. Then, the results obtained for the blazars Markarian 501 and Markarian 421 are given: correlation between X-ray (\gtrsim keV) and TeV γ -ray emissions is proven for both sources; rapid TeV variability is observed, sometimes within a few hours in the case of Markarian 421; Markarian 501 appears, however, more extreme: its maximum power output lies around 500 GeV, and a spectral hardening is observed for the most flaring periods. These results support the recent spectral sequence proposed for the blazar class unification; they suggest a very compact emission zone ($\sim 10^{-3}$ parsec), propagating with relativistic motion at the base of the radio jets of these objects, and containing a unique population of electrons responsible for the non-thermal multi-wavelength observed emission. A Synchrotron Self-Compton model is successfully applied to the data taken on Markarian 501 in April 1997. Finally, the search for a γ -ray signal from 20 other blazars is presented, and an upper limit to their TeV emission is established.

Keywords: very high-energy γ -ray astronomy, atmospheric Cherenkov imaging, Crab nebula, active galactic nuclei, blazars, BL Lac objects, Markarian 501, Markarian 421, relativistic jets, synchrotron and inverse Compton emissions, variability.