



Recherche du Rayonnement Gamma Diffus Galactique Autour de 100 GeV dans l'Expérience à Effet Tcherenkov Atmosphérique CELESTE

Richard Britto

► **To cite this version:**

Richard Britto. Recherche du Rayonnement Gamma Diffus Galactique Autour de 100 GeV dans l'Expérience à Effet Tcherenkov Atmosphérique CELESTE. Cosmologie et astrophysique extragalactique [astro-ph.CO]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2006. Français. <tel-00358634>

HAL Id: tel-00358634

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00358634>

Submitted on 4 Feb 2009

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.

UNIVERSITÉ MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

Discipline : Constituants élémentaires
Spécialité Doctorale : Physique de la Matière Condensée
École Doctorale : Sciences Chimiques et Physiques

présentée et soutenue publiquement

par

RICHARD BRITTO

le 19 décembre 2006

**RECHERCHE DU RAYONNEMENT γ DIFFUS GALACTIQUE
AUTOUR DE 100 GeV DANS L'EXPÉRIENCE À EFFET
TCHERENKOV ATMOSPHERIQUE CELESTE**

JURY :

DR. A. JACHOLKOWSKA	LPTA, Montpellier	Directrice de thèse
DR. F. PIRON	LPTA, Montpellier	Invité
PROF. D. POLARSKI	Université Montpellier II, LPTA	Président
DR. T. REPOSEUR	CENBG, Bordeaux-Gradignan	Examinateur
PROF. CH. TAO	Université Aix-Marseille II, CPPM	Examinatrice
DR. J.-P. VIALLE	LAPP, Annecy	Rapporteur
DR. P. VINCENT	Université Paris VI, LPNHE	Rapporteur

עשה גדלות ואין חקר
נפלאות עד-אין מספר

*Il fait des choses grandes et insondables,
Des merveilles sans nombre.*

La Bible, livre de Job, 5 : 9 et 9 : 10

Remerciements

La thèse est une grande aventure. C'est une aventure avec ses beaux et ses moins beaux jours, où parfois on avance et parfois on a l'impression de reculer, mais au final nous savons que nous avons changé, que nous avons beaucoup appris, tant sur le plan de la science — pour une thèse scientifique — que sur la grande aventure de la vie. Il y a de nombreuses personnes que je tiens à remercier, et qui m'ont beaucoup apporté, par leur conseils, leur amitié, ou tout simplement leur présence.

En tout premier lieu, je tiens à remercier Agnieszka Jacholkowska, ma directrice de thèse, pour son soutien et sa présence, depuis mon stage de DEA jusqu'à ce jour. Elle m'a permis d'aborder ce domaine de l'astrophysique des hautes énergies qui était nouveau pour moi.

Je remercie également Frédéric Piron, qui m'a beaucoup aidé dans mon travail, particulièrement au niveau technique dans l'étude des simulations et les analyses. Je lui suis également reconnaissant pour tout le temps qu'il a passé dans les relectures rigoureuses de mon rapport de thèse.

Je remercie tous les membres du jury, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Merci à Jean-Pierre Vialle et à Pascal Vincent, mes rapporteurs, pour la lecture attentive de mon rapport de thèse et pour leurs remarques constructives. Merci à David Polarski, d'abord pour ses encouragements au quotidien, puis pour avoir accepté de présider mon jury. Merci à Charling Tao et à Thierry Reposeur, pour avoir accepté d'être examinateurs.

Je remercie Alain Falvard, d'abord directeur du GAM, puis du LPTA, pour son accueil dans le laboratoire, et pour le soutien qu'il apporte aux doctorants.

Je remercie Saeeda Sajjad, qui est devenue une amie et qui m'a beaucoup encouragé et soutenu. Mes communications en anglais lui doivent beaucoup aussi ! Je remercie également mon ami Sylvain Guiriec, tout aussi présent. Merci à Michèle Bourgeat, pour son aide précieuse en informatique et sa bonne humeur au quotidien ! Merci également à Dominique Caron et à Nicolas Clémentin qui lui ont successivement succédé au «support utilisateurs» du LPTA. Merci à Javier Bussons Gordo, avec qui j'ai travaillé sur la sélection des données, et dont j'ai beaucoup apprécié l'amitié. Nous avons souvent les mêmes horaires pour contribuer à l'avancement de la science : le dimanche soir à minuit, c'est bien le moment adéquat pour préparer une conférence au lycée d'Uzès, quand ses enfants sont couchés et que je suis revenu de Sète ! Merci à Mariusz, co-locataire de mon deuxième bureau du bâtiment 11, grâce à qui j'ai pu m'initier vraiment à la photographie argentique. Merci à Julien Bolmont et Julien Lavalley (auteur de la 8^e thèse sur CELESTE), partis en post-docs.

Enfin, je pense aux autres membres de l'équipe astroparticules du LPTA avec qui j'ai eu le plaisir d'avoir différents échanges scientifiques et amicaux : Christian Farnier, Fabrice Feinstein, Armand Fiasson, Yves Gallant, Edmond Giraud, Nukri Komin, Claudia Lavalley, Morgan Le Delliou, Alexandre Marcowith, Emmanuel Moulin, Éric Nuss, George Vasileiadis, Claude Zurbach, Maria Lifshits, et les stagiaires.

Merci à Sylviane Colaiocco, qui a réussi à décoder mes papiers de missions. Merci à Sorin Ciulli, qui avait souvent une parole encourageante. Je pense aussi à Nada Sahoury et à Federico Manna, et à la bonne ambiance — humaine et scientifique — qui règne dans leur bureau, avec André Ranquet, Romain Guicquaud et Carlos Contou-Carrere.

Mohamed Faquir a soutenu sa thèse le même jour que moi, le 19 décembre 2006. Ensuite, parmi ses compagnons de bureau, ce sera le tour, par ordre alphabétique, de Sean Bailly, de Radouane Gannouji et de Lionel Touzellier. Mais auparavant s'approche la soutenance de Dominique Chevriaux.

Je n'oublie pas Françoise Duceau, qui fait bien les confitures, et je pense à Jacqueline Dintilhac, Aïcha Halouani et Françoise Amat, pour nos échanges conviviaux.

Je pense ensuite aux membres de la collaboration CELESTE, rencontrés sur le site de Thémis ou dans différentes réunions dans d'autres laboratoires.

Allons d'abord au CENBG près de Bordeaux. Je remercie David Smith, le responsable de la collaboration CELESTE, pour son implication et ses encouragements. Merci également à Denis Dumora, avec qui j'ai pu travailler. Thierry Reposeur est remercié deux fois : il l'a été en tant que membre de mon jury (voir section \ref{... euh, je veux dire plus haut}). Désolé, c'est la déformation latexienne¹. Il est maintenant remercié en tant que collègue avec qui j'ai passé de bons moments. Merci à Élisabeth Brion, qui a fait l'avant-dernière thèse sur CELESTE avant son démontage² (la 10^e et dernière étant celle que vous êtes en train de lire). Elle a été une amie avec qui j'ai beaucoup apprécié de travailler. Je n'oublie pas Emmanuel Durand, également compagnon des prises de données CELESTE. Il a soutenu la thèse n° 5 sur CELESTE.

Allons maintenant à l'École Polytechnique. Je remercie Philippe Bruel pour ses conseils en matière d'analyse des données, ainsi qu'Hakima Manséri, en thèse n° 7 sur CELESTE. Merci à Pierre Espigat du Collège de France, pour avoir si vite répondu à mes cris quand la page CELESTE du centre de calcul de Lyon ne fonctionnait plus !

Revenons maintenant dans le Sud, à Perpignan, où je veux remercier deux collègues qui m'ont beaucoup apporté par leur gentillesse et leur amitié. Je pense à Bernard Fabre, dont le départ de ce monde en janvier 2005 nous a bien attristés. J'ai passé de bons moments avec lui et avec Georges Debais, en particulier aux moments d'aligner le LIDAR avec Javier, durant les nuits froides de la Haute Cerdagne !

Je remercie Filip Münz, reparti à Prague, avec qui j'ai eu plusieurs échanges par e-mail, au sujet de la simulation de l'électronique de CELESTE (il a écrit la 6^e thèse célestienne).

Merci à Antoine Pérez, permanent à Thémis, avant de partir au Four Solaire. Nous n'avons pas réussi à le rapatrier au LPTA, comme Jacques Maurand et Stéphane Rivoire, que nous apprécions de voir au quotidien. Enfin, je pense aussi aux autres permanents de Thémis : le chat Rouston, le cheval à qui l'on donnait du pain, et les moutons.

Je remercie aussi Marie-Bernadette Causse, pour ses encouragements et ses conseils au cours des différentes périodes de ma thèse.

Il existe aussi une vie en dehors de la thèse. Si, si, quand même... certains jours... Parfois simplement trois étages plus haut que le LPTA, au GRAAL, avec Andrea Chiavassa, Marwan Gebran, Christian Magnan, Henri Reboul et Patrick Vonlanthen. Je remercie mes autres amis qui ont dû m'entendre si souvent parler de rayons gamma sans savoir ce que je racontais. Oui, ça faisait pousser des cris à Zenah et Armelle, tandis que Fabrice pensait à l'incroyable Hulk. Karen n'était pas loin du bâtiment 13, pour certains de ses cours. Véronique m'entendait en parler depuis les Pyrénées. Careen a commencé

¹LATEX est le logiciel que j'ai utilisé pour écrire ce mémoire de thèse

²je parle du démontage de CELESTE...

à étudier le sujet, durant un stage au LPTA. Laëtitia s'est intéressée à AMS, en stage de Maîtrise. Ange, Olga et Danielle ont dû m'entendre parler d'astronomie gamma en hébreu, Bienvenu, Irina et Gladys en français. Et Douglas ? Oui, il a été un de mes interlocuteurs favoris pour parler d'astronomie, comme avec Layla et Séverin. D'ailleurs, j'ai vu Douglas pour la première fois le 8 juin 2004, lors du transit de Vénus devant le Soleil, au cours d'une observation avec l'association Géospace-Hérault. Quant à Claire, elle n'est plus gérante de la librairie chrétienne CLC du 1, rue Anatole France, mais elle continue d'avoir beaucoup de lectures intéressantes. En effet, malgré qu'elle ait assisté à ma soutenance de thèse et qu'elle m'ait dit que «malgré que» ne s'écrivait pas, elle a eu le courage de relire tout mon rapport pour identifier les fautes d'orthographe et de grammaire résiduelles. Oui, elle en a trouvé ! Je la remercie de son travail et de son soutien.

Merci à tous ceux qui ont assisté à ma soutenance de thèse, trop nombreux pour être nommés : Gérard et Denise, qui ont pris des photos, Gérard, David, les Sétois, Montpellicains et Africains.

Je remercie ma mère et mon père, pour leur amour et leur soutien depuis ma naissance, et François pour la même chose depuis bientôt 20 ans.

Enfin, ma reconnaissance à Celui qui, par sa grâce, donne la force de continuer sur le chemin de la vie malgré les nombreuses épreuves : le Dieu Éternel.

Table des matières

Remerciements	5
Table des matières	9
Introduction	15
I Astronomie gamma et rayonnements galactiques	19
1 L’astronomie gamma	21
1.1 Historique	21
1.1.1 La physique des astroparticules	21
1.1.2 L’astronomie gamma du XX ^e siècle	22
1.2 Expériences actuelles et projets futurs	24
1.3 Les processus générateurs de rayonnement gamma	25
1.4 Les gerbes atmosphériques	26
1.4.1 Processus de développement de la gerbe	27
1.4.2 Émission de lumière Tcherenkov	29
2 Les rayonnements galactiques	33
2.1 Le rayonnement cosmique dans la Galaxie	33
2.1.1 Structure de la Galaxie	33
2.1.2 Les hadrons cosmiques	35
2.1.3 Les électrons cosmiques	36
2.2 L’émission gamma diffuse galactique	37
2.2.1 Introduction	37
2.2.2 Composantes et origines	37
2.2.3 Mesures et modèles	37
2.2.4 Conclusion	42
II L’expérience CELESTE	45
3 Principe de CELESTE	47
3.1 Le site de Thémis	47
3.1.1 La centrale solaire	47
3.1.2 Les premières expériences d’astronomie gamma	48
3.1.3 La qualité du ciel nocturne	49

3.1.4	L'avenir de Thémis	50
3.2	La technique Tcherenkov atmosphérique	51
3.2.1	Les imageurs	53
3.2.2	Les échantillonneurs	53
3.3	De la centrale solaire à CELESTE	57
4	Optique	59
4.1	L'optique primaire : les héliostats	60
4.2	L'optique secondaire	61
4.2.1	Les miroirs secondaires	62
4.2.2	Les cônes de Winston	64
4.3	Les photomultiplicateurs	65
4.4	Les efficacités de collection	66
5	Electronique et acquisition	67
5.1	Principe général	67
5.2	Système de déclenchement	68
5.3	Écriture sur les Flash ADC	71
5.4	Temps mort	72
6	Observer le ciel avec CELESTE	75
6.1	Sources	75
6.2	Prises de données <i>ON / OFF</i>	75
6.3	Pointé des héliostats	77
6.4	Acquisition	78
6.4.1	Architecture informatique et électronique	78
6.4.2	Réglage du seuil de déclenchement	78
6.5	Le LIDAR	80
7	Traitement des données et analyse	81
7.1	<i>Padding</i> et déclenchement logiciel	81
7.2	Recherche de pics	82
7.3	Reconstruction du front d'onde	83
7.4	Mise en évidence statistique du signal gamma	84
7.5	Variables discriminantes d'analyse	85
III	Simulations	91
8	Les simulations dans CELESTE	95
8.1	Importance de la simulation	95
8.2	État des lieux de la chaîne de simulation	96
8.3	Les différentes étapes de la simulation	97
8.3.1	La simulation des gerbes atmosphériques	97
8.3.2	La simulation de l'optique	100
8.3.3	La simulation de l'électronique	101

9 Comparaisons simulations/données des gamma	103
9.1 Identification des désaccords simulations/données	103
9.1.1 Étude des prédécesseurs avec l'ancienne simulation	103
9.1.2 Lots de données et coupures de pré-analyse	104
9.1.3 Comparaisons MC γ /données avec l'ancienne simulation	106
9.2 Influence des paramètres d'entrée d'électronique	110
9.2.1 Configuration de la base de données	110
9.2.2 Forme de l'impulsion à un photoélectron	112
9.2.3 Niveau du bruit de fond du ciel	116
9.2.4 Niveau du bruit d'électronique	116
9.2.5 Imprécision du signal d'arrêt	118
9.2.6 Classes d'événements	121
9.3 Quantification de l'accord simulations/données	123
9.3.1 Production des lots de simulations	123
9.3.2 Comparaison MC/données gamma «Crabe»	125
9.3.3 Comparaisons MC/données gamma «Mrk421»	128
9.3.4 Systématique liée au lot de données	133
9.4 Conclusion	134
10 Simulations de hadrons	135
10.1 Spectre des hadrons cosmiques	135
10.1.1 Protons	136
10.1.2 Noyaux d'hélium	138
10.2 Comparaisons entre simulateurs	139
10.3 Contributions au taux de déclenchement	141
10.3.1 Paramètres d'entrée et lots d'événements simulés	141
10.3.2 Taux de déclenchement de CELESTE	143
10.4 Comparaison simulations/données	149
10.4.1 Études pour la nébuleuse du Crabe	149
10.4.2 Études pour le blazar Markarian 421	152
10.5 Conclusion et perspectives	153
11 Simulations de γ diffus et électrons	155
11.1 Préliminaire	155
11.2 Spectre des rayonnements	156
11.2.1 Spectre des gamma diffus galactiques	156
11.2.2 Modélisation du rayonnement diffus d'électrons	157
11.3 Acceptances	157
11.4 Comparaison MC et données OFF	159
11.4.1 MC gamma diffus	159
11.4.2 MC électrons	161
11.5 Conclusion	162
11.5.1 Taux de comptage	164
11.5.2 Comparaison des MC électrons, γ diffus et données OFF	165

IV	Recherche du signal gamma diffus galactique	167
A	Sélection des données et variable d'analyse	171
12	Sélection des données	173
12.1	Inventaire des données	173
12.2	Principe de sélection standard	177
12.3	Construction des paires d'analyse du signal diffus	180
13	Validation de l'analyse avec x_{eff}	185
13.1	Quantités caractérisant le signal	185
13.2	Analyses standard	186
13.3	Analyse avec la variable x_{eff}	187
13.3.1	La variable discriminante composée x_{eff}	187
13.3.2	Choix des <i>pdf</i> dans la construction de x_{eff}	188
13.3.3	Variables utilisées dans l'analyse	189
13.3.4	Optimisation en η	190
13.3.5	Résultats	197
13.3.6	Conclusion et perspectives	197
B	Recherche en direction de l'anticentre galactique	201
14	Sensibilité de CELESTE aux γ diffus galactiques	205
14.1	Mise en place de l'analyse	205
14.2	Estimations de sensibilité	209
14.3	Conclusion	210
15	Analyse OFF-OFF hors plan galactique	213
15.1	Principe	213
15.2	Sélection des données	214
15.3	Procédures d'analyse	216
15.4	Résultats	222
16	Analyse OFF-OFF dans le plan galactique	227
16.1	Sélection des données	227
16.2	Analyse des paires	229
16.3	Résultats	229
16.4	Limite sur le flux des gamma diffus galactiques	234
	Conclusion générale et perspectives	239
	Annexes	243
A	Les coordonnées galactiques	245

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	13
B Les simulations de type <i>Monte-Carlo</i>	247
C Calcul du N_σ des 7 paires $OFF_{\text{gal}} - OFF_{\text{hgal}}$	249
Bibliographie	251
Liste des tableaux	255
Table des figures	259

Introduction

L'étude de l'émission gamma diffuse galactique est un sujet d'intérêt majeur en astronomie gamma au-delà du GeV. Elle permet l'étude des mécanismes d'accélération et de propagation des rayonnements cosmiques chargés de notre Galaxie. Face au peu de mesures de cette émission au-dessus de 10 GeV, nous avons entrepris de rechercher la composante gamma diffuse dans les données hors-source de CELESTE, premier télescope à effet Tcherenkov atmosphérique à avoir un seuil en énergie en-dessous de 100 GeV. Situé dans les Pyrénées-Orientales, à 1650 m d'altitude, CELESTE a utilisé, de 1999 à 2004, entre 40 et 53 héliostats de $54 m^2$ de l'ancienne centrale électro-solaire Thémis, ainsi que la tour de 100 m au sommet de laquelle étaient installés une optique secondaire, des photomultiplicateurs et une électronique d'acquisition permettant l'échantillonnage du signal Tcherenkov au GHz. Du fait d'un fond hadronique isotrope dominant à cause des gerbes initiées par des protons et des ions cosmiques, l'acquisition des données s'effectuait en pointant le télescope en direction de la source (prise de données ON), puis dans une région test où aucun signal n'est attendu, en effectuant le même suivi sur le ciel (prise de données OFF). Le signal gamma était alors extrait en effectuant la soustraction ON-OFF des données après coupures d'analyse sur des variables construites sur des propriétés géométriques et temporelles du front d'onde Tcherenkov, permettant ainsi la discrimination entre les candidats électromagnétiques et hadroniques.

La première partie de cette thèse présente les bases de l'astronomie gamma, ainsi que l'essentiel de l'astrophysique du rayonnement gamma diffus galactique. Nous pouvons ainsi voir les acquis et les enjeux de cette recherche des gamma diffus au-dessus de quelques dizaines de GeV.

Dans la deuxième partie est présentée l'expérience CELESTE. De la technique Tcherenkov atmosphérique aux bases de l'analyse mettant en évidence le signal, on y trouve une description relativement détaillée.

La troisième partie est consacrée à l'étude des simulations de type Monte-Carlo. Elle commence par un historique du travail déjà effectué sur le sujet par les membres de la collaboration, pour aboutir à notre propre étude, incluant la production ainsi que l'analyse de nombreux lots de simulations des différents rayonnements déclenchant le détecteur (gamma, protons, noyaux d'hélium et électrons.) Une étude de l'accord simulation/données a été menée à partir de l'analyse des simulations de gamma et des données ON-OFF de la nébuleuse du Crabe et du blazar Markarian 421. Ensuite, on a recherché si les simulations de protons et de noyaux d'hélium reproduisaient les données OFF, essentiellement composées de ces deux types de hadrons. Les simulations de gamma diffus ont permis d'étudier la possibilité de discrimination entre ce signal et le fond hadronique.

La quatrième partie est consacrée à la sélection des données pour la recherche du rayonnement gamma diffus, et à l'analyse de ces données à partir d'une méthode basée sur l'utilisation d'une variable discriminante composée construite à partir de variables simples. Nous rappelons tout d'abord les bases de la sélection des données définies dans les précédents travaux de la collaboration, avant de préciser notre stratégie de construction de paires adaptée à cette nouvelle étude.

À partir des précédentes simulations, une estimation du taux de gamma diffus a été calculée, selon l'indice spectral des gamma diffus considéré. Afin de rechercher le rayonnement gamma diffus, essentiellement localisé aux faibles latitudes galactiques, nous avons entrepris une analyse de lots de données OFF uniquement. Notre travail d'association par paires OFF-OFF a été réalisé en deux étapes. Une première étape a consisté à vérifier l'absence d'effet systématique significatif en comparant paire par paire deux OFF pris à des dates différentes dans des régions de hautes latitudes galactiques où aucun signal gamma diffus n'était décelable, et sélectionnés selon des critères de stabilité de l'acquisition et de l'atmosphère, pour des pointés identiques. La deuxième étape, visant à rechercher un excès d'événements dans le plan galactique, a consisté à associer en paires les OFF de la nébuleuse du Crabe dont l'un des membres est le plus près du plan galactique et où le signal diffus attendu est le plus important.

Première partie

Astronomie gamma et rayonnements galactiques

Chapitre 1

L'astronomie gamma

L'astronomie gamma est l'un des domaines les plus modernes de l'astrophysique. On la situe bien souvent au carrefour de l'astrophysique «historique» et de la physique des astroparticules. Bien que cette branche de l'astronomie s'intéresse aux photons - tout comme l'astrophysique -, la manière dont le rayonnement gamma interagit avec la matière s'étudie au moyen des processus physiques d'interaction des particules et nécessite des développements instrumentaux et des méthodes d'analyse initiés par des physiciens des particules. Nous commençons ce chapitre par un historique des astroparticules et de l'astronomie gamma, avant de parler des expériences actuelles et futures. Nous parlerons ensuite des processus générateurs de rayonnement gamma et des développements des gerbes atmosphériques initiées par l'entrée des gamma dans l'atmosphère.

1.1 Historique

1.1.1 La physique des astroparticules

La physique des astroparticules est une branche de l'astronomie en plein développement. Historiquement, depuis l'aube de l'humanité et jusqu'au XIX^e siècle, seule l'astronomie fondamentale permettait l'étude des astres, à partir de l'observation de leurs mouvements et de la lumière visible qu'ils émettent. La mécanique et l'optique étaient alors les deux éléments fondamentaux de cette science. Le développement de la spectroscopie et des observations multi-longueurs d'onde ont ensuite permis l'émergence de l'astrophysique – l'étude physique des astres. Cette nouvelle discipline a alors fait appel aux autres domaines de la physique : thermodynamique, physique des plasmas, physique nucléaire, physique des particules, mécanique quantique, relativité restreinte et générale... Une grande part de la recherche en astrophysique a également été consacrée à l'instrumentation, faisant intervenir de plus en plus la technologie de pointe, à la recherche des rayonnements électromagnétiques de toutes les longueurs d'onde.

Ainsi, à la fin du XX^e siècle, le spectre électromagnétique avait été exploré des ondes radio aux rayons gamma, par des instruments au sol et par des télescopes embarqués sur des satellites. Parallèlement à cette «astrophysique des photons», une «astrophysique des particules» voyait le jour dans la deuxième moitié du XX^e siècle. Il s'agissait de détecter d'autres messagers que les photons, en provenance des astres : protons, noyaux, neutrinos. Cette discipline a vu le jour d'une part lorsque les physiciens des particules cherchaient à

travailler à des énergies plus grandes que celles qu'ils pouvaient obtenir dans les accélérateurs terrestres, et d'autre part par l'intérêt des astrophysiciens et cosmologistes d'étudier sous l'aspect corpusculaire les flux et interactions des particules cosmiques. Ainsi, le laboratoire naturel qu'est l'Univers, où les particules sont accélérées à de très hautes énergies, a permis de réunir ces physiciens autour de cette thématique des «Astroparticules».

1.1.2 L'astronomie gamma du XX^e siècle

Le spectre des rayons gamma est le plus étendu de tout le rayonnement électromagnétique. Il s'étend sur plusieurs ordres de grandeur. Les gamma dit «mous»¹ ont des énergies de quelques centaines de keV, mais les gamma ont été mesurés jusqu'à plusieurs dizaines de TeV ($1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$). Dans ces longueurs d'onde sont visibles les événements les plus violents de l'Univers, tels que les supernovae et hypernovae. L'observation du ciel gamma nous renseigne davantage sur les processus physiques mis en jeu au sein de ces phénomènes. La figure 1.1 présente l'ensemble du spectre électromagnétique, et montre l'étendue des gamma sur au moins 10 ordres de grandeur en énergie, de la centaine de keV au PeV (10^{15} eV).

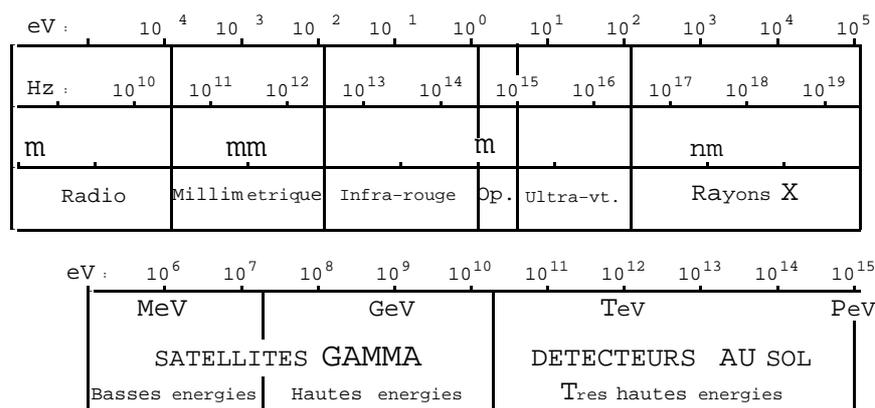


FIG. 1.1 – Spectre électromagnétique, des ondes radio aux rayons gamma. Les deux grands types de détecteurs sont mentionnés dans les trois grands domaines de basses, hautes et très hautes énergies des rayons gamma. Figure issue de [26].

Bien que les premières mesures astrophysiques précises des rayons gamma datent des années 70, c'est en 1900 que Villard a découvert cette radiation très pénétrante et non affectée par les champs magnétiques. Toutefois, ce n'est qu'en 1914 que Rutherford et Andrade ont mesuré les longueurs d'onde de cette radiation. En 1952, Hayakawa prédit que l'interaction des rayons cosmiques chargés avec la matière peut générer des gamma au travers de la désintégration des mésons π^0 . La même année, Hutchinson estimait l'émission gamma cosmique à partir du processus *bremstrahlung*². En 1958, Morrison publiait un

¹le terme «mou» est employé pour désigner les composantes de faible énergie d'une étendue spectrale, par opposition au terme «dur». On parlera également de spectre «mou» ou «dur» pour désigner respectivement les spectre en loi de puissance de pente importante ou faible, favorisant la proportion d'événements des basses ou hautes énergies.

²rayonnement de freinage décrit plus loin.

article dans lequel il estimait le flux gamma issu d'un certain nombre de sources astrophysiques. À partir de là pouvait être envisagée l'observation de ces sources. Cependant, les premières tentatives de détection des années 1950 et du début des années 1960 échouèrent à cause de l'impossibilité instrumentale à rejeter le bruit de fond initié par les particules cosmiques. Il a fallu attendre 1965 pour que le satellite Explorer-11 fournisse la première détection fiable de photons gamma. Deux ans plus tard, c'est le satellite OSO-III qui a permis une nouvelle détection de gamma, au-dessus de 100 MeV, avec une résolution angulaire de 15° , ce qui a permis de mettre en évidence un excès d'événements en direction du centre galactique.

Les années 1970 ont vu apparaître les premiers détecteurs utilisant une chambre à étincelle, qui, associée à un bouclier anti-protons, a permis un pouvoir de rejet hadronique relativement important. Profitant de ces développements technologiques, le satellite SAS-II a ouvert en 1972 l'ère de l'astronomie gamma de haute résolution, avec les cartographies gamma du ciel. Une vingtaine d'années plus tard, le satellite *Compton Gamma-Ray Observatory* allait révolutionner notre connaissance du ciel gamma, grâce à ses quatre instruments :

- OSSE, couvrant la gamme de 50 keV - 10 MeV ;
- BATSE, (*Burst and Transient Source Experiment*), détectant les sursauts gamma entre 25 keV et 2 MeV ;
- COMPTEL, couvrant la gamme 800 keV - 30 MeV ;
- EGRET, (*Energetic Gamma-Ray Extraterrestrial Telescope*), opérant entre 20 MeV et environ 30 GeV.

EGRET est aujourd'hui encore la référence en terme d'astronomie gamma du GeV, du fait de la cartographie qu'il a réalisée sur le ciel avec une bonne résolution. Il a établi un catalogue de 271 sources, dont 172 non-identifiées (figure 1.3), et a obtenu des spectres de 30 MeV à 30 GeV pour de nombreuses sources et pour les émissions diffuses galactique et extragalactique [43]. Les modèles actuels d'émission gamma de plus hautes énergies sont construits en considérant des extrapolations des mesures d'EGRET, en complément des prédictions liées aux différents processus de création de gamma (section 1.3).

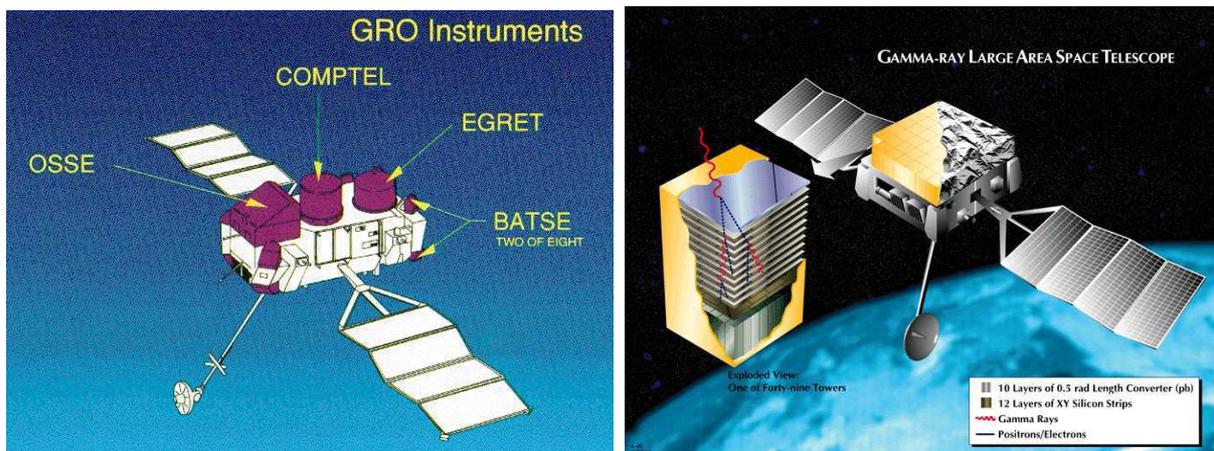


FIG. 1.2 – Images représentant le satellite CGRO et ses quatre instruments ayant opéré entre 1991 et 2000 (à gauche), et son successeur GLAST (à droite) dont le lancement est prévu en 2007-2008. Crédit illustrations : NASA.

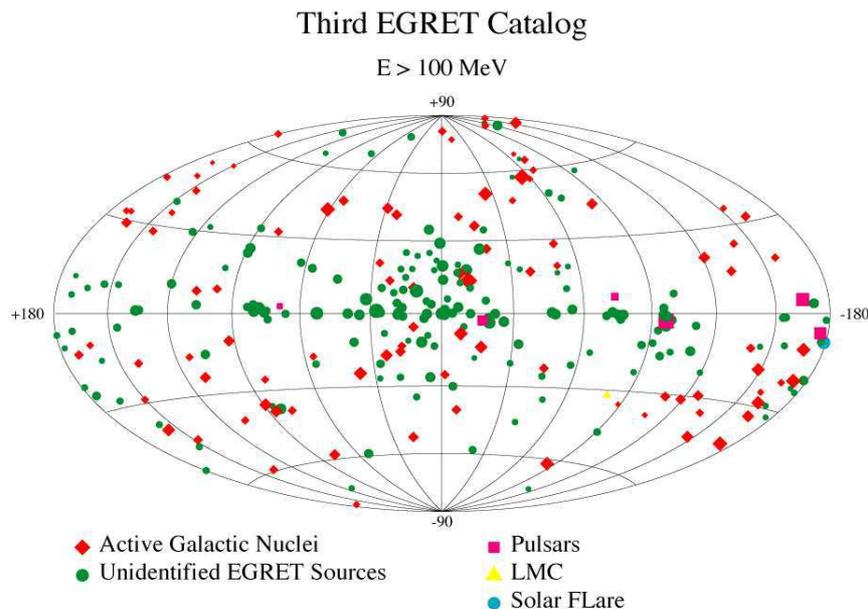


FIG. 1.3 – Sources du troisième catalogue d’EGRET. Figure issue de [38].

La difficulté pour envoyer dans l’espace des télescopes de grande dimension, (supérieure à 1 m) n’a pas permis de disposer d’une surface de collection suffisante pour atteindre des énergies supérieures à quelques dizaines de GeV, les flux gamma décroissant souvent en loi de puissance avec l’énergie et de ce fait devenant trop faibles pour ce type d’instruments³. Les gamma de plus hautes énergies ont pu alors être détectés de façon indirecte, en collectant depuis le sol et sur de plus grandes surfaces la lumière Tcherenkov émise par les gerbes de particules que ces photons primaires développent dans l’atmosphère.

Les télescopes gamma au sol se sont développés plus tardivement que les détecteurs embarqués, du fait de la difficulté à éliminer le bruit de fond hadronique dans l’atmosphère. Dans les années 1980, les premiers détecteurs à effet Tcherenkov atmosphériques ont vu le jour, notamment les échantillonneurs comme Thémistocle et ASGAT, et les imageurs comme Whipple, annonçant la première détection du flux gamma au TeV de la nébuleuse du Crabe (M1 dans le catalogue de Messier). Seuls les imageurs de deuxième génération, comme CAT, ont permis de descendre ce seuil à 200-300 GeV au milieu des années 1990 (voir section 3.1, p. 47). En 1996, la mise en service de CELESTE a donc eu pour but de combler ce domaine inexploré situé entre 30 GeV et 300 GeV.

1.2 Expériences actuelles et projets futurs

La plupart des télescopes à effet Tcherenkov atmosphérique actuels sont des imageurs, plus sensibles et avec une meilleure résolution angulaire que les échantillonneurs (voir

³Au-dessus du GeV, l’extraction des données du signal gamma diffus était dépendante de modèles spectraux pour pallier la faible statistique [43]. Une partie des données d’EGRET a pu être analysées dans un intervalle 50-120 GeV, mais avec une statistique de seulement 53 événements [71].

section 3.2.1, p. 53.) Toutefois, deux échantillonneurs du même type que CELESTE sont en fonctionnement dans le monde (STACEE et CACTUS) afin de se situer en dessous des seuil de déclenchement des imageurs, dont les plus performants, HESS [36] et MAGIC [8], ont respectivement des seuils de 70 et 100 GeV. HESS (pour *High Energy Stereoscopic System*) est installé en Namibie (figure 1.4), dans l'hémisphère Sud, et MAGIC sur l'île de La Palma, aux Canaries, dans l'hémisphère Nord.



FIG. 1.4 – Réseau des 4 imageurs de l'expérience HESS. Crédit photo : HESS Collaboration.

Opérant avec ses quatre télescopes depuis décembre 2003, HESS a découvert au moins 14 sources dans le plan galactique, pour une longitude galactique $l \in [-40^\circ, +40^\circ]$. Il a mesuré le flux de la nébuleuse du Crabe au-dessus de 300 GeV. Sa sensibilité est telle que 30 secondes suffisent pour une détection à 5σ sur le flux de cette chandelle standard.

Enfin, le *Gamma-ray Large Area Space Telescope* (GLAST), dont le lancement est prévu fin 2007-début 2008, devrait permettre la découverte et l'identification de nombreuses sources, y compris les sursauts gamma et l'émission diffuse galactique, dans un domaine d'énergie de 20 MeV à 300 GeV environ, ce qui permettrait une cartographie de tout le ciel allant du domaine spectral d'EGRET au seuil des imageurs actuels en passant par l'intervalle en énergie de CELESTE. Avec des résolutions angulaire et en énergie et une sensibilité bien meilleure qu'EGRET, on s'attend à une grande moisson de données. Des études sont dès à présent engagées pour de futures analyses conjointes HESS-GLAST.

Enfin, il est important de mentionner les évolutions programmées des télescopes HESS et MAGIC (Iles Canaries), destinés à abaisser le seuil de détection autour de 10-30 GeV, par l'ajout d'un nouveau télescope. HESS II verra à partir de 2008 un cinquième télescope de 28 m de diamètre au milieu des quatre actuels de 15 m.

1.3 Les processus générateurs de rayonnement gamma

Les gamma, neutres électriquement, se propagent en ligne droite depuis les sites où ils sont produits (pulsars, reste de supernovae, noyaux actifs de galaxies, etc), par des processus d'interaction des particules cosmiques chargées (électrons, positrons, noyaux et anti-noyaux) avec les noyaux, molécules et champs magnétiques du milieu interstellaire (MIS). Intéressons-nous dans cette section aux principaux mécanismes physiques de production du rayonnement gamma.

On peut distinguer quatre grands mécanismes :

- collisions ;
- annihilations ;
- décroissance de noyaux radioactifs ;
- accélération de particules chargées.

Collisions

Les collisions entre les noyaux du rayonnement cosmique et les noyaux du MIS produisent majoritairement des mésons π (π^+ , π^0 et π^-). Les pions neutres π^0 se désintègrent sous forme de rayonnement gamma. Nous verrons plus loin que les gamma issus de ce processus sont la composante principale des gamma diffus galactiques aux énergies de l'ordre du GeV.

Annihilations

La rencontre d'une particule et de son anti-particule conduit à l'annihilation de celle-ci sous forme d'énergie. Dans le cas de rencontre électron-positron, l'énergie produite est de 511 keV. Ce processus n'est pas considéré dans le cas d'une émission diffuse dans le continuum, qui est notre thème de recherche.

Décroissance de noyaux radioactifs

La radioactivité est également responsable d'émission gamma. Il en résulte l'observation de raies spectrales caractéristiques du noyau qui se désexcite.

Accélération de particules chargées

Différents types d'accélération des particules chargés, particulièrement des électrons et positrons, sont à l'origine de rayonnement gamma. Chacun de ses processus est dépendant du mécanisme d'accélération. On distingue :

- le *bremsstrahlung*, rayonnement de freinage ;
- le rayonnement synchrotron ;
- les diffusions Compton et Compton inverse.

Dans chacun de ces cas, un photon gamma emporte une partie de l'énergie de l'électron ou positron. Le *bremsstrahlung* et la diffusion Compton inverse sont deux processus importants à l'origine du rayonnement gamma diffus galactique.

1.4 Les gerbes atmosphériques

Les photons gamma venant du cosmos n'atteignent pas la surface de la Terre. La détection de ce rayonnement par les instruments au sol ne peut se faire que de manière indirecte, par l'observation d'une lumière émise par les particules d'une gerbe initiée par l'entrée dans l'atmosphère d'un gamma cosmique et qui interagit avec les molécules de l'air.

Nous décrivons dans cette section les processus de développement des gerbes de particules dans l'atmosphère, ainsi que le rayonnement Tcherenkov émis par ces particules, et qui sera détecté par les instruments.

1.4.1 Processus de développement de la gerbe

L'atmosphère est le milieu dans lequel une gerbe de particules secondaires initiée par un photon gamma ou une particule chargée se développe. De nombreuses interactions et échanges énergétiques y sont mis en jeu, c'est pourquoi il est important de parvenir à une modélisation de ce milieu, afin de caractériser la signature des gamma que nous cherchons à détecter.

L'atmosphère joue le rôle de ce qui est appelé en physique des particules un *calorimètre*, «instrument permettant la mesure de la chaleur», ou, par abus de langage en ce qui nous concerne, «instrument permettant la mesure de l'énergie». Lorsque les gamma sont détectés sur des instruments en satellites, le calorimètre utilisé est un scintillateur constitué d'atomes à Z élevés, et mesure quelques dizaines de centimètres sur chacune de ses dimensions. Des détecteurs de particules sont également disposés à l'intérieur ou en périphérie du calorimètre afin de mesurer l'énergie déposée et de reconstruire la direction d'arrivée du photon gamma. L'atmosphère est un milieu beaucoup plus complexe à modéliser. Si sa composition moyenne est connue, elle est variable dans l'espace et dans le temps. L'atmosphère terrestre est constituée de couches, sujettes aux variations de la température, de la pression et de la composition de l'air. Du sol jusqu'à 120 km d'altitude sont superposées :

- la troposphère ;
- la stratosphère ;
- la mésosphère ;
- la thermosphère.

Des paramétrisations détaillées permettent d'établir des profils d'atmosphère afin d'y modéliser les interactions de particules. Comme nous le verrons par la suite, l'étalonnage de télescopes gamma au sol est très largement dépendant de simulations Monte-Carlo modélisant ces différents mécanismes de développement des gerbes atmosphériques.

Une gerbe de particules secondaires initiée par un photon gamma entrant dans l'atmosphère se développe selon deux processus physiques d'interaction des particules et du rayonnement avec la matière :

- la création de paires ;
- le *bremstrahlung* ;

Elle cesse de se développer lorsque deux autres processus de perte d'énergie deviennent dominant sur les précédents :

- l'ionisation ;
- la diffusion Compton.

Lorsqu'un photon gamma entre dans l'atmosphère, l'interaction qu'il subit avec les molécules de l'air l'amène à se matérialiser en une paire électron-positron dont chaque membre perdra de l'énergie par émission de photons de *bremstrahlung*. Ces nouveaux photons, d'énergie plus faible que le gamma primaire, créent à leur tour une paire électron-positron chacun, et ainsi de suite. Il s'en suit un grand nombre d'interactions en cascade créant une gerbe de particules chargées et de photons qui se développe longitudinalement sur plusieurs kilomètres selon la direction d'arrivée du gamma primaire et latéralement sur plusieurs dizaines de mètres. Les particules chargées de la gerbe, que l'on peut considérer comme être exclusivement des électrons et de positrons, se déplacent à vitesse relativiste. Lorsqu'elles atteignent les couches basses de l'atmosphère, entre 30 et 10 km d'altitude

environ, leur vitesse est supérieure à la vitesse de la lumière dans ces couches, créant alors un front d'onde électromagnétique sous forme d'un flash de lumière bleue qui peut atteindre le sol.

La longueur de radiation X_0 du milieu est la dimension caractéristique intervenant dans les processus de développement des gerbes. Elle indique la quantité de matière traversée avant qu'un électron, en présence du champ électrique des noyaux du milieu, émette une certaine quantité de rayonnement. Elle est fonction du numéro atomique Z moyen et de la masse atomique A moyenne des constituants du milieu :

$$X_0(g/cm^{-2}) = \frac{7160A}{Z(Z+1,3) \left[\ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{8} \right]} \quad (1.1)$$

avec $Z = 7,4$ et $A = 14,8$ pour l'air. La longueur de radiation moyenne de l'air est donc $X_0 = 36,66 g.cm^{-2}$.

La perte d'énergie par *bremsstrahlung* s'écrit :

$$\frac{E(z)}{E_0} = e^{-z/(X_0/\rho)}, \quad (1.2)$$

où ρ est la densité du milieu (en $g.cm^{-3}$) et z la profondeur d'atmosphère traversée. X_0/ρ est donc la longueur moyenne parcourue par un électron pour qu'il perde une fraction $(1-1/e)$, soit 63 % de son énergie.

Dans le processus de création de paires, le libre parcours moyen d'un photon avant qu'il se matérialise en une paire électron-positron en présence du champ électrique des noyaux du milieu est de $9/7 \times X_0/\rho$.

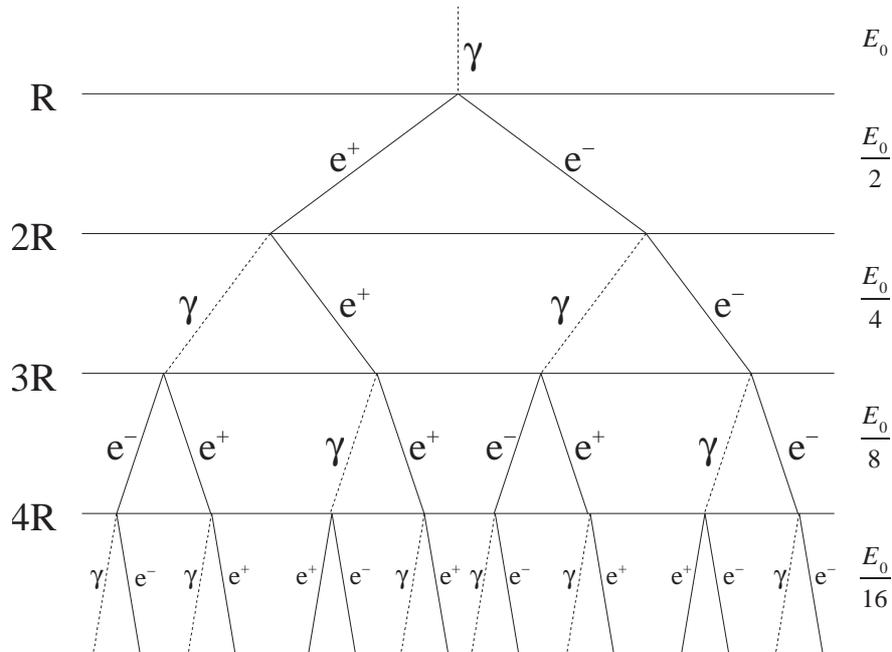


FIG. 1.5 – Modèle simple de développement des gerbes atmosphériques, dit modèle de Heitler. Figure issue de [56].

La figure 1.5 illustre le développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère, par la succession des processus de création de paire et de *bremsstrahlung*. Il s'agit du modèle simplifié de Heitler [34], montrant la décroissance de l'énergie en fonction de l'énergie E_0 de la particule primaire incidente, pour chaque pas $R = X_0 \ln 2$. Il convient de préciser que l'atmosphère peut être modélisée sur environ 28 longueurs de radiation pour le développement des gerbes électromagnétiques.

Enfin, lorsque l'énergie des électrons et positrons devient inférieure à la valeur de 83 MeV, appelée énergie critique, les pertes d'énergie par ionisation deviennent prépondérantes par rapport aux pertes par *bremsstrahlung*. De même, en deçà de 23 MeV, la diffusion Compton devient dominante face au processus de création de paires. Pour ces deux raisons, le développement de la gerbe s'arrête et les particules chargées initiées par des gamma primaires d'énergie inférieure au TeV n'atteignent pas le sol.

Nous venons de décrire brièvement les processus de développement des gerbes électromagnétiques initiées par des gamma primaires. Des gerbes très semblables se développent lorsque des électrons ou des positrons entrent dans l'atmosphère. Par contre, les hadrons et autres noyaux développent des cascades de particules hadroniques, dissymétriques, et dont les interactions sont mal connues, ce qui entraîne un biais difficile à préciser dans les simulations des gerbes hadroniques. Par ailleurs, la désintégration des π^0 au sein des gerbes donne des photons gamma, ce qui se traduit par l'apparition de sous-gerbes électromagnétiques. Pour une énergie donnée, un gamma primaire sera responsable d'une émission Tcherenkov plus intense que pour une gerbe hadronique pour laquelle seule la désintégration des composantes π^0 de plus faible énergie que le hadron primaire seront sources des sous-gerbes électromagnétiques qui pourront émettre de la lumière Tcherenkov.

1.4.2 Émission de lumière Tcherenkov

Comme évoqué plus haut, les particules secondaires de la cascade électromagnétique sont relativistes. Lorsque la densité d'atmosphère augmente, la vitesse de la lumière dans l'air diminue, et les particules se déplacent alors plus vite que la lumière dans l'air. Elles émettent alors le long de leur trajectoire un front d'onde de forme cônica, de lumière dite «Tcherenkov», essentiellement dans l'intervalle en longueur d'onde bleu-UV. Cet effet est analogue à celui produit lorsqu'un avion se déplace plus vite que le son, et où plusieurs ondes sonores superposées arrivent en même temps aux oreilles d'un observateur au sol (figure 1.6).

La lumière Tcherenkov est émise selon un angle θ_C avec la direction de propagation de la particule émettrice, selon la formule :

$$\theta_C = \arccos\left(\frac{c}{nv}\right) \simeq \arccos\left(\frac{1}{n}\right) \quad (1.3)$$

où n est l'indice de réfraction de l'air.

θ_C est donc de plus en plus important à mesure que les particules descendent dans l'atmosphère (n augmentant).

La figure 1.7 montre la structure géométrique de l'émission Tcherenkov, afin de comprendre la formation de la tâche de lumière au sol. Comme θ_C augmente à mesure que la

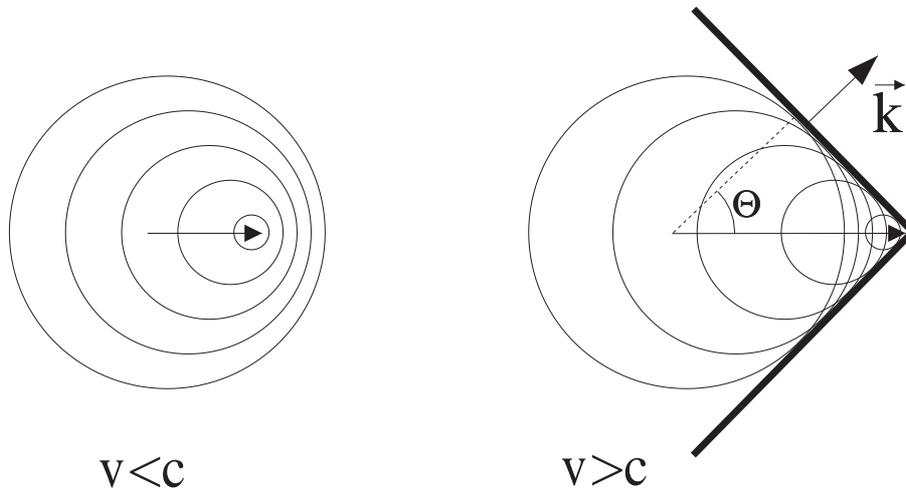


FIG. 1.6 – Construction de Huygens illustrant le phénomène d'onde de choc produit par une particule voyageant plus vite que la lumière dans un milieu. L'angle d'émission Tcherenkov reconstruit est exagéré pour la lisibilité de la figure. Il vaut $\sim 1^\circ$ dans l'air. Figure issue de [56].

distance des particules émettrices par rapport au sol diminue, l'émission Tcherenkov se trouve concentrée sur un anneau, dont le diamètre moyen sera fonction de l'altitude de l'observatoire. À 1650 m, altitude de Thémis, la tâche Tcherenkov a un diamètre de 125 m environ. Par ailleurs, le fait que les particules soient relativistes entraîne que les photons Tcherenkov émis à 30 km d'altitude arrivent en même temps que ceux émis à 10 km d'altitude. Le front d'onde présente une épaisseur de l'ordre de 2 à 5 ns, essentiellement à cause des différences d'indice de l'air sur le spectre des longueurs d'onde de la lumière Tcherenkov.

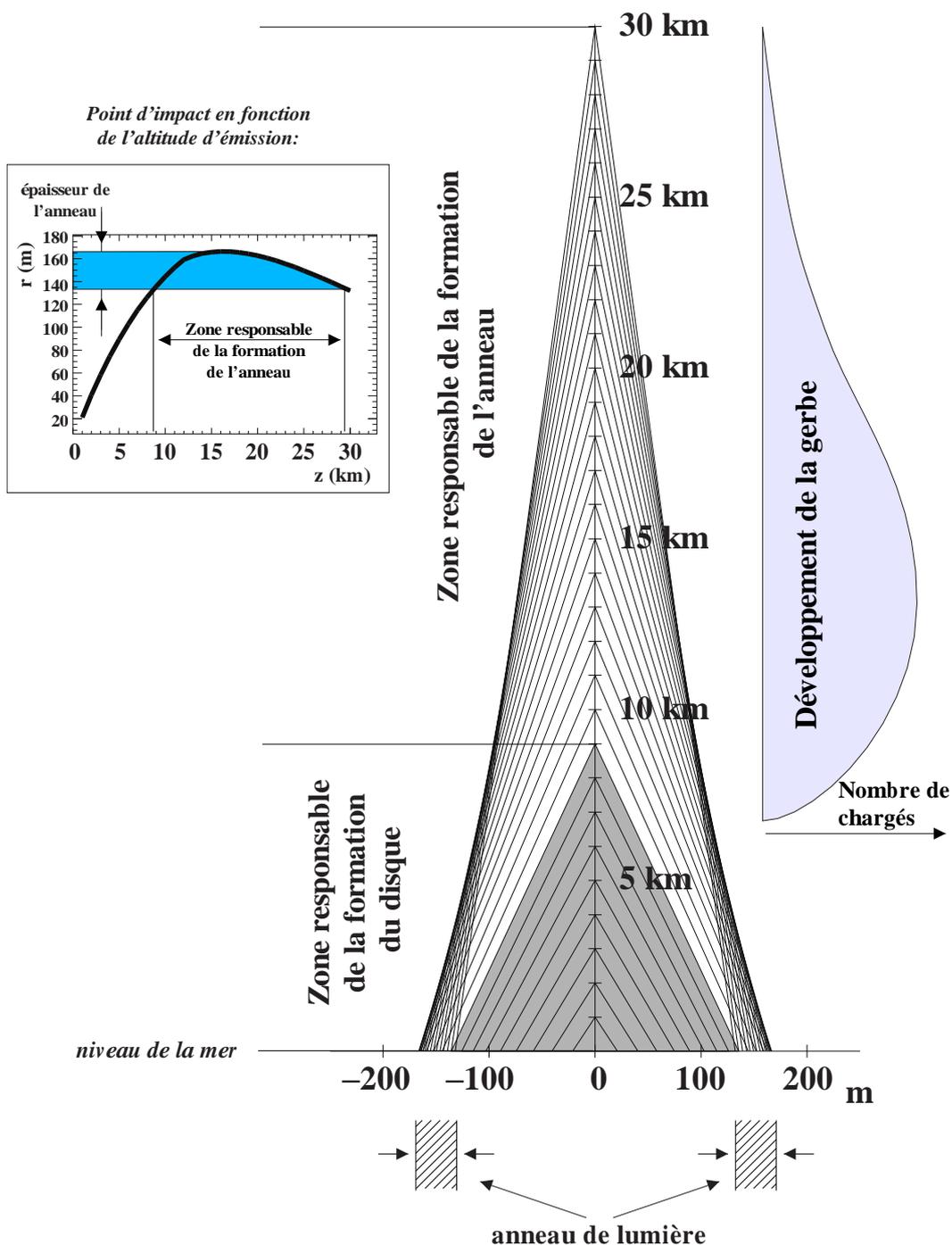


FIG. 1.7 – Formation de l'anneau de lumière Tcherenkov, du fait de la variation de l'angle θ_C d'émission Tcherenkov avec l'altitude. En encadré est représenté le point d'impact des photons Tcherenkov en fonction de l'altitude z d'émission de la particule. Figure issue de [56].

Chapitre 2

Les rayonnements galactiques

Nous décrivons dans ce chapitre les rayonnements cosmiques chargés se propageant dans la Galaxie, ainsi que les questions soulevées par les mesures de leur flux. Une deuxième section est consacrée à l'émission gamma diffuse galactique, qui est le thème de recherche de cette thèse, et qui permet de contraindre les modèles d'émission et de propagation des rayons cosmiques chargés.

2.1 Le rayonnement cosmique dans la Galaxie

Découvert en 1912 par Victor Hess lors d'un vol en ballon, le flux de particules cosmiques chargées porte l'appellation impropre de «rayonnements», du fait que ce flux a été à l'origine assimilé à un rayonnement électromagnétique. Constitué de protons, de noyaux d'atomes et d'électrons, ce «rayonnement» a été mesuré jusqu'à des énergies de 10^{20} eV, malgré une statistique insuffisante au-delà de 10^{19} eV. En effet, comme dans le cas des gamma, le spectre en énergie des particules cosmiques décroît en loi de puissance. La figure 2.1 présente une compilation de mesures de ce spectre par plusieurs expériences, en comparaison avec les énergies pouvant être atteintes par les accélérateurs de particules. On distingue deux cassures dans le comportement en loi de puissance des particules sur ce spectre : le «genou» (autour de 5×10^{15} eV) et la «cheville» (autour de 4×10^{19} eV). Le flux des hadrons cosmiques est ajustable avant la cheville par une loi de puissance en $E^{-2,7}$ environ, et entre la cheville et le genou par une loi de puissance en $E^{-3,1}$ environ.

2.1.1 Structure de la Galaxie

Notre Galaxie est une spirale (figure 2.2), généralement considérée de type Sb selon la classification de Hubble-de Vaucouleurs. La matière lumineuse y est essentiellement répartie selon une structure en bras spiraux contenue dans un disque de 100 000 années-lumières (a.l.)¹ de diamètre et d'épaisseur 1000 a.l.. Le bulbe central de la Galaxie est une structure sphérique d'environ 10 000 a.l. de diamètre et dans laquelle se trouve une plus grande densité d'étoiles. Enfin, le halo est une structure sphéroïdale dont le disque galactique représente le plan équatorial. Ce halo, également constitué d'étoiles vieilles peuplant les amas globulaires, est un hôte potentiel de matière noire, mise en évidence par l'étude des courbes de rotation des galaxies. L'essentiel de la matière interstellaire (nuages de

¹1 a.l. \simeq 9500 milliards de km

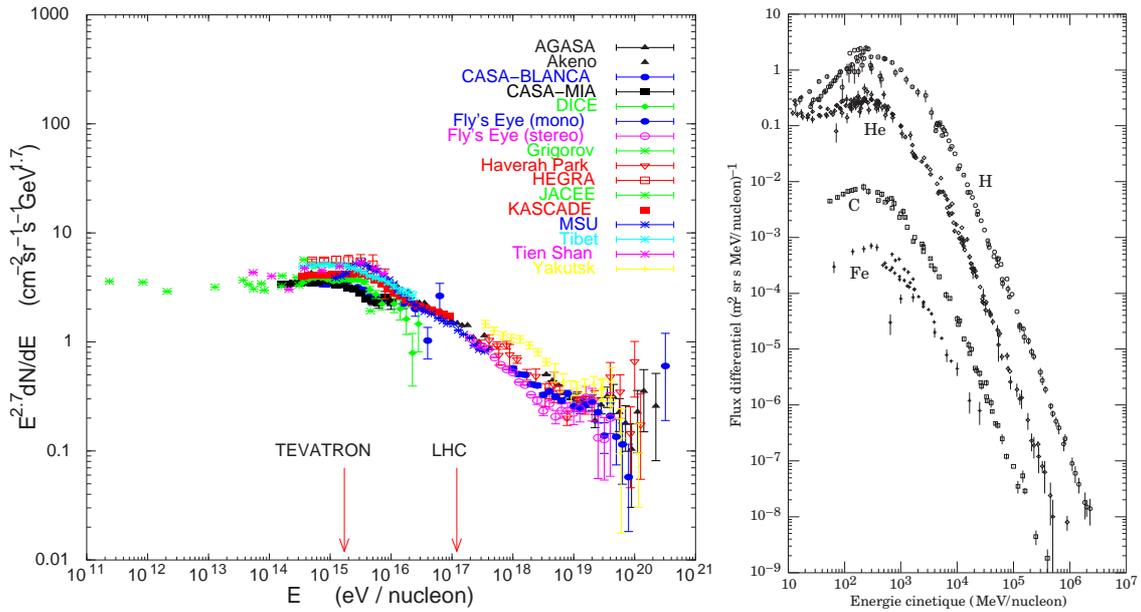


FIG. 2.1 – Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires hadroniques. À gauche : compilation de nombreuses mesures réalisées par T. K. Gaisser. Pour comparaison, les énergies pouvant être atteintes dans les accélérateurs de particules TEVATRON et LHC sont indiquées. À droite : spectre des protons et des principaux noyaux cosmiques en dessous du TeV, d'après J.A. Simpson. Figures issues de [26].

gaz, de plasma et de poussières) se situe dans les bras spiraux. Naissant au sein de nébuleuses gazeuses, les étoiles ont des taux de formation relativement importants dans ces régions, et en conséquence, il en est de même pour les événements galactiques les plus violents (explosions d'étoiles massives en supernovae). À cause des champs magnétiques, les particules chargées sont déviées depuis leur lieu d'émission. Nous n'avons donc aucune information sur la direction d'origine à partir des flux mesurés sur Terre. Malgré cette impossibilité d'observation directe, les supernovae sont généralement considérées comme étant les principaux sièges de production et d'accélération des rayons cosmiques galactiques aux énergies inférieures à celle du genou. C'est donc au sein des bras spiraux que se propagent la plupart des rayonnements cosmiques chargés galactiques, confinés par les champ magnétiques².

Le Soleil se situerait sur un bras secondaire de la Galaxie, ce qui nous permet d'assimiler l'environnement du Système Solaire à une région «inter-bras». Pendant longtemps les spectres en énergie et la composition des rayons cosmiques galactiques ont été assimilés à ceux mesurés depuis la Terre. Toutefois, les excès de flux mesurés par EGRET au-dessus du GeV pour toutes les régions d'observation ont renforcé l'hypothèse d'inhomogénéités des spectres des particules cosmiques au sein de la Galaxie. Il semble aujourd'hui fort plau-

²les champs magnétiques de la Galaxie ont une composante moyenne de 10^{-10} T, ce qui correspond à plusieurs ordres de grandeur en deçà de la valeur du champ magnétique terrestre mesuré à la surface de notre planète. Ce champ interstellaire moyen présente de nombreuses inhomogénéités, difficiles à quantifier.

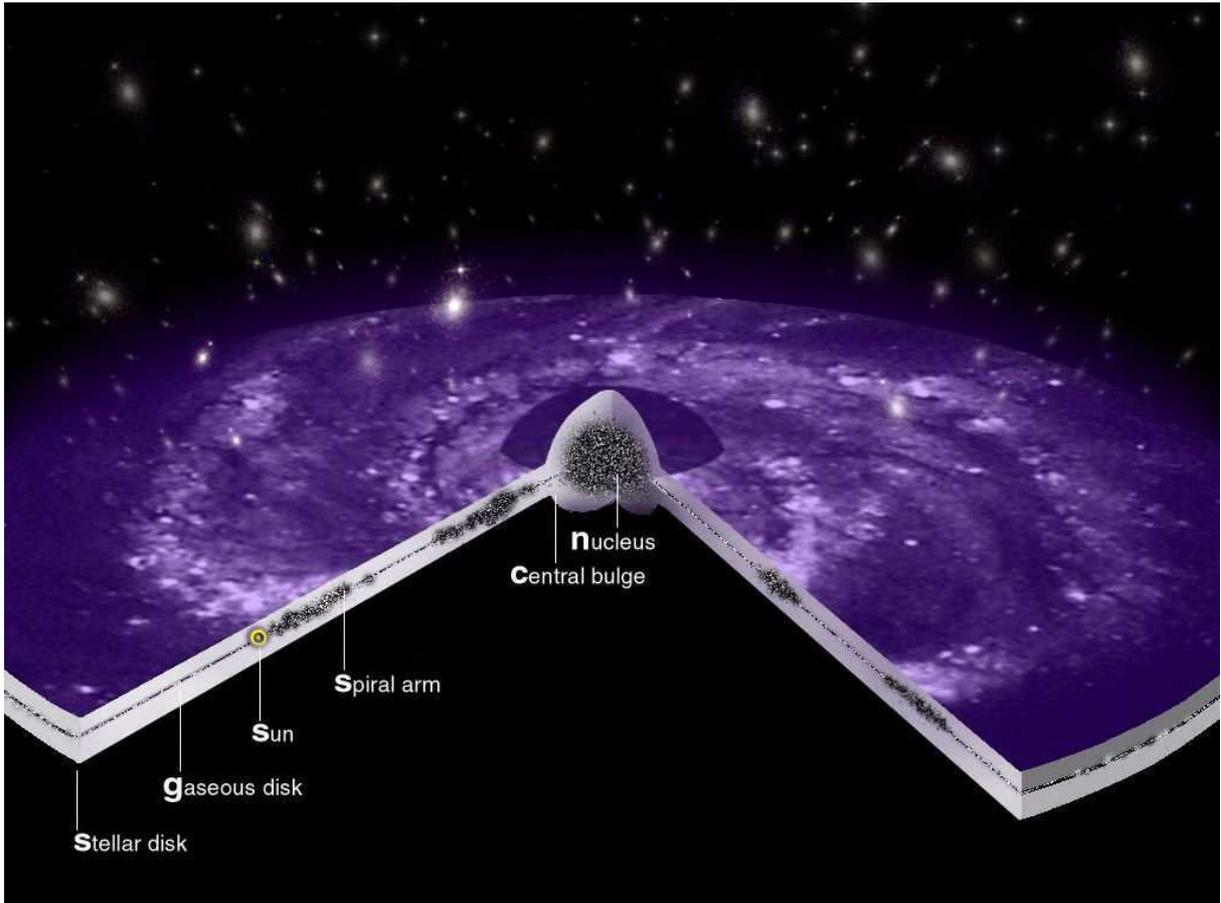


FIG. 2.2 – Représentation en coupe de notre Galaxie, faisant apparaître son épaisseur et la structure spirale. La position du Soleil («Sun») est entourée en jaune. Figure issue de [41].

sible que notre Système Solaire se trouve dans une bulle locale dont le champ magnétique affecterait la propagation des particules chargées³.

2.1.2 Les hadrons cosmiques

Nous verrons au cours de la section suivante l'importance de connaître le flux des gamma diffus galactiques afin de contraindre les modèles d'interaction des rayons cosmiques avec le MIS.

Les hadrons cosmiques galactiques sont produits et/ou accélérés au sein des sources astrophysiques telles que les supernovae, et les résidus très compacts de l'étoile mère tels que les pulsars et les trous noirs. Les anti-protons et anti-noyaux, particules largement minoritaires, ne sont vraisemblablement produits qu'au niveau des interactions protons-protons, avec l'hypothèse d'absence d'anti-matière primordiale. Ces anti-particules constitueraient alors des traceurs du rayonnement cosmique, complémentaires du traceur qu'est le rayonnement gamma diffus galactique. C'est ainsi que, grâce aux mesures d'anti-noyaux [3], certaines contraintes sur les spectres des rayons cosmiques chargés ont été proposées, et

³La modulation solaire ne permet pas d'expliquer une variation dans les spectres au-dessus de 10 GeV, car elle devient négligeable à ces énergies.

qu'ainsi des optimisations des modèles spectraux visant à reproduire et extrapoler les données d'EGRET ont été obtenues.

2.1.3 Les électrons cosmiques

Le rayonnement des électrons diffère par son spectre plus mou que celui des hadrons (loi de puissance en $E^{-3,4}$ du GeV au TeV). Par ailleurs, les nombreuses interactions qu'ils subissent avec les champs magnétiques et les champs de rayonnements ne nous permet pas d'observer des flux primaires venant de plus de quelques centaines de parsecs⁴.

Tout comme pour les hadrons, la connaissance du flux de positrons a pu apporter des contraintes sur les spectres d'électrons. Les spectres mesurés localement pouvaient différer des spectres d'autres régions de la Galaxie. Par ailleurs, à la différence des hadrons, les spectres en énergie des électrons n'ont pas été mesurés de manière précise au-delà de quelques centaines de GeV (figure 2.3).

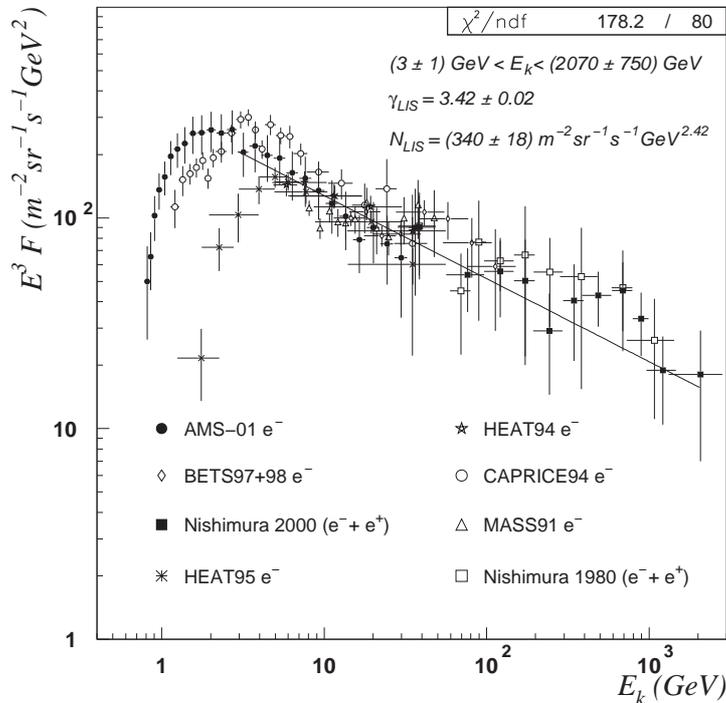


FIG. 2.3 – Comparaison de mesures du spectre en énergie des électrons entre 1 GeV et 2 TeV. La courbe noire indique un ajustement en loi de puissance de $-3,42$. La normalisation à 20 GeV est réalisée à partir des données d'AMS-01. Figure issue de [24].

⁴Un parsec (contraction de *parallax-seconde*, et noté *pc*) est la distance à laquelle se trouverait un observateur voyant la distance Terre-Soleil sous un angle d'une seconde d'arc. $1pc \simeq 3 \times 10^{16}$ m, soit 3,3 a.l. environ

2.2 L'émission gamma diffuse galactique

2.2.1 Introduction

L'étude du rayonnement gamma diffus galactique a un intérêt astrophysique certain, en ce sens qu'elle nous permet d'avoir indirectement accès à une connaissance, à l'échelle galactique, des spectres du rayonnement cosmique, de la distribution et de la composition des nuages gazeux et des champs de rayonnements avec lesquels les particules cosmiques chargées interagissent. En effet, le rayonnement gamma est très peu atténué et, se propageant en ligne droite, entre dans l'atmosphère terrestre avec l'énergie acquise sur ces sites de production. Cependant, la connaissance de ce rayonnement souffre encore actuellement du peu de mesures effectuées aux énergies supérieures au GeV. Les modélisations sont par ailleurs relativement difficiles à obtenir : incertitude des spectres des particules cosmiques primaires, imprécision sur la répartition des nuages gazeux, etc. La mesure de ce rayonnement dans différentes bandes d'énergie permet ainsi de contraindre les modèles.

2.2.2 Composantes et origines

La région de notre Système Solaire est baignée dans un flux de rayonnement gamma, venant de toutes les directions du ciel. Outre les sources ponctuelles émettrices de gamma (pulsars, restes de supernovae, noyaux actifs de galaxies), une partie non négligeable de ce rayonnement est l'émission diffuse. On distingue d'une part l'émission diffuse de la Galaxie, et d'autre part l'émission diffuse extragalactique. Bien que ces deux composantes existent sur toutes les régions de la voûte céleste, le rayonnement diffus galactique est particulièrement concentré sur une bande de 10° centrée sur l'équateur galactique et où il représente la composante la plus intense. Il est essentiellement produit par l'interaction du rayonnement cosmique (protons, électrons, noyaux et leurs anti-particules) avec le gaz interstellaire, à partir du processus Compton inverse, de la création de paires et du *bremstrahlung*. Il est aussi produit par l'interaction du rayonnement cosmique avec les champs de rayonnements (*Cosmic Microwave Background*, fond diffus infrarouge), mais avec une contribution secondaire. Cependant, une certaine fraction de ce que nous appelons «émission diffuse» est très probablement produite par des sources gamma galactiques non résolues. L'émission diffuse extragalactique est en partie produite par les blazars non résolus. L'annihilation de particules supersymétriques qui constitueraient la matière noire pourrait également être à l'origine d'une partie du rayonnement diffus.

2.2.3 Mesures et modèles

Le détecteur EGRET, embarqué à bord du satellite *Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)*, a réalisé une cartographie détaillée de l'émission gamma sur tout le ciel, entre 30 MeV et 30 GeV (figure 2.4). Il a été en service de 1991 à 2000, mais a fourni l'essentiel de ses données durant ses premières années de vol.

De nombreuses publications ont suivi, particulièrement des catalogues de nombreuses sources gamma. Les émissions gamma diffuses galactiques et extragalactiques ont été également étudiées. Les résultats d'EGRET ont permis de contraindre les modèles d'émission gamma diffuses, malgré certaines questions ouvertes, comme l'excès mesuré au-delà du GeV et non reproduit par les modèles standard [43]. En 2004, un modèle optimisé

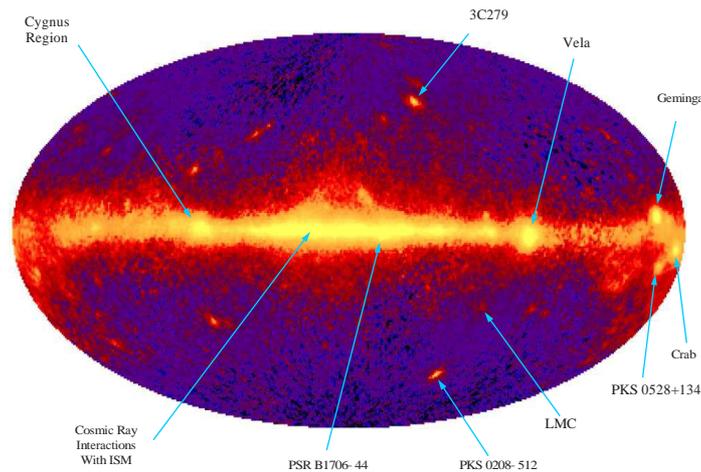


FIG. 2.4 – Carte du ciel des sources gamma détectées par EGRET, en coordonnées galactiques. Différentes sources quasi-ponctuelles parmi les plus intenses en émissions gamma sont mentionnées, comme la nébuleuse du Crabe et Vêla. Le rayonnement diffus galactique apparaît nettement autour de l'équateur galactique, mentionné comme issue de l'interaction du rayonnement cosmique avec le milieu interstellaire (*Cosmic Ray Interactions With ISM*). La direction de la tangente au bras spiral du Cygne (*Cygnus Region*) apparaît également comme région de forte émission gamma, autour de $l = 70^\circ$. Figure issue de [38].

reproduisant les données a été proposé ([71] et figure 2.5 (*gauche*)). Dans le domaine des plus hautes énergies, des limites supérieures ont été données entre 500 GeV et 3 TeV par les expériences Whipple [47], HEGRA [1] et Tibet [4], dans la région du plan galactique autour de $l = 40^\circ$. Milagro a annoncé une détection à $4,5 \sigma$ dans la région autour du bras du Cygne (appelé R1 plus loin, avec $l \sim 80^\circ$), donnant une mesure de flux au-dessus de 3,5 TeV [6]. Il a également donné une limite supérieure dans la région de l'anticyentre galactique au-dessus de 3,5 TeV (figures 2.6 et 2.7). HESS a détecté deux sources au niveau du Centre Galactique, et l'émission diffuse autour de celles-ci [2]. Enfin, on attend beaucoup des observations du satellite GLAST, qui sera lancé en 2007-2008, et qui aura pour mission de détecter les gamma entre 20 MeV et 300 GeV. L'étude de l'émission diffuse sera l'une de ses priorités. AMS-02, sur la Station Spatiale Internationale (ISS), doit également explorer la gamme 1-300 GeV à partir de 2008.

Nous nous intéresserons dans la suite à l'émission diffuse du plan de la Galaxie hors centre galactique, et plus particulièrement à la région de l'anticyentre galactique, à des longitudes galactiques comprises entre 180 et 190° . En effet, nous verrons dans la partie IV que les données de CELESTE que nous avons analysées pour la recherche du signal diffus se trouvent dans cet intervalle de longitude, et sont proches de l'équateur galactique.

Dans l'article de référence [43] ont été présentés les résultats d'une analyse des données EGRET sous forme spectrale par intervalle de latitude et longitude galactique. La figure 2.8 présente un spectre entre 30 MeV et 30 GeV mesurée dans la direction de l'anticyentre galactique, pour $l \in [175, 185^\circ]$ et $b \in [-2, +2^\circ]$. Elle nous permet de situer le flux diffus différentiel à 10 GeV autour de 7×10^{-2} photons $cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}MeV$ (soit 7×10^{-4} photons

$m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$ dans nos unités). Cependant, à cause de la faible quantité de données liée au caractère restreint de cette région, nous avons préféré considérer dans un premier temps l'ensemble du disque galactique hors centre galactique pour estimer la sensibilité de CELESTE au flux gamma diffus (partie III et VI).

La figure 2.5 présente les données EGRET ainsi que deux modèles ajustant ces données pour cette région étendue du plan galactique ($l \in [30, 330]^\circ$, $b \in [-5, +5^\circ]$)⁵

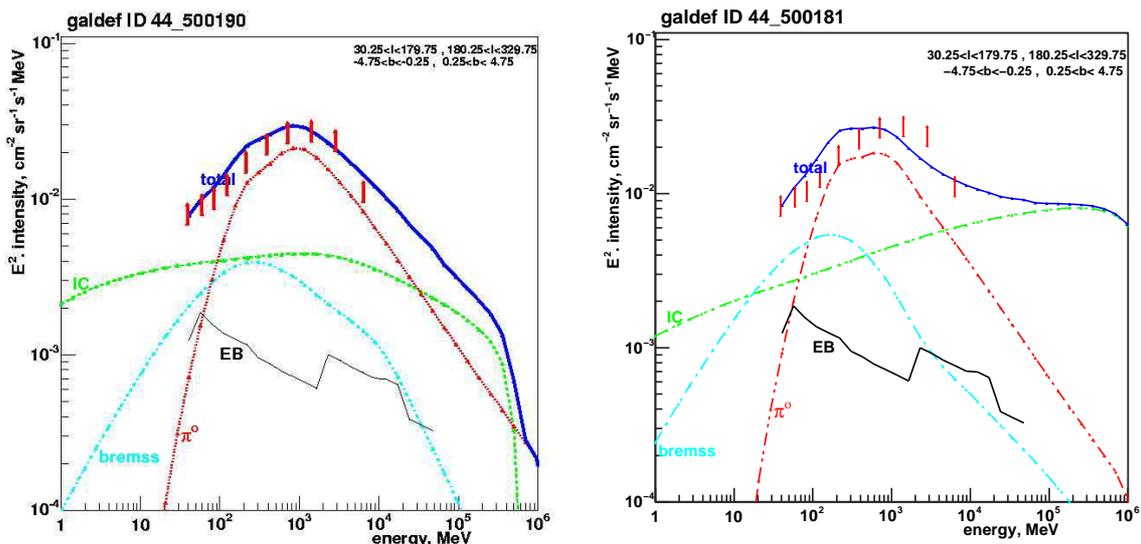


FIG. 2.5 – Données EGRET et leur ajustement par deux modèles proposés par Strong, Moskalenko et Reimer [71] dans le plan galactique hors centre galactique. À gauche le modèle optimisé, favorisant l'ajustement des données, à droite le modèle avec spectre dur d'électrons.

Ils permettent de réaliser des ajustements en loi de puissance sur la région 30-300 GeV, avec des indices spectraux différentiels (ID) de 2,05 et 2,54 respectivement, selon la formule :

$$\frac{d\phi}{dS dt d\Omega dE} = 1,12 \times 10^{-3} \times \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right)^{-ID} m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}.$$

Cette formule n'est que le résultat d'une extrapolation des données EGRET selon deux modèles spectraux.

Le spectre intégral à 10 GeV que l'on peut déduire de la figure 2.7 est :

$$\phi(> 10 \text{ GeV}) = (5,0 \pm 0,5) \times 10^{-3} m^{-2}s^{-1}sr^{-1},$$

pour la région R2, ce qui conduit au spectre différentiel suivant :

⁵On remarquera qu'en fonction des publications, l'échelle de mesure de la longitude galactique est compté de 0 à 360° ou de 0 à 180° et de 0 à -180°. Le zéro correspond dans tous les cas au centre de la Galaxie.

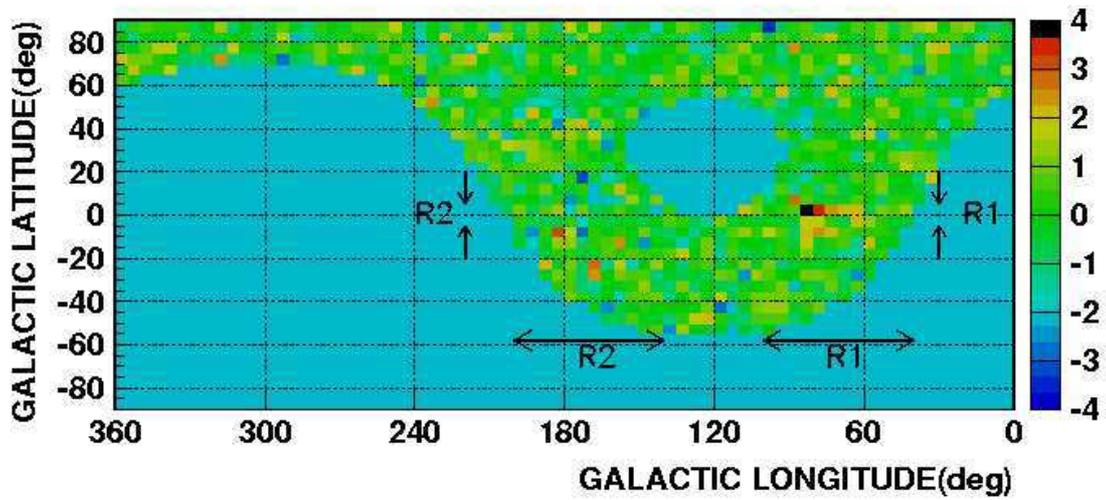


FIG. 2.6 – Carte de signification statistique des observations du rayonnement gamma diffus par Milagro au-dessus de 3,5 TeV. Figure issue de [6].

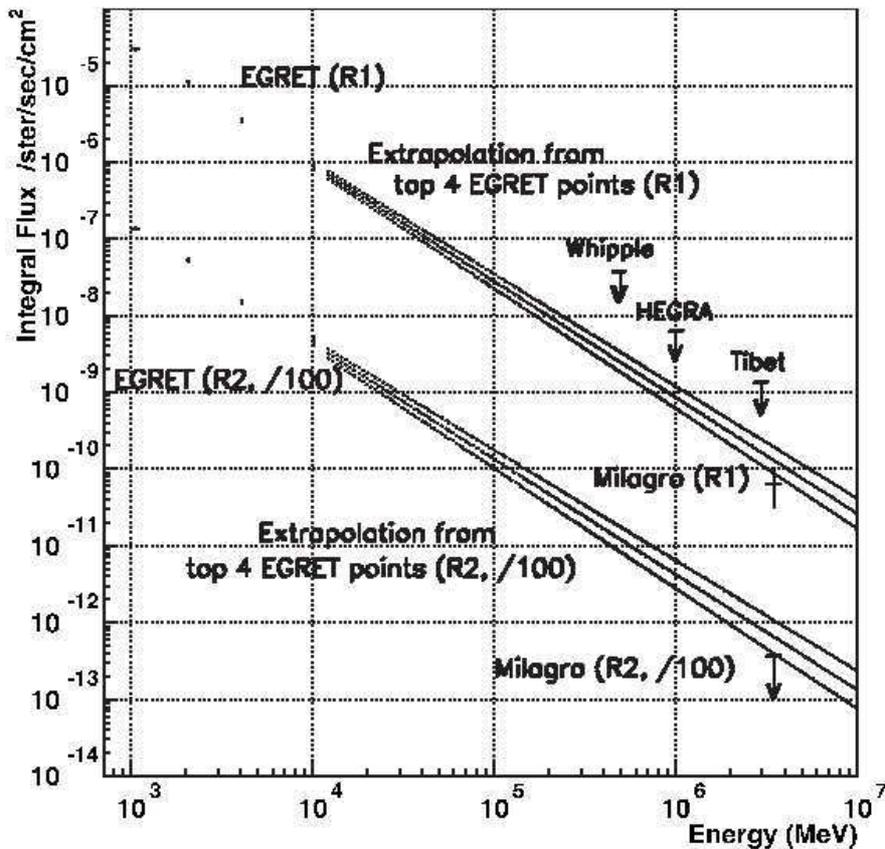


FIG. 2.7 – Mesures du flux intégral du rayonnement gamma diffus par EGRET et Milagro, avec les limites supérieures (99% c.l.) de Whipple ($l \in (38,5,41,5)$, $|b| < 2$), HEGRA ($l \in (38,43)$, $|b| < 5$) et Tibet ($l \in (20,55)$, $|b| < 5$). L'affichage pour la région R2 est décalé d'un facteur 100. Figure issue de [6].

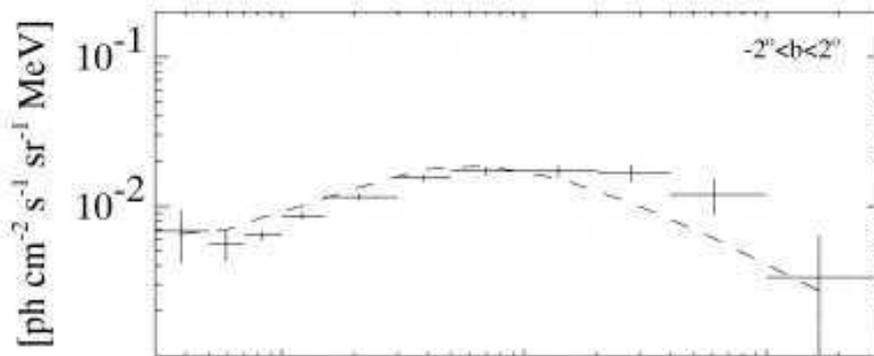


FIG. 2.8 – Spectre différentiel $\times E^2$ des gamma diffus pour $l \in [175, 185^\circ]$ et $b \in [-2, +2^\circ]$. En abscisses, l'étendue en énergie est de 30 MeV à 30 GeV. Figure issue de [43].

$$\frac{d\phi}{dS dt d\Omega dE} = \phi_0 \times \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right)^{-2,66} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1},$$

où l'indice spectral différentiel égal à 2,66 est issu d'un ajustement de la figure 2.7, proposée dans [6].

En calculant la normalisation ϕ_0 du flux diffus différentiel à 10 GeV :

$$\phi_0 = \frac{\phi(> 10 \text{ GeV})}{\int_{10 \text{ GeV}}^{\infty} \left(\frac{d\phi}{dS dt d\Omega dE} \right) dE}.$$

On obtient ainsi :

$$\frac{d\phi}{dS dt d\Omega dE} = 8,3 \times 10^{-4} \times \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right)^{-2,66} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1},$$

La figure 2.9 présente, pour les énergies comprises entre 1 et 30 GeV, la distribution du flux gamma diffus mesuré par EGRET, en fonction de la longitude galactique, pour cinq bandes différentes en latitude. Nous avons délimité sur cette figure différentes régions considérées dans notre travail de recherche, et pour lesquelles différents modèles ou contraintes sont disponibles. En effet, considérer une plus grande région que celles explorées par CELESTE aura pour effet de biaiser le flux attendu, du fait de sa dépendance en coordonnées galactique. Nous avons mentionné sur cette figure cinq régions :

- la région appelée «*OUTER GALAXY*» dans les études de [71]. Elle s'étend entre $-10^\circ < b < +10^\circ$ et $90^\circ < l < 270^\circ$. Elle n'est pas représentative du flux diffus proche de l'antcentre galactique car elle intègre le flux des latitudes jusqu'à $\pm 10^\circ$;
- la région appelée «*B*» dans les études de [71]. Elle s'étend sur $-5^\circ < b < +5^\circ$ et $30^\circ < l < 330^\circ$. Elle non plus n'est pas représentative du flux diffus proche de l'antcentre galactique car, bien qu'elle se limite aux latitudes entre -5 et 5° , elle intègre le flux relativement élevé des longitudes galactiques moyennes.
- la région de l'antcentre galactique explorée par Milagro (nommé R2 dans [6], avec $-5^\circ < b < +5^\circ$ et $140^\circ < l < 200^\circ$), et ayant conduit à la limite supérieure du flux à

3,5 TeV. Le flux nous apparaît constant en première approximation sur l'ensemble de cette région ;

- la région nommée «ON» : il s'agit de la zone de notre sélection dédiée des données CELESTE où le maximum d'émission diffuse est attendue ;
- la région nommée «OFF» : il s'agit de la zone test de notre sélection dédiée des données CELESTE, utilisée pour soustraire le fond hadronique diffus et mettre en évidence le signal du «ON».

La figure 2.10 permet de vérifier, pour une distribution en latitude du flux et sur un intervalle de 20° en longitude centré sur l'antcentre galactique, que l'intensité du rayonnement gamma dans la région ON de CELESTE (notée +12, +20 et +35) est plus intense que celui de la région OFF (noté -20).

Considérer que la distribution spatiale du flux gamma diffus en coordonnées galactique sera sensiblement la même aux plus hautes énergies est une hypothèse de travail que nous ferons afin d'estimer le flux attendu dans la région de l'antcentre galactique observée par CELESTE.

2.2.4 Conclusion

La normalisation de la formule spectrale qui apparaît la plus représentative de la région sondée de l'antcentre galactique observée par CELESTE est donc celle issue du spectre de la figure 2.7. Quand à l'indice spectral, nous choisirons les valeurs 2,0 et 2,5 issues des deux modèles de la figure 2.5. Milagro donne une limite supérieure de 2,66 sur l'ID à partir de la contrainte de la limite supérieure sur le flux à 3,5 TeV en supposant une loi de puissance unique entre 30 GeV et 3,5 TeV, soit sur deux ordres de grandeur en énergie. La constance de cette loi de puissance n'étant qu'une hypothèse, nous pouvons garder les modèles avec ID plus petits, plus favorables pour la recherche du rayonnement gamma diffus galactique avec CELESTE. Le tableau 2.1 résume les modèles spectraux que nous considérerons dans les parties III et IV, dans le cadre de nos estimations du taux de gamma diffus attendus avec CELESTE.

Modèles	ϕ_0 à 10 GeV	ID
Spectre dur d'électrons	$8,3 \times 10^{-4}$	2,0
Modèle optimisée	$8,3 \times 10^{-4}$	2,5
Limite de Milagro	$8,3 \times 10^{-4}$	2,7

TAB. 2.1 – Modèles spectraux considérés pour notre recherche du rayonnement gamma diffus galactique : normalisation ϕ_0 à l'énergie E_0 , et indices spectraux différentiels ID (arrondis à la première décimale.) Unités de ϕ_0 : $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$.

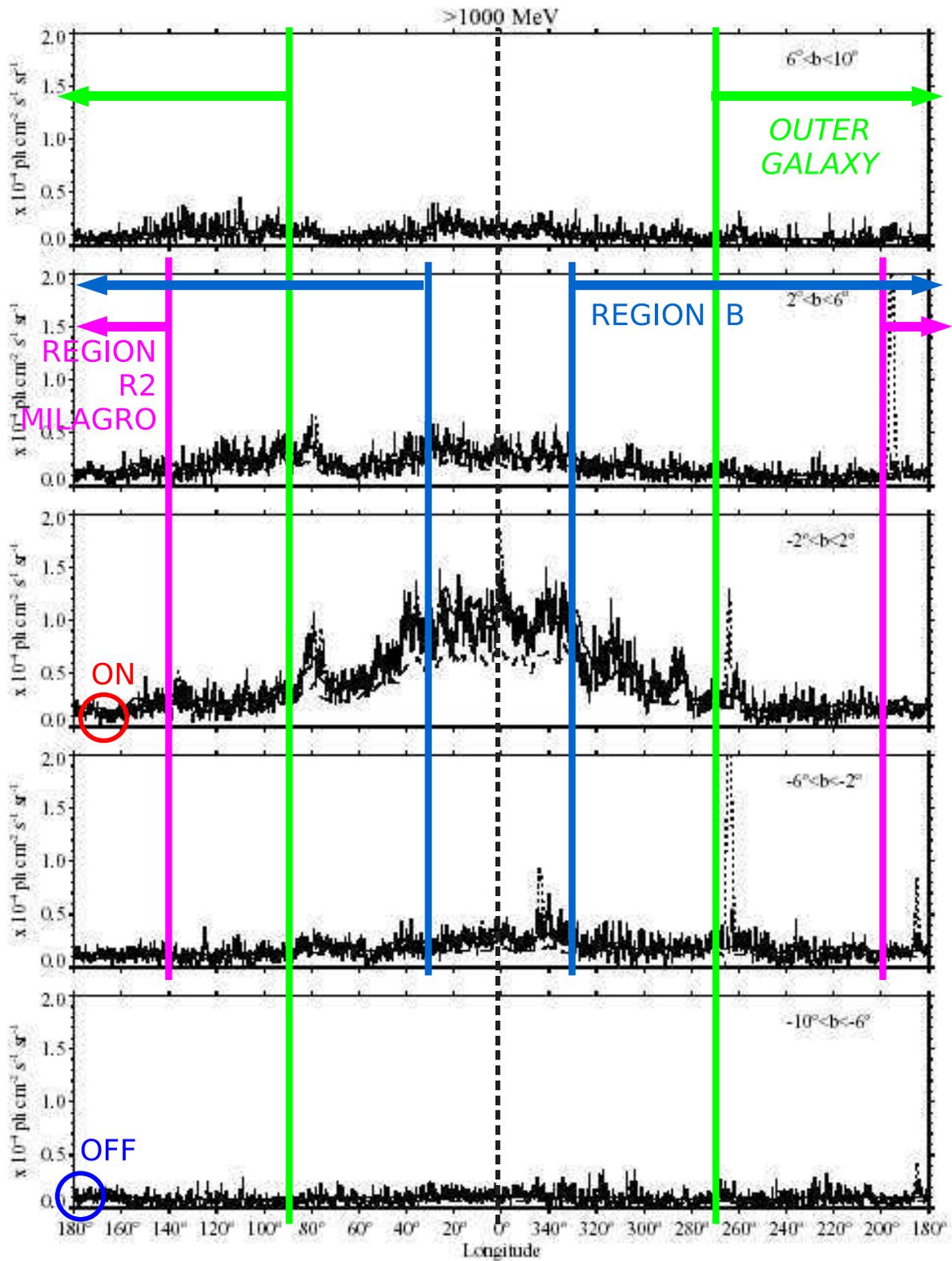


FIG. 2.9 – Emission gamma diffuse galactique mesurée par EGRET, dont la moyenne est effectuée sur des intervalles de 4° en latitude, entre 1 et 30 GeV. Figure adaptée de [43].

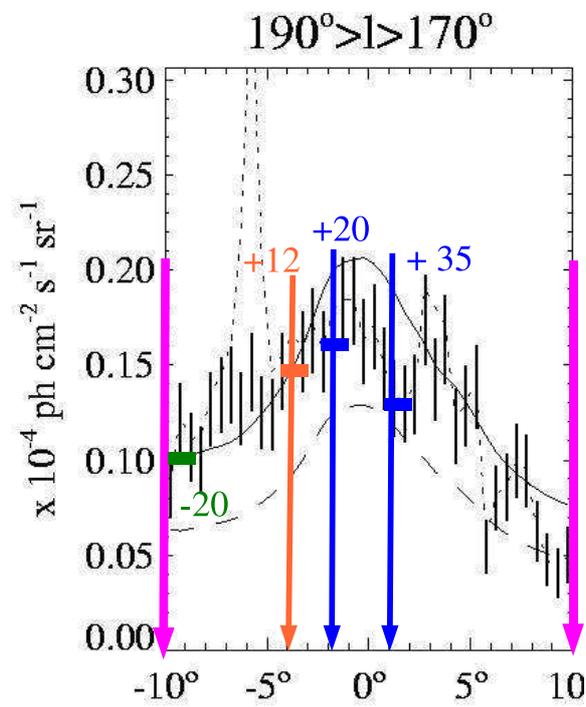


FIG. 2.10 – Mesures d’EGRET du flux de gamma diffus entre 1 et 30 GeV, en fonction de la latitude b . Les positions des régions OFF -20, +12, +20 et +35 de CELESTE, associées aux prises de données sur la nébuleuse du Crabe, sont représentées (voir ch. 12, p. 173). Figure originelle (3d) de [43].

Deuxième partie
L'expérience CELESTE

Chapitre 3

Principe de CELESTE

CELESTE, pour *C(h)erenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment*¹, a été une expérience pionnière en astronomie gamma du GeV. Elle a exploité entre 1996 et 2004 jusqu'à 53 *héliostats* de l'ancienne centrale solaire Thémis, ainsi que la tour au sommet de laquelle se trouvait une chaudière remplacée par une optique secondaire et une électronique de précision permettant l'échantillonnage du signal Tcherenkov à 10^{-9} seconde. Cette précision temporelle, combinée à une grande surface effective de collection, a permis à CELESTE d'être le premier télescope terrestre gamma à avoir un seuil en énergie au-dessous de 100 GeV. Ce seuil devait permettre de sonder une grande partie de la fenêtre 30 - 300 GeV inexplorée du spectre électromagnétique, avec les enjeux présentés dans la partie I.

3.1 Le site de Thémis

3.1.1 La centrale solaire

À la fin des années 70, une collaboration entre E.D.F., le C.N.R.S. et l'Agence française pour la maîtrise de l'énergie a été à l'origine de la construction de la centrale électro-solaire Thémis, afin de produire de l'électricité à partir de l'énergie solaire. Ce site se situe sur la commune de Targassone, proche de Font-Romeu, dans les Pyrénées-Orientales. Localisé à $42,5^\circ$ de latitude Nord et à $1,97^\circ$ de longitude Est, il se trouve à 1650 m d'altitude. Mise en service en 1983, la centrale a fonctionné pendant trois années. Il s'agissait d'un prototype expérimental : c'était en effet la première centrale solaire MégaWatt française. Son dispositif optique consistait en 201 panneaux réflecteurs de 54 m^2 chacun, répartis sur un champ d'environ 250 m d'Est en Ouest et sur 200 m du Nord au Sud (voir figure 3.1) et d'une tour de 100 m de haut, située au Sud. Chaque panneau avait été recouvert de plusieurs miroirs pour réaliser une approximation de miroir parabolique dont la distance focale dépendait de la distance séparant l'héliostat du sommet de la tour. On avait appelé cet ensemble *héliostat*, car il était destiné à réfléchir la lumière du Soleil - *Helios* en grec.

L'énergie solaire était ainsi recueillie sur une surface totale d'environ 1 ha pour être focalisée au sommet de la tour où une chaudière spécifique associée à un dispositif secondaire adapté permettait la transformation de l'énergie solaire en énergie électrique (figure 3.2).

¹En français : «expérience Tcherenkov à basse énergie reposant sur l'échantillonnage et la mise en temps»

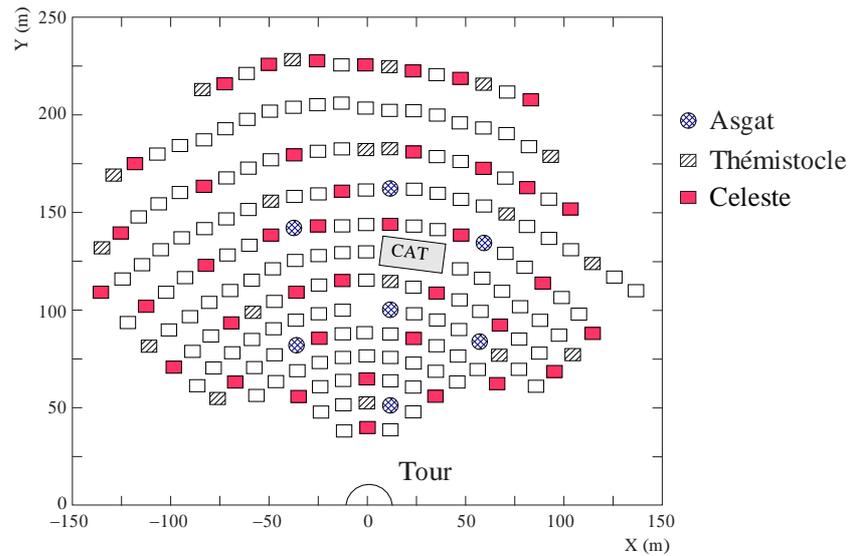


FIG. 3.1 – Champ d’héliostats et tour du site de Thémis. Les héliostats en rouge sont les 40 utilisés par CELESTE jusqu’en 2001. Plusieurs miroirs étant brisés, seuls 168 miroirs parmi les 201 d’origine étaient a priori exploitables par CELESTE.

Dans les années 1980, cette zone des Pyrénées-Orientales avait l’un des ciels les plus purs de France avec un grand nombre de journées ensoleillées. Toutefois, les basses températures hivernales nécessitaient une trop grande consommation d’électricité pour maintenir à l’état liquide le sodium nécessaire au refroidissement de la centrale. La rentabilité de ce type de centrale ne peut être assurée que dans des régions chaudes du monde, connaissant de nombreuses journées de fort ensoleillement.

3.1.2 Les premières expériences d’astronomie gamma

Bien que l’exploitation d’origine de la centrale de Thémis se soit achevée en 1986, le dispositif optique établi sur le site intéressait certains astrophysiciens qui souhaitaient établir à faible coût des télescopes Tcherenkov au sol pour la mesure des rayons gamma cosmiques. C’est ainsi qu’avant la construction de CELESTE, trois expériences virent le jour sur le site de Thémis² : ASGAT, conduite par le CEA de Saclay, puis Thémistocle, conduite par l’IN2P3, et enfin CAT, conduite conjointement par le CEA de Saclay et l’IN2P3.

- ASGAT (pour *AStronomie Gamma À Thémis*), qui a fonctionné de 1989 à 1997, a recherché les gamma entre 500 GeV et 1,5 TeV. Son dispositif expérimental consistait en 7 paraboles de 7 m de diamètre disposées au milieu du champ d’héliostats, à la place des miroirs d’origine de Thémis. Elle a détecté le flux de la nébuleuse du Crabe avec une seuil de 600 GeV [31] et mis une limite supérieure préliminaire sur le flux de l’étoile binaire Her X-1.
- Opérant entre 2 TeV³ et 15 TeV, Thémistocle a fonctionné entre 1990 et 1997. 18 miroirs paraboliques de 80 cm de diamètre étaient répartis sur le champ d’héliostats, chacun à la place d’un miroir d’origine de la centrale également [7]. Thémistocle a détecté la nébuleuse du Crabe et mesuré son flux ainsi que son spectre entre 2 et 15

²Communications personnelles avec G. Fontaine, Ph. Goret et A. Perez.

³Seuil défini dans *24th ICRC Rome*, 1995, paper OG 4.1.1, proceeding vol 2, pp 315-318.

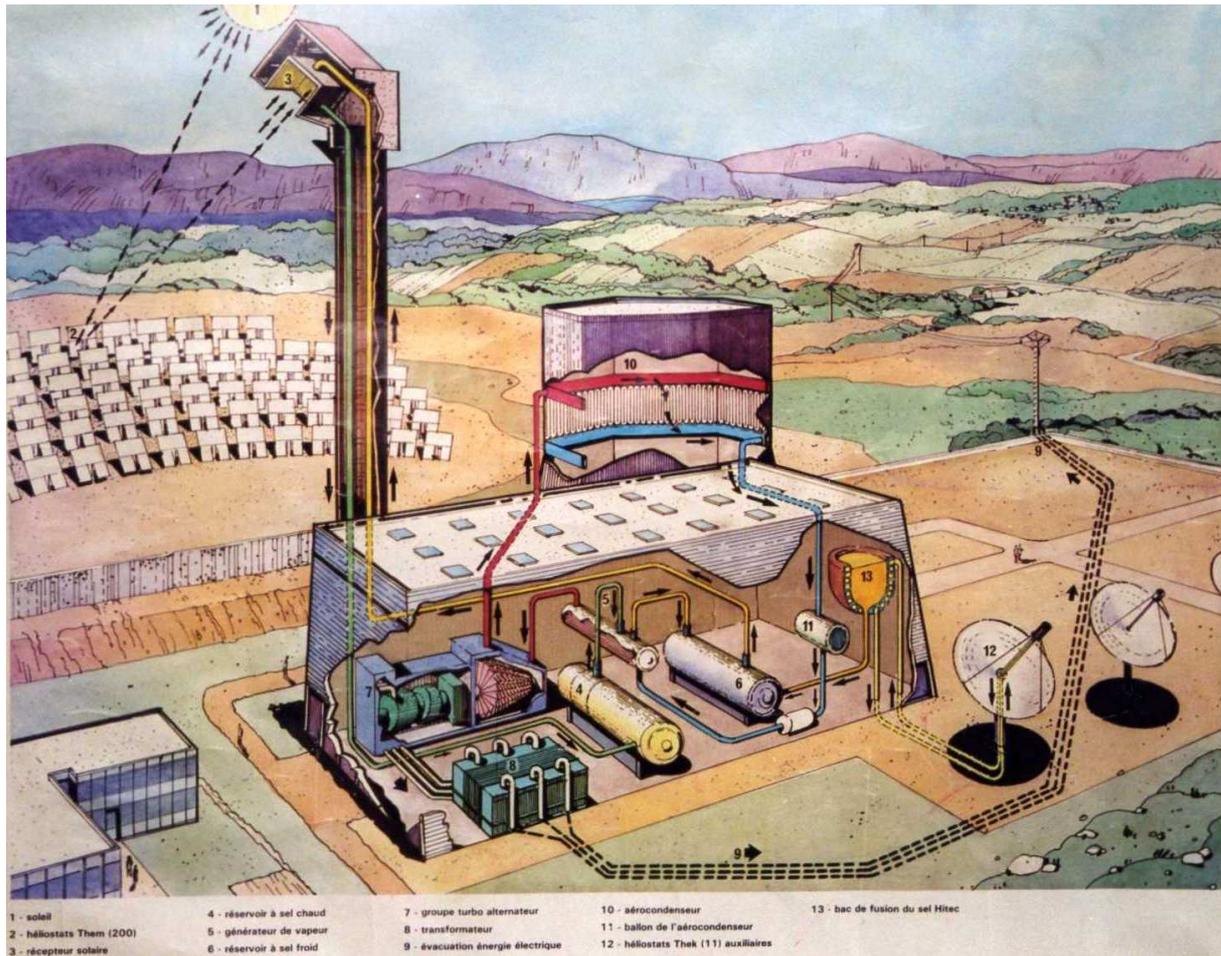


FIG. 3.2 – Fonctionnement de la centrale solaire Thémis. En plus de la tour et des 201 héliostats, cette expérience utilisait une installation importante dans une usine aujourd’hui transformée en salle d’exposition. Affiche EDF photographiée par Jacques Maurand sur le site de Thémis.

TeV. Outre des limites supérieures obtenues sur le flux des étoiles binaires Her X-1 et Cyg X-3, l’expérience a détecté Markarian 501 en coïncidence avec CAT lors de l’intense pic d’activité de ce noyau actif de galaxie en avril 1997.

- Juste avant la construction de CELESTE avec lequel il a opéré par des prises de données conjointes, CAT (pour *Cherenkov Array at Thémis*) a fonctionné entre 1996 et 2003 et a détecté l’émission gamma de sources entre 250 GeV et 20 TeV (la nébuleuse du Crabe et quelques blazars, dont Markarian 421 et Markarian 501). Ce télescope consistait en un assemblage de plusieurs petits miroirs sphériques sur une structure de 5 m de diamètre, et d’une caméra de 600 photomultiplicateurs placés au foyer de l’instrument (figure 3.3). Alors qu’ASGAT et Thémistocle appartenaient, comme CELESTE, à la catégorie des échantillonneurs, CAT faisait partie des imageurs (voir section 3.2.1) [9, 62].

3.1.3 La qualité du ciel nocturne

Le site de Thémis dans les Pyrénées avait dans les années 1980 la réputation d’avoir l’un des ciels les plus purs de France. On trouve dans [30] le résultat de mesures effectuées



FIG. 3.3 – Le télescope CAT au milieu de champ d'héliostats. On remarque sur la photographie de droite la caméra de l'imageur par réflexion sur l'un de ses miroirs du bord de la parabole.

à Thémis de la brillance du ciel nocturne \mathcal{E} :

$$\phi = 1,470 \text{ à } 2,060 \times 10^{12} \text{ ph. m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$$

dans la gamme 310-650 nm.

D'autre part, une mesure à La Palma pour l'expérience HEGRA donnait :

$$\phi = (1,750 \pm 0,600) \times 10^{12} \text{ ph. m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$$

dans la gamme 300-600 nm.

Des mesures plus récentes sont présentées dans [64], montrant en particulier la similitude des brillances de ciel entre La Palma et le site de Namibie où fonctionne HESS.

Ces comparaisons demanderaient une étude plus approfondie, afin de bien comprendre les conditions de mesures, et en connaissant les sensibilités spectrales des instruments, afin de comparer quantitativement les brillances des ciels de différents sites astronomiques. Toutefois, il nous apparaît qualitativement qu'à Thémis — pour les nuits sans nuage que l'on arrive encore à avoir — la noirceur du ciel est largement compétitive pour l'astronomie détectant les longueurs d'onde dans le visible.

3.1.4 L'avenir de Thémis

CELESTE ayant été démontée en juin 2004, il existe actuellement deux projets d'énergie solaire basés sur la réhabilitation de certains héliostats de Thémis. Un projet, nommé «PÉGASE», pour «Production d'Électricité par turbine à Gaz et énergie SolairE», vise à produire de l'énergie solaire à partir de 2010 dans le cadre d'une collaboration internationale, en utilisant 101 héliostats des six rangées les plus au Sud du champ, ainsi que la tour où sera installée la turbine à gaz [58]. L'autre projet, «Thémis-PV», conduit par l'entreprise française TECSOL, réhabilite 80 héliostats des quatre rangées du Nord du champ pour la production d'énergie solaire à partir de 2008 par des héliostats photovoltaïques [58, 42].

3.2 La technique Tcherenkov atmosphérique

Les télescopes au sol fonctionnant dans les intervalles de longueur d'onde allant des ondes radio aux ultraviolets détectent des flux de photons «à l'infini», de la source émettrice jusqu'au miroir primaire de l'instrument, sans que l'atmosphère dévie ces rayonnements de manière significative.

En astronomie gamma terrestre, on n'observe pas directement la source astrophysique émettrice de gamma, mais on observe la lumière Tcherenkov émise par les gerbes atmosphériques initiées par les gamma en provenance de cette source émettrice. Alors qu'un télescope conventionnel observera une source de faible dimension angulaire dans le visible, un télescope Tcherenkov observera la lumière bleue émise par une cascade de particules chargées, à 12 km environ au-dessus du niveau de la mer. Pour rappeler ce que nous avons présenté dans la partie I, cette cascade, également appelée «gerbe», se développe entre 15 et 10 km d'altitude pour une extension latérale d'au moins 20 m. Il en résulte une tache de lumière au sol d'un diamètre de l'ordre de la centaine de mètres. À Thémis, à une altitude de 1650 m, le diamètre de la tache est de 125 m environ. La technique mise en œuvre dans la détection au sol de la lumière Tcherenkov émise par les gerbes atmosphériques initiées par des particules ou des photons cosmiques est dite «technique Tcherenkov atmosphérique». Présentons maintenant les principales caractéristiques des télescopes utilisant cette technique.

Quatre paramètres caractérisent les performances d'un détecteur de rayonnement gamma :

- l'énergie de seuil E_{seuil} ;
- la résolution en énergie ΔE ;
- la résolution angulaire $\Delta\alpha$ ⁴ ;
- la sensibilité, autrement dit le nombre de gamma par minute minimal qui sera détecté avec une signification statistique suffisante. Dans ce type d'expérience dont les systématiques sont difficiles à maîtriser, cette signification statistique devra atteindre les 5σ (voir section 7.4).

Il est donc essentiel de prendre en compte les deux types de bruit de fond qui limitent la détection des rayons gamma au sol, dégradant respectivement le seuil en énergie et la sensibilité de l'instrument :

- 1) le bruit de fond du ciel venant des étoiles et de la diffusion des lumières terrestres dans l'atmosphère. Ce bruit peut «noyer» le signal des gamma de basse énergie du fait qu'un détecteur Tcherenkov opère dans le visible, et plus particulièrement dans le bleu et le violet. Le seuil en énergie sera donc déterminé, au moyen de simulations, comme l'énergie à partir de laquelle le signal «sort» des fluctuations du bruit de fond.
- 2) les gerbes initiées par les rayons cosmiques chargés (protons, noyaux d'hélium, électrons, autres noyaux) et dont les propriétés sont proches des gerbes initiées par les gamma. Ce bruit constituera un facteur limitant la sensibilité de l'instrument, bien que l'analyse permettra une sélection des événements par l'étude des différences topologiques et temporelles des fronts d'onde de lumière Tcherenkov émise par les différentes particules.

⁴paramètre important pour un imageur ; dans le cas de CELESTE, la résolution angulaire est de l'ordre de son champ de vue

Définissons maintenant la *surface efficace de collection* A_{eff} , correspondant à la surface réelle des miroirs des héliostats, multipliée par l'efficacité de la chaîne opto-électronique :

$$A_{eff} = A \times \epsilon_{hel} \times \epsilon_{sec}$$

où :

- A est la surface (A comme *Aire*) totale des miroirs des héliostats de CELESTE ;
- ϵ_{hel} est l'efficacité des miroirs primaires (réflectivité et orientation des héliostats) ;
- ϵ_{sec} est l'efficacité des éléments secondaires de la chaîne opto-électronique ;

Exprimons maintenant le rapport signal sur bruit S/\sqrt{B} qui caractérisera la possibilité d'une détection, où S est la quantité de lumière Tcherenkov attendue et B le bruit de fond du ciel. Ainsi, pendant un temps $\Delta\tau$ inférieur à la durée du signal Tcherenkov qui est de l'ordre de quelques nanosecondes, le signal S d'un gamma primaire d'énergie E sera proportionnel à cette énergie :

$$S \propto A_{eff} \times E.$$

Il n'est pas possible de définir analytiquement l'intensité de ce signal, étant donné la dépendance d'un grand nombre de paramètres, fonction de E . Seules les simulations Monte-Carlo nous permettent le calcul numérique de l'intensité du signal ainsi recueilli.

Le bruit de fond du ciel s'écrira :

$$B = A_{eff} \times \Omega \times \Delta\tau \times \mathcal{E},$$

où Ω est le champ de vue d'un photomultiplicateur, et \mathcal{E} la brillance du ciel nocturne (essentiellement à cause des étoiles et de la diffusion des lumières terrestres).

Le rapport signal sur bruit S/\sqrt{B} s'exprimera alors :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \propto \sqrt{\frac{A_{eff}}{\Omega\Delta\tau\mathcal{E}}} E$$

et nous permettra ainsi d'estimer la dépendance de l'énergie de seuil minimale E_{seuil} de notre détecteur, selon la considération qu'il s'agit de l'énergie pour laquelle le rapport $\frac{S}{\sqrt{B}}$ est de l'ordre de 1. Ainsi :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \simeq 1 \iff \sqrt{\frac{A_{eff}}{\Omega\Delta\tau\mathcal{E}}} E_{seuil} \simeq 1$$

nous permet d'écrire :

$$E_{seuil} \propto \sqrt{\frac{\Omega\Delta\tau\mathcal{E}}{A_{eff}}} \quad (3.1)$$

Ces précédentes formules nous indiquent tout d'abord que le rapport signal sur bruit est d'autant plus faible que l'énergie recherchée est faible. L'équation 3.1 ne nous permet pas de calculer le seuil en énergie en absolu, mais nous permet d'en estimer la dépendance en fonction des paramètres caractérisant les performances du détecteur. Elle est aussi très utile pour des études comparatives dans la conception des instruments. Ainsi, elle nous permet de définir les différentes possibilités pour atteindre le seuil en énergie le plus bas possible :

- disposer d’une grande surface efficace de collection ;
- échantillonner le signal avec une précision inférieure ou égale à la durée du flash Tcherenkov ;
- installer l’instrument loin des lumières des villes ;
- avoir un champ de vue limité à la dimension angulaire des gerbes.

Présentons maintenant les deux types de télescopes à effet Tcherenkov atmosphérique : les imageurs et les échantillonneurs.

3.2.1 Les imageurs

Les imageurs, tel que CAT mentionné au début de ce chapitre, sont des télescopes ayant une caméra constituée d’un grand nombre de photodétecteurs. Ces détecteurs forment une image de la lumière Tcherenkov émise par les particules de la gerbe (figure 3.4). La distinction entre une gerbe électromagnétique et une gerbe hadronique est faite principalement à partir de l’étude de la forme de l’image et de la reconstruction de la direction de la gerbe. La lumière Tcherenkov émise par une gerbe électromagnétique se présente comme une ellipse de forte excentricité, plus ou moins symétrique, et dont le centre de masse et l’orientation déterminent la direction d’arrivée de la gerbe. Les événements pour lesquels cette ellipse possède une forme irrégulière ou dont la direction reconstruite diffère de la direction de la source astrophysique vers laquelle est pointé le télescope par un angle relativement important, seront rejetés comme événements hadroniques au moment de l’analyse. À la différence des échantillonneurs, la résolution angulaire des imageurs est significativement inférieure à leur propre champ de vue, ce qui est en faveur d’une meilleure sensibilité. Mais les imageurs de la fin du XXe siècle ne pouvaient atteindre des seuils inférieurs à 250 GeV, à cause de la faible surface collectrice de leur télescope unique.

C’est ainsi que la technique Tcherenkov atmosphérique appliquée aux échantillonneurs a suscité un grand intérêt dans les années 1990 auprès des physiciens de l’astronomie gamma qui cherchaient à atteindre des seuils de détection entre 20 et 50 GeV.

Parmi les avantages de la technique d’imagerie sur la technique d’échantillonnage, nous pouvons citer :

- une meilleure sensibilité et une meilleure résolution angulaire, favorisant le rejet hadronique ;
- la possibilité de prises de données *ON / OFF* simultanées (voir paragraphe 6.2 p. 75 pour la description de la méthode ON-OFF dans CELESTE).

Les imageurs en service actuellement (HESS, MAGIC, CANGAROO, VERITAS) atteignent des seuils en énergie proches de 100 GeV, et annoncent l’ajout de télescopes de grands diamètres qui leur permettraient d’atteindre des seuils entre 20 et 30 GeV.

3.2.2 Les échantillonneurs

Autres instruments utilisant la technique Tcherenkov atmosphérique, les échantillonneurs sont définis par les caractéristiques suivantes :

- une surface de collection de la lumière Tcherenkov plus importante d’au moins un ordre de grandeur par rapport à celle des imageurs ;

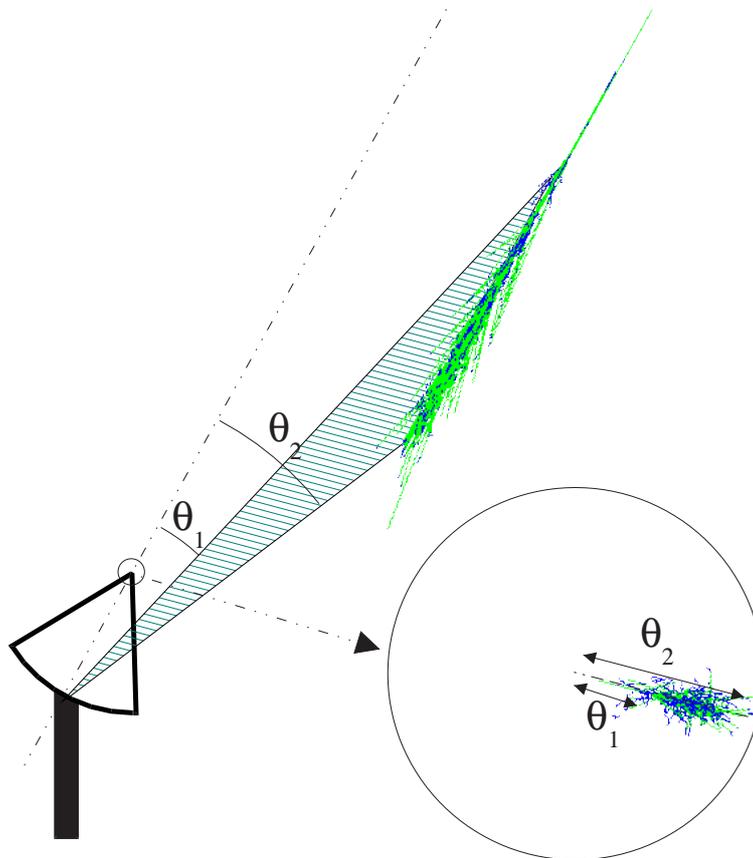


FIG. 3.4 – Principe de fonctionnement d'un télescope imageur. Figure issue de [56]

- un champ de vue réduit, se limitant à la dimension des gerbes afin d'intégrer le moins possible de bruit de fond du ciel ;
- plusieurs réflecteurs individuels répartis sur une surface de l'ordre de la dimension de la tache de lumière Tcherenkov au sol (au moins 100 à 200 m) ;
- un seul photodétecteur par réflecteur ;
- une électronique rapide permettant à la fois :
 - les mesures des différences de temps d'arrivée des signaux sur les différents réflecteurs ;
 - une évaluation précise de la forme de l'impulsion Tcherenkov.
 - un faible temps d'intégration, de l'ordre de grandeur du signal Tcherenkov (environ 2 à 5 ns), afin de limiter le bruit dû au fond du ciel.

La technique d'échantillonnage consiste à mesurer la densité de lumière recueillie sur plusieurs détecteurs individuels, et à faire une reconstruction du front d'onde de lumière Tcherenkov par la mesure des temps d'arrivée du signal sur les différents détecteurs. Comme nous l'avons précédemment évoqué, l'intérêt des échantillonneurs mis en service dans la deuxième moitié des années 1990 (CELESTE [57], STACEE [29], CACTUS [40]) était d'atteindre les seuils en énergie les plus bas possibles (tableau 3.1). Toutefois, à cause de la sphéricité des fronts d'onde de lumière Tcherenkov des gamma de basse éner-

gie, l'identification du signal se devra d'exploiter le plus finement possible les propriétés géométriques et temporelles de ce front d'onde (voir figure 3.5).

Le champ de vue des échantillonneurs se doit d'être également le plus faible possible, autrement dit limité par le diamètre apparent des gerbes ($0,6^\circ$ ou 10 mrad), de façon à réduire l'intégration du bruit de fond de ciel. Du fait de ce champ de vue restreint, la discrimination entre événement électromagnétique et événement hadronique ne s'obtiendra pas par reconstruction de la direction de la gerbe comme dans le cas d'un imageur, ou du moins, cette reconstruction ne sera qu'une variable secondaire de l'analyse. Nous verrons à la section 7.5 les différentes variables permettant la discrimination entre les différents types d'événements.

De plus, comme nous l'avons mentionné, le nombre de gamma détectés aux énergies de CELESTE est largement dominé par le nombre de particules cosmiques chargées. Bien que des méthodes d'analyse nous permettent une certaine discrimination entre les différents types d'événements, il s'avère indispensable de comparer la région du ciel où l'on attend un signal gamma avec une autre région du ciel «test» où aucun signal n'est attendu. Le signal sera extrait par soustraction du nombre d'événements de la région ON où se trouve l'objet émetteur de gamma avec le nombre d'événements de la région OFF. Le paragraphe 6.2 (p. 75) présentera plus en détail cette méthode «ON-OFF» pour l'extraction du signal.

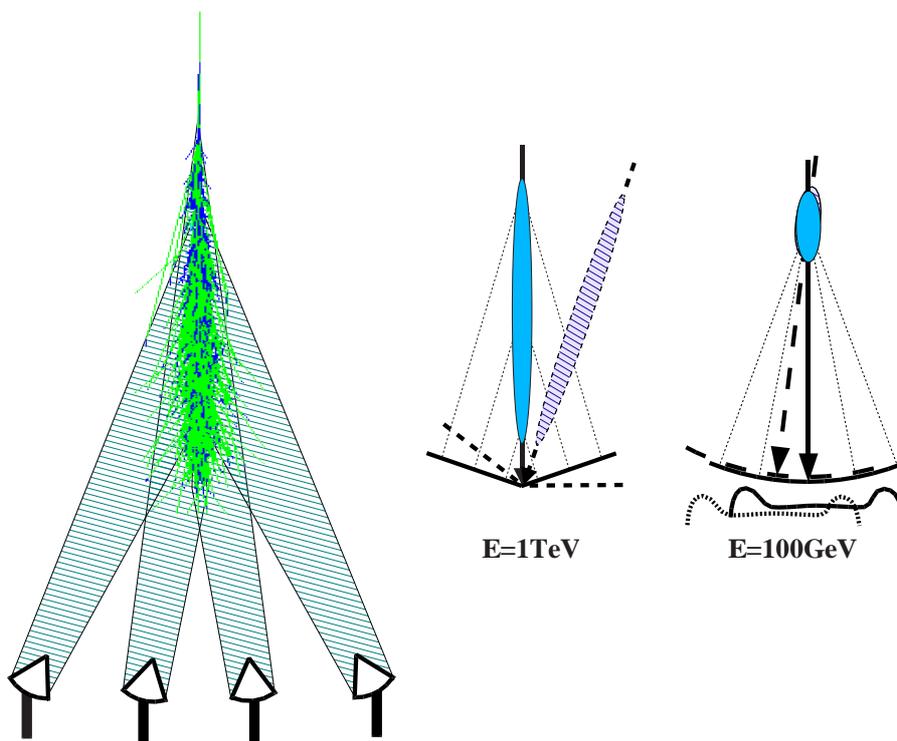


FIG. 3.5 – Principe de base de l'échantillonneur Tcherenkov. À gauche : pointage des multiples détecteurs de l'échantillonneur en direction de la gerbe. À droite : formation du front d'onde Tcherenkov pour un gamma de 1 TeV et pour un gamma de 100 GeV. En dessous du front d'onde sphérique du gamma de 100 GeV a été représenté l'anneau de lumière Tcherenkov au sol dont le barycentre sera indispensable pour la reconstruction de la direction d'arrivée de la particule primaire. Figure issue de [56]

Parmi les avantages de la technique d'échantillonnage sur la technique d'imagerie, nous pouvons citer :

- une meilleure insensibilité aux muons. Ces particules, témoignant de l'arrivée d'un événement hadronique, forment au sol une tache de lumière Tcherenkov de faibles dimensions (quelques dizaines de mètres). Étant nombreux à basse énergie, leur rejet nécessite au moins deux détecteurs suffisamment espacés, de manière à ne pas enregistrer les événements visibles par un seul détecteur, comme les muons de basse énergie. Cela permet d'atteindre des seuils de détection de quelques dizaines de GeV.
- l'exploitation de différentes stratégies de pointés. La figure 3.5 montre que le pilotage individuel des différentes unités permet l'observation de différentes parties de la gerbe.

Expérience	Surface totale	E_{seuil}	années	Sources détectées	Site
ASGAT [31]	$7 \times 36 \text{ m}^2$	600 GeV	autour de 1990	Crabe	Thémis
Thémistocle [7]	$18 \times 0,5 \text{ m}^2$	2 TeV	autour de 1990	Crabe	Thémis
GRAAL [5]	$63 \times 39 \text{ m}^2$	$> 250 \text{ GeV}$	1990-2001 ?	Crabe	Espagne
CELESTE [57]	$53 \times 54 \text{ m}^2$	50 GeV	1998-2004	Crabe Mrk421 Mrk501	Thémis
STACEE [29]	$64 \times 37 \text{ m}^2$	50 GeV	depuis 2001	Crabe Mrk421 1ES1426+428* 1ES0219+42*	Nouveau Mexique (USA)
CACTUS [51]	$144 \times 42 \text{ m}^2$	40 GeV	depuis 2005	Crabe Mrk421 Draco*	Californie (USA)

TAB. 3.1 – Caractéristiques des échantillonneurs Tcherenkov. Les «*» indiquent les limites supérieures ou résultats préliminaires de détection des sources. L'énergie de seuil mentionné correspond au seuil de détection des gamma. Les seuils d'analyse sont plus haut.

3.3 De la centrale solaire à CELESTE

Présentons maintenant les raisons astrophysiques, ainsi que les compromis, ayant conduit au choix de l'ancienne centrale solaire Thémis pour être convertie en *C(h)Erenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment*⁵. CELESTE ayant eu l'avantage d'utiliser une installation déjà existante, l'optique primaire du détecteur (les héliostats) et le lieu d'implantation de son optique secondaire et de son électronique n'ont pas eu à être construits. Bien que cela ait en effet constitué un avantage financier, il a fallu tout de même faire certains compromis :

- sur la qualité des miroirs : exposés à la chaleur, à la neige et aux intempéries depuis 1984, certains étaient brisés par endroits.
- sur l'efficacité de collection : la disposition de l'optique secondaire au sommet de la tour au lieu d'être au foyer de chaque détecteur ne permettait pas une efficacité de collection maximale des héliostats, l'axe optique de chaque miroir primaire étant orienté selon la bissectrice de l'angle formé par la direction de pointé et la direction de la tour. Une autre conséquence de cette disposition de l'optique secondaire est la limite imposée sur la région du ciel observable par CELESTE.

D'autres facteurs ont constitué au contraire un atout à cette exploitation astrophysique de Thémis :

- après la fermeture de la centrale Thémis et l'installation des 3 précédentes expériences d'astronomie Tcherenkov, 168 héliostats restaient exploitables pour fournir une grande surface efficace de collection ;
- la taille du champ d'héliostat avait le bon ordre de grandeur nécessaire à l'échantillonnage du front d'onde Tcherenkov ;
- l'efficacité de collection de la lumière solaire avait été optimisée lors de la construction de la centrale pour des observations au Sud et lorsque le Soleil était à son maximum de déclinaison, soit $23^{\circ}27'$. Par une coïncidence intéressante, à cette efficacité maximale de collection de l'énergie solaire correspondait également une efficacité maximale pour l'observation de la chandelle standard de l'astronomie gamma : la nébuleuse du Crabe, situé à 22° de déclinaison.
- la taille angulaire des gerbes ($0,6^{\circ}$) est sensiblement la même que la taille angulaire du Soleil ($0,5^{\circ}$), ce qui n'a pas nécessité une amélioration de l'optique des héliostats qui a été construite pour avoir une taille minimale des images correspondante à ces $0,5^{\circ}$ (section 4.1).

Suite à ces considérations générales concernant CELESTE, intéressons-nous avec les prochains chapitres à la description des différents éléments de l'optique et de l'électronique du détecteur, ainsi qu'aux méthodes de base mises en œuvre pour l'extraction du signal gamma.

⁵choix qui n'est pas exclusif à CELESTE et qui a été également celui des autres échantillonneurs Tcherenkov : GRAAL, STACEE et CACTUS

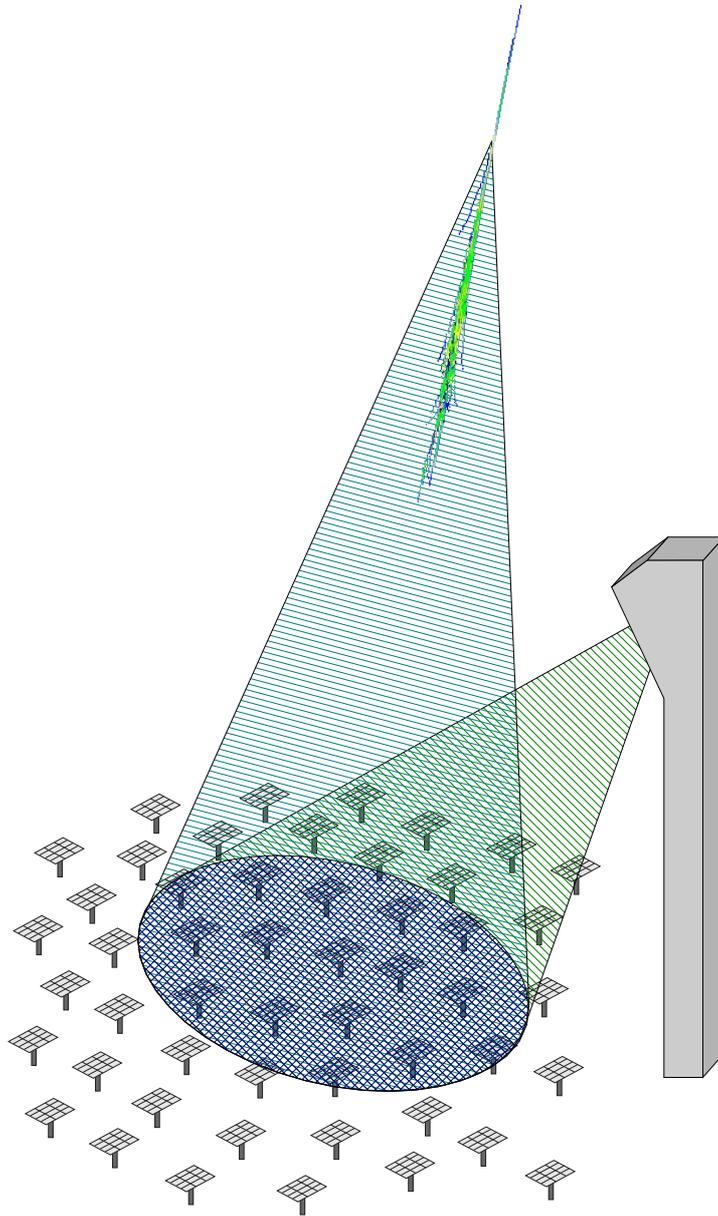


FIG. 3.6 – Principe de collection de la lumière Tcherenkov émise par une gerbe atmosphérique dans un détecteur de type CELESTE. Figure issue de [56].

Chapitre 4

Optique

Ce chapitre est consacré à une description sommaire de l'optique de CELESTE. Nous ne décrivons pas toutes les études ayant conduit à l'installation et à la calibration de l'optique secondaire en haut de la tour, ceci ayant été déjà exposé de manière bien détaillée dans [28] et [56].

Les photons Tcherenkov arrivent sur les différents éléments de l'optique ainsi constituée (figure 4.1) :

- l'optique primaire (constituée de 40 héliostats entre 1999 et 2001, puis de 53 héliostats entre 2001 et 2004) ;
- les miroirs secondaires, en haut de la tour ;
- les cônes de Winston, faisant office de diaphragmes virtuels, chacun collé à l'entrée d'un photomultiplicateur ;
- les photomultiplicateurs, placés en haut de la tour, recueillant les signaux individuels de chaque héliostat. En effet, chaque photomultiplicateur reçoit le signal d'un seul héliostat auquel il est associé.

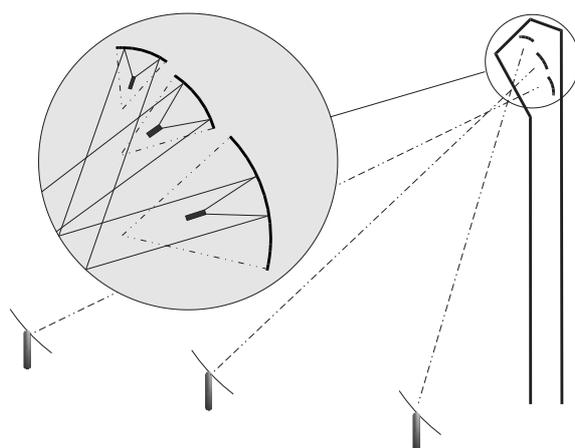


FIG. 4.1 – Vue générale du trajet des photons Tcherenkov dans CELESTE : des héliostats aux photomultiplicateurs, en passant par les miroirs secondaires du haut de la tour. En agrandissement sont représentés les trois niveaux de miroirs secondaires dont les focales sont adaptées aux distances des héliostats à la tour, avec, en pointillé, les rayons de courbures de ces miroirs. Figure issue de [56].

4.1 L'optique primaire : les héliostats

L'optique primaire de CELESTE était constituée, durant les deux premières saisons de prises de données utiles, entre 1999 et 2001, par 40 héliostats répartis de manière la plus homogène possible sur le champ des 201 héliostats d'origine. Une nouvelle stratégie d'observation et de rejet hadronique a conduit la collaboration à rajouter 13 nouveaux héliostats, entre 2001 et 2004, année de démontage de l'expérience. Chaque héliostat, comme on peut le voir sur la figure 4.2, est en réalité composé d'une mosaïque de miroirs cylindriques de 41 ou de 60 cm de largeur et dont la courbure est sur la plus grande dimension de chaque miroir. C'est donc par l'agencement des différents miroirs sur l'héliostat qu'une approximation parabolique suffisante avait été réalisée pour les besoins de l'observation d'une source de $0,5^\circ$ de diamètre apparent : le Soleil. En effet, la taille des images pouvant être obtenues était contrainte dans l'une de leurs dimensions à cette valeur minimale de 60 cm, mais, comme nous l'avons déjà précisé, cette limite était également celle imposée par la taille des gerbes atmosphériques, et donc ne constituait pas un handicap, dans la mesure où CELESTE ne cherchait pas à former des images des sources comme le font les imageurs ayant une résolution significativement inférieure à leur champ de vue. Cette limite a également été prise en compte pour la mise en place de l'optique secondaire, de sorte à ne pas inutilement fabriquer des éléments d'une précision trop grande. En fonction de sa distance héliostat-sommet de la tour, chaque héliostat avait l'une des quatre longueurs focales suivantes : 80, 140, 200 ou 240 m.

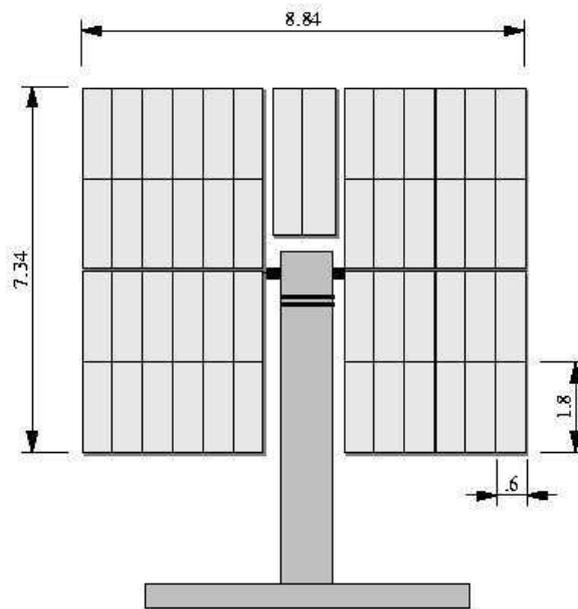


FIG. 4.2 – Schéma représentant l'agencement des différents miroirs sur un héliostat. Chaque héliostat est constitué de 8 modules de 6 miroirs de 60×181 cm chacun et d'un module central de deux miroirs de 41×256 cm. Figure issue de [28].

Les miroirs de ces héliostats, contraints à être exposés jours et nuits aux différences de températures et aux intempéries, étaient disposés à l'intérieur de deux couches de verres, l'une au-dessus d'une épaisseur de 0,5 cm, l'autre au-dessous, avec une épaisseur de 2,5 cm. Cette épaisseur de verre coupait les longueurs d'onde inférieure à 330 nm environ (figure 4.8), autrement dit, les héliostats de Thémis ne pouvaient réfléchir que la

composante visible de la lumière Tcherenkov, et non la composante ultraviolette. Ceci nous a conduit à utiliser des photomultiplicateurs uniquement sensibles à l'intervalle 300-650 nm (paragraphe 4.3), alors que la lumière Tcherenkov s'étend bien au-delà en longueur d'onde. Les propriétés optiques d'un héliostat sont présentées sur le tableau 4.1.

Taille	$7,340 \times 8,836$ m
Surface réfléchissante	54 m ²
Longueur focale	80, 140, 200, ou 240 m
Taille de l'image sur axe	$\sigma = 0,1^\circ$
Précision de pointé	$\ll 0,1^\circ$
Réfectivité	90 % à 400 nm

TAB. 4.1 – Caractéristiques d'un héliostat. Tableau issu de [28, 56].

Chaque héliostat, pouvant être dirigé de manière indépendante, était fixé sur une monture dite *alt-azimutale*. Un microprocesseur embarqué, contrôlant les moteurs, lui permettait de recevoir les instructions de pointé et de suivi des sources. Un PC installé dans la salle de contrôle en haut de la tour transmettait aux 40 héliostats utilisés jusqu'en 2001 ces différentes instructions à partir d'un logiciel originellement développé pour Thémistocle, puis utilisé par CAT et CELESTE. Les 13 nouveaux héliostats mis en service à partir d'octobre 2001 étaient contrôlés par un autre PC, et les instructions leur étaient envoyées par ondes radio au lieu du système de transmission par les câbles originellement installés par EDF et qui avaient été réutilisés pour les 40 premiers héliostats, malgré le remplacement de quelques sections de ces câbles ¹.

La valeur d'un pas codeur permettant l'orientation d'un héliostat est de 0,14 mrad. Du fait de la rotation de la Terre, la source se déplace de l'équivalent d'un pas toute les 2 secondes. Or, les instructions de pointé mettaient 10 secondes pour parvenir aux groupes de 40 héliostats, ce qui induisait un retard de 5 pas dans le suivi, soit 0,70 mrad. Cette dernière valeur étant nettement inférieure au champ de vue de CELESTE, on en conclut que la précision de suivi des sources au cours d'une prise de données était suffisante.

Une méthode a été développée pour permettre la vérification de cette précision de pointé et un alignement fin des héliostats, à partir de l'étude des courants d'anode des photomultiplicateurs en pointant des d'étoiles, objets ponctuels sur le ciel. Cette méthode, exposée dans [27], consistait à pointer les héliostats en différents points autour d'une étoile, et de faire un histogramme des éclaircissements obtenus et dont le barycentre de lumière correspond à la position réelle de l'étoile. Ce travail était réalisé périodiquement afin de réaligner les miroirs.

4.2 L'optique secondaire

Lors du fonctionnement de la centrale solaire, les faisceaux en provenance des héliostats étaient mélangés au sommet de la tour. Du fait de l'utilisation de l'installation de Thémis comme échantillonneur Tcherenkov, il importait de conserver séparément le signal de chaque héliostat. C'est ainsi qu'un système d'optique secondaire a été installé en haut de la tour (figure 4.3).

¹câbles remplacés également lorsqu'ils étaient mangés par les chevaux se promenant sur le site...



FIG. 4.3 – Miroirs secondaires et photomultiplicateurs installés dans la partie supérieure de la tour (sont visibles ici les deux niveaux les plus hauts parmi les trois de l’optique secondaire).

L’optique secondaire de CELESTE était constituée d’une série de miroirs secondaires destinés à réfléchir les signaux des héliostats vers les photodétecteurs, et de cônes de Winston, dispositifs optiques collés sur les photodétecteurs et destinés à limiter le champ de vue de CELESTE à la taille apparente des gerbes, soit 10 mrad pour chaque héliostat. Cela permettait de limiter le bruit de fond du ciel.

Tandis que la collaboration STACEE a choisi un dispositif optique «hors axe», évitant toute perte de lumière, le choix retenu pour CELESTE a été de conserver l’ensemble héliostat-miroir secondaire-photomultiplicateur sur l’axe optique afin de minimiser les aberrations de Coma (figure 4.4). Ceci présente l’avantage de mieux définir le champ de vue, mais, en contrepartie, les effets d’ombres des photodétecteurs entraînaient une perte de 20 % à 30 % du signal en provenance des héliostats. La simulation de l’optique prend en compte ces effets d’ombre sur les miroirs.

4.2.1 Les miroirs secondaires

Tenant compte de l’espace limité à l’intérieur de la tour, et afin de minimiser l’occlusion du signal reçu par les photomultiplicateurs, l’installation de six groupes de miroirs secondaires sur trois niveaux dans la partie haute de la tour a été retenue. Chaque groupe était constitué de plusieurs miroirs sphériques plus petits et constituait à lui-seul un grand miroir équivalent, caractérisé par sa distance focale et son rayon de courbure. Chaque groupe ainsi installé réfléchissait le signal en provenance d’un groupe précis d’héliostats, dont la distance était corrélée à sa longueur focale.

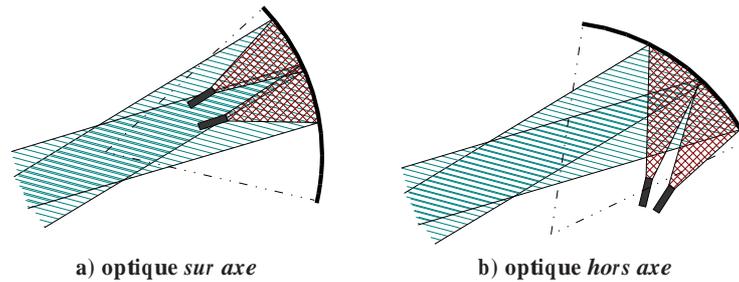


FIG. 4.4 – Représentation des deux possibilités de montage de l'optique secondaire : a) sur axe, permettant une meilleure définition du champ de vue mais entraînant une occultation du signal ; b) hors axe, collectant la totalité du faisceau incident mais introduisant davantage d'aberrations de Coma. Figure issue de [56].

Alors que les aberrations chromatiques sont minimisées par l'usage de miroirs paraboliques lorsque le signal provient d'une direction parallèle à l'axe optique de ces miroirs, on devait utiliser des miroirs secondaires sphériques du fait du large champ de vue de cette optique sur les héliostats. Ces miroirs sphériques, fabriqués par nos collègues Tchèques, avaient un diamètre de 50 cm et une épaisseur de 11 mm. Ils étaient constitués d'un verre de borosilicate et avaient été aluminés par une couche de SiO_2 permettant une réflectivité de 90 %. Les six groupes de miroirs secondaires étaient formés par leur assemblage, de manière suffisamment serrée afin que les trous dus aux espacements n'entraînent pas une perte de plus de 10 % de lumière par rapport à ce qu'aurait donné un miroir monobloc correspondant.

Ces six grands miroirs équivalents étaient installés sur trois niveaux en haut de la tour. Le niveau du haut comportait trois groupes, celui du milieu, deux groupes, et celui du bas, un groupe (figure 4.5). Les groupes d'un même niveau avaient une même longueur focale.

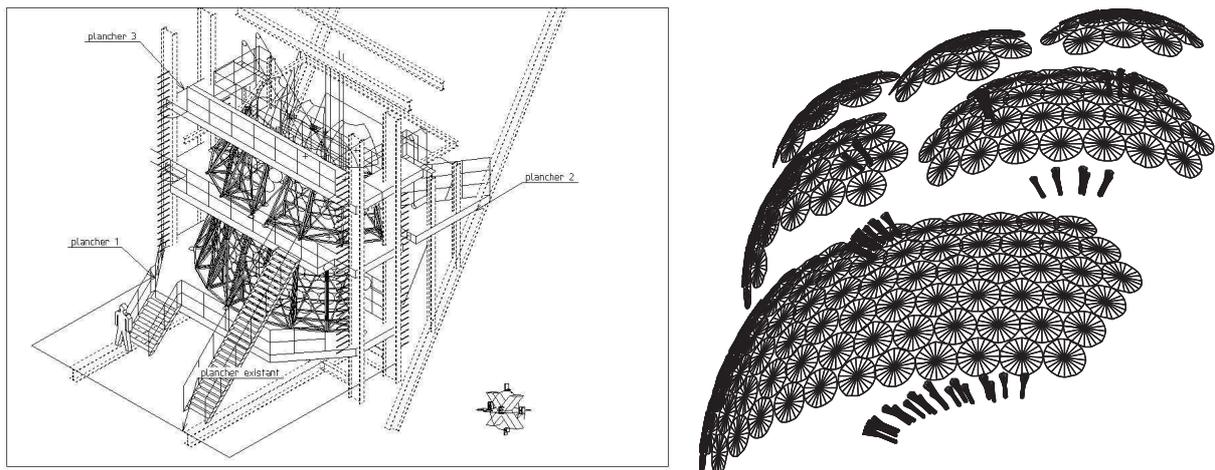


FIG. 4.5 – Assemblage des miroirs secondaires sur trois étages de la partie haute de la tour, vus de derrière. À gauche : Dessin de l'architecture supportant l'optique [28]. À droite : Géométrie des six groupes de miroirs faisant face aux photodétecteurs (issue d'une simulation dans [56]).

4.2.2 Les cônes de Winston

Nous avons vu au cours de la section 3.2 qu'un champ de vue de 10 mrad est un compromis intéressant pour CELESTE entre la dimension des gerbes et une faible intégration du bruit de fond de ciel. Par contre, bien que les miroirs secondaires réfléchissaient les faisceaux des héliostats, leur champ de vue dépassait nettement le diamètre apparent sous lequel ils voyaient les héliostats. Ils intégraient alors beaucoup de bruit, qui était réfléchi vers les photodétecteurs. Il a donc fallu introduire dans l'optique secondaire un système permettant une sélection en champ de vue en face d'entrée de chaque photomultiplicateur, là où se trouve la photocathode. En effet, l'ajout de diaphragmes ordinaires au foyer de chaque miroir secondaire n'était pas réalisable du fait que chaque miroir regardait différents héliostats : diaphragmer convenablement une direction précise aurait constitué une obstruction pour les signaux provenant des autres directions (figure 4.6). Les éléments choisis pour jouer le rôle de diaphragme virtuel ont été des cônes de Winston, dispositifs optiques en verre ayant un axe de symétrie de révolution dont le contour est généré par une parabole. Ces cônes étaient alors adaptés en face d'entrée des photodétecteurs et permettaient que chacun de ceux-ci voit presque exactement l'image de l'héliostat selon ce même champ de vue de 10 mrad.

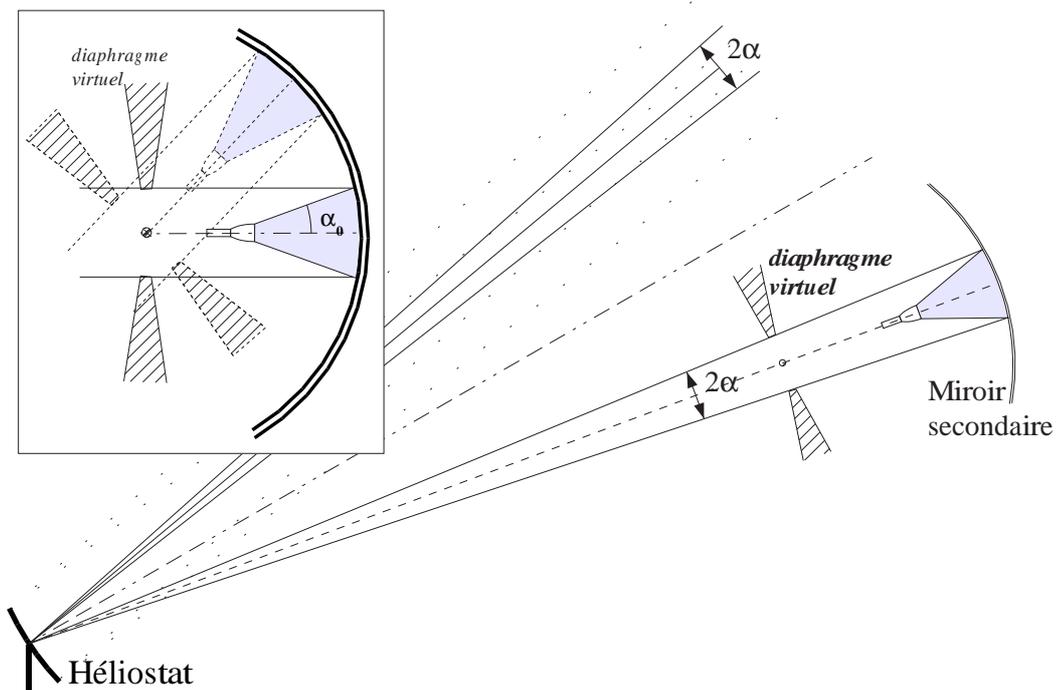


FIG. 4.6 – Cônes de Winston. Le cône d'angle solide de largeur 2α vu par un héliostat correspond au même cône vu par le photomultiplicateur qui lui est associé. L'encadré montre le rôle de diaphragme virtuel *mobile* joué par un cône de Winston. Figure issue de [56].

Les cônes de Winston ont été réalisés en verre Schott², absorbant au maximum 1 % du rayonnement sur une épaisseur de 2,5 cm pour des longueurs d'onde comprises entre

²dont la référence est FK5-487704 (<http://www.schott.com>)

350 et 800 nm. Une description détaillée des cônes de Winston et de leur installation se trouve dans [56].

4.3 Les photomultiplicateurs

À l'interface de l'optique et de l'électronique se trouvent les photomultiplicateurs («multiplicateurs de photons»). Ce sont des détecteurs de photons convertissant le signal électromagnétique reçu en courant électrique.

L'utilisation de photomultiplicateurs pour CELESTE impliquait que ceux-ci satisfassent les critères suivants :

- une efficacité maximale dans l'intervalle en longueur d'onde de visibilité du rayonnement Tcherenkov après réflexion sur l'optique (bleu-violet) ;
- une sensibilité à un signal extrêmement ténu, afin de voir les gerbes des gamma de basse énergie qui émettent peu de lumière Tcherenkov ;
- une grande rapidité et une faible dispersion temporelle, afin de reconstruire correctement la structure temporelle du front d'onde Tcherenkov.

Le choix de CELESTE s'est porté vers les photomultiplicateurs PHILIPS XP2282B, photomultiplicateurs à 8 étages de dynodes, et sensibles au photoélectron unique, ce qui permet une calibration absolue du gain et de la chaîne d'amplification. La figure 4.7 présente la mesure faite à l'oscilloscope de la forme de l'impulsion à un photoélectron.

Les bases de ces photomultiplicateurs a été développée pour les besoins de CELESTE. Une diode Zener imposait une tension fixe de 520 V, correspondant à la haute tension entre la cathode et la première dynode, valeur relativement élevée afin de minimiser les fluctuations et d'accroître la résolution temporelle. La haute tension totale appliquée au photomultiplicateur était de l'ordre de 1200 V. Les 680 V restant étaient répartis sur la chaîne d'amplification de 8 étages des dynodes.

Enfin, un système d'enregistrement des courants issus des photomultiplicateurs permettait la surveillance de ceux-ci au cours de la prise de données.

Diamètre.....	51 mm
Domaine de sensibilité.....	300-650 nm
Nombre de dynodes.....	8
Efficacité quantique.....	28% à 400 nm
Temps de montée du signal.....	1,5 ns à 2500 V
Largeur à mi-hauteur.....	2,4 ns à 2500 V
Temps de transit.....	19 ns à 2500 V
Anisochronisme.....	$\leq 0,7$ ns à 2500 V
Gain.....	$\approx 2 \times 10^6$ à 2500 V
.....	$\approx 10^4$ à 1300V

TAB. 4.2 – Caractéristiques des photomultiplicateurs Philips XP 2282B.

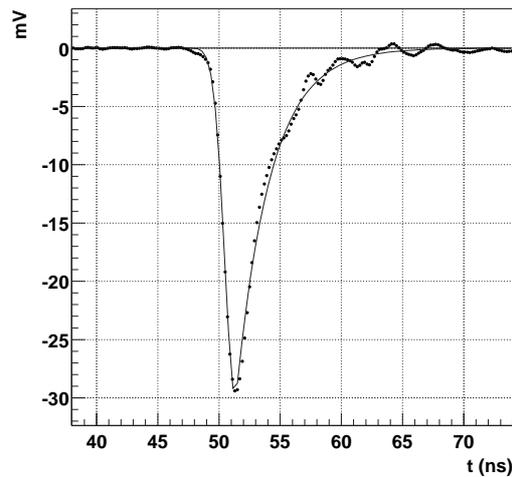


FIG. 4.7 – Forme de l’impulsion à un photoélectron, mesurée à l’entrée de la salle d’acquisition, après 24 m de câbles [56].

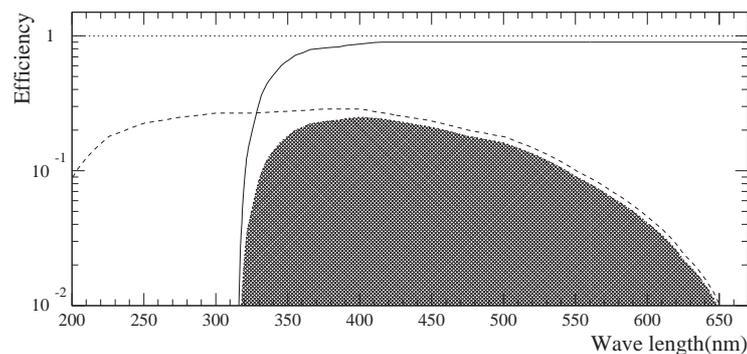


FIG. 4.8 – Efficacité quantique d’une photocathode en bialkali (pointillés), réflectivité des héliostats (traits pleins), et le produit des deux (hachuré), en fonction de la longueur d’onde. Figure issue de [28].

4.4 Les efficacités de collection

Afin de conclure ce chapitre consacrée à l’optique de CELESTE, mentionnons le problème de l’efficacité de collection lié à la géométrie même de l’instrument : chaque héliostat, du fait de sa position dans le champ et de la direction du pointé, sera vu par les gerbes sous un angle solide différent.

Les variations de cette efficacité au cours du suivi d’une source a été étudié par plusieurs dès le début de CELESTE [17]. Il importait de comprendre leurs effets sur l’acquisition et l’analyse des données, effets tels que le changement de seuil, de taux de comptage, de forme des impulsions dans les données numérisées. La conclusion de ces études a été de limiter nos analyses aux données prises généralement à 1h30 ou 2h de décalage en angle horaire des sources par rapport à leur passage au méridien³.

³Le passage d’une source au méridien d’un lieu correspond à la hauteur maximale qu’elle atteint dans le ciel.

Chapitre 5

Electronique et acquisition

Nous présentions dans le chapitre précédent les différents éléments de l'optique de CELESTE, des héliostats aux photomultiplicateurs, où le signal lumineux est transformé en courant électrique. L'objet de ce chapitre est de présenter le système d'acquisition des données de CELESTE, système qui est composé d'une électronique sophistiquée dont nous allons décrire le fonctionnement (une description très détaillée a été faite dans [56]). Nous nous attacherons à décrire la configuration à 40 héliostats, du fait que les données analysées dans le cadre de cette thèse ont été prises dans cette configuration-là. Toutefois, le système d'acquisition de la phase à 53 héliostats ne présentait pas de changement fondamentaux, et le principe restait le même [50].

5.1 Principe général

Comme nous l'avons décrit au cours de la section 3.2, la détection d'un signal gamma de basse énergie implique un rapport signal sur fluctuations du bruit de fond S/\sqrt{B} suffisant. Or, autour de 30 GeV, le signal sur la photocathode n'était que de 3 photoélectrons par héliostat, alors que le bruit de fond du ciel était de l'ordre d'1 photoélectron/héliostat/nanoseconde. On se rend donc compte à quel point la brièveté du signal Tcherenkov a dû être exploitée afin de limiter l'intégration du bruit de fond de ciel tout en permettant au signal de «sortir» de cette ligne de bruit. De plus, il s'avérait fondamental d'effectuer une mise en temps correcte entre les différents canaux, afin de pouvoir identifier les impulsions électriques (la charge) d'un même événement dans les fenêtres FADC.

L'électronique de CELESTE, telle que nous la décrivons dans ce chapitre, était constituée pour l'essentiel des deux parties suivantes :

- les modules de déclenchement, destinés à mettre en temps les signaux de chaque voie et à décider de l'enregistrement de l'événement en fonction de certaines conditions de seuil et de coïncidence appliquée au moment de la prise de donnée ;
- le système d'acquisition, destiné à numériser, relire et enregistrer les événements ayant satisfait les conditions imposées par les modules de déclenchement.

À la sortie des photomultiplicateurs, le signal est amplifié, avant d'être acheminé par deux voies différentes au travers d'un diviseur, appelé «*splitter*». L'une des voies conduisait aux modules de déclenchement (section 5.2), l'autre au système d'acquisition numérique (section 5.3). La figure 5.1 représente l'architecture de l'électronique de CELESTE. La suite de ce chapitre en décrira les différents éléments.

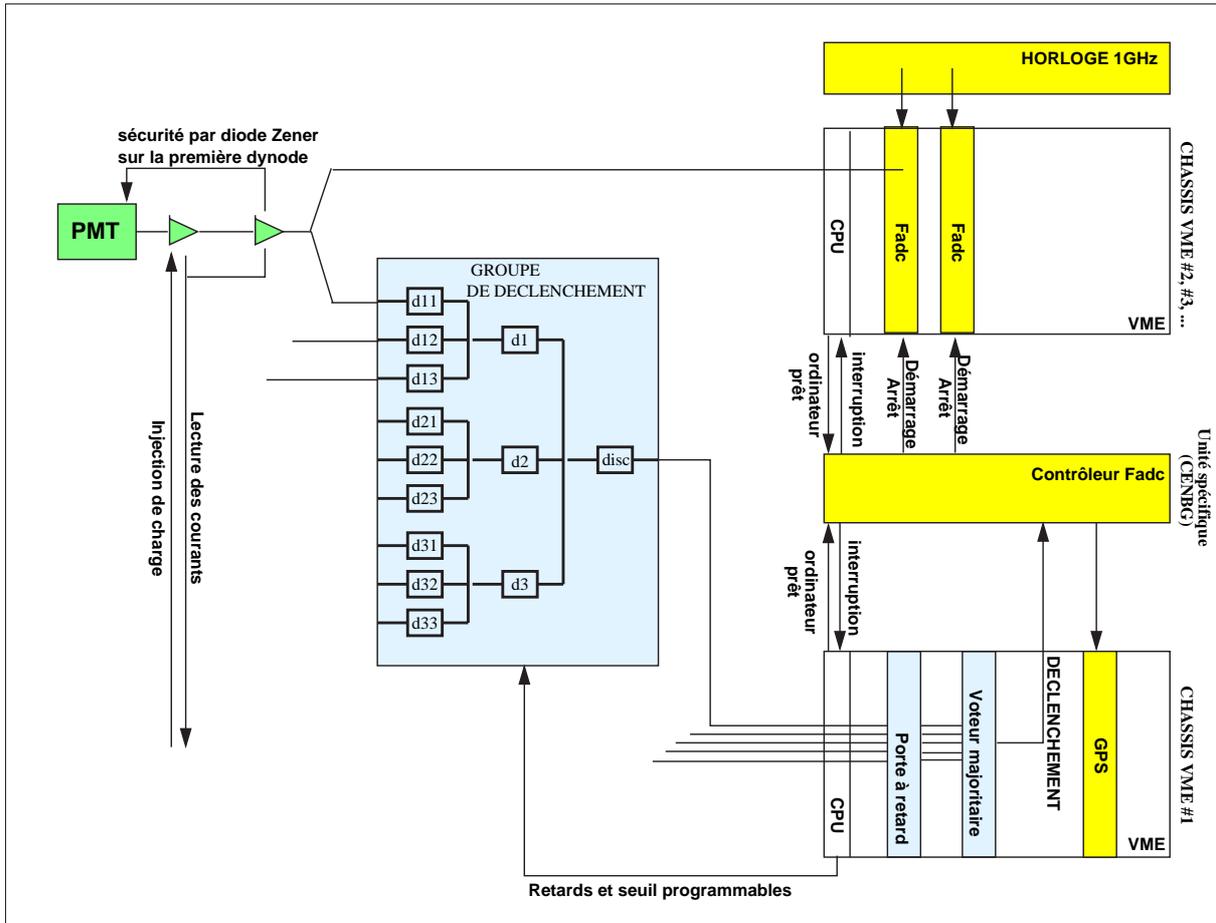


FIG. 5.1 – Schéma représentatif de l'électronique d'acquisition et de déclenchement de CELESTE. La description de ces différents éléments sera donnée progressivement au cours de ce chapitre. Figure issue de [56].

5.2 Système de déclenchement

La procédure d'acquisition des données qui semblerait la plus naturelle serait de faire la somme analogique des signaux des 40 détecteurs afin de retrouver la charge totale d'un événement. C'est en effet la meilleure méthode pour maximiser le rapport S/\sqrt{B} . Toutefois, le rejet des muons serait impossible par cette technique, aucune information sur l'étendue des taches sur un ou plusieurs héliostats n'étant disponible.

Le choix retenu pour CELESTE a été une logique de déclenchement hybride analogique/logique. Le principe était de regrouper les héliostats voisins en nombre suffisant afin de permettre une optimisation du rapport S/\sqrt{B} sur chaque groupe tout en rejetant les muons et les événements fortuits par un système de coïncidence qui demandait à ce qu'un nombre suffisant de groupes dépasse un certain seuil. En effet, nous avons déjà vu que le diamètre de la tache Tcherenkov au sol à l'altitude de Thémis était de 125 m, ce qui impliquait une détection des gamma en coïncidence sur plusieurs groupes tandis que la lumière Tcherenkov induite par un muon forme une tache de quelques dizaines de mètres. Les muons déclencheraient souvent à basse énergie un système de déclenchement construit sur une coïncidence de 1 groupe sur 5¹.

¹mais, compte tenu de la valeur de leur flux, il apparaît peu probable que plusieurs muons arrivent

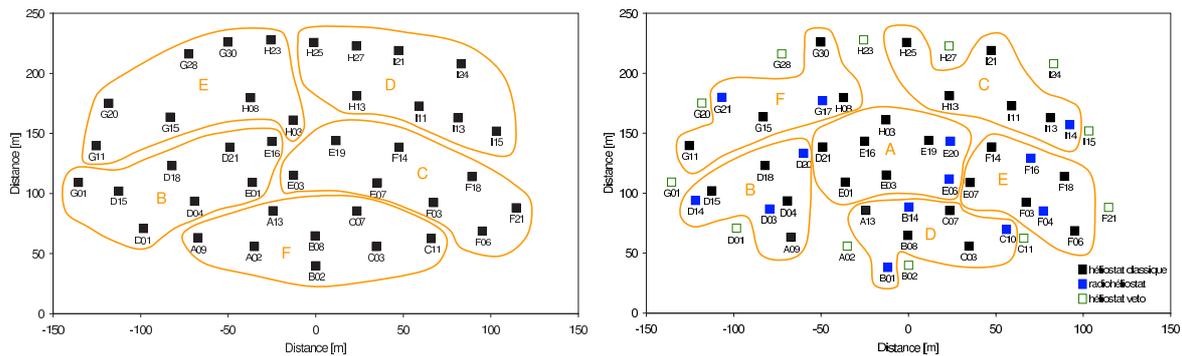


FIG. 5.2 – Répartition des héliostats en groupes sur le champ de Thémis. Au point (0,0) est située la tour, au Sud. À gauche : configuration à 40 héliostats (5 groupes de 8) ayant fonctionné entre 1999 et octobre 2001. À droite, pour information : configuration à 53 héliostats (6 groupes + héliostats vétos) ayant fonctionné entre octobre 2001 et juin 2004. Figures issues de [10].

Avoir un nombre suffisant de groupes tout en ayant un nombre suffisant d'héliostats par groupe a conduit la collaboration à former un système de déclenchement constitué de 5 groupes de 8 héliostats chacun (figure 5.2). C'est sur chacun de ces 5 groupes que la somme analogique des charges était réalisée. Une mise en temps très précise devait être effectuée, ce qui a été réalisé par un système de lignes à retards, fixes et programmables :

- les lignes à retard fixes. Il s'agissait de lignes à retard destinées à compenser, pour chaque héliostat, les différences de distance tour-héliostat. L'origine des temps était choisie à un point appelé *Pivot*, correspondant au centre du champ. Ces câbles étaient destinés à compenser les différences de temps d'arrivée du signal sur les photomultiplicateurs pour un pointé au zénith.
- les lignes à retard programmables. Celles-ci étaient utilisées pour tenir compte de la position de la source observée, et de son suivi au cours du temps, induisant des différences de temps d'arrivée du signal Tcherenkov sur les héliostats. Chaque ligne à retard était en fait constituée d'une série de 7 câbles (1, 2, 3, 4, 8, 16, 32 et 64 ns) dont chacun pouvait être connecté selon la valeur du retard calculé (figure 5.3). Afin que chacune des 40 voies reçoive une atténuation de même valeur, à chaque câble était associé un atténuateur permettant, si le câble n'était pas connecté, de simuler une atténuation correspondant à celle du câble.

Afin de limiter la quantité de câbles utilisés, la somme analogique des signaux recueillis par chaque groupe de 8 héliostats se faisait en deux étapes, par sous-groupes de deux ou trois héliostats, puis par la somme des trois sous-groupes. Ainsi une gamme de retard dynamique de 127 ns pouvait être appliquée lors de la première somme, au moyen d'une ligne à retard disposée pour chaque héliostat, puis une autre gamme de 127 ns au moyen des trois lignes à retard disposées pour la mise en temps des 3 sous-groupes. Ainsi, nous disposions d'une gamme dynamique de 254 ns^2 au niveau de cette étape de mise en temps des héliostats de chaque groupe. Compte tenu du mouvement diurne de rotation

en même temps sur le détecteur dans une fenêtre correspondant à la durée du flash Tcherenkov.

$${}^2 2 \times (1+2+4+8+16+32+64) \text{ ns}$$

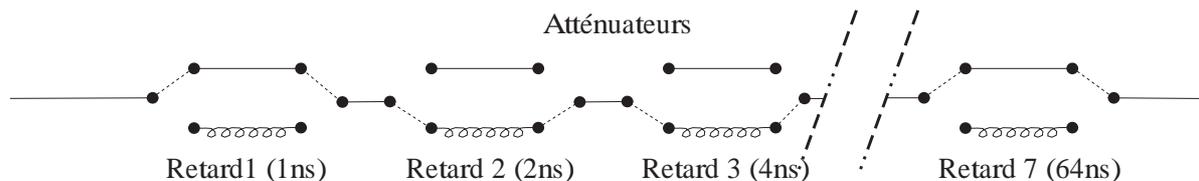


FIG. 5.3 – Schéma du principe de fonctionnement des lignes à retard programmables. En fonction du retard calculé, la connexion s’effectuera sur un câble ou sur son atténuateur correspondant. Figure issue de [56].

de la Terre et de la distance maximale entre héliostat, il était nécessaire de calculer la valeur des retards à appliquer au signal toutes les 30 s.

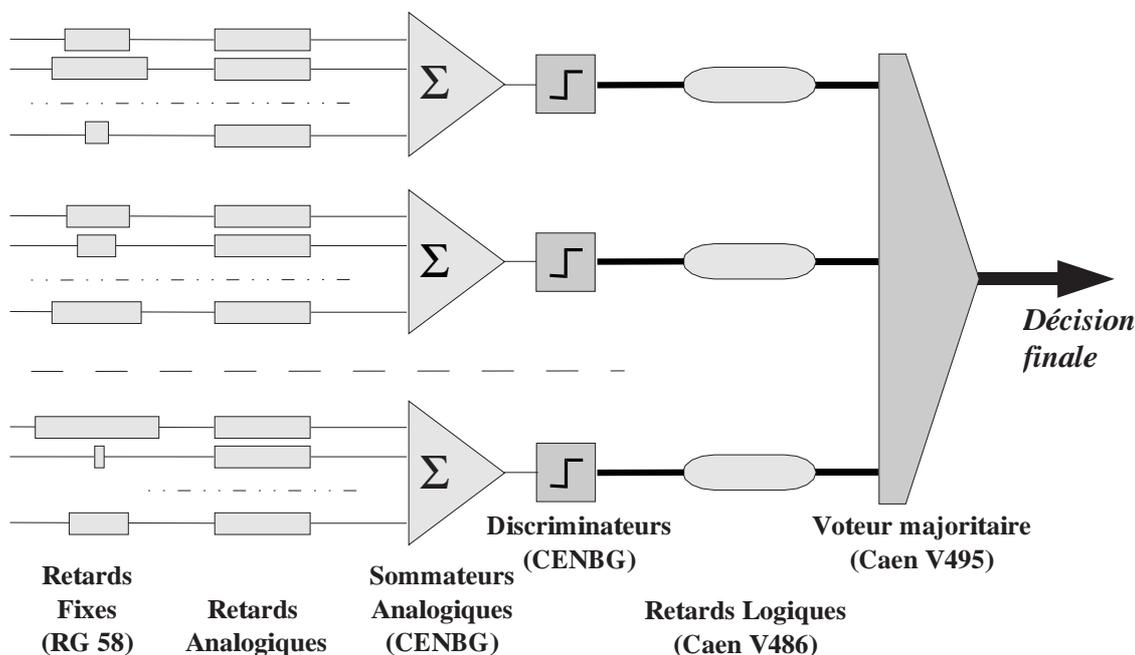


FIG. 5.4 – Schéma descriptif du fonctionnement des modules de déclenchement. Par souci de simplification, les sommes en sous-groupes ne sont pas représentées. Figure issue de [56].

Lorsque ces sommes des signaux de chaque groupe étaient réalisées, il s’agissait d’effectuer une nouvelle mise en temps au niveau du signal sommé de chacun des 5 groupes, afin de décider de l’enregistrement de l’événement si la condition dite de « déclenchement » était satisfaite. Cette condition était, rappelons-le, qu’un nombre suffisant de groupes dépasse un certain seuil, exprimé en photoélectrons / héliostat, ou en mV³. C’était donc une simple vérification de coïncidence, et c’est pourquoi celle-ci se faisait par une mise en temps de signaux logiques, après passage du signal de chaque groupe au travers d’un discriminateur. Cette mise en temps était effectuée par des retards programmables numériques CAEN V486 avec une gamme dynamique d’environ 500 ns. Enfin, un module

³1 photoélectron \simeq 10 mV

V495, appelé «voteur majoritaire», mettait en coïncidence les signaux logiques dans une fenêtre de 10 ns, et assurait le «vote pour ou contre» l'enregistrement de l'événement si les conditions de déclenchement étaient satisfaites. La figure 5.4 résume ces différentes étapes, du transit du signal au travers des câbles à retards fixes, à la décision de déclenchement.

Du fait des longueurs de câbles et des gammes dynamiques de réglage des retards, la zone d'observation de CELESTE sur le ciel était limitée par un angle zénithal de 30° .

5.3 Écriture sur les Flash ADC

L'objet de cette section est de décrire les cartes électroniques appelées «Flash ADC», ainsi que la manière dont elles assuraient la numérisation, la lecture, et enfin l'enregistrement des données.

Un *ADC*, pour «*Analog to digital converter*» (convertisseur analogique-digital) est un dispositif électronique permettant la conversion d'un signal analogique en signal numérique. La brièveté du signal Tcherenkov, de même que la nécessité de le faire «ressortir» du bruit de fond du ciel, nécessitait des cartes ADC rapides, capable d'échantillonner la forme de l'impulsion électrique sortant des photomultiplicateurs. La largeur typique du flash Tcherenkov étant de 2 à 5 ns (environ 10 ns à sa base), il était nécessaire d'échantillonner avec une fréquence de l'ordre du GigaHertz, ce qui demandait un matériel qui n'existait pas sur le marché au milieu des années 1990. C'est donc pour les besoins de CELESTE que la compagnie ETEP a développé les «flashes (car rapides) ADC ETEP 301» pilotés par une horloge à 940 MHz. Chaque module «Flash ADC» (FADC) consistait en une carte électronique à deux voies numérisant le signal de deux photomultiplicateurs indépendamment. La figure 5.5 montre un événement typique, tel qu'il est numérisé par les FADC, où dans chaque fenêtre est représentée l'amplitude de la charge reçue en fonction du temps.

Le signal provenant des photomultiplicateurs était numérisé en continu dans des tampons de mémoire de 2048 ns, répartis en 8 circuits de 125 MHz environ. Chacun de ces 8 codeurs se remplissait donc alternativement. Toutefois, ces tampons étant circulaires, chaque information se trouvait effacée toutes les $2 \mu\text{s}$ environ. Lorsqu'un déclenchement était identifié, le système de déclenchement envoyait un signal d'arrêt aux FADC afin que le codage s'arrête et que le signal soit retrouvé dans la mémoire circulaire pour être sauvegardé sur disque (figure 5.6). Tenant compte du temps de réaction du système et de la distance tour-héliostat, la distance théorique dans le FADC entre le signal qui a déclenché et le signal d'arrêt est calculée pour chaque voie. Elle est noté $dmem$. Les 100 ns précédant $dmen$ sont alors sauvegardées, avec le signal «candidat Tcherenkov» attendu au centre de cette fenêtre.

Toutefois, lorsqu'un signal d'arrêt est envoyé aux contrôleurs FADC, l'arrêt des différentes cartes ne se produit pas exactement sur le même coup d'horloge du fait d'un défaut de synchronisation entre les voies d'horloge de chaque FADC. Ainsi, un décalage systématique de ± 1 ns intervenait comme une incertitude dans les mises en temps des signaux des différentes voies. Pour lever cette incertitude, un signal électrique connu était injecté à la base de chaque photomultiplicateur exactement 300 ns après chaque signal physique. Ainsi, à chaque déclenchement, la relecture d'une page de 28 ns autour de ce

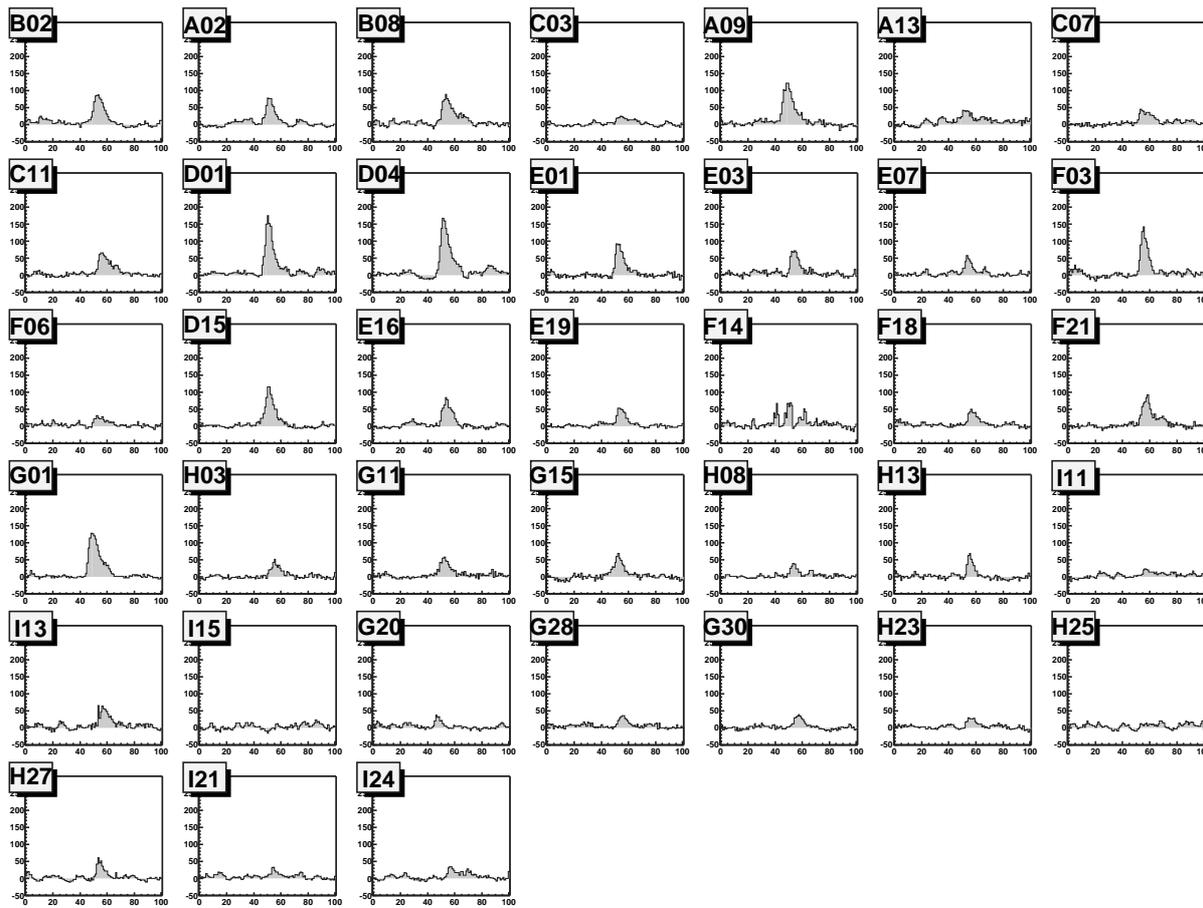


FIG. 5.5 – Exemple d'événement, tel qu'il peut être visualisé au moment de l'acquisition. 38 voies sur 40 sont actives. Les fenêtres ont une étendue horizontale de 100 coups d'horloges, soit 94 ns. Figure issue de [56].

nouveau signal, appelé «pic fiduciaire», dont la position était connue exactement, permettait de déduire la position exacte de l'impulsion physique numérisé par rapport au signal d'arrêt. De plus, l'ajout de ces pics fiduciaires, dont la forme était connue, a permis la vérification de la qualité des FADC afin de procéder aux éventuels remplacements des cartes présentant des défauts de codage [50].

5.4 Temps mort

La présence de temps mort dans les données de CELESTE est à prendre en considération dans l'analyse [48]. L'architecture électronique est telle que ce temps mort est inévitable. Le signal Tcherenkov est si fréquent que l'arrêt nécessaire des FADC pour lire et enregistrer les événements qui ont déclenché le détecteur entraînait la perte d'événements futurs.

La principale systématique induite par le temps mort s'il n'est pas correctement pris en compte est la présence ou l'absence artificielle d'événements lors de l'analyse *ON-OFF* (section 6.2). Ce temps mort est calculé comme l'inverse de l'efficacité d'acquisition, qui est le rapport du nombre d'événements enregistrés sur le nombre d'événements ayant

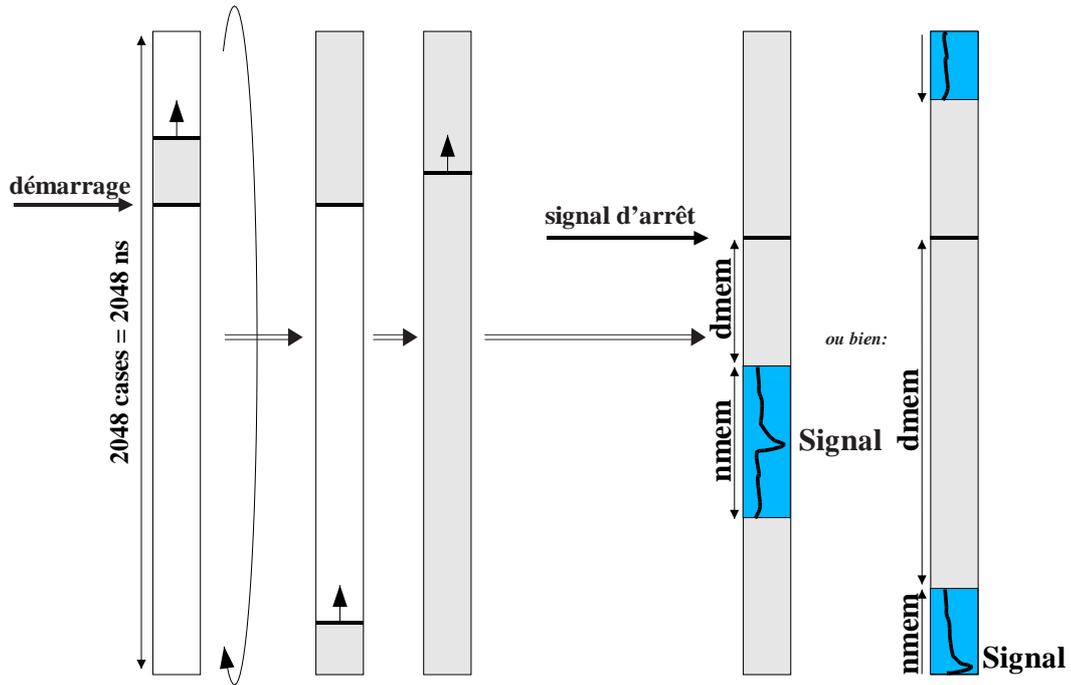


FIG. 5.6 – Schéma de principe du remplissage de la mémoire à 2048 octets d'un FADC au cours du temps et position du signal qui a déclenché par rapport au signal d'arrêt. La fenêtre de 100 ns contenant le signal est repérée en bleu. Figure issue de [56].

déclenché le détecteur. Cette efficacité d'acquisition est typiquement comprise entre 0,75 et 0,85 [15].

Chapitre 6

Observer le ciel avec CELESTE

Nous avons présenté CELESTE, télescope observant le ciel dans le domaine des rayons gamma. Bien que sa conception diffère de celle des télescopes de l'astronomie des autres rayonnements, il était sensible à un intervalle de longueur d'onde spécifique : celle du rayonnement Tcherenkov. De ce fait, il devait, comme les télescopes ordinaires opérant dans le visible, effectuer ses prises de données uniquement les nuits sans Lune et sans couverture nuageuse. Nous avons vu, en effet, que l'éclairement du fond du ciel des étoiles ou des lumières terrestres constituait un bruit de fond dont on cherche à limiter les effets.

L'objet de ce chapitre est de présenter brièvement les sources observées par CELESTE, ainsi que les aspects purement astronomiques du fonctionnement du détecteur au cours des nuits de prises de données.

6.1 Sources

CELESTE a été la première expérience au sol à mesurer le spectre de la nébuleuse du Crabe avec un seuil inférieur à 100 GeV [55]. Les blazars Markarian 421 et 501 ont également été détectés et une limite supérieure a été mise sur le flux du blazar 1ES1426 [68]. Une autre limite supérieure a également été mise sur le flux de gamma en provenance de la galaxie d'Andromède, dans une perspective de recherche d'un halo de matière noire supersymétrique entourant cette galaxie [45]. Ces gamma-là seraient le produit d'annihilation de particules exotiques appelés neutralinos. Deux articles sont également en projet sur la reconstruction spectrale des flux de la nébuleuse du Crabe et de Markarian 421. Plusieurs autres sources ont été observées, mais la quantité insuffisante de données n'a pu donner lieu à la mise en évidence de signal [48, 27, 67].

6.2 Prises de données *ON / OFF*

La seule méthode d'extraction du signal gamma qui ait pu être réalisée pour un échantillonneur Tcherenkov du type de CELESTE est la méthode *ON-OFF*. Nous avons mentionné brièvement cette technique dans le chapitre 3. Il s'agissait de faire, dans un intervalle de temps restreint, une prise de données sur la source, suivie (ou précédée) par une prise de données hors de la source, dans une région où aucune émission gamma n'est attendue. Afin de n'introduire aucune systématique sur l'efficacité de collection due au pointé, le suivi dans le ciel devait être rigoureusement le même (en hauteur et azimut),

et la transparence de l'atmosphère ne devait pas varier. Pour cela, la deuxième prise de données devait être décalée en ascension droite de la même valeur en minutes que la durée séparant le début de chacune de ces prises de données. Prenons l'exemple suivant : on veut observer la nébuleuse du Crabe une certaine nuit à 0h, sachant que cette source passera au méridien à 1h du matin. Afin de faire des observations dans les meilleures conditions possibles, soit dans ce cas lorsque les observations sont effectuées au plus près du passage au méridien des sources, l'acquisition OFF sera réalisée avant le ON. La durée standard de prise de données étant de 18 minutes, à la fin de cette acquisition, nous prenons 2 minutes pour pointer les héliostats en direction de la nébuleuse du Crabe, décalée de 20 minutes en ascension droite, ce qui signifie que la prise de données ON commencera à 0h20, la source se trouvant à ce moment-là exactement à la hauteur et l'azimut où avait commencé la précédente acquisition 20 minutes avant. Selon que la prise de données soit un ON suivi d'un OFF ou un OFF suivi d'un ON en fonction de la position du ON avant ou après son passage au méridien, il sera utilisé un OFF «Crabe-20 (min)» ou un OFF «Crabe+20» (min). L'ensemble de deux acquisitions successives ON et OFF utilisées pour extraire le signal est appelée une «paire».

La figure 6.1 montre, pour une source donnée, les évolutions en hauteur et en azimut en fonction du temps, du ON et des deux OFF «Crabe-20» et «Crabe+20».

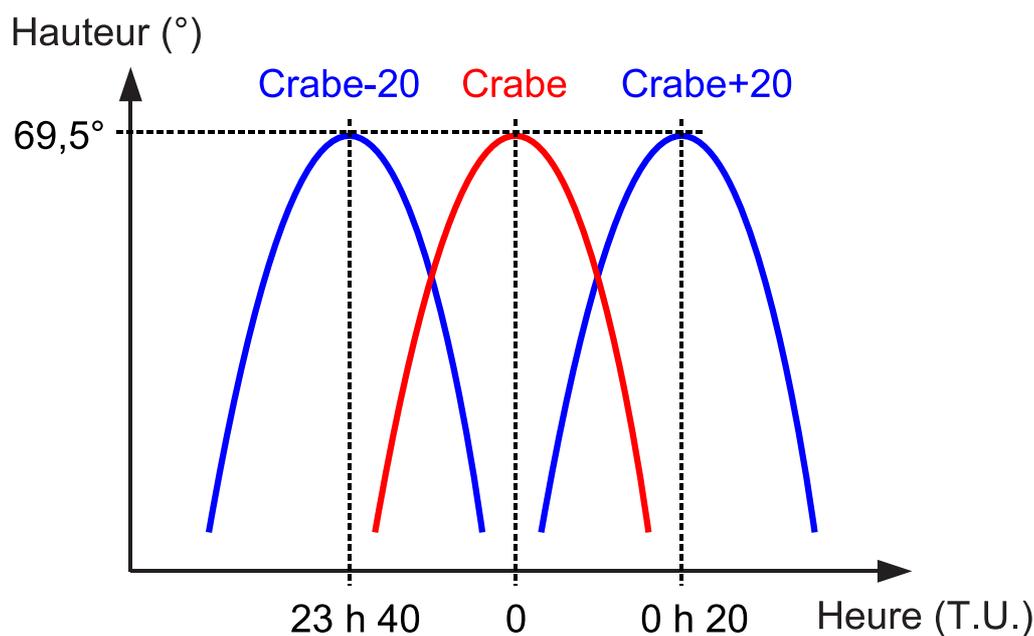


FIG. 6.1 – Illustration du principe de la prise de données ON / OFF, à partir de l'exemple de la nébuleuse du Crabe.

Avant que le standard de durée des acquisitions ne soit de 18 minutes, celles-ci duraient souvent 30 minutes lors des premières périodes de fonctionnement de CELESTE. Les OFF étaient alors souvent des «Source-35» et «Source+35». Cependant, afin de minimiser les variations atmosphériques qui peuvent intervenir sur de courtes échelles de temps, on a préféré réduire la durée de chaque membre de la paire. Le point délicat de cette méthode est l'impossibilité de faire une prise de données simultanées ON et OFF, comme le faisait

CAT, dans ses dernières années de fonctionnement, grâce à un champ de vue nettement plus large, qui permettait donc d'intégrer la région de formation des gerbes de la source en même temps qu'une région hors source sur la caméra. Seulement, pour CELESTE, le bruit irréductible restait la différence de luminosité du fond du ciel due au champ d'étoiles différent selon la région observée. Nous décrirons dans la section 7.1 la méthode logicielle utilisée afin d'égaliser le bruit entre les deux membres de la paire.

6.3 Pointé des héliostats

Le pointé convergent de tous les héliostats à 11 km d'altitude au-dessus de Thémis a été la configuration initialement choisie. Cette altitude correspond au maximum théorique de développement de la gerbe pour une énergie initiale de l'ordre de 100 GeV, et ce type de pointé était donc la configuration permettant de maximiser la surface effective de détection, ainsi que le seuil de déclenchement le plus bas en énergie. Toutefois, l'analyse de simulations [56] a montré que ce type de pointé n'était pas celui qui permettait le meilleur rejet hadronique. En effet, comme le montre la figure 6.2, le champ de vue de la configuration en simple pointé à 11 km (notée SP 11km, ou simplement SP) correspond à celle qui a le plus faible champ de vue, et ne permet l'observation que de la partie basse de la gerbe, n'illuminant qu'une partie des 40 héliostats. Une configuration en simple pointé convergeant à 17 km a également été testée, augmentant le champ de vue et la surface effective de détection de CELESTE tout en augmentant le seuil de détection en énergie. Enfin, une optimisation de ces différents paramètres a été proposée et a constitué les pointés des dernières prises de données à 40 héliostats par la stratégie du «double pointé 11/25 km» (noté DP 11/25 km ou simplement DP). Il s'agissait de pointer la moitié des héliostats à 11 km et l'autre moitié à 25 km. Ceci devait permettre un meilleur rejet hadronique par cette possibilité de contrôler l'extension en altitude des gerbes, tout en n'augmentant pas le seuil en énergie d'un facteur important.

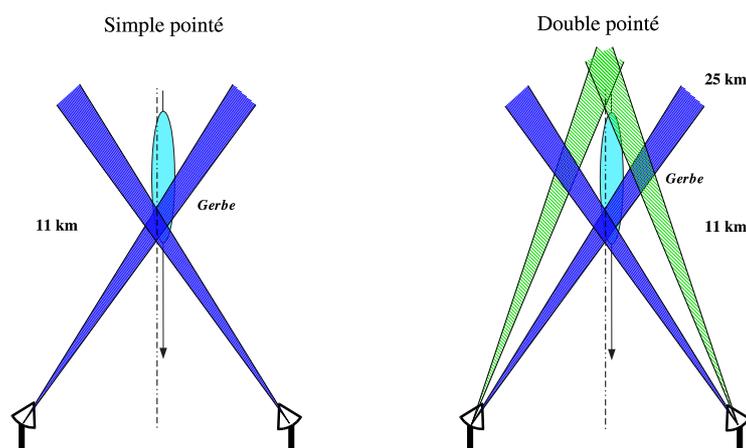


FIG. 6.2 – Schémas représentatifs des deux principales stratégies de pointés de la phase à 40 héliostats : simple pointé à 11 km et double pointé à 11/25 km. Sur chaque schéma figurent deux héliostats à deux extrémités du champ. Figures issues de [50].

6.4 Acquisition

Outre les éléments d'optique dont nous avons présenté l'emplacement, les différents éléments de l'électronique de CELESTE, à l'exception des pré-amplificateurs, se trouvent dans la salle d'acquisition, appelée parfois la «cabane», du fait de sa petite taille. Celle-ci a été construite pour CELESTE, à un étage juste en-dessous de l'optique secondaire.

Nous présentons dans cette section l'architecture de l'informatique, en lien avec les différents éléments de l'expérience, puis le système de déclenchement lors des prises de données.

6.4.1 Architecture informatique et électronique

Nous avons eu un aperçu, dans les chapitres précédents, des différents éléments intervenant dans les prises de données de CELESTE. La complexité de l'installation demandait un contrôle informatique réalisé par plusieurs ordinateurs, en dialogue les uns avec les autres. En fait, l'architecture informatique, dont les différents éléments se trouvaient dans la salle d'acquisition, était constituée ainsi :

- la station de contrôle Hewlett-Packard, à partir de laquelle les différentes informations concernant la prise de données étaient envoyées aux autres ordinateurs ;
- le PC «courants», qui affichait et enregistrait toutes les 10 s la valeur moyenne des courants issus des photomultiplicateurs, ainsi que les valeurs des hautes tensions (HT) appliquées à chaque voie ;
- le PC «hélios», ordinateur assurant le contrôle des 40 héliostats reliés à la tour par câbles ;
- le PC «radio», ordinateur assurant le contrôle des 13 héliostats commandés par ondes radio et rajoutés en 2001 ;
- le PC «météo», affichant et enregistrant diverses informations en provenance de la station météo située au niveau des héliostats : direction et vitesse du vent, température, pression, humidité, point de rosé ;
- le PC «*event display*», permettant de visualiser au cours de chaque acquisition les impulsions Tcherenkov de chaque voie, les pics fiduciaires, les taux de comptage *hard* et *soft*, (respectivement les taux bruts de déclenchement et les taux d'événements enregistrés) ainsi que divers histogrammes de contrôle concernant les gains et la qualité des pics [50].
- les «LYNX», contrôleurs Motorola, châssis pilotant les différents éléments de l'acquisition et communiquant aussi avec une horloge GPS assurant une datation précise des événements.

6.4.2 Réglage du seuil de déclenchement

Une étape nécessaire avant l'acquisition des données était de déterminer les conditions optimales de seuil et de majorité d'acquisition, liées à la transparence de l'atmosphère du moment et à l'éclairement du champ d'étoiles des régions observées. Dans les conditions normales de fonctionnement, on demandait qu'une majorité de 3 groupes sur 5 dépasse un spectre de seuils en photoélectrons par héliostat, afin de déterminer le seuil à partir duquel le signal Tcherenkov ressort du bruit de fond du ciel. C'était l'objectif des acquisitions

«trigrates»¹, réalisés à chaque pointé sur une nouvelle source, sur la région la plus bruyée des deux champs d'étoiles ON ou OFF, afin de déterminer la position de la «cassure» entre le bruit et le signal. Sur la figure 6.3, nous voyons qu'à partir de 4 photoélectrons par héliostat, où le taux de comptage est de 20 Hz environ, la droite logarithmique caractéristique de l'émission Tcherenkov apparaît nettement. La courbe en cloche correspond au régime où le bruit domine le déclenchement. Les taux de déclenchements individuels des 5 groupes d'héliostats présentés en encadré de la figure confirment la nécessité d'une coïncidence entre les groupes afin de «voir» la lumière Tcherenkov avec un seuil assez bas.

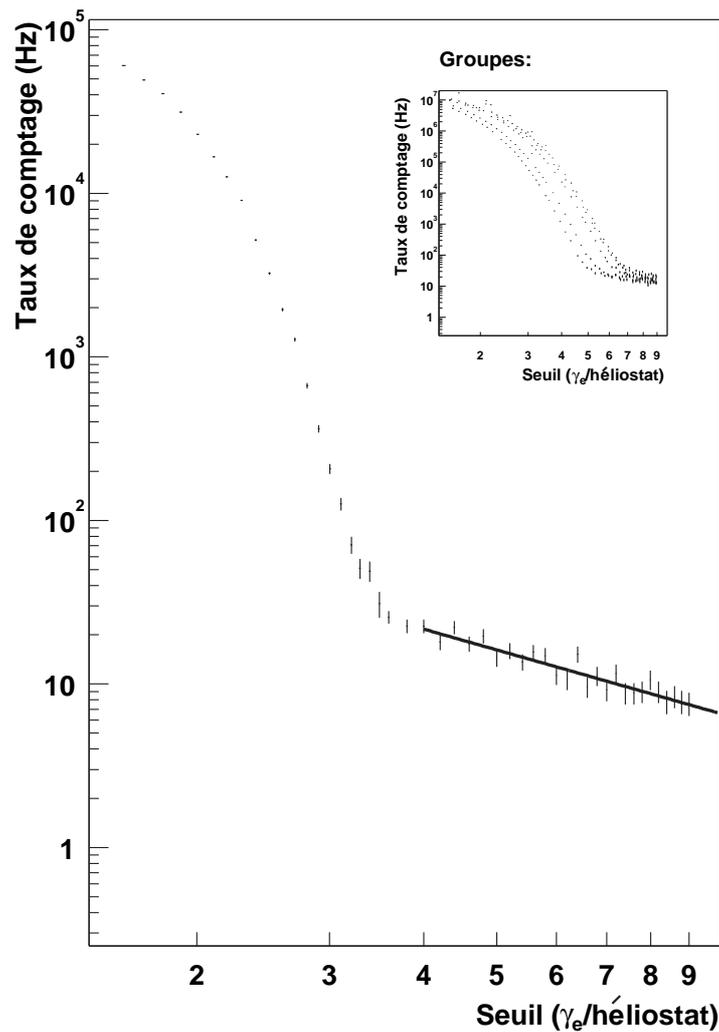


FIG. 6.3 – Taux de comptage en fonction du seuil d'acquisition, en photoélectrons par héliostat. Le signal Tcherenkov ressort nettement à partir d'un seuil de 4 photoélectrons/héliostat. En encadré sont représentés les taux de comptage des 5 groupes. Figure issue de [56].

¹contraction de *trigger rate* (= taux de déclenchement)

6.5 Le LIDAR

Comme nous l'avons présenté dans la section 6.2, comprendre l'effet des conditions atmosphériques sur la prise de données est important dans une expérience telle que CELESTE. Afin d'étudier l'état de l'atmosphère et la variation de sa transparence au cours des prises de données, un LIDAR a été utilisé entre décembre 2001 et juin 2004 sur le site de Thémis [19].

Le LIDAR (*Light Detection And Ranging*) de CELESTE est un dispositif constitué d'un laser monté en parallèle à un télescope de 600 mm afin de détecter la lumière du laser rétrodiffusée par les molécules et poussières de l'atmosphère. Au foyer du télescope se trouvait un *splitter* permettant à deux photomultiplicateurs d'être sensibles au vert et à l'ultraviolet respectivement. La composante verte de la lumière était diffusée par les aérosols, tandis que la composante ultraviolette était diffusée par des particules plus petites. Cet instrument a permis d'établir le profil moyen d'atmosphère de Thémis, ainsi que les variations à ce profil [21]. Les données LIDAR étaient prises entre les acquisitions de CELESTE, profitant du moment où celui-ci manœuvrait pour repointer ses héliostats.

Le laser du LIDAR pouvait atteindre les 11 km d'altitude indispensables pour savoir si des nuages étaient présents au niveau du maximum de développement de la gerbe.

Ainsi, il a été possible de remplacer les courbes d'extinction standard des simulateurs de gerbes atmosphériques par une table d'extinction calculée pour l'atmosphère de Thémis (partie III, section 8.3.1, p. 97).

Ce travail avec le LIDAR a été complémentaire des études photométriques faites sur le site avec un télescope de 200 mm par Benoît Lott [69].

Aujourd'hui, ce LIDAR est installé en Namibie, sur le site de HESS, fonctionnant avec un autre LIDAR, qui opère seulement en infrarouge.



FIG. 6.4 – Le LIDAR en train de fonctionner sur le site de Thémis.

Chapitre 7

Traitement des données et analyse

Nous avons décrit précédemment la procédure d'acquisition des données, de l'arrivée des photons Tcherenkov sur les héliostats à la numérisation des impulsions électriques, dites «pics Tcherenkov», par les flashes ADC. L'objet de ce chapitre est de décrire les procédures de traitement des données et d'analyse conduisant à l'identification du signal gamma. Ces différentes étapes se succèdent ainsi :

- *padding* et déclenchement logiciel ;
- recherche de pics ;
- reconstruction du front d'onde ;
- analyse.

La procédure d'analyse décrite dans ce chapitre, et qui sera utilisée par la suite dans ce travail de thèse, est celle qui a été développée par Mathieu de Naurois [56]. Une nouvelle analyse, développée pour les données à 53 héliostats par Philippe Bruel [18], puis adaptée aux données à 40 héliostats, a été utilisée [50, 46, 10]. Pour des raisons historiques et du choix de notre analyse multivariées (partie III et IV), nous avons seulement utilisé la première analyse dans le cadre de cette thèse.

7.1 *Padding* et déclenchement logiciel

Comme nous l'avons vu, l'extraction du signal gamma ne peut être réalisée que par la méthode d'observation *ON-OFF*, ce qui implique la formation de paires à partir d'observations réalisées sur des fonds d'étoiles différents, et décalées dans le temps, dans des conditions atmosphériques plus ou moins différentes. La différence de fonds d'étoiles, sur ce champ de vue de 10 mrad, se traduit par un éclaircissement différent des photomultiplicateurs, effet visible sur les courants. La différence de transparence de l'atmosphère sera responsable d'une plus ou moins grande absorption du rayonnement Tcherenkov, et aura des effets à la fois sur les courants des photomultiplicateurs et sur le taux de comptage des événements. La validation d'une paire comme «bonne» devra répondre à certains critères demandant que les deux membres aient entre eux des valeurs comparables des courants et des taux de comptage. Ceux-ci sont en effet les éléments de base permettant la sélection des données. Nous décrirons la procédure de sélection en détail dans la partie IV.

L'étape fondamentale de reconnaissance du signal gamma dans les données FADC est la reconstruction du front d'onde Tcherenkov à partir des pics des fenêtres temporelles. Il s'agira donc d'identifier dans chaque fenêtre le pic qui sortira le mieux de la ligne de base et qui sera situé proche du centre. Il est nécessaire d'égaliser, voie par voie, le niveau de bruit

de chaque acquisition, opération réalisée par une procédure de rembourrage («padding» en anglais), où l'on ajoute à chaque voie d'une acquisition le bruit de cette même voie de l'autre acquisition quand cette dernière est plus bruitée [66]. Pour cela, on se base sur les impulsions des 25 premières nanosecondes dans les fenêtres FADC, c'est-à-dire avant l'arrivée du signal Tcherenkov, pour chaque voie, pour le ON comme pour le OFF. Ces distributions dont la moyenne donne le piedestal, caractérisent le bruit de chaque voie d'une acquisition. À partir de ces distributions, le bruit à rajouter aux voies les moins bruitées est calculé, puis ajouté de manière aléatoire, sous forme d'impulsions à un photoélectron.

Par ailleurs, l'acquisition la plus bruitée présente systématiquement un excès d'événements de basse charge au-dessus du seuil de déclenchement par un bruit plus élevé. Un «déclenchement logiciel» sera donc appliqué avant extraction du signal, imposant des conditions de seuil et de majorité plus strictes, afin de se situer au-dessus de ce régime de bruit et de gommer cet excès d'événements.

Cette méthode a l'inconvénient d'augmenter légèrement le seuil en énergie d'analyse.

7.2 Recherche de pics

La procédure de recherche de pics est l'étape clef visant à identifier le signal Tcherenkov dans les données. Elle est également l'étape demandant le plus grand temps de calcul. Elle consiste à reconnaître, à l'intérieur des fenêtres d'échantillonnage du signal, les pics ayant les caractéristiques d'un signal Tcherenkov, sortant du bruit ¹. Pour cela, un ajustement des pics est réalisé dans chaque fenêtre et pour chaque événement. Cet ajustement est réalisé en deux étapes : une première étape consiste à faire un ajustement préliminaire du pic afin d'estimer rapidement sa forme, sa largeur et sa hauteur, puis un ajustement plus fin est réalisé par une fonction de même forme que celle du signal du photoélectron unique. Le choix de conserver cette même fonction pour ajuster un pic qui est la superposition de plusieurs photoélectrons vient du fait que la largeur du signal Tcherenkov (de 2 à 5 ns) reste inférieure à celle de l'impulsion à un photoélectron.

La figure 7.1 présente un exemple de l'ajustement détaillé de six voies. Dans chaque fenêtre, le pic le plus significatif est ajusté par la fonction «gaussienne + exponentielle» $f(t)$, caractérisant la forme de l'impulsion du signal du photoélectron unique utilisé dans ce type d'analyse (partie III) :

$$f(t) = \begin{cases} \exp\left(-4 \times \log(2) \times \frac{((t - t_0) - t_{mon})^2}{t_{mon}^2}\right) & \text{pour } t \leq t_0 \\ \exp\left(-\log(2) \times \frac{(t - t_0) - t_{mon}}{t_{mid} - \frac{t_{mon}}{2}}\right) & \text{pour } t \geq t_0 \end{cases} \quad (7.1)$$

t_0 correspond au maximum d'intensité du pic, situé proche du centre de la fenêtre d'échantillonnage. Cette procédure d'identification des pics permet de s'affranchir de la fluctuation de la ligne de base dues au bruit au voisinage du pic. On remarque, pour les voies H03 et I11 que certains pics ont une amplitude dépassant la taille de la fenêtre. On

¹dans cette étape-là, on ne se préoccupe pas de dissocier le signal Tcherenkov provenant d'une gerbe électromagnétique de celui provenant d'une gerbe hadronique

dit qu'ils sont «saturés». La procédure d'ajustement de ces pics surestime leur amplitude réelle. La simulation a des difficultés à les reproduire.

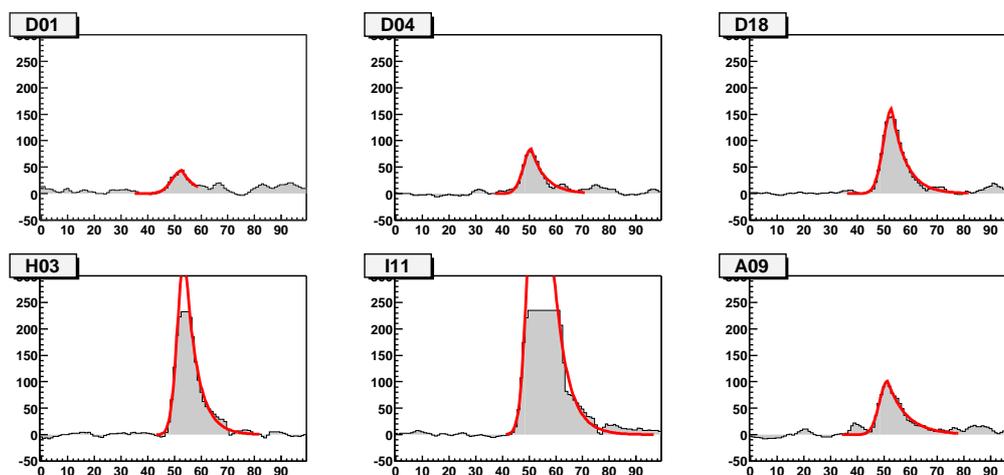


FIG. 7.1 – Exemple de recherche de pics par ajustement avec la fonction «gaus + expo» pour des signaux de différentes amplitudes. Figure issue de [56].

Les paramètres de la fonction (hauteur, largeur à droite et largeur à gauche) ainsi que les paramètres caractérisant la qualité de l'ajustement, sont alors sauvegardés.

7.3 Reconstruction du front d'onde

Cette nouvelle étape consiste à utiliser les informations temporelles des données afin de déterminer la direction d'arrivée de la gerbe à partir de la reconstitution de la forme du front d'onde Tcherenkov. Nous avons précédemment vu que le front d'onde Tcherenkov est pratiquement sphérique aux énergies de CELESTE (p. 55). Afin de reconstruire cette direction, nous avons donc besoin de connaître deux points : un point sur l'axe longitudinal de la gerbe, et le paramètre d'impact au sol (figure 7.2).

Le paramètre d'impact est le centre de la tache de lumière Tcherenkov au sol, défini par le barycentre de lumière recueillie par les différents héliostats, après correction des efficacités de collection de ceux-ci. Le point recherché sur l'axe de la gerbe est le centre de courbure du front d'onde Tcherenkov, et déterminé par un ajustement parabolique de ce dernier.

Les pics utilisés dans la reconstruction du maximum de gerbe doivent obéir à certains critères, de manière à écarter les impulsions venant du bruit de fond du ciel. Les trois critères suivants ont été appliqués :

- largeur à droite comprise entre 0,2 et 5 ns et largeur à gauche comprise entre 0,2 et 9 ns ;
- hauteur d'au moins 25 dc^2 (environ 8 photoélectrons)
- position du maximum comprise entre 20 ns à droite et 30 ns à gauche de la position du centre de la fenêtre d'échantillonnage pour chaque voie.

²*digital count (dc)* est l'équivalent anglais de «pas codeur». Il s'agit ici du codage numérique de la charge des photoélectrons, avec l'équivalence $1 \text{ photoélectron} \simeq 3 \text{ dc}$

Toutefois, la distribution moyenne des écarts entre la position mesurée et la position théorique ne se trouvant pas égale à zéro, ces écarts, appelés *résidus* et calculés pour chaque voie, sont optimisés par un algorithme itératif en ajoutant aux retards fixes des corrections inférieures à la nanoseconde [56].

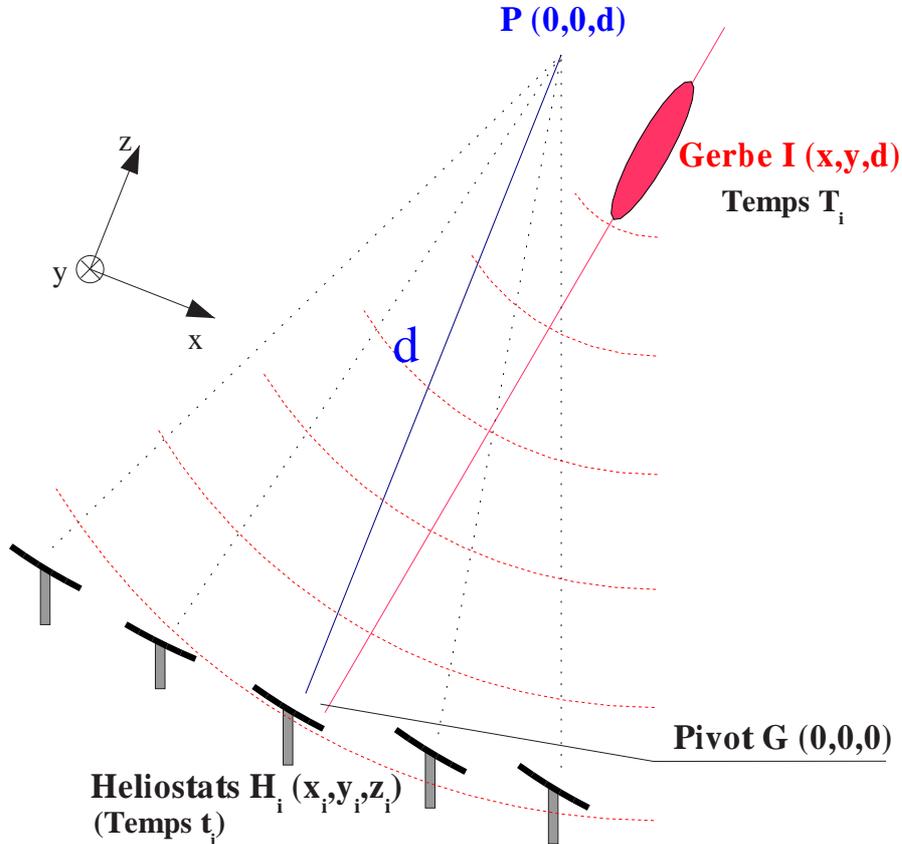


FIG. 7.2 – Schéma présentant le principe de la reconstruction du maximum de gerbe de manière analytique à partir des mesures des temps d'arrivée du signal sur les héliostats. Figure issue de [56].

7.4 Mise en évidence statistique du signal gamma

La détection d'un signal sera définie par la probabilité de n'être pas compatible avec zéro, sous forme d'un nombre d'écarts standard (N_σ). Dans un cas simple, lorsque l'on ne considère que les incertitudes sur les nombres d'événements N_{ON} et N_{OFF} qui ont déclenché le détecteur, on écrira :

$$N_\sigma = \frac{N_{ON} - N_{OFF}}{\sqrt{N_{ON} + N_{OFF}}}$$

Seulement, la présence d'un temps mort au cours de la prise de données doit être considérée. Nous avons vu que ce temps mort était calculé comme l'inverse de l'efficacité d'acquisition. La valeur moyenne de cette efficacité est relevée pour chaque acquisition, en même temps que l'erreur sur cette efficacité. Ainsi, en plus des erreurs poissoniennes

sur les nombres d'événements enregistrés, le calcul de la signification statistique devra prendre en compte les valeurs des efficacités ϵ de chaque membre de la paire, ainsi que les valeurs de leurs erreurs respectives $\delta\epsilon$.

Le nombre d'événements \mathcal{N} après correction du temps mort sera donc, pour une acquisition [15] :

$$\mathcal{N} = N/\epsilon$$

L'erreur sur ce nombre sera alors :

$$\left(\frac{\delta\mathcal{N}}{\mathcal{N}}\right)^2 = \frac{1}{N} + \left(\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2$$

soit :

$$(\delta\mathcal{N})^2 = \frac{N}{\epsilon^2} \left(1 + N \left(\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2\right)$$

Pour un ensemble de n paires d'une prise de données, le calcul de la signification statistique, exprimée comme le nombre d'événements résultant du ON-OFF divisé par les fluctuations sur les nombres d'événements, s'écrira :

$$N_\sigma = \frac{\sum_{i=1}^n \mathcal{N}_{ON}^{(i)} - \sum_{i=1}^n \mathcal{N}_{OFF}^{(i)}}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (\delta\mathcal{N}_{ON}^{(i)})^2 + \sum_{i=1}^n (\delta\mathcal{N}_{OFF}^{(i)})^2}}$$

Ainsi :

$$N_\sigma = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{N_{ON}^{(i)}}{\epsilon_{ON}^{(i)}} - \sum_{i=1}^n \frac{N_{OFF}^{(i)}}{\epsilon_{OFF}^{(i)}}}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{N_{ON}^{(i)}}{\epsilon_{ON}^{(i)2}} \left(1 + N_{ON}^{(i)} \left(\frac{\delta\epsilon_{ON}^{(i)}}{\epsilon_{ON}^{(i)}}\right)^2\right) + \sum_{i=1}^n \frac{N_{OFF}^{(i)}}{\epsilon_{OFF}^{(i)2}} \left(1 + N_{OFF}^{(i)} \left(\frac{\delta\epsilon_{OFF}^{(i)}}{\epsilon_{OFF}^{(i)}}\right)^2\right)}} \quad (7.2)$$

Nous avons évoqué la nécessité d'atteindre une valeur de 5σ pour conclure à la détection d'un signal dans une expérience comme CELESTE où les systématiques sont importantes. Toutefois, la valeur $N_\sigma = 3$ permet une base de discussion intéressante, et peut être acceptée comme résultat préliminaire, sous certaines conditions.

7.5 Variables discriminantes d'analyse

Rappelons que les gerbes atmosphériques produites par les gamma et les électrons ont des caractéristiques différentes de celles produites par les hadrons. Plusieurs variables ont été construites à partir des propriétés géométriques et temporelles du front d'onde

de lumière Tcherenkov, afin de discriminer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques. Dans le cadre d'une analyse dite «standard», on effectue des coupures sur une ou plusieurs variables afin de rejeter le maximum de hadrons tout en conservant le maximum de gamma, ce qui permet aussi de maximiser la signification statistique N_σ . Nous décrivons maintenant les quatre variables discriminantes que nous utiliserons par la suite dans nos analyses :

- σ_{grp} : cette variable mesure l'homogénéité de la tache de lumière au sol à partir de la reconstruction des amplitudes du signal reçu pour chaque groupe d'héliostats. C'est l'écart-type normalisé des amplitudes des signaux sommés sur chacun des 5 groupes de déclenchement :

$$\sigma_{grp} = \frac{\sqrt{\langle A_{grp}^2 \rangle - \langle A_{grp} \rangle^2}}{\langle A_{grp} \rangle} \quad (7.3)$$

où les A_{grp} sont les amplitudes totales de chacun des 5 groupes. Ainsi, une petite valeur de σ_{grp} nous donnera comme indication que la tache Tcherenkov au sol est issue d'un front d'onde homogène, ce qui ira en faveur du candidat photon γ comme particule primaire.

- θ^2 : c'est le carré de l'angle (en degré) entre l'axe de la gerbe (voir 7.3) et la direction de la source vers laquelle sont pointés les héliostats. Les distributions de θ^2 des événements gamma en provenance de la direction de pointé sont plus «piquées» à zéro en comparaison de celles des événements hadroniques, à cause de la distribution isotrope des rayons cosmiques sur le ciel et des irrégularités du développement de leurs gerbes atmosphériques.
- T_{Width} : il s'agit de la somme pondérée des largeurs à mi-hauteur des pics Tcherenkov échantillonnés dans chaque voie :

$$T_{Width} = \frac{\sum_{i=canaux} (\sigma_l^i + \sigma_r^i) \times w_i}{\sum_{i=canaux} w_i} \quad (7.4)$$

avec $w_i = \sqrt{A_i}$, où A_i sont les amplitudes (ce qui signifie que chaque w_i est proportionnel à la racine carrée du nombre de photoélectrons associé à l'héliostat i) ; σ_l^i et σ_r^i sont les largeurs, à gauche et à droite respectivement, des deux fonctions utilisées pour l'ajustement des pics. Cette variable représente donc un temps (en nanoseconde) ; elle estime l'épaisseur du front d'onde. Les pics Tcherenkov dus aux gerbes hadroniques étant plus larges que ceux dus aux gerbes électromagnétiques, cette variable possède un certain pouvoir discriminant (le front d'onde hadronique est plus large que le front d'onde électromagnétique).

- σ_t : cette variable représente une dispersion en temps :

$$\sigma_t = \sqrt{\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2} \quad (7.5)$$

où $\langle T \rangle = \frac{1}{N_{canaux}} \times \sum_{i=canaux} t_i$ est la moyenne des temps d'arrivée (ramené à un point fixe) des signaux t_i sur chaque canal. Comme les fronts d'onde des gerbes électromagnétiques sont plus lisses que ceux des gerbes hadroniques, il apparaît intéressant d'utiliser σ_t comme variable discriminante : une grande valeur de celle-ci résulte de grandes inhomogénéités temporelles du front d'onde.

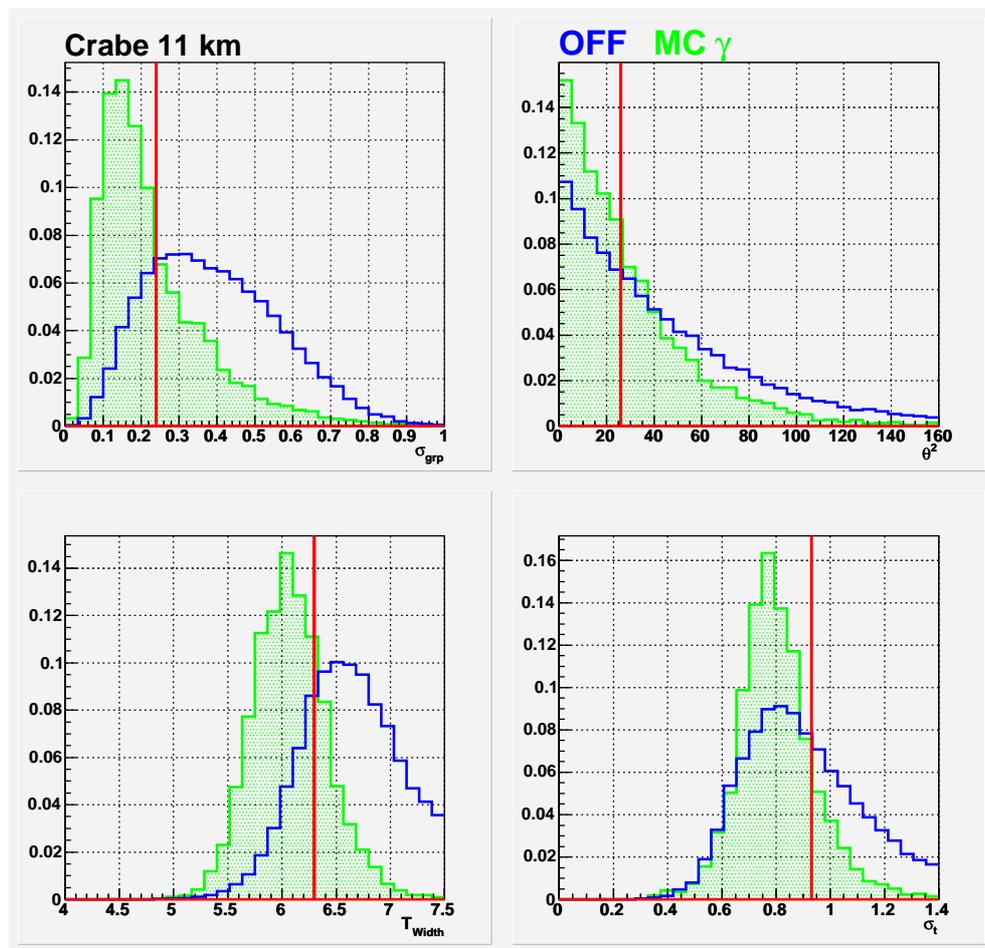


FIG. 7.3 – Distributions des 4 variables discriminantes d'un lot de données OFF (en bleu) et de simulations de gamma (en vert plein) sur la nébuleuse du Crabe. Les distributions sont normalisées à 1. Les traits rouges indiquent les coupures à effectuer sur les variables de manière à optimiser le rejet hadronique dans le cadre d'une analyse standard.

La figure 7.3 présente les distributions des quatre variables discriminantes pour des simulations de gamma en provenance de la nébuleuse du Crabe, et pour 11 acquisitions OFF sur cette même source, jusqu'à un angle horaire d'1h30 avant et après son passage au méridien. La configuration est en simple pointé à 11 km, avec une majorité de 5 groupes d'héliostats dépassant un seuil de 5 photoélectrons par héliostat. Le caractère discriminant de ces variables apparaît nettement. On remarque de σ_{grp} est la plus discriminante ; elle a été souvent utilisée comme seule variable d'analyse dans les débuts de CELESTE. Les traits rouges indiquent les coupures pouvant être réalisées afin d'optimiser le facteur de qualité des coupures standard. Nous définirons de manière précise ce facteur de qualité à la section 13.1, (p. 185). Il quantifie la possibilité de conserver le maximum de gamma

tout en rejetant le maximum de hadrons. Il est donc fonction des efficacités de sélection des gamma ($\epsilon_{MC\gamma}$) et des hadrons (ϵ_{bckg}^3). La figure 7.4 montre la dépendance entre ces deux efficacités, pour des coupures successives sur σ_{grp} variant de 0,1 à 1,0, en rapport avec le nombre d'événements après des coupures de pré-analyse.

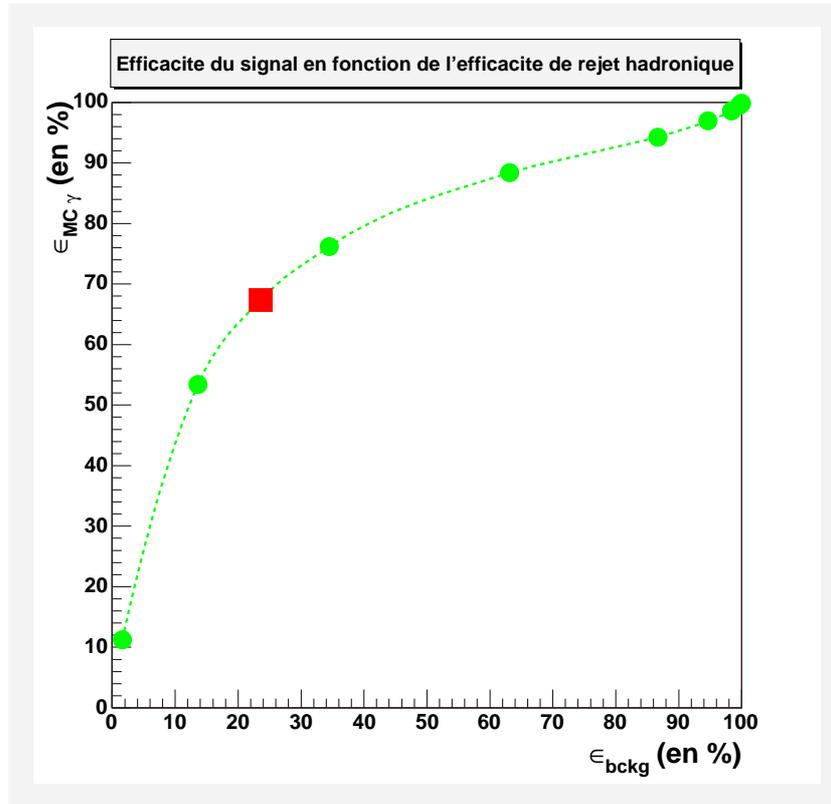


FIG. 7.4 – Efficacités de sélection des gamma en fonction des efficacités de sélection des hadrons, $\sigma_{grp} \leq 0,1; 0,2; \dots; 1,0$. Les valeurs des deux efficacités pour une coupure standard $\sigma_{grp} \leq 0,25$ sont représentées par un carré rouge.

Les coupures optimales d'analyses peuvent varier en fonction des lots de données et de la position de la source sur la voûte céleste. Une analyse avec plusieurs variables demande qu'il n'y ait pas de corrélation entre elles, afin de ne pas biaiser la mise en évidence du signal. La figure 7.5 présente les histogrammes en deux dimensions des variables deux à deux. Le facteur de corrélation le plus élevé est obtenu pour T_{Width} en fonction de σ_t avec la valeur 0,2, ce qui nous permet de conclure à une corrélation suffisamment faible pour envisager une analyse multivariable.

La partie III de cette thèse utilisera souvent les comparaisons des distributions des variables discriminantes que nous venons de présenter, pour différents lots de données et de simulations. Dans la partie IV, une analyse avec une variable composée reposera aussi sur une bonne reconstruction de ces variables.

³ «*bckg*» comme *background*, fond

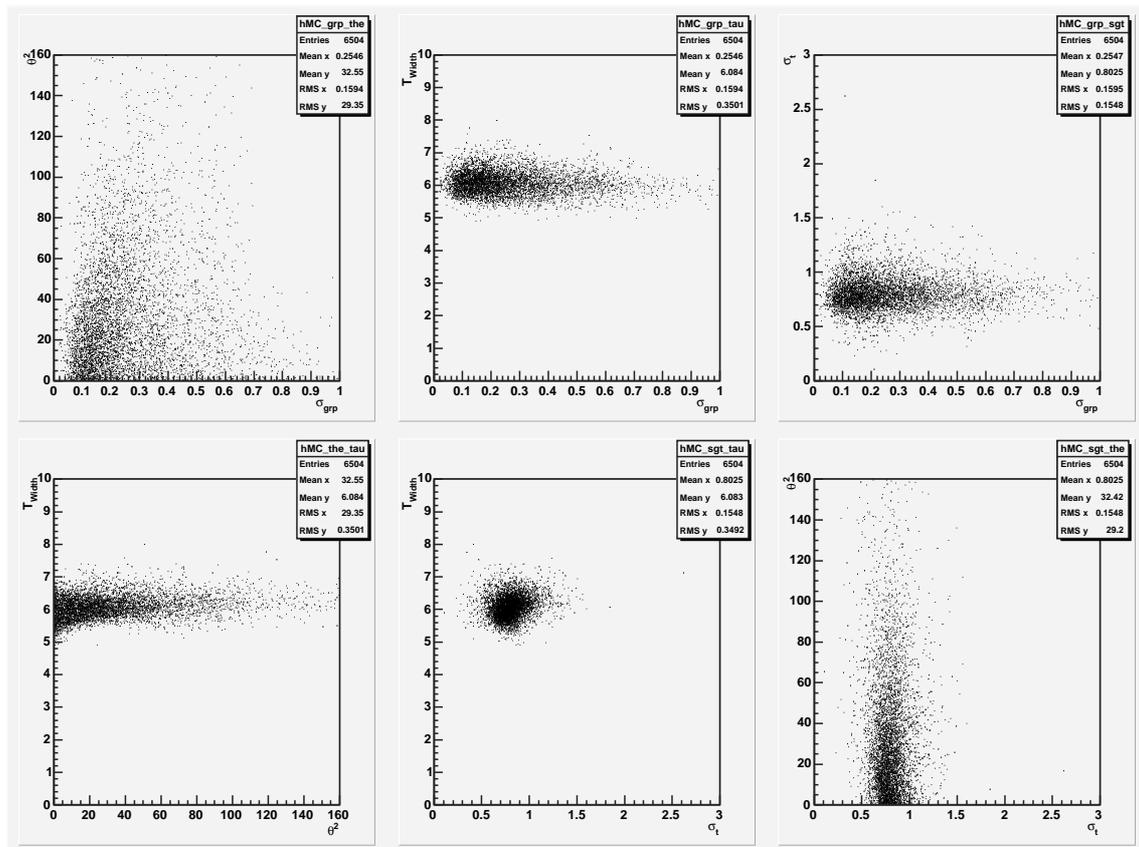


FIG. 7.5 – Histogrammes en deux dimensions des variables discriminantes deux à deux, montrant la faible corrélation entre elles.

Troisième partie

Simulations

Introduction

L'objet de cette thèse étant la recherche de signal gamma diffus dans les données hors-source (OFF), il est primordial de connaître la signature sur le détecteur de ce signal ténu. La simulation revêt alors un rôle important dans le cadre de cette recherche. Dans cette perspective de calibration de l'analyse, nous avons simulé les particules et rayonnements typiques qui déclenchent le détecteur. Ainsi, les simulations de protons et de noyaux d'hélium ont pour objectif de reproduire le taux de déclenchement de l'expérience, de même que la forme des variables discriminantes du OFF avant coupures d'analyse, lorsque ce lot de données est dominé par les hadrons. Les simulations de gamma en provenance de la nébuleuse du Crabe et du blazar Mrk421, qui sont les deux sources dont le signal a été le plus significatif dans CELESTE, seront comparées au ON-OFF de l'analyse du signal provenant de ces deux sources. Quant au signal diffus des gamma et électrons, aucune comparaison avec les données ne pourra être réalisée, ces signaux n'ayant jamais été mis en évidence dans CELESTE. Toutefois, la précision dans la reproduction du taux de déclenchement, de même que dans la forme des variables discriminantes d'analyse obtenues pour les autres particules, nous permettront de valider ces simulations. Comme nous l'avons précisé au cours de la partie I, la forme du spectre des gamma diffus reste mal connue aux énergies de CELESTE. La simulation de ce signal sera donc réalisée pour différents modèles spectraux, ce qui nécessitera la prise en compte de différents modèles physiques.

Plusieurs thèses sur CELESTE présentent en détail différents critères permettant les comparaisons simulations/données [56, 53]. Le principal travail de mise en place de la simulation ayant été fait par nos prédécesseurs, nous nous sommes concentrés, dans ce travail de comparaison, essentiellement sur l'étude des quatre variables discriminantes que nous avons définies dans la partie II et qui seront utilisées dans le cadre de notre analyse *multi-variables* qui sera expliquée en détail dans la partie IV.

Chapitre 8

Les simulations dans CELESTE

L'objectif de ce chapitre introductif à la partie III est de faire l'état des lieux des simulations, afin de préciser l'importance des derniers développements dont nous avons pu tirer profit dans le cadre de cette thèse. Nous présenterons également les différentes étapes de la chaîne de simulation.

8.1 Importance de la simulation

Les physiciens des particules, tout comme les concepteurs de satellites, ont l'habitude d'utiliser des «faisceaux tests» pour la calibration de leurs instruments. Dans le cas de CELESTE, comme il n'est pas possible d'envoyer dans l'atmosphère une «particule test» produisant de la lumière Tcherenkov plusieurs kilomètres au-dessus de Thémis, la calibration de l'expérience, les procédures de déclenchement et d'acquisition des données, de même que le développement des procédures d'analyse, ont reposé de manière fondamentale sur la simulation.

La simulation nous permet d'évaluer le nombre de photoélectrons attendu à la sortie des photomultiplicateurs afin de valider la possibilité d'atteindre un seuil en énergie suffisamment bas et qui a fait tout l'intérêt de l'installation de CELESTE. Les simulations que nous utilisons sont de type Monte-Carlo (MC), nom à partir duquel nous désignons parfois les lots de données simulées (Annexe B). Les simulations dans CELESTE modélisent de manière complète le développement des gerbes Tcherenkov, la procédure d'acquisition des données, et les chaînes optique et électronique. On dispose ainsi de données similaires à celles issues de l'acquisition réelle qui peuvent être analysées avec le même logiciel d'analyse. Il est donc possible de quantifier les efficacités de coupures d'analyse sur des variables que nous appellerons «variables d'analyse» ou «variables discriminantes» et qui nous permettront la discrimination entre événements hadroniques et événements électromagnétiques.

Afin d'interpréter un signal en réel flux astrophysique, il est nécessaire de connaître l'«acceptance» du détecteur, ou «surface efficace de détection» $A_{\text{eff}}(E)$. Cette grandeur est définie par l'ensemble des paramètres d'impact des événements. Plus grande que la surface efficace de collection, cette surface est comparable au champ d'héliostat (qui s'étend sur un diamètre d'environ 200 m). Elle est fonction de l'énergie de la particule primaire incidente E et du pied de gerbe R selon la formule :

$$A_{\text{eff}}(E) = 2\pi \int_0^{R_{\text{max}}} P(E, R) R dR \quad (8.1)$$

où $P(E, R)$ est la probabilité de déclenchement d'un événement.

Le pied de gerbe R , tel que nous le définissons dans nos simulations, est la distance du point d'injection de la gerbe à l'axe du pointé. Il est l'un des paramètres d'entrée de la simulation de gerbe : on effectue un tirage aléatoire des valeurs de R dans un plan perpendiculaire à la ligne de visée. Dans un but d'économie de temps de calcul, la plupart de nos simulations ont été produites par tirage des valeurs d'entrée de R dans ce plan pour une altitude de 11 km au-dessus de Thémis, dans le champ de vue de CELESTE. Ainsi, le paramètre d'impact est l'information recueillie au sol par l'observation de la tâche de lumière Tcherenkov, alors que le pied de gerbe R , utilisé dans la simulation, est une information inaccessible pour les événements réels. Il y aura cependant identité entre le paramètre d'impact et le pied de gerbe pour un gamma simulé au zénith avec incidence nulle. Nous verrons à la section 10.3.1 (figure 10.4, p. 142) une représentation des paramètres d'entrée de la simulation.

Lors de l'étude de sources ponctuelles, l'acceptance, exprimée en m^2 , est la surface sensible à une énergie donnée, pour un type de pointé, et intégrée sur les différentes valeurs du paramètre d'impact R . Lors de l'analyse de signaux diffus, on devra utiliser une acceptance qui sera en plus intégrée sur l'angle solide Ω défini par l'angle d'incidence θ de la particule primaire. Exprimée en $m^2 \times sr$, ce sera alors la surface sensible à une énergie, un pointé et une incidence données :

$$A_{\text{eff}}(E) = 2\pi \int_0^{R_{\text{max}}} \int_0^{\Omega_{\text{max}}} P(E, R, \theta) R dR d\Omega. \quad (8.2)$$

8.2 État des lieux de la chaîne de simulation

La simulation des événements détectés par CELESTE est réalisée en trois grandes étapes :

- ⊙ le développement de la gerbe atmosphérique, depuis l'entrée de la particule primaire dans l'atmosphère jusqu'à l'arrivée des photons Tcherenkov sur le champ d'héliostats ;
- ⊙ l'optique de CELESTE : des photons arrivant sur les héliostats au photoélectron émis par la photocathode ;
- ⊙ l'électronique de CELESTE : de l'électron arraché à la photocathode à la numérisation de la charge par les FADC.

Compte tenu de la complexité à modéliser les gerbes atmosphériques, ainsi que l'optique et l'électronique de CELESTE, le développement des logiciels de simulation s'est effectué en plusieurs étapes, ceux-ci étant complétés et corrigés au fur et à mesure de notre meilleure connaissance du détecteur, ainsi que des paramètres modélisant l'atmosphère.

Mathieu de Naurois a réalisé un travail important sur la simulation [56, 54], concernant particulièrement la partie optique. Il présente dans sa thèse un grand nombre de comparaisons entre les données réelles et les données simulées, se basant sur les distributions de variables d'analyse au cours de différentes étapes du traitement des données. Par

ailleurs, Filip Münz a consacré sa thèse à la simulation de l'électronique [53]. Au cours de la période 2002-2004, de nouvelles études ont conduit à une meilleure compréhension du détecteur et des conditions d'acquisition. Ces études, pour lesquelles nous donnerons quelques détails dans les sections suivantes, sont :

- la modélisation de l'atmosphère de Thémis (extinction atmosphérique) [21];
- une ré-estimation de l'efficacité de l'optique (réflectivités des miroirs, défauts des héliostats, ombres, efficacités quantiques et gains des photomultiplicateurs...) [69];
- une nouvelle détermination de la forme de l'impulsion à un photoélectron [16];
- l'optimisation de certaines approximations dans les logiciels de simulation ¹.

8.3 Les différentes étapes de la simulation

Donnons maintenant quelques éléments concernant ces trois étapes de la simulation. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux dernières études réalisées.

8.3.1 La simulation des gerbes atmosphériques

Jusqu'en 2004, l'essentiel de la simulation de gerbes et de l'optique de CELESTE était fait avec le programme *IsuSimula*, développé par Mathieu de Naurois [54, 56]. Il s'agissait d'une traduction en C++ et de l'adaptation du programme Fortran *Kaskade*, pour la partie simulation de gerbes, dont les sorties étaient ensuite relues en structure de classes simulant l'optique du détecteur. L'avantage de ce simulateur était d'être relativement rapide, tout en présentant une grande facilité d'utilisation. En effet, seuls les photons Tcherenkov arrivant effectivement sur la photocathode étaient conservés, ce qui induisait une économie de temps de calcul et de mémoire. Dans un deuxième temps, en 2004, nous avons effectué de nouvelles études sur les systématiques intervenant dans nos simulations, et qui concernent l'échelle en énergie. Le travail conduit par Javier Bussons Gordo sur le LIDAR [21] nous a permis de remplacer dans la simulation l'extinction atmosphérique standard des simulateurs de gerbes par l'extinction paramétrisée pour le site de Thémis.

Le programme *IsuSimula* provenant d'un ancien logiciel qui n'était plus mis à jour, nous avons ensuite choisi d'utiliser deux logiciels régulièrement mis à jour et utilisés dans les expériences actuelles d'astronomie gamma Tcherenkov au sol :

- *CORSIKA*, pour *COsmic Ray Simulation for KAskade*, écrit à l'origine pour la simulations des particules détectées par le réseau KASKADE, expérience sensible aux énergies des rayons cosmiques de l'ordre de 10^6 GeV ;
- *NewKaskade*, version améliorée du logiciel *Kaskade* qui avait été à l'origine d'*IsuSimula*.

Nous avons recherché à quantifier les différences entre ces deux nouveaux logiciels afin de mieux préciser les erreurs systématiques intervenant dans nos comparaisons simulations/données. Ce travail de comparaison *CORSIKA/NewKaskade* a été réalisé par Frédéric Piron et Claude Théoret. Leur étude s'est limitée aux faibles énergies, car c'est autour de celles-ci que les différences entre les logiciels étaient les plus significatives. Pour

¹notes personnelles et correspondance privée

chaque simulation, des gerbes de gamma ont été générées en nombre suffisant (5000) afin de lisser les fluctuations statistiques, au zénith et avec un pied de gerbe nul. La figure 8.1 montre ces comparaisons, réalisées en terme de densités de photons Tcherenkov au sol en fonction du paramètre d'impact, pour les énergies 50 et 100 GeV. Ces comparaisons sont réalisées entre les logiciels suivants :

- NewKaskade (NK) ;
- CORSIKA 4.50e2 (dernière version de CORSIKA adaptée pour CELESTE) ;
- CORSIKA 6.02 (version plus récente mais non formatée pour CELESTE)

On remarque qu'à 50 GeV le désaccord entre les deux logiciels utilisés est d'environ 5 %, et qu'à 100 GeV il pourrait atteindre 9 %, mais seulement là où la statistique n'est pas la plus importante, pour les paramètres d'impact faibles, ce que nous considérons comme un effet de second ordre. Les comparaisons entre CORSIKA 4.50e2 et CORSIKA 6.02 présente un accord à 2 % près, ce qui permet de conclure que les améliorations apportées dans la version 6 de CORSIKA ne modifient pas sensiblement les résultats obtenus avec la version utilisée pour CELESTE.

Ces comparaisons ont donc donné des différences suffisamment faibles pour permettre le choix équivalent de l'un de ces deux simulateurs CORSIKA ou NewKaskade. Toutefois, le temps de calcul de NewKaskade étant 1,6 fois supérieur à celui de CORSIKA, c'est ce dernier que nous avons choisi d'utiliser [59]. Pour tous les nouveaux choix et nouvelles adaptations des logiciels de simulation réalisées en 2004, nous parlerons dans la suite des «paramètres simulation 2004».

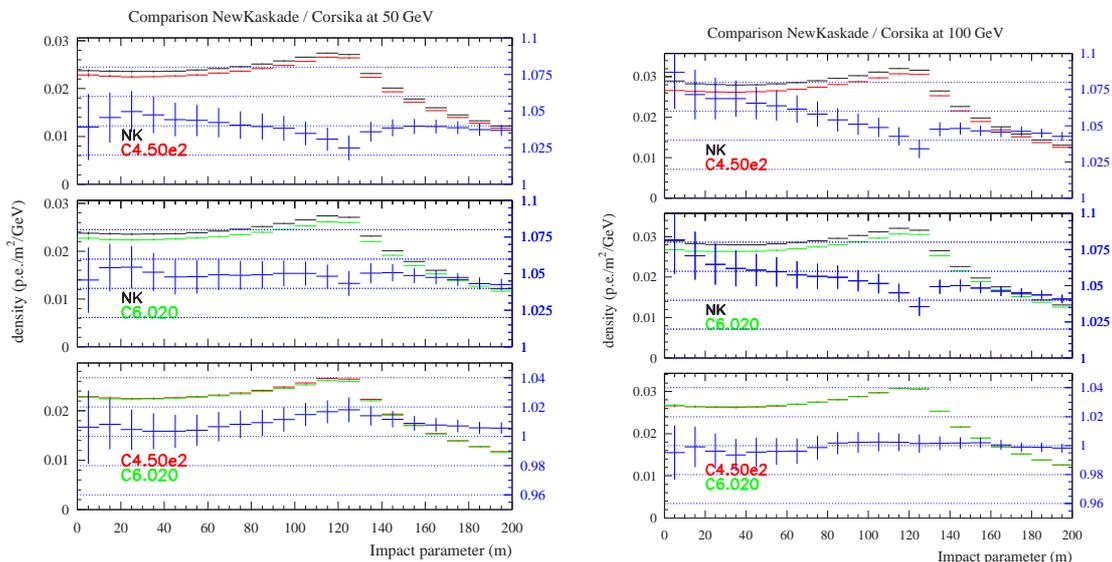


FIG. 8.1 – Densité de photons Tcherenkov au sol en fonction du paramètre d'impact de la gerbe, pour des simulations de gamma au zénith à 50 GeV (à gauche) et à 100 GeV (à droite). En bleu, avec grandes barres d'erreurs, figurent les différences, exprimées en pourcentages, entre les deux courbes de chaque cadre. Figures issues de [59].

En ce qui concerne ce travail de thèse, afin de conserver certains paramètres d'entrée de la simulation dans les fichiers d'analyse, nous avons rajouté dans CORSIKA les variables

suivantes :

- les deux coordonnées de l'angle d'incidence de la particule primaire par rapport à la direction du pointé dans le repère à 11 km (cet angle est égal à zéro lorsque l'on simule l'observation d'une source ponctuelle) ;
- le pied de gerbe dans le plan incliné à 11 km (x, y et norme)

Nous verrons plus loin l'importance de considérer ces paramètres lors de la production des différents lots de simulations, particulièrement pour les sources diffuses (chapitre 10).

Enfin, il apparaît intéressant de conclure sur l'accord CORSIKA/NewKaskade des simulations de gamma, en présentant le résultat d'une comparaison de spectres simulés. La figure 8.2 montre, après passage de la chaîne complète de simulation, l'accord obtenu à partir du seuil de déclenchement en énergie, autour de 50 GeV, après majorité 3/5 de 4,5 photoélectrons par héliostat. Ces simulations ont été réalisées pour le passage au méridien de la source. Dans la suite, nous désignerons par «transit» la position de la source lors de son passage au méridien de Thémis. Les résultats de toutes ces comparaisons nous rendent confiants dans l'utilisation de CORSIKA 4.50e2 pour des énergies des photons supérieures à 100 GeV.

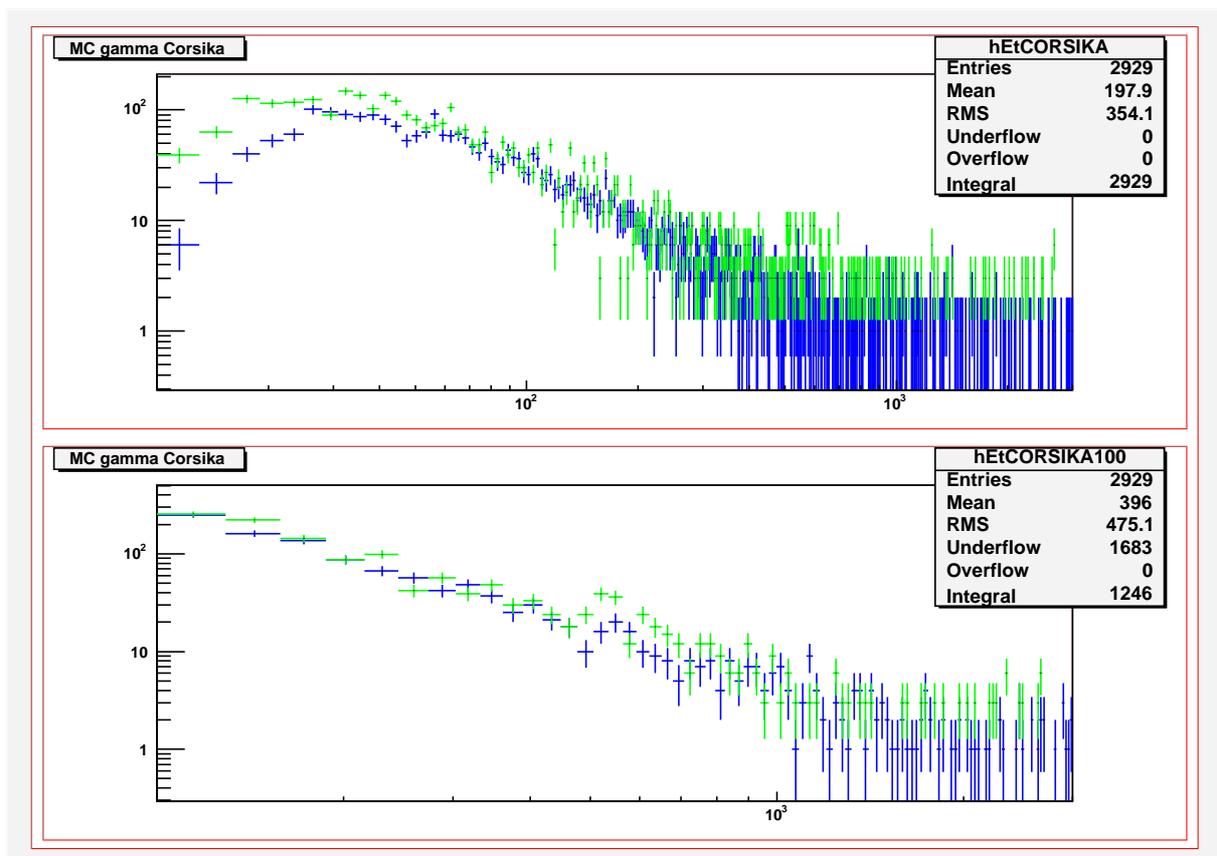


FIG. 8.2 – Comparaison de spectre simulés au transit de la nébuleuse du Crabe pour les deux logiciels CORSIKA (en bleu) et NewKaskade (en vert). Le cadre du haut représente le spectre simulé, de 10 GeV à 3 TeV ; celui du bas donne un agrandissement de la région 100 GeV-3 TeV.

8.3.2 La simulation de l'optique

Une simulation précise des différents éléments constituant l'optique était nécessaire au contrôle de l'échelle en énergie de CELESTE. Les premières publications de la collaboration [55] annonçaient une incertitude de 30 % sur l'énergie. Cela était dû en grande partie à un désaccord entre simulateurs de gerbes atmosphériques et à un désaccord simulations/données sur les mesures des éclaircissements d'étoiles. En effet, la mesure des éclaircissements des étoiles bleues dont les spectres sont connus, donne une bonne indication de la réponse du détecteur à la lumière Tcherenkov de même longueur d'onde, bien que l'étoile soit une source ponctuelle. Ainsi, suite au travail de l'équipe de Bordeaux, un accord a pu être établi dans les scans d'étoiles par une modélisation plus précise des différents éléments de l'optique que nous avons décrits dans le chapitre 4 [10, 69].

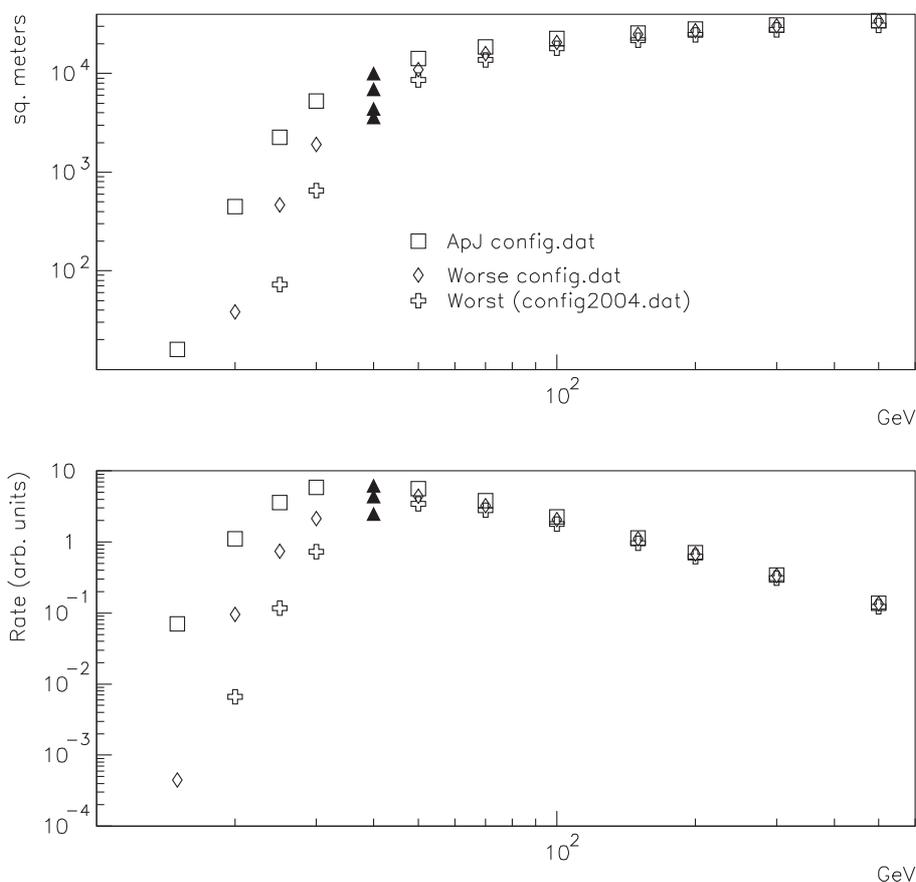


FIG. 8.3 – Taux de déclenchements et acceptances des simulations CORSIKA de gamma au transit de la nébuleuse du Crabe, utilisant l'ancienne modélisation de l'optique et deux modèles d'optique «dégradée». Les triangles représentent une interpolation à l'œil. En haut : acceptances ; en bas : acceptances $\times 1/E^2$. L'optique «*worst*», sensiblement identique de celle utilisée dans nos simulations, a pour effet de décaler le seuil de détection - correspondant au pic de la figure du bas - de 35 à 50 GeV. Figure issue de [69].

Après passage dans la simulation de l'électronique, une nouvelle détermination de l'acceptance et du seuil en énergie de CELESTE a été réalisée, conduisant à une augmentation du seuil de CELESTE à 50 GeV au déclenchement (figure 8.3).

8.3.3 La simulation de l'électronique

Le simulation de l'électronique est la dernière étape dans la chaîne de simulation. Une partie de cette thèse a été consacrée au réglage de divers paramètres d'entrée de cette étape de la simulation. Ces études seront présentées dans le chapitre suivant.

Le logiciel de simulation de l'électronique reçoit en entrée une liste de photoélectrons avec leur temps d'émission à partir de la photocathode, et cela pour chaque voie. Il est indispensable de connaître comment s'opère la conversion du photoélectron en charge, telle qu'elle sera numérisée sur les FADC après amplification par les dynodes des étages du photomultiplicateur, le passage par les cartes de pré-amplification et les quelques mètres de câbles coaxiaux conduisant des caméras à la salle d'acquisition. Autrement dit, il s'agit de bien modéliser, à partir du nombre de photoélectrons et de leur temps d'émission pour chaque voie, l'amplitude et la forme de la charge recueillie sur les cartes FADC. Cela sera possible par la mesure des gains des photomultiplicateurs en fonction de la haute tension appliquée, ainsi que par la mesure de la forme de l'impulsion à un photoélectron (voir section 9.2.2).

Chapitre 9

Comparaisons simulations/données des gamma «source»

Suite aux différents changements intervenus dans les logiciels de simulation, il était nécessaire de produire de nouveaux lots complets de simulations des particules déclenchant le détecteur. De plus, l'introduction des variables T_{Width} et σ_t dans notre analyse demandait une prise en compte précise des propriétés temporelles du front d'onde Tcherenkov. La mise en temps des signaux dépendant de l'électronique de CELESTE, nous nous sommes particulièrement attachés aux réglages de différents paramètres d'entrée de cette simulation de l'électronique. Ce chapitre présente les résultats des comparaisons simulations/données réalisées pour les gamma en provenance de la nébuleuse du Crabe et du blazar Markarian 421.

9.1 Identification des désaccords simulations/données

Afin de présenter de manière complète notre travail sur la simulation et sur la comparaison avec les données, il importe de présenter tout d'abord les résultats obtenus avec l'ancienne simulation. À partir de là seront exposées les étapes ayant conduit aux réglages actuels.

9.1.1 Étude des prédécesseurs avec l'ancienne simulation

Les mesures effectuées sur CELESTE afin de calibrer plusieurs éléments de la chaîne opto-électronique ont permis d'établir différents paramètres de la simulation [14, 17, 16].

Au moment de la soutenance de sa thèse, en juillet 2003, F. Münz avait pu identifier différents désaccords intervenant dans ses comparaisons simulations/données. Il effectuait ses comparaisons en utilisant directement les informations issues des pics Tcherenkov (forme, amplitude, largeurs, position dans la fenêtre,...), étant donné que les formes de variables d'analyse découlent de ces paramètres. Il avait montré que la simulation reproduisait mal les pics Tcherenkov saturés (pics dont l'amplitude dépasse la taille de la fenêtre). Et d'une manière plus générale, la reproduction de la largeur des pics était insuffisante, notamment pour les MC hadroniques ([53], p. 120-128). La figure 9.1 illustre ce désaccord dans le cas des hadrons. On remarque nettement que la simulation sous-estime les données réelles de plusieurs nanosecondes.

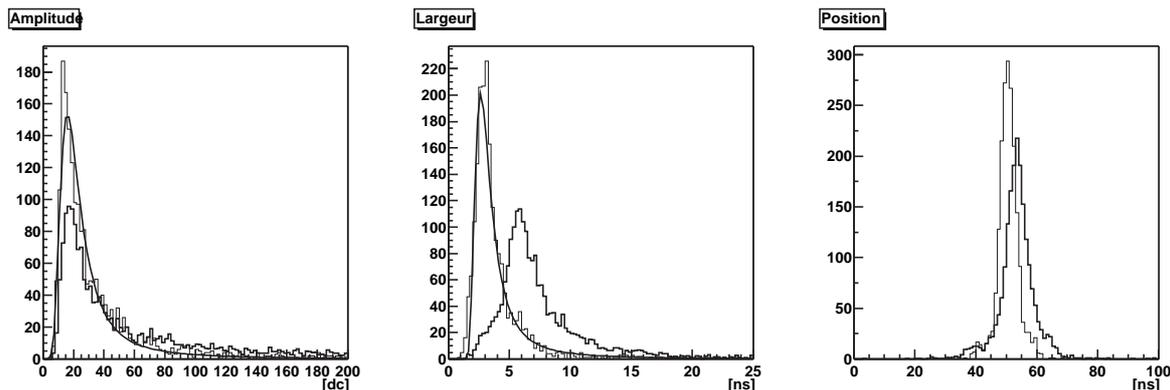


FIG. 9.1 – Distributions des paramètres d’ajustements des pics trouvés dans la voie B08 pour une simulation de protons (trait fin avec des fonction de Landau ajustées) et des événements réels hors-source (traits épais). Les valeurs des amplitudes sont données en pas codeur [dc], la largeur et la position en pas d’échantillonnage, dénoté [ns] (parce qu’il vaut une nanoseconde à 6 % près). Figure issue de la thèse de Filip Münz [53].

Dans le cadre de notre travail, il était nécessaire de vérifier si les comparaisons des distributions des variables discriminantes utilisées dans notre analyse présentaient un accord satisfaisant. Mathieu de Naurois avait conclu dans sa thèse sur la possibilité d’utiliser la simulation car l’accord avec les données était relativement correct pour les variables de base (charge, nombre de pics, etc.), ainsi que pour σ_{grp} , bien que certaines approximations ont été choisies afin d’éviter de générer les queues de distributions qui demandent beaucoup de temps de calcul [56]. Comme nous l’avons mentionnée en introduction de ce chapitre, il importait de vérifier l’état de cet accord pour les quatre variables discriminantes, et particulièrement pour T_{Width} et σ_t , utilisées par notre groupe [25].

9.1.2 Lots de données et coupures de pré-analyse

Notre travail de comparaison simulations/données s’est effectué à partir des distributions des quatre variables discriminantes précédemment citées. Il importait premièrement de définir le lot de données que nous allons utiliser. La nébuleuse du Crabe, connue comme la chandelle standard de l’astronomie gamma, allait être la source privilégiée pour commencer cette étude. Dans un deuxième temps, nous utiliserons les données «Mrk 421», afin de régler les paramètres dépendant du changement de source (différent fond de ciel, pointé et indice spectral).

Plusieurs sélections de données ont été utilisées au cours de l’histoire de CELESTE [55, 48, 22, 10]. Au moment de ces études (en 2004), la dernière sélection était celle effectuée par Javier Bussons Gordo et Hakima Manséri, dite sélection «Javier-Hakima»¹, et dont nous présentons les caractéristiques dans le tableau 9.1. Les données acquises devaient être séparées en deux lots pour chaque source, selon les directions de pointés des héliostats. Les événements conservés pour la Nébuleuse du Crabe sont ceux situés dans l’intervalle $Transit \pm 1h30$, afin de rester dans des conditions d’efficacité acceptables. Les

¹avec en plus rejet de quelques paires Mrk421 par Élisabeth Brion par sa nouvelle sélection

données conservées pour Mrk421 sont sans coupure en angle horaire, ce qui correspond à plus de 2h du transit pour les valeurs extrêmes. Cette source ayant une déclinaison plus élevée dans le ciel, la hauteur de Mrk421 à environ 2h du transit est proche de celle de la nébuleuse du Crabe à 1h30 du transit.

Une première estimation de l'accord simulations/données peut être réalisée à partir des simulations représentant les données brutes qui déclenchent le détecteur. Toutefois, afin de limiter certains effets systématiques qui seront de toute manière éliminés au cours des différentes étapes de l'analyse, et pour avoir un lot de donnée ON-OFF contenant un nombre de gamma relativement significatif, nous avons décidé de définir l'accord simulations/données à partir de coupures de pré-analyse. Appliquer ces coupures sur le ON-OFF nous permet généralement de comparer les distributions des variables discriminantes du ON-OFF avec celle du MC gamma.

Source	Pointé	Nb paires	Nb heures	H limite	N_{ON-OFF} pré-ana	N_{σ} pré-ana
Crabe	11 km	40	11,59	1h30	2494	4,84
	11/25 km	22	6,44	1h30	1177	3,44
Mrk421	11 km	36	~ 8	$> 2h00$	2193	4,24
	11/25 km	28	~ 8	$> 2h00$	2223	5,64

TAB. 9.1 – Caractéristiques des sélections Crabe et Mrk 421 [20].

Ainsi, ont été appliquées aux données brutes, pour ces comparaisons, les coupures suivantes :

- *padding*;
- déclenchement logiciel :
 - 10 pics dépassant chacun 25 dc
 - une majorité de 4 groupes / 5 qui dépassent 5 photoélectrons/héliostat ;
- pré-coupures sur les variables discriminantes :
 - $0 \leq \sigma_{grp} \leq 0,50$;
 - $0 \leq \theta^2 \leq 160$;
 - $0 \leq T_{Width} \leq 8$;
 - $0 \leq \sigma_t \leq 3$.

Selon les études réalisées, les coupures sur les variables discriminantes pourront être différentes. Pour cette étude où l'on avait besoin de données enrichies en gamma afin d'obtenir des formes des distributions du ON-OFF plus précises, nous avons imposé une coupure relativement stricte sur σ_{grp} (variable la plus discriminante pour les gamma des sources quasi-ponctuelles), ce qui permettait d'augmenter la signification statistique du signal. Ce type de coupures de pré-analyse servira également de base à la mise en place des analyses avec les variables composées (partie IV).

Il importait également de vérifier la distribution des données autour du transit, en azimut et hauteur, de façon à définir l'angle horaire à donner comme paramètre d'entrée des MC. La figure 9.2 présente ces distributions pour les événements des acquisitions sur la nébuleuse du Crabe, en simple pointé à 11 km. Pour ce lot de données, une partie suffisamment importante d'événements se situe proche du transit pour justifier l'étude de l'accord simulations/données à partir des MC «Transit» dans un premier temps, sous réserve que les variations d'angle horaire n'induisent pas d'effet significatif.

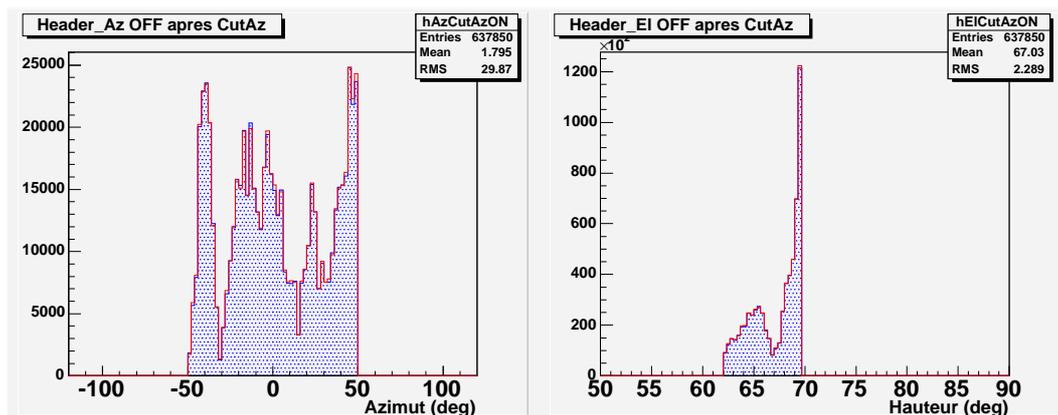


FIG. 9.2 – Distributions en azimuth (à gauche) et en hauteur (à droite) des données sur la nébuleuse du Crabe. Sélection des 40 paires en simple pointé à 11 km. En rouge : événements ON ; en bleu : événements OFF.

Dans les analyses effectuées dans cette partie, le temps mort n'a pas été pris en compte. Si sa prise en compte se traduit par une meilleure signification statistique du signal, nous avons vérifié qu'il ne modifiait pas de manière significative la forme des distributions des variables discriminantes. C'est pourquoi, comme l'objet de cette partie n'est pas l'analyse du signal mais sa comparaison avec la simulation, une étude simplifiée sans prise en compte du temps mort est justifiée.

9.1.3 Comparaisons MC γ /données avec l'ancienne simulation

Plusieurs lots de MC gamma ont été générés sur la ferme de calcul du LPTA², premièrement en utilisant IsuSimula et l'ancienne configuration de la simulation de l'électronique, telle que l'avait proposé Filip Münz. La figure 9.3 présente les distributions des quatre variables discriminantes, après coupures de pré-analyse. Nous remarquons que l'accord est acceptable pour les variables σ_{grp} et θ^2 . En effet, σ_{grp} est une variable basée uniquement sur les propriétés géométriques du front d'onde, la forme des pics Tcherenkov n'étant pas essentielle pour sa reconstruction. θ^2 est le résultat de l'ajustement sphérique du front d'onde et de la donnée du barycentre de lumière Tcherenkov. L'effet est différent pour les deux variables suivantes. En effet, T_{Width} est une variable directement dépendante de la largeur des pics, puisqu'elle est la somme pondérée des largeurs de chaque voie. On remarque que ces largeurs sont surestimées par le MC d'environ un quart de nanoseconde. La distribution MC de σ_t est décalée d'environ la même valeur dans l'autre sens, ce qui traduit, soit une surestimation de la synchronisation entre toutes les voies, soit une simulation trop parfaite concernant la sphéricité du front d'onde. Nous verrons dans ce qui suit que c'est essentiellement le premier argument qui a permis de rétablir l'accord simulations/données pour les gamma. En conclusion de ces premières comparaisons, la prise en compte du MC pour définir les coupures d'analyse induirait des erreurs sur le caractère discriminant des variables : $T_{Width}^{(MC)}$ ne serait pas assez discriminant, tandis que $\sigma_t^{(MC)}$ surestimerait le signal.

CELESTE ayant été la première expérience à «ouvrir» la fenêtre 30-300 GeV, l'indice

²formé de 20 processeurs de 1 GHz et de 1 Go de mémoire vive, exclusivement dédié au calcul

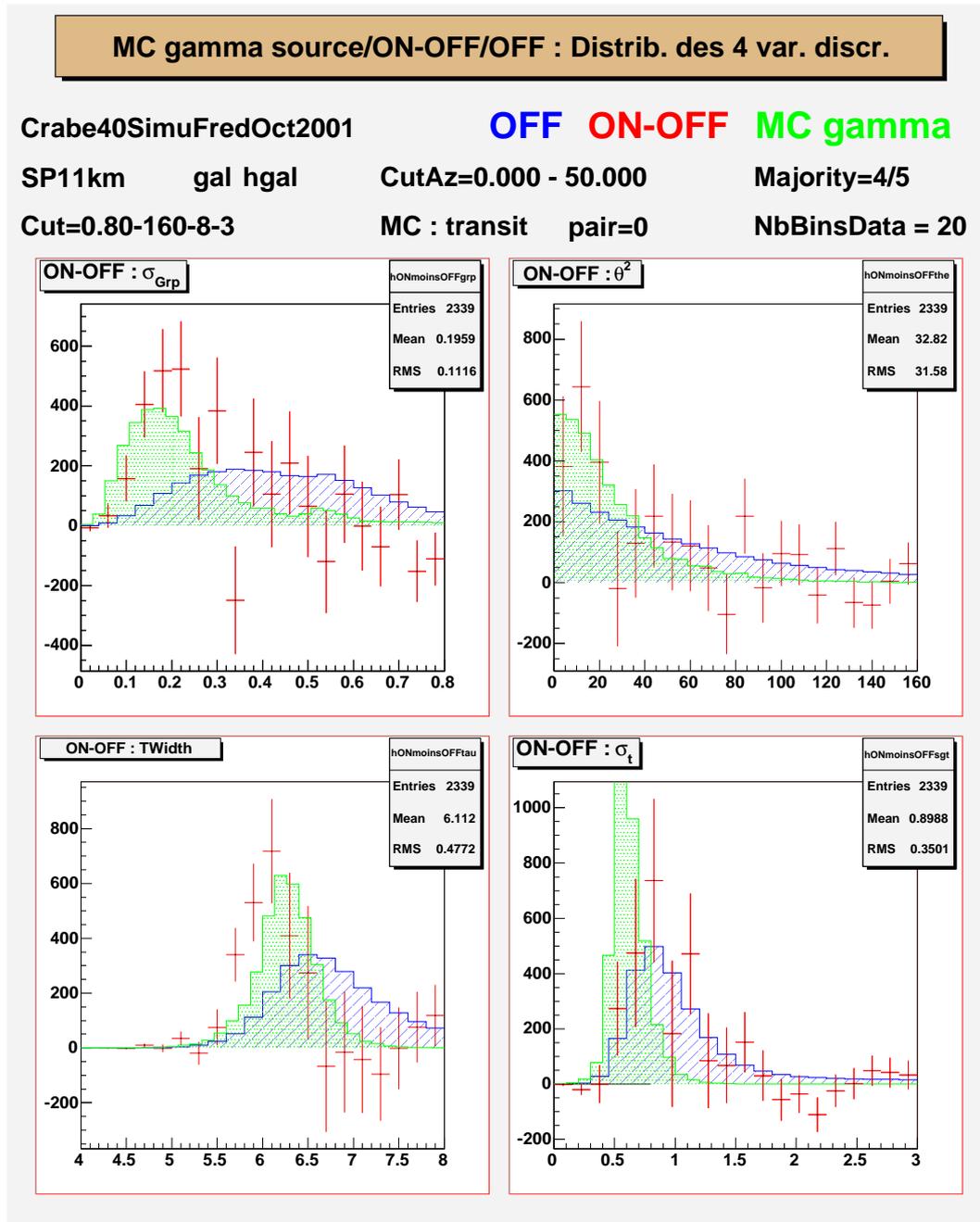


FIG. 9.3 – Distributions normalisées des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaison simulations/données pour la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km. En bleu : données OFF ; en rouge : ON-OFF ; en vert : MC gamma. MC ISU avec ancienne configuration de la simulation de l'électronique.

spectral des sources dans cet intervalle d'énergie n'est pas connu, il est seulement estimé par l'extrapolation de spectres à plus basses et plus hautes énergies. Ainsi, dans le cas des deux sources que nous étudions dans cette partie, les indices spectraux différentiels de la nébuleuse du Crabe et du blazar Mrk421 étaient tous deux estimés à 2,0. Il importait de vérifier l'effet d'une variation d'indice sur les variables discriminates. La figure 9.4 montre les distributions de celles-ci pour le MC gamma dans la direction du transit du Crabe,

pour des indices spectraux différentiels de 1,5, 2,0 et 2,5. Un effet apparaît, sans être suffisamment significatif pour que l'on puisse interpréter les précédents désaccords par une mauvaise estimation de ces indices, les valeurs 1,5 et 2,5 étant des valeurs extrêmes des modèles et extrapolations.

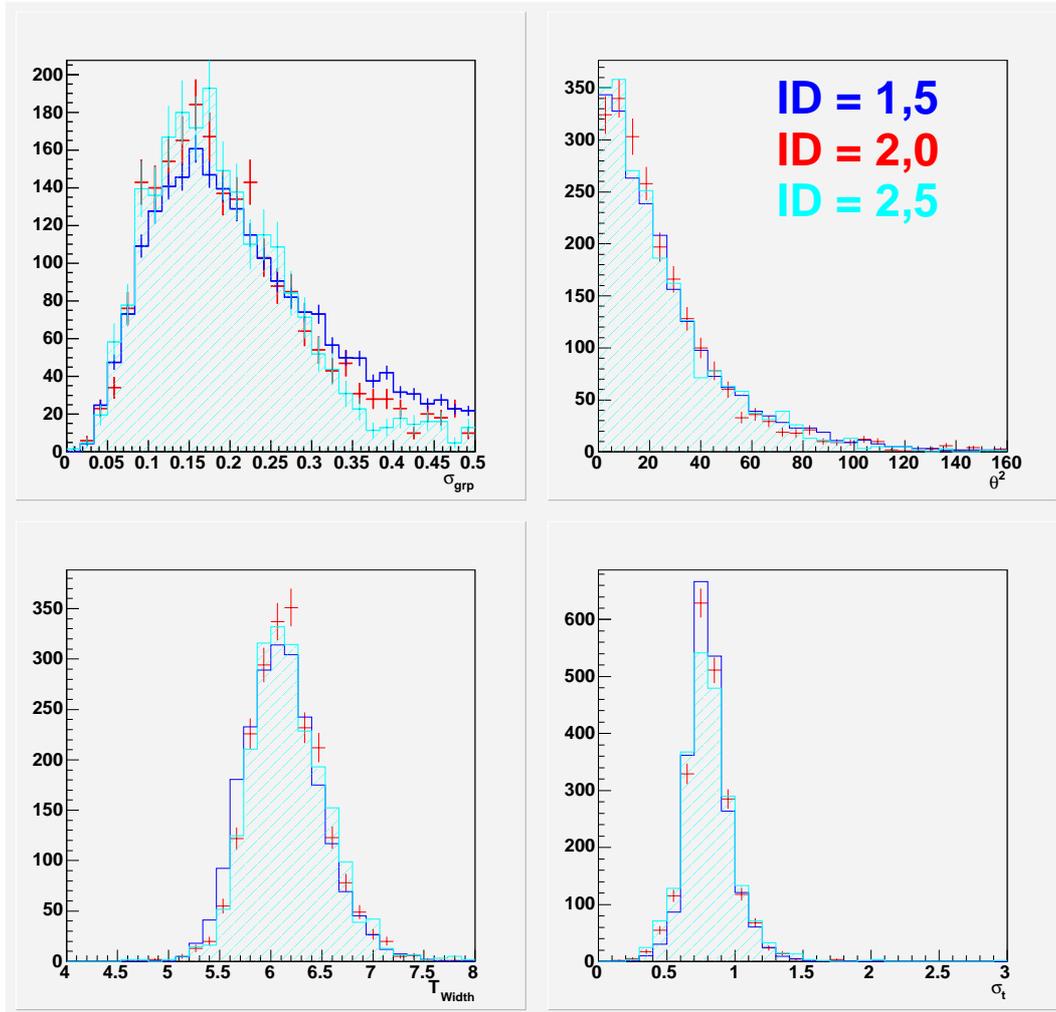


FIG. 9.4 – MC ISU Crabe - Distributions normalisées des variables discriminantes pour différents indices spectraux différentiels (ID) simulés. Déclenchement logiciel et coupures de pré-analyse correspondant aux bornes des histogrammes. Les barres d'erreurs représentent les fluctuations poissonniennes sur le nombre d'événements.

Un autre effet était à étudier, celui de la distribution en angle horaire. Pour cela, des lots de «MC Crabe», séparés l'un de l'autre de 30 minutes d'angle horaire, du transit au $Transit + 1h30$, ont été générés. Il a été montré, à cause d'une assez bonne symétrie Est-Ouest des héliostats, que les MC «transit + x h» étaient représentatifs des MC «transit - x h» [10]. La figure 9.5 présente les distributions obtenues. On s'attend pour chaque variable à un déplacement de la valeur moyenne de chaque histogramme vers la droite au fur et à mesure que l'on s'éloigne du transit, puisque les efficacités s'en trouvent dégradées. Cet effet est visible sur σ_{grp} , θ^2 et σ_t , mais ne semble pas être mis en évidence sur T_{Width} . Nous avons alors relevé les valeurs des moyennes et écarts-types des histogrammes, entre

le transit et le transit+1h30, afin de quantifier éventuellement cet effet. Le tableau 9.2 nous confirme la faiblesse de cet effet sur les quatre variables. La variation en angle horaire est donc suffisamment faible pour ne pas être systématiquement prise en compte dans nos études.

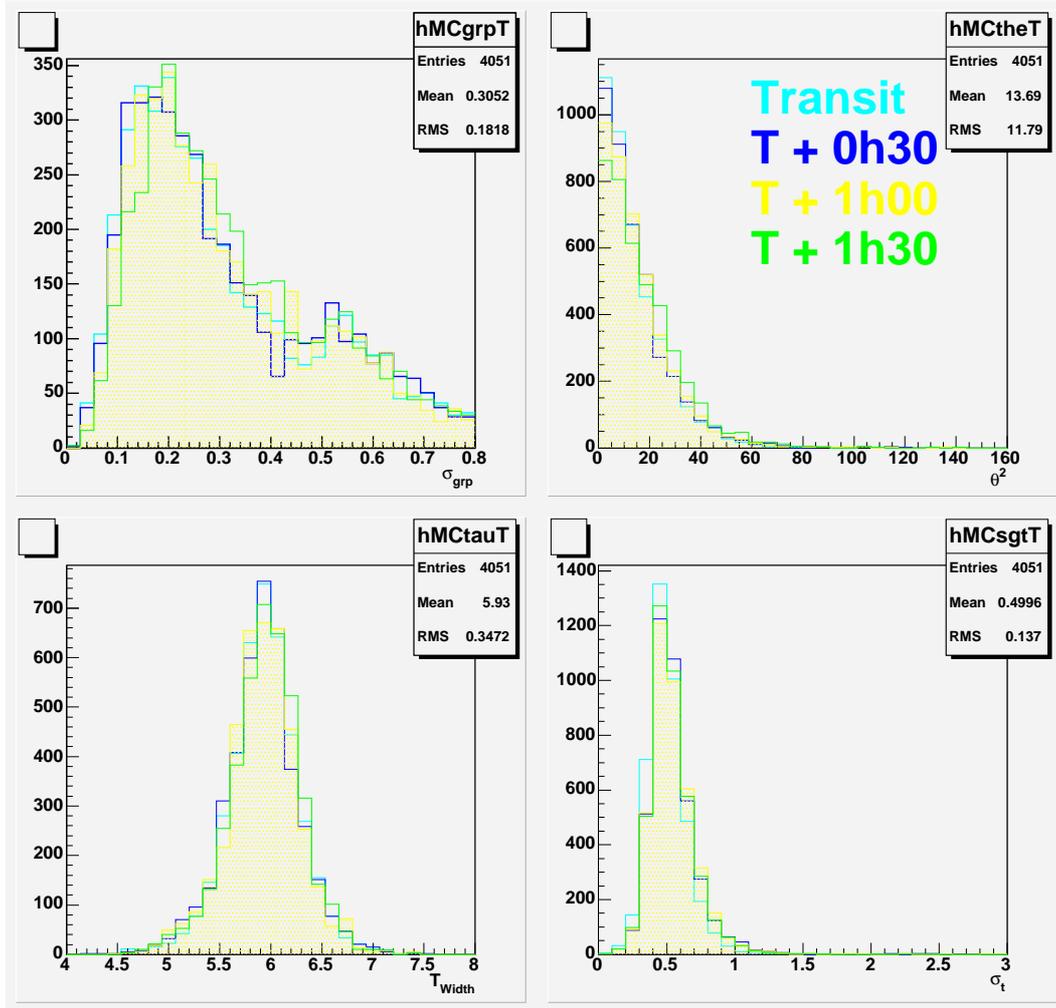


FIG. 9.5 – MC ISU Crabe - Distributions normalisées des variables discriminantes pour différents angles horaires simulés. Déclenchement logiciel, et coupures de pré-analyse correspondant aux bornes des histogrammes.

	Nb evt	Moyenne	RMS		Nb evt	Moyenne	RMS
σ_{grp}				T_{Width}			
Transit	4051	0,31	0,18	Transit	4051	5,93	0,35
T + 0h30	2412	0,31	0,18	T + 0h30	2412	5,92	0,36
T + 1h00	2356	0,31	0,17	T + 1h00	2356	5,92	0,36
T + 1h30	2307	0,32	0,17	T + 1h30	2307	5,95	0,36
θ^2				σ_t			
Transit	4051	13,69	11,79	Transit	4051	0,50	0,14
T + 0h30	2412	14,39	13,40	T + 0h30	2412	0,55	0,21
T + 1h00	2356	15,19	13,57	T + 1h00	2356	0,55	0,20
T + 1h30	2307	17,25	14,89	T + 1h30	2307	0,54	0,18

TAB. 9.2 – Paramètres des distributions des variables discriminantes pour différents angles horaires, pour des simulations en direction de la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km.

9.2 Influence des paramètres d'entrée de la simulation de l'électronique

À partir du lot de données pris sur la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km décrit précédemment, nous avons entrepris le réglage de plusieurs paramètres d'entrée de la simulation de l'électronique à partir de leurs effets sur les distributions des variables discriminantes. Ces paramètres représentent :

- la configuration de la base de données ;
- la forme de l'impulsion à un photoélectron ;
- le niveau de bruit de fond du ciel ;
- le niveau de bruit d'électronique ;
- l'imprécision du signal d'arrêt envoyé aux FADC.

Les distributions des variables discriminantes seront comparées à partir de leur fonctions d'ajustement :

- une fonction de Landau pour σ_{grp} :

$$\mathcal{D}_{\sigma_{grp}}(x) = p_0 \times \exp \left[(-0.5 \times \frac{x - p_1}{p_2}) + e^{-\frac{x - p_1}{p_2}} \right] ;$$

- une fonction de Student pour θ^2 , T_{Width} et σ_t :

$$\mathcal{D}_{\theta^2/T_{Width}/\sigma_t}(x) = p_0 \times \left[\left[1 + \left(\frac{x - p_1}{p_2} \right)^2 \right] \times \frac{1}{p_3} \right]^{-\frac{p_3+1}{2}} \quad (9.1)$$

9.2.1 Configuration de la base de données

Au cours de l'histoire de CELESTE, la calibration des instruments n'a cessé d'évoluer. Un fichier «instruments», car contenant les résultats de calibration des instruments, était associé à chaque prise de données et permettait de préciser les conditions d'acquisition. De plus, un fichier «wiring» (en français «câblage») indiquait la manière dont les instruments

étaient reliés entre eux. Il comportait entre autres les longueurs des câbles reliant les différents éléments. Ce fichier était donc mis à jour au fur et à mesure que certains matériels étaient remplacés. Il était donc tout aussi essentiel au processus d'analyse des données.

La prise de données s'étant effectuée entre 1999 et 2001, divers changements sont intervenus entre la première et la dernière acquisition de cette sélection : remplacement des câbles, des cartes électroniques, etc. Ainsi, il s'agissait de définir un «wiring» moyen utilisable dans les simulations tout en vérifiant que l'évolution du câblage au cours du temps n'avait pas d'effet systématique significatif. Par contre, c'est le fichier «instruments» correspondant à la dernière calibration qui était utilisé dans les simulations.

version	modification
4-18	horloge passe à 940 MHz
5-03	correction temps de transit
5-09	câbles contrôle ETEP -> ETEP sont tous de 4 ns
6-01	40 voies pics fiduciaires
7-07	câbles contrôle ETEP -> ETEP passent 4 -> 10 ns
7-12	correction de la fréquence de l'horloge
7-13	correction de la mise en temps du câble 5

TAB. 9.3 – Extrait du fichier archive de modification de la base de données de CELESTE.

Nous présentons sur la figure 9.6 trois simulations effectuées à partir d'un même fichier de photoélectrons pour trois calibrations «instruments» différentes. La calibration 4-16 se démarque sensiblement par une estimation plus grande de T_{Width} . Cela illustre l'importance d'avoir la meilleure calibration possible de l'électronique afin d'avoir des simulations qui reproduisent correctement les données.

La version «instruments» choisie sera systématiquement la 7-99 pour chaque lot de données, tandis que les «wirings» seront les suivants :

Source	Pointé	Version DB
Crabe	11 km	5-04
	11/25 km	7-10
Mrk421	11 km	7-07
	11/25 km	7-07

TAB. 9.4 – Version de «wiring» moyen de chaque lot de prise de données, pour configuration des lots de MC correspondants.

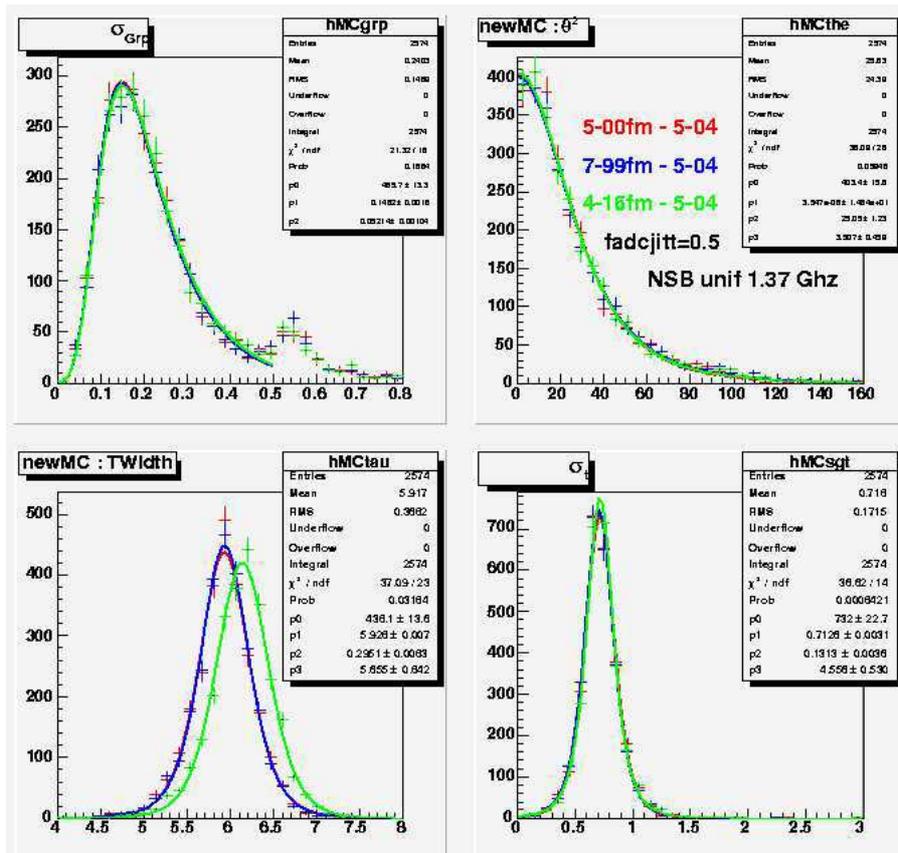


FIG. 9.6 – Influence des configurations «instruments» sur la forme des distributions des quatre variables discriminantes. Les chiffres avant «fm» se rapportent au fichier «instruments». Le «wiring» est dans le trois cas 5–04, car il correspond à la configuration de la majorité des acquisitions.

9.2.2 Forme de l'impulsion à un photoélectron

Un important travail de calibration des photomultiplicateurs a été réalisé, essentiellement par Filip Münz et Philippe Bruel. Cela a conduit à diverses études afin de déterminer la forme de l'impulsion d'un photoélectron dans les FADC. En effet, la connaissance de cette signature du photoélectron dans les données numérisées était essentielle pour les deux applications suivantes :

- l'ajout de bruit par la procédure de *padding*, décrite dans la section 7.1 ;
- la simulation des impulsions électriques produites dans les photomultiplicateurs ;

La méthode utilisée par Filip Münz pour l'étude de la forme de cette impulsion a été l'éclairement des photomultiplicateurs avec une très faible intensité, de manière à ne pas superposer plusieurs photoélectrons au cours de leur transit dans le photomultiplicateur. C'est ensuite à partir de l'oscilloscope Tektronix TDS 620B que la mesure de l'impulsion en amplitude et en temps a pu être obtenue.

Filip Münz utilisait dans les dernières versions de sa simulation la fonction déterminée par Mathieu de Naurois, consistant en une gaussienne pour la partie croissante, et une exponentielle pour la partie décroissante :

$$f(t) = \begin{cases} \exp\left(-4 \times \log(2) \times \frac{(t - t_{mon})^2}{t_{mon}^2}\right) & \text{pour } t \leq 0 \\ \exp\left(-\log(2) \times \frac{t - t_{mon}}{t_{mid} - \frac{t_{mon}}{2}}\right) & \text{pour } t \geq 0 \end{cases} \quad (9.2)$$

avec $t_{mon} = 3,50$ ns et $t_{mid} = 5,30$ ns.

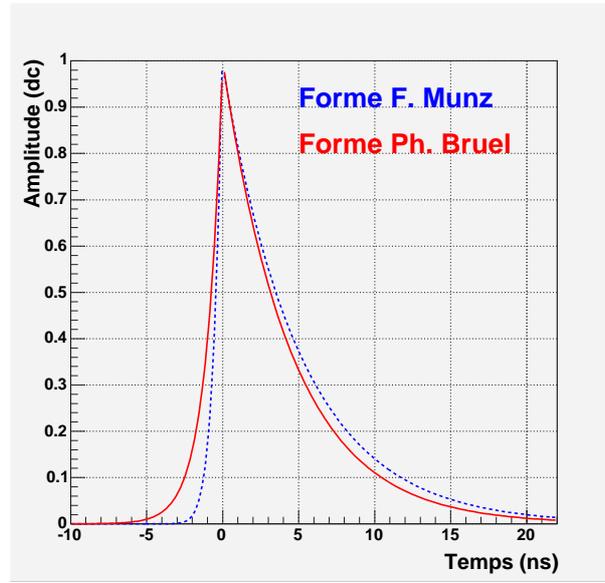


FIG. 9.7 – Comparaison des deux formes d'impulsion à un photoélectron utilisés dans nos simulations de l'électronique.

En janvier 2004, une nouvelle estimation de la forme de cette impulsion à partir des données FADC a été proposée [16]. Les fonctions d'ajustement choisies consistent en trois exponentielles : une pour la partie ascendante, une pour la partie descendante, et une pour la queue négative résultant du couplage capacitif et qui s'étend à plusieurs fois la largeur de la fenêtre d'échantillonnage (équation 9.3). Cette troisième composante n'est pas paramétrée dans la simulation car cette queue est prise en compte par un décalage négatif de la ligne de base d'une certaine valeur. Nous avons donc intégré cette nouvelle fonction au logiciel de simulation *Elec* de Filip Münz afin d'étudier les différences éventuelles dans la reconstruction des variables de notre analyse :

$$f(t) = \begin{cases} e^{t/\tau_1} & \text{pour } t \leq 0 \\ Ae^{-t/\tau_2} + (1 - A)e^{-t/\tau_3} & \text{pour } t \geq 0 \end{cases} \quad (9.3)$$

Bien qu'une forme différente de l'impulsion ait été paramétrée pour chaque voie, nous utilisons dans la simulation les valeurs moyennées sur toutes les voies des paramètres de l'équation 9.3, ce qui est approximation suffisante, compte tenu de la faiblesse de ces écarts face aux autres systématiques. Ainsi :

- $\tau_1 = 1,09$ ns ;
- $\tau_3 = 380$ ns ;

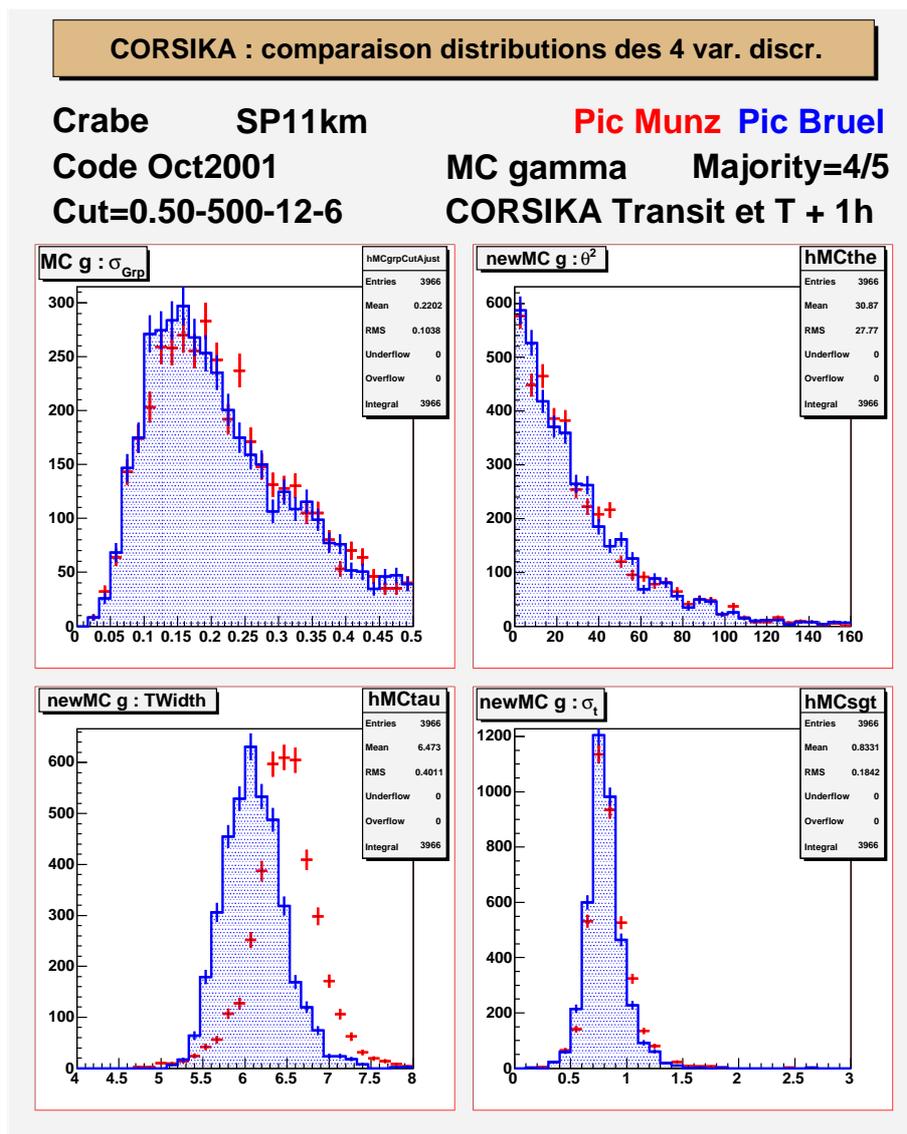


FIG. 9.8 – Comparaison des distributions des variables discriminantes pour deux formes de l'impulsion à un photoélectron après coupures de pré-analyse. Simulation de gamma «CORSIKA» venant de la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km au transit et au transit + 1h. La forme paramétrée par Filip Münz (FM) est représentée en rouge, celle par Philippe Bruel (PB) en bleu hachuré.

- $A = \frac{\tau_1 + \tau_3}{\tau_3 - \tau_2}$;
- la largeur à mi-hauteur : $(\tau_1 + \tau_2)/\ln(2) = 3,9$ ns.

La figure 9.8 montre l'effet dû à la forme de l'impulsion à un photoélectron introduite dans la simulation de l'électronique. Cet effet n'est visible que sur T_{Width} , seule variable sensible à l'un des paramètres de la forme de l'impulsion (la largeur). Après avoir comparé les données ON-OFF avec les MC gamma produits respectivement avec les deux formes d'impulsion à un photoélectron, nous avons retenu la forme de Ph. Bruel, qui reproduit mieux les données. (figure 9.9).

Outre la différence de largeur des pics Tcherenkov, la différence de forme de l'impulsion à un photoélectron induit des différences dans la probabilité de déclenchement. Seulement,

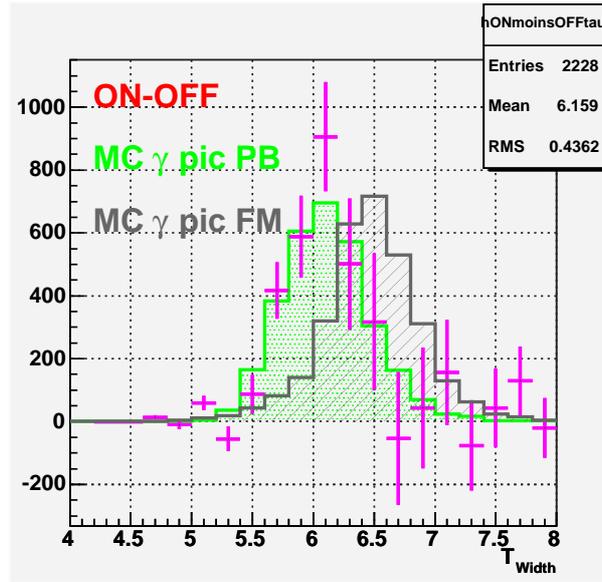


FIG. 9.9 – Comparaison des distributions MC et ON-OFF de la variable discriminante T_{Width} après pré-coupures : MC gamma avec impulsion PB (en vert) et FM (en gris) et ON-OFF (fushia). Histogrammes normalisés au nombre de ON-OFF.

il n'y a pour cela aucun moyen de savoir si l'une de ces probabilités de déclenchement est plus exacte que l'autre. Le tableau 9.5 montre les différences constatées pour différents lots de gamma simulés. Après déclenchement brut simulé de 3 groupes sur 5 dépassant 4,5 p.e./hél, l'impulsion FM produit 15 % de déclenchements en plus par rapport à l'impulsion PB, et après pré-analyse, cette différence est ramenée à 12 %, ce qui reste du même ordre de grandeur³. Le chapitre 10 nous permettra d'approfondir la discussion par les comparaisons des MC hadrons avec le taux de déclenchement global de l'expérience.

Lot	Nb evts brut	Après pré-analyse		
		Nb evts	Moyenne	Ecart-type
ON-OFF	-	3044	6,16	0,44
MC impulsion PB	5549	3540	6,11	0,36
MC impulsion FM	6364	3966	6,47	0,40

TAB. 9.5 – Nombre d'événements et paramètres des distributions de T_{Width} pour MC gamma et données.

³É. Brion a entrepris la comparaison des logiciels de simulations de l'électronique : celui de F. Münz, avec sa forme d'impulsion, et celui de Ph. Bruel, avec sa forme d'impulsion, alors que dans le cadre de cette thèse nous avons uniquement utilisé le logiciel de F. Münz dans lequel nous avons injecté les deux formes d'impulsion. Les résultats d'É. Brion [10] montrent un désaccord de seulement 5 à 7 % entre ses deux comparaisons, ce qui signifie que les MC produits avec une même forme d'impulsion sont soumis à la systématique liée au logiciel utilisé.

9.2.3 Niveau du bruit de fond du ciel

Le bruit de fond du ciel, tel que nous l'avons introduit à la section 3.2, se mesure en relevant la valeur des courants d'anode des photomultiplicateurs. Il est possible de calculer le nombre de photoélectrons par seconde du bruit de fond du ciel (*NSB* pour «*Night Sky Background*») par la formule [69] :

$$NSB(GHz) = \frac{Courants(\mu A)}{9fC} \quad (9.4)$$

Nous avons déterminé, pour chaque lot de données, le bruit de fond du ciel moyen à partir de la valeur moyenne des courants (tableau 9.6).

Pointé	Courants	NSB
Crabe		
SP 11 km	12,47 μA	1,39 GHz
DP 11/25 km	11,95 μA	1,33 GHz
Mrk 421		
SP 11 km	9,41 μA	1,05 GHz
DP 11/25 km	9,84 μA	1,09 GHz

TAB. 9.6 – Valeurs moyennes des courants relevés pour différents lots de données OFF, et bruits de fond du ciel calculés à partir de ces valeurs.

Nous présentons sur la figure 9.10 la comparaison des distributions des quatre variables discriminantes pour trois valeurs différentes du bruit de fond du ciel. Nous avons volontairement choisi des valeurs extrêmes (2 et 3 GHz) et suffisamment distantes les unes des autres afin de vérifier l'effet que cela pouvait produire.

La valeur de 1,21 GHz correspond à la valeur moyenne «standard» proposée par Filip Münz, qui tient compte des différences d'illumination entre les 40 héliostats. Il apparaît que les différences de bruit de fond du ciel n'affectent que les variables T_{Width} et σ_t . Lorsque le bruit augmente, T_{Width} est décalée vers des valeurs plus faibles (ajustement des pics Tcherenkov avec des largeurs à mi-hauteur plus faibles) et sa largeur augmente (plus grand spectre de valeurs de l'épaisseur du front d'onde d'un événement à l'autre). La diminution des largeurs des pics Tcherenkov s'explique par le fait que l'on réalise les ajustements de pics beaucoup plus «noyés» dans le bruit, c'est-à-dire sur une ligne de base plus haute. L'augmentation des valeurs de σ_t , de même que l'élargissement de sa distribution, montrent clairement une distribution des événements sur une plus grande étendue des temps d'arrivée des photons Tcherenkov.

Par la suite nous choisirons dans nos simulations des valeurs du NSB correspondant le plus possible aux conditions d'acquisitions des données.

9.2.4 Niveau du bruit d'électronique

Après avoir déterminé le bruit de fond du ciel présent dans les données, il apparaissait nécessaire de modéliser le bruit dû à l'électronique du détecteur. Rappelons que les diffé-

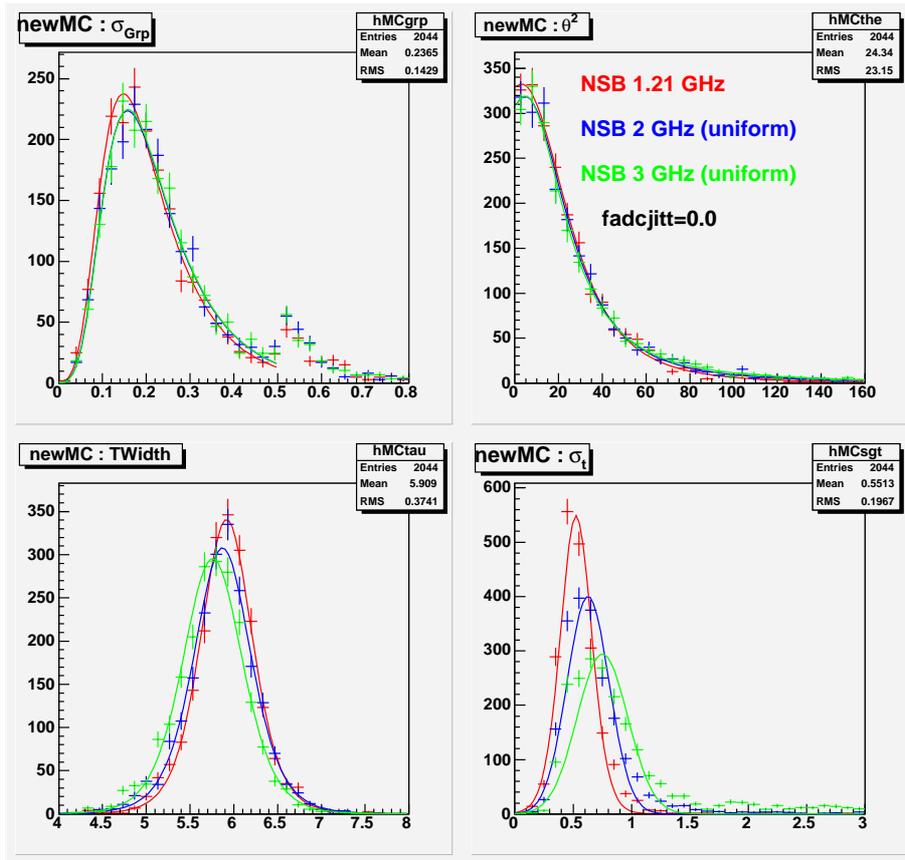


FIG. 9.10 – Comparaison des distributions des variables discriminantes pour différents bruits de fond du ciel après coupures de pré-analyse. Simulation de gamma «ISU» venant de la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km au transit.

rents éléments de l'électronique assurant le transfert du signal du photoélectron arrivant sur la photocathode à l'impulsion électrique numérisée sur les FADC sont :

- les photomultiplicateurs ;
- les pré-amplificateurs ;
- le *splitter* ;
- les câbles ;
- les FADC.

Il a été observé, grâce à l'oscilloscope, que l'essentiel du bruit électronique était produit par les cartes de pré-amplification. Ce bruit est simulé, dans le logiciel que nous utilisons, par de courtes impulsions gaussiennes dont l'amplitude varie entre -1 et +1 mV. Il est considéré comme identique dans toutes voies, ce qui semble une approximation raisonnable ([53], p. 176). Ce bruit est réglé à un taux de 3,5 électrons/ns. Toutefois, il convenait de vérifier si sa variation, en taux et en amplitude, affectait les formes ou les valeurs des variables discriminantes. La figure 9.11 montre que seule l'augmentation exagérée (multipliée par 4) de la valeur de l'amplitude des impulsions gaussiennes permet d'observer un décalage, visible principalement sur la variable T_{Width} . Comme dans le cas précédent avec le bruit de fond du ciel, une augmentation de l'amplitude du bruit «noie» le signal et entraîne une sous estimation de la largeur des pics de ce signal. Du fait de cet effet visible uniquement aux grandes valeurs de l'amplitude, nous considérons que l'étude

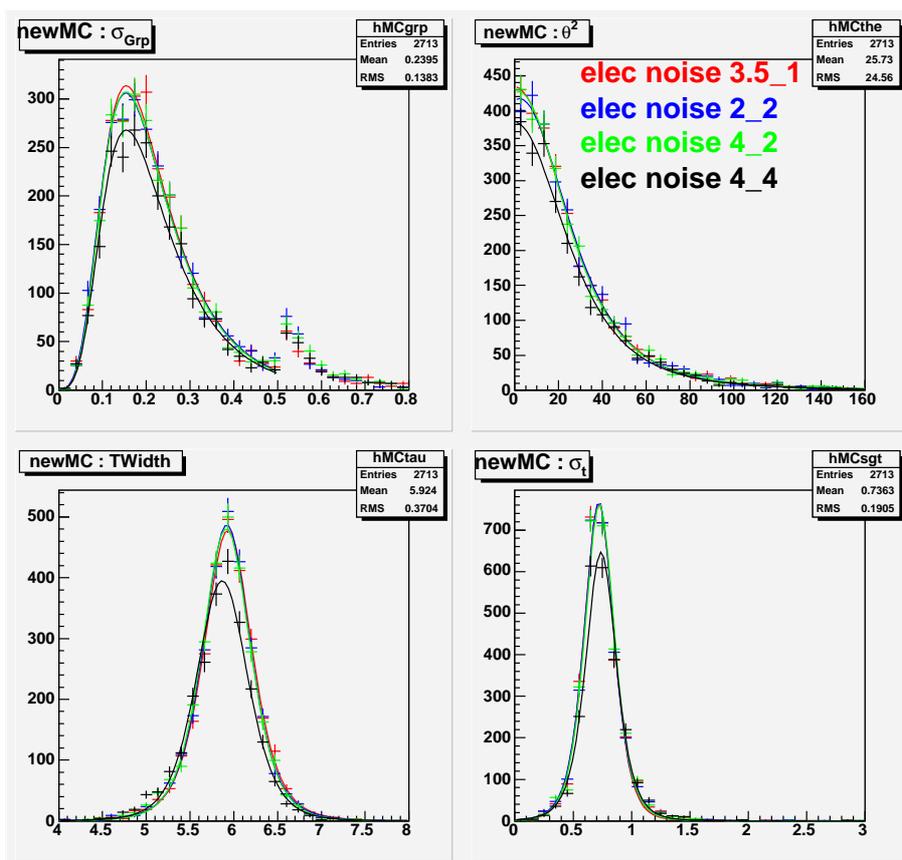


FIG. 9.11 – Comparaison des distributions variables discriminantes pour différents bruits d'électronique après coupures de pré-analyse. Simulation de gamma «ISU» venant de la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km au transit. Le premier paramètre indiqué après «elec noise» est le taux de bruit électronique en electrons/ns (entre 2 et 4), le deuxième est l'amplitude en mV des impulsions gaussienne simulant ce bruit (entre 1 et 4).

des variations des paramètres du bruit d'électronique est sans intérêt majeur dans notre recherche de l'accord simulations/données.

9.2.5 Imprécision du signal d'arrêt

Pour que les données soient relues sur les tampons de mémoires des FADC afin d'être sauvegardées, un signal d'arrêt est envoyé afin que les 40 voies arrêtent le codage (section 5.3). La date de ce signal d'arrêt est donnée par l'horloge pilotant les FADC. Cependant, à cause de défauts de synchronisation, il arrivait que les FADC de certaines voies ne s'arrêtent pas sur le coup d'horloge du signal d'arrêt, mais sur le coup précédent ou le coup suivant, ce qui induisait pour un nombre non négligeable de voies un décalage de ± 1 ns affectant la reconstruction du front d'onde d'une certaine systématique. Comme nous l'avons déjà évoqué, l'ajout de pics fiduciaires a permis de lever cette systématique. Mais lors de l'analyse de données avant l'introduction de ces pics de référence dans le système d'acquisition, il importait de tenir compte de ce défaut de synchronisation. C'est

pourquoi, un paramètre d'entrée de la simulation, le *jitter FADC*⁴, a été introduit pour reproduire ce décalage.

Une valeur égale à zéro de ce paramètre indique une synchronisation parfaite, tandis qu'une valeur égale à 0,5 représente la désynchronisation maximale mesurée, soit 50 % des voies s'arrêtant sur le bon coup d'horloge, 25 % sur le coup d'horloge précédent et 25 % sur le coup d'horloge suivant.

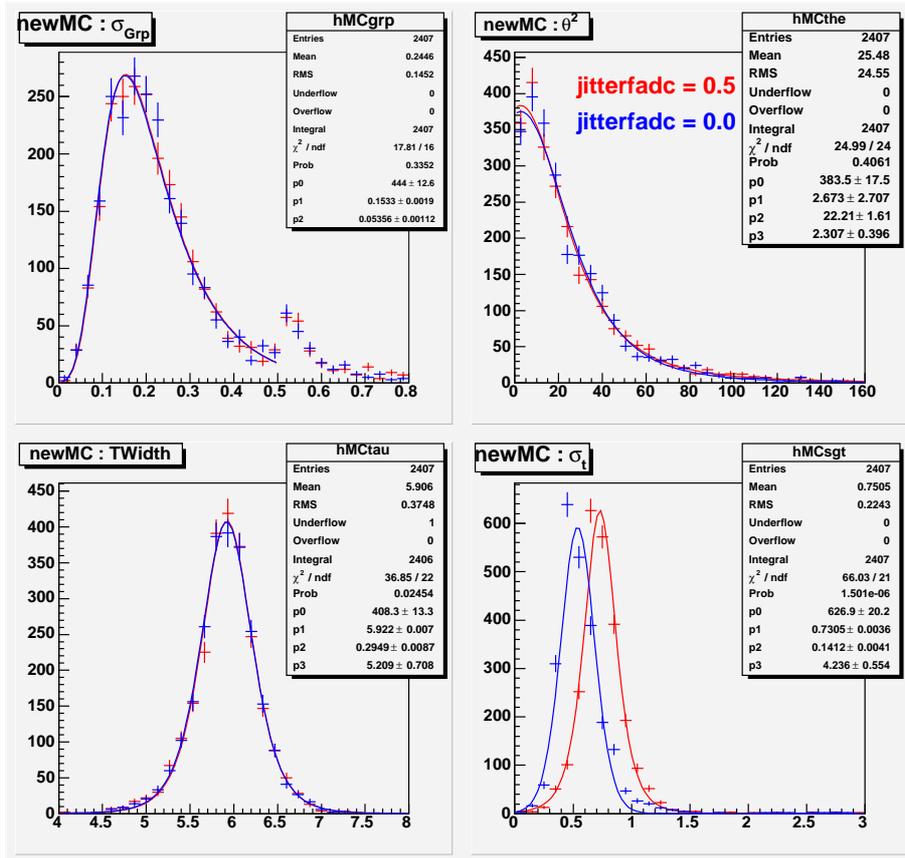


FIG. 9.12 – Comparaison des distributions des variables discriminantes pour la valeur nulle et la valeur maximale du *jitter FADC* après coupures de pré-analyse. On observe l'effet de ce *jitter* sur la dispersion des temps d'arrivée reconstruits du signal Tcherenkov sur les héliostats par le décalage de la valeur moyenne de la variable σ_t vers la droite. Simulation de gamma «ISU» Crabe en simple pointé à 11 km au transit.

Cette effet n'est visible que pour la variable σ_t car cette variable met en évidence les différences des temps d'arrivée du signal sur les héliostats, et est directement reliée à l'imprécision d'une mise en temps due à la mauvaise synchronisation des voies d'horloge. Le *jitter FADC* a pour effet, tout en conservant la forme de la distribution, d'augmenter la valeur moyenne de σ_t d'environ 0,2 ns (figure 9.12).

La figure 9.13 présente deux lots de données, respectivement avec et sans pics fiduciaires. Sur le ON-OFF (en fushia) a été réalisé un ajustement à partir de la fonction d'ajustement du MC. Pour les données sans pics fiduciaires a été utilisé le MC avec *jitter FADC* = 0,5, tandis que pour les données avec pics fiduciaire a été utilisé le MC avec *jitter*

⁴*jitter* est un mot d'anglais scientifique signifiant «décalage»

$FADC = 0,0$. Les χ^2 d'ajustement sont présentés dans le tableau 9.7. Celui des données sans pics fiduciaires a la valeur la plus élevée ($\chi^2/ndf = 1,42$)⁵. Cela peut s'expliquer par l'effet de non correction des défauts de synchronisation que même la simulation ne peut reproduire exactement dans le détail voie par voie, ou tout simplement par une statistique insuffisante de données.

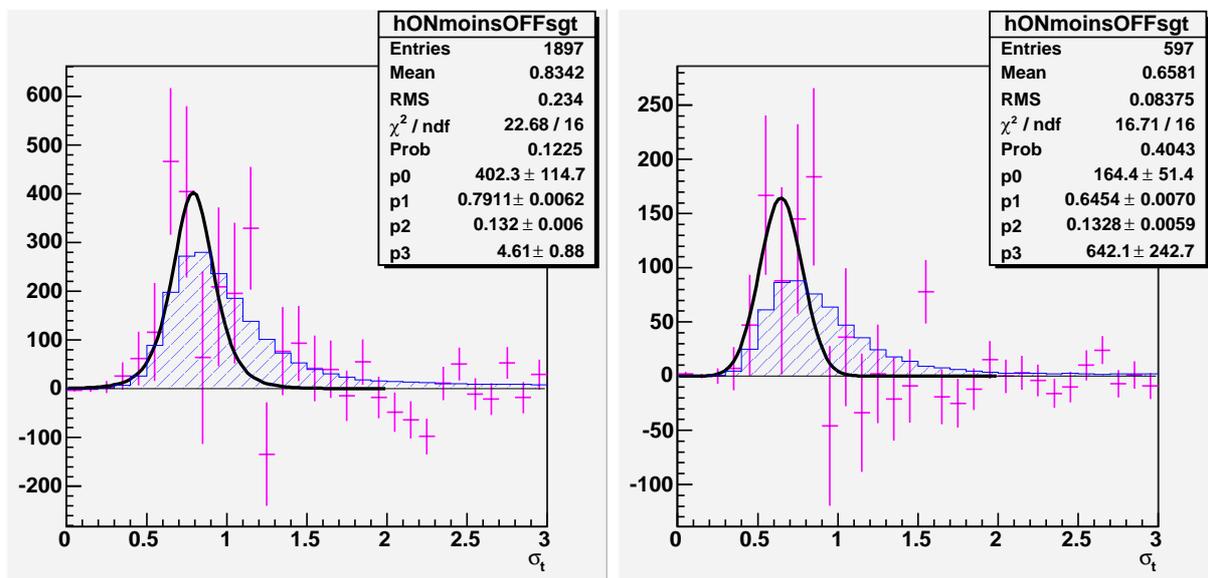


FIG. 9.13 – Comparaison simulations/données du Crabe 11 km, pour σ_t . À gauche, données sans pics fiduciaires avec ajustement du ON-OFF (fushia) par une fonction de Student ajustant le MC gamma avec *jitter FADC* = 0,5. L'histogramme en bleu hachuré est la distribution du OFF associé, normalisé au ON-OFF. À droite, distribution des données sans pics fiduciaires avec ON-OFF ajusté par une fonction de Student issue du MC gamma avec *jitter FADC* = 0,0.

Toutefois, la reproduction des données prises en simple pointé par le MC ne se trouve pas facilitée par cette double configuration de l'électronique : la présence ou non de pics fiduciaires. Nous avons donc vérifié que l'ajustement du ON-OFF des données avec pics fiduciaires à partir de MC avec *jitter FADC* = 0,5 pouvait nous permettre le compromis d'un ajustement de tout le lot de données en simple pointé à 11 km avec des MC produits avec cette valeur maximale de *jitter*. La figure 9.14 montre un tel ajustement, et le tableau 9.7 nous permet d'accepter le compromis par un χ^2 égal à 1,17 au lieu de 1,04. Les données prises en double pointé 11/25 km, tant pour le Crabe que pour Mrk421, sont plus récentes et donc toute prises avec pics fiduciaires. Les MC associés à ces lots-ci seront donc produits avec *jitter FADC* = 0,0.

⁵*ndf* pour *number of degree of freedom* (nombre de degrés de liberté)

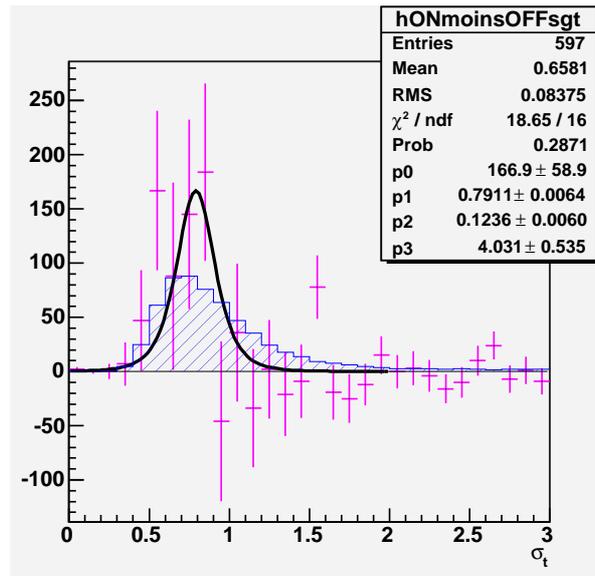


FIG. 9.14 – Comparaison simulations/données du Crabe 11 km, pour σ_t . Données avec pics fiduciaires avec ajustement du ON-OFF (fushia) par une fonction de Student ajustant le MC gamma avec *jitter FADC* = 0,5. L'histogramme en bleu hachuré est la distribution du OFF associé, normalisé au ON-OFF.

	MC <i>jitter FADC</i>	Moyenne ajustement	χ^2 / ndf
Sans pics fiduciaires	0,5	0,79	1,42
Avec pics fiduciaires	0,0	0,65	1,04
Avec pics fiduciaires	0,5	0,79	1,17

TAB. 9.7 – Crabe 11 km. Valeur moyenne des fonctions de Student d'ajustement des données et qualité de cet ajustement en fonction de la configuration *jitter FADC* du MC, pour les lots de données sans et avec pics fiduciaires.

9.2.6 Classes d'événements

Une information à prendre en compte lors de l'analyse des données est celle de «classe d'événements», en référence à la majorité du nombre de groupes d'héliostats participant au déclenchement. La plupart des acquisitions de nos données ont eu lieu avec une majorité de 3 groupes sur 5 ayant un minimum de 4,5 photoélectrons par héliostat en moyenne. Le déclenchement logiciel appliqué comme première étape de l'analyse impose que 4 groupes sur 5 aient un seuil de 5 photoélectrons par héliostats, afin d'avoir le même seuil pour chaque paire. Nous disposons alors de la classe d'événements ayant déclenché 4 groupes et de la classe d'événements ayant déclenché 5 groupes. Il est alors possible de s'attendre à une reconstruction différente d'une ou plusieurs variables discriminantes en fonction de la classe d'événements. En fait, c'est essentiellement sur la variable géométrique σ_{grp} que cet effet se manifeste. La figure 9.15 montre les distributions normalisées de σ_{grp} pour le OFF, le ON-OFF et le MC gamma, pour différentes classes d'événements. La figure 9.16 complète la première figure en montrant les distributions comparées des différentes

classes d'événements de σ_{grp} pour le OFF et le MC. On remarque que les distributions des événements ayant une majorité 4/5 sont les plus étalées, pour les données comme pour les simulations, témoignant d'une tâche Tcherenkov au sol plus dissymétrique. Une structure à double bosse est alors visible. Elle est décelable sur certaines figures que nous avons précédemment présentées (figures 9.5, 9.6, 9.10, 9.11 et 9.12) et dont la majorité appliquée était supérieure ou égale à 4, tandis que sur les figures que nous venons de décrire elle n'apparaît que si la classe 4/5 est séparée. Cela s'explique par le fait que nous avons effectué certaines études de comparaisons des variables discriminantes avec d'anciens logiciels avec lesquels certains effets systématiques apparaissaient. Cela n'a pas compromis la qualité de nos résultats, car nous ne nous intéressons qu'à des comparaisons relatives.

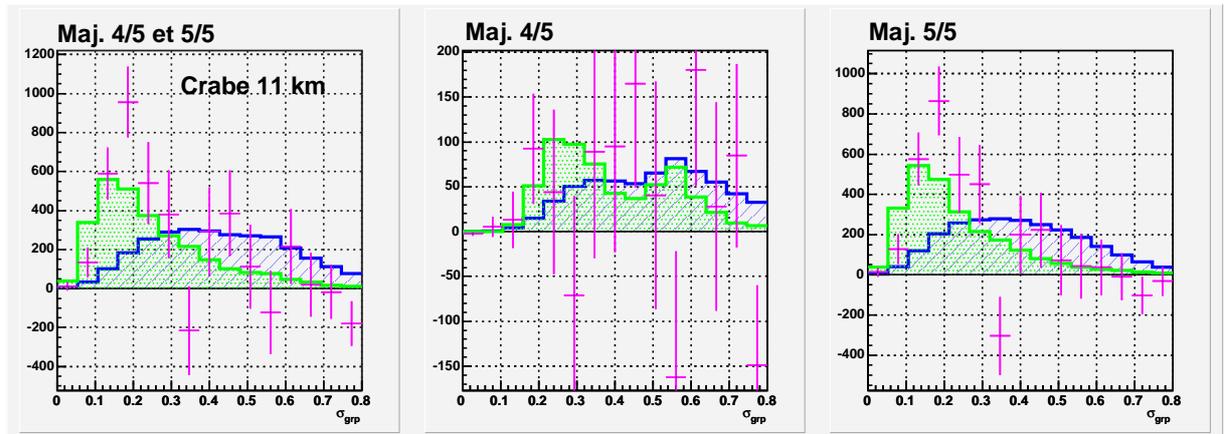


FIG. 9.15 – Comparaisons des distributions normalisées de σ_{grp} des données OFF, ON-OFF et des MC gamma, pour tous les événements avec une majorité 4/5 ou 5/5 (à gauche), une majorité 4/5 seulement (au milieu) et une majorité 5/5 seulement (à droite).

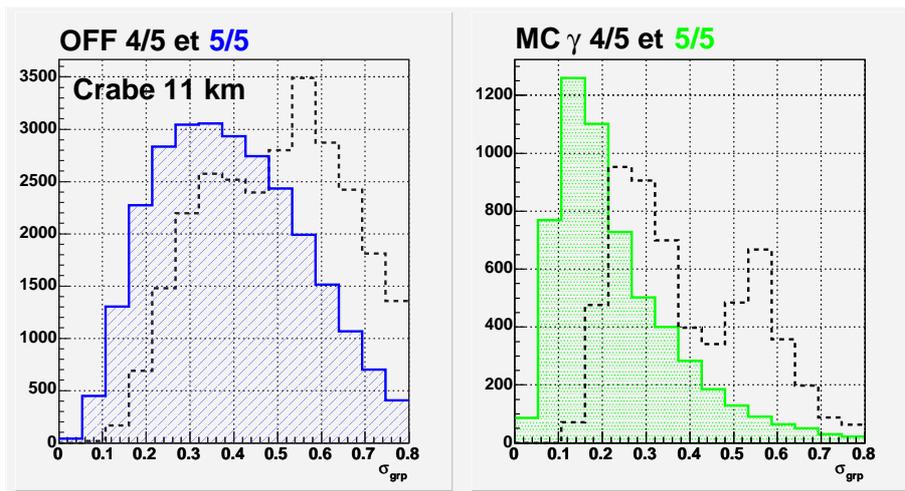


FIG. 9.16 – Comparaisons des distributions normalisées de σ_{grp} des données OFF (à gauche) et des MC gamma (à droite) selon les classes d'événements.

Nous pouvons conclure que l'effet «double bosse» est toujours présent lorsque la majorité est égale à 4/5, tant sur les données que sur les simulations, pour les hadrons comme pour les gamma.

9.3 Quantification de l'accord simulations/données

Suite aux études précédentes, différents lots de simulations de gamma en provenance de sources ponctuelles ont été à nouveau produits dans le cadre de cette thèse, d'une part pour les gamma en provenance de la Nébuleuse du Crabe, source située dans la direction du plan galactique, et ensuite pour le blazar Markarian 421, source située hors du plan galactique. Dans cette section sont donc rassemblés nos résultats définitifs des comparaisons simulations/données pour les lots pris en simple pointé à 11 km (SP) et en double pointé à 11/25 km (DP), pour les données de la sélection Javier-Hakima et nos productions de Monte-Carlo avec les «paramètres simulation 2004». L'analyse de ces simulations, ainsi que leur accord avec les données, seront discutés.

Les fonctions précédemment utilisées dans nos comparaisons MC/ON-OFF pour le réglage des paramètres de la simulation, ont dû être modifiées, d'une part par nécessité, pour tenir compte des difficultés d'ajustement de certains lot de données, d'autre part par la découverte de nouvelles fonctions permettant de réaliser de meilleurs ajustements.

9.3.1 Production des lots de simulations

Nous avons utilisé, pour produire ces nouveaux lots de simulations, un indice spectral différentiel correspondant aux estimations de [60] :

- 1,78 pour la nébuleuse du Crabe ;
- 2,25 pour Markarian 421.

Ces deux indices sont chacun suffisamment proches de 2,00 pour que les effets qu'ils pourraient induire par rapport aux réglages des paramètres de la section précédente puissent être négligés, à la vue de la figure 9.4.

Source	NoRun	Énergie	Pied de gerbe	<i>jitter</i> <i>FADC</i>	N_{decl}/N_{gen}
Crabe SP	53145	30-500 GeV	0-300m	0,5	1989/50000
Crabe DP	53165	30-500 GeV	0-300m	0,0	1814/50000
Crabe SP	53149	500 GeV-5 TeV	0-300m	0,5	1571/50000
Crabe DP	53166	500 GeV-5 TeV	0-300m	0,0	1663/10000
Crabe T+1h SP	53159	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,5	1148/10000
Crabe T+1h SP	53160	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,5	1140/10000
Crabe T+1h SP	53161	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,5	1141/10000
Crabe T+1h SP	53162	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,5	1089/10000
Crabe T+1h DP	53179	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,0	1069/10000
Crabe T+1h DP	53180	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,0	1067/10000
Crabe T+1h DP	53181	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,0	1064/10000
Crabe T+1h DP	53182	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,0	1045/10000
Mrk421 SP	53151	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,5	1608/50000
Mrk421 DP	53152	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,0	1370/50000
Mrk421 T+2h SP	53153	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,5	1088/50000
Mrk421 T+2h DP	53154	30 GeV-5 TeV	0-300m	0,0	949/50000

TAB. 9.8 – Simulations CORSIKA de gamma Crabe et Mrk421, avec impulsion PB.

Nous disposons donc, pour ces nouvelles productions de MC, des paramètres suivants :

- logiciel CORSIKA et CorsikaRead au lieu d'IsuSimula ;
- nouvelle paramétrisation des éléments de l'optique ;
- dernière calibration de la base de données de l'électronique ;
- nouvelle paramétrisation de la forme de l'impulsion à un photoélectron ;
- le niveau de bruit de fond du ciel moyen calculé pour chaque lot de données ;
- la prise en compte de la (dé-)synchronisation du signal d'arrêt envoyé aux FADC.

Les coupures de pré-analyse sont les mêmes que celles précédemment définies et dont les caractéristiques ont été précisées dans le tableau 9.1, sauf $\sigma_{grp} < 0,5$.

Afin de reproduire le plus complètement possible l'étendue du spectre en énergie des gamma, ainsi que l'étendue des pieds de gerbe, nous avons simulé les photons incidents entre 30 GeV et 5 TeV, pour une étendue en pied de gerbe entre 0 et 300 m. Le tableau 9.8 présente ces lots de MC, ainsi que les nombres d'événements bruts obtenus après passage de la simulation de l'électronique, en majorité de 3 groupes d'héliostats sur 5 dépassant 4,5 photoélectrons par héliostat. Compte tenu des étendues en angle horaire de ces sources, il a été simulé, en plus du transit, des lots de MC à *Transit* + 1h pour le Crabe et à *Transit* + 2h pour Mrk421.

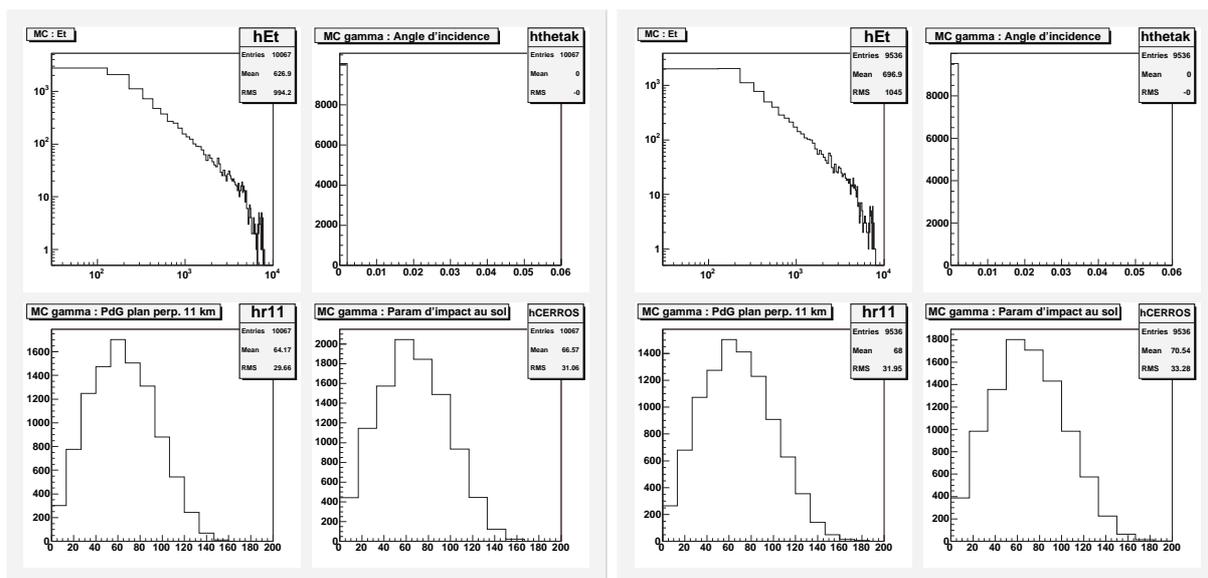


FIG. 9.17 – Paramètres d'entrée de la simulation de gerbes des MC gamma Crabe 11 km (à gauche) et 11/25 km (à droite) : énergie, angle d'incidence, pied de gerbe dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée à 11 km, paramètre d'impact au sol.

Les figures 9.17 et 9.18 présentent, chacune pour l'une des deux sources, en SP et DP, les trois paramètres d'entrée de la simulation de gerbes, ainsi que le paramètre d'impact au sol :

- l'énergie (en GeV) ;
- l'angle d'incidence (nul pour simuler une source ponctuelle dont tous les événements proviennent de la direction de la source) ;

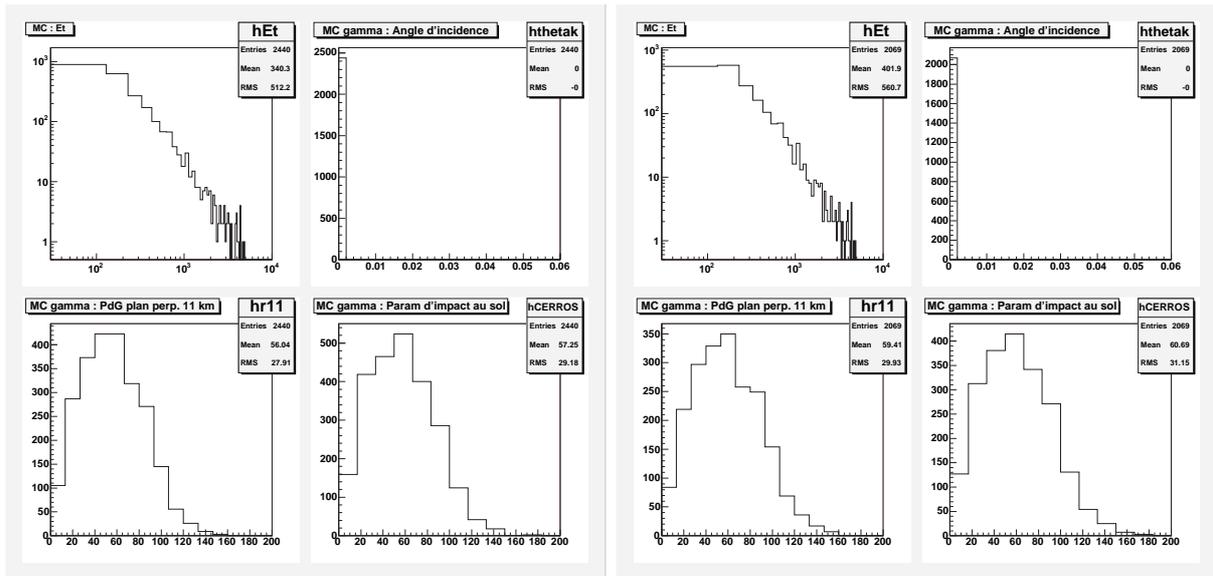


FIG. 9.18 – Paramètres d’entrée de la simulation de gerbes des MC gamma Mrk421 11 km (à gauche) et 11/25 km (à droite) : énergie, angle d’incidence, pied de gerbe dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée à 11 km, paramètre d’impact au sol.

- le pied de gerbe (en m), distance à l’axe passant par le centre du champ d’héliostats et orienté dans la direction de la souce, dans le plan à 11 km ;
- le paramètre d’impact au sol, dont l’étendue est celle du paramètre précédent divisé par le cosinus de l’angle zénithal de la source.

9.3.2 Comparaison MC/données gamma «Crabe»

Afin de vérifier les conditions de prise de données quant à l’écart au transit de la source et par rapport aux simulations, nous présentons dans la figure 9.19 les distributions en azimuth et hauteur des événements réels et MC correspondants, respectivement pour le simple et double pointé. Nous remarquons que les moyennes de ces distributions correspondent au transit, avec un écart-type de l’ordre de 30° en azimuth, et de 2° en hauteur, ce qui justifie, au regard de l’étude précédente de la section 9.1.3, que nous ne disposions pas de MC pour chaque intervalle de 30 min d’écart au transit.

Sur la figure 9.20, nous présentons les distributions normalisées au ON-OFF du OFF, du ON-OFF et du MC gamma. Le remplissage des histogrammes OFF sur ces figures étudiant l’accord simulations données pour le signal est important, afin de mettre en évidence ou non le caractère discriminant des variables que nous utilisons. Les barres d’erreur du ON-OFF sont toujours importantes, du fait que ces barres d’erreur sont calculées comme $\sqrt{N_{ON} + N_{OFF}}$. C’est pourquoi il a été recherché des coupures de pré-analyse avec une signification statistique dépassant les 3σ . Ces comparaisons nous donnent comme aperçu un bon accord pour chacune de ces variables, toutefois il importe de quantifier cet accord. Cela se fait de la même manière que lors de nos comparaisons avec l’ancienne simulation, mais avec des différences pour certaines fonctions d’ajustement.

La figure 9.21 présente pour chaque pointé les MC, avec pour chacun les fonctions d’ajustement suivantes :

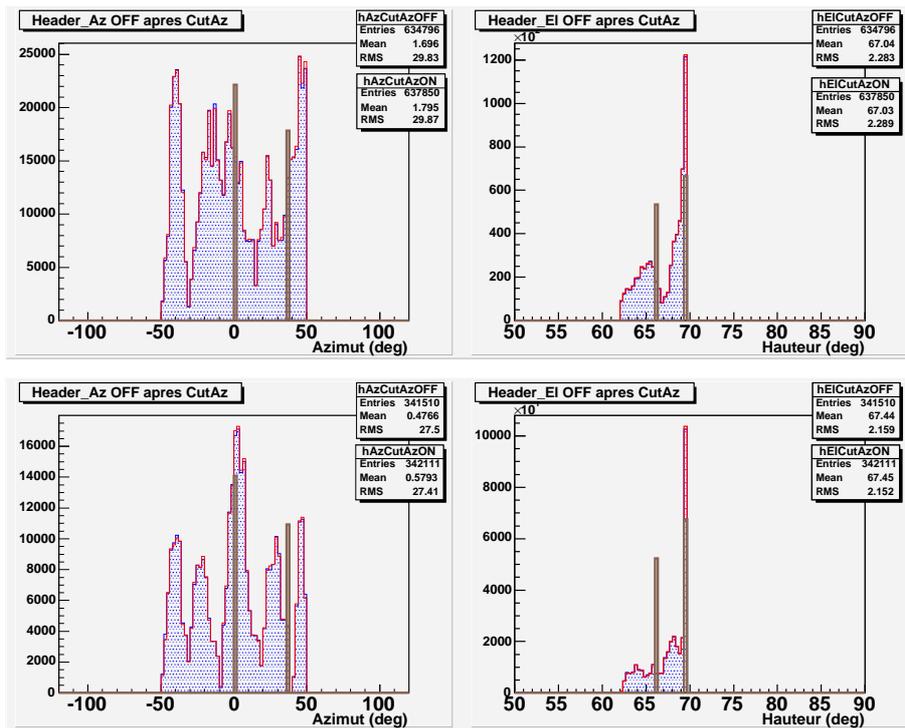


FIG. 9.19 – Distributions en azimuth (à gauche) et en hauteur (à droite) des données sur la nébuleuse du Crabe. En haut : sélection des 36 paires en simple pointé à 11 km. En bas : Sélection des 28 paires en double pointé à 11/25 km. En rouge : événements ON ; en bleu (souvent masqué par le rouge) : événements OFF ; en marron : MC gamma normalisé arbitrairement sur les données.

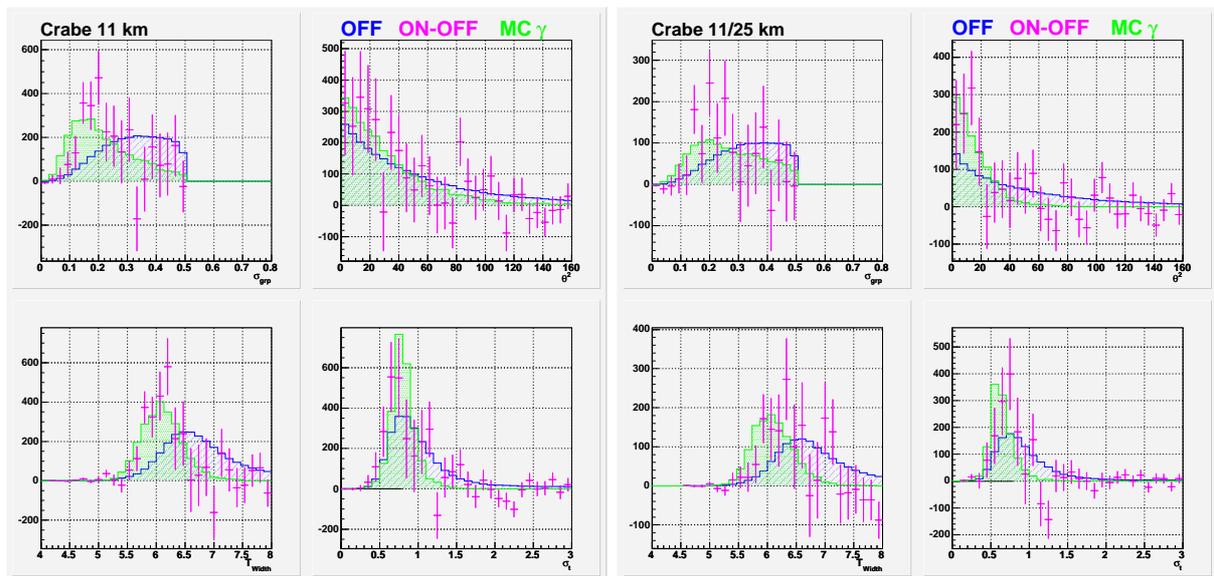


FIG. 9.20 – Données et MC. Distributions normalisées au ON-OFF des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaisons simulations/données pour la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km (à gauche) et en double pointé à 11/25 km (à droite). En bleu : données OFF ; en rouge : ON-OFF ; en vert : MC gamma.

- une fonction de Landau modifiée pour σ_{grp} ;
- une gaussienne pour θ^2 ;
- une fonction de Landau modifiée pour T_{Width} ;
- une fonction de Student pour σ_t .

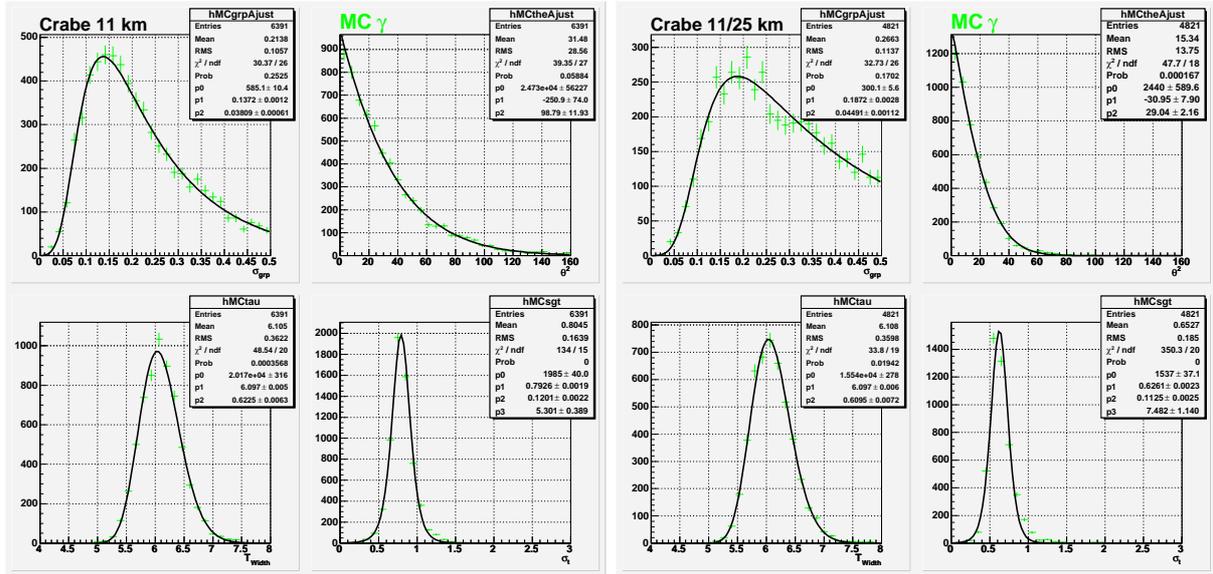


FIG. 9.21 – Monte-Carlo CORSIKA. Distributions des variables discriminantes après coupures de pré-analyse pour la nébuleuse du Crabe en simple et double pointé. Ajustement des histogrammes par les quatre fonctions de (9.5).

Les formules exactes de ces fonctions sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \mathcal{D}_{\sigma_{grp}}(x) = p_0 \times \exp \left[\left(-a \times \frac{x-p_1}{p_2} \right) + e^{-\frac{x-p_1}{p_2}} \right] \\
 \mathcal{D}_{\theta^2}(x) = p_0 \times \exp \left[\frac{-(x-p_1)^2}{2p_2^2} \right] \\
 \mathcal{D}_{T_{Width}}(x) = p_0 \times \exp \left[\left(-0,5x \times \frac{x-p_1}{p_2} \right) + e^{-\frac{x-p_1}{p_2}} \right] \\
 \mathcal{D}_{\sigma_t}(x) = p_0 \times \left[\left[1 + \left(\frac{x-p_1}{p_2} \right)^2 \right] \times \frac{1}{p_3} \right]^{-\frac{p_3+1}{2}}
 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l}
 \text{avec } a=0,25 \text{ pour le SP} \\
 \text{et } a=0,15 \text{ pour le DP}
 \end{array} \quad (9.5)$$

Les valeurs des paramètres p_i , $i=0, \dots, 2$ ou 3 , affichées dans les fenêtres de chaque histogramme de la figure 9.21, sont injectées aux fonctions d'ajustement du ON-OFF, laissant seulement le paramètre p_0 libre afin de permettre la normalisation des distributions. La figure 9.22 présente ces résultats. L'accord simulations/données sera donc quantifié par la valeur du χ^2 de l'ajustement du ON-OFF avec une fonction définie par les paramètres des fonctions d'ajustement du MC gamma. Les valeurs de ces χ^2 sont regroupées dans le tableau 9.9.

Le tableau 9.9 présente les valeurs des χ^2/ndf . Une colonne indique le rapport $\frac{p_0}{Err(p_0)}$ de p_0 sur sa barre d'erreur. Nous considérerons qu'une valeur de ce rapport inférieure à

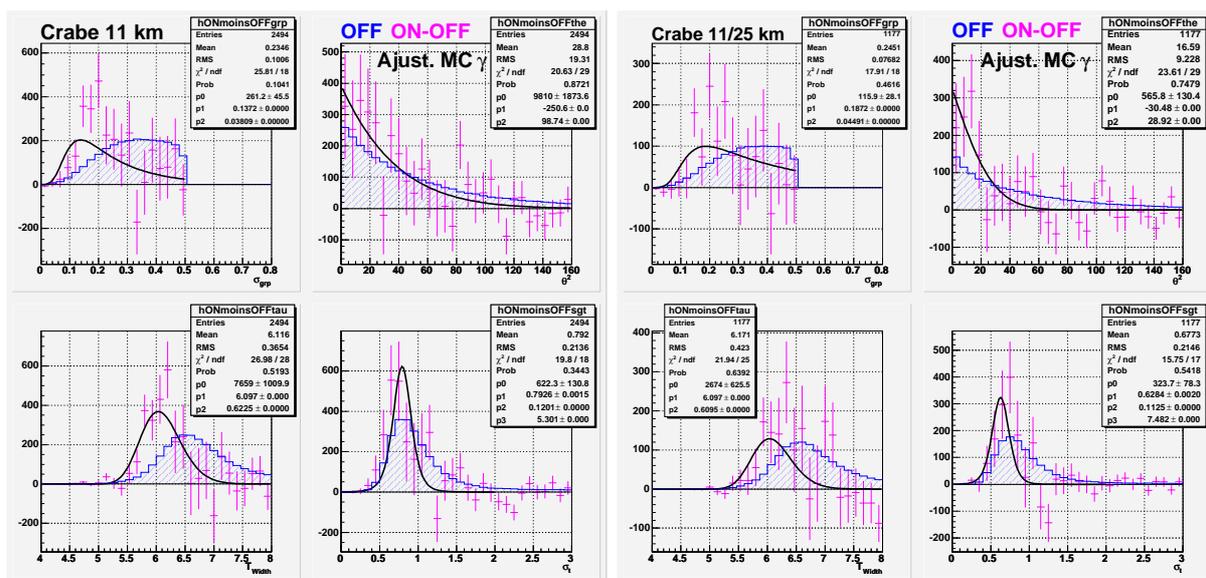


FIG. 9.22 – Données et MC. Distributions normalisées au ON-OFF des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaisons simulations/données pour la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km (à gauche) et en double pointé à 11/25 km (à droite). En bleu : données OFF ; en rouge : ON-OFF ; en noir : ajustements des ON-OFF par les fonctions ajustant le MC gamma.

3 indique une statistique insuffisante. Les $\frac{p_0}{Err(p_0)}$ sont toujours supérieurs à 4 pour les deux lots de données. Dans le cas du simple pointé, nous avons une valeur maximale $\chi^2/ndf = 1,43$ obtenue pour σ_{grp} . Dans le cas du double pointé, la signification statistique du signal est plus faible que dans le cas du simple pointé, mais les valeurs des χ^2/ndf restent inférieures à 1 tout en ayant des rapports $\frac{p_0}{Err(p_0)}$ suffisamment grands, ce qui valide un bon accord MC/ON-OFF.

L'accord simulations/données est validé pour les données à 40 héliostats sur la nébuleuse du Crabe. La qualité des données de CELESTE après pré-analyse où le signal n'est pas fortement significatif nous permet d'accepter cette conclusion pour des $\chi^2/ndf < 1,5$

9.3.3 Comparaisons MC/données gamma «Mrk421»

Dans cette sous-section sont maintenant présentés les résultats des comparaisons simulations/données sur Mrk421. Trois différences caractérisent ce nouvel ensemble MC/données, par rapport aux études sur la nébuleuse du Crabe :

- un indice spectral différent ;
- un pointé différent dans le ciel : déclinaison de $38,2^\circ$ au lieu de $22,0^\circ$;
- un bruit de fond du ciel globalement plus faible, car la région de Mrk 421 est en dehors du plan galactique (densité plus faible d'étoiles).

Les distributions en azimuth et angle horaire sont représentées sur la figure 9.23, pour les données comme pour le MC. Le signal sur Mrk421, plus ténu que celui du Crabe, sauf en période de sursaut, ainsi que la déclinaison importante de la source lui assurant

Qualité des ajustements des données Crabe par le MC γ					
SP 11 km (histo 30 bins)			DP 11/25 km (histo 30 bins)		
	$p_0/Err(p_0)$	χ^2		$p_0/Err(p_0)$	χ^2
σ_{grp}	5,74	1,43	σ_{grp}	4,13	0,99
θ^2	5,24	0,71	θ^2	4,34	0,81
T_{Width}	7,58	0,96	T_{Width}	4,27	0,88
σ_t	4,76	1,10	σ_t	4,13	0,93

TAB. 9.9 – Qualité de l'accord simulations/données sur la nébuleuse du Crabe par les comparaisons des 4 variables discriminantes. χ^2 d'ajustement de la fonction «MC gamma» sur le ON-OFF pour le SP 11 km et le DP 11/25 km.

un parcours relativement haut dans le ciel sur toute la durée des acquisitions nous ont conduits à ne procéder à aucune coupure en angle horaire dans la sélection des données. Le MC à $Transit + 2h$ nous permet de prendre en compte un changement de forme des variables σ_{grp} et θ^2 (figure 9.24).

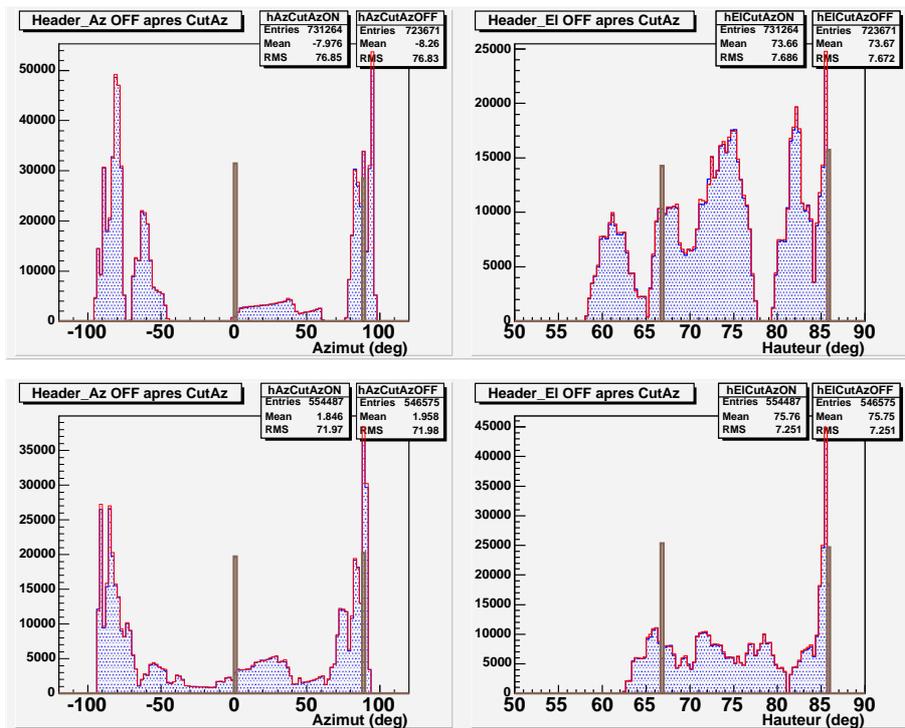


FIG. 9.23 – Distributions en azimuth (à gauche) et en hauteur (à droite) des données sur le blazar Markarian 421. En haut : sélection des 36 paires en simple pointé à 11 km. En bas : Sélection des 28 paires en double pointé à 11/25 km. En rouge : événements ON ; en bleu : événements OFF ; en marron : MC gamma normalisé à l'oeil sur les données.

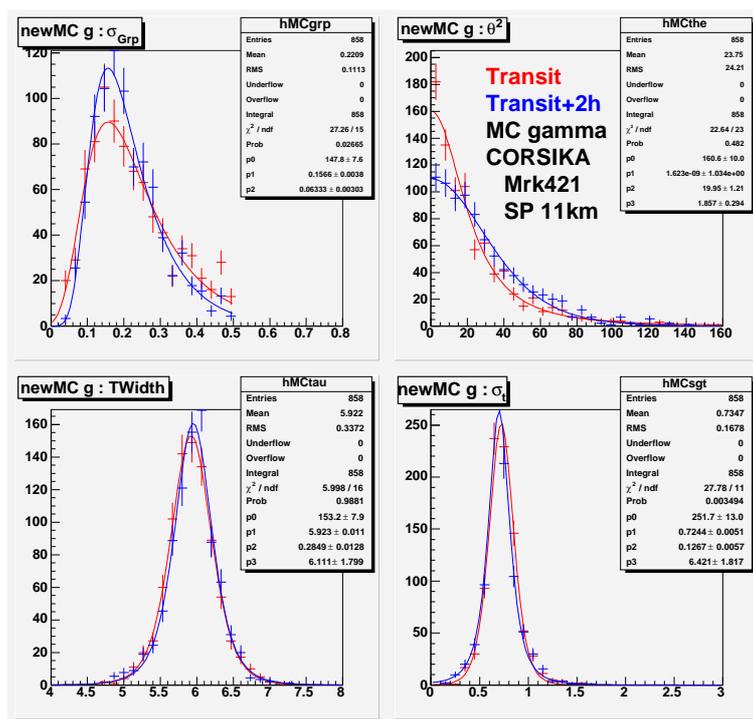


FIG. 9.24 – Comparaison en fonction de l’angle horaire H des distributions normalisées des variables discriminantes après coupures de pré-analyse en simple pointé à 11 km pour des simulations de gamma sur le blazar Mrk421.

La figure 9.25 montre les distributions normalisées des OFF, ON-OFF et MC gamma pour le simple et double pointé respectivement. À la différence des autres lots de données (Crabe et Mrk421 DP), c’est à partir d’histogrammes à 20 *bins* que la procédure de comparaison MC/données a permis une bonne minimisation du χ^2/ndf . Nous remarquons visuellement la difficulté du MC à reproduire la variable T_{Width} pour les deux pointés. La simulation semble sous-estimer les largeurs des pics Tcherenkov. Nous conclurons sur cet effet après avoir, comme pour le Crabe, quantifié l’accord simulations/données. Pour cela, nous réalisons les ajustements des distributions des quatre variables discriminantes par les quatre fonctions (9.6), identiques par la formule pour le SP et le DP, et dont seuls les paramètres changent.

Ces fonctions ajustant les quatre variables présentées sur les figures 9.26 et 9.25 sont les suivantes :

- une fonction de Landau pour σ_{grp} ;
- une exponentielle pour θ^2 ;
- une fonction de Landau modifiée pour T_{Width} ;
- une fonction de Student pour σ_t .

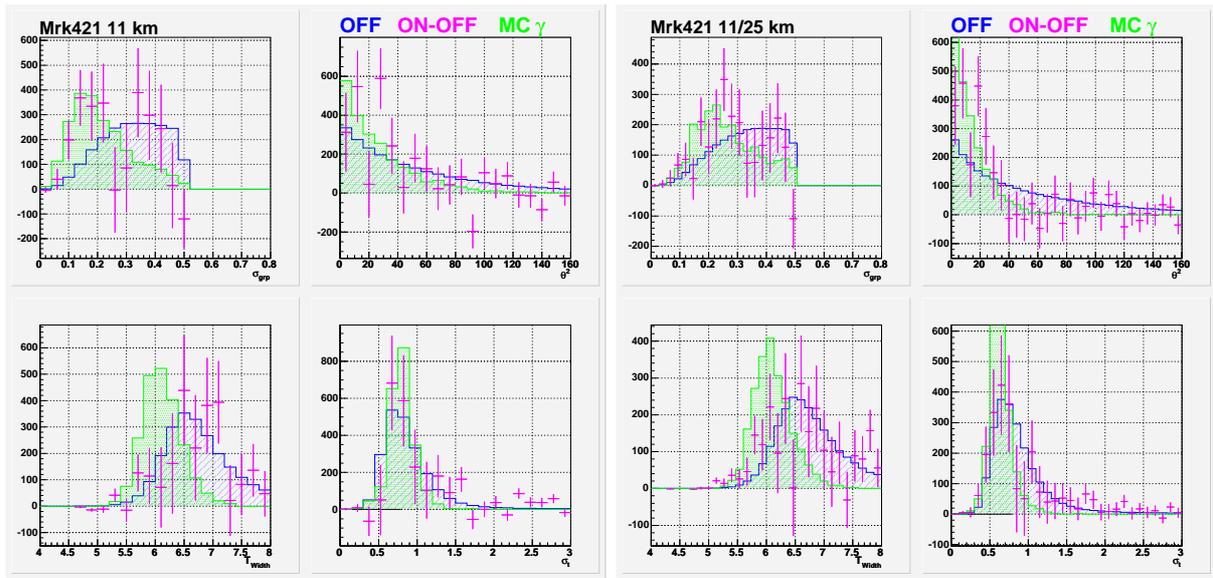


FIG. 9.25 – Données et MC. Distributions normalisées au ON-OFF des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaisons simulations/données pour le blazar Mrk421 en simple pointé à 11 km (à gauche) et en double pointé à 11/25 km (à droite). En bleu : données OFF ; en rouge : ON-OFF ; en vert : MC gamma.

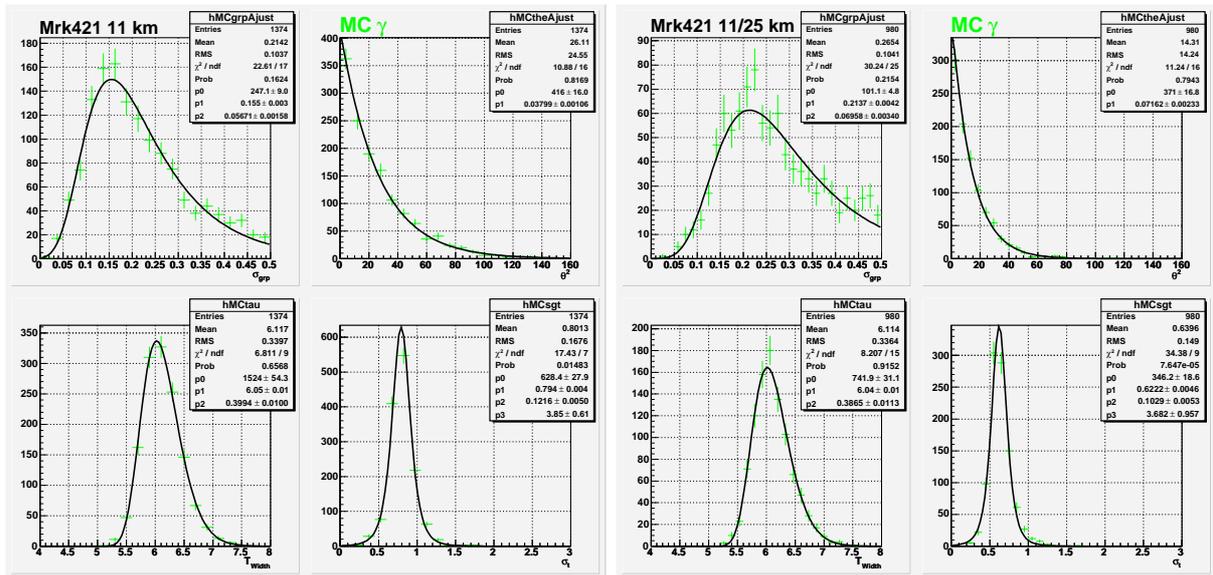


FIG. 9.26 – Monte-Carlo CORSIKA. Distributions des variables discriminantes après coupures de pré-analyse pour la nébuleuse du Crabe en simple et double pointé. Ajustement des histogrammes par les quatre fonctions de (9.6).

Les formules de ces fonctions sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{D}_{\sigma_{grp}}(x) = p_0 \times \exp \left[\left(-0,5 \times \frac{x-p_1}{p_2} \right) + e^{-\frac{x-p_1}{p_2}} \right] \\ \mathcal{D}_{\theta^2}(x) = p_0 \times \exp[-p_1 \times x] \\ \mathcal{D}_{T_{Width}}(x) = p_0 \times \exp \left[\left(-0,25x \times \frac{x-p_1}{p_2} \right) + e^{-\frac{x-p_1}{p_2}} \right] \\ \mathcal{D}_{\sigma_t}(x) = p_0 \times \left[\left[1 + \left(\frac{x-p_1}{p_2} \right)^2 \right] \times \frac{1}{p_3} \right]^{-\frac{p_3+1}{2}} \end{array} \right. \quad (9.6)$$

La figure 9.27 permet de conclure sur l'accord simulations/données, de même que le tableau 9.10 regroupant les résultats de la procédure d'ajustement.

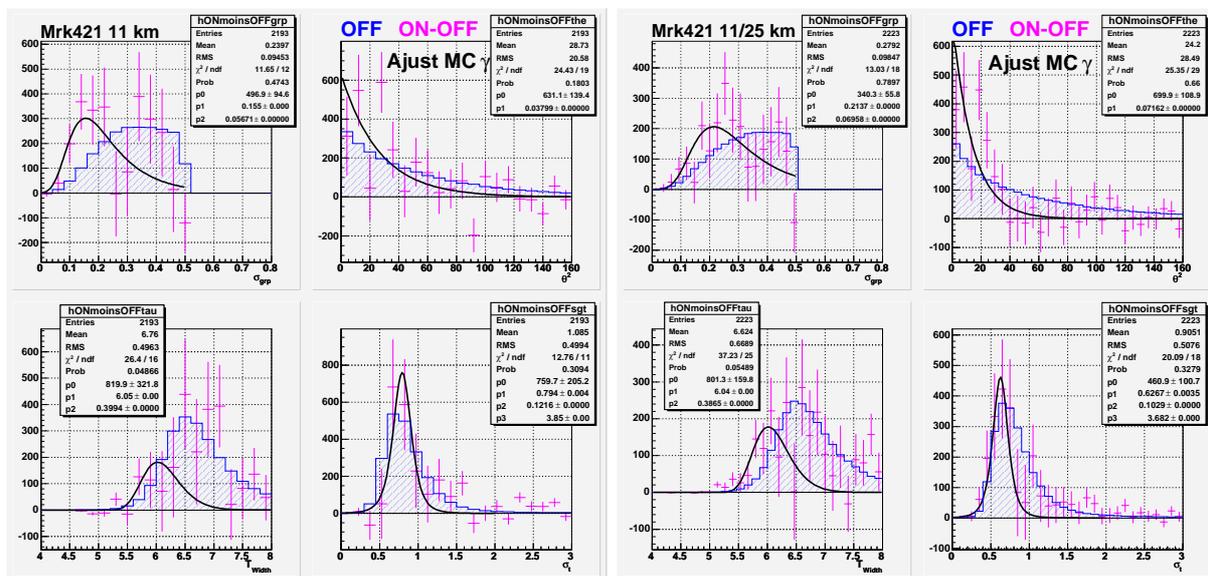


FIG. 9.27 – Données et MC. Distributions normalisées au ON-OFF des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaisons simulations/données pour le blazar Mrk421 en simple pointé à 11 km (à gauche) et en double pointé à 11/25 km (à droite). En bleu : données OFF ; en rouge : ON-OFF ; en noir : ajustements des ON-OFF par les fonctions ajustant le MC gamma.

Comme cela se remarquait à partir de la figure 9.25, les χ^2/ndf de T_{Width} sont relativement mauvais, particulièrement pour le simple, mais aussi pour le double pointé, pour lequel il est à la limite de la valeur de 1,5 que nous nous sommes fixés. La valeur $p_0/Err(p_0) = 2,55$ montre une statistique insuffisante du ON-OFF pour conclure à un accord MC/données dans cet intervalle d'ajustement. Il est tout de même intéressant de comparer les valeurs moyennes des histogrammes pour chaque lot de données avec la valeur moyenne des ajustements réalisés, afin de mettre en évidence cet effet de décalage vers la gauche des données, effet non visible lors des études sur le Crabe (tableau 9.11).

Différents tests ont été réalisés, en ne sélectionnant que certaines parties des données, proches ou loin du transit, puis les événements dont l'énergie mesurée est basse, puis élevée [61]. Cela n'a pas changé cet effet de décalage vers la droite du ON-OFF de T_{Width} par rapport aux MC, ce qui nous permettrait de conclure à un effet systématique pour l'ensemble des événements. Seule une coupure très stricte pour la mise en évidence du

Qualité des ajustements des données Mrk421 par le MC γ					
SP 11 km (histo 20 bins)			DP 11/25 km (histo 30 bins)		
	$p_0/Err(p_0)$	χ^2/ndf		$p_0/Err(p_0)$	χ^2/ndf
σ_{grp}	5,25	0,97	σ_{grp}	6,10	0,72
θ^2	4,53	1,29	θ^2	6,43	0,87
T_{Width}	2,55	1,65	T_{Width}	5,02	1,49
σ_t	3,70	1,16	σ_t	4,57	1,12

TAB. 9.10 – Qualité de l'accord simulations/données sur Mrk421 par les comparaisons des 4 variables discriminantes. χ^2 d'ajustement de la fonction «MC gamma» sur le ON-OFF pour le SP 11 km et le DP 11/25 km.

Source	Pointé	$Moyenne(ON - OFF)$	$Moyenne(MC)$	décalage
Crabe	SP	6,12	$6,10 \pm 0,1$	+0,02
Crabe	DP	6,17	$6,10 \pm 0,1$	+0,02
Mrk421	SP	6,76	$6,05 \pm 0,1$	+0,71
Mrk421	DP	6,52	$6,04 \pm 0,1$	+0,48

TAB. 9.11 – Comparaison des valeurs moyennes des histogrammes ON-OFF avec les valeurs moyennes des fonctions d'ajustement issues du MC.

signal a permis de rétablir l'accord, mais avec une statistique trop faible pour donner une conclusion. Il nous est simplement permis de faire l'hypothèse que, malgré une signification statistique du ON-OFF supérieure à 3, la compatibilité de la distribution du ON-OFF avec la distribution du OFF pour les valeurs de $T_{Width} > 6,5$, pourrait être due à la présence trop significative de hadrons après les pré-coupures utilisées.

Nous concluons à un accord relatif entre nos simulations et les données pour l'étude du signal de Mrk421.

9.3.4 Systématique liée au lot de données

Enfin, il nous restait à vérifier l'effet que le choix de la sélection des données peut avoir sur la forme des variables discriminantes. Nous avons eu à notre disposition la sélection effectuée par É. Brion sur les données Crabe à partir de critères un peu différents que ceux utilisés pour la sélection «Javier-Hakima». La figure 9.28 montre les différences obtenues sur les formes des variables discriminates pour les données prises en simple pointé à 11 km, pour les 40 paires et un sous-ensemble de 28 paires de la sélection «É. Brion». Seul un effet de décalage sur σ_{grp} semble apparaître, sans pouvoir être considéré comme significatif du fait des grandes barres d'erreur.

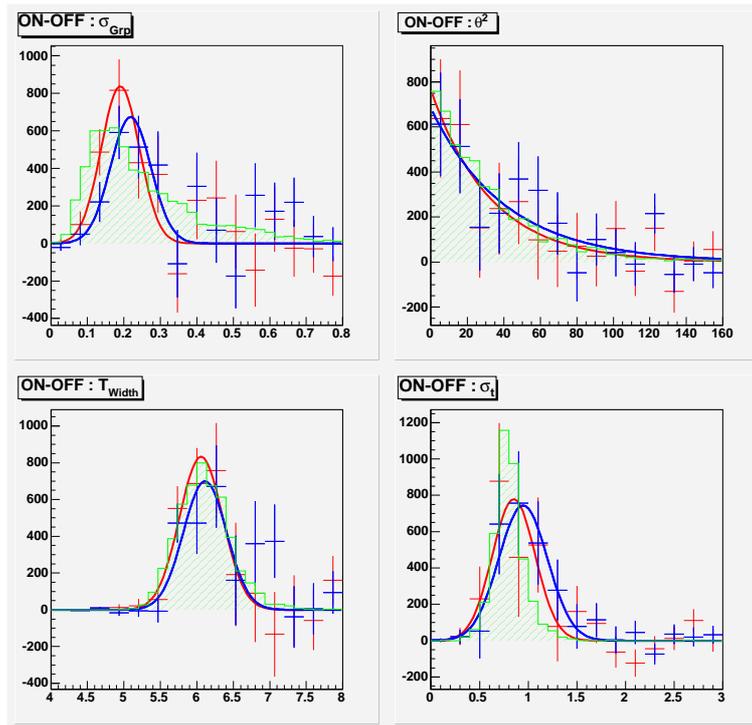


FIG. 9.28 – Distributions normalisées des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaison des distribution ON-OFF des 40 paires de la sélection «Javier-Hakima» (en rouge) avec une partie de la sélection d'É. Brion (en bleu). Les histogrammes en vert hachurés sont les MC gamma.

9.4 Conclusion

Suite à ces études sur la simulation, nous avons fixé un certain nombre de paramètres et nous sommes parvenus à un accord MC/données pour les signaux gamma issus de la nébuleuse du Crabe et du blazar Markarian 421. Nous pouvons maintenant envisager la production de lots de MC hadroniques et de gamma diffus et électrons, afin d'avoir à notre disposition des lots de simulations qui nous permettront de construire une méthode d'analyse avec un estimateur composé construit à partir des distributions des quatre variables discriminantes (partie IV).

Chapitre 10

Simulations de hadrons

La simulation des gerbes de hadrons a constitué une partie importante de cette thèse. Il a été produit une grande quantité de lots, à la recherche d'un accord avec les données, et pour reproduire le taux de déclenchement de l'expérience. Par rapport aux gamma précédemment étudiés, trois difficultés supplémentaires caractérisent la production de ces MC :

- 1) les processus d'interaction des particules responsables du développement des gerbes hadroniques sont complexes aux basses énergies. La difficulté à les modéliser dans les logiciels de simulation est à l'origine d'une systématique non négligeable ;
- 2) les rayonnements hadroniques sont quasi-isotropes sur le ciel. Ils constituent donc une source diffuse, d'où la nécessité de simuler un spectre d'angles d'incidence d'entrée de ces particules dans l'atmosphère ;
- 3) la grande dissymétrie des gerbes nécessite de donner aux particules primaires simulées de large domaines de paramètres dans les entrées de la simulation : énergie, angle d'incidence et pieds de gerbe. De plus, cette dissymétrie des gerbes nécessitera de recueillir un grand nombre d'événements afin d'éviter tout biais statistique. Malgré les performances des ordinateurs du début du *XXI^e* siècle, les temps de calcul des MC restent relativement longs. C'est pour cela qu'un spectre de hadrons devra être découpé en plusieurs lots de manière à optimiser le rapport nombre d'événements recueillis après transit dans l'électronique par rapport au temps de calcul.

Les spectres des hadrons aux énergies de CELESTE restent à déterminer avec précision, mais ils sont connus, à la différence des spectres des gamma diffus qui n'ont jamais été détectés entre 100 GeV et 1 TeV. La connaissance des paramètres des spectres hadroniques nous permettra d'évaluer, à partir de nos simulations, le taux de déclenchement de CELESTE aux hadrons, et de la comparer avec le taux de déclenchement réel de l'expérience, qui rappelons-le, se limitera avec une bonne approximation au taux des protons et des noyaux d'hélium.

10.1 Spectre des hadrons cosmiques

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la fiabilité de la simulation sera confirmée ou infirmée par les comparaisons simulations/données des distributions des

variables d'analyse. Il importe, premièrement, de choisir une forme correcte du spectre des hadrons, sachant que plusieurs sont proposés dans les publications. Nous présentons dans cette section les mesures réalisés par diverses expériences.

10.1.1 Protons

Dans le «proposal» de CELESTE [28], le spectre de référence mentionné était celui donné dans [35], paru en 1984 :

$$\left(\frac{d\Phi_{protons}}{dS dt d\Omega dE} \right)_{Hillas} = 10^4 \left(\frac{E}{1 GeV} \right)^{-2.70} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1}$$

D'autre part, Ormes et Balasubrahmanyam [65] avaient présenté, en 1972, la formule suivante :

$$\left(\frac{d\Phi_{protons}}{dS dt d\Omega dE} \right)_{Ormes} = 18000 \times \left(\frac{E}{1 GeV} \right)^{-2.75} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1}$$

Enfin, Daniel Pomarède a présenté dans sa thèse un ajustement en loi de puissance des données d'un grand nombre d'expériences de détection des rayons cosmiques, effectuées entre 1971 et 1997 (figure 10.1).

L'ajustement qu'il a effectué à l'origine (courbe noire) lui a permis d'écrire la formule suivante :

$$\left(\frac{d\Phi_{protons}}{dS dt d\Omega dE} \right)_{Pomarede} = 1,13 \times 10^{-4} \times \left(\frac{E}{1000 GeV} \right)^{-2.78} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1}$$

Toutefois, les incertitudes statistiques et les effets systématiques intrinsèques à chaque expérience permettent aussi bien un ajustement par une fonction de même normalisation, mais avec un indice spectral différentiel égal à -2,75. Ce nouvel ajustement permet une meilleure prise en compte des données des expériences les plus récentes.

Nous avons retenu cet indice spectral pour nos simulations, soit -2,75. Il serait ensuite possible de faire des comparaisons sur les variations du taux de déclenchement aux hadrons de CELESTE à partir de différentes normalisations de ces spectres. Mais, dans un premier temps, nous utiliserons la normalisation du spectre proposé sur la figure 10.1, qui présente l'avantage de combiner plusieurs mesures.

Quant à l'erreur systématique sur le taux de hadrons due à l'incertitude sur l'indice spectral, celle-ci ne sera pas discutée car elle apparaîtra de second ordre face aux autres systématiques.

La contribution des protons au taux de déclenchement de CELESTE sera donc la triple intégrale :

$$T_{protons} = \int dE \int d\Omega \int dS \times \left(\frac{d\Phi}{dS dt d\Omega dE} \right)_{protons} \times \frac{N_{decl}}{N_{gen}}$$

où :

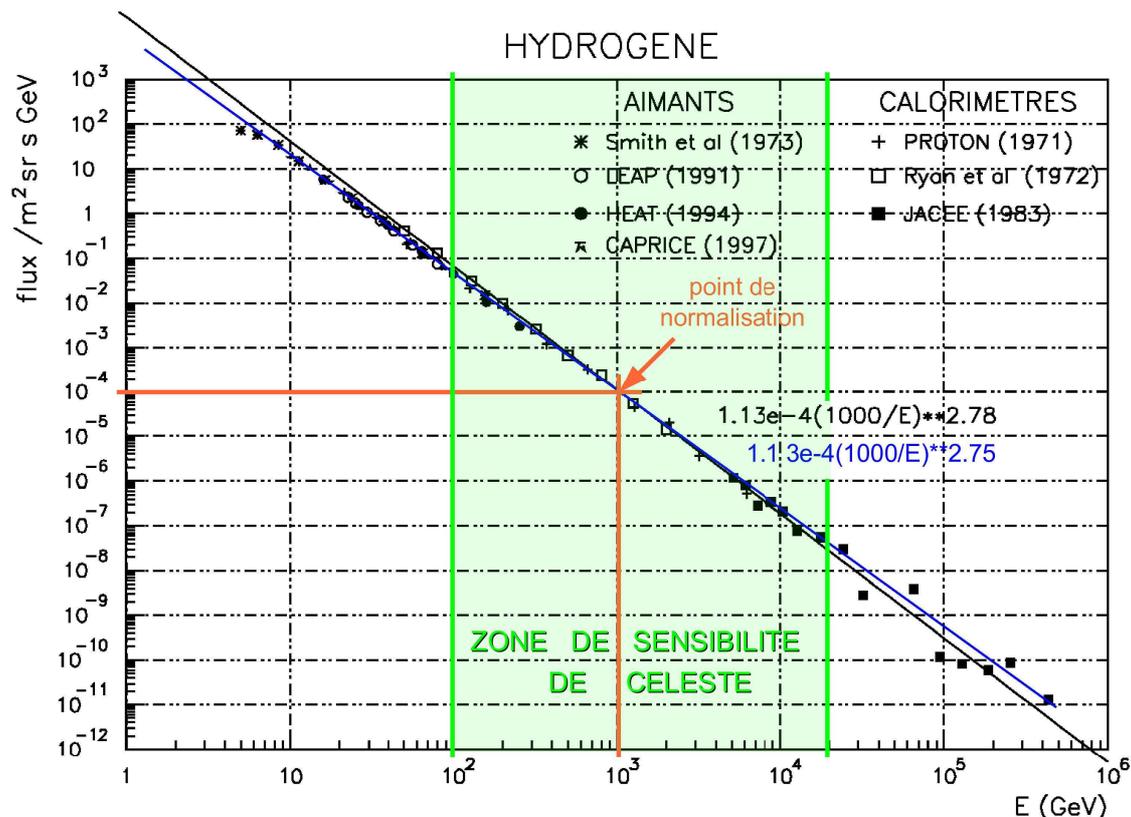


FIG. 10.1 – Comparaison de mesures du spectre en énergie des protons entre 10 GeV et 300 TeV. Mesures en satellite : PROTONS. Mesures en ballon : Ryan et al., Smith et al., JACEE, LEAP, HEAT, CAPRICE. La courbe noire indique un ajustement visuel de ces mesures au-dessus de 50 GeV par une fonction en loi de puissance d'indice différentiel 2,78. Figure issue de la thèse de Daniel Pomarède [63] (p. 87), et complétée d'ajustement visuel par une fonction en loi de puissance d'indice différentiel 2,75 (courbe bleue).

- $d\phi$ est l'élément différentiel de flux, en nombre de particules ;
- dE est l'élément différentiel d'énergie, qui sera intégré sur le spectre d'acceptance de CELESTE aux hadrons ;
- $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ est l'élément différentiel de l'angle solide défini par l'angle θ d'incidence de la particule primaire ;
- dt est l'élément différentiel de temps ;
- $dS = 2\pi R dR$ est l'élément différentiel de surface de génération dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée à 11 km d'altitude et pour lequel R est la distance à l'axe parallèle à la direction de la source et passant par le centre du champ d'héliostats.
- N_{decl} et N_{gen} sont respectivement les nombres d'événements ayant déclenché le détecteur et le nombre de gerbes générées.

Soit, dans le cas de la forme du spectre que nous avons utilisée :

$$T_{protons} = 1,13 \times 10^{-4} \times \frac{N_{decl}}{N_{gen}} \int \left(\frac{E}{1000 \text{ GeV}} \right)^{-2,75} dE \int 2\pi \sin\theta d\theta \int 2\pi R dR$$

Ainsi, en intégrant :

$$T_{protons} = 1,13 \times 10^{-4} \times \frac{N_{decl}}{N_{gen}} \times \left(\frac{1}{1000 \text{ GeV}} \right)^{-2,75} \times \frac{1}{-1,75} (E_{max}^{-1,75} - E_{min}^{-1,75}) \times \pi (R_{max}^2 - R_{min}^2) \times 2\pi (\cos\theta_{min} - \cos\theta_{max})$$

10.1.2 Noyaux d'hélium

Nous faisons nos simulations et normalisations à partir du spectre de noyaux d'hélium qui se trouve également dans la thèse de Daniel Pomarède [63], et qui combine les résultats de cinq expériences :

$$\left(\frac{d\Phi}{dS dt d\Omega dE} \right)_{heliums} = 0,59 \times 10^{-4} \times \left(\frac{E}{1000 \text{ GeV}} \right)^{-2,68} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1} \quad (10.1)$$

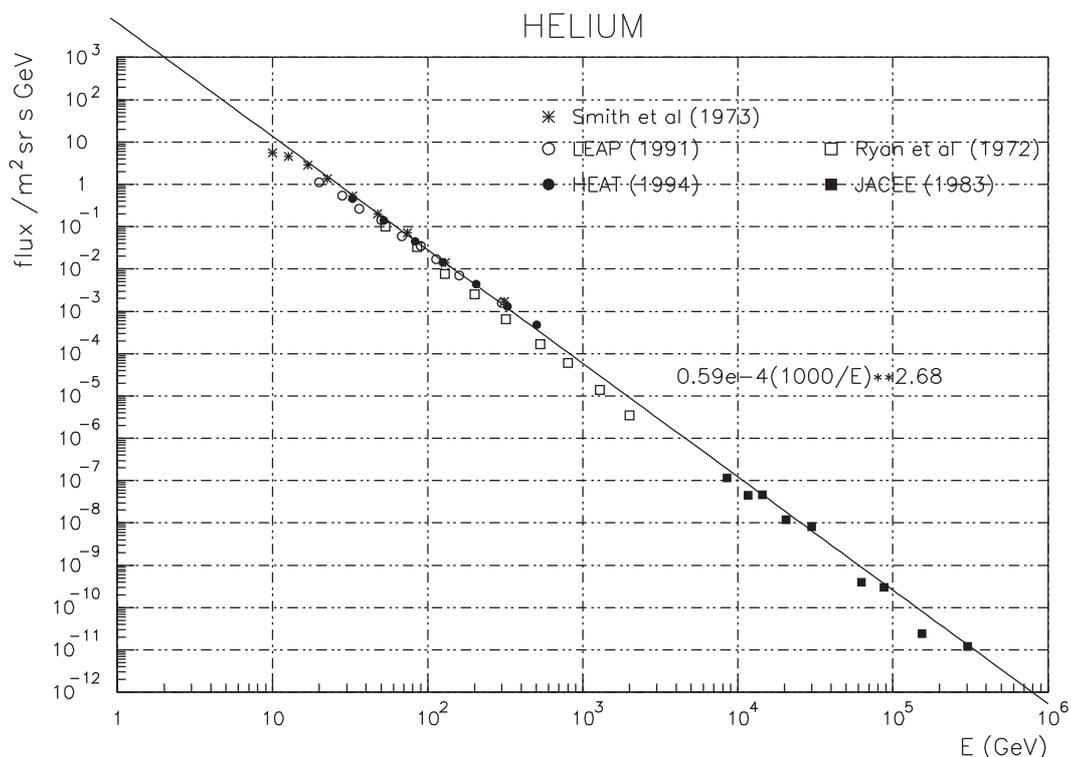


FIG. 10.2 – Comparaison de mesures du spectre en énergie des noyaux d'hélium entre 10 GeV et 300 TeV lors de mesures en ballon par les expériences suivantes : Ryan et al., Smith et al., JACEE, LEAP, HEAT. La courbe indique une loi de puissance ajustée visuellement aux mesures. Figure issue de la thèse de Daniel Pomarède [63], page 87.

Nous ne prendrons pas le temps de discuter des autres formes spectrales des noyaux héliums, et des systématiques qui en découlent, du fait que ces particules ne sont pas les constituants majoritaires des rayons cosmiques déclenchant CELESTE.

Ainsi, en intégrant la formule 10.1, le taux de déclenchement de CELESTE aux noyaux d'hélium serait :

$$T_{heliums} = 0,59 \times 10^{-4} \times \frac{N_{decl}}{N_{gen}} \times \left(\frac{1}{1000 \text{ GeV}} \right)^{-2,68} \times \frac{1}{-1,68} (E_{max}^{-1,68} - E_{min}^{-1,68}) \times \pi (R_{max}^2 - R_{min}^2) \times 2\pi (\cos\theta_{min} - \cos\theta_{max})$$

10.2 Comparaisons entre simulateurs

CORSIKA et NewKaskade sont deux générateurs dont un accord relativement intéressant a pu être démontré pour les MC gamma (section 8.3.1 et [59]). Cependant, comme les gerbes hadroniques ont un développement plus complexe que celui des gerbes électromagnétiques, des programmes différents interviennent au sein de chaque simulateur pour modéliser ces nouveaux types d'interaction. Il importait donc de vérifier si l'on avait à nouveau un accord entre les deux simulateurs, afin de renforcer notre étude ¹. Cette dernière vérification demande un nombre important d'événements ayant déclenché, en raison des importantes fluctuations des gerbes hadroniques. En effet, bien que des barres d'erreurs poissoniennes soient utilisées pour donner une erreur statistique sur le nombre d'événements obtenus, les petits nombres seront toujours entachés d'une systématique liée au développement irrégulier des gerbes hadroniques.

Protons : comparaisons CORSIKA / NewKaskade

Simulations	Énergies	Pied de gerbe	angle d'inc	N_{decl}/N_{gen}	Probabilité de décl.
CORSIKA 51291	80 GeV-10 TeV	0 m	0 mrad	$476 \pm 22/5000$	$0.095 \pm 0,004$
NewKaskade 51989	80 GeV-10 TeV	0 m	0 mrad	$403 \pm 20/4800$	$0.084 \pm 0,004$
CORSIKA 51292	250 GeV	0 m	0 mrad	$185 \pm 14/1000$	$0.185 \pm 0,014$
NewKaskade 51988	250 GeV	0 m	0 mrad	$173 \pm 13/1000$	$0.173 \pm 0,013$
CORSIKA 51293	250 GeV	0 m	0 mrad	$2397 \pm 49/10000$	$0.240 \pm 0,005$
NewKaskade 51987	250 GeV	0 m	0 mrad	$699 \pm 26/4500$	$0.155 \pm 0,006$
CORSIKA 51312	250 GeV	0 m	0 mrad	$13200 \pm 115/60000$	$0.220 \pm 0,002$
NewKaskade 51986	250 GeV	0 m	0 mrad	$9391 \pm 97/60000$	$0.157 \pm 0,002$

TAB. 10.1 – Simulations CORSIKA et NewKaskade utilisée dans la comparaison entre simulateur de gerbe.

Dans NewKaskade, on fait un tirage du pied de gerbe dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée à l'altitude de Thémis tandis que dans notre version de Corsika, on

¹Il convient de mentionner que la version de Corsika que nous utilisons dans Celeste (4.50e2) contient les programmes *venus.f* et *gheisha.f* qui ont été améliorés dans la version de référence actuelle qui est CORSIKA 6.02

fait un tirage du pied de gerbe dans le plan perpendiculaire à la ligne de visée à 11 km au niveau du maximum de développement de la gerbe. Afin de comparer les MC protons produits au moyen de ces deux logiciels, nous avons simulé des protons venant du zénith, avec angle d'incidence nul.

Le tableau 10.1 présente ces résultats, en terme de probabilité de déclenchement. Un premier test réalisé sur un spectre, entre 80 GeV et 10 TeV, permet de vérifier la compatibilité des deux logiciels pour une moyenne sur toutes les énergies.

La figure 10.3 (*gauche*) montre la répartition de la charge recueillie à la sortie des photomultiplicateurs. La charge est une variable de base liée à la quantité de lumière arrivant sur les héliostats.

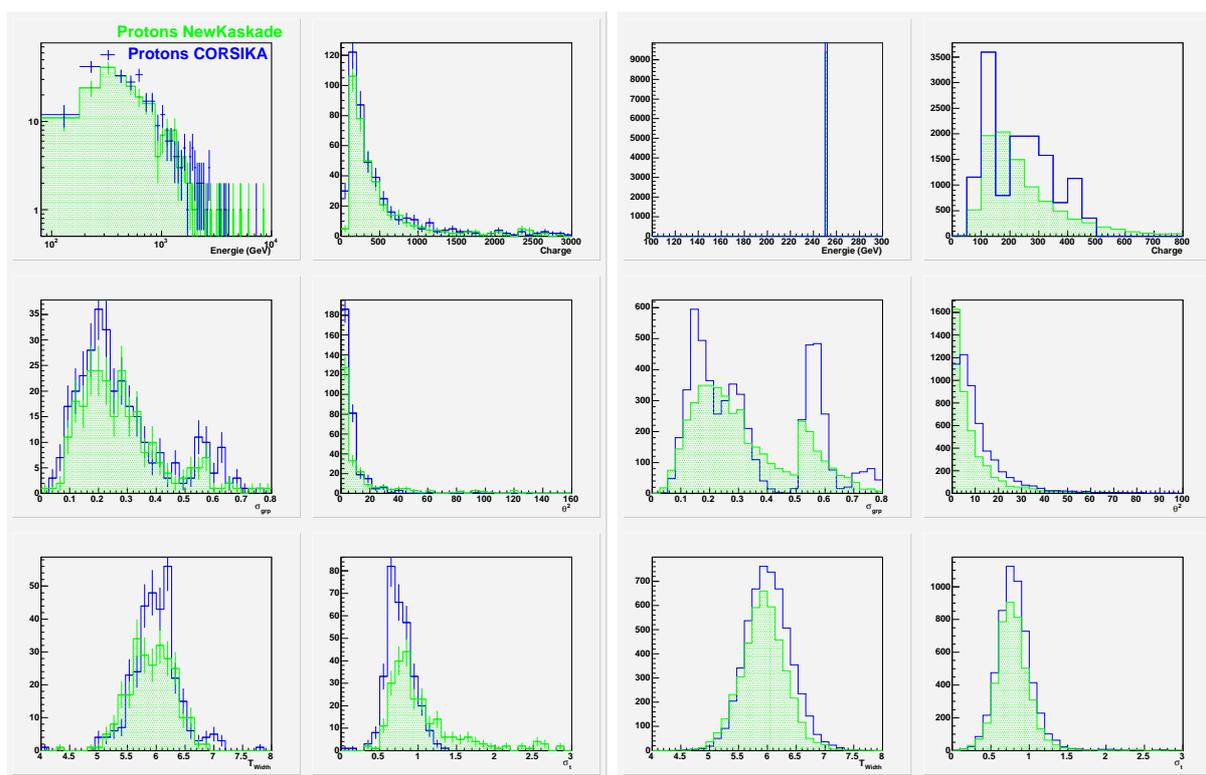


FIG. 10.3 – Comparaison des distributions des MC protons CORSIKA et NewKaskade après déclenchement logiciel et pré-coupures, au zénith, en simple pointé à 11 km. À gauche : spectre en énergie 80 GeV- 10 TeV. À droite : énergie fixe de 250 GeV. Sur chaque lot, de haut en bas et de droite à gauche : énergie, charge et variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 , T_{Width} et σ_t . Les histogrammes ne sont pas normalisés.

Nous pouvons admettre, à la vue des barres d'erreur, que l'accord des distributions de charge est correct. Les quatre cadres du bas nous montrent un certain désaccord sur les formes des variables discriminantes. Les deux simulations utilisant une même configuration de l'optique et de l'électronique du détecteur, nous pouvons conclure à une modélisation différente des développements de gerbe, ce qui induit des différences sur la reconstruction du front d'onde de lumière Tcherenkov. Nous avons ensuite produit une grande quantité de protons à 250 GeV (tableau 10.1), car il était possible, du fait de notre statistique plus importante, de faire des pré-coupures en conservant une bonne statistique. Ce choix d'énergie de 250 GeV permettait d'être largement au-dessus de la barre

des 100 GeV au-dessous de laquelle les modélisations des gerbes hadroniques ne sont pas considérées comme fiables, tout en entrant pas dans le domaine des hautes énergies où le temps de calcul est important. La figure 10.3 *droite* montre un assez mauvais accord entre les charges des deux simulateurs, celle de CORSIKA apparaissant plus irrégulière. Les variables discriminantes ne marquent pas le désaccord flagrant que la comparaison des spectres semblaient suggérer, sauf pour σ_{grp} dont le désaccord est confirmé.

Il est donc nécessaire d'admettre une certaine systématique dans la reproduction des événements hadroniques dans CELESTE, tant sur la forme des variables, que sur les probabilités de déclenchement. Une étude approfondie serait intéressante, sur un plus grand nombre d'événements pour un spectre en énergie, et sur d'autres d'énergies : 500 GeV et 1 TeV par exemple, afin de voir l'évolution de ces comparaisons. Pour notre analyse de l'émission diffuse, seule la reproduction de la forme des variables serait utile.

10.3 Contributions au taux de déclenchement

Nous avons vu (section 5.2) comment configurer le système de déclenchement de CELESTE pour être au dessus du bruit de fond de ciel, afin que l'essentiel des déclenchements soient des événements Tcherenkov. Les événements des acquisitions OFF sont constitués à plus de 99 % de hadrons, dont au moins les trois quarts sont des protons, et le quart restant des noyaux d'héliums, la présence de noyaux plus lourds étant négligeable. Une fraction de pourcent est constituée d'électrons et de positrons, et enfin, la composante ténue des gamma diffus.

À cause de cela, il est tout à fait raisonnable de considérer que le taux de comptage de CELESTE correspond au taux de protons et de noyaux d'hélium déclenchant le détecteur. Ainsi, une étape de l'étude des simulations hadroniques sera de vérifier si elles reproduisent bien le taux de déclenchement de l'expérience, avant de comparer, comme nous l'avons fait pour les MC gamma, les formes des variables discriminantes d'analyse.

10.3.1 Paramètres d'entrée et lots d'événements simulés

Comme nous l'avons énoncé dans l'introduction de ce chapitre, une caractéristique de la simulation des protons est le caractère diffus de ces particules. Au lieu de générer un lot de simulation qui sera déterminé par son pointé, son étendue en énergie et son pied de gerbe, on aura un lot de simulation déterminé par ces précédents paramètres auxquels s'ajoute l'angle d'incidence de la particule. La figure 10.4 permet de visualiser les effets du pied de gerbe $r_{11} \equiv R$, et de l'angle d'incidence θ_k sur les possibilités de déclenchements.

Nous avons remarqué, sur les figures 9.17 et 9.18, représentant les paramètres d'entrée des MC gamma, que les valeurs du paramètre d'impact étaient sensiblement les mêmes que celles du pied de gerbe, après une légère correction due à l'angle zénithal. La donnée d'un angle d'incidence non nul permet de simuler à grands pieds de gerbe des événements qui ne déclencheraient pas autrement. Il y a donc une corrélation entre ces deux paramètres dont on doit tenir compte afin de simuler un spectre complet de particules déclenchant le détecteur.

De plus, la dissymétrie des gerbes hadroniques, particulièrement à haute énergie, «ramène» certains événements à grand pieds de gerbes et angle incidence dans le champ de vue de CELESTE. C'est pourquoi, la production de ces MC, afin d'optimiser les temps

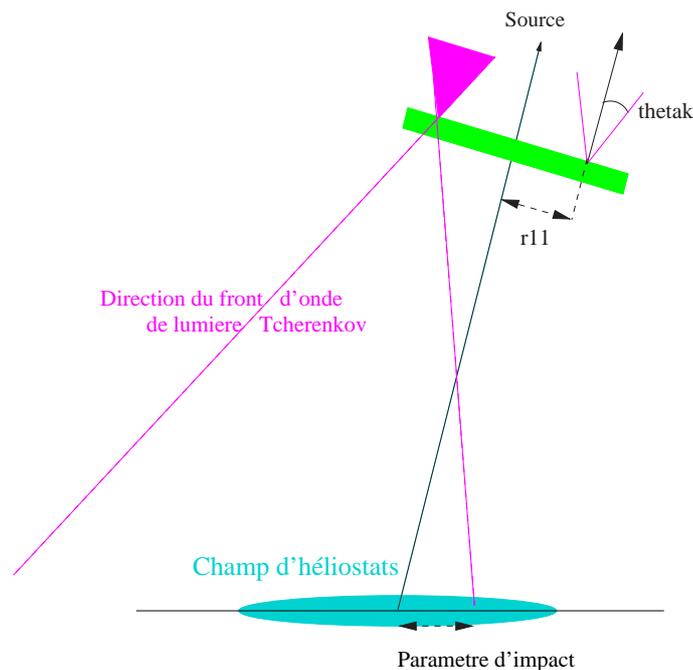


FIG. 10.4 – Représentation des paramètres de position et d’angle en entrée de CORSIKA utilisées pour la simulation de hadrons.

de calcul et d’avoir une statistique suffisante pour chaque lot, se fait par découpage selon ces trois paramètres² :

- énergie E ;
- pied de gerbe R ;
- angle d’incidence θ_k .

La normalisation des distributions des variables permettant l’étude et l’analyse de ces lots de simulation pour produire le lot complet équivalent est réalisée à partir d’un coefficient C_i calculé pour chaque lot i de simulation à partir de poids associés aux spectres des trois paramètres :

$$C_i = 4 \times 10^6 \times A_E^{(i)} \times A_R^{(i)} \times A_\theta^{(i)} \times \frac{1}{N_{gen}^{(i)}},$$

avec :

- $A_E^{(i)} = -\frac{1}{II} \times (E_{max}^{-II} - E_{min}^{-II})^{(i)}$; $II(\text{protons}) = 1,75$; $II(\text{héliums}) = 1,68$
- $A_R^{(i)} = \pi \times (R_{max}^2 - R_{min}^2)^{(i)}$;
- $A_\theta^{(i)} = 2\pi \times (\theta_{kmax}^2 - \theta_{kmin}^2)^{(i)}$;
- $N_{gen}^{(i)}$: nombre de gerbes générées pour le lot i ;
- $C_i = 4 \times 10^6$: coefficient choisi *ad hoc* afin de d’obtenir des C_i de autour de 1.

²Les temps de calculs CPU sont typiquement de 300 h pour générer 100000 gerbes entre 100 et 500 GeV, et de 1000 h pour générer 50000 gerbes entre 500 GeV et 11 TeV, pour les ordinateurs de la ferme du LPTA

La tableau 10.2 présente les premiers espaces de paramètres simulés lors de la production de MC protons «complets» CORSIKA. Les C_i correspondant sont mentionnés.

Énergies (GeV)	Pied de gerbe (m)	angle (mrad)	Poids C_i
100-500	0-300	0-30	0,945
500-10000	0-400	0-25	2,830
500-10000	0-400	25-40	4,414

TAB. 10.2 – Premiers lots de simulations de protons au transit du Crabe pour un pointé à 11 km.

Lorsque nous présenterons les distributions des paramètres et des variables discriminantes des lots complets de hadrons, les C_i seront les poids affectés à chaque histogramme afin d'obtenir une somme pondérée. Dans le calcul du taux de déclenchement des hadrons, les formules suivantes, respectivement pour les protons et les noyaux d'hélium, seront utilisés :

$$T_{protons}(Hz) = 1,13 \times 10^{-4} \times \left(\frac{1}{1000 \text{ GeV}} \right)^{-2,75} \times \sum_i (C_i \times N_{decl}^{(i)}) ;$$

$$T_{heliums}(Hz) = 0,59 \times 10^{-4} \times \left(\frac{1}{1000 \text{ GeV}} \right)^{-2,68} \times \sum_j (C_j \times N_{decl}^{(j)}) .$$

10.3.2 Taux de déclenchement de CELESTE

Il est important de reproduire de manière complète les hadrons déclenchant CELESTE, c'est-à-dire de tenir compte de ce que nous appelons les «queues de distributions» des paramètres d'entrée. Ainsi peuvent apparaître des effets sur les distributions des variables d'analyse. De plus, avoir simulé les hadrons dans la totalité de leur espace de paramètres permet de comparer le taux de déclenchement des hadrons au taux de déclenchement réel de l'expérience. Nous avons donc étendu l'espace des paramètres initiaux présentés dans le tableau 10.2. Pour cela, nous avons observé les distributions en énergie, pied de gerbe et angle d'incidence des événements ayant déclenché le détecteur. La figure 10.5 présente ces distributions pour l'acquisition 51327, simulée avec les paramètres suivants :

Énergies (GeV)	Pied de gerbe (m)	angle (mrad)
500-10000	0-400	25-40

L'observation des bornes des histogrammes de cette figure nous permet d'estimer s'il apparaît nécessaire ou non d'étendre l'espace des paramètres de simulation.

Les cadres du haut représentent les gerbes simulées, au nombre de 200000. Les trois cadres du bas montrent les 89 événements ayant déclenché, sur les espaces de ces paramètres. La borne de droite de l'histogramme de la distribution en énergie nous confirme bien qu'il était nécessaire de simuler les énergies plus faibles que 500 GeV. Les déclenchements en pieds de gerbe nous montrent que les maxima d'événements sont situés autour

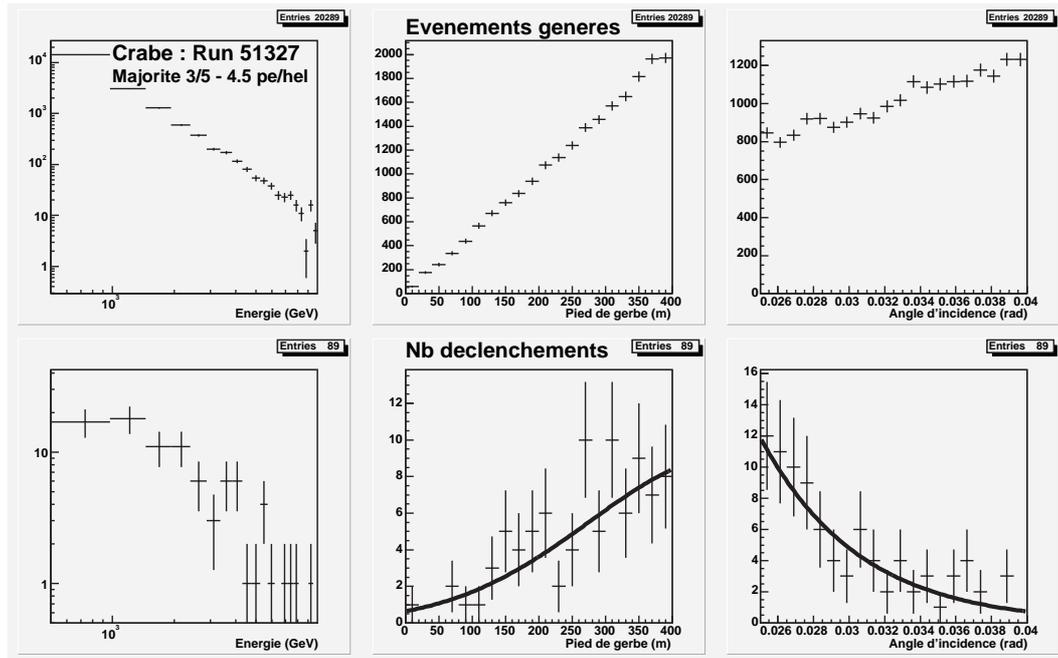


FIG. 10.5 – Exemple de MC CORSIKA protons : distributions des paramètres de simulations (Énergie, angle d’incidence, pied de gerbe dans le plan incliné à 11 km). Cadres du haut : événements générés ; cadres du bas : événements ayant déclenché le détecteur. Figure obtenue après majorité 3/5 de 4,5 photoélectrons par héliostat. Les barres d’erreurs sont uniquement dues aux fluctuations poissoniennes sur le nombre d’événements.

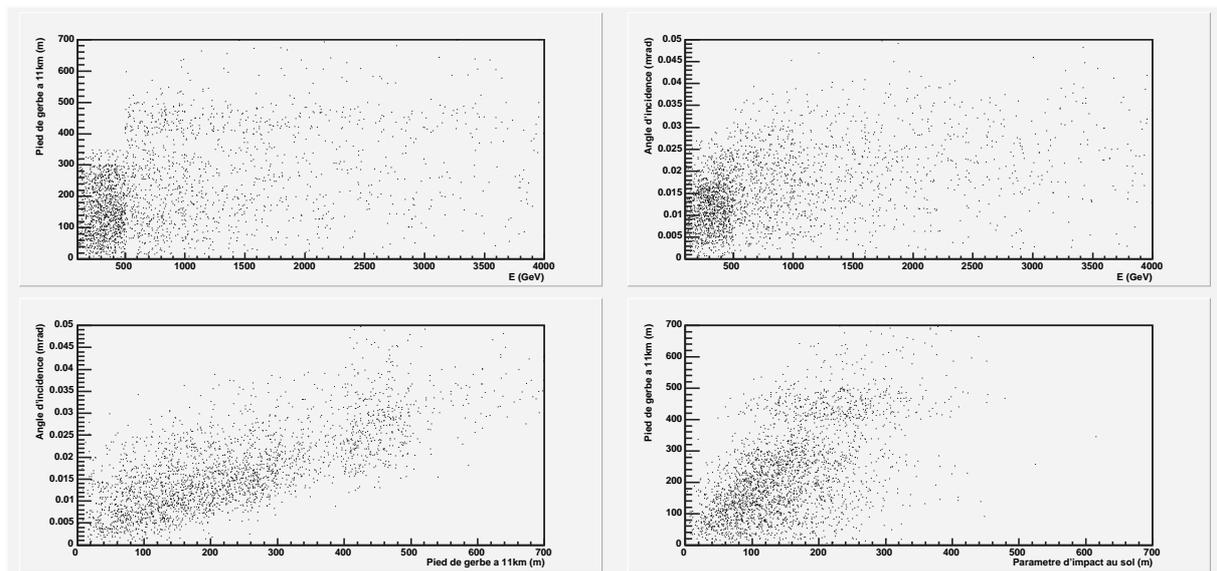


FIG. 10.6 – Corrélations entre les paramètres d’entrée de la simulation de gerbes et le paramètre d’impact, pour les MC Crabe Transit à 11 km. En haut à gauche : pied de gerbe en fonction de l’énergie. En haut à droite : angle d’incidence en fonction de l’énergie. En bas à gauche : angle d’incidence en fonction du pied de gerbe. En bas à droite : pied de gerbe en fonction du paramètre d’impact. Les histogrammes n’ayant pas été normalisés, certaines accumulations apparaissent, correspondant aux intervalles de paramètres pour lesquels on a obtenu le plus de statistiques.

de 400 m, ce qui nous a amenés par la suite à étendre la simulation au-delà. Enfin, le troisième cadre du bas nous confirme qu'il était nécessaire de simuler des angles plus petits, mais ne nous montre pas des déclenchements significatifs autour de 40 mrad. Toutefois, cet effet pourrait être biaisé, car nous devons garder en mémoire que les paramètres R et θ_k sont corrélés (figure 10.4). Ainsi, ce déficit de déclenchements pour les θ_k autour de 40 mrad est en partie dû à l'absence d'événements à grands pieds de gerbe qui déclencheraient l'expérience pour des grands θ_k .

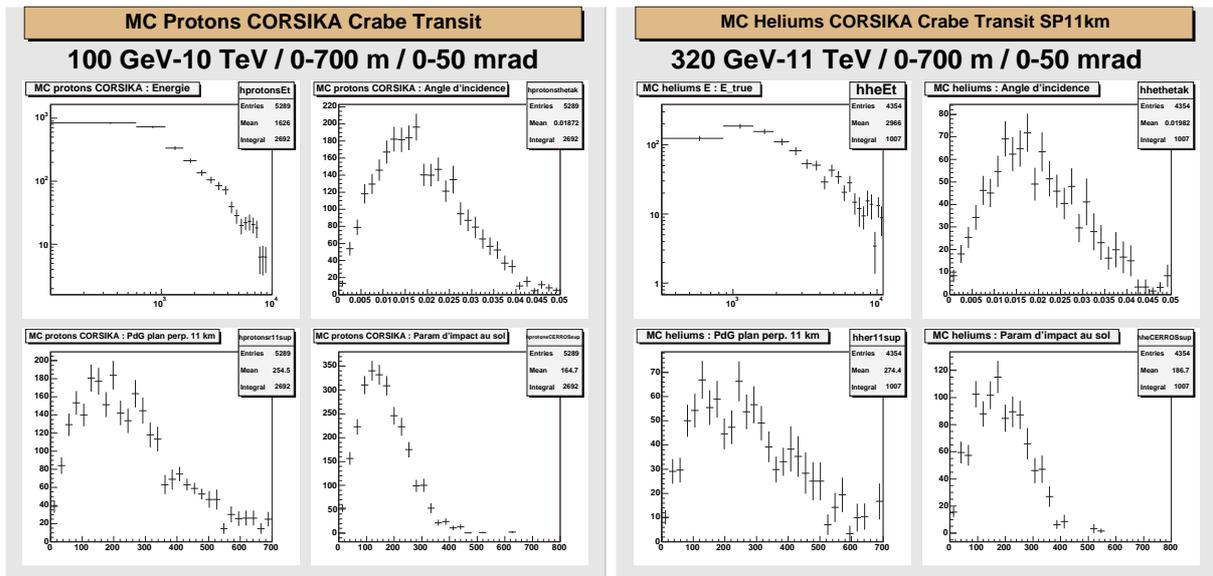


FIG. 10.7 – MC CORSIKA protons (à gauche), et héliums (à droite) : distributions normalisées des paramètres de simulations (Énergie, angle d’incidence, pied de gerbe dans le plan incliné à 11 km) et du paramètre d’impact au sol, pour tous les lots de MC au-dessus de 100 GeV. Figure obtenue après majorité 3/5 de 4,5 photoélectrons par héliostat. Les barres d’erreurs sont uniquement dues aux fluctuations poissonniennes sur le nombre d’événements qui déclenchent. Il est intéressant de comparer cette figure à la figure 9.17 représentant les distributions des paramètres d’entrée des MC gamma.

La figure 10.6 montre les corrélations existantes entre les paramètres de simulation pour les événements ayant déclenché le détecteur. Cette figure a été obtenue à partir d’un lot «quasi-complet» de MC produits dans la direction du transit du Crabe en SP à 11 km (tableau 10.3). L’effet de corrélation le plus visible est entre R et θ_k . Nous voyons qu’au-delà de 400 m aucun événement n’a un angle d’incidence inférieur à 12 mrad tandis que les protons déclenchent jusqu’à 700 m pour de grands θ_k . Certaines accumulations apparaissent sur ces histogrammes à deux dimensions, du fait de l’addition de lots sans normalisation. Cela se remarque particulièrement sur le cadre en haut à gauche, montrant la corrélation entre l’énergie et le pied de gerbe. En effet, un effort particulier a été fait pour produire un grand nombre d’événements entre 100 et 500 GeV, 0 et 300 m, 0 et 30 mrad. Il apparaît également une densité relativement constante dans l’espace $(100\text{-}500 \text{ GeV}) \times (0\text{-}300 \text{ m})$, suggérant qu’une certaine statistique pourrait être obtenue en produisant des MC entre 100 et 500 GeV pour $R > 400 \text{ m}$ et en simulant à des énergies inférieures à 100 GeV. Ces lots complémentaires ont été produits, et les résultats en sont présentés dans le tableau 10.3, amenant la conclusion que les événements d’énergie inférieure à 100 GeV ne contribuent pas significativement au taux de déclenchement. À ce propos, la dernière étape permettant de conclure à une contribution significative d’événements déclenchant

le détecteur est de vérifier le coefficient C_i de cette production.

Protons Crabe Transit 11 km :								
NoRun	Énergies (GeV)	Pied de gerbe (m)	angle (mrad)	N_{gen}	N_{decl}		Taux (Hz)	
					FM	PB	FM	PB
51320	60-100	0-300	0-30	500000	12	6	$0,10 \pm 0,03$	$0,05 \pm 0,02$
51308*	100-500	0-300	0-30	1150000	1576	1123	$3,74 \pm 0,09$	$2,66 \pm 0,08$
51362	100-500	0-300	30-35	100000	1	1	$0,01 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$
51363*	100-500	300-350	0-35	200000	58	41	$0,39 \pm 0,05$	$0,27 \pm 0,04$
51328*	500-10000	0-400	0-25	30000	1033	892	$7,34 \pm 0,23$	$6,34 \pm 0,21$
51327*	500-10000	0-400	25-40	30000	182	146	$2,02 \pm 0,15$	$1,62 \pm 0,13$
51302	500-10000	400-500	0-30	50000	324	266	$1,12 \pm 0,06$	$0,92 \pm 0,06$
51303	500-10000	400-500	30-40	50000	138	98	$0,37 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,03$
51304	500-10000	400-500	40-50	50000	43	27	$0,15 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,02$
51309	500-10000	500-700	0-30	31900	33	24	$0,48 \pm 0,08$	$0,35 \pm 0,08$
51310	500-10000	500-700	30-40	31300	69	56	$0,79 \pm 0,10$	$0,64 \pm 0,09$
51311	500-10000	500-700	40-50	31900	15	12	$0,22 \pm 0,06$	$0,17 \pm 0,05$
Total							$16,72 \pm 0,33$	$13,39 \pm 0,30$

TAB. 10.3 – Simulations MC protons CORSIKA pour un pointé SP 11 km au transit du Crabe, avec «paramètres simulations 2004», majorité 3/5 de 4.5 p.e. / héliostat. (Les « * » indiquent que plusieurs *runs* qui sont simulés avec les mêmes paramètres que le run précédent l’astérisque ont été superposés.)

Noyaux d’héliums Crabe Transit 11 km :								
NoRun	Énergies (GeV)	Pied de gerbe (m)	angle (mrad)	N_{gen}	N_{decl}		Taux (Hz)	
					FM	PB	FM	PB
54009	320-500	0-300	0-20	100000	169	104	$0,08 \pm 0,01$	$0,05 \pm 0,00$
54010	320-500	0-300	20-40	58900	1	1	0	0
54013	320-500	300-500	0-20	59200	6	4	$0,01 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$
54012	320-500	300-500	20-40	59800	2	1	$0,01 \pm 0,01$	0
54013	320-500	300-500	40-55	60800	0	0	0	0
54005	500-11000	0-400	0-30	50000	932	761	$2,96 \pm 0,09$	$2,42 \pm 0,09$
54006	500-11000	0-400	30-50	50000	65	45	$0,37 \pm 0,05$	$0,25 \pm 0,04$
54007	500-11000	400-700	0-30	50000	88	65	$0,58 \pm 0,06$	$0,43 \pm 0,05$
54008	500-11000	400-700	30-50	50000	51	32	$0,59 \pm 0,08$	$0,37 \pm 0,07$
Total							$4,60 \pm 0,15$	$3,53 \pm 0,13$

TAB. 10.4 – Simulations MC noyaux d’hélium CORSIKA pour un pointé SP 11 km au transit du Crabe, avec «paramètres simulations 2004», avec majorité 3/5 à 4.5 p.e. / héliostat. (Les « * » indiquent que plusieurs *runs* qui sont simulés avec les mêmes paramètres que le run précédent l’astérisque ont été superposés.)

Le tableau 10.5 présente les calculs des taux de déclenchement pour des MC protons produits dans la direction de Mrk421, en simple pointé à 11 km. Nous avons, après avoir émis l'hypothèse de déclenchements significatifs au-delà de 10 TeV à la vue des histogrammes du Crabe, systématiquement produits les lots de hautes énergies dans l'intervalle 500 GeV-11 TeV. De plus, nous avons voulu vérifier le déclenchement dans l'intervalle 11-12 TeV. Ceci constitue un bon exemple illustrant une probabilité de déclenchement par gerbe importante, mais une contribution négligeable au taux de comptage, du fait de la rareté de ces événements cosmiques de haute énergie.

Nous avons donc une statistique suffisante pour présenter les distributions des paramètres de simulation, et de vérifier le caractère «complet» de l'étendue de ces spectres (figure 10.7).

Protons Mrk421 Transit 11 km :								
NoRun	Énergies (GeV)	Pied de gerbe (m)	angle (mrad)	N_{gen}	N_{decl}		Taux (Hz)	
					FM	PB	FM	PB
51333	100-500	0-350	0-15	200000	486	368	$2,26 \pm 0,10$	$1,71 \pm 0,09$
51334	100-500	0-350	15-35	200000	576	42	$1,18 \pm 0,16$	$0,87 \pm 0,13$
51359	100-500	350-500	0-20	123500	15	7	$0,21 \pm 0,05$	$0,10 \pm 0,04$
51360	100-500	350-500	20-40	132900	7	2	$0,27 \pm 0,16$	$0,08 \pm 0,05$
51361	100-500	350-500	40-55	127700	0	0	0	0
51335	500-11000	0-400	0-20	50000	1850	1608	$5,05 \pm 0,12$	$4,39 \pm 0,11$
51336	500-11000	0-400	20-40	50000	386	331	$3,16 \pm 0,16$	$2,71 \pm 0,15$
51337	500-11000	0-400	40-50	50000	40	33	$0,25 \pm 0,04$	$0,20 \pm 0,04$
51342	500-11000	400-500	0-30	57500	252	203	$0,76 \pm 0,05$	$0,61 \pm 0,04$
51343	500-11000	400-500	30-40	58400	179	132	$0,41 \pm 0,03$	$0,30 \pm 0,03$
51344	500-11000	400-500	40-50	59400	38	35	$0,11 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,02$
51345	500-11000	500-700	0-30	61400	32	23	$0,24 \pm 0,04$	$0,17 \pm 0,04$
51346	500-11000	500-700	30-40	61400	82	62	$0,48 \pm 0,05$	$0,36 \pm 0,05$
51347	500-11000	500-700	40-50	61400	38	34	$0,29 \pm 0,05$	$0,26 \pm 0,04$
51356	11000-12000	0-400	0-20	1672	255	232	$0,01 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$
51357	11000-12000	0-400	20-40	2439	184	173	$0,02 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$
51358	11000-12000	0-400	40-50	4100	108	93	$0,01 \pm 0,01$	0
Total							$14,70 \pm 0,32$	$11,90 \pm 0,27$

TAB. 10.5 – Simulations MC protons CORSIKA pour un pointé SP 11 km au transit de Mrk421, avec «paramètres simulations 2004», avec majorité 3/5 à 4.5 p.e. / héliostat.

Nous présentons aussi les taux de déclenchement pour des MC protons et noyaux d'hélium simulés au transit de la nébuleuse du Crabe et de Mrk421 respectivement. Ces valeurs sont données pour la configuration de seuil de 4 groupes d'héliostats sur 5 dépassant 4,5 photoélectrons par héliostat. Ils sont regroupés dans les tableaux 10.3 à 10.6. On remarquera qu'il a été choisi de donner les valeurs FM et PB des événements qui déclenchent (N_{decl}), ainsi que les taux calculés correspondants. Ces valeurs sont les résultats de deux configurations différentes de la simulation de l'électronique, l'une avec l'impulsion du photoélectron paramétrisé par F. Münz (FM), l'autre par Ph. Bruel (PB). On se souviendra que nous avons choisi d'utiliser la PB dans nos comparaisons MC gamma/ON-OFF car la variable T_{Width} en était mieux reproduite. Toutefois, bien que pour tous les MC nous

Noyaux d'héliums Mrk421 Transit 11 km :								
NoRun	Énergies (GeV)	Pied de gerbe (m)	angle (mrad)	N_{gen}	N_{decl}		Taux (Hz)	
					FM	PB	FM	PB
54014*	320-500	0-300	0-20	147400	195	115	$0,06 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$
54016	500-11000	0-400	0-30	17400	288	233	$2,63 \pm 0,16$	$2,13 \pm 0,14$
54017	500-11000	0-400	30-50	16700	14	12	$0,24 \pm 0,06$	$0,20 \pm 0,06$
54018*	500-11000	400-700	0-30	33500	37	24	$0,36 \pm 0,06$	$0,23 \pm 0,05$
54019*	500-11000	400-700	30-50	33800	17	9	$0,29 \pm 0,07$	$0,16 \pm 0,05$
Total							$3,58 \pm 0,19$	$2,76 \pm 0,17$

TAB. 10.6 – Simulations MC noyaux d'hélium CORSIKA pour un pointé SP 11 km au transit de Mrk421, avec majorité 3/5 de 4.5 p.e. / héliostat. (Les « * » indiquent que plusieurs runs qui sont simulés avec les mêmes paramètres que le run précédent l'astérisque ont été superposés.

Taux de comptage SP 11 km				
Source	Taux OFF (Hz)	Taux MC Protons (Hz)	Taux MC héliums (Hz)	Taux MC total (Hz)
Impulsion FM				
Crabe	20-25	$16,72 \pm 0,33$	$4,60 \pm 0,15$	$21,32 \pm 0,36$
Mrk421	20-25	$14,70 \pm 0,32$	$3,58 \pm 0,19$	$18,28 \pm 0,37$
Impulsion PB				
Crabe	20-25	$13,39 \pm 0,30$	$3,53 \pm 0,13$	$16,92 \pm 0,33$
Mrk421	20-25	$11,90 \pm 0,27$	$2,76 \pm 0,17$	$14,66 \pm 0,32$

TAB. 10.7 – Comparaison des taux de déclenchement des MC hadroniques aux taux de déclenchement réels de CELESTE, dans la configuration SP 11 km aux transits du Crabe et de Mrk421.

continuerons d'utiliser la *PB* dans nos comparaisons MC/données, l'impulsion *FM* nous a donné les taux de déclenchement les plus importants et les plus en accord avec le taux de déclenchement réel de CELESTE.

Le tableau 10.7 donne en effet nos résultats finals des taux de comptage des événements. Nous remarquons que seuls les taux calculés à partir de l'ancienne paramétrisation de l'impulsion à un photoélectron (celle de F. Münz) nous permet d'entrer dans les barres d'erreur des données réelles (entre 20 et 25 Hz).

Les mêmes études pourraient être réalisées pour le double pointé, sachant que les valeurs des taux de déclenchement sont plus faibles. Toutefois, ces précédentes études nous permettent de conclure à un taux de déclenchement de l'expérience reproduit entre 75 et 100 %.

10.4 Comparaison simulations/données

Cette dernière section du chapitre sur les MC hadroniques nous permet de vérifier, comme nous l'avons fait pour les MC gamma, si nous avons un accord entre les simulations et les données OFF constituées essentiellement de hadrons, après pré-coupures, en comparant les distributions des variables discriminantes.

10.4.1 Études pour la nébuleuse du Crabe

Fin 2002, nous avons simulé une certaine quantité de protons avec IsuSimula, sans tenir compte des queues de distributions. Ces simulations avaient toutes été faites au transit du Crabe, en simple pointé à 11 km, avec la courbe d'extinction standard du simulateur, et l'optique surestimée (6.5 et 8.3.2). Toutefois, elle nous a permis un travail préliminaire de comparaison simulations/données [11]. Ces premiers résultats montraient un non-accord pour les variables discriminantes (figure 10.8).

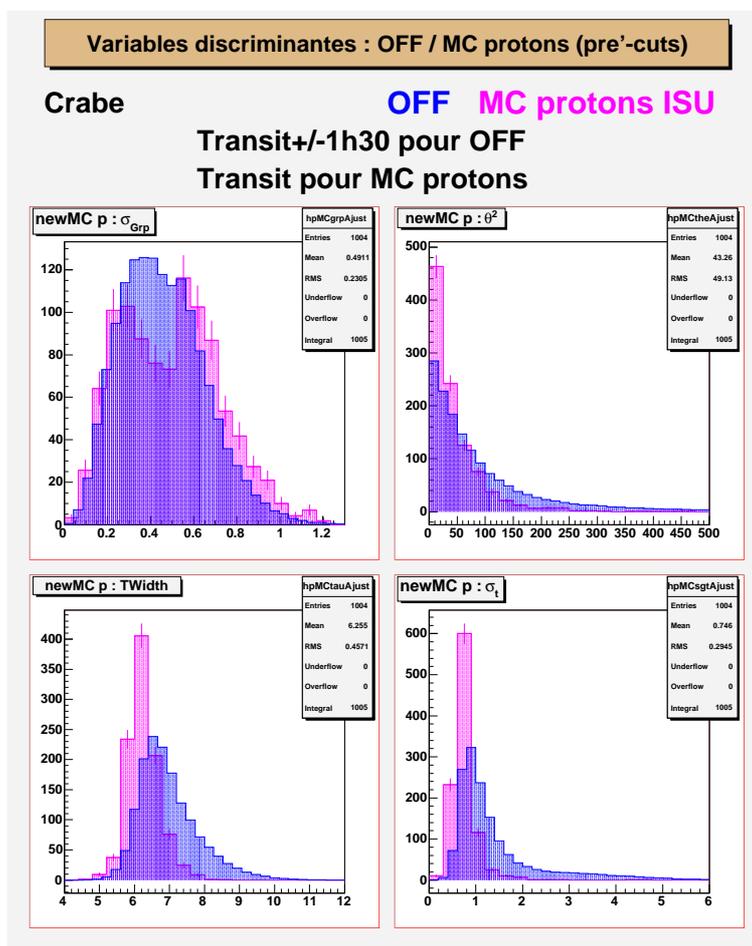


FIG. 10.8 – MC protons ISU superposés aux données *OFF* : distribution des quatre variables discriminantes après pré-coupures, en SP 11km et majorité 4/5 de 4,5 photoélectrons/héliostats. Les barres d'erreurs sont uniquement dues aux fluctuations poissonniennes sur le nombre d'événements qui déclenchent.

Nous remarquons en particulier la structure à deux bosses dont nous avons précédemment parlé pour σ_{grp} . Elle apparaît très nettement sur le MC, mais se discerne aussi sur

les données *OFF*. La première bosse, ainsi que les formes des trois autres variables, sont proches des formes qui étaient obtenues pour le MC gamma. Avant de chercher à conclure sur les MC hadroniques, nous avons produit d'autres simulations, avec CORSIKA et les «paramètres simulations 2004». Nous rappelons que nous nous sommes particulièrement attachés à simuler les queues de distribution, afin de reproduire les données *OFF* le plus fidèlement possible.

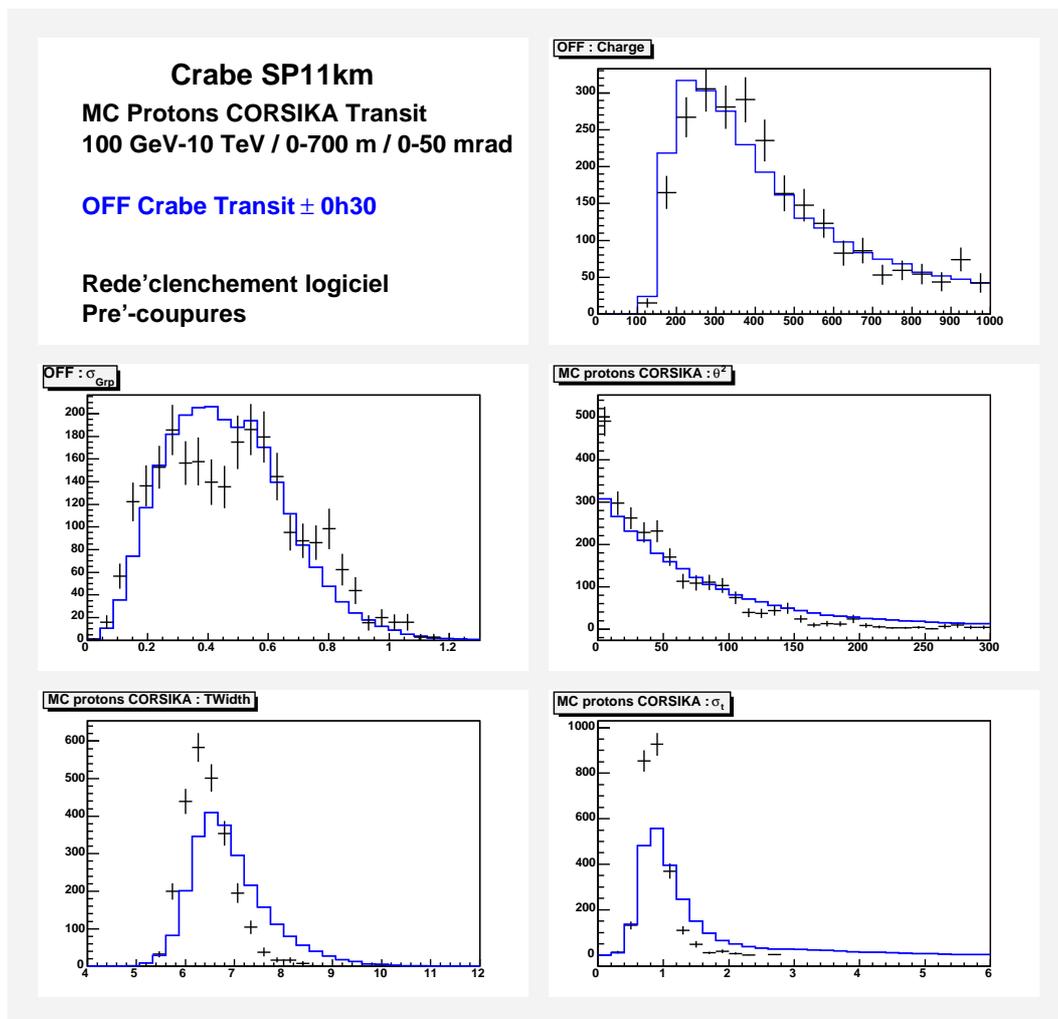


FIG. 10.9 – MC protons CORSIKA (en noir avec barres d'erreurs poissoniennes) superposés aux données *OFF* (en bleu sans barres d'erreurs car celles-ci sont faibles) : distribution des quatre variables discriminantes après pré-coupures, en SP 11 km, avec majorité 4/5 de 4,5 p.e./hél.

Seulement, les formes des variables MC observées sur la figure 10.9 sont ressemblantes aux distributions obtenues avec IsuSimula. Nous avons montré que la distribution de la charge est presque reproduite, si ce n'est un décalage des MC de quelques *dc* vers la droite. En revanche, les distributions des variables σ_{grp} et θ^2 , et surtout T_{Width} et σ_t , ne sont que marginalement reproduites et ressemblent encore aux distributions obtenues pour les MC gamma. Un effet important reste donc non compris, malgré un changement de simulateurs, de paramétrisation de l'atmosphère, et le réglage des paramètres de configuration de l'optique et de l'électronique. Par ailleurs, nous avons produit des lots complets de simulations de noyaux d'hélium, dont il importait de vérifier la signature au niveau des variables

discriminantes. La figure 10.10 (à gauche) montre les distributions des MC noyaux d'hélium, superposées à celles des MC protons et au OFF. Ces MC héliums semblent mieux reproduire les variables discriminantes du OFF : σ_{grp} est un peu mieux reproduite, bien que la structure à deux bosses persiste ; la distribution de θ^2 des MC héliums se superpose très bien au OFF ; celle de T_{Width} des MC hélium a sa moyenne plus à droite que les MC protons, mais ne reproduit pas encore les grandes largeurs de pics Tcherenkov du OFF ; enfin, avec σ_t , encore une fois la distribution des MC héliums est meilleure candidate dans la reproduction des données OFF, avec une moyenne plus à droite, indiquant une plus grande dispersion des temps d'arrivée du signal. Nous pouvons conclure que la simulation des noyaux d'hélium produit des gerbes plus irrégulières que celles initiées par les protons, avec un front d'onde de lumière Tcherenkov plus irrégulier sur le détecteur, mais sans parvenir à reproduire complètement les données. La figure 10.10 (à droite) montre la distribution des MC hadroniques, protons + héliums. Les distributions des MC héliums ont été en plus affectées du coefficient 0,308 pour respecter le rapport de leur contribution au taux de déclenchement calculé d'après nos études de la section précédente.

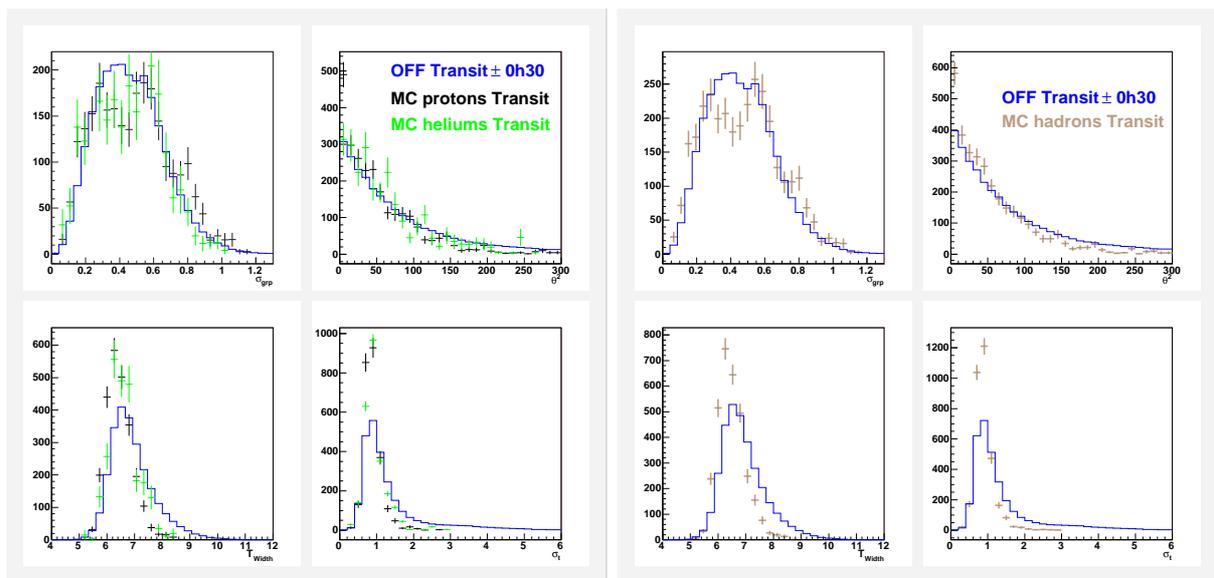


FIG. 10.10 – MC hadrons CORSIKA superposés aux données *OFF* pour la nébuleuse du Crabe : distribution des quatre variables discriminantes après pré-coupures, en SP 11 km, avec majorité 4/5 de 4,5 p.e./hél. À gauche : MC protons (en noir), MC héliums (en vert) et OFF (en bleu) ; à droite : MC protons et hélium normalisés selon les proportions du tableau 10.7 (en marron) et OFF (en bleu).

Ces études nous ramènent aux conclusions précédemment citées de Filip Münz (page 103) concernant le désaccord MC hadronique/OFF, et que ni une simulation de gerbe plus complète, ni le réglage des paramètres d'entrée de la simulation de l'électronique n'ont pu résoudre. Mais avant de conclure sur le parti à prendre quant à l'utilisation de ces simulations hadroniques dans nos analyses, observons ces mêmes comparaisons pour des MC simulés pour un pointé vers le blazar Markarian 421.

10.4.2 Études pour le blazar Markarian 421

À partir des lots de MC protons et noyaux d'hélium présentés sur les tableaux 10.5 et 10.6, nous avons tracé les distributions des variables discriminantes de ces simulations en comparaison avec les données OFF (figure 10.11). Nous avons en plus présenté, dans le cas des MC hadrons, la distribution de la charge, comparée à celle du OFF. Nous remarquons un accord relatif pour la charge. Cependant, le désaccord entre les variables discriminantes est comparable à ce que nous avons sur la précédente source, tant pour les MC protons que pour les MC héliums.

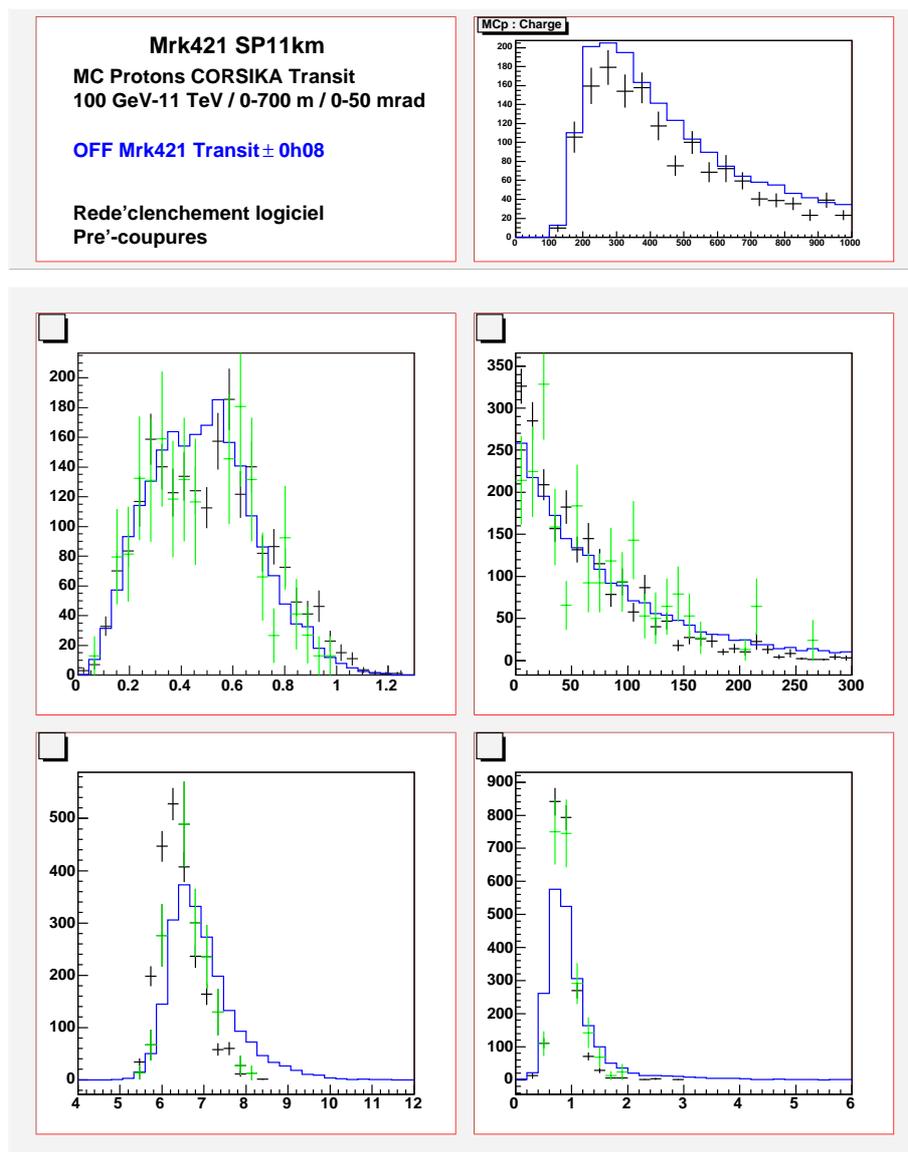


FIG. 10.11 – MC hadrons CORSIKA comparés aux données *OFF*, après pré-coupures, en SP 11 km, avec majorité 4/5 de 4,5 p.e./hél. : distributions MC protons (en noir) / OFF (en bleu) de la charge et distribution des quatre variables discriminantes MC protons (en noir), héliums (en vert) et OFF (en bleu).

La statistique des MC héliums est relativement faible mais semble confirmer une

meilleure reproduction de T_{Width} et σ_t , comme pour le Crabe.

10.5 Conclusion et perspectives

Après ces différentes études, il ne nous est pas apparu souhaitable d'utiliser le MC hadronique dans nos analyses pour reproduire les données OFF de CELESTE dans la suite. Les études des MC hadroniques ont montré que les variables discriminantes simulées sont un peu plus ressemblantes à celles des gamma que celles déduites des événements OFF. Du fait de ce désaccord, nous utiliserons donc les formes des distributions déduites de ces données comme représentant des hadrons déclenchant l'expérience.

Une suite intéressante de cette étude des MC hadroniques serait d'approfondir les comparaisons entre simulateurs de gerbe, et d'utiliser des versions plus récentes de CORSIKA dont les modélisations des interactions hadroniques ont été améliorées. Des études des distributions de lumière Tcherenkov avant passage dans l'optique de CELESTE permettraient de préciser certaines systématiques. Enfin, des simulations en double pointé, et avec une plus grande statistique nous permettraient de mieux quantifier ces comparaisons.

Malgré cela, ces études se sont révélées intéressantes au niveau de la reproduction du taux de déclenchement : une certaine configuration de l'électronique a permis de totaliser environ 20 événements hadroniques par seconde, de l'ordre du taux d'acquisition réel. Ceci nous rend confiants pour nos futures études des taux de déclenchements de CELESTE aux gamma diffus que nous aborderons dans le chapitre suivant.

Chapitre 11

Simulations de γ diffus et électrons

Nous présentons dans ce chapitre nos études sur les émissions diffuses non-hadroniques présentes dans les données OFF. Ces simulations constituent une étape importante vers la recherche des flux de ces rayonnements. En effet, c'est la seule manière à notre disposition pour connaître la signature (acceptance, efficacités, forme des variables) sur le détecteur des gamma et des électrons qui traversent le champ de vue de CELESTE avec un angle non nul par rapport à la direction du pointé.

À la différence des gamma «directionnels» et des hadrons, aucune comparaison avec les données n'est possible. Cependant, nous comparerons ces MC diffus avec les données OFF afin de vérifier le caractère discriminant des quatre variables de nos analyses. De plus, le nombre d'événements recueillis par le MC nous permettra d'estimer la sensibilité de CELESTE aux gamma diffus et électrons à partir d'hypothèses et mesures de l'indice spectral.

11.1 Préliminaire

Nous avons mis en place, au cours de cette thèse, deux méthodes différentes pour la recherche de l'émission diffuse galactique. La première, qui a constitué un important développement et donné lieu à une présentation [13], visait à mettre en évidence la présence de signal dans le OFF par l'étude statistique sur certaines variables, sans avoir à effectuer de soustraction du type ON-OFF. Cette méthode aurait ainsi pu mettre en évidence la composante isotrope de ce signal qui est majoritairement composé d'électrons. Toutefois, des effets systématiques trop importants, de même que la non-reproduction des hadrons par la simulation, nous ont conduits à abandonner cette méthode, et à concentrer ensuite nos efforts sur la méthode OFF-OFF qui sera exposée dans la partie IV, et qui est destinée à la recherche de la composante gamma de l'émission diffuse.

Toutefois, la première méthode aura motivé la simulation des électrons, dont l'étude est intéressante, car elle nous permet d'évaluer la contribution de ces particules au déclenchement de CELESTE. L'indice spectral de leurs spectres, bien différent de celui des gamma diffus, donne des signatures différentes sur le détecteur, bien qu'à énergie donnée il s'agisse de gerbes électromagnétiques comparables.

11.2 Spectre des rayonnements

Afin de connaître l'acceptance de CELESTE aux gamma et électrons diffus, nous devons considérer les mesures, lorsqu'elles existent, sinon nous faisons des hypothèses spectrales sur les flux de ces rayonnements.

11.2.1 Spectre des gamma diffus galactiques

Comme nous en avons discuté dans la partie I, les mesures du rayonnement gamma diffus galactique hors centre galactique n'ont été effectuées qu'en dessous de 50 GeV par EGRET et à 3,5 TeV par Milagro. Or, comme nous le verrons dans la partie IV, les données dont nous disposons avec CELESTE nous permettent d'envisager la recherche de ce rayonnement dans les données OFF du Crabe préférentiellement, soit dans la direction de l'anti-centre galactique. Dans cette région-là, seule une limite supérieure de Milagro existe [6].

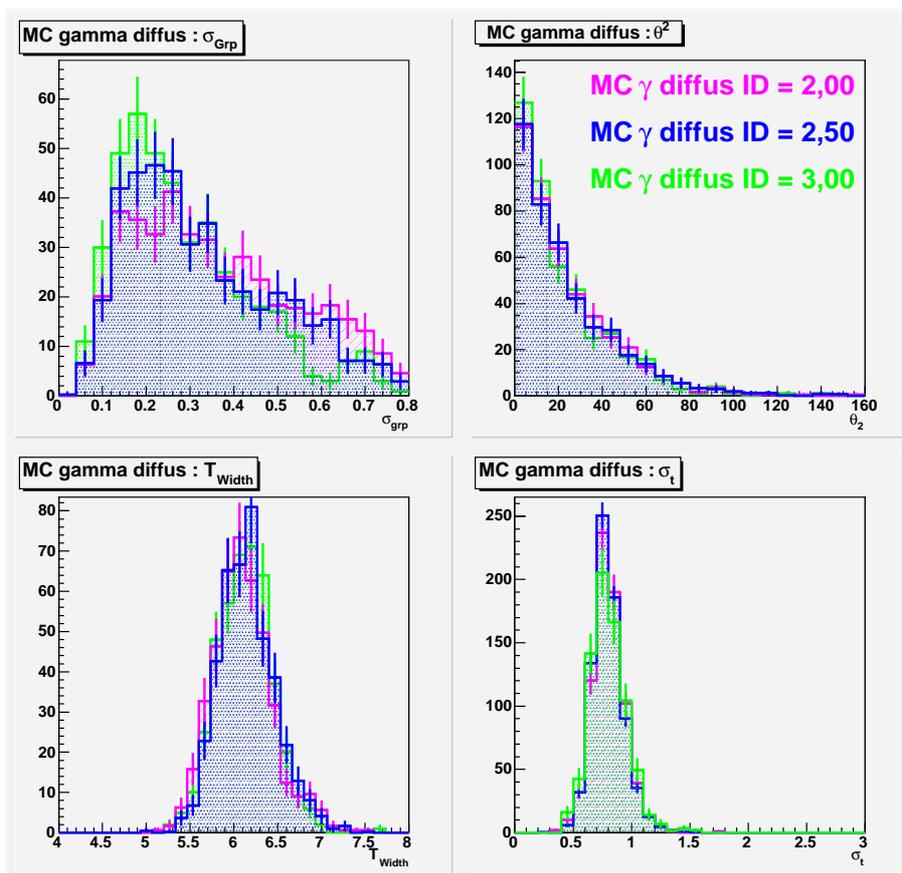


FIG. 11.1 – Simulation de gamma diffus Crabe Transit à 11 km. Distributions des variables discriminantes. Comparaisons entre MC d'indices spectraux 2,0 (en fushia), 2,5 (en bleu) et 3,0 (en vert).

En tenant compte de la modélisation du fond diffus, des extrapolations des données sont possibles, avec de grandes incertitudes. Nous avons choisi trois modèles spectraux différents des gamma diffus pour l'ensemble de nos études, afin de couvrir raisonnablement

l'étendue des estimations actuelles (partie I). Nous supposons donc qu'entre quelques GeV et quelques centaines de GeV, le signal gamma diffus galactique se comporte en loi de puissance :

$$\frac{d\phi}{dS dt d\Omega dE} = \phi_0 \times \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right)^{-ID} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1},$$

avec :

- $\phi_0 = 8,3 \cdot 10^{-4}$ et ID = 2,0 pour le modèle «spectre dur d'électrons» [70, 71];
- $\phi_0 = 8,3 \cdot 10^{-4}$ et ID = 2,5 pour le modèle «optimisé» [71];
- $\phi_0 = 8,3 \cdot 10^{-4}$ et ID = 2,7 pour le modèle proposé par la collaboration Milagro [6];

À partir de ces modèles, et pour différentes valeurs de l'indice spectral associées à différents lots de MC gamma diffus produits, nous donnerons des estimations de la sensibilité de CELESTE aux gamma diffus, que nous compléterons après avoir défini une analyse permettant la recherche de signal ténu (partie IV).

La figure 11.1 montre les comparaisons des quatre variables discriminantes pour les trois indices différents du spectre des gamma diffus. L'effet est surtout marqué pour σ_{grp} . Ce résultat nous a conduits à simuler des lots de MC gamma diffus pour différents ID.

11.2.2 Modélisation du rayonnement diffus d'électrons

Les électrons sont des événements provenant de toutes les directions du ciel et donc présents dans les données ON et OFF de CELESTE quelles que soient les directions de pointé.

À 100 GeV, énergie typique de CELESTE, les électrons sont considérés comme isotropes sur le ciel tandis qu'au TeV des surdensités sont décelables dans la direction des sources proches d'émission électroniques [24].

La figure 2.3 (partie I, p. 36) présente la superposition des résultats de plusieurs expériences de mesure des flux d'électrons, entre 1 GeV et 2 TeV, ce qui couvre largement la zone de sensibilité en énergie de CELESTE aux électrons. La normalisation a été effectuée à 20 GeV à partir des données d'AMS-01. Une droite logarithmique d'indice spectral différentiel = -3,42 a été ajustée sur ces données, entre 30 GeV et 2 TeV. Nous prendrons cette valeur pour nos simulations.

Dans le domaine qui nous intéresse, soit 30 GeV - 1 TeV, nous avons donc la formule suivante :

$$\frac{d\Phi_e}{dS dt d\Omega dE} = 1,25 \times 10^{-2} \left(\frac{E}{20 \text{ GeV}} \right)^{-3.42} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1}$$

11.3 Acceptances

Afin de définir l'acceptance de CELESTE au signal gamma diffus en fonction de l'énergie et d'en déduire le seuil d'analyse de ce signal, nous avons réalisé des simulations à énergies fixes. Nous avons choisi de simuler des gamma diffus à 40, 50, 70, 100, 200, 500, 1000 et 2000 GeV. Ces simulations seront utilisées pour les calculs d'acceptance et de sensibilité spectrale aux gamma diffus aussi bien qu'aux électrons, étant données les similitudes des gerbes atmosphériques produites par ces deux types de primaires. Nous

avons utilisé l'impulsion FM dans la simulation de l'électronique, afin de considérer dans un premier temps les perspectives les plus favorables de détection du signal diffus.

La figure 11.2 présente l'acceptance de CELESTE au signal diffus (à gauche) ainsi que l'acceptance convoluée par les spectres des rayonnements que l'on cherche à étudier : les électrons, et les gamma diffus avec trois indices spectraux différents.

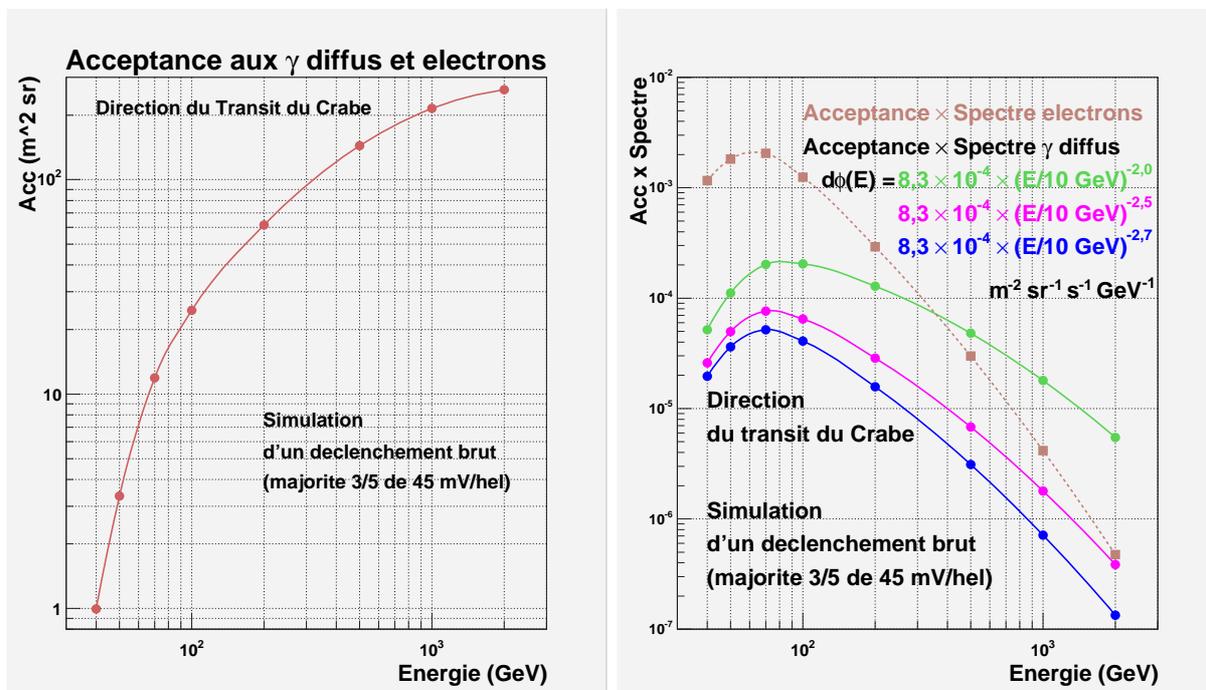


FIG. 11.2 – À gauche : Acceptance de CELESTE aux gamma diffus et électrons, entre 40 et 2000 GeV, pour un simple pointé à 11 km dans la direction du transit du Crabe. À droite : Acceptance convoluée avec les spectres d'électrons (en pointillés marrons) et de gamma diffus pour les ID = 2,0 (en vert), 2,5 (en fushia) et 2,7 (en bleu), pour le même pointé.

Pour chaque énergie simulée, l'acceptance est calculée de la manière suivante :

$$A_{\text{eff}}(E) = \frac{N_{\text{decl}}(E)}{N_{\text{gen}}(E)} \times \pi R_{\text{max}}^2(E) \times 2\pi(1 - \cos\theta_{\text{max}}(E)) \text{ m}^2 \text{sr}$$

pour les neuf valeurs d'énergie précédemment citées.

La courbe qui indique le taux différentiel de CELESTE à un rayonnement donné est la convolution de l'acceptance par le spectre du rayonnement considéré, soit :

$$\frac{df(E)}{dE dt} = A_{\text{eff}}(E) \times \frac{d\phi(E)}{dS dt d\Omega dE}$$

où $\phi(E)$ est le spectre considéré.

Le tableau 11.1 présente les lots de simulations produits pour le tracé de ces courbes. Les espaces de paramètres ont été ajustés à partir de l'observation de leur distributions sur les précédentes simulations, pour différentes coupures en énergie, afin d'éviter la simulation d'un grand nombre d'événements qui ne produisent pas de déclenchement.

NoRun	Énergie (GeV)	Pied de gerbe (m)	Angle d'inc. (mrad)	N_{gen}	N_{decl} FM	Acc (m^2)
53567	40	0-300	0-20	100000	140	0,995
53568	50	0-300	0-20	100000	471	3,347
53569	70	0-350	0-25	100000	787	11,894
53570	100	0-350	0-25	70300	1119	24,056
53571	200	0-400	0-30	35100	760	61,546
53572	500	0-450	0-35	14000	412	144,099
53573	1000	0-450	0-40	6900	232	215,037
53574	2000	0-500	0-40	3400	113	262,415

TAB. 11.1 – Simulations CORSIKA de gamma diffus à énergies fixes dans la direction du transit du Crabe en SP.

Il apparaît nettement que le taux d'électrons se trouve un ordre de grandeur plus important que celui des gamma diffus, en dessous de 200 GeV, c'est-à-dire dans la zone où la plupart des déclenchements ont lieu.

11.4 Comparaison MC et données OFF

Il s'agit maintenant de présenter, comme nous l'avons fait pour les gamma «directionnels» et les hadrons, les comparaisons des distributions des variables discriminantes d'analyse afin de vérifier la possible discrimination du signal diffus avec le fond hadronique.

11.4.1 MC gamma diffus

Comme nous l'avons fait pour les MC hadroniques, il est important de simuler les gamma diffus sur une gamme complète de leur paramètres d'entrée. Afin d'optimiser les temps de calcul sans couper significativement des événements, nous avons vérifié entre deux découpages différents en pied de gerbe et angle d'incidence si les formes des variables discriminantes variaient¹. La figure 11.3 présente ces comparaisons pour des gamma diffus avec ID = 2,5, entre 30 GeV et 2 TeV, et dont les limites supérieures en pieds de gerbe sont respectivement 300 et 400 m, et celles en angles d'incidence respectivement 25 et 35 mrad.

Les distributions sont compatibles. Nous conviendrons donc, par la suite, d'utiliser conjointement ces différents lots de données de même indice spectral. D'autre part, nous étudions également la possibilité d'une analyse avec une majorité 5/5, au lieu de la majorité 4/5 comme précédemment, avec également 5 photoélectrons par héliostat de seuil d'analyse pour chacun des 4 ou 5 groupes. La figure 11.4, présente, pour les deux majorités utilisables dans notre analyse, les distributions des variables discriminantes des MC gamma diffus comparées à celles du OFF, avec, respectivement à gauche et à droite, une majorité 4/5 et une majorité 5/5.

¹Pour une simulation de 200000 gerbes entre 30 GeV et 2 TeV avec un ID=2,5, entre 400 et 500 h de temps CPU ont été nécessaires. Pour une étendue en pied de gerbe de 0-300 m et d'angle d'incidence 0-25 mrad, 2082 événements sur 200000 ont produit des déclenchements, tandis que pour une étendue en pied de gerbe de 0-400 m et d'angle d'incidence 0-35 mrad, seulement 635 déclenchements sur 200000 ont

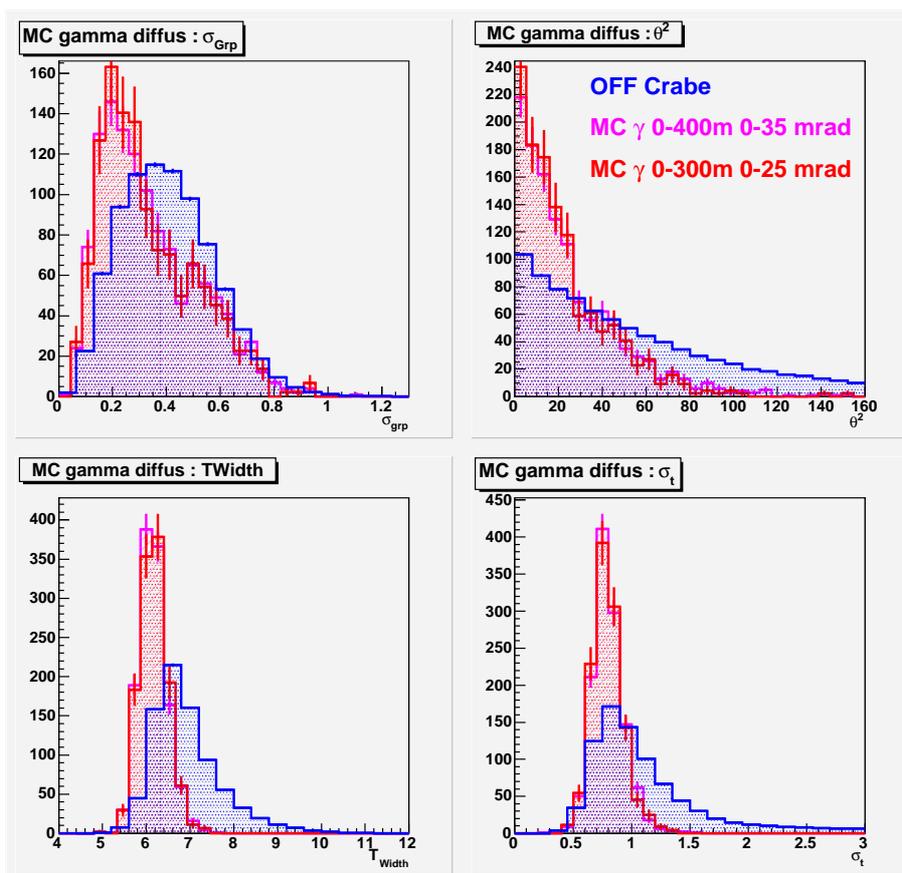


FIG. 11.3 – Comparaison des MC gamma diffus dans la direction du transit du Crabe à 11 km pour différents paramètres d'entrée de la simulation. Distributions des quatre variables discriminantes après majorité de 5 groupes sur 5 dépassant 5 photoélectrons par héliostat. En bleu sont superposées les distributions normalisées des données OFF.

Une majorité 4/5 met nettement en évidence la fameuse «structure à double bosse» pour les MC sur σ_{grp} , qui n'apparaît pas pour une majorité 5/5. En effet, on ne conserve là qu'une seule classe d'événements, ceux qui ont déclenché 5 groupes, tandis qu'en majorité 4/5 on garde deux classes d'événements : ceux qui ont déclenché 4 groupes, et dont la tâche Tcherenkov au sol est en moyenne plus irrégulière, et ceux qui ont déclenché 5 groupes. (voir section 9.2.6, p. 121).

À ce stade nous devons calculer, pour chaque majorité, les facteurs de qualité des analyses, afin de vérifier le pouvoir discriminant de chacune d'elle. Nous avons choisi une analyse standard, avec les coupures suivantes, après déclenchement logiciel :

- $0 \leq \sigma_{grp} \leq 0,30$;
- $0 \leq \theta^2 \leq 160$;
- $0 \leq T_{Width} \leq 6,4$;
- $0 \leq \sigma_t \leq 1$.

Nous donnons dans le tableau 11.2 les valeurs du facteur de qualité Q dans le cas de MC gamma diffus avec ID=2,5 (ID des MC de la figure 11.4), et pour un ID=2,0. Ces

eu lieu

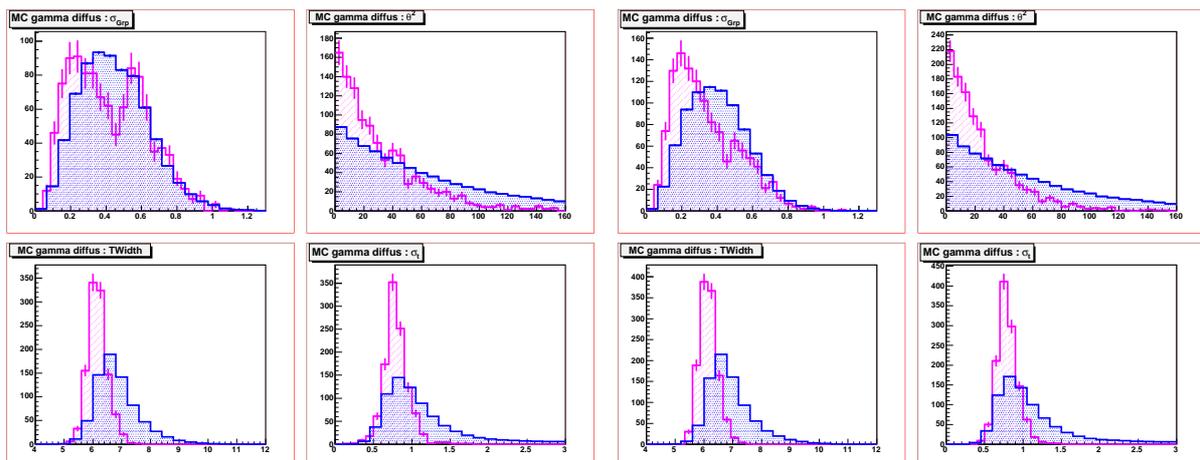


FIG. 11.4 – Distributions normalisées des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaison OFF / MC gamma diffus en simple pointé à 11 km. En bleu : données OFF de la nébuleuse du Crabe jusqu'à 1h30 du transit ; en fushia : MC gamma diffus en direction de la nébuleuse du Crabe à son transit. (*À gauche*) : application d'une majorité de 4 groupes d'héliostats sur 5 dépassant 5 photoélectrons/héliostat. (*À droite*) : application d'une majorité de 5 groupes d'héliostats sur 5 dépassant 5 photoélectrons/héliostat.

grandeurs Q permettent de qualifier le potentiel de rejet hadronique de notre analyse. Nous donnerons sa définition précise dans la partie IV (section 13.1, p. 185).

ID MC γ diffus	Facteur de qualité Q	
	Maj. 4/5	Maj. 5/5
2,0	0,73	0,73
2,5	0,70	0,66

TAB. 11.2 – Facteur de qualité d'une analyse standard de simulation de gamma diffus, pour deux majorités de groupes d'héliostats différentes.)

Les résultats sont comparables pour les deux majorités. Nous choisirons de travailler avec une majorité 5/5, car c'était historiquement le premier choix que nous avons fait.

11.4.2 MC électrons

Après avoir étudié les simulations de gamma diffus, nous présentons les résultats de nos simulations d'électrons. Nous avons choisi de découper le lot de simulations en deux lots, en fonction de l'angle d'incidence, afin de recueillir un maximum d'événements pour des temps de calculs raisonnables. Le tableau 11.4 présente ces lots de simulation, pour les deux types d'impulsions utilisées dans la simulation de l'électronique. La figure 11.5 (*gauche*) présente l'étendue des paramètres de simulation (énergie, angle d'incidence θ_k , pieds de gerbe r_{11}).

La figure 11.5 (*droite*) présente les comparaisons des variables discriminantes des MC électrons avec les données OFF. Nous continuons à travailler en majorité 5/5 de 5 photoélectrons par héliostat. Nous constatons que la variable σ_{grp} apparaît bien discriminante,

NoRun	ID	Énergie	Pied de gerbe	Angle d'inc.	N_{gen}	N_{decl}	
						FM	PB
53508	2,0	30 GeV-5 TeV	0-300	0-25	50000	906	767
53520	2,0	30 GeV-5 TeV	0-300	0-25	50000	909	796
53521	2,0	30 GeV-5 TeV	0-300	0-25	50000	933	803
53509	2,2	30 GeV-3 TeV	0-300	0-25	75000	1147	938
53510	2,4	30 GeV-3 TeV	0-300	0-25	100000	1192	967
53524	2,5	30 GeV-2 TeV	0-300	0-25	200000	2082	1681
53511	2,6	30 GeV-2 TeV	0-300	0-25	100000	955	777
53512	2,8	30 GeV-2 TeV	0-300	0-25	100000	787	618
53513	3,0	30 GeV-2 TeV	0-300	0-25	100000	710	562
53522	3,0	30 GeV-2 TeV	0-300	0-25	100000	668	511
53523	3,0	30 GeV-2 TeV	0-300	0-25	100000	705	544
53525	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	50000	199	156
53526	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	50000	212	176
53527	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	50000	204	162
53528	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	50000	208	156
53529	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	50000	191	157
53530	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	50000	204	162
53531	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	200000	798	635
53532	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	100000	361	279
53533	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	100000	394	326
53555	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	200000	-	591
53556	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	200000	-	582
53558	2,5	30 GeV-2 TeV	0-400	0-35	200000	-	583

TAB. 11.3 – Simulations CORSIKA de gamma diffus dans la direction du transit du Crabe en SP11km.

plus que pour les MC gamma diffus, du fait d'un indice spectral plus mou. Ceci, associé à un taux de déclenchement brut autour de 5 électrons par minute, nous donnerait une perspective favorable dans la détection du rayonnement électronique, sous réserve de conserver un seuil d'analyse suffisamment bas, et de s'affranchir de la méthode ON-OFF qui rejette les événements isotropes que sont les électrons sur le ciel.

11.5 Conclusion

La simulation de signal diffus dans CELESTE a été une démarche spécifique à cette thèse. La production de ces MC a été nécessaire afin d'estimer l'acceptance du détecteur au rayonnement diffus. Des études de sensibilité à partir de ces simulations seront présentées dans la partie IV. Nous y utiliserons les distributions des variables d'analyse, qui nous montrent une possible discrimination entre les gamma diffus (ou les électrons) et les hadrons.

Il nous reste à conclure sur les erreurs systématiques intervenant dans ces résultats, et donner une vue d'ensemble des taux de déclenchement du signal (gamma, gamma diffus et électrons), dans la configuration en simple pointé à 11 km dans la direction du transit du Crabe.

Électrons : ID = 3.42 ; 30 GeV - 1 TeV							
NoRun	Pied de gerbe (m)	angle d'inc (mrad)	N_{gen}	N_{decl}		Taux (min^{-1})	
				FM	PB	FM	PB
52049	0-250	0-10	100000	1937	1372	$2,81 \pm 0,04$	$2,00 \pm 0,03$
52050	0-250	0-10	100000	1989	1439		
52051	0-250	0-10	100000	1961	1374		
52052	0-350	10-25	100000	194	136	$2,90 \pm 0,12$	$1,94 \pm 0,05$
52053	0-350	10-25	100000	199	146		
52054	0-350	10-25	100000	196	146		
52055	0-350	10-25	300000	-	382		
52056	0-350	10-25	300000	-	378		
52057	0-350	10-25	300000	-	393		
Total du taux de déclenchement brut (0 - 25 mrad) :						$5,71 \pm 0,13$	$3,94 \pm 0,06$

TAB. 11.4 – Simulations CORSIKA d'électrons dans la direction du transit du Crabe en SP11km, avec calcul du taux de déclenchement brut pour une acquisition en majorité 3/5 à 4,5 photoélectrons par héliostat.

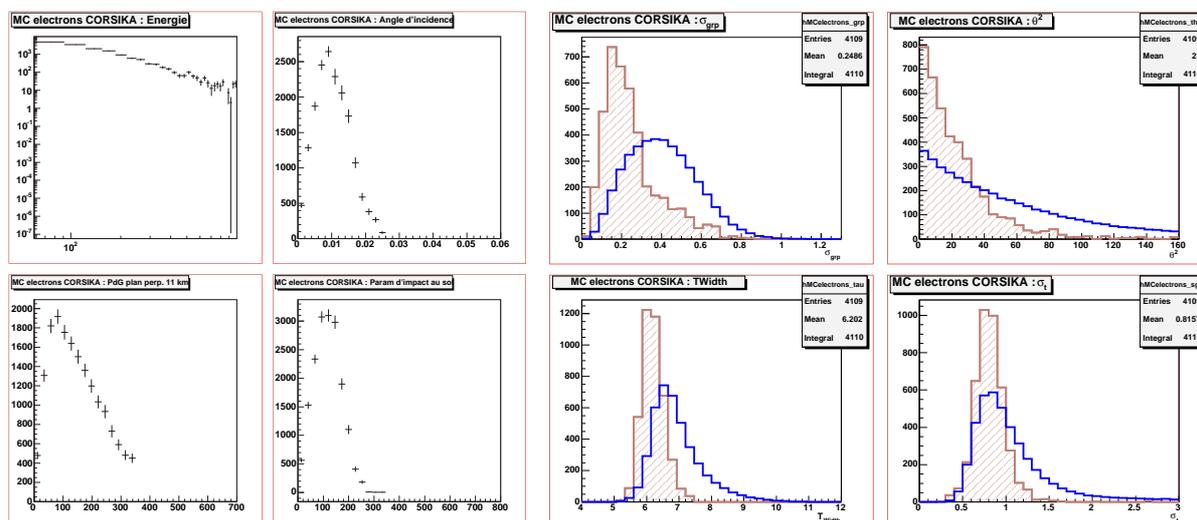


FIG. 11.5 – Monte-Carlo électrons dans la direction du transit du Crabe en SP11km. (À gauche) : paramètres de simulations normalisés : énergie, angle d'incidence θ_k , pieds de gerbe r_{11} et paramètre d'impact au sol. (À droite) : distributions normalisées des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaison OFF / MC électrons. En bleu : données OFF de la nébuleuse du Crabe jusqu'à 1h30 du transit ; en marron : MC électrons. Application d'une majorité de 5 groupes d'héliostats sur 5 dépassant 5 pe/héliostat.

11.5.1 Taux de comptage

Les erreurs systématiques que l'on peut quantifier sont celles mises en évidence par :

- la différence entre les nombres d'événements issues des deux types d'impulsion Tcherenkov ;
- les incertitudes sur les formes spectrales.

Nous avons choisi, dans un premier temps, de déterminer les courbes d'acceptance à partir de l'impulsion FM de la simulation de l'électronique, afin de donner les perspectives les plus favorables dans la recherche des gamma diffus. Toutefois, les comparaisons de variables discriminantes, de même que les résultats après coupures d'analyse, ne peuvent être données qu'à partir de la simulation avec impulsion PB, la seule qui reproduit les quatre variables discriminantes. Nous présentons maintenant dans le tableau 11.5 les taux de déclenchements pour les trois indices spectraux des gamma diffus étudiés, et nous comparons ces résultats avec ceux des taux d'électrons et de «gamma Crabe». Nous donnons ces valeurs après déclenchement brut ainsi qu'après les coupures d'analyse standard que nous utiliserons dans la partie IV-C. L'erreur systématique exprimant l'intervalle entre les deux valeurs des taux issus des deux impulsions est mentionnée à la suite de l'erreur statistique².

Taux de déclenchements (min^{-1})					
MC	ϕ_0	E_0	ID	Déclenchement brut	coupures standard
γ Crabe	$2,3 \times 10^{-8}$	100 GeV	1,78	$5,26 \pm 0,05^{+0,79}$	$1,30 \pm 0,03^{+0,20}$
Electrons	$1,3 \times 10^{-2}$	20 GeV	3,42	$3,94 \pm 0,06^{+1,77}$	$0,38 \pm 0,02^{+0,17}$
γ diffus	$8,3 \times 10^{-3}$	10 GeV	2,0	$1,45 \pm 0,03^{+0,30}$	$0,14 \pm 0,01^{+0,03}$
γ diffus	$8,3 \times 10^{-3}$	10 GeV	2,5	$0,36 \pm 0,01^{+0,11}$	$0,03 \pm 0,00^{+0,01}$
γ diffus	$8,3 \times 10^{-3}$	10 GeV	2,7	$0,18 \pm 0,03^{+0,06}$	$0,02 \pm 0,00^{+0,01}$

TAB. 11.5 – Contributions des gamma et électrons au taux de déclenchement. ϕ_0 est en $m^{-2}s^{-1}GeV^{-1}$ pour les γ Crabe, en $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$, pour les électrons et gamma diffus.

Nous constatons que la contribution des électrons, sans appliquer de seuil d'analyse, est du même ordre que celle des gamma de la nébuleuse du Crabe, tandis qu'après coupures standard, le taux des électrons est presque un facteur 10 en-dessous. En effet, nous constatons que le signal est davantage coupé sur les sources diffuses que sur les sources ponctuelles.

Nous comprenons l'importance des choix de coupures d'analyse que nous ferons dans la partie IV afin d'optimiser le rejet hadronique en évitant de couper le signal.

²Les différences entre les nombres de déclenchements des deux formes d'impulsions sont d'autant plus importantes que l'énergie des événements est faible. Ainsi, pour un spectre de gamma ou de gamma diffus d'ID=2,0, les déclenchements de l'impulsion FM sont 15 % plus importants que ceux de l'impulsion PB, pour atteindre 23 % pour un ID=2,5, et enfin 45 % pour le spectre des électrons d'ID=3,42.

11.5.2 Comparaison des MC électrons, γ diffus et données OFF

Enfin, en guise de résumé sur les comparaisons des simulations que nous avons produites pour tous les types de rayonnements (gamma «directionnel», gamma diffus et électrons), nous présentons sur la figure 11.6 les distributions normalisées des variables discriminantes pour les différentes simulations. Nous en concluons que l'analyse multi-variables dans CELESTE peut être utilisée pour la recherche des différents types de signaux électromagnétiques et électroniques existant dans l'intervalle 50 GeV - 1 TeV. Seul le caractère ténu de ces signaux sera le facteur limitant ou rendant impossible la détection. La partie IV a pour objet l'amélioration de la sensibilité de l'analyse.

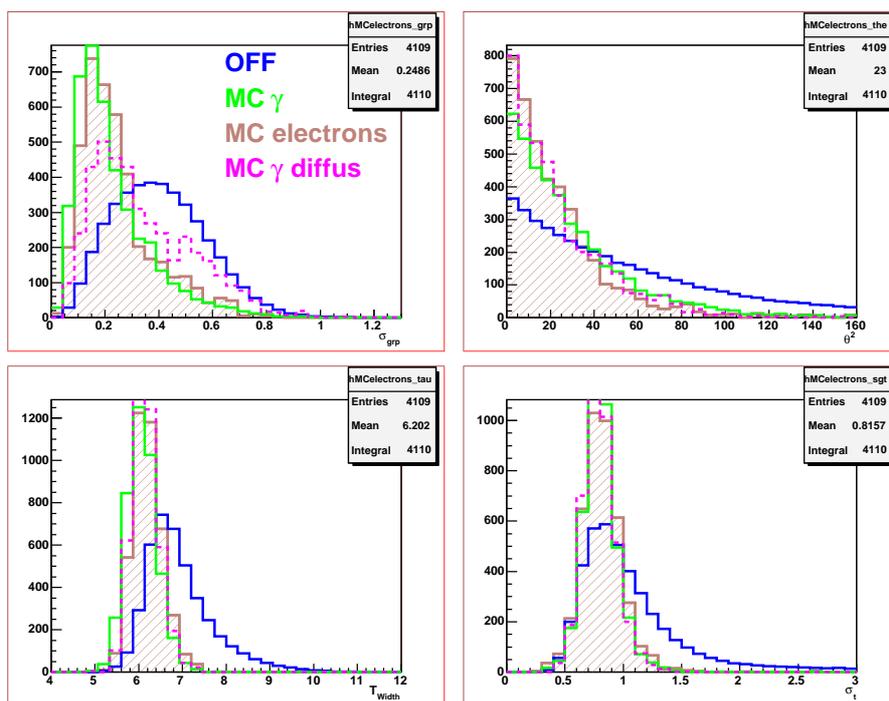


FIG. 11.6 – Comparaison des MC gamma Crabe, gamma diffus avec ID=2,5 et électrons dans la direction du transit du Crabe à 11 km. Distributions des quatre variables discriminantes après majorité de 5 groupes sur 5 dépassant 5 photoélectrons par héliostat. En bleu sont superposées les distributions normalisées des données OFF au transit $\pm 1h30$.

On peut par ailleurs s'étonner de voir la distribution de θ^2 des MC gamma «Crabe» être la moins piquée des MC. Ceci indique que les directions reconstruites sont plus proches de zéro pour les sources diffuses que pour la source dont les événements proviennent de la direction de pointé. Cela peut sembler contradictoire. En fait, il faut tenir compte des distributions en énergie qui sont différentes pour ces rayonnements du fait des indices spectraux différents. La figure 11.7 montre ces mêmes distributions mais en limitant chaque MC à l'intervalle 50-100 GeV. Pour ces énergies-là, les différences observées sur la largeur de θ^2 ne se manifestent plus. Cette variable est donc corrélée à l'énergie.

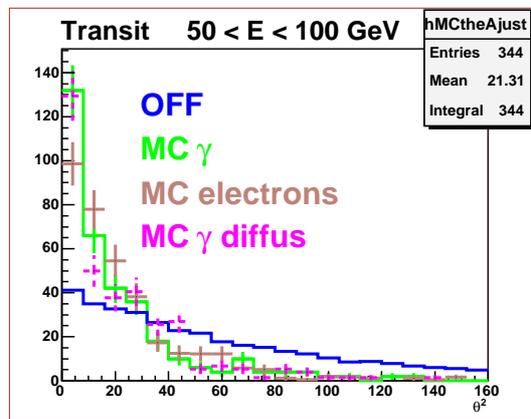


FIG. 11.7 – Comparaison des MC gamma Crabe, gamma diffus avec ID=2,5 et électrons dans la direction du transit du Crabe à 11 km, dans l'intervalle 50-100 GeV. Distributions de θ^2 après majorité de 5 groupes sur 5 dépassant 5 photoélectrons par héliostat. En bleu sont superposées les distributions normalisées des données OFF proches du transit.

Quatrième partie

Recherche du signal gamma diffus galactique

Introduction

Après avoir étudié le fonctionnement de CELESTE, les bases de l'analyse des données et les simulations Monte-Carlo, nous sommes en mesure de présenter notre travail de sélection et d'analyse des données, d'abord de manière générale, puis appliqué à l'identification des gamma diffus.

La sous-partie A présente les méthodes de sélection des données, ainsi que les bases d'une analyse avec une variable discriminante composée. Ce type d'analyse, bien connue en physique des particules, avait constitué un travail préliminaire d'analyse dans CELESTE [25], et a été poursuivi dans le cadre de cette thèse, pour être appliqué à la recherche du signal ténu des gamma diffus galactiques. Un chapitre est consacré à l'analyse des gamma provenant de la nébuleuse du Crabe, afin de valider l'utilisation de la variable composée pour la recherche de signal dans CELESTE.

Dans la sous-partie B, nous présentons tout d'abord une estimation de la sensibilité de CELESTE au signal diffus, à partir de simulations de gamma diffus et d'un lot de données OFF associé aux acquisitions sur la nébuleuse du Crabe [12]. Nous abordons ensuite notre méthode de sélection des données et d'analyse du signal diffus par soustraction OFF-OFF des événements de lots de données OFF qui ont été acquises à des dates différentes. Un chapitre est consacré à l'étude de faisabilité de cette méthode OFF-OFF, en vérifiant la compatibilité avec zéro pour des paires construites à partir d'acquisitions effectuées à de grandes latitudes galactiques. Un autre chapitre présente l'analyse OFF-OFF des événements d'une sélection de données prises au voisinage du plan galactique et pour lesquelles on a effectué la soustraction entre les événements des acquisitions de plus faible latitude galactique par les événements des acquisitions prises les plus loin du plan galactique. Il s'agit de l'application de la méthode ON-OFF de l'étude classique des données Crabe et Mrk 421, mais pour des paires construites à partir de données prises à différentes dates.

Enfin, nous concluons sur les résultats de cette analyse, et nous présentons les perspectives de recherche avec cette méthode.

- A -

Sélection des données et variable d'analyse

Chapitre 12

Sélection des données

La sélection des données de CELESTE a été exposée de manière détaillée dans plusieurs thèses [56, 50, 46, 10], les plus récentes profitant des derniers développements de l'expérience et de notre meilleure compréhension de certaines systématiques.

La première section de ce chapitre est un inventaire des données dont nous disposons pour notre étude. Ensuite, nous décrivons brièvement la procédure standard de sélection des données, et enfin, nous précisons les développements apportés, dans le cadre de cette thèse, à la sélection des données pour la recherche du signal diffus.

12.1 Inventaire des données

Le principe de base de cette recherche de signal diffus est d'utiliser les acquisitions OFF associées aux différentes sources observées dans CELESTE. Les rayons cosmiques étant très largement isotropes, ces données OFF ont été prises pour éliminer les événements du fond lors de l'étude d'une source ponctuelle relativement intense, comme la nébuleuse du Crabe ou les blazars Markarian 421 et 521. La recherche du signal gamma diffus galactique repose sur le fait qu'en réalité les gamma diffus ne sont pas isotropes sur la sphère céleste et que deux OFF à différentes coordonnées galactiques peuvent contenir deux intensités différentes de ce signal. Comme nous l'avons décrit dans la partie I, le signal gamma diffus galactique est essentiellement localisé aux latitudes galactiques $|b| \leq 10^\circ$.

La meilleure manière de mettre en évidence les gamma diffus aurait été de procéder comme pour l'étude des autres sources, c'est-à-dire réaliser des observations par paires : faire une acquisition pendant un certain temps sur une région du plan galactique, puis réaliser une autre acquisition à une latitude galactique suffisamment élevée, en faisant le même suivi sur le ciel en azimut et hauteur. Seulement, il n'y a eu dans CELESTE aucune prise de données dédiée à l'étude du signal gamma diffus. La priorité de cette expérience était l'étude des restes de supernovae, des pulsars et des blazars, d'autant plus que la sensibilité de CELESTE apparaissait a priori trop faible pour envisager la détection du signal gamma diffus dans le cadre d'une analyse standard. Seules certaines acquisitions OFF se sont succédées avec un même suivi sur le ciel, dans le but d'étudier la stabilité de l'atmosphère et de l'acquisition. Mais ces données-là, précieuses pour nos études, ont été en nombre insuffisant.

Il a donc fallu rechercher, dans un premier temps, dans la liste des OFF disponibles, si l'on pouvait construire des paires à partir d'acquisitions effectuées à différentes dates

et dont les éléments suivants étaient comparables pour chaque membre de la paire :

- transparence de l'atmosphère ;
- illumination des photomultiplicateurs ;
- suivi en azimut et hauteur ;
- efficacités de l'optique et de l'acquisition ;
- configuration du détecteur.

Le tableau 12.1 est un inventaire des OFF de CELESTE, passant les critères de sélection des acquisitions avant association par paires (4 critères définis p. 179), depuis les premières données analysables à 40 héliostats, jusqu'au démontage de l'expérience, soit pour la période 1999-2004. Les sources sont classées selon les trois regroupements suivants :

- données dans le plan galactique : il s'agit des régions dont la latitude $-5^\circ < b < +5^\circ$, afin de se restreindre à une région où un maximum d'émission diffuse galactique est attendue ;
- données à latitudes intermédiaires : cette section regroupe les régions où b se situe entre 10° et 15° , autrement dit une région où l'émission gamma diffuse galactique a une intensité moyenne. Associée avec une acquisition «dans le plan galactique», une acquisition sur cette région constituerait le «OFF» de la paire, alors qu'associée avec une acquisition «hors plan galactique», cette même région serait le «ON» de la paire ;
- données hors plan galactique : cette liste regroupe les régions à haute latitude galactique où le signal diffus recherché n'est pas décelable par notre méthode, car trop faible.

Il apparaît évident que le signal diffus sera mis en évidence d'autant mieux que l'on construira une paire avec un ON où b est proche de 0, associé à un OFF à haute latitude galactique. Or, la lecture du tableau 12.1 nous montre que nous n'avons aucune source «plan galactique» ayant une déclinaison identique à une source «hors plan galactique». En effet, c'est une déclinaison identique entre deux sources qui garantit l'identité possible du suivi sur le ciel en azimut et en hauteur. La figure 12.2 illustre cela en montrant que les suivis des sources M31 et 1ES019, qui ont des déclinaisons très voisines de $+43^\circ$, sont quasi-identiques selon les coordonnées horizontales¹. L'efficacité de CELESTE étant fortement dépendante du pointé, il est inconcevable de rechercher un signal ténu en construisant des paires dont les efficacités seraient significativement différentes, n'ayant aucun moyen raisonnable de compenser cet effet².

Compte tenu du nombre relativement important de OFF disponibles pour les observations sur la nébuleuse du Crabe, avec un spectre en latitude galactique allant de $|b| \simeq 1^\circ$ à $|b| \simeq 10^\circ$, nous nous sommes intéressés particulièrement aux études qui pouvaient être réalisées à partir de ces données. La figure 12.3 présente la région autour de l'équateur galactique où se situent les différents OFF associés à la prise de données sur la nébuleuse du Crabe. L'équateur celeste y est représenté, de même que le contour de la Voie

¹bien que l'une de ces sources passe à son transit au Nord et l'autre au Sud, soit respectivement 180° et 0° d'azimut

²La simulation peut calculer les variations d'efficacité en fonction de la position de la source, mais la prise en compte du suivi complet des sources sur le ciel ne se traduirait que par l'application à un nombre d'événements faibles d'un facteur correctif lui-même entaché d'une barre d'erreur, d'où l'impossibilité de conclure raisonnablement par un résultat significatif.

source	α	δ (degrés)	l (degrés)	b (degrés)	Nb acq. sélection critères standard.
Données dans le plan galactique					
Crabe +35	92,36	+22,0	-171,32	1,18	8
Crabe +20	88,63	+22,0	-173,03	-1,83	76
PRS1951 +20	303,25	+32,9	71,00	-0,74	11
Données à latitudes intermédiaires					
Crabe -35	74,87	+22,0	179,91	-12,49	4
Crabe -20	78,63	+22,0	-178,03	-9,65	35
1ES2344 -20	351,77	+51,7	109,88	-9,02	5
1ES2344 +20	1,77	+51,7	115,97	-10,57	17
1ES0219 +20	40,67	+43,0	143,64	-15,32	11
1ES1959 +20	306,02	+65,2	98,08	+15,83	3
Données hors plan galactique					
Mrk421 OFF	-	+38,2	-	-	223
Mrk421 -40	156,16	+38,2	-176,30	+57,43	4
Mrk421 +35	174,85	+38,2	172,12	71,28	13
Mrk421 -20	161,11	+38,2	-177,79	61,25	61
Mrk421 +20	171,11	+38,2	176,16	68,69	119
Mrk501 OFF	-	+39,7	-	-	76
Mrk501 -20	-111,53	+39,8	63,27	42,69	27
Mrk501 +20	-101,53	+39,8	64,16	35,04	25
Mrk501 +35	-97,77	+39,8	64,71	32,19	10
DRACO	-	+57,9	-	-	12
DRACO -20	-104,93	+57,9	86,68	+37,36	10
M31 OFF	-	+41,3	-	-	38
M31 -20	5,73	+41,3	117,19	-21,26	8
M31 +20	15,73	+41,3	125,25	-21,53	25
1ES1426 OFF	-	+42,7	-	-	70
1ES1426 +35	225,88	+42,7	71,74	59,06	5
1ES1426 -20	-147,84	+42,7	82,64	67,93	24
1ES1426 +20	-137,85	+42,7	73,74	61,61	37
ON231 OFF	-	+28,2	-	-	7
ON231 +20	-169,57	+28,2	-174,35	+87,59	5

FIG. 12.1 – Coordonnées des principaux *OFF* des données acquises avec CELESTE, regroupées en fonction de la latitude galactique b .

Lactée dans le rayonnement visible. Nous y avons représenté les positions de différents *OFF* par rapport à l'équateur galactique. La figure 12.4 montre les mesures d'EGRET du flux de gamma diffus, entre 1 et 30 GeV, autour de l'anticyentre galactique, en fonction de la latitude b . Nous y avons superposé différents *OFF* associés aux observations de la

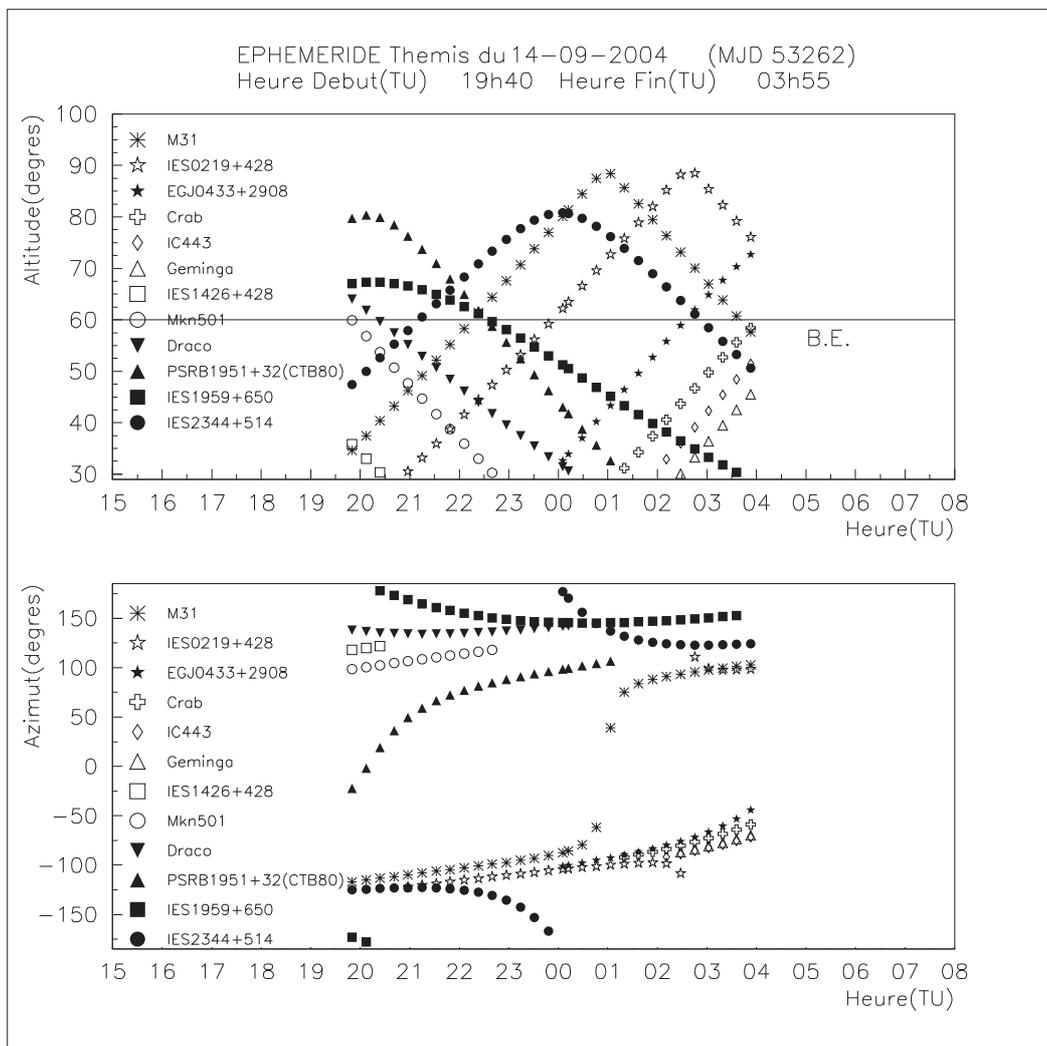


FIG. 12.2 – Hauteur (altitude) et azimuth des différentes sources observables par CELESTE le 14 septembre 2004. Le cadre du haut nous permet de voir très nettement l'importance de construire une paire dont la déclinaison des deux membres sera la plus proche possible afin de limiter les systématiques dues aux efficacités de collection des héliostats.

nébuleuse du Crabe. Bien que du signal soit présent sur chacun de ces OFF, les différences d'intensité du flux gamma sur les différentes régions vues par CELESTE nous confortent dans notre choix d'envisager la recherche du signal gamma diffus à partir des seuls OFF du Crabe, par comparaison des nombres d'événements de différentes régions passant les coupures d'analyse.

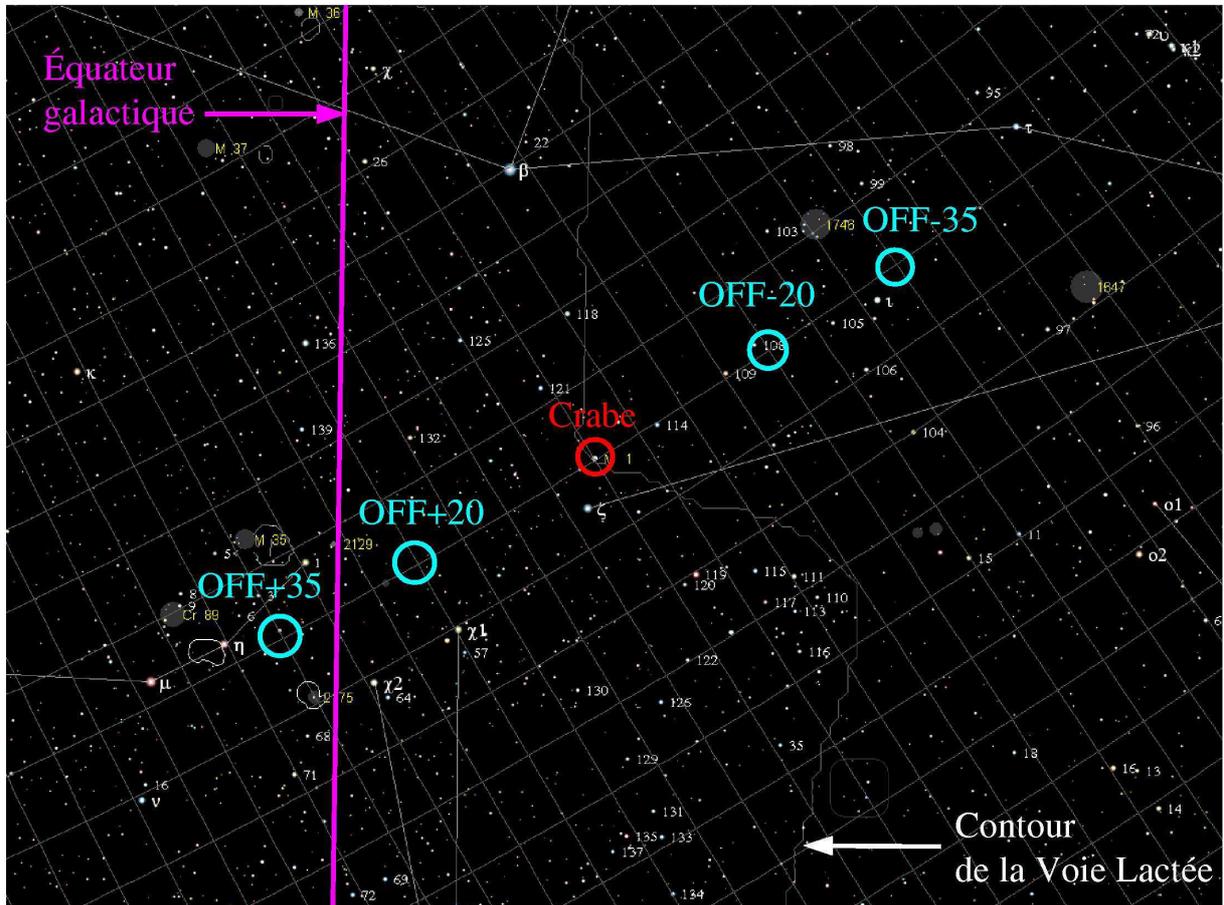


FIG. 12.3 – Carte du ciel de la région autour de la nébuleuse du Crabe où se situent les OFF correspondant à l'observation de cette source. Figure obtenue à partir du logiciel «Carte du Ciel» [23].

Toutefois, les difficultés liées à la recherche de ce signal, et le peu de paires pouvant être construites selon les critères précédemment énoncés, nous ont amenés à rechercher une autre méthode d'analyse, consistant à rechercher la signature d'événements Tcherenkov non hadroniques dans les données OFF, sans avoir à effectuer de ON-OFF. Cette méthode a donné des résultats préliminaires présentés dans [13], mais, comme évoqué dans la partie III, elle n'est pas présentée dans cette thèse. Elle présentait l'avantage d'utiliser un nombre d'heures de données beaucoup plus important.

12.2 Principe de sélection standard

La mise en évidence d'un signal gamma dans les données de CELESTE dépend de la qualité des données analysées. C'est pourquoi il est fondamental de s'assurer, avant de reconstruire des paires que l'on veut utiliser, que les acquisitions passent différents

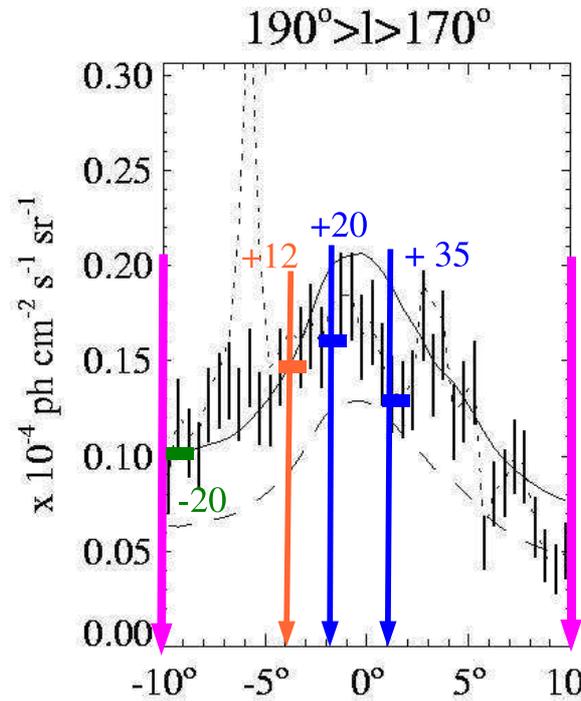


FIG. 12.4 – Mesures d’EGRET du flux de gamma diffus entre 1 et 30 GeV, en fonction de la latitude b . Les positions des régions OFF -20, +12, +20 et +35 de CELESTE, associées aux prises de données sur la nébuleuse du Crabe, sont représentées. Figure originelle (3d) de [43].

critères permettant de vérifier la qualité du ciel et le bon fonctionnement des instruments d’acquisition. La stabilité et la transparence de l’atmosphère sont les deux éléments de base permettant la détection du signal. Ceux-ci sont définis par :

- la stabilité des courants en fonction du temps, directement reliée à l’éclairement des photomultiplicateurs. Cet éclairement vient du fond d’étoiles et d’éventuelles lumières parasites diffusées dans l’atmosphère. La stabilité des courants est donc le signe d’une atmosphère sans nuages, ceux-ci entraînant une augmentation de luminosité ;
- les valeurs et la stabilité des échelles de taux de comptage des événements. Les taux de déclenchement enregistrés sont fonction de la transparence de l’atmosphère, celle-ci pouvant faire écran au rayonnement Tcherenkov. Une stabilité et une valeur suffisamment élevée des taux de comptage sont signes d’une atmosphère transparente et stable.

À partir de ces deux critères, différentes méthodes de sélection des données ont été développées. Pour chacune de ces sélections, on se donnait des limites à l’intérieur desquelles les courants et les taux de comptage avaient une moyenne correcte et étaient considérés comme stables ([56, 22, 50, 46, 10]). Le suivi des héliostats, l’efficacité des instruments, les conditions météorologiques, les largeurs des pieds-taux, étaient également des éléments pouvant être pris en compte dans les sélections.

Les critères de base que nous avons retenus pour sélectionner nos données (partie IV-C) sont issus des thèses d’Hakima Manséri [50] et de Julien Lavalle [46]. (Les données utilisées

dans la partie IV-B proviennent d'une sélection plus ancienne (en partie [56, 22])). Nos critères de sélection sont :

- la disponibilité dans les données brutes des informations «courants» et «taux de comptage» avec des valeurs moyennes raisonnables (définies selon les sources) ;
- l'ajustement des valeurs des courants en fonction du temps par groupe d'héliostats par une constante ; chaque χ^2/ndf d'ajustement devait être inférieur ou égal à 15 (figure 12.5). Le choix d'ajustement des courants sommés par groupe permettait de lisser des fluctuations secondaires ;
- une valeur des taux de comptage supérieure ou égale à 10 Hz ;
- la stabilité des taux de comptage satisfaisant la condition $R_{cut} \leq 0,6$ (voir figure 12.6).

La variable R_{cut} caractérise la stabilité du taux de comptage. Elle est définie par :

$$R_{cut} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N (R_i - \langle R \rangle)^2}}{\sqrt{N \langle R \rangle}} \quad (12.1)$$

où N est le nombre de relevés du taux de comptage R_i au cours d'une acquisition et $\langle R \rangle$ le taux de comptage moyen.

Ainsi, les valeurs moyennes et la stabilité des courants et des taux de comptage nous permettent de conclure à une bonne stabilité de l'atmosphère, ainsi qu'à une bonne stabilité de l'acquisition.

Afin de former une paire à partir de deux acquisitions passant les critères ci-dessus, il était demandé que la différence maximale sur les variables de sélection entre le ON et le OFF soit de :

- $1\mu A$ pour les courants ;
- $1Hz$ pour les taux de comptage.

Dans le cas d'acquisitions consécutives effectuées pour former des paires, le seuil de déclenchement était le même pour chaque membre de la paire. Toutefois, dans le cas d'acquisitions effectuées à des dates différentes, il est encore possible que les critères précédents soient vérifiés et que nous ayons une paire candidate, pour des seuils d'acquisition différents. Cela induirait un biais dans la construction de la paire car les taux de comptage ramenés à un même seuil seraient significativement différents. Nous avons entrepris une étude afin de calculer les taux de comptage équivalents de différentes acquisitions ramenés à des «seuils équivalents» afin de permettre plus de possibilités de construction de paire. Seulement, la forte fluctuation temporelle sur la pente Tcherenkov des acquisitions *trigrates* induisait une systématique trop importante nous amenant à renoncer à utiliser cette combinaison d'acquisitions à seuils différents.

L'essentiel de la procédure de sélection des données vient d'être présenté, mais, pour l'étude du signal diffus, il est important de vérifier certaines caractéristiques au niveau de la construction des paires, du fait de l'association d'acquisitions effectuées à des dates différentes.

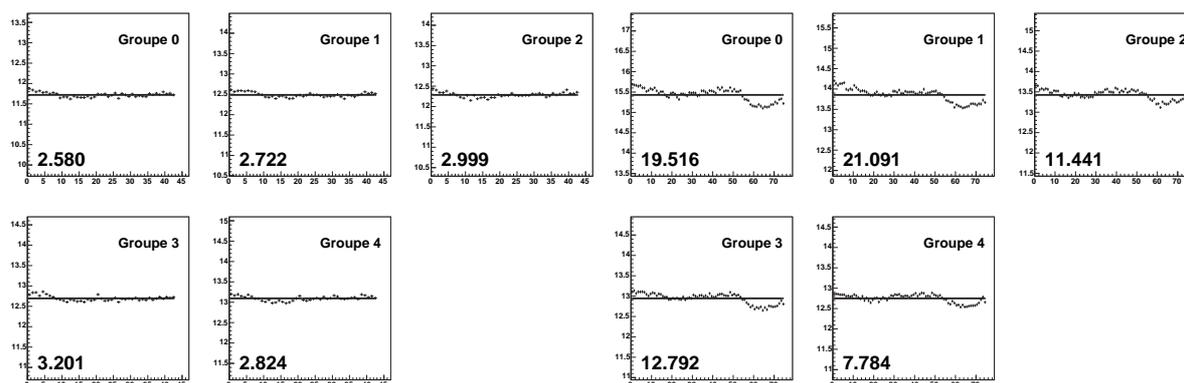


FIG. 12.5 – Exemple d’ajustement des courants en fonction du temps par groupes d’héliostats pour deux OFF de la nébuleuse du Crabe. *Run* 12922 (à gauche) et *run* 11552 (à droite). Les valeurs des χ^2 sont indiqués dans chaque fenêtre. L’acquisition de gauche passe le critère $\chi^2 \leq 15$ tandis que celui de gauche ne le passe pas.

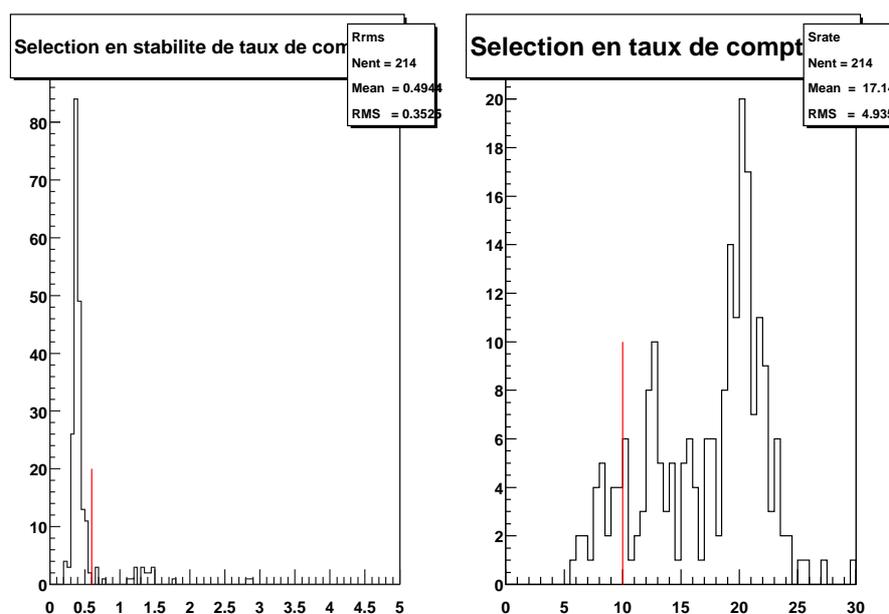


FIG. 12.6 – Sélection en stabilité des taux de comptage et sélection des taux de comptage. La sélection en stabilité des taux de comptage est réalisée par une coupure sur la distribution des R_{cut} ($R_{cut} \leq 0,6$, à gauche); la sélection sur les taux de comptage est réalisée par une coupure sur la distribution des $\langle R \rangle$ ($\langle R \rangle \geq 10$ Hz, à droite).

12.3 Construction des paires d’analyse du signal diffus

Associer des acquisitions effectuées à des dates différentes implique de considérer les différences d’atmosphères et plus globalement les conditions météorologiques. Il importera de vérifier les critères énoncés dans la section précédente, mais également de vérifier pour chaque paire la stabilité du rapport des taux de comptage des groupes. La figure 12.7 présente, pour deux acquisitions OFF successives sur Mrk 421 pouvant former une paire,

les taux de comptage de chaque groupe en fonction du temps, ainsi que leur rapport, normalisé à 1. Nous constatons que le premier groupe (dénommé TrigGroup0) affiche une instabilité dans ce rapport tandis que les quatre autres groupes affichent une stabilité satisfaisante. La valeur de l'écart-type de chaque rapport nous permet ainsi de définir un nouveau critère de sélection de paire. Comme cette instabilité n'est décelée que sur un seul groupe, la paire n'est pas rejetée à cause de ce critère. La question est de savoir s'il sera possible d'obtenir des rapports stables pour des acquisitions réalisées à différentes dates.

Un autre critère de sélection des données lié à l'écart de date entre les deux acquisitions d'une paire sera au moins tout aussi important. Il s'agit de considérer les différentes bases de données correspondant à l'état du détecteur au moment de ces deux acquisitions. Des changements de câblage entraînent des différences d'atténuation du signal électrique entre les photomultiplicateurs et les flash-ADC, des changements de flash-ADC entraînent des signatures électroniques du signal différentes, sans parler des différences des valeurs des hautes tensions appliquées, et de l'introduction de pics fiduciaires. La figure 12.8 montre les distributions des quatre variables discriminantes pour trois lots de données Crabe OFF correspondant à trois différentes bases de données parmi les 40 paires de la sélection [20]. Les différences entre distributions ne sont pas négligables, et il est inconcevable de combiner deux OFF de deux bases de données trop différentes dans une même paire sans prendre en compte de cet effet. Ainsi, dans nos analyses «OFF-OFF» la compatibilité entre les distributions des variables discriminantes des deux acquisitions d'une même paire devra être vérifiée.

Enfin, nous verrons au cours des chapitres 15 et 16, que nous avons dû relâcher la contrainte demandant que les différences entre les valeurs moyennes des courants et des taux de comptage de chaque membre de chaque paire soient inférieures respectivement à $1 \mu A$ et 1 Hz, à cause du nombre trop faible de paires candidates. Nous pouvons justifier ce choix par l'utilisation de critères de sélection supplémentaires, que nous définirons au chapitre 15.

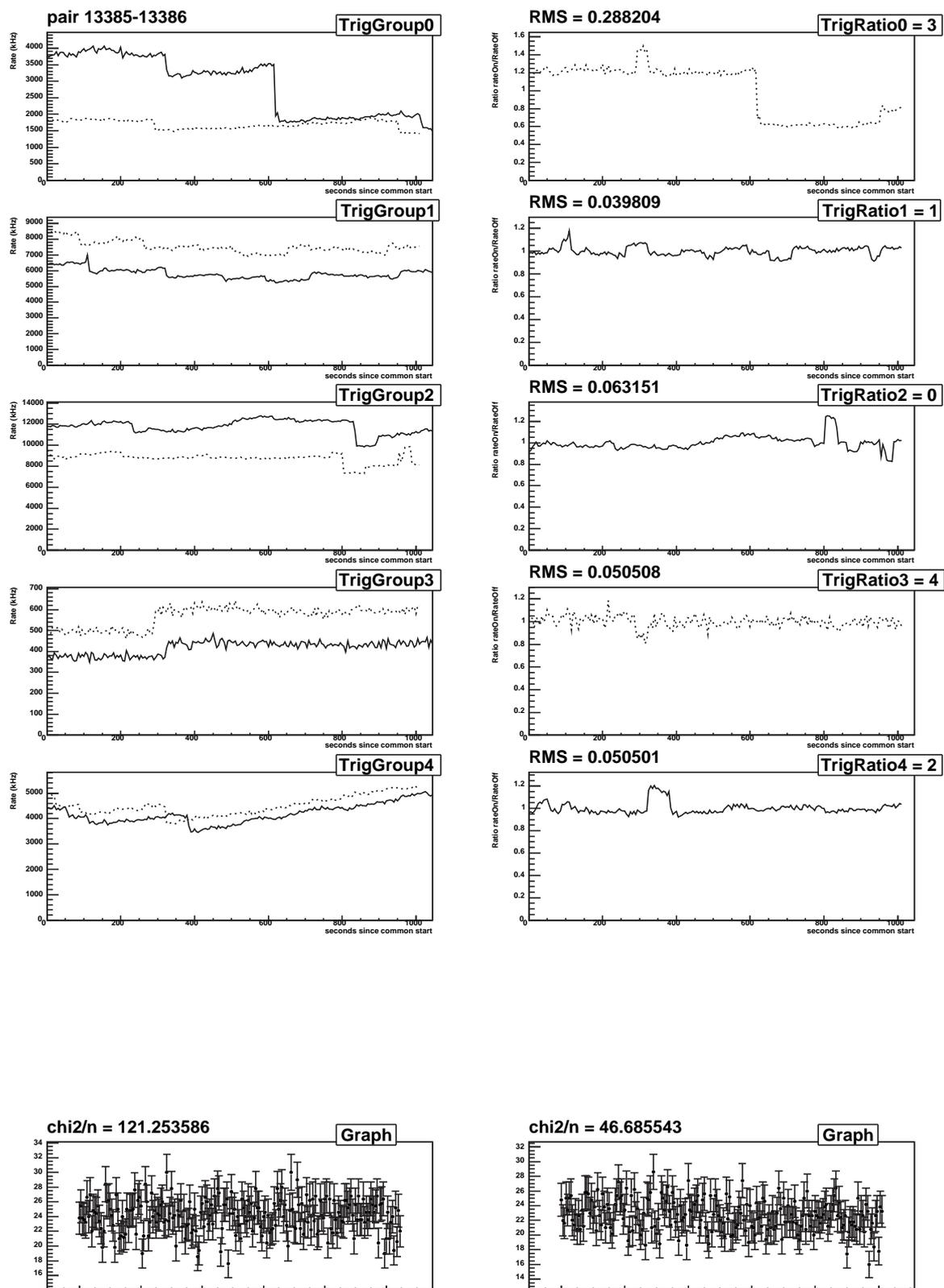


FIG. 12.7 – Taux de comptage groupe par groupe pour deux acquisitions (à gauche) et leur rapport normalisé (à droite). En bas à gauche est représenté le taux de comptage global du ON et en bas à droite celui du OFF. L'instabilité du groupe 0 pour les ON est vraisemblablement la cause de la valeur du χ^2/ndf qui est plus de deux fois celle du OFF.

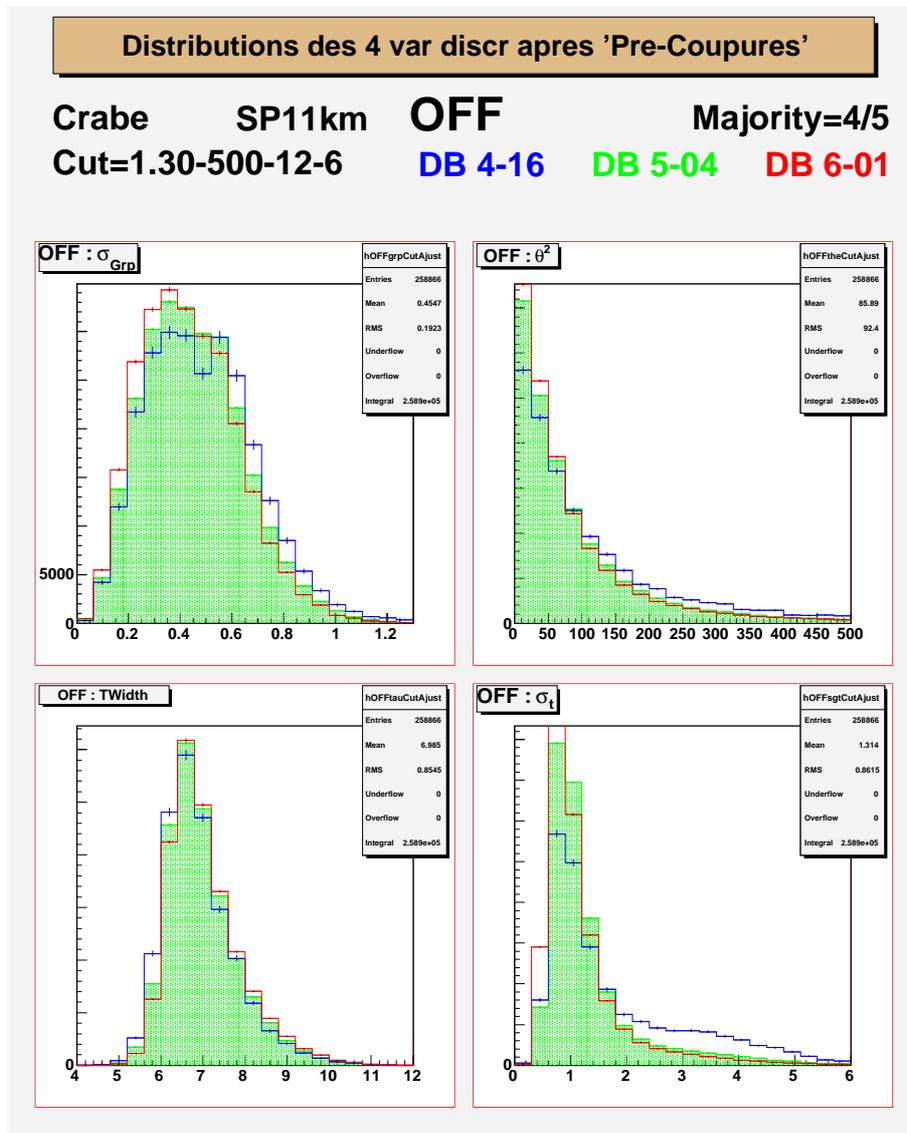


FIG. 12.8 – Comparaison des distributions des quatre variables discriminantes pour trois lots de données Crabe OFF correspondant à trois différentes bases de données parmi les 40 paires de la sélection [20].

Chapitre 13

Validation de l'analyse avec x_{eff} sur le signal de la nébuleuse du Crabe

Nous vérifierons la fiabilité et les performances de la variable x_{eff} sur les analyses de la chandelle standard de l'astronomie gamma pour laquelle un signal bien significatif a été mis en évidence : la nébuleuse du Crabe. En effet, nous disposons pour cette source d'analyses standard auxquelles nous comparerons nos résultats.

13.1 Quantités caractérisant le signal

Bien que le sujet de cette thèse soit la recherche du signal gamma diffus, il reste nécessaire de valider nos méthodes d'analyse de ce signal en les appliquant premièrement sur l'identification des gamma déjà mis en évidence par les méthodes standard : ceux de la nébuleuse du Crabe. Plusieurs thèses et publications ont donné des mesures des flux de ces gamma [55, 10]. Nous allons donc vérifier, dans un premier temps, que nos logiciels d'analyse nous permettent de retrouver un résultat cohérent avec ces précédents travaux, puis appliquer l'analyse avec la variable discriminante composée x_{eff} . Les données utilisées pour les analyses de ce chapitre sont les sélections utilisées dans la partie III, que nous avons comparées aux simulations (chapitre 9, p. 105).

La sensibilité de chaque analyse est caractérisée par le facteur de qualité Q , défini comme :

$$Q = \frac{\epsilon_\gamma}{\sqrt{\epsilon_{OFF}}} \quad (13.1)$$

où ϵ_γ et ϵ_{OFF} sont respectivement les efficacités de coupures aux gamma (définis par le Monte-Carlo) et aux protons (définis par le OFF). Une efficacité de coupure est la proportion d'événements conservés après coupures d'analyse par rapport à un lot initial. Elle se calcule respectivement sur chaque lot «signal» et «fond». L'efficacité de coupure sur le signal sera d'autant meilleure qu'elle sera élevée (proche de 1), tandis que l'efficacité de coupure sur les événements du fond hadronique sera d'autant meilleure qu'elle sera la plus faible possible. La qualité de notre analyse, c'est-à-dire le fait de rejeter un maximum du fond hadronique en conservant un maximum de signal, est donc caractérisée par le facteur de qualité Q , fonction des efficacités que l'on vient de définir.

Ensuite, la mise en évidence du signal, comme nous l'avons déjà évoqué, sera donnée par le nombre d'écarts standard, ou signification statistique N_σ :

$$N_\sigma = \frac{N_{ON} - N_{OFF}}{\sqrt{N_{ON} + N_{OFF}}} \quad (13.2)$$

Enfin, le rapport signal sur bruit $S/B = \frac{N_{ON-OFF}}{N_{OFF}}$ permet de vérifier la qualité d'un rejet hadronique qui coupe un minimum de signal.

À la différence des résultats présentés dans les autres chapitres de cette thèse, les efficacités, et en conséquence les facteurs de qualité Q , sont calculés en référence au nombre d'événements après pré-coupures, au lieu du nombre d'événements après déclenchement brut. En effet, la donnée de ces quantités n'est utilisée qu'à des fins de comparaison entre les analyses. De plus, cela nous permet de définir les efficacités ϵ_{ON-OFF} , habituellement incohérentes à présenter en référence au déclenchement brut où le signal est dominé par le fond hadronique. Comme nous ne nous intéresserons pas ici à la reconstruction du flux, il ne sera pas non plus tenu compte des effets de temps mort. Ce qui justifie notre étude des gamma du Crabe est simplement la validation de nos méthodes par la mise en évidence du signal. On pourra consulter la thèse d'Élisabeth Brion qui a mené ces études de flux pour plusieurs sources [10].

13.2 Analyses standard

L'étape d'analyse proprement dite intervient après la procédure de reconstruction des données (partie I), qui produit des fichiers de paires ON / OFF de même NSB à partir du *padding* que nous avons décrit à la section 7.1 (p. 81).

Deux étapes caractérisent l'analyse dite «standard» dans CELESTE :

- le déclenchement logiciel ;
- une coupure sur une ou plusieurs variables discriminantes.

Nous rappelons que le déclenchement logiciel que nous utilisons ici est caractérisé par :

- 10 pics dépassant 25 dc ;
- une majorité de 4 groupes d'héliostats sur 5 recevant en moyenne 5 photoélectrons par héliostat (ou 50 mV) ¹.

Intéressons-nous à l'analyse des gamma de la Nébuleuse du Crabe, dans la configuration en simple pointé à 11 km.

Nous présentons dans le tableau 13.1 les évolutions des paramètres donnant les performances de notre analyse après différentes coupures sur les variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 , T_{Width} et σ_t .

Lors des premières analyses de données dans CELESTE, le signal était mis en évidence par une coupure sur σ_{grp} uniquement [55]. Nous constatons que cette sélection est l'une des deux permettant de maximiser le facteur de qualité et la significativité, après celle de la colonne 5. Toutefois, la valeur d' ϵ_{OFF} reste relativement élevée par rapport aux valeurs des coupures présentées dans les autres colonnes. Comme dans la recherche du

¹dans le cadre de l'analyse du signal diffus, nous utiliserons une majorité de 5 groupes sur 5 (voir section 11.4.1, p. 159)

	1	2	3	4	5	6
	$\sigma_{grp} < 0,3$	$\sigma_{grp} < 0,3$ $\theta^2 < 50$	$\sigma_{grp} < 0,3$ $\theta^2 < 50$ $T_{Width} < 7$	$\sigma_{grp} < 0,3$ $\theta^2 < 50$ $T_{Width} < 7$ $\sigma_t < 1$	$\sigma_{grp} < 0,3$ $T_{Width} < 7$	$\sigma_{grp} < 0,3$ $T_{Width} < 7$ $\sigma_t < 1$
N_{OFF}	67209	40383	34248	23786	49201	30340
N_{ON-OFF}	2446	1700	1615	1072	2209	1309
ϵ_{OFF}	22,93	13,78	11,68	8,11	16,78	10,35
ϵ_{ON-OFF}	102,17	71,01	67,46	44,78	92,27	54,68
Q (en %)	2,13	1,91	1,97	1,57	2,25	1,70
N_σ	6,61	5,92	6,10	4,86	6,96	5,26
S/B	0,036	0,042	0,047	0,045	0,045	0,043

TAB. 13.1 – Sélection des 40 paires du Crabe en simple pointé à 11 km. Comparaison des caractéristiques des analyses standard en coupant sur différentes variables discriminantes.

signal diffus nous considérons important de minimiser ϵ_{OFF} , les sélections 3, 4 et 6 seront également prises en compte, afin d'être comparées aux analyses avec la variable composée x_{eff} .

13.3 Analyse avec la variable x_{eff}

Nous présentons dans cette section le principe des analyses de données avec la variable composée que nous utilisons, de sa définition mathématique à la mise en place technique de son application sur les données.

13.3.1 La variable discriminante composée x_{eff}

Cette nouvelle analyse proposée avec la variable x_{eff} se fait par une approche autre qu'une analyse standard qui consistait à faire des coupures successives sur un échantillon que l'on cherche à rendre de plus en plus pur en signal gamma. Il s'agit maintenant d'associer à chaque événement une probabilité d'être semblable à du signal ou à du bruit (nous parlerons d'événements «*gamma-like*» et d'événements «*hadron-like*»).

La variable x_{eff} est construite à partir des différentes *pdf* des variables discriminantes de base, respectivement pour le signal et le bruit, soit :

$$x_{\text{eff}} = \frac{\eta \times \prod_{i=1}^n g_{\text{bckg}}(x_i)}{(1 - \eta) \times \prod_{i=1}^n g_{\text{signal}}(x_i) + \eta \times \prod_{i=1}^n g_{\text{bckg}}(x_i)}$$

où :

- $g_{\text{signal}}(x_i)$ et $g_{\text{bckg}}(x_i)$ sont les *pdf* de la variable discriminante x_i , respectivement pour le signal et le fond hadronique ;
- n est le nombre de variables simples x_i incluses dans x_{eff} ;

- η est un poids pouvant représenter, s'il est convenablement choisi, la proportion d'événements hadroniques sur le nombre total d'événements après la coupure considérée (non connue a priori).

Le choix de η mène aux situations extrêmes suivantes : $\eta \rightarrow 0$ nous donne un lot comprenant 100% d'événements *gamma-like* tandis qu'au contraire, lorsque $\eta \rightarrow 1$, nous définissons un lot comprenant 100% d'événements *hadron-like* (13.1). L'optimisation de η , de manière à correspondre réellement à la proportion d'événements hadroniques sur le nombre total d'événements, pourrait être étudiée dans un deuxième temps, ce qui ne nous empêche pas de considérer que les hadrons seront malgré tout en majorité identifiés aux valeurs de $x_{\text{eff}} \rightarrow 1$ tandis que les gamma et électrons seront préférentiellement identifiés aux valeurs de $x_{\text{eff}} \rightarrow 0$.

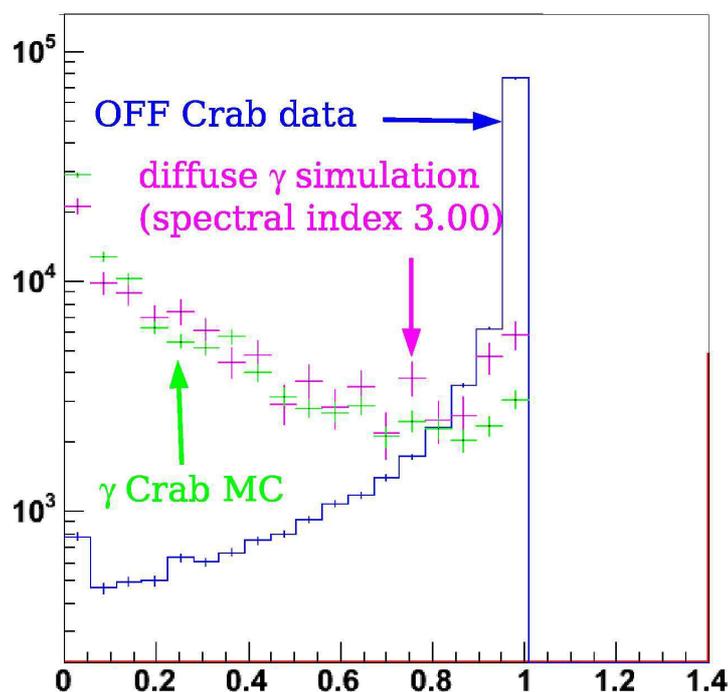


FIG. 13.1 – Exemple de distribution de x_{eff} un lot de données OFF, de MC gamma Crabe et de MC gamma diffus d'ID=3,0.

13.3.2 Choix des pdf dans la construction de x_{eff}

L'analyse avec x_{eff} nécessite d'avoir les pdf du bruit d'une part, et du signal d'autre part. Les pdf du bruit sont relativement faciles à obtenir car il suffit de faire les ajustements des distributions des n variables discriminantes pour le *OFF* dont les histogrammes ne présentent que de faibles barres d'erreurs (voir figure 13.2)². Par contre, les pdf du signal seront obtenues ici de 2 manières. La première consiste à faire les ajustements des distributions du *ON-OFF* des 40 paires, afin de travailler directement sur les données.

²Les pdf du *OFF* utilisées dans cette analyse ont été obtenues à partir des distributions des *OFF* les plus éloignées du plan galactique, afin d'éliminer un effet éventuel dû au signal diffus, et en vérifiant la compatibilité avec les distributions des *OFF* les plus proches de l'équateur galactique

L'inconvénient de cette méthode est que les histogrammes du *ON-OFF* présentent de grandes barres d'erreurs statistiques et que la forme et les paramètres des *pdf* sont corrélés au choix arbitraire du *binning*. Une deuxième méthode consiste à faire l'ajustement des histogrammes des simulations, ce qui présente l'avantage de fonctions d'ajustements - donc de *pdf* - plus précises (figure 13.3). Présenter les résultats avec ces deux lots de *pdf* nous permettra de quantifier en partie les systématiques de cette analyse. La figure 13.2 (à droite) montre que la forme des *pdf* varie peu avec l'évolution de la source en angle horaire au cours de la prise de données.

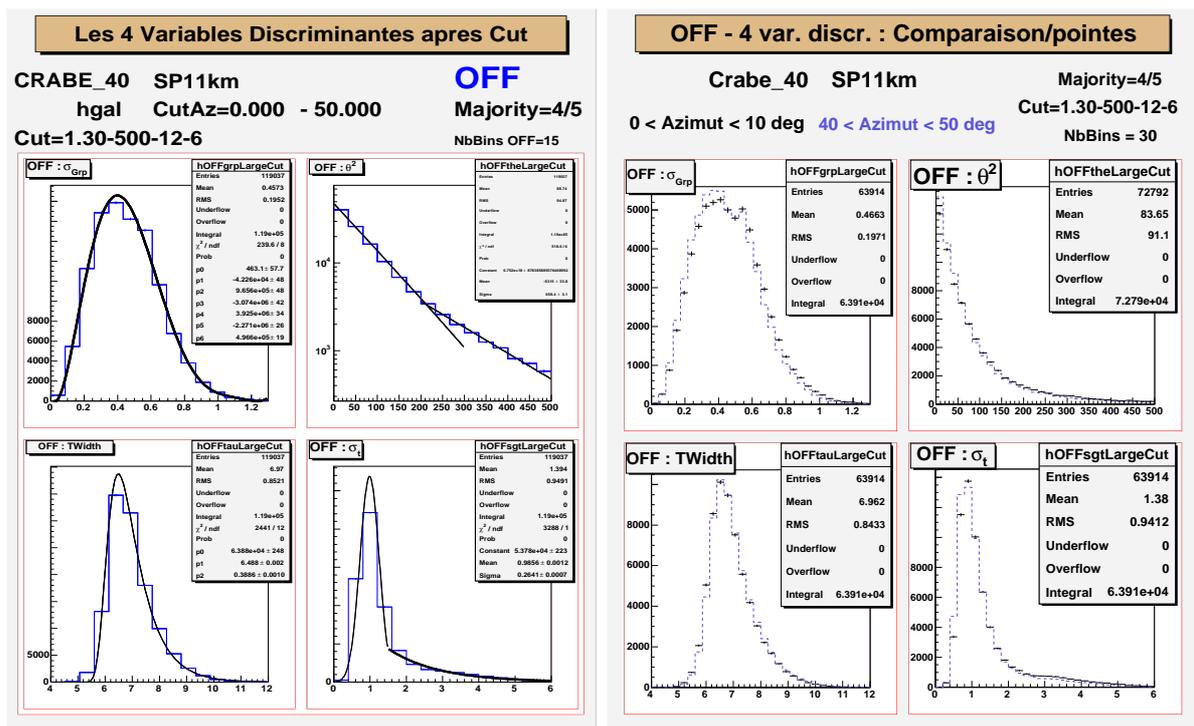


FIG. 13.2 – Crabe 40 paires - À gauche : ajustement des données *OFF* donnant les *pdf* «hadrons». La distribution de θ^2 est présentée en échelle logarithmique. À droite : comparaison des variables discriminantes pour les événements proches du transit (en noir) et pour les événements proches du $\text{Transit} \pm 1h30$ (en pointillés bleus). Les histogrammes bleus sont normalisés avec le nombre d'événements des noirs.

13.3.3 Variables utilisées dans l'analyse

Les analyses dites «standard» des données CELESTE ont été réalisées en coupant sur une ou plusieurs variables, originellement sur σ_{grp} pour les données prises en simple pointé à 11 km [55].

Il importe maintenant de vérifier si, de même que pour une analyse standard, la construction de x_{eff} avec plusieurs variables discriminantes simples correctement choisies permet une bonne optimisation des paramètres de l'analyse. Le tableau 13.2 présente les résultats pour x_{eff} construit avec différentes combinaisons de ces variables de base. Les figures 13.4 et 13.5 nous montrent les distributions en x_{eff} pour les quatre différents x_{eff} constitués des variables suivantes, à partir des *pdf* du ON-OFF et du MC gamma

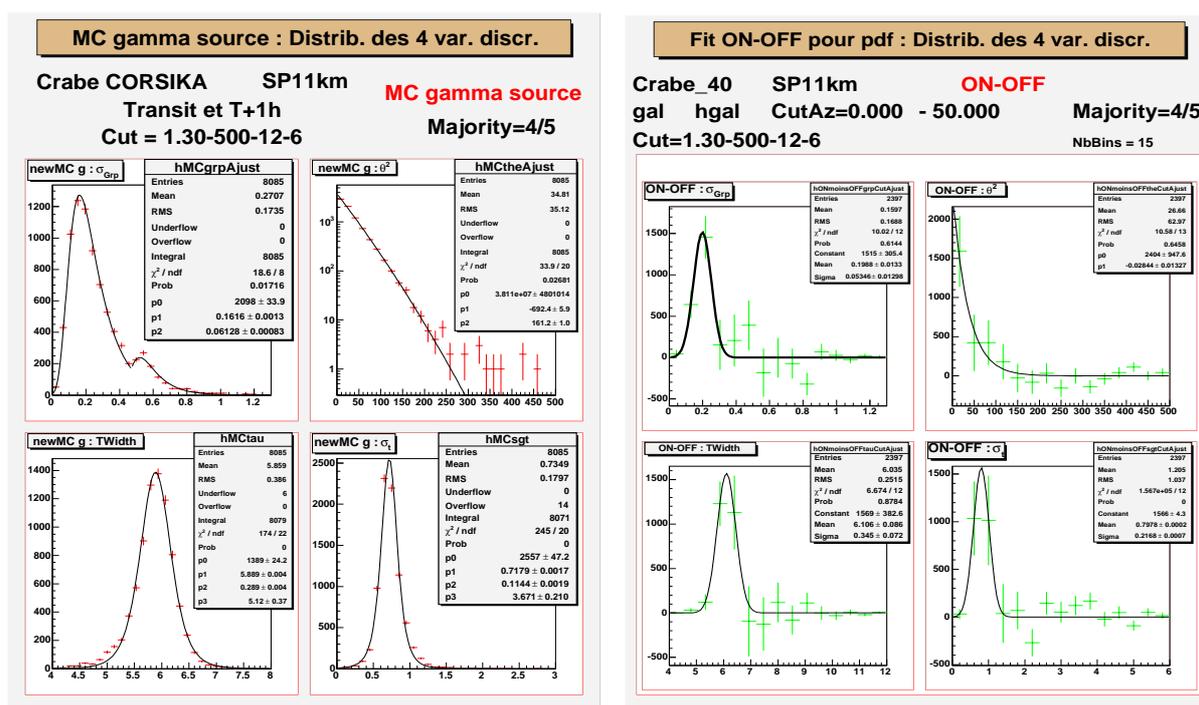


FIG. 13.3 – 40 paires - À gauche : ajustement du MC gamma donnant les *pdf* «signal du Crabe». La distribution de θ^2 est présentée en échelle logarithmique. À droite : ajustement des données *ON-OFF* donnant les *pdf* «signal du Crabe». Comme mentionné au paragraphe 4, les grandes barres d'erreurs entraînent une incertitude relativement importante sur la forme et les paramètres des *pdf*.

respectivement :

- σ_{grp} ;
- σ_{grp} et θ^2 ;
- σ_{grp} , θ^2 et T_{Width}
- σ_{grp} , θ^2 , T_{Width} et σ_t .

La meilleure significativité est obtenue pour le scénario 3, qui présente également l'avantage d'une des plus petites valeurs d' ϵ_{OFF} . Nous décidons donc de travailler à partir de maintenant avec x_{eff} construit avec σ_{grp} , θ^2 et T_{Width}

13.3.4 Optimisation en η

η est le poids dans la formule définissant x_{eff} . Il peut être en principe optimisé pour donner la meilleure séparation des lots signal et bruit, représentant alors réellement la proportion de bruit dans le lot de données. Nous attendons donc un η grand dans le cas du *OFF* mais un η petit dans le cas du *ON-OFF*.

La coupure optimale sur x_{eff} est hautement corrélée au choix de η (voir tableaux 13.3 et 13.4 et figures 13.6, 13.7). Dans la suite nous retiendrons le plus souvent la valeur de $\eta = 0,5$ qui donne aussi une très bonne valeur de l'efficacité ϵ_γ , sans considérer l'aspect physique de ce paramètre quant à la proportion de signal diffus dans le *OFF*.

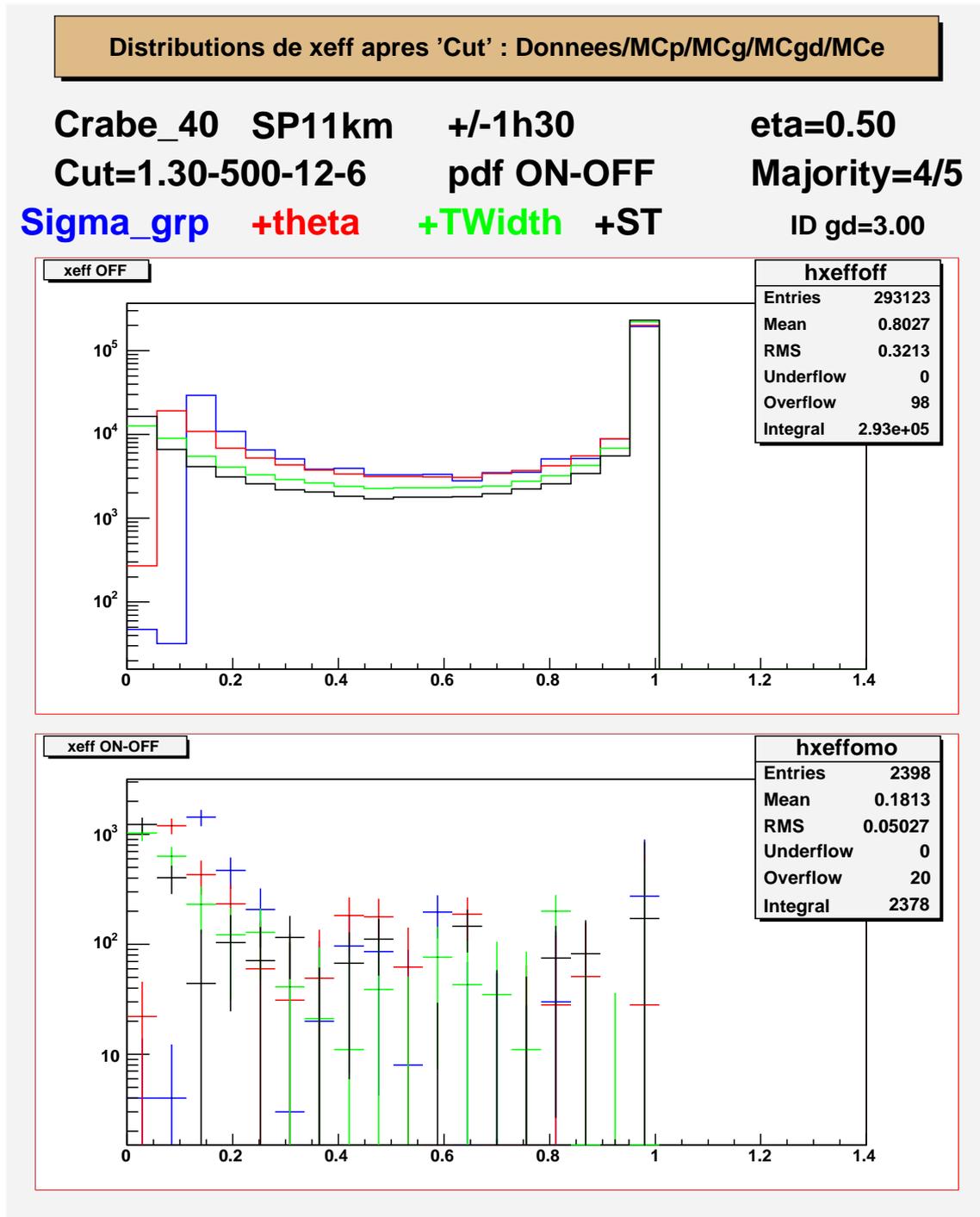


FIG. 13.4 – 40 paires - Distribution de x_{eff} du *OFF* et du *ON-OFF* en variant le nombre de variables discriminantes de 1 à 4 - *pdf ON-OFF*.

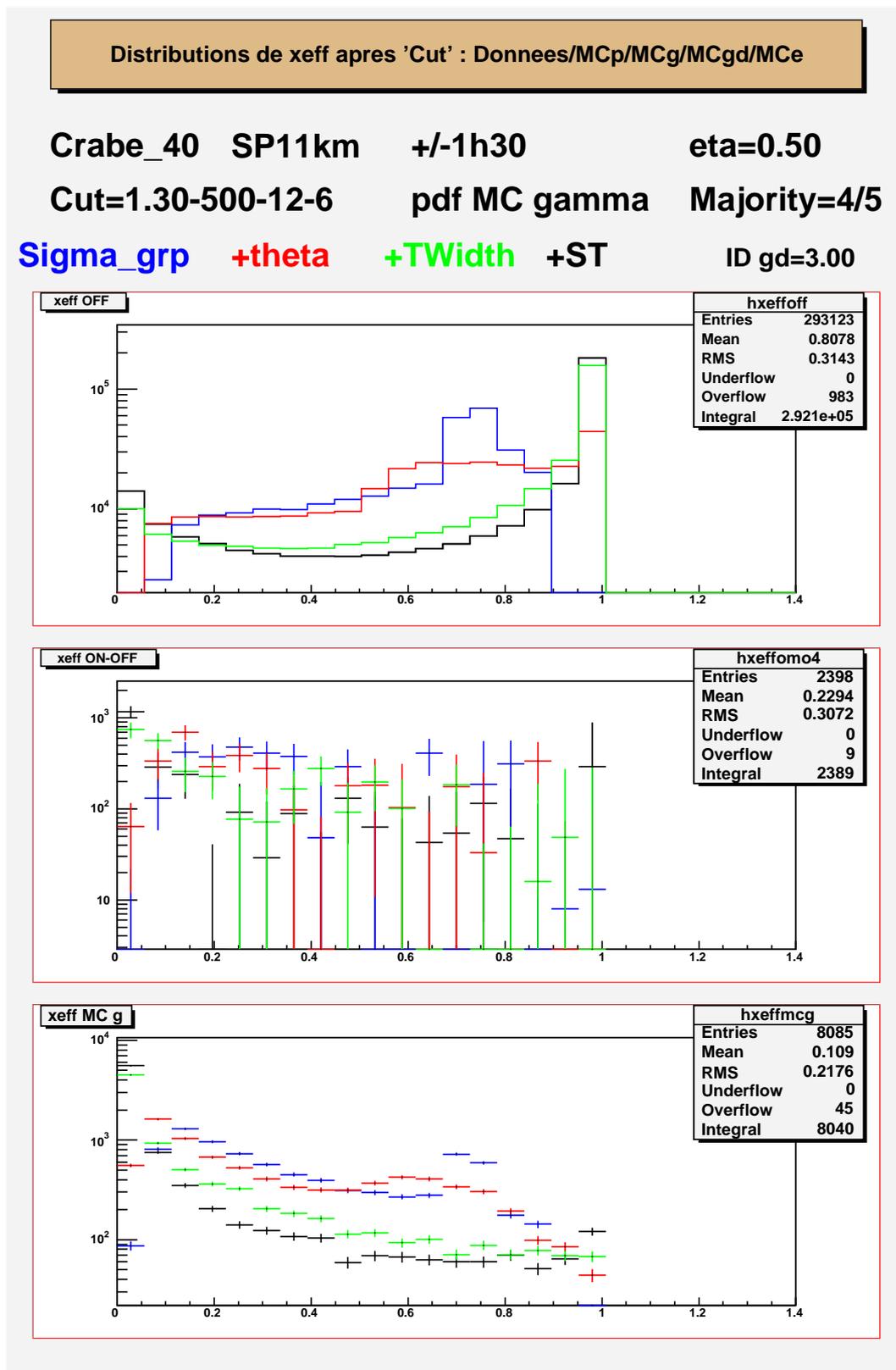


FIG. 13.5 – 40 paires - Distribution de x_{eff} du *OFF*, du *ON-OFF* et du MC gamma Crabe en variant le nombre de variables discriminantes de 1 à 4 - *pdf* MC gamma.

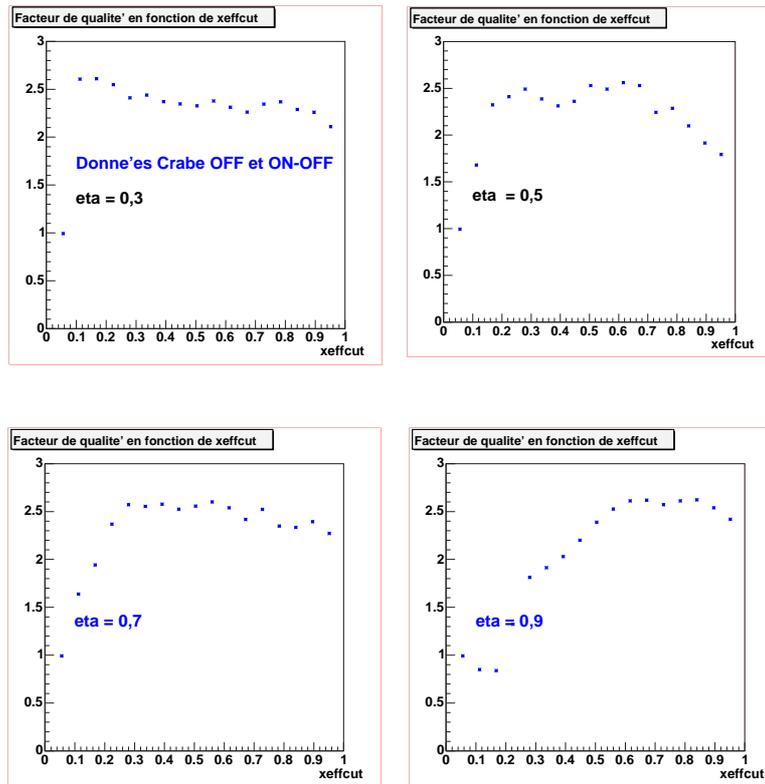


FIG. 13.6 – 40 paires - *pdf ON-OFF* - Facteur de qualité Q en fonction de la coupure sur x_{eff} (appelée x_{effcut}). De gauche à droite et de haut en bas : $\eta = 0,3, 0,5, 0,7, 0,9$. Les optimisations des coupures sont les suivantes : pour $\eta = 0,3$, $x_{\text{effcut}}^{\text{opt}} = 0,15$, pour $\eta = 0,5$, $x_{\text{effcut}}^{\text{opt}} = 0,35$, pour $\eta = 0,7$, $x_{\text{effcut}}^{\text{opt}} = 0,56$, pour $\eta = 0,9$, $x_{\text{effcut}}^{\text{opt}} = 0,84$.

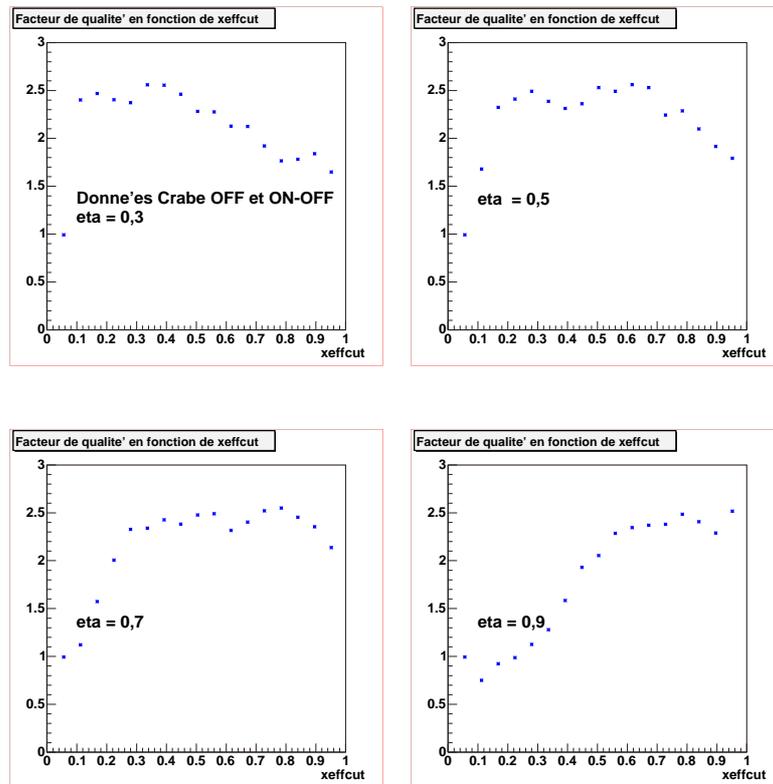


FIG. 13.7 – 40 paires - *pdf* MC gamma - Facteur de qualité Q en fonction de la coupure sur x_{eff} (appelée x_{effcut}). De gauche à droite et de haut en bas : $\eta = 0,3, 0,5, 0,7, 0,9$. Les optimisations des coupures sont les suivantes : pour $\eta = 0,3$, $x_{\text{effcut}^{\text{opt}}} = 0,35$, pour $\eta = 0,5$, $x_{\text{effcut}^{\text{opt}}} = 0,60$, pour $\eta = 0,7$, $x_{\text{effcut}^{\text{opt}}} = 0,78$, pour $\eta = 0,9$, $x_{\text{effcut}^{\text{opt}}} = 0,95$.

	1	2	3	4	5	6
	σ_{grp}	σ_{grp} θ^2	σ_{grp} θ^2 T_{Width}	σ_{grp} θ^2 T_{Width} σ_t	σ_{grp} T_{Width}	σ_{grp} T_{Width} σ_t
N_{OFF}	48752	44031	35565	33711	34693	32216
N_{ON-OFF}	2202	1966	2151	1932	2005	1745
ϵ_{OFF}	0,17	0,15	0,12	0,12	0,12	0,11
ϵ_{ON-OFF}	0,92	0,82	0,90	0,81	0,84	0,73
$\epsilon_{MC\gamma}$	0,61	0,61	0,71	0,73	0,71	0,73
Q (en %)	2,25	2,12	2,58	2,38	2,43	2,20
N_σ	6,97	6,55	7,95	7,34	7,50	6,78
S/B	0,045	0,045	0,060	0,057	0,058	0,054

TAB. 13.2 – 40 paires - Comparaison des caractéristiques des analyses avec x_{eff} pour x_{eff} construit avec un choix différent des variables discriminantes. Dans chaque cas $\eta = 0,5$ et $x_{\text{eff}}^{\text{cut}} = 0,3$

η	$x_{\text{eff}}^{\text{opt}}$	Q (en %)	N_σ	S/B (en %)	ϵ_{ON-OFF}
0,3	0,15	2,59	7,98	0,061	0,90 ± 0,40
0,5	0,35	2,53	7,80	0,057	0,91 ± 0,41
0,7	0,56	2,54	7,83	0,057	0,92 ± 0,41
0,9	0,84	2,53	7,83	0,057	0,92 ± 0,41

TAB. 13.3 – 40 paires - Résultats pour les Q, N_σ , S/B et ϵ_{signal} avec la coupure $x_{\text{eff}} \leq x_{\text{eff}}^{\text{opt}}$ pour différentes valeurs de η (*pdf ON-OFF*).

η	$x_{\text{eff}}^{\text{opt}}$	Q (en %)	N_σ	S/B (en %)	$\epsilon_{MC\gamma}$	ϵ_{ON-OFF}
0,3	0,35	2,54	7,87	0,048	0,91	1,11 ± 0,49
0,5	0,60	2,46	7,63	0,045	0,92	1,11 ± 0,50
0,7	0,78	2,47	7,63	0,045	0,92	1,12 ± 0,50
0,9	0,95	2,27	7,04	0,038	0,94	1,10 ± 0,51

TAB. 13.4 – 40 paires - Résultats pour les Q, N_σ , S/B et ϵ_{signal} avec la coupure $x_{\text{eff}} \leq x_{\text{eff}}^{\text{opt}}$ pour différentes valeurs de η (*pdf MC gamma*).

Observons donc maintenant l'évolution des ϵ_{signal} en fonction du rapport signal sur bruit (S/B) (figure 13.8). Nous constatons que pour chaque η considéré (0,3, 0,5, 0,7, 0,9) nous pouvons toujours optimiser x_{eff} de manière à garder ϵ_{signal} constant. Toutefois, S/B sera dépendant du choix de η .

La figure 13.9, également obtenue à partir des tableaux 13.3 et 13.4, nous montre l'évolution quasi-linéaire de $x_{\text{eff}}^{\text{opt}}$ en fonction de η , pour des valeurs de Q quasi-identiques.

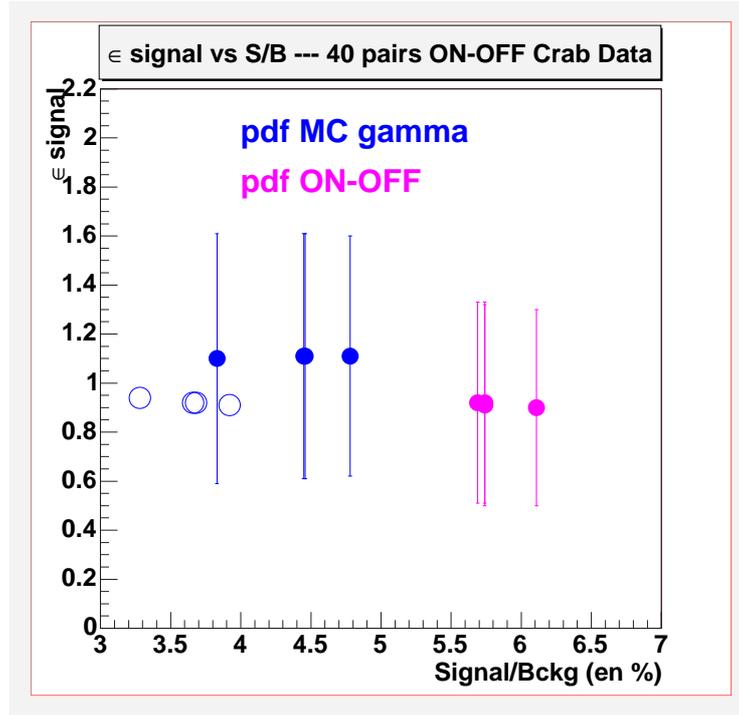


FIG. 13.8 – Évolution de ϵ_{ON-OFF} (cercles pleins) en fonction du rapport signal sur bruit S/B, avec x_{eff} optimisé pour maximiser Q, pour différents η (voir tableau 13.3 et 13.4). En cercles vides sont représentées les $\epsilon_{MC\gamma}$. On constate aisément une systématique sur la valeur du S/B en fonction des *pdf* utilisées.

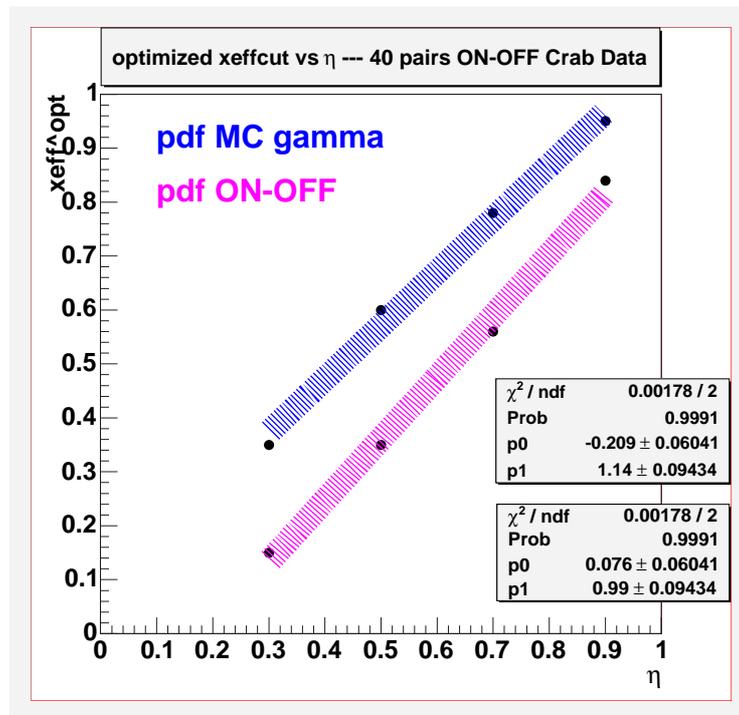


FIG. 13.9 – Coupures optimisées en $x_{\text{eff}} - x_{\text{eff}}^{\text{opt}}$ - en fonction de η , x_{eff} construit avec les *pdf* du *ON-OFF* et du MC gamma.

13.3.5 Résultats

Nous présentons maintenant les comparaisons entre la coupure [55] et l'analyse avec x_{eff} , pour les 40 paires de la sélection SP 11km [20] (tableau 13.5). Le signal sera mis en évidence par optimisation de η et de la coupure $x_{\text{eff}} \leq x_{\text{eff}}^{\text{cut}}$ (figures 13.6 à 13.9).

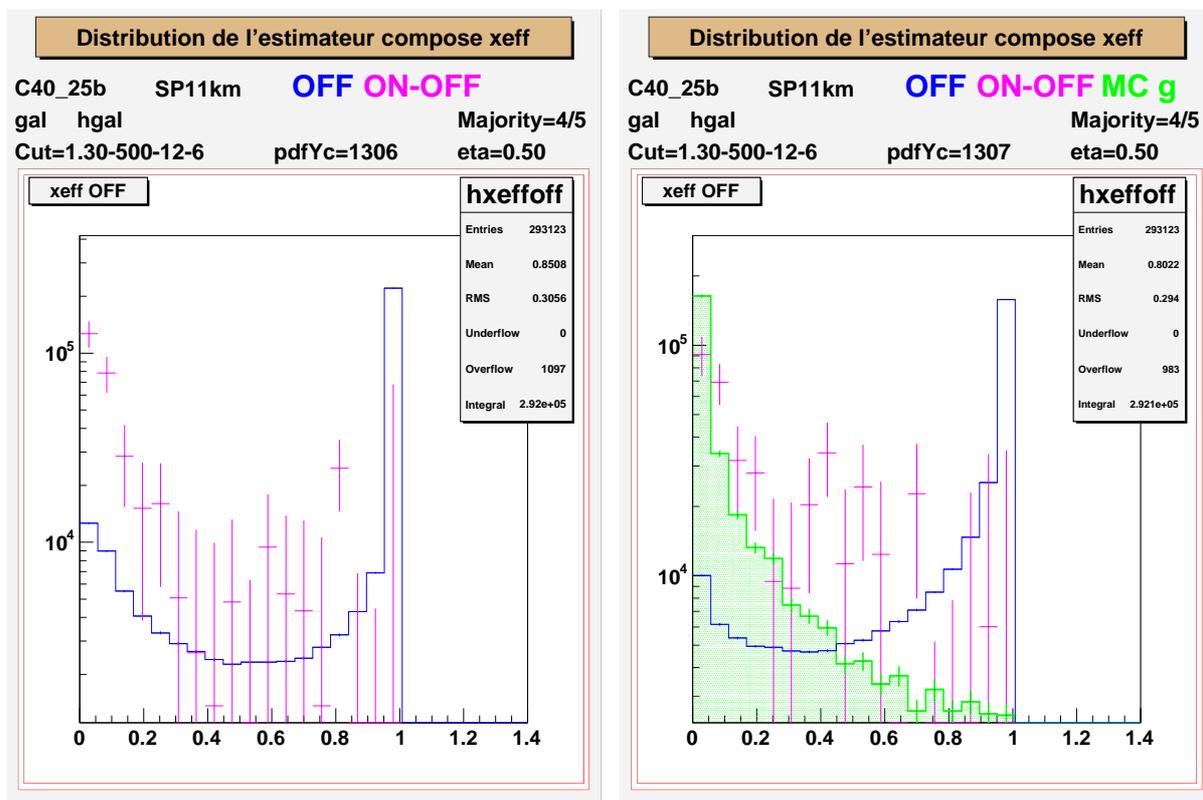


FIG. 13.10 – 40 paires - Distributions en x_{eff} pour le *OFF* (en bleu), le *MC γ* (histogramme plein en vert) et le *ON-OFF* (en fushia avec barres d'erreurs). À gauche : x_{eff} construit à partir des *pdf* du *ON-OFF*; à droite à partir des *pdf* du *MC gamma*.

Observons la figure 13.10. Nous visualisons très facilement que la distribution du *OFF* est essentiellement piquée à 1 dans le cas de x_{eff} construit avec les *pdf* du *ON-OFF* comme du *MC gamma*. La distribution du *MC gamma* du Crabe, présentée sur le cadre de droite, montre bien un histogramme piqué à 0. Les distributions du *ON-OFF*, sur la figure de droite comme sur celle de gauche, sont entachées de grandes barres d'erreurs, bien que tout de même similaires avec la distribution du *MC gamma*.

13.3.6 Conclusion et perspectives

Le tableau 13.5 nous montre que l'analyse avec x_{eff} est plus sensible que l'analyse avec les coupures standard de [55]³. On remarque également que les performances de x_{eff} peuvent être nettement supérieures à celle de l'analyse de [55] (eff, Q, N_σ), ce qui est un élément fondamental pour la recherche d'un signal attendu très ténu comme le signal

³La sélection de données de la publication [55] étant différente de celle que nous utilisons, nous effectuons nos comparaisons uniquement au niveau des coupures d'analyse, et non du lot des données

gamma diffus galactique que l'on recherchera avec ce type d'analyse ⁴. D'autre part, dans le cas de notre prochaine étude du signal diffus se limitant aux données *OFF*, nous ne serons plus sujets aux fortes fluctuations statistiques du *ON-OFF* pour déterminer les *pdf* des variables discriminantes «signal» car notre analyse reposera sur les simulations de gamma diffus.

	ApJ cuts ($\sigma_{grp} \leq 0,25$)	«standard cuts» 3 variables	$x_{\text{eff}} \leq 0,30$ (<i>pdf</i> ON-OFF) $\eta = 0,5$	$x_{\text{eff}} \leq 0,30$ (<i>pdf</i> MC γ) $\eta = 0,5$	$x_{\text{eff}} \leq 0,15$ (<i>pdf</i> ON-OFF) $\eta = 0,3$
N_{OFF}	<i>42693 ± 207</i>	34248 ± 185	35565 ± 189	32987 ± 182	35130 ± 187
$N_{\text{ON-OFF}}$	1986 ± 296	<i>1615 ± 265</i>	2151 ± 271	2007 ± 261	2147 ± 269
ϵ_{OFF}	<i>0,15</i>	0,12	0,12	0,11	0,12
$\epsilon_{\text{ON-OFF}}$	0,83 ± 0,39	<i>0,67 ± 0,33</i>	0,90 ± 0,40	0,84 ± 0,38	0,90 ± 0,40
$\epsilon_{\text{MC}\gamma}$	0,57	<i>0,54</i>	0,71	0,83	0,71
Q (en %)	2,17	<i>1,97</i>	2,58	2,49	2,59
N_{σ}	6,72	<i>6,10</i>	7,95	7,70	7,98
S/B	<i>0,046</i>	0,047	0,060	0,061	0,061

TAB. 13.5 – 40 paires Crabe SP 11km (Sélection [20]) : comparaison des différentes analyses. x_{eff} a été construit avec les 3 variables σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} . **En rouge gras figurent les meilleurs résultats, en bleu italique les moins bons.**

⁴en remplaçant les *pdf* du signal du Crabe par les *pdf* obtenues en ajustant les distributions du MC gamma diffus

- B -

Recherche d'un excès d'événements en
direction de l'anticentre galactique

Introduction

Nous commençons cette sous-partie par un chapitre sur des estimations de la sensibilité de CELESTE au flux des gamma diffus à partir de nos résultats de simulations et des lots de données OFF autour de la nébuleuse du Crabe. Nous présentons ensuite notre méthode «OFF-OFF», ainsi que les résultats obtenus pour nos sélections de paires. Cette méthode consiste à rechercher un excès d'événements en direction du plan galactique, en comparant une région du ciel proche de l'équateur galactique avec une région en dehors du plan galactique. Il s'agit d'appliquer la méthode du «ON-OFF» des études de sources ponctuelles, où le ON sera une région du plan de la Galaxie et le OFF une région plus éloignée de ce plan.

Cependant, bien que cette méthode soit la même que celle mise en place pour la détection des gamma en provenance de la nébuleuse du Crabe et du blazar Mrk421, la manière dont les paires de données doivent être reconstruites présente des difficultés supplémentaires, ce qui se traduit par d'importants effets systématiques à identifier au cours de l'analyse. C'est pourquoi, une première étape indispensable pour valider la construction de paires de données prises à des dates différentes a été de construire des «paires test» dont les deux membres sont des OFF situés à hautes latitudes galactiques. Les critères de sélection des données pour lesquelles ce «OFF-OFF test» donnera après analyse une signification statistique suffisamment faible seront appliqués à la sélection des paires :

«OFF plan galactique - OFF hors plan galactique».

Ensuite, la sélection finale et les résultats de ces analyses seront présentés et discutés, pour une interprétation en terme de limite supérieure sur le flux des gamma diffus.

Chapitre 14

Sensibilité de CELESTE aux γ diffus galactiques avec x_{eff}

Il est possible, à partir de données OFF et de simulations MC dont nous disposons, d'estimer la sensibilité de CELESTE aux gamma diffus, avant de sélectionner les données qui nous permettront d'effectuer nos analyses finales. Ce chapitre présente donc les éléments qui contribuent à l'analyse avec x_{eff} , ainsi que les calculs et résultats d'estimations de sensibilité de CELESTE aux gamma diffus à partir des simulations MC présentées dans la partie III.

14.1 Mise en place de l'analyse

Afin d'estimer la sensibilité de CELESTE aux gamma diffus, nous avons besoin d'un lot de données OFF en dehors de la région de plus grande densité de signal, afin de représenter le bruit hadronique, ainsi que de lots de simulation de gamma diffus. Comme nos recherches du signal gamma diffus ont été concentrées sur les OFF de la nébuleuse du Crabe, nous avons considéré, parmi les données Crabe de la sélection [20] (tableau 9.1, p. 105), le sous-ensemble pour lequel les données OFF ont une latitude galactique proche de 10° en valeur absolue, tandis que les MC gamma diffus seront les lots simulés pour les ID 2,0 ; 2,5 ; 2,7. L'indice 2,5 est en accord avec le modèle de [71] concernant le plan galactique hors centre galactique, alors que l'indice 2,7 correspond à l'étude de Milagro [6] dans la région de l'antcentre galactique. Nous prenons également une valeur de 2,0 avec la normalisation de [71] pour inclure la possible détection avec ce modèle, plus favorable, du spectre dur électrons (section 2.2.3, p. 37-42, et [70]).

La figure 14.1 montre les distributions en azimut et en hauteur des événements des 11 paires OFF, correspondant à 189 min (3,15 h) de prises de données. Chaque événement est à moins de 1h30 du transit sans coupure préalable. En fushia sont représentées les distributions normalisées des MC gamma diffus avec ID = 2,5. Les MC avec les autres ID n'ont été simulés qu'au transit, les distributions des variables discriminantes étant suffisamment indépendantes de l'écart au transit.

Lorsque nous avons défini la variable x_{eff} , nous avons vu que l'analyse avec cette variable reposait sur la construction de fonctions de densité de probabilité, respectivement pour le signal et le bruit. Une analyse «test» pour la mise en évidence des gamma du Crabe a été présentée à la section 13.3. Pour la recherche des gamma diffus, nous travaillons avec une majorité de 5/5 (voir section 11.4.1, p. 161), donc les *pdf* des événements

hadroniques seront produites à partir des ajustements des variables discriminantes après cette nouvelle majorité et les coupures de pré-analyse. De la même manière, les *pdf* «signal» seront obtenues par ajustement des distributions des variables discriminantes des MC gamma diffus après les mêmes coupures, pour les trois valeurs d'ID considérées. Nous continuons à travailler avec les trois variables σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} . σ_t n'est représentée sur les figures qu'à titre indicatif.

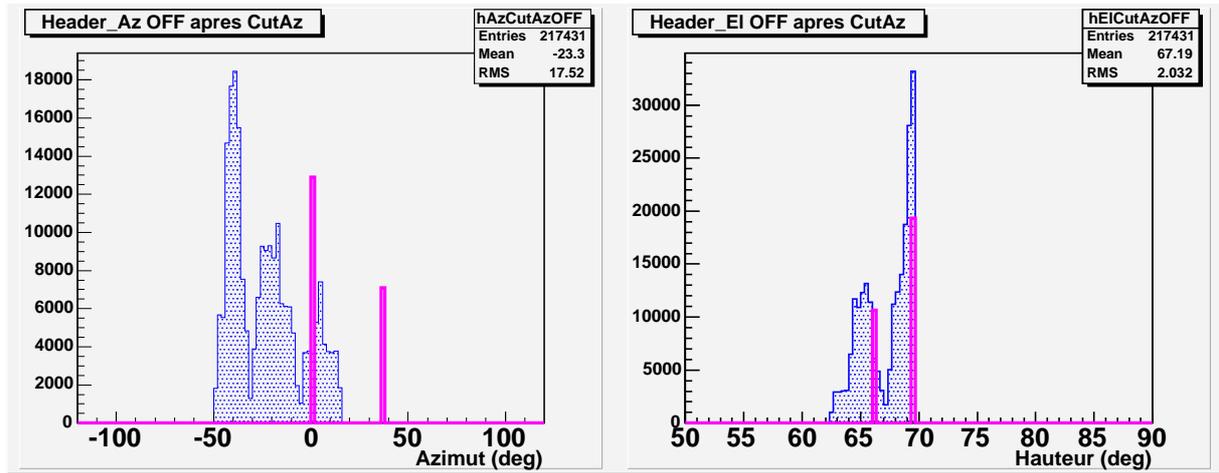


FIG. 14.1 – Distributions en azimut (à gauche) et en hauteur (à droite) des données sur la nébuleuse du Crabe pour les 11 OFF en simple pointé à 11 km hors plan galactique. En bleu : événements OFF ; en fushia : MC gamma diffus normalisés arbitrairement sur les données.

Les figures 14.2 et 14.3 présentent ces distributions. Nous définissons, comme coupures de pré-analyse sur les variables discriminantes les intervalles suivants dont les bornes supérieures sont les limites des distributions pour le MC gamma diffus :

- $0 \leq \sigma_{grp} \leq 1, 0$;
- $0 \leq \theta^2 \leq 160$;
- $0 \leq T_{Width} \leq 7, 5$.

Une partie non négligeable des données OFF est donc supprimée par ces pré-coupures, tout en conservant la quasi-intégralité des gamma diffus.

Les quantités intervenant dans notre analyse, et qui nous permettent de caractériser la qualité de celle-ci, sont le facteur de qualité Q et la signification statistique N_σ , définis au chapitre 13 (p. 185).

La figure 14.4 présente, pour $\eta = 0, 5$, la distribution en x_{eff} des MC gamma diffus et du OFF, pour les ID = 2,0, 2,5 et 2,7. Nous remarquons que le signal est davantage distribué vers les plus petites valeurs de x_{eff} , tandis que les hadrons sont davantage distribués vers les valeurs de x_{eff} proches de 1. La figure 14.5 montre l'évolution des facteurs de qualité des analyses avec la coupure sur x_{eff} , pour les trois ID. Dans les trois cas, avec la valeur de η que nous avons choisie, la coupure optimale se situe autour de $x_{\text{eff}}^{\text{cut}} = 0,35$. Enfin, nous regroupons dans le tableau 14.1 les résultats de ces analyses. L'analyse avec ID=2,0 est celle qui est la plus sensible, le facteur de qualité étant maximal.

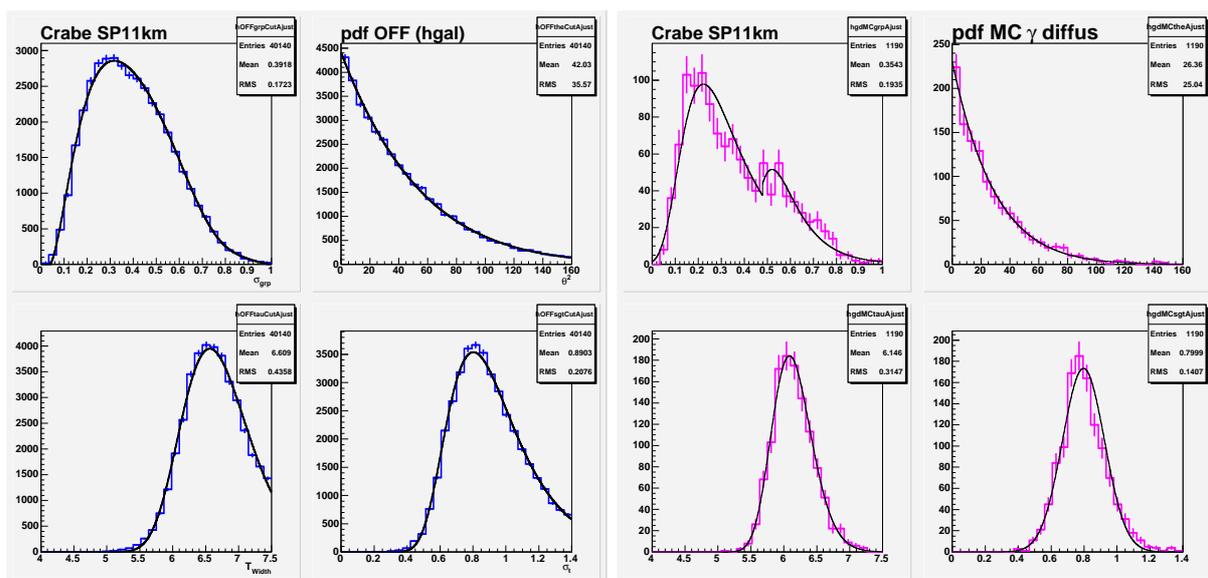


FIG. 14.2 – Distributions des variables discriminantes après coupures de pré-analyse pour les données OFF du Crabe en SP11km, transit $\pm 1\text{h}30$, proches de l'équateur galactique (à gauche), et des simulations de gamma diffus d'ID = 2,5, dans la direction du transit du Crabe, en SP 11 km (à droite). Sur chaque distribution sont tracées les *pdf* de chaque variable.

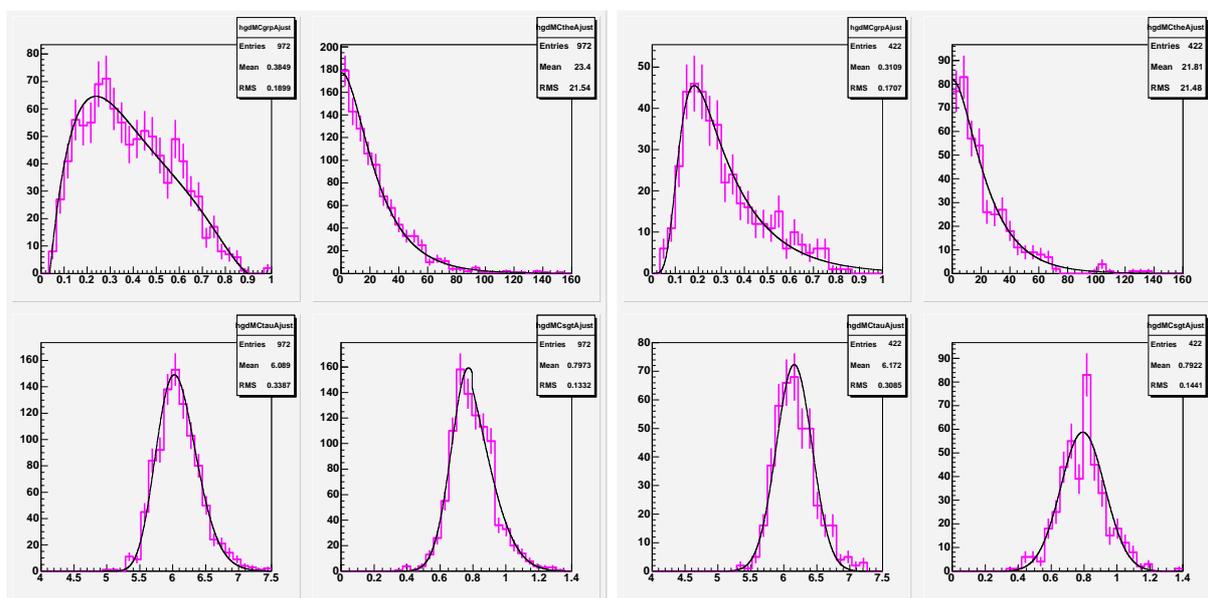


FIG. 14.3 – Distributions des variables discriminantes après coupures de pré-analyse pour les simulations de gamma diffus d'ID = 2,0 (à gauche) et 2,7 (à droite), dans la direction du transit du Crabe, en SP 11 km. Sur chaque distribution sont tracées les *pdf* utilisées dans nos analyse.

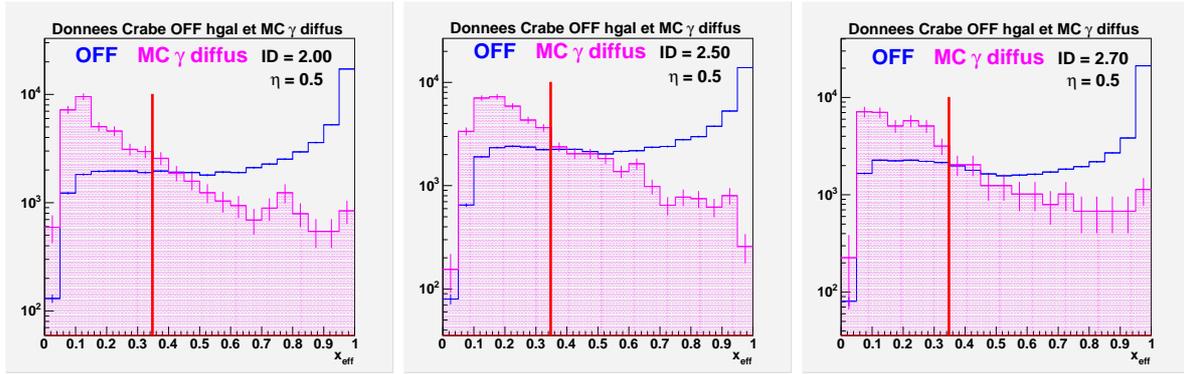


FIG. 14.4 – Distributions normalisées de x_{eff} pour les données OFF (en bleu) et le MC gamma diffus (en fushia hachuré). De gauche à droite : modèles spectraux d'ID=2,0, 2,5 et 2,7. La barre rouge indique la coupure à $x_{\text{eff}} = 0,35$ de notre analyse.

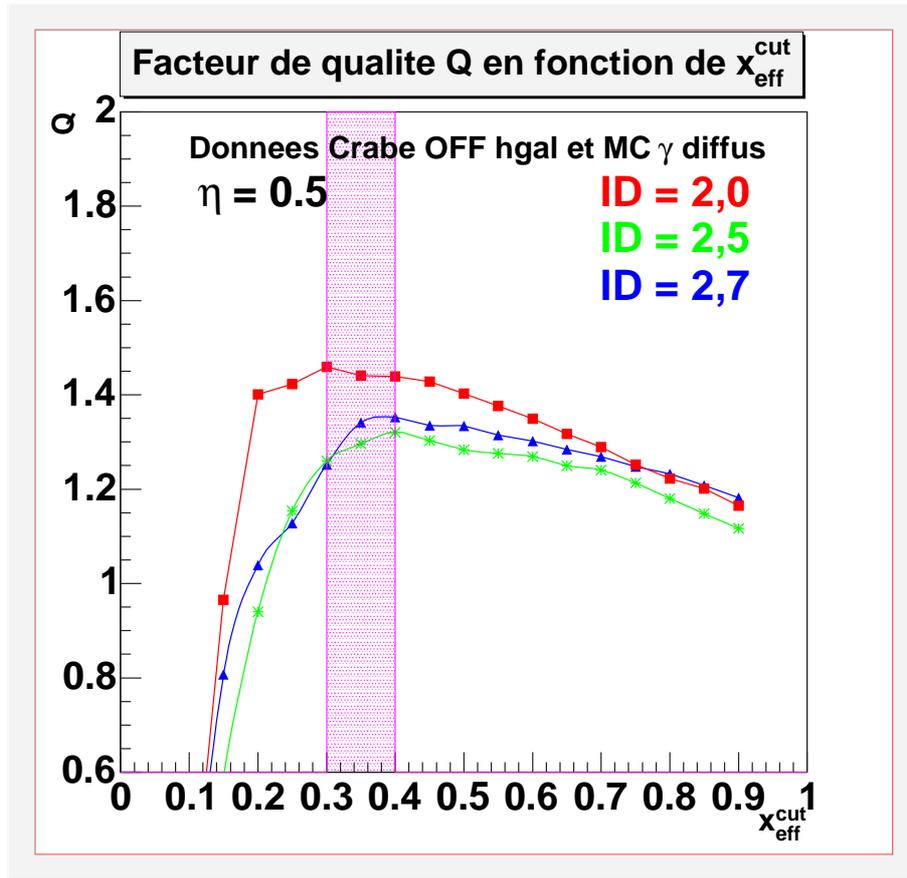


FIG. 14.5 – Facteur de qualité Q de l'analyse en fonction de la valeur $x_{\text{eff}}^{\text{cut}}$ de la coupure sur x_{eff} , pour les trois ID : 2,0, 2,5 et 2,7. La zone hachurée en fushia correspond à la zone où Q est maximal, c'est-à-dire pour $0,3 < x_{\text{eff}}^{\text{cut}} < 0,4$.

	Déclenchement brut	Cut	$x_{\text{eff}} < 0,35$		
			ID=2,0	ID=2,5	ID=2,7
N_{OFF}	264788	58545	10940	11968	12858
$n_0(ID = 2, 0)$	2366	972	669	-	-
$n_0(ID = 2, 5)$	6021	1855	-	1226	-
$n_0(ID = 2, 7)$	1395	422	-	-	296
ϵ_{OFF}	-	-	0,041	0,045	0,049
$\epsilon_{MC\gamma\text{-diffus}}$	-	-	0,28	0,20	0,21
Q	-	-	1,39	0,96	0,96

TAB. 14.1 – Résultats de l'analyse des 189 min de données OFF Crabe hors plan galactique, pour $\eta = 0,5$.

14.2 Estimations de sensibilité

Le lot de données OFF et les MC gamma diffus que nous utilisons pour ce chapitre nous permettent d'estimer la sensibilité de notre analyse aux gamma diffus, dont la recherche se fera par la soustraction OFF-OFF de données proches du plan galactique par des données plus éloignées de l'équateur galactique. Nous appellerons ce OFF-OFF « $OFF_{gal} - OFF_{hgal}$ ».

Le nombre d'événements résultant de cette soustraction sera :

$$N(ID) = OFF_{gal} - OFF_{hgal} = T \times \int_{E_{seuil}}^{E_{max}} dE \phi_0 A(E) E^{-ID}$$

où :

- T est le temps d'observation disponible ;
- E, variant de E_{seuil} à E_{max} , correspond à la zone de sensibilité de CELESTE. Après les coupures d'analyse, E_{seuil} sera de l'ordre de 100 GeV, tandis que E_{max} sera de l'ordre de 2 à 5 TeV, selon le modèle spectral ;
- A(E) est l'acceptance au signal diffus, en m^2sr (voir section 11.3, p. 157) ;
- ID est l'indice spectral différentiel des gamma diffus (2,0, 2,5 ou 2,7).

Le recherche du signal S se fera par application des coupures d'analyse (déclenchement logiciel, pré-coupures et coupure en x_{eff}) :

$$S = \epsilon_{\gamma_D} \times N(ID) = \epsilon_{\gamma_D} \times n_0(ID) \times T$$

où :

- ϵ_{γ_D} est l'efficacité aux gamma diffus après les coupures d'analyse ;
- $n_0(ID)$ est le taux d'événements brut issu du calcul à partir des MC.

L'incertitude statistique sur S sera exprimée par :

$$\delta S = \sqrt{OFF_{gal} + OFF_{hgal}} \simeq \sqrt{2 \epsilon_{OFF} N_{OFF}} = \sqrt{2 \epsilon_{OFF} n_{OFF} T}$$

où :

- ϵ_{OFF} est l'efficacité aux hadrons ;

- N_{OFF} et n_{OFF} respectivement le nombre d'événements et le taux d'événements OFF «hgal» brut après correction du temps mort dû à l'efficacité d'acquisition.

La signification statistique du signal sera donnée par :

$$N_\sigma = \frac{S}{\delta S} = \frac{\epsilon_{\gamma D} n_0(ID) T}{\sqrt{2} \epsilon_{OFF} n_{OFF} T} = \frac{\epsilon_{\gamma D} n_0(ID) \sqrt{T}}{\sqrt{2} \epsilon_{OFF} n_{OFF}}$$

À partir de l'expression du facteur de qualité $Q = \frac{\epsilon_{\gamma D}}{\sqrt{\epsilon_{OFF}}}$, on peut aussi écrire :

$$N_\sigma = Q \frac{n_0(ID)}{\sqrt{2} n_{OFF}} \sqrt{T}$$

Il s'agira donc, pour la recherche du signal diffus, de maximiser le facteur de qualité Q , en ajustant le couple $(\eta, x_{\text{eff}}^{\text{cut}})$. Nous avons choisi la valeur $\eta = 0,5$, en accord avec nos remarques de la section 13.3.4 (p. 190).

Nous disposons de 189 min de données, pour lesquelles le taux moyen d'événements OFF après correction du temps mort est $n_{OFF} = 23,4$ Hz. Ainsi, connaissant Q et $n_0(ID)$, on peut calculer la signification statistique attendue pour les gamma diffus, pour différents temps d'observation et différentes hypothèses sur le spectre de ces gamma.

Ces valeurs sont regroupées dans le tableau 14.2, pour une analyse avec $x_{\text{eff}} \leq 0,35$, puisque, pour ces différentes hypothèses spectrales, il s'agit de la coupure maximisant la valeur du facteur de qualité Q (figure 14.5).

ϕ_0 à 10 GeV ($m^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV^{-1}$)	Indice spectral différentiel	$n_0(ID)$ (min^{-1})	avec $\eta = 0,5$ et $x_{\text{eff}} < 0,35$ Q	===== N_σ =====		
				T=1h	T=10h	T=50h
$8,3 \cdot 10^{-4}$	2,0	$1,45 \pm 0,03$	1,39	0,3	0,9	2,1
$8,3 \cdot 10^{-4}$	2,5	$0,36 \pm 0,01$	0,96	0,05	0,2	0,4
$8,3 \cdot 10^{-4}$	2,7	$0,18 \pm 0,03$	0,96	0,03	0,08	0,2

TAB. 14.2 – Estimation des taux et significations statistiques aux γ diffus pour trois hypothèses spectrales.

14.3 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre nous montrent la possibilité de discriminer entre les événements gamma diffus et le fond hadronique. Afin de comparer correctement

les facteurs de qualité des différentes analyses, nous avons recalculé les Q des analyses de simulations de gamma venant de la nébuleuse du Crabe (chapitre 13) en référence aux nombres de déclenchements bruts. Les comparaisons avec les analyses estimant la sensibilité de CELESTE sont présentées dans le tableau 14.3. Nous constatons que les facteurs de qualité dans les analyses des gamma diffus sont plus faibles, mais du même ordre de grandeur que ceux des analyses du signal de la nébuleuse du Crabe.

Nous avons également constaté la dépendance importante des résultats avec les différents modèles spectraux des gamma diffus. Nous avons ainsi mis en place une procédure d'analyse que nous appliquerons au chapitre 16 pour la recherche de ce signal. Toutefois, nous pressentons que seule une limite supérieure pourra être établie sur le flux des gamma diffus, étant donnée la faiblesse des significations statistiques obtenues dans les différents cas envisagés (tableau 14.2).

	$MC\gamma$ Crabe	$MC\gamma$ diffus		
ID	1,78	2,0	2,5	2,7
Q coupures standard	1,64	0,66	0,60	0,72
Q $xeff \leq 0,35$	2,10 - 2,55	1,39	0,96	0,96

TAB. 14.3 – Comparaisons des facteurs de qualité des analyses des gamma de la nébuleuse du Crabe et des gamma diffus.

Enfin, il nous reste à mentionner que les résultats présentés supposent que les membres OFF «hors plan galactique» soient en dehors de toute émission diffuse de la Voie Lactée, ce qui ne sera pas le cas lors de notre analyse OFF-OFF sur les OFF du Crabe. En effet, un signal gamma diffus a été mis en évidence par EGRET [43] pour les latitudes galactiques de l'ordre de 10° qui constituent notre OFF «hors plan galactique» (figure 12.4, p. 178). La limite supérieure que nous établirons sera donc à réajuster d'un certain facteur. Notre présentation des résultats du tableau 14.2 est néanmoins intéressante, car elle nous permet de connaître le potentiel CELESTE dans l'analyse de l'émission gamma diffuse galactique d'une manière générale, si l'on pouvait combiner les données de pointés à différentes déclinaisons.

Chapitre 15

Analyse OFF-OFF hors plan galactique

L'objet de ce chapitre est de vérifier la faisabilité d'une analyse OFF-OFF pour la recherche du signal diffus par construction de paires à partir d'acquisitions effectuées à des dates différentes et dans des conditions différentes (base de données, météo, etc.).

15.1 Principe

Nous n'attendons pas avec CELESTE de signal gamma dans les acquisitions OFF situées loin du plan galactique. Une valeur non compatible avec zéro dans une soustraction OFF-OFF d'acquisitions toutes situées à hautes latitudes galactiques résulterait des systématiques de la procédure d'association des acquisitions OFF en paires. Le choix de critères d'association les plus objectifs possible permettra de minimiser les effets dus aux conditions d'acquisition différentes.

La sélection des données et la reconstruction des paires pour des acquisitions standard effectuées à quelques minutes d'intervalle, et dans des conditions similaires, peut déjà mettre en évidence certains effets systématiques conduisant au rejet de la paire. Il apparaît donc essentiel, lorsqu'on envisage la création de paires à partir d'acquisitions effectuées à plusieurs jours ou plusieurs mois d'intervalle, de vérifier les effets systématiques supplémentaires pouvant intervenir dans ce nouveau type d'analyse.

L'étude suivante vise à sélectionner un échantillon d'acquisitions situées à de grandes latitudes galactiques, où aucun signal gamma n'est décelable par CELESTE¹. La sélection se fera à partir des critères définis plus haut dans le chapitre 12 (p. 173). Rappelons que l'association par paire demande *a priori* :

- une même configuration de pointé ;
- un suivi identique sur le ciel ;
- une différence maximale de 1 μA pour les courants ;
- une différence maximale de 1 Hz pour les taux de comptage.

Les paires OFF-OFF seront donc construites à partir de «OFF 1» et de «OFF 2», en places respectives des ON et OFF des paires classiques, à la différence que les positions de ces OFF sont interchangeables dans chaque paire. Une signification statistique suffisamment faible permettra d'envisager la recherche du signal gamma diffus par cette même méthode, mais où les «OFF 1» seront proches de l'équateur galactique (chapitre 16).

¹le signal gamma diffus à haute latitude galactique est beaucoup plus faible que celui à basse latitude.

15.2 Sélection des données

Compte tenu de la grande quantité de données disponibles sur les blazars Mrk 421 et Mrk 501 et de leurs déclinaisons presque identiques, nous avons choisi nos données parmi les OFF de ces sources qui sont situées loin du plan galactique. Nous avons réalisé une première sélection de paires, mais en permettant parfois des différences dans les valeurs des courants et des taux de comptage plus importantes que $1 \mu A$ et 1 Hz entre les deux membres de la paire, afin d'augmenter notre statistique. La validation de cette sélection de paires est obtenue en plusieurs étapes. Tout d'abord, la distribution OFF-OFF de la charge totale peut donner une indication sur l'absence de signal fort ou de systématique importante. La figure 15.1 en montre deux exemples, pour une paire sélectionnée (à gauche), et une autre rejetée (à droite). Un ajustement par une fonction constante donne une première indication sur la compatibilité de la distribution du OFF-OFF avec zéro. Cette compatibilité est empiriquement évaluée pour des valeurs du $\chi^2/ndf \lesssim 2$ dans l'ajustement du OFF-OFF de la charge, pour chacune des paires.

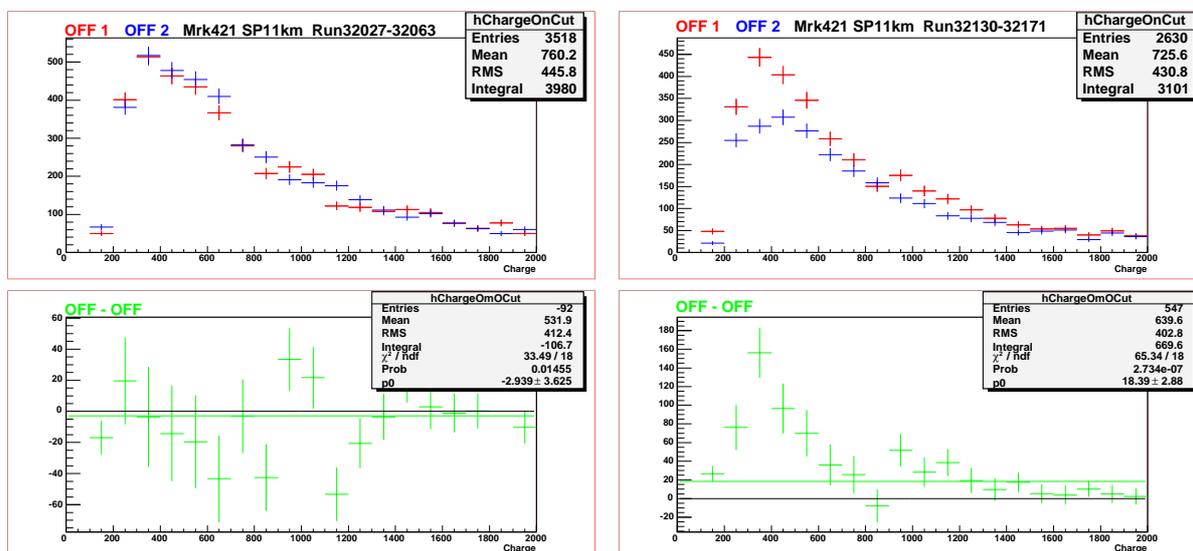


FIG. 15.1 – Exemples de distribution de la charge pour deux paires OFF-OFF «Mrk 421», dans la configuration en simple pointé à 11 km. Les cadres du haut montrent les distributions des deux membres OFF de chaque sélection, ceux du bas les distributions du OFF-OFF, ajustées par une constante. Le paramètre p_0 et le χ^2/ndf d'ajustement (inférieur à 2) montrent la compatibilité avec zéro de la charge pour la paire de gauche, à la différence de celle de droite, où $\chi^2/ndf \simeq 3,6$.

Ensuite, la mise en évidence du signal s'obtenant à partir des variables discriminantes, il est indispensable de vérifier la compatibilité avec zéro de leurs distributions OFF-OFF. L'étude paire par paire de ces distributions montrant certaines fluctuations des valeurs moyennes des distributions de σ_t pour plusieurs acquisitions (voir plus loin), nous avons supprimé cette quatrième variable de notre analyse, en plus de la raison, présentée au chapitre 13, d'améliorer la sensibilité de l'analyse. En conséquence, les pré-coupures, comme les coupures standard que nous utiliserons pour comparaisons, se limiteront à σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} .

Pour chaque paire sont donc tracées les distributions des OFF, OFF-OFF et des résidus R_i du OFF-OFF, définis pour chaque intervalle i de l'histogramme par :

$$R_i = \frac{N_{OFF-OFF}^i - 0}{\sqrt{N_{OFF1}^i + N_{OFF2}^i}}$$

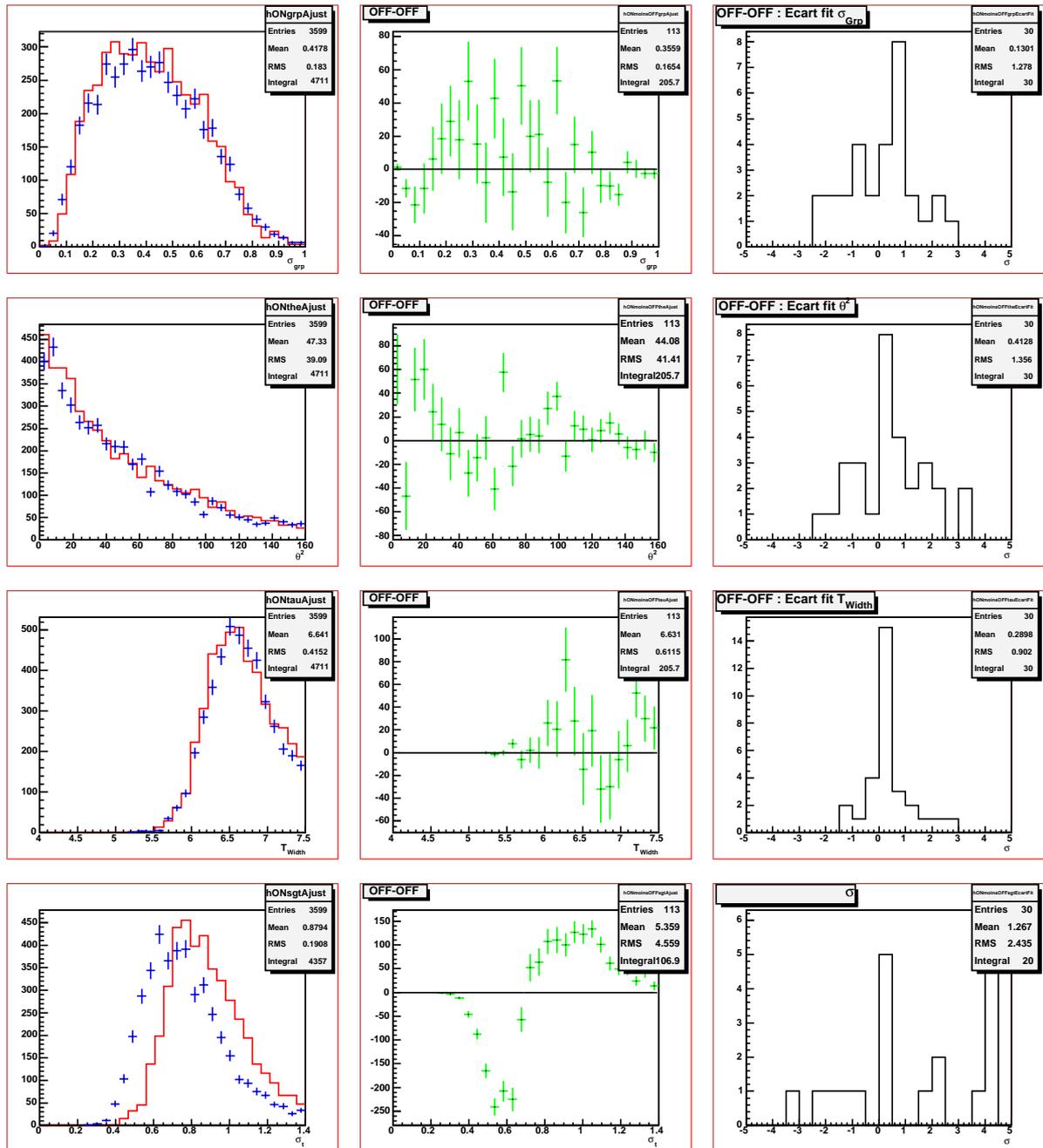


FIG. 15.2 – Distributions des variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} (respectivement de haut en bas) pour les OFF (à gauche), le OFF-OFF (au milieu), pour une paire prise en simple pointé à 11 km. La colonne de droite présente les distributions des résidus des événements OFF-OFF à partir des histogrammes de la colonne du milieu. Le décalage des distributions en σ_t est typique d'un «OFF2» ayant une base de donnée relativement ancienne.

La figure 15.2 donne un exemple de distributions OFF, ON-OFF et R_i . Les distributions des résidus R_i sont tracées sur la colonne de droite. Il y apparaît nettement dans

ce cas la nécessité de rejeter la variable σ_t . Les moyennes et écarts-types des résidus sont présentés sur la figure 15.3, sur une présélection de 15 paires. Une coupure à ± 1 sur la moyenne et 1,5 sur l'écart-type revient à éliminer les queues de distribution et à valider 11 paires qui constitueront notre sélection «Mrk OFF-OFF». Parmi ces 11 paires, 7 ont été prises dans la configuration SP, 4 en DP. Le tableau 15.1 présente cette sélection, avec les différents éléments caractéristiques qui ont permis la première étape de sélection : pointé, angles horaires, seuil d'acquisition, durée, valeurs moyennes des courants, valeur moyennes des taux de comptage, χ^2/ndf le plus mauvais de l'ajustement des courants des groupes en fonction du temps. Sur la figure 15.5 sont représentées les distributions de la charge pour le SP et le DP. La compatibilité avec zéro, visible sur les distributions OFF-OFF, est confirmée par les valeurs des paramètres de l'ajustement par une constante.

Pour chacune des 11 paires validées, nous examinons les valeurs des écarts-types des rapports relatifs des taux de comptage de chaque groupe de déclenchement (voir section 12.3, p. 180). La figure 15.4 montre que ces écarts-types sont inférieurs à 0,15 %, pour 4 groupes sur 5. Cette observation pourra être indicative pour la sélection de nos paires dans la recherche du signal diffus, si le «OFF-OFF» analysé dans ce chapitre est bien compatible avec zéro.

Pour chaque configuration de pointé, les distributions R_i vérifient bien ceci, pour les variables σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} . Elles sont plus larges pour σ_t , variable la plus sensible à l'évolution dans le temps de la configuration du détecteur. Nous pouvons conclure à une bonne compatibilité avec zéro pour l'ensemble de notre sélection, pour la charge et les variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} .

Enfin, il convient de préciser que deux paires parmi les 11 sélectionnées étaient des «vraies» paires, dont les acquisitions se succédaient au cours de la même nuit. Elle avaient été originellement réalisées à dessein d'un OFF-OFF, pour étudier les effets de variations de l'atmosphère. Elles ne contribuent que minoritairement à notre sélection, car sans cela la recherche de systématiques sur des paires formées d'acquisitions prises à des dates différentes aurait été significativement biaisée. Avoir conservé ces paires nous permet d'améliorer notre statistique.

15.3 Procédures d'analyse

Une fois les données sélectionnées, nous pouvons paramétriser les *pdf* nécessaires à notre analyse avec x_{eff} . Comme dans tout ce qui précède, les *pdf* du fond hadronique sont produites par l'ajustement de données OFF après coupures de pré-analyse. Les *pdf* du signal sont produites à partir des distributions du MC gamma «Mrk421», après les mêmes coupures de pré-analyse. Ce choix d'utiliser ces MC gamma non diffus pour la recherche du signal a été motivé par la nécessité de disposer d'une statistique suffisante, car peu de MC gamma diffus ont été produits dans la direction du transit de Markarian 421. D'autre part, le fait de ne rechercher qu'une compatibilité avec zéro de notre OFF-OFF sans estimation de flux rend notre approximation acceptable.

Dans notre analyse réalisée à partir de *pdf*, il importe de vérifier si l'ensemble des distributions OFF est ajustable par une même fonction pour chaque variable, ou si les *pdf* doivent être produites pour chaque paire, ou même pour chaque acquisition membre de la paire, pour tenir compte de différences possibles des formes des distributions de chaque

NoRun	Source	date	H_{dbut} (en h)	H_{fin} (en h)	seuil (mV)	durée (en min)	courants en μA	χ^2 fit courants	taux (en Hz)	Δi en μA	$\Delta Taux$ (en Hz)
Markarian 421 : 7 paires en simple pointé à 11 km											
11990	Mrk421+20	27/02/2000	-0,80	-0,51	45	17,68	7,71	1,53	19,31	0,20	1,67
12119	Mrk421+20	07/03/2000	-0,79	-0,48	45	18,60	7,51	7,03	17,64		
11858	Mrk421+200	10/02/2000	-0,14	0,09	45	13,72	8,38	3,37	21,34	0,03	0,17
11859	Mrk421+215	10/02/2000	-0,14	0,08	45	13,67	8,41	4,97	21,17		
12093	Mrk421+20	06/03/2000	0,54	0,91	40	21,92	7,48	4,76	19,88	0,19	0,48
12067	Mrk421+20	05/03/2000	0,67	0,97	45	17,72	7,67	2,24	19,40		
12025	Mrk421-20	02/03/2000	-1,35	-1,06	45	17,50	8,59	8,72	19,87	0,53	0,54
12061	Mrk421+20	04/03/2000	-1,32	-1,03	45	17,53	8,06	3,22	19,33		
12027	Mrk421-20	02/03/2000	-0,68	-0,39	45	17,50	8,61	1,99	19,94	0,73	0,04
12063	Mrk421+20	04/03/2000	-0,66	-0,37	45	17,62	7,88	3,61	19,90		
12029	Mrk421-20	02/03/2000	-0,02	0,27	45	17,45	8,57	3,10	19,80	0,81	0,51
12065	Mrk421+20	05/03/2000	-0,00	0,29	45	17,60	7,76	3,75	19,29		
12126	Mrk501-20	08/03/2000	-2,45	-2,14	45	18,53	7,53	1,54	16,89	0,12	0,05
12193	Mrk501+20	11/03/2000	-2,40	-2,09	45	18,68	7,65	2,05	16,94		
Markarian 421 et 501 : 4 paires en double pointé à 11/25 km											
13317	Mrk421+20	23/02/2001	-0,01	0,28	45	17,40	7,78	4,90	17,45	0,57	0,19
13204	Mrk421+20	19/02/2001	0,03	0,35	45	18,65	8,35	3,40	17,64		
13713	Mrk501-40	21/06/2001	0,01	0,30	35	17,63	6,80	1,49	13,96	0,01	0,04
13714	Mrk501-20	21/06/2001	0,01	0,20	35	11,72	6,79	0,91	14,00		
12482	Mrk501+20	06/06/2000	0,04	0,18	40	8,78	7,45	2,21	13,96	0,54	0,33
12350	Mrk501+20	02/05/2000	0,09	0,38	42	17,45	6,91	2,13	14,00		
13408	Mrk421-20	15/03/2001	-0,24	0,06	45	17,68	7,55	3,81	16,76	0,73	1,35
12416	Mrk501+35	30/05/2000	-0,10	0,23	45	19,85	6,82	2,02	15,41		

TAB. 15.1 – Sélection de 11 paires pour études OFF-OFF hors plan galactique dans les données Mrk 421 et 501 pour des acquisitions en 3/5.

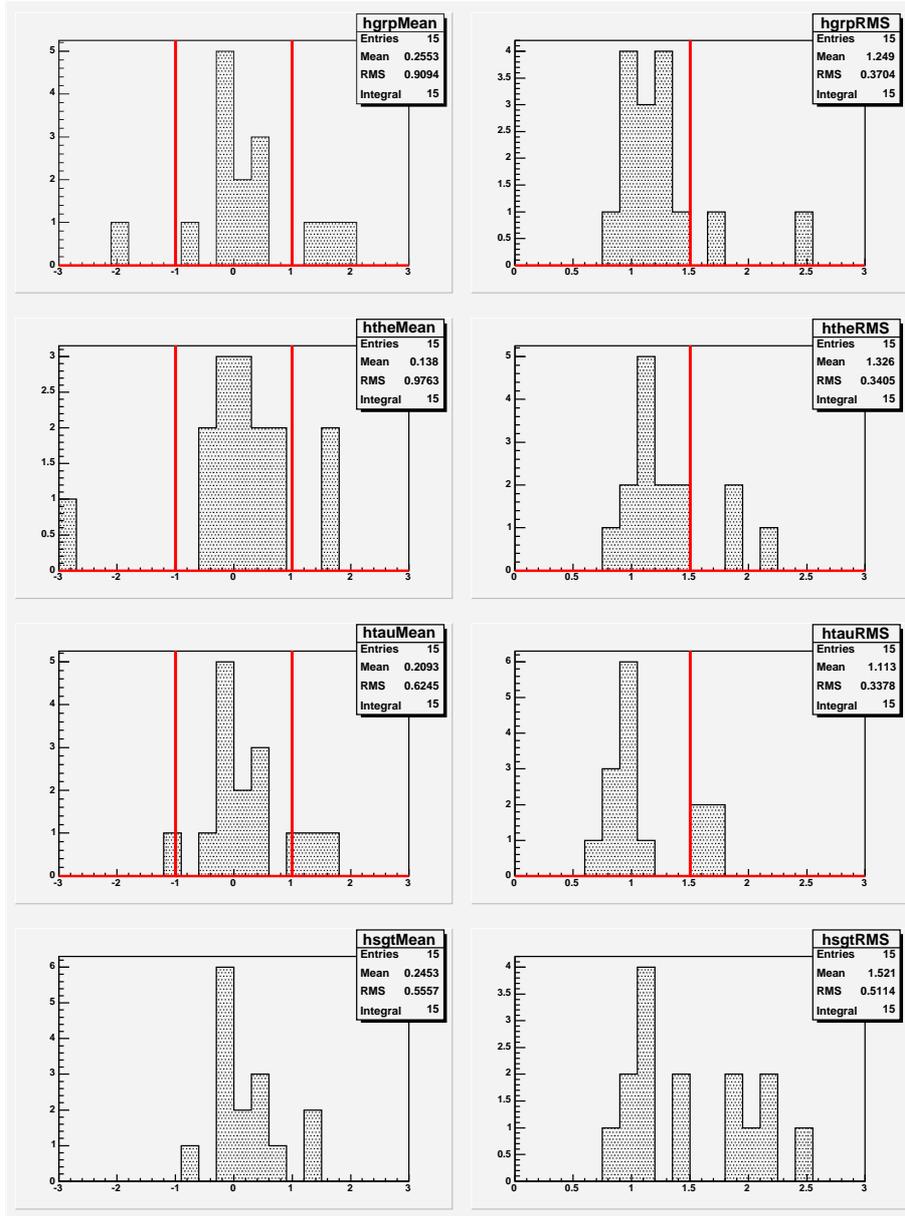


FIG. 15.3 – Distributions des moyennes (à gauche) et écarts-types (à droite) des résidus de l'écart à zéro des variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} (respectivement de haut en bas) sur une présélection de 15 paires de OFF Mrk 421 et Mrk 501. La sélection finale est obtenue en ne conservant, pour les variables σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} , que les valeurs des moyennes inférieures à 1, et des écarts-types inférieurs à 1,5.

variable d'une acquisition à l'autre². La figure 15.8 présente les distributions de chaque acquisition de la sélection SP (à gauche) et DP (à droite). Il y apparaît nettement la possibilité de réaliser, pour chaque type de pointé, un ajustement unique pour les variables σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} . Pour la variable σ_t , il y a incompatibilité entre plusieurs acquisitions, ce qui était précédemment observé sur les distributions OFF-OFF des figures 15.6 et 15.7.

²Cela imposerait de tenir compte des systématiques liées aux distributions OFF, et de les appliquer à celles du signal, autrement dit du MC gamma diffus qui n'est produit que pour une configuration idéale et stable du détecteur, ce qui n'est pas aisément réalisable

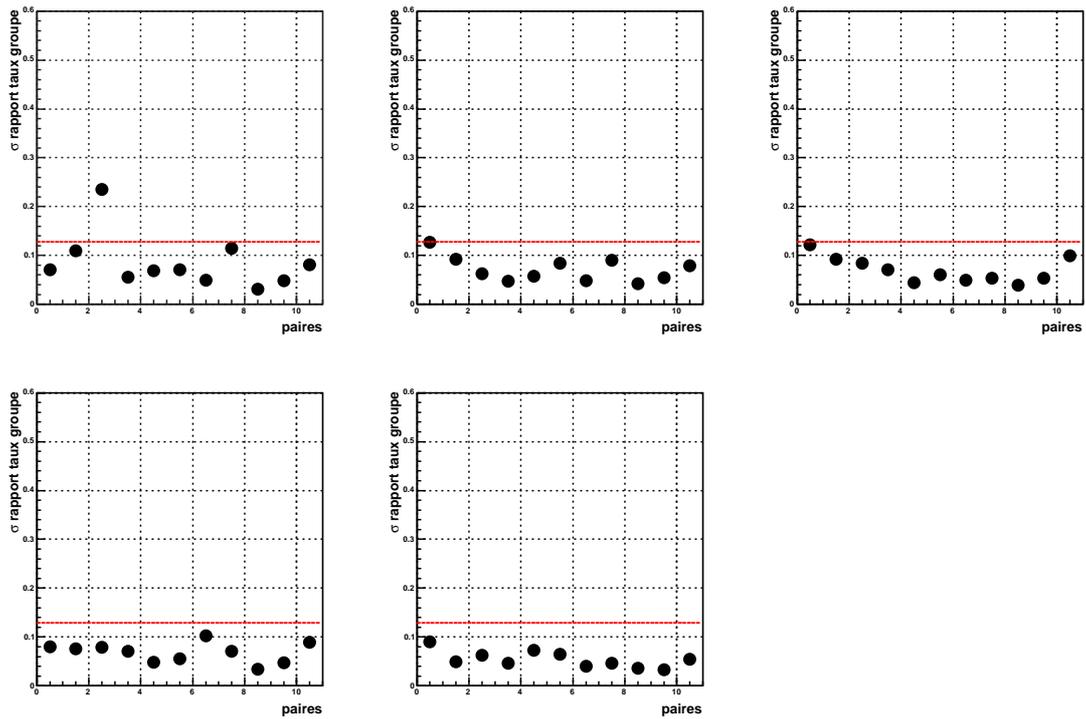


FIG. 15.4 – Écart-types des rapports relatifs des taux de chaque groupe pour chacune des 11 paires de la sélection.

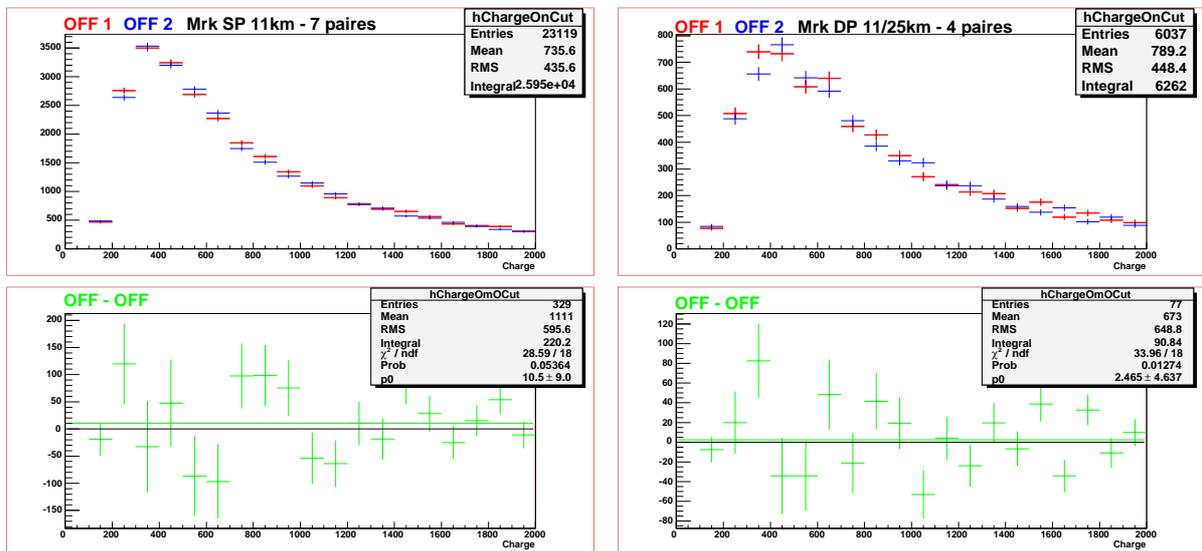


FIG. 15.5 – Distribution de la charge pour la sélection des OFF de Mrk 421 et 501, en simple et double pointé, respectivement à droite et à gauche. Les cadres du haut montrent les deux membres OFF de chaque sélection, ceux du bas la soustraction OFF-OFF, ajustée par une constante. Les valeurs des constantes p_0 et des χ^2/ndf d'ajustement sont suffisamment petits pour suggérer l'absence de signal significatif et de systématique.

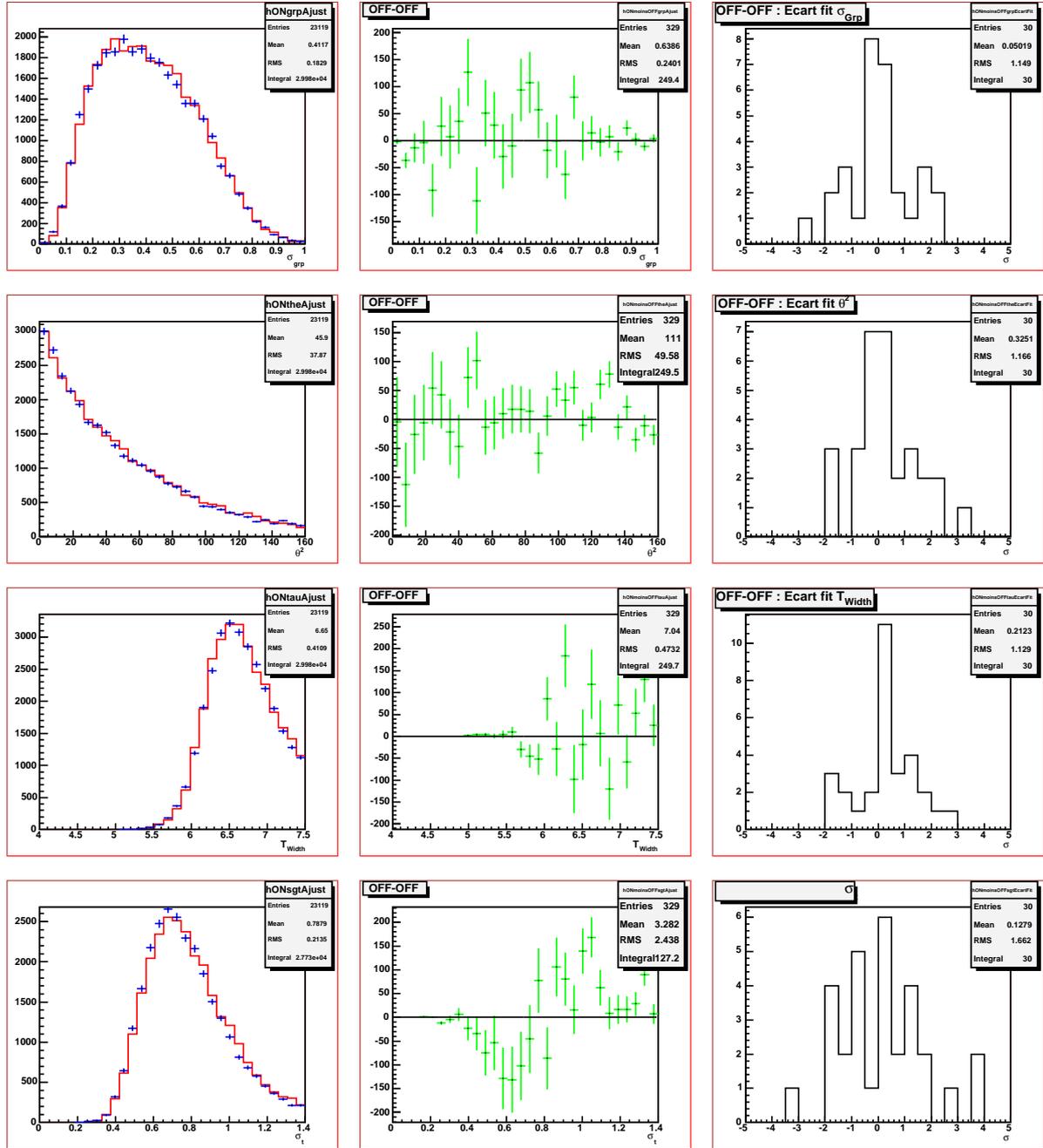


FIG. 15.6 – Distributions des variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 et T_{width} (respectivement de haut en bas) pour les OFF (à gauche), le OFF-OFF (au milieu), pour les 7 paires Mrk421 en simple pointé à 11 km. La colonne de droite présente les distributions des écarts à zéro des événements OFF-OFF à partir des histogrammes de la colonne du milieu.

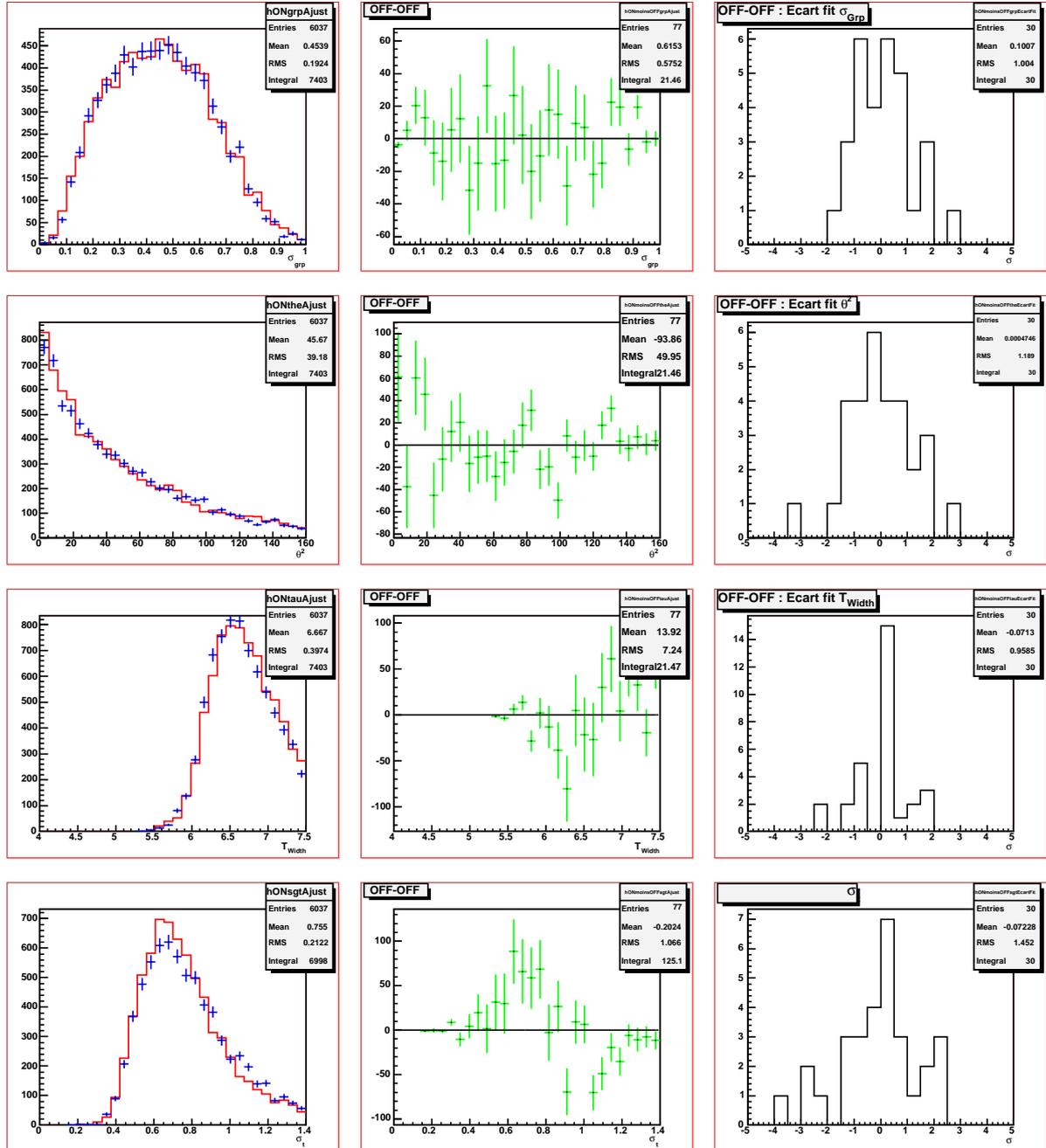


FIG. 15.7 – Distributions des variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 et T_{width} (respectivement de haut en bas) pour les OFF (à gauche), le OFF-OFF (au milieu), pour les 4 paires Mrk 421 et 501 en double pointé à 11/25 km. La colonne de droite présente les distributions des écarts à zéro des événements OFF-OFF à partir des histogrammes de la colonne du milieu.

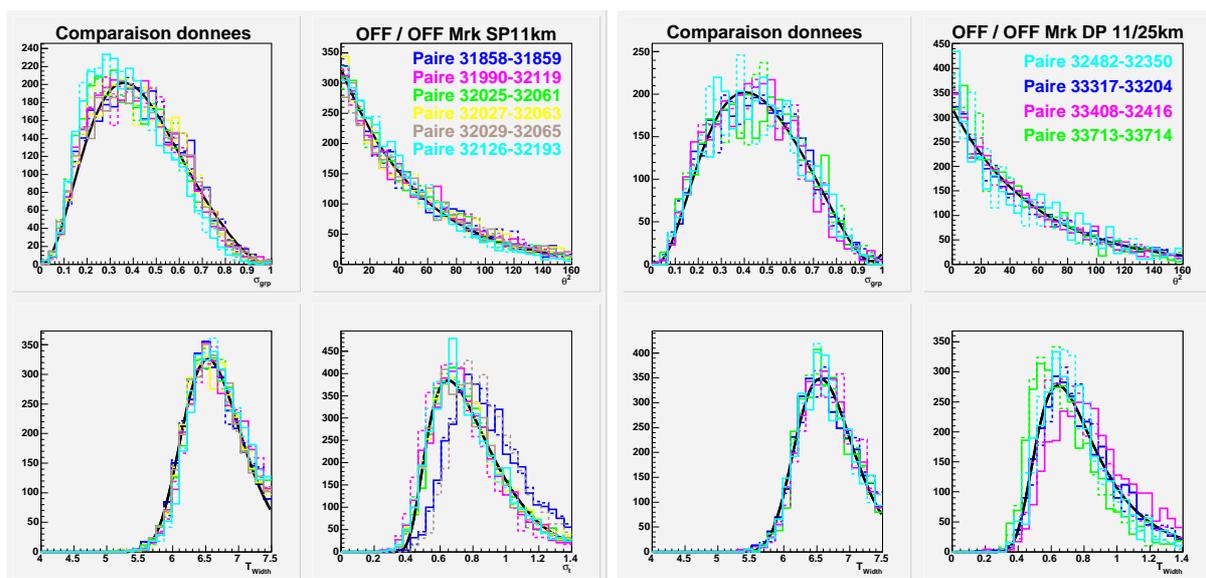


FIG. 15.8 – Comparaisons des variables discriminantes de chaque membre de chaque paire de la sélection Markarian «OFF-OFF». À gauche : acquisition en SP11km ; à droite : acquisition en DP 11/25 km. À chaque paire est affectée une couleur (voir encadrés). Les distributions des acquisitions «OFF 1» sont tracées en traits pleins, celles des «OFF 2» en pointillés. Il apparaît que toutes les distributions en σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} peuvent être ajustées par une fonction caractéristique de chaque variable (courbe noire), montrant la compatibilité des données entre elles. Seule σ_t n'est pas reproduit de manière compatible par plusieurs acquisitions, du fait de l'évolution dans le temps de la configuration du détecteur.

On remarque, particulièrement pour le SP, que les données les plus anciennes (numéro d'acquisition inférieur à 11900), certaines distributions de σ_t sont décalées vers la droite, effet expliqué par l'absence de pics fiduciaires (partie III, page 118).

Comme nous l'avons adopté au cours des chapitres précédents, nous choisissons de ne conserver dans x_{eff} que les variables σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} . Les *pdf* «hadrons» sont obtenues par ajustement des «OFF 2» des 7 paires SP, puis des 4 paires DP. La figure 15.9 présente les distributions des OFF sur lesquelles sont superposées les *pdf* «signal» et «hadrons», pour le simple et double pointé. Le caractère discriminant des 3 variables retenues est évident.

15.4 Résultats

Les distributions des x_{eff} calculées pour les distributions des 7 paires SP et des 4 paires DP sont montrées sur la figure 15.10. La soustraction OFF-OFF de ces distributions donne un résultat compatible avec zéro dans tout le domaine de validité de x_{eff} (entre 0 et 1).

Le tableau 15.2 résume les résultats obtenus pour la signification statistique du OFF-OFF pour chaque paire. Les valeurs sont comprises entre -2 et $+2 \sigma$. La figure 15.11 est une illustration de ces résultats. Les coupures d'analyse $x_{\text{eff}}^{\text{cut}} = 0,4$ pour le SP et $x_{\text{eff}}^{\text{cut}} = 0,5$ pour le DP sont celles qui permettent de maximiser le facteur de qualité de cette analyse.

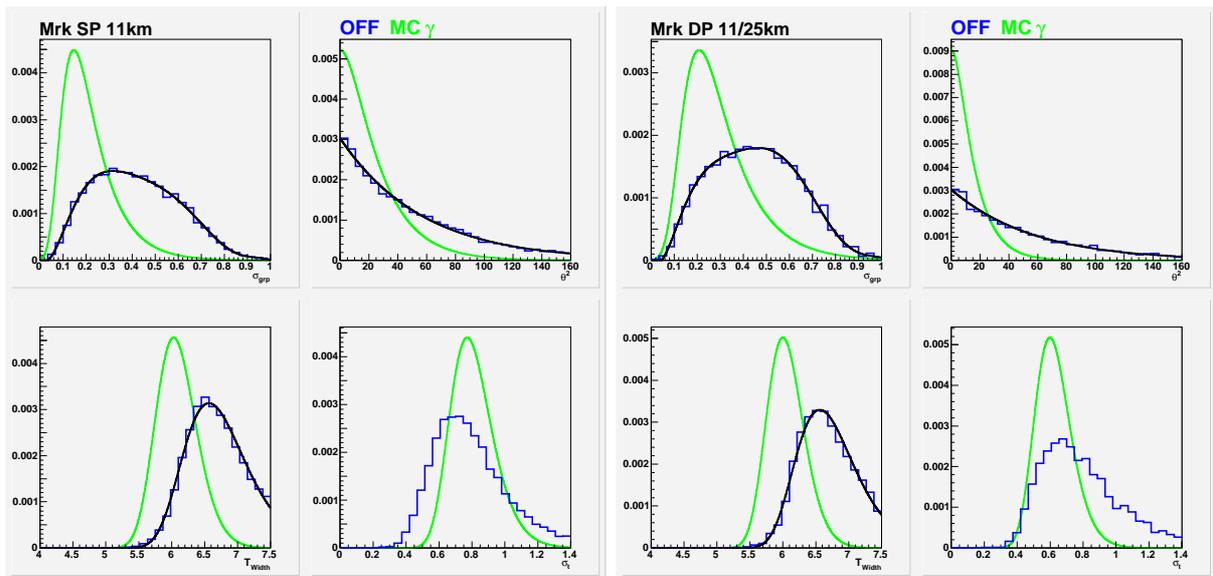


FIG. 15.9 – Distributions des variables discriminantes pour des événements «Mrk OFF 2», auxquels sont superposées les *pdf* signal (en vert) et fond (en noir). À gauche : configuration SP 11km ; à droite : configuration DP 11/25 km. L'intégrale de chaque distribution est égale à 1.

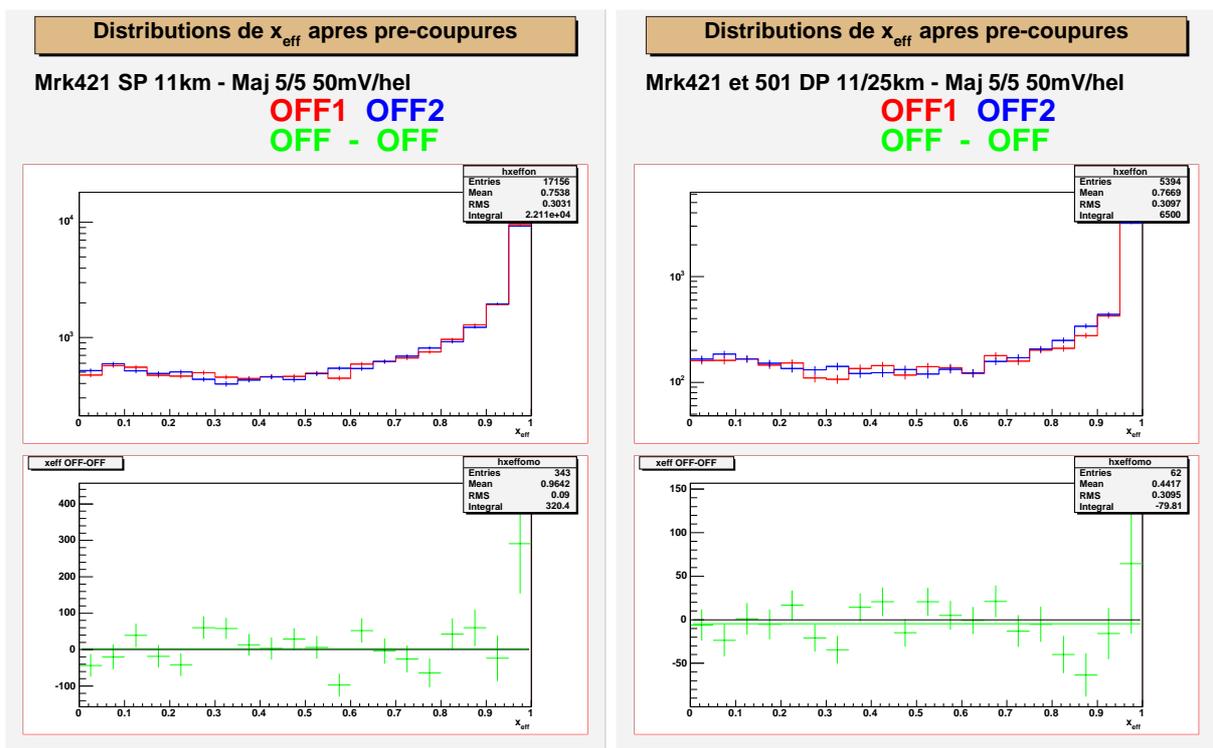


FIG. 15.10 – Distribution en x_{eff} pour la sélection des OFF de Mrk 421 et 501, en simple et double pointé, respectivement à droite et à gauche. Les cadres du haut montrent les deux membres OFF de chaque sélection, ceux du bas la soustraction OFF-OFF.

En conclusion de cette étude des paires de données OFF hors plan galactique, il est possible d'établir des critères de sélection des acquisitions et d'association des paires qui

Paire	durée (min)	Efficacités d'acquisition	Coupures standard		$x_{\text{eff}} \leq x_{\text{eff}}^{\text{cut}}$	
			$N_{\text{OFF-OFF}}$	N_{σ}	$N_{\text{OFF-OFF}}$	N_{σ}
Markarian 421 : 7 paires en simple pointé à 11 km						
11990 - 12119	17,12	0,784 - 0,743	-17 ± 27	-0,63	-57 ± 39	-1,48
11858 - 11859	13,58	0,798 - 0,805	10 ± 26	0,40	44 ± 38	1,16
12025 - 12061	15,53	0,768 - 0,771	-30 ± 29	-1,02	-65 ± 40	-1,62
12027 - 12063	16,20	0,761 - 0,763	47 ± 29	1,62	42 ± 41	1,02
12069 - 12065	16,20	0,819 - 0,820	54 ± 28	1,93	86 ± 40	2,13
12093 - 12029	14,13	0,769 - 0,772	-55 ± 25	-2,23	-79 ± 31	-2,57
12126 - 12193	15,82	0,757 - 0,740	41 ± 25	1,65	58 ± 31	1,81
Markarian 421 et 501 : 4 paires en double pointé à 11/25 km						
13317 - 13204	14,95	0,819 - 0,820	-12 ± 20	-0,58	-36 ± 37	-0,97
13713 - 13714	11,73	0,859 - 0,864	4 ± 14	0,29	17 ± 25	0,67
13408 - 12416	9,40	0,823 - 0,755	-22 ± 16	-1,32	-33 ± 28	-1,18
12482 - 12350	5,27	0,720 - 0,792	14 ± 10	1,40	30 ± 19	1,55

TAB. 15.2 – Résultats de l'analyse des lots pris en simple et double pointés des 8 paires OFF hors plan galactiques (Mrk 421 et 501). Dans le cas du SP, $x_{\text{eff}}^{\text{cut}} = 0,4$; dans le cas du DP, $x_{\text{eff}}^{\text{cut}} = 0,5$.

permettent de minimiser les effets systématiques. Dans le chapitre suivant nous utiliserons ces critères pour la recherche du signal diffus provenant de la région galactique proche de la nébuleuse du Crabe. Il convient enfin de mentionner que les calculs des N_{σ} ont été effectués de manière simplifié dans le cadre de cette analyse, ce qui a amené une certaine surestimation de leurs valeurs. Toutefois, les valeurs des significations statistiques présentées dans le tableau 15.2 n'étant pas significatives, il n'a pas été indispensable de procéder au calcul exact de ces valeurs pour confirmer la possibilité d'association par paires telle que nous la recherchons.

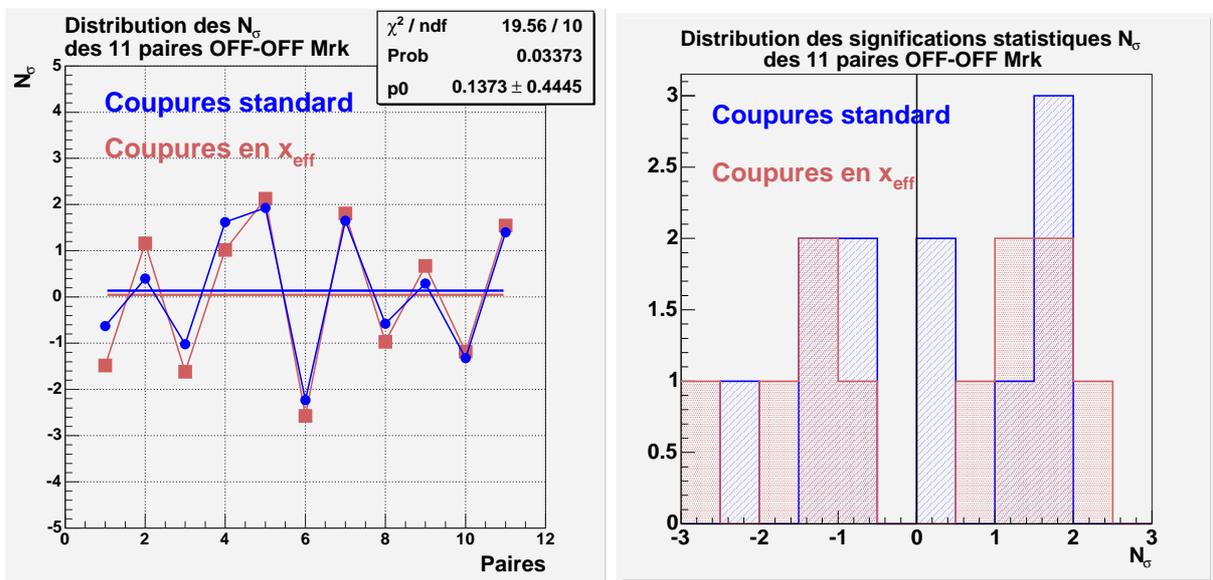


FIG. 15.11 – Distributions des valeurs des significations statistiques de chacune des 11 paires de la sélection Markarian OFF-OFF.

Chapitre 16

Analyse OFF-OFF dans le plan galactique

16.1 Sélection des données

Les critères de sélection des données pour la construction des paires « $OFF_{gal} - OFF_{hgal}$ » des OFF «Crabe», visant à mettre en évidence un excès d'événements dans les régions les plus proches de l'équateur galactique, se doivent d'être identiques à ceux définis lors de l'étude «OFF-OFF Mrk», afin que la méthode OFF-OFF reste valide. La contrainte supplémentaire sera de positionner à la place des «OFF 1» les acquisitions dont la latitude galactique est la plus faible (chapitre 12, p. 173). Cependant, à cause de l'histoire de l'expérience, les données «Crabe» disponibles pour le « $OFF_{gal} - OFF_{hgal}$ » sont plus anciennes que les données «Markarian» utilisées pour la validation de notre méthode. Nous avons donc dû travailler avec des données de moins bonne qualité pour aboutir à l'analyse présentée dans ce chapitre. C'est ainsi que les valeurs de certains critères, comme l'écart-type des rapports des taux des groupes, ont été acceptées bien qu'elles dépassaient celles imposées au précédent chapitre, à condition que ce ne soit que de manière raisonnable.

Le tableau 16.1 présente les acquisitions pouvant être associées en paires suivant les critères de seuil, de différence des courants et des différences des taux de comptage, ajoutés à nos critères de sélection standard définis à la section 15.2 (p. 214). Après application des nouveaux critères définis pour les observations hors plan galactique décrites dans le chapitre précédent, il nous reste 7 paires, représentées en bleu sur le tableau 16.1. Ces 7 paires constituent donc la sélection dont nous présentons les analyses dans ce dernier chapitre. Le tableau 16.2 regroupe ces données, avec les valeurs des nouveaux critères de sélection :

- écart-type des rapports des taux des groupes $\lesssim 0,2$;
- $\chi^2/ndf \lesssim 2$ pour le OFF-OFF de la distribution de la charge ;
- moyenne et écart-type des résidus des variables discriminantes respectivement inférieurs à 1 en valeur absolue et à 1,5.

La figure 16.1 montre que le critère demandant que pour chaque paire 4 groupes sur 5 aient un écart-type du rapport relatif des taux de comptage inférieur à 0,15 n'est pas complètement vérifié, avec une paire dont le deuxième plus mauvais σ est égal à 0,22.

NoRun	Pointé (km)	OFF		Angles Horaires début/fin		Seuil (mV)	Δi (μA)	Δ Taux (Hz)
		1	2	OFF 1	OFF 2			
11137-11454	11	+35	-20	-0,84 / -0,51	-0,74 / -0,42	40	1,1	0,9
11320-11311	11	+20	-20	+1,08 / +1,37	-1,37 / -1,07	45	0,7	0,1
11332-11330	11	+20	-20	-0,62 / -0,33	-0,62 / -0,33	42	0,6	0,4
11440-11311	11	+20	-20	+1,18 / +1,41	-1,37 / -1,07	45	0,6	0,5
11440-11542	11	+20	-40	+1,18 / +1,41	-1,40 / -1,10	45	0,4	1,1
11459-11454	11	+20	-20	+0,41 / +0,72	-0,74 / -0,42	40	0,2	0,3
11482-11518	11	+20	-20	+0,16 / +0,46	-0,50 / -0,19	40	1,1	0,8
11521-11298	11	+20	-20	-0,16 / +0,15	-0,14 / +0,14	45	0,7	0,1
11545-11277	11	+35	-15	-1,32 / -0,93	-1,26 / -1,04	45	0,1	0,8
11545-11311	11	+35	-20	-1,32 / -0,93	-1,37 / -1,07	45	1,1	0,9
11545-11516	11	+35	-20	-1,32 / -0,93	-1,17 / -0,86	45	0,9	0,4
11545-11543	11	+35	-20	-1,32 / -0,93	-1,41 / -1,10	45	1,0	0,1
11549-11311	11	+20	-20	+0,98 / +1,29	-1,37 / -1,07	45	0,8	0,4
11960-11276	11	+20	-20	+1,26 / +1,56	-1,58 / -1,28	45	0,4	1,0
11960-11294	11	+20	-20	+1,26 / +1,56	-1,49 / -1,18	45	0,6	1,2
11964-11296	11	+20	-20	+0,57 / +0,87	-0,81 / -0,52	45	0,4	0,2
11979-11542	11	+20	-40	+1,04 / +1,33	-1,42 / -1,10	45	0,6	0,5
12863-14029	11/25	+20	-20	-1,47 / -1,17	-1,28 / -0,97	45	1,5	1,1
14010-14027	11/25	+20	-20	-2,16 / -1,92	-1,95 / -1,64	45	0,8	0,6

TAB. 16.1 – Paires candidates à l'étude OFF-OFF Crabe à partir de nos critères de sélection. Majorité d'acquisition 3/5.

Toutefois, la présence d'autres critères de sélection montrant la stabilité des données nous permet de conserver cette paire.

Par ailleurs, le critère sur la charge a été vérifiée paire par paire, comme dans le cas des données «Mrk». Le χ^2/ndf le plus mauvais étant égal à 2,13 dans l'ajustement du OFF-OFF de la charge, nous considérons que ce critère est satisfait pour chacune des 7 paires de notre sélection. La figure 16.2 montre pour les 7 paires les distributions globales de la charge des deux OFF, ainsi que leur différence.

NoRun	Pointé (km)	O F F		durée (min)	χ^2/ndf OFF-OFF charge	2^e σ rapport taux groupes	μ_{\max} des var. discr.	σ_{\max}
		1	2					
11521-11298	11	+20	-20	17,17	1,50	0,11	0,34	1,02
11320-11311	11	+20	-20	16,93	1,10	0,17	0,29	1,29
11332-11330	11	+20	-20	17,29	0,65	0,05	-0,11	1,22
11440-11311	11	+20	-20	11,18	2,13	0,22	-0,17	1,09
11459-11454	11	+20	-20	18,13	1,64	0,17	0,36	1,27
11545-11543	11	+35	-20	12,88	1,14	0,10	0,07	0,85
11964-11296	11	+20	-20	14,98	1,92	0,16	-0,63	1,17

TAB. 16.2 – Paires constituant la sélection finale pour la recherche des gamma diffus. Configuration SP 11 km, majorité d'acquisition 3/5.

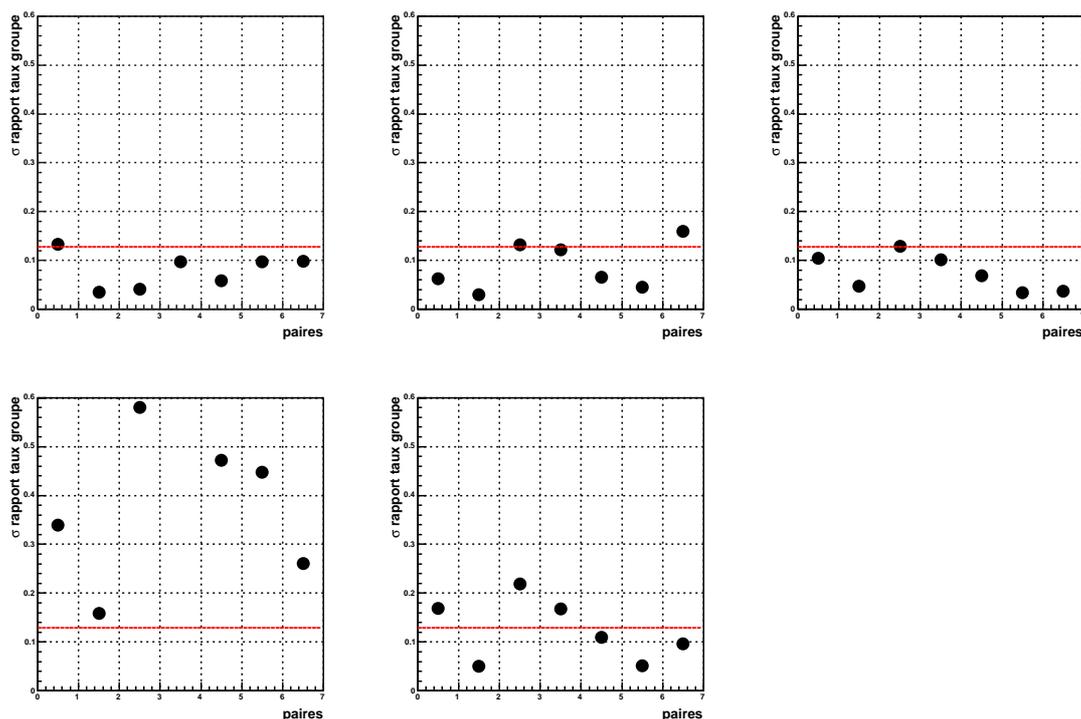


FIG. 16.1 – Écart-types des rapports normalisés des taux de chaque groupe pour chacune des 7 paires de la sélection «OFF Crabe». La ligne horizontale représente la valeur limite de $\sigma \leq 0,13$ donnée lors de l'étude des «OFF-OFF Mrk» pour au moins 4 groupes sur 5.

16.2 Analyse des paires

La figure 16.3 montre les distributions des OFF, ON-OFF et résidus du ON-OFF. Comme dans le cas du OFF-OFF hors plan galactique, nous avons retenu les 7 paires passant les critères de sélection sur les moyennes et écart-types des distributions de résidus que nous avons précédemment définis.

La figure 16.4 montre les distributions des variables discriminantes par rapport aux paramétrisations des variables utilisées dans le calcul de x_{eff} . Ces histogrammes démontrent la stabilité des formes des variables¹, et, comme dans le cas des «OFF Mrk», il n'est pas nécessaire de déterminer des *pdf* spécifiques à chaque acquisition ou à chaque paire.

La figure 16.5 présente les *pdf* obtenues à partir des OFF et des MC gamma diffus, pour deux valeurs différentes de l'indice spectral ID.

16.3 Résultats

À partir des analyses des données OFF et des simulations de gamma diffus réalisées au chapitre 14 (p. 205), nous appliquons les coupures d'analyse telles qu'elles ont pu être optimisées quant au rejet hadronique. Dans le cadre d'une analyse standard (figure 11.4 (*droite*), p. 161), ces coupures sont les suivantes :

¹Le caractère ténu des gamma diffus, présents dans les «OFF 1», ne peut vraisemblablement pas modifier la forme des distributions

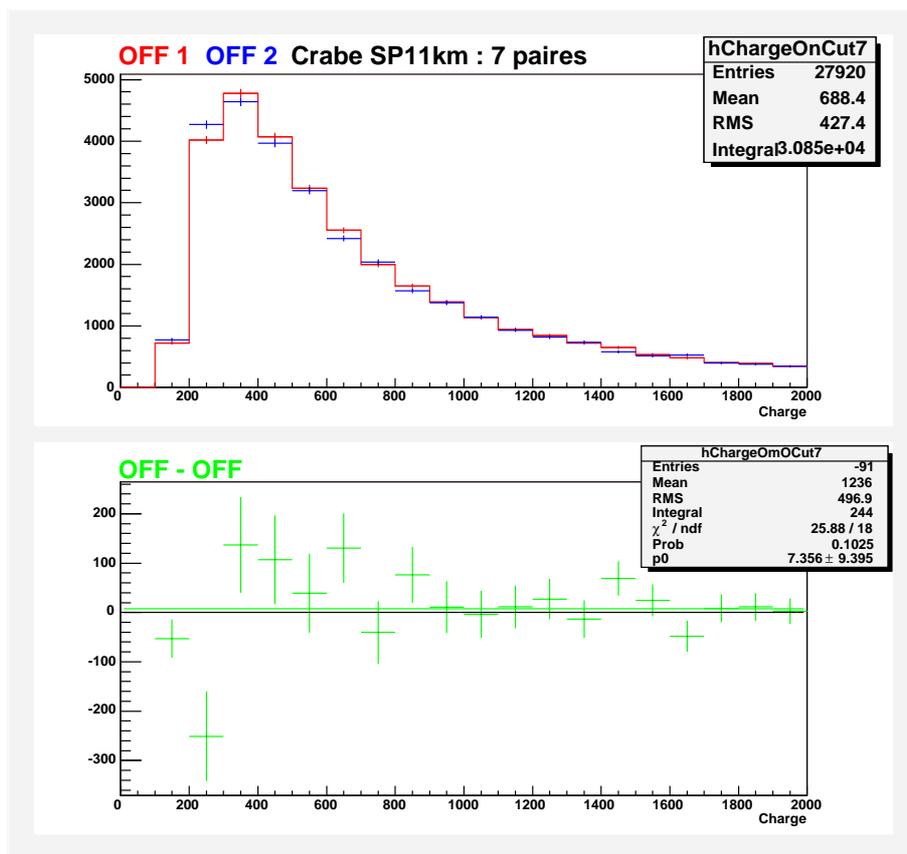


FIG. 16.2 – Distributions de la charge des 7 paires «OFF-OFF Crabe» pour la recherche du signal diffus après déclenchement logiciel et coupures de pré-analyse. En rouge est représenté le «OFF plan galactique», en bleu le «OFF hors plan galactique», en vert le «OFF-OFF».

$$\begin{cases} 0 \leq \sigma_{grp} \leq 0,3 \\ 0 \leq \theta^2 \leq 30,0 \\ 0 \leq T_{Width} \leq 6,4 \end{cases}$$

L'analyse standard nous sera encore utile afin d'en comparer les résultats à ceux obtenus avec la variable x_{eff} , pour des pointés proches de la direction de l'antcentre galactique. Rappelons que la coupure optimale lors de l'analyse avec x_{eff} est égale à 0,35 pour les différentes valeurs étudiées de l'indice spectral des gamma diffus.

La figure 16.6 présente les distributions de x_{eff} des paires OFF 1 et 2 et de la soustraction « $OFF_{gal} - OFF_{hgal}$ ». Aucun excès n'est observé dans le domaine complet de x_{eff} .

Les résultats sur les significations statistiques obtenues à partir de ces deux analyses se trouvent dans les tableaux 16.3 et 16.4, illustrés par la figure 16.7. Les valeurs de N_{σ} des différentes paires ont été calculées rigoureusement à partir de la formule 7.2 (p. 85). De plus, les valeurs des N_{σ} de l'ensemble complet des 7 paires ont dû être calculées en tenant compte de la présence d'une même acquisition — la 31311 — comme « OFF_{hgal} » de deux paires (voir annexe C).

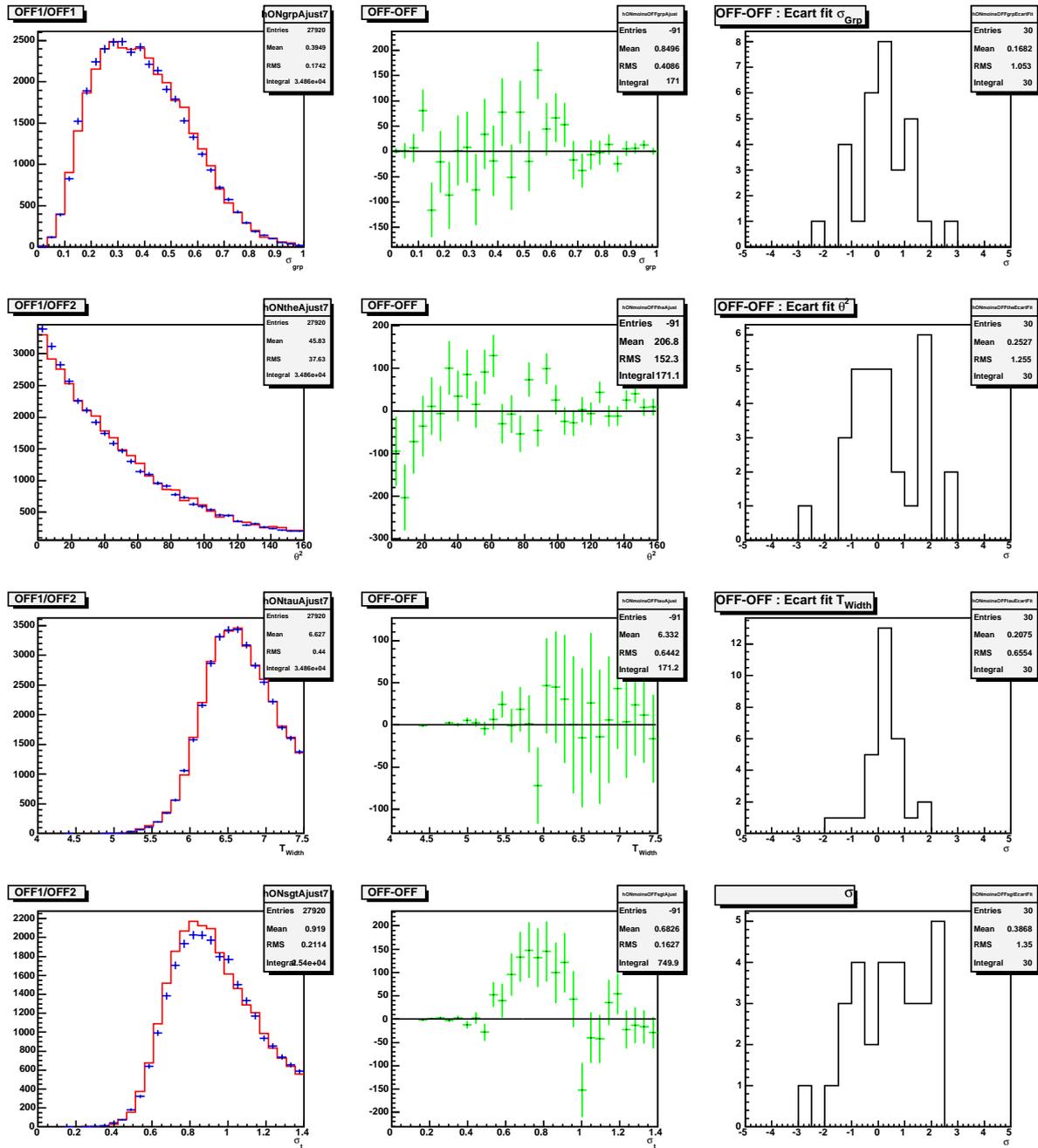


FIG. 16.3 – Distributions des quatre variables discriminantes des 7 paires pour la recherche du signal diffus. De haut en bas : σ_{grp} , θ^2 , T_{Width} et σ_t . Colonne de gauche : distribution du «OFF plan galactique» (en traits plein rouges), du «OFF hors plan galactique» (en bleu) ; colonne du milieu : distribution du OFF-OFF (en vert) avec ajustement par une constante ; colonne de droite : distributions des écarts à zéro des événements OFF-OFF à partir des histogrammes de la colonne du milieu.

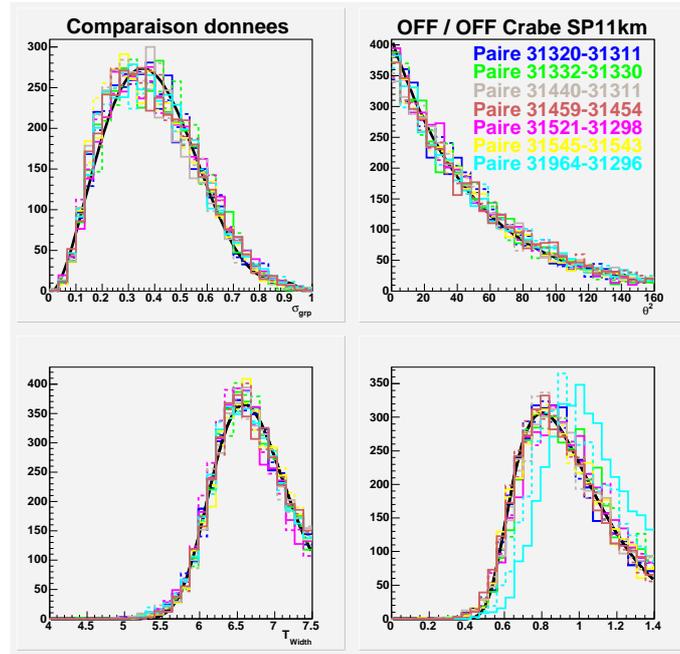


FIG. 16.4 – Comparaisons des variables discriminantes de chaque membre de chaque paire de la sélection Crabe «OFF-OFF» en SP11km. À chaque paire est affectée une couleur (voir encadrés). Les distributions des acquisitions «OFF 1» sont tracées en trait plein, celles des «OFF 2» en pointillés. Il apparaît que toutes les distributions en σ_{grp} , θ^2 , T_{Width} et σ_t peuvent être ajustées par une fonction caractéristique de chaque variable (courbe noire), montrant la compatibilité des données entre elles.

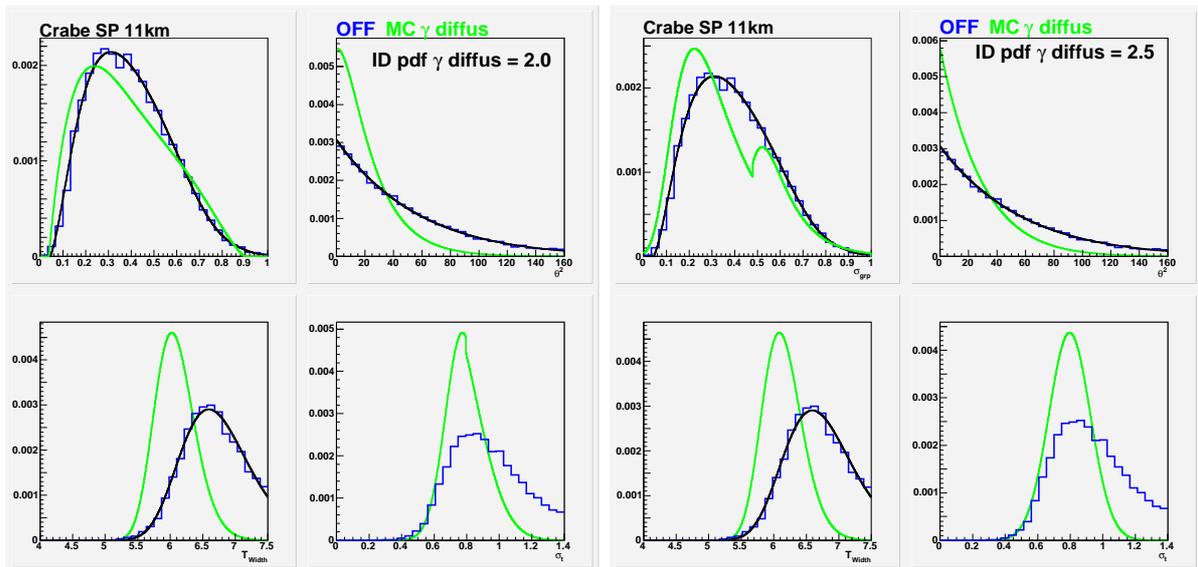


FIG. 16.5 – Distributions des variables discriminantes pour les événements «OFF 2», auxquels sont superposées les *pdf* signal (en vert) et fond (en noir). À gauche : MC gamma diffus avec ID = -2,0 ; à droite avec ID = -2,5.

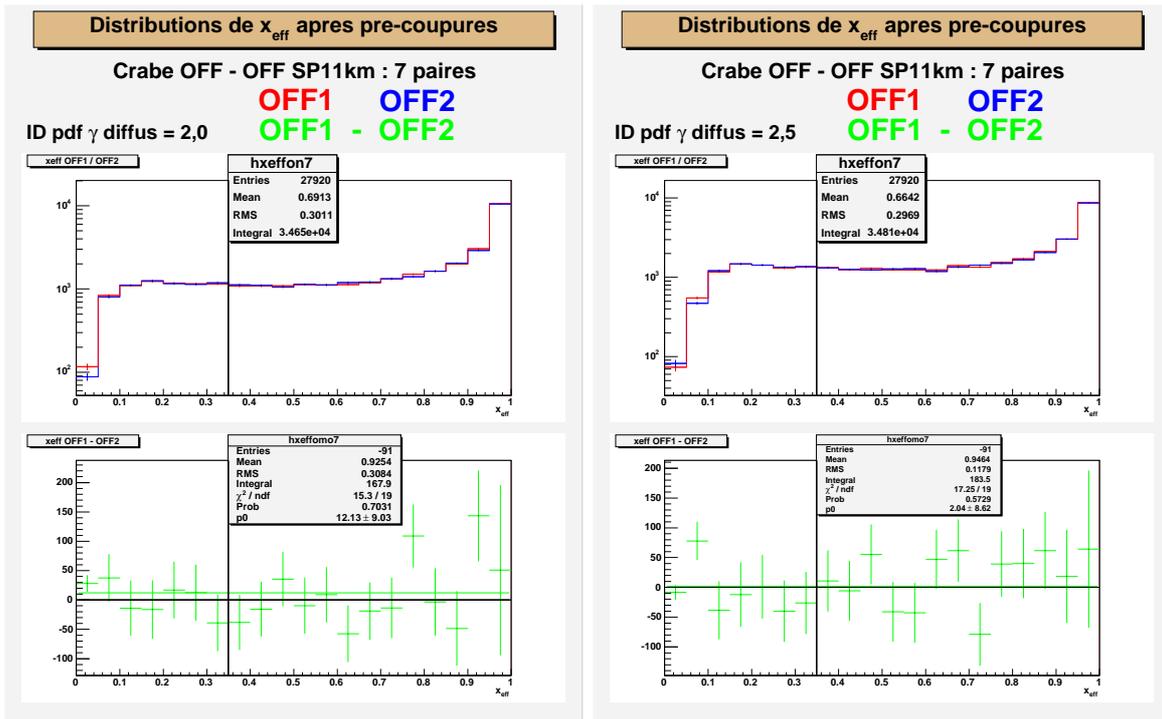


FIG. 16.6 – Distribution en x_{eff} pour une variable composée de σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} , avec $\eta = 0,5$, pour des *pdf* construites avec des MC gamma diffus d’ID=2,0 (à gauche) et d’ID=2,5 (à droite). Les cadres du haut montrent les deux membres OFF de chaque sélection, ceux du bas la soustraction OFF-OFF.

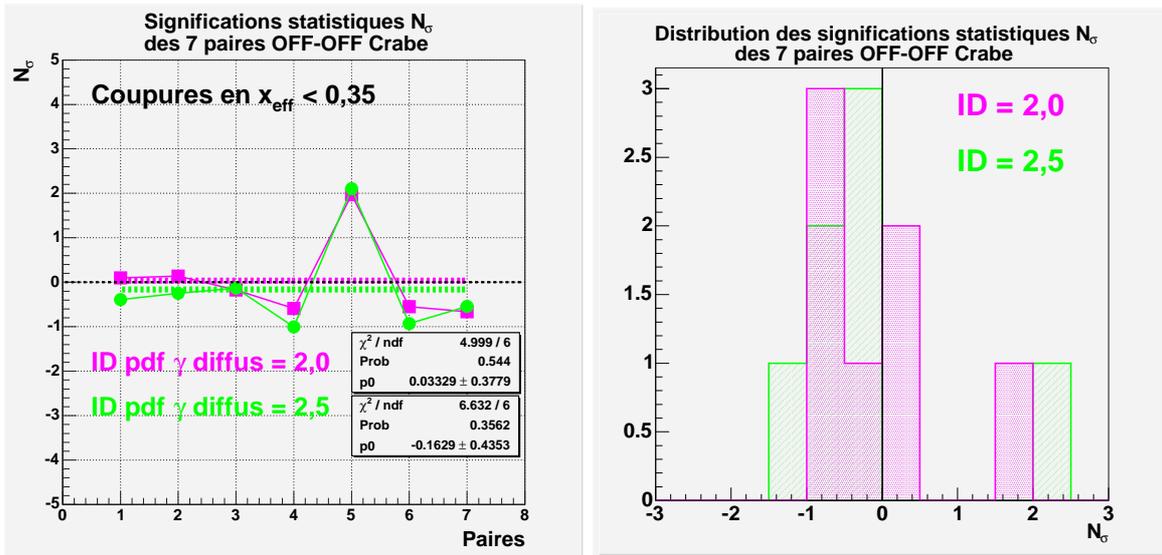


FIG. 16.7 – Distributions des valeurs des significations statistiques de chacune des 7 paires de la sélection Crabe OFF-OFF. Deux indices spectraux différentiels sont pris en compte pour deux lots différents de *pdf*.

Paire	durée (min)	Coupures standard		$x_{\text{eff}} \leq 0,35$ ID pdf = -2,0		$x_{\text{eff}} \leq 0,35$ ID pdf = -2,5	
		$N_{\text{OFF-OFF}}$	N_{σ}	$N_{\text{OFF-OFF}}$	N_{σ}	$N_{\text{OFF-OFF}}$	N_{σ}
Crabe OFF-OFF : 7 paires en simple pointé à 11 km							
11320-11311	16,93	-37 ± 27	-1,07	5 ± 33	0,10	-20 ± 34	-0,39
11332-11330	17,35	-18 ± 26	-0,55	7 ± 35	0,14	-13 ± 36	-0,25
11440-11311	11,18	-13 ± 22	-0,46	-7 ± 29	-0,17	-6 ± 29	-0,14
11459-11454	18,13	-9 ± 30	-0,24	-33 ± 39	-0,59	-59 ± 41	-1,00
11521-11298	17,37	72 ± 29	1,94	113 ± 37	1,97	125 ± 38	2,10
11545-11543	13,20	-31 ± 26	-0,98	-25 ± 34	-0,55	-45 ± 35	-0,93
11964-11296	14,28	19 ± 27	-0,56	-34 ± 36	-0,66	-29 ± 36	-0,54
Total	108,42	-16 ± 71	-0,17	26 ± 92	0,17	-46 ± 95	-0,32

TAB. 16.3 – Résultats de l'analyse des 7 paires OFF-OFF.

	total	pré-analyse	coupures standard	$x_{\text{eff}} \leq 0,35$	
				ID = 2,0	ID = 2,5
N_{OFF1}	169869	34863	3131	6763	7337
N_{OFF2}	168499	34692	3147	6737	7383
$N_{\text{OFF1}} - N_{\text{OFF2}}$	-	-	-16 ± 71	26 ± 92	-46 ± 94
N_{σ}	-	-	-0,17	0,17	-0,32

TAB. 16.4 – Nombre total d'événements et signification statistique de l'analyse des 7 paires OFF-OFF.

En conclusion, la distribution des significations statistiques des quatre paires est compatible avec zéro. Cette sélection, représentant 108 minutes d'observation, nous permet de mettre une limite supérieure sur le flux des gamma diffus, connaissant le taux attendu par CELESTE, compris entre 0,18 et 1,45 gamma/min, selon le modèle spectral.

16.4 Limite sur le flux des gamma diffus galactiques

Rappelons la formule qui nous a permis d'estimer la signification statistique des gamma diffus, en fonction de leur flux attendu, calculé avec le MC suivant les modèles spectraux :

$$N_{\sigma} = Q \frac{n_0(ID)}{\sqrt{2 n_{\text{OFF}}}} \sqrt{T}.$$

Les résultats obtenus indiquent l'absence de signal (tableau 16.3). Nous pouvons cependant donner une limite supérieure à 95 % de niveau de confiance (signification statistique

de 2σ) sur le flux des gamma diffus à 100 GeV, énergie typique de CELESTE.

Ainsi, en utilisant le modèle spectral en 2,05, estimant la sensibilité de CELESTE aux gamma diffus à 1,45 gamma/min au déclenchement, nous pouvons écrire :

$$N_\sigma = 2 \iff Q \frac{n_0^{UL}(ID)}{\sqrt{2} n_{OFF}} \sqrt{T} = 2,$$

où n_0^{UL} est la limite supérieure sur le taux de déclenchement aux gamma diffus. Ainsi :

$$n_0^{UL} = \frac{2}{Q} \sqrt{\frac{2 n_{OFF}}{T}} = \frac{2}{1,39} \sqrt{\frac{2 \times 25,90}{108,42 \times 60}} = 0,13 \text{ } \gamma/s = 7,7 \text{ } \gamma/min.$$

Nous multiplions ce résultat par 1,5, ce qui nous permet de prendre en compte la présence de signal dans les OFF à latitude galactique autour de 10° . Ainsi, $7,7 \times 1,5 = 11,6 \text{ } \gamma/min$. Ce dernier résultat est près de 8 fois au-dessus des prévisions du modèle du spectre de gamma diffus avec $ID = 2,05 \simeq 2,0$ (gamma produits par spectre dur d'électrons). Ce modèle nous a fournit l'expression suivante pour le flux différentiel (chapitre 2.2, p. 37) :

$$\frac{d\phi}{dS dt d\Omega dE} = 8,3 \cdot 10^{-4} \times \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right)^{-2,05} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1}.$$

Nous déduisons, par une règle de trois :

$$\phi_0^{UL}(10 \text{ GeV}) \equiv \phi_0^{UL} = 6,6 \times 10^{-3} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1},$$

Ainsi, par notre analyse avec CELESTE, nous pouvons donner la limite supérieure :

$$\phi_0^{UL}(100 \text{ GeV}) = \phi_0^{UL} \times \left(\frac{100}{10 \text{ GeV}} \right)^{-2,0} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1},$$

$$\text{soit } \phi_0^{UL}(100 \text{ GeV}) = 6,6 \times 10^{-5} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1}.$$

Afin de porter ce point la figure du spectre différentiel $\times E^2$ de [70], nous noterons :

$$\phi_0^{UL}(100 \text{ GeV}) = 6,6 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}. \quad (16.1)$$

Toutefois, rappelons que la région observée par CELESTE et pour laquelle nous donnons la limite supérieure n'est qu'une partie de la région du plan galactique hors centre galactique dont les modèles de flux sont représentés sur la figure 16.8. Nous avons constaté les différences globales des valeurs des flux mesurés par EGRET se rapportant à ces différentes régions sur la figure 2.9 (p. 43). C'est pourquoi, la comparaison de la normalisation des flux attendus entre la région R2 de Milagro (dont le flux attendu est sensiblement comparable à celui de la région observée par CELESTE) nous donne le facteur 1,35 à appliquer à notre limite supérieure pour la présenter comme une extrapolation à cette plus grande région du plan galactique dont le flux a été modélisé par Strong, Moskalenko et Reimer. Notre limite supérieure :

$$\begin{aligned} \phi_0^{UL}(100 \text{ GeV}) \times 1,35 &= 6,6 \times 1,35 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}. \\ &= 8,9 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}. \end{aligned}$$

est portée sur la figure 16.8.

Calculons maintenant le flux intégral limite donné par n_0^{UL} :

$$\phi_{int}^{UL}(E > 100 \text{ GeV}) = \phi_0^{UL} \times \int_{100 \text{ GeV}}^{\infty} \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}} \right)^{-2,05} dE \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1},$$

Soit :

$$\phi_{int}^{UL}(E > 100 \text{ GeV}) \simeq 6,6 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (16.2)$$

La limite supérieure du flux intégral est portée sur la figure 16.9, en comparaison avec les données EGRET et la limite supérieure de Milagro dans la région R2, où l'intensité du flux gamma diffus est considérée comme comparable à celles des OFF «hgal» de CELESTE.

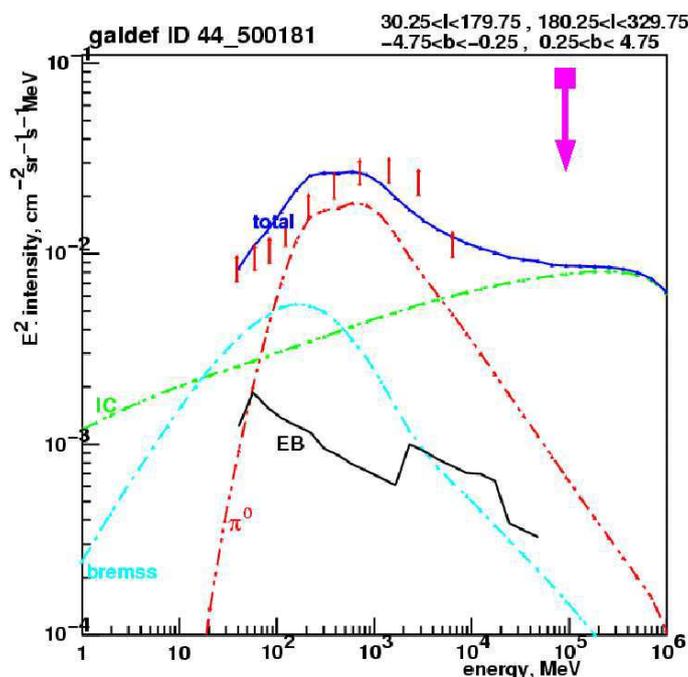


FIG. 16.8 – Limite supérieure de CELESTE pour le flux différentiel $\times E^2$ des gamma diffus à 100 GeV (en fushia), dans le cas du modèle spectral d'indice différentiel 2,05 (gamma produits par spectre dur d'électrons).

Le résultat obtenu n'apporte pas de contrainte sur les modèles proposés. Toutefois, il faut remarquer que l'analyse présentée dans cette thèse a dû être restreinte à un lot de données de 108 min seulement, ce qui représente peu par rapport aux lots de données OFF initialement disponibles (tableau 12.1, p. 175). Cette analyse validée est une perspective d'études futures intéressantes sur les télescopes Tcherenkov en service actuellement, et à venir. De plus, des campagnes d'observation spécifiquement dédiées à l'observation du plan galactique ne pourrait qu'améliorer la quantité de données disponibles.

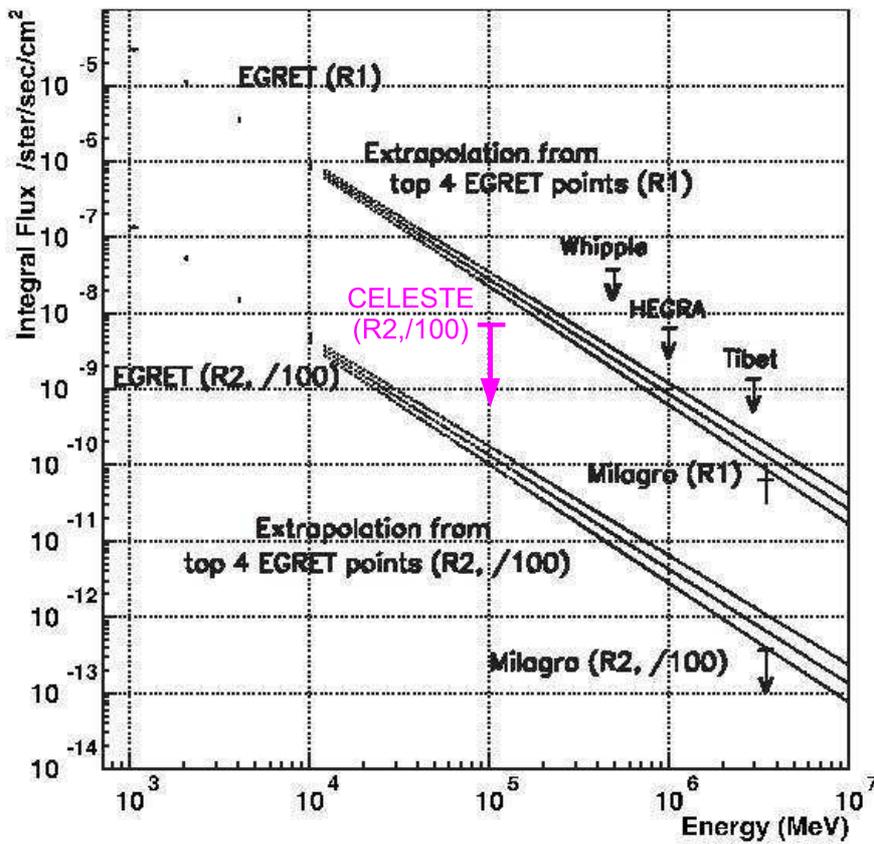


FIG. 16.9 – Limite supérieure de CELESTE au flux intégral des gamma diffus à 100 GeV (en fushia), dans le cas du modèle spectral d'indice différentiel 2,05 (gamma produits par spectre dur d'électrons). La valeur de cette limite, se rapportant à la région R2 ($l \in [140^\circ, 200^\circ]$, $b \in [-5^\circ, +5^\circ]$), est divisée par 100, comme les mesures et le modèle du bas, afin de permettre la superposition des flux des deux régions R1 et R2 sur le même graphe. Figure adaptée de [6].

Conclusion générale et perspectives

L'étude de l'émission gamma diffuse galactique est un sujet d'intérêt majeur en astronomie gamma au-delà du GeV. En effet, elle permet de comprendre les mécanismes d'accélération et de propagation des rayonnements cosmiques chargés de notre Galaxie. Elle renvoie également à l'étude du rayonnement des restes de supernovae et des nuages moléculaires, ou de la production éventuelle de photons par des sources exotiques inconnues telles que la matière noire. En effet, un signal d'annihilation de particules supersymétriques qui constituerait cette matière noire pourrait être une composante de l'émission gamma diffuse.

Les données actuelles au-delà de 10 GeV sont peu nombreuses, et ne concernent que certaines régions du ciel. Outre les données d'EGRET dont les barres d'erreur deviennent importantes à 30 GeV, HESS a détecté le flux en provenance du centre galactique au-dessus de 170 GeV et Milagro dans la région du bras du Cygne, au-dessus de 3,5 TeV. Des limites supérieures ont été établies par Whipple, HEGRA, Tibet, et encore Milagro, dans certaines régions du plan galactique, dans la gamme d'énergie 500 GeV-10 TeV.

CELESTE a ouvert la voie des détecteurs au sol ayant un seuil en énergie inférieur à 100 GeV. Cette expérience a permis d'étudier le flux de la nébuleuse du Crabe et des blazars Mrk 421 et Mrk 501 dans le domaine encore inexploré entre 30 et 300 GeV.

Le principe des prises de données consistait à associer à chaque acquisition sur les sources observées une acquisition hors-source (OFF) afin de soustraire le fond hadronique isotrope. C'est dans ces données OFF que nous avons entrepris de rechercher la composante diffuse de l'émission gamma galactique, par la construction de paires OFF-OFF dont l'un des membres est situé proche de l'équateur galactique, où le maximum d'émission gamma est attendu. Cet objectif était ambitieux et difficile à mettre en œuvre, car il n'y a pas eu de prises de données dédiées à l'observation du signal diffus. Le travail a consisté à associer des acquisitions prises à des dates différentes, dans des conditions de pointé, de configuration de l'instrument, et de transparence de l'atmosphère aussi similaires que possible.

La méthode d'analyse utilisée est basée sur un estimateur composé construit à partir de variables discriminantes. Des études détaillées ont été nécessaires afin d'optimiser les quantités définissant cette analyse, et particulièrement la production de nombreux lots de simulations des particules et des photons déclenchant le détecteur. Les comparaisons de MC gamma en provenance de la nébuleuse du Crabe et du blazar Markarian 421 avec les données ON-OFF ont permis de valider l'accord entre simulations et données, après réglage d'un certain nombre de paramètres. Par contre, les MC hadroniques donnant une mauvaise description du fond, nous avons utilisé les données OFF pour paramétrer les *pdf* du fond hadronique, en gardant le MC gamma diffus comme représentatif du signal recherché. La simulation nous a également permis d'estimer le taux de gamma diffus attendu, situé entre 0,2 et 1,5 gamma/min, selon l'indice spectral des gamma diffus considéré.

Notre travail d'association par paires OFF-OFF a été réalisé en deux étapes. Une première étape a consisté à vérifier l'absence d'effet systématique significatif en comparant paire par paire deux OFF pris à des dates différentes dans des régions de hautes latitudes galactiques où aucun signal gamma diffus n'était décelable (données OFF de Mrk 421 et Mrk 501), et sélectionnés selon des critères de stabilité de l'acquisition et de l'atmosphère, pour des pointés identiques. La distribution de la signification statistique des 11 paires sélectionnées est centrée en zéro, n'excédant pas $2,6 \sigma$ en valeur absolue. N'ayant pas à

notre disposition dans les données deux sources de même déclinaison dont l'une serait proche de l'équateur galactique et l'autre à haute latitude galactique, la deuxième étape, visant à rechercher un excès d'événements dans le plan galactique, a consisté à associer en paires les OFF de la nébuleuse du Crabe dont l'un des membres est situé à une latitude $|l| < 2^\circ$, et l'autre à une latitude $|l| \simeq 10^\circ$. La région sondée était donc celle de l'anticentre galactique.

Malgré le nombre important de données OFF disponibles, nous n'avons pu obtenir que 7 paires, soit 108 min de données. Ceci a été insuffisant pour mettre en évidence le signal gamma diffus. Une limite supérieure à 95 % de niveau de confiance a été établie à 100 GeV, en considérant un indice différentiel de 2,0, correspondant au modèle spectral le plus favorable à une détection des gamma diffus par CELESTE. Le flux limite intégral correspondant est le suivant :

$$\phi_{int}^{UL}(E > 100 \text{ GeV}) \simeq 6,6 \times 10^{-3} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}.$$

Ce résultat tient compte de la présence de signal dans les OFF à $|l| \simeq 10^\circ$, selon une estimation issue de l'extrapolation des données EGRET.

La sensibilité de CELESTE n'a pas permis de détecter le signal diffus venant de la proximité de la nébuleuse du Crabe. CELESTE étant une expérience de première génération comme échantillonneur Tcherenkov en-dessous de 100 GeV, la sensibilité de l'expérience restait relativement faible pour pouvoir mettre en évidence un signal aussi ténu à partir d'une aussi faible statistique. Cependant, une grande quantité de simulations Monte-Carlo a été produite, pour différents rayonnements déclenchant le détecteur. Ces études étaient essentielles afin d'estimer le taux de gamma diffus attendu, en même temps que les signatures de ces événements sur le détecteur. L'association de paires par la méthode OFF-OFF a permis de montrer la possibilité d'associer des acquisitions prises à différentes dates sans effet systématique significatif.

Ainsi, le travail réalisé au cours de cette thèse a permis la mise en évidence de certaines possibilités dans la recherche de signal diffus, pouvant être adaptées aux échantillonneurs STACEE et CACTUS, ainsi qu'aux imageurs de la génération actuelle (HESS, MAGIC, CANGAROO III, VERITAS) et future (HESS II, MAGIC II), dont les seuils devraient être au moins aussi bas que ceux des échantillonneurs, pour une sensibilité et des résolutions angulaire et en énergie bien meilleures. De nouvelles perspectives seront également données avec les mesures que devraient effectuer les nouvelles missions spatiales dédiées à la détection des rayons cosmiques et gamma : GLAST (2007-2008) et AMS (2008 ?), mesurant avec précision les spectres en énergie, en particulier entre 1 GeV et quelques centaines de GeV.

Annexes

Annexe A

Les coordonnées galactiques

L'étude de certains phénomènes en astrophysique nécessite de connaître la répartition de certaines sources dans la Galaxie, et où le plan galactique joue le rôle de plan de symétrie. C'est notamment le cas lorsque l'on s'intéresse à la répartition de certaines populations d'étoiles et des nuages gazeux interstellaires, et à l'étude des rayonnements diffus galactiques. Le plan galactique est alors défini comme plan de référence, de façon analogue au plan équatorial dans un système de repérage géographique. On parle alors de latitude galactique b et de longitude galactique l . Dans ce système, le point $(0,0)$ correspond à la direction du centre de la Galaxie, située dans la constellation du Sagittaire. Le plan horizontal est défini par l'équateur galactique, gradué de 0 à 360° , ou selon une autre convention, de 0 à $+180^\circ$ et de -180° à 0 . Les pôles Nord et Sud galactiques sont respectivement situés aux coordonnées $(0,+90^\circ)$ et $(0,-90^\circ)$.



FIG. A.1 – Illustrations de la Galaxie observée selon les coordonnées galactiques : à gauche, vue de dessus, à droite, vue de profil. Figures issues de [37].

Il est facile, à partir de formules mathématiques, de passer d'un système de référence à un autre, selon que l'on s'intéresse au repérage d'une source sur Terre à un moment donné, ou que l'on s'intéresse aux possibilités d'observations à différents lieux ou à différentes

dates, ou encore à l'étude astrophysique de sources à l'échelle du Système Solaire ou à l'échelle de la Galaxie. On trouvera dans [49] une description des différents systèmes de coordonnées auxquels nous nous sommes référés dans le cadre de cette thèse :

- coordonnées horizontales ;
- coordonnées horaires ;
- coordonnées équatoriales ;
- coordonnées galactiques.

Annexe B

Les simulations de type *Monte-Carlo*

La simulation de type Monte-Carlo tire son nom du célèbre quartier de la principauté de Monaco dans lequel se trouve le Casino, avec ses jeux de «hasard». Il s'agit en effet d'appliquer les règles mathématiques du «hasard» à la modélisation de processus aléatoires. Un exemple simple d'une simulation de type Monte-Carlo peut être l'écriture d'un code modélisant le lancer d'un dé à six faces, le code affichant aléatoirement un nombre de 1 à 6 à chaque exécution. Sur un grand nombre d'événements, un code non boggué affichera chaque numéro un nombre de fois équivalent. Toutefois, dans le type de simulation qui nous intéresse, il est nécessaire de faire intervenir les processus physiques étudiés en combinaison avec les processus aléatoires. Ainsi, un code Monte-Carlo plus élaboré permettrait de prendre en compte qu'un dé est pipé, la manière dont il roule sur une table en tenant compte du champ de pesanteur, etc.

La simulation de gerbes atmosphériques initiées par les photons gamma ou les rayons cosmiques est une étude relativement complexe faisant intervenir les processus d'interaction des particules avec la matière, tels que nous les avons présentés au chapitre truc. On a également besoin de définir les paramètres de transparence de l'atmosphère, sa température, sa composition, etc. Toutefois, le caractère aléatoire concernant le développement de la gerbe est une donnée importante de la simulation. Par exemple, pour un photon gamma entrant dans l'atmosphère, la direction de l'électron et du positron résultant de son interaction avec les molécules de l'air, de même que chaque particule de la gerbe résultante, aura un spectre continu d'angles de déviation possibles, pour finir avec tout un spectre de valeurs des dépôts d'énergie, de la forme du front d'onde et de la tache Tcherenkov au sol. On comprend alors aisément que la simulation d'un grand nombre de particules sera nécessaire pour tenter de modéliser le plus correctement possible les photons gamma recherchés, car ce n'est que sur un grand nombre d'événements que la comparaison des formes des fronts d'onde Tcherenkov et des quantités de lumière recueillies aura un sens statistique, tant pour les événements physiques que sur les événements simulés.

Annexe C

Calcul du N_σ des 7 paires $OFF_{\text{gal}} - OFF_{\text{hgal}}$

Nous avons vu dans la section 7.4 (p. 84) comment calculer un nombre de sigma pour un lot de paires ON-OFF. Nous précisons dans cette annexe le cas particulier de la sélection des 7 paires OFF-OFF utilisée pour la recherche du signal gamma diffus à partir des OFF de la région de l'antcentre galactique. En effet, dans cette sélection, nous avons une même acquisition — le n°31311 — qui sert de «OFF hgal» dans deux paires, c'est-à-dire de région test des «OFF gal» 31320 et 31440. Nous avons dû tenir compte de cela dans notre calcul du N_σ global de la sélection complète des 7 paires. En effet, en considérant le traitement des 5 paires «ordinaires» plus celui des deux que nous venons de mentionner, la formule 7.2 s'écrira alors :

$$N_\sigma = \frac{\left(\sum_{i=1}^5 \mathcal{N}_{OFF_{\text{gal}}}^{(i)} + \mathcal{N}_{31320} + \mathcal{N}_{31440} \right) - \left(\sum_{i=1}^5 \mathcal{N}_{OFF_{\text{hgal}}}^{(i)} + 2 \times \mathcal{N}_{31311} \right)}{\sqrt{\sum_{i=1}^5 (\delta \mathcal{N}_{OFF_{\text{gal}}}^{(i)})^2 + (\delta \mathcal{N}_{31320})^2 + (\delta \mathcal{N}_{31440})^2 + \sum_{i=1}^5 (\delta \mathcal{N}_{OFF_{\text{hgal}}}^{(i)})^2 + 4 \times (\delta \mathcal{N}_{31311})^2}}. \quad (\text{C.1})$$

Le calcul du nombre de sigma dans le cas de notre sélection de 7 paires est de fait réduit d'environ 0,01 à 0,02. Ceci est négligeable, mais demandait d'être identifié pour la rigueur de notre travail.

Bibliographie

- [1] Aharonian F.A., et al., *A search for gamma-ray emission from the Galactic plane in the longitude range between 37° and 43°*, *Astronomy & Astrophysics* **375**, 1008A (2001).
- [2] Aharonian F.A., et al., *Discovery of Very-High-Energy Gamma-Rays from the Galactic Centre Ridge*, *Nature* **439**, 695-698 (2006).
- [3] Ackermann M. et al., *Search for extraterrestrial point sources of high energy neutrinos with AMANDA-II using data collected in 2000-2002*, *Physical Review D* **71**, 077102 (2005).
- [4] Amenomori M., *Revised Upper Limits of the Diffuse TeV Gamma Rays from the Galactic Planes with the Tibet II and III Air Shower Arrays, proceeding de la conférence 20th European Cosmic Ray Symposium in Lisbon, Portugal, 5-8 Septembre (2006)*, astro-ph/0611335
- [5] Arqueros F., Ballestrin J., Berenguel M., Borque D.M., Camacho E. F., Diaz M., Enriquez R., Gebauer H.-J., Plaga R., *Very high-energy gamma-ray observations of the Crab nebula and other potential sources with the GRAAL experiment*. *Astroparticle Physics* **17**, 293-318 (2002).
- [6] Atkins R., et al., *Evidence for TeV Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane*, *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 251103.
- [7] Baillon P. et al, *Gamma ray spectrum of the crab nebula in the multi TeV region*, *Astroparticle Physics*, Volume 1, Issue 4, December 1993, Pages 341-355.
- [8] Baixeras C., *The MAGIC Telescope*, *Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.)* **114**, 247-252 (2003).
- [9] Barrau, A. et al, *The CAT Imaging Telescope for Very-High-Energy Gamma-Ray Astronomy*, *Nuclear Instruments & Methods* **A416** 278-292 (1998).
- [10] BRION, É., *Mesure du flux de rayons gamma entre 50 et 350 GeV du blazar Mrk 501 avec l'expérience CELESTE*, Thèse de Doctorat de l'Université Bordeaux 1 (2005).
- [11] BRITTO R., présentation à Annecy au GdR *Phénomènes Cosmiques de Haute Énergie*, en novembre 2003.
- [12] BRITTO R., *proceeding de la conférence Tcherenkov 2005, Paris-Palaiseau (en anglais)*, <http://www.lpta.univ-montp2.fr/users/britto>.
- [13] BRITTO R., *proceeding des Journées Jeunes Chercheurs 2004*, <http://www.lpta.univ-montp2.fr/users/britto>.
- [14] BRUEL P., *Calibration des photomultiplicateurs*, note interne de la collaboration CELESTE, n° 4a (1999).

- [15] Bruel P. et Manséri H., *Les temps morts dans CELESTE*, note interne de la collaboration CELESTE, n° 49 (2003).
- [16] Bruel P., *Les photo-electrons dans les Fadc - Padding pour CELESTE*, note interne de la collaboration CELESTE, n° 52 (2004).
- [17] Bruel P., Holder J., *Calibration II*, note interne de la collaboration CELESTE, n° 4b (2000).
- [18] Bruel P., *Vers un nouveau traitement des données*, note interne de la collaboration CELESTE n° 21 (2001).
- [19] Bussons Gordo J., *Lidar's how to*, note interne de la collaboration CELESTE, n° 38 (2002).
- [20] Sélection de données réalisée par Javier Bussons Gordo et Hakima Manséri.
- [21] Bussons Gordo J., Debiais G., Espigat P., Fabre B., Lott B., Sans J.L., Sauvage L., Brion É, Britto R., Bruel P., Dumora D., Falvard A., Jacholkowska A., Lavalle J., Manséri H., Nuss É, Piron F., Reposeur T., Smith D.A., *LIDAR atmospheric monitoring for the CELESTE gamma-ray experiment*, article en préparation.
- [22] Communication personnelle avec Javier Bussons Gordo
- [23] Logiciel «Carte du Ciel», [http ://www.astrosurf.com/astropc/cartes/](http://www.astrosurf.com/astropc/cartes/)
- [24] Casadei D. and Bindi V., *The Local Interstellar Spectrum of Cosmic Ray Electrons*, Proc. of the 28th ICRC (2003) p. 2001-2004 (arXiv astro-ph/0305487)
- [25] Croix J., Jacholkowska A. et Grenier G., *Background suppression using a composed discriminant variable*, note interne de la collaboration CELESTE, n° 40 (2002).
- [26] Degrange B., *Rayonnements cosmiques de haute énergie* (2000), cours disponible sur [http ://www.lpta.univ-montp2.fr/users/javier/AAA.htm](http://www.lpta.univ-montp2.fr/users/javier/AAA.htm), rubrique *INTERESTING PHYSICS DOCUMENTS*.
- [27] Durand É., *Recherche de photons pulsés au-dessus de 30 GeV dans le Crabe et PSR B1951+32 avec le détecteur Cherenkov atmosphérique CELESTE*, Thèse de Doctorat de l'Université Bordeaux 1 (2003).
- [28] Eschstruth P., Paré É, Québert J. et al, *CELESTE experimental proposal*, [http ://doc.in2p3.fr/themis/CELESTE/](http://doc.in2p3.fr/themis/CELESTE/) (1996).
- [29] Fortin P. et al., Bulletin of the American Astronomical Society **34**, 674 (2002).
- [30] Giebels B., *Contribution à la reconversion d'une centrale solaire en un vaste détecteur pour l'astronomie gamma*, Thèse de Doctorat de l'Université Bordeaux 1 (1998).
- [31] Goret P., Palfrey T., Tabary A., Vacanti G., & Bazer-Bachi R., *Observations of TeV gamma rays from the Crab nebula*, Astronomy & Astrophysics **270** (1-2), 401-406 (1993)
- [32] Heck D. et al. *CORSIKA : A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers*, 1998, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH.
- [33] Heck D., Knapp J, *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA : A User's Guide (Version 6.005 from September 10, 2001)*, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH.
- [34] Heitler W., *Quantum Theory of Radiation*, Dover Press (1954).
- [35] Hillas A. M., *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, Ann. Rev. Astrophys. **22**, 425-44 (1984).

- [36] Hinton J.A., *The status of the H.E.S.S. project*, New Astron.Rev. **48**, 331-337 (2004).
- [37] http://www.astr.ua.edu/ay102/Lab9/Lab_9_Coord.html
- [38] <http://coss.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>
- [39] http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/features/topics/snr_group
- [40] <http://ucdems.ucdavis.edu/solar2/index.php>
- [41] <http://www.pparc.ac.uk/Ps/aac/images/18208.jpg>
- [42] <http://www.tecsol.fr/default.htm>
- [43] Hunter S. D., et al., *EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane*, The Astrophysical Journal, **481** (2), 205-240 (1997).
- [44] M. P. Kertzman and G. H. Sembroski, *Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes*, Nuclear Instruments & Methods A **343**, 629 (1994).
- [45] Lavalley J., Manseri H., Jacholkowska A., Brion É., Britto R., Bruel P., Bussons Gordo J., Dumora D., Durand É., Giraud E., Lott B., Münz F., Nuss É., Piron F., Reposeur T., Smith D.A., *Indirect search for Dark Matter in M31 with the CELESTE experiment*, Astronomy & Astrophysics **450**, 1-8 (2006)
- [46] Lavalley, J. *Modélisation effective de matière noire fermionique. Détection indirecte de matière noire supersymétrique en astronomie gamma avec le détecteur CELESTE.*, Thèse de Doctorat de l'Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand II (2004).
- [47] LeBohec S. et al, *Gamma-Ray Observations of the Galactic Plane at Energies $E > 500$ GEV*, The Astrophysical Journal, **539**, Issue 1, pp. 209-215 (2000)
- [48] Le Gallou R., *Mesure du flux du blazar Mrk421 au-dessus de 60 GeV avec l'expérience CELESTE*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, Orsay (2001).
- [49] Léna P., Lebrun F. et Mignard F., *Méthodes Physiques de l'Observation*, EDP Sciences, Astrophysique, InterÉditions / CNRS Éditions, Deuxième édition, 1996.
- [50] Manséri, H, *Astronomie gamma au-dessus de 30 GeV. Une nouvelle méthode d'identification de rayons gamma cosmiques à partir du sol avec le détecteur CELESTE*, Thèse de Doctorat de l'École Polytechnique (2004).
- [51] Marleau P., *Intermediate Energy Observations with CACTUS*, proceeding de la conférence Cherenkov'05, Paris-Palaiseau.
- [52] Moskalenko I. V., Strong A. W, Reimer O., *DIFFUSE GAMMA RAYS, Galactic and Extragalactic Diffuse Emission* (2004), astro-ph/0402243
- [53] Münz F. *La simulation de l'électronique de CELESTE. Étude des biais et application à l'observation de la Nébuleuse du Crabe*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VII Denis Diderot/Université Charles de Prague (2003).
- [54] de Naurois M., *Simulation de l'optique de CELESTE*, note interne de la collaboration CELESTE, n° 23 (2001).
- [55] de Naurois, M. et al., *Measurement of the Crab Flux above 60 GeV with the CELESTE Čerenkov Telescope*, The Astrophysical Journal, **566**, 343-357 (2002).
- [56] de Naurois, M., *L'expérience CELESTE. Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie gamma. Première observation de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI (2000).

- [57] Paré É et al. *CELESTE : An Atmospheric Cherenkov Telescope for High Energy Gamma Ray Astrophysics*, Nuclear Instruments & Methods, **A490**, 71-89 (2002).
- [58] Communication personnelle avec Antoine Pérez.
- [59] Présentation de Frédéric Piron au Collège de France le 14 janvier 2004
- [60] Piron, F., Jacholwoska, A., Nuss, É., for the CELESTE collaboration, *CELESTE Observations of the Crab Nebula and Mkn 421 in 1999-2000 and 2000-2001*, 28th ICRC, Universal Academy Press, vol. 5 p.2607 OG 2.3, Tsukuba, Japan, 31 juillet-7 août 2003.
- [61] Piron F., Lavalley J., Jacholwoska, and Bussons Gordo J., for the CELESTE collaboration, *The Crab nebula and Mkn 421 high-energy gamma-ray spectra above 50 GeV from CELESTE observations in 1999-2000*, proceeding de la conférence *The Universe Viewed in Gamma-rays*, Universal Academy Press, Kashiwa, Japon, 25-28 septembre 2002.
- [62] Piron F., Djannati-Atai A., Punch M., Tavernet J.P. et al., *Temporal and spectral gamma-ray properties of Mkn 421 above 250 GeV from CAT observations between 1996 and 2000*, Astronomy & Astrophysics **374**, 895-906 (2001).
- [63] Pomarède D., *Recherche d'antimatière dans les rayons cosmiques de 10^{12} eV par la méthode ARTEMIS et interprétation du spectre des rayons cosmiques*, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1999.
- [64] Preuß S., Hermann G., Hofmann W., Kohnle A., *Study of the photon flux from the night sky at La Palma and Namibia, in the wavelengh region relevant for imaging atmospheric telescopes*, astro-ph/0107120, submitted to Elsevier Preprint.
- [65] Ryan M. J., Ormes J. F. and Balasubrahmanyam V. K., *Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra above 50 GeV*, Phys. Rev. Lett., Vol. 28, p. 985 - 988, with a correction, p. 1497 (1972)
- [66] Sako T., *Padding*, note interne de la collaboration CELESTE, n° 48 (1999).
- [67] Smith D.A., *Gamma ray sources candidates for CELESTE*, note CELESTE de la collaboration CELESTE, n° 12 (2000).
- [68] Smith D.A., Brion É, Britto R., Bruel P., Bussons Gordo J., Dumora D., Durand É, Eschstruth P., Espigat P., Holder J., Jacholkowska A., Lavalley J., Le Gallou R., Lott B., Manséri H., Münz F., Nuss É, Piron F., Rannot R.C, Reposeur T., et Sako T, *Mrk 421, Mrk 501, and 1426+428 at 100 GeV with the CELESTE Cherenkov Telescope*, Astronomy & Astrophysics **459**, 453-464 (2006).
- [69] Smith D.A., *Pseudo-photometry and the CELESTE energy scale*, note CELESTE de la collaboration CELESTE, n° 53 (2004).
- [70] Strong A. W., Moskalenko I. V., Reimer O., *Diffuse Continuum Gamma Rays from the Galaxy*, The Astrophysical Journal, **537** (2), 763-784 (2000).
- [71] Strong A. W., Moskalenko I. V., Reimer O., *Diffuse Galactic Continuum Gamma Rays : A Model Compatible with EGRET Data and Cosmic-Ray Measurements*, The Astrophysical Journal **613**, (2), 962-976 (2004).

Liste des tableaux

2.1	Modèles spectraux considérés pour notre recherche du rayonnement gamma diffus galactique	42
3.1	Caractéristiques des échantillonneurs Tcherenkov	56
4.1	Caractéristiques d'un héliostat	61
4.2	Caractéristiques des photomultiplicateurs Philips XP 2282B.	65
9.1	Caractéristiques des sélections Crabe et Mrk 421 [20].	105
9.2	Paramètres des distributions des variables discriminantes pour différents angles horaires, pour des simulations en direction de la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km.	110
9.3	Extrait du fichier archive de modification de la base de données de CELESTE.	111
9.4	Version de «wiring» moyen de chaque lot de prise de données, pour configuration des lots de MC correspondants.	111
9.5	Nombre d'événements et paramètres des distributions de T_{Width} pour MC gamma et données.	115
9.6	Valeurs moyennes des courants relevés pour différents lots de données OFF, et bruits de fond du ciel calculés à partir de ces valeurs.	116
9.7	Crabe 11 km. Valeur moyenne des fonctions de Student d'ajustement des données et qualité de cet ajustement en fonction de la configuration <i>jitter FADC</i> du MC, pour les lots de données sans et avec pics fiduciaires.	121
9.8	Simulations CORSIKA de gamma Crabe et Mrk421, avec impulsion PB.	123
9.9	Qualité de l'accord simulations/données sur la nébuleuse du Crabe par les comparaisons des 4 variables discriminantes. χ^2 d'ajustement de la fonction «MC gamma» sur le ON-OFF pour le SP 11 km et le DP 11/25 km.	129
9.10	Qualité de l'accord simulations/données sur Mrk421 par les comparaisons des 4 variables discriminantes. χ^2 d'ajustement de la fonction «MC gamma» sur le ON-OFF pour le SP 11 km et le DP 11/25 km.	133
9.11	Comparaison des valeurs moyennes des histogrammes ON-OFF avec les valeurs moyennes des fonctions d'ajustement issues du MC.	133
10.1	Simulations CORSIKA et NewKaskade utilisée dans la comparaison entre simulateur de gerbe.	139
10.2	Premiers lots de simulations de protons au transit du Crabe pour un pointé à 11 km.	143
10.3	Simulations MC protons CORSIKA pour un pointé SP 11 km au transit du Crabe, avec «paramètres simulations 2004», majorité 3/5 de 4.5 p.e. / héliostat	146

10.4	Simulations MC noyaux d'hélium CORSIKA pour un pointé SP 11 km au transit du Crabe, avec «paramètres simulations 2004», avec majorité 3/5 à 4.5 p.e. / héliostat	146
10.5	Simulations MC protons CORSIKA pour un pointé SP 11 km au transit de Mrk421, avec «paramètres simulations 2004», avec majorité 3/5 à 4.5 p.e. / héliostat.	147
10.6	Simulations MC noyaux d'hélium CORSIKA pour un pointé SP 11 km au transit de Mrk421, avec majorité 3/5 de 4.5 p.e. / héliostat	148
10.7	Comparaison des taux de déclenchement des MC hadroniques aux taux de déclenchement réels de CELESTE, dans la configuration SP 11 km aux transits du Crabe et de Mrk421.	148
11.1	Simulations CORSIKA de gamma diffus à énergies fixes dans la direction du transit du Crabe en SP.	159
11.2	Facteur de qualité d'une analyse standard de simulation de gamma diffus, pour deux majorités de groupes d'héliostats différentes.)	161
11.3	Simulations CORSIKA de gamma diffus dans la direction du transit du Crabe en SP11km.	162
11.4	Simulations CORSIKA d'électrons dans la direction du transit du Crabe en SP11km, avec calcul du taux de déclenchement brut pour une acquisition en majorité 3/5 à 4,5 photoélectrons par héliostat.	163
11.5	Contributions des gamma et électrons au taux de déclenchement	164
13.1	Sélection des 40 paires du Crabe en simple pointé à 11 km. Comparaison des caractéristiques des analyses standard en coupant sur différentes variables discriminantes.	187
13.2	40 paires - Comparaison des caractéristiques des analyses avec x_{eff} pour x_{eff} construit avec un choix différent des variables discriminantes	195
13.3	40 paires - Résultats pour les Q, N_{σ} , S/B et ϵ_{signal} avec la coupure $x_{\text{eff}} \leq x_{\text{eff}}^{\text{opt}}$ pour différentes valeurs de η (<i>pdf ON-OFF</i>).	195
13.4	40 paires - Résultats pour les Q, N_{σ} , S/B et ϵ_{signal} avec la coupure $x_{\text{eff}} \leq x_{\text{eff}}^{\text{opt}}$ pour différentes valeurs de η (<i>pdf MC gamma</i>).	195
13.5	40 paires Crabe SP 11km (Sélection [20]) : comparaison des différentes analyses	198
14.1	Résultats de l'analyse des 189 min de données OFF Crabe hors plan galactique, pour $\eta = 0,5$	209
14.2	Estimation des taux et significations statistiques aux γ diffus pour trois hypothèses spectrales.	210
14.3	Comparaisons des facteurs de qualité des analyses des gamma de la nébuleuse du Crabe et des gamma diffus.	211
15.1	Sélection de 11 paires pour études OFF-OFF hors plan galactique dans les données Mrk 421 et 501 pour des acquisitions en 3/5.	217
15.2	Résultats de l'analyse des lots pris en simple et double pointés des 8 paires OFF hors plan galactiques (Mrk 421 et 501)	224
16.1	Paires candidates à l'étude OFF-OFF Crabe à partir de nos critères de sélection. Majorité d'acquisition 3/5.	228

16.2 Paires constituant la sélection finale pour la recherche des gamma diffus. Configuration SP 11 km, majorité d'acquisition 3/5.	228
16.3 Résultats de l'analyse des 7 paires OFF-OFF.	234
16.4 Nombre total d'événements et signification statistique de l'analyse des 7 paires OFF-OFF.	234

Table des figures

1.1	Spectre électromagnétique, des ondes radio aux rayons gamma	22
1.2	Images représentant le satellite CGRO et ses quatre instruments ayant opéré entre 1991 et 2000, et son successeur GLAST dont le lancement est prévu en 2007-2008	23
1.3	Sources du troisième catalogue d'EGRET	24
1.4	Réseau des 4 imageurs de l'expérience HESS	25
1.5	Modèle simple de développement des gerbes atmosphériques, dit modèle de Heitler	28
1.6	Construction de Huygens illustrant le phénomène d'onde de choc produit par une particule voyageant plus vite que la lumière dans un milieu	30
1.7	Formation de l'anneau de lumière Tcherenkov, du fait de la variation de l'angle θ_C d'émission Tcherenkov avec l'altitude	31
2.1	Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires hadroniques	34
2.2	Représentation en coupe de notre Galaxie, faisant apparaître son épaisseur et la structure spirale	35
2.3	Comparaison de mesures du spectre en énergie des électrons entre 1 GeV et 2 TeV	36
2.4	Carte du ciel des sources gamma détectées par EGRET, en coordonnées galactiques	38
2.5	Données EGRET et leurs ajustements par deux modèles proposés par Strong, Moskalenko et Reimer [71] dans le plan galactique hors centre galactique	39
2.6	Carte de signification statistique des observations du rayonnement gamma diffus par Milagro au-dessus de 3,5 TeV	40
2.7	Mesures du flux intégral du rayonnement gamma diffus par EGRET et Milagro, avec les limites supérieures (99% c.l.) de Whipple, HEGRA et Tibet	40
2.8	Spectre différentiel $\times E^2$ des gamma diffus de 30 MeV à 30 GeV pour la région de l'anticentre galactique	41
2.9	Emission gamma diffuse galactique mesurée par EGRET, dont la moyenne est effectuée sur des intervalles de 4° en latitude, entre 1 et 30 GeV	43
2.10	Mesures d'EGRET du flux de gamma diffus entre 1 et 30 GeV, en fonction de la latitude b	44
3.1	Champ d'héliostats et tour du site de Thémis	48
3.2	Fonctionnement de la centrale solaire Thémis	49
3.3	Le télescope CAT au milieu de champ d'héliostats	50
3.4	Principe de fonctionnement d'un télescope imageur	54
3.5	Principe de base de l'échantillonneur Tcherenkov	55
3.6	Principe de collection de la lumière Tcherenkov émise par une gerbe atmosphérique dans un détecteur de type CELESTE	58

4.1	Vue générale du trajet des photons Tcherenkov dans CELESTE : des héliostats aux photomultiplicateurs, en passant par les miroirs secondaires du haut de la tour	59
4.2	Schéma représentant l'agencement des différents miroirs sur un héliostat	60
4.3	Miroirs secondaires et photomultiplicateurs installés dans la partie supérieure de la tour	62
4.4	Représentation des deux possibilités de montage de l'optique secondaire	63
4.5	Assemblage des miroirs secondaires sur trois étages de la partie haute de la tour, vus de derrière	63
4.6	Cônes de Winston	64
4.7	Forme de l'impulsion à un photoélectron, mesurée à l'entrée de la salle d'acquisition, après 24 m de câbles [56].	66
4.8	Efficacité quantique d'une photocathode en bialkali (pointillés), réflectivité des héliostats (traits pleins), et le produit des deux (hachuré), en fonction de la longueur d'onde	66
5.1	Schéma représentatif de l'électronique d'acquisition et de déclenchement de CELESTE	68
5.2	Répartition des héliostats en groupes sur le champ de Thémis	69
5.3	Schéma du principe de fonctionnement des lignes à retard programmables	70
5.4	Schéma descriptif du fonctionnement des modules de déclenchement	70
5.5	Exemple d'événement, tel qu'il qu'il peut être visualisé au moment de l'acquisition	72
5.6	Schéma de principe du remplissage de la mémoire à 2048 octets d'un FADC au cours du temps et position du signal qui a déclenché par rapport au signal d'arrêt	73
6.1	Illustration du principe de la prise de données ON / OFF, à partir de l'exemple de la nébuleuse du Crabe.	76
6.2	Schémas représentatifs des deux principales stratégies de pointés de la phase à 40 héliostats : simple pointé à 11 km et double pointé à 11/25 km	77
6.3	Taux de comptage en fonction du seuil d'acquisition, en photoélectrons par héliostat	79
6.4	Le LIDAR en train de fonctionner sur le site de Thémis.	80
7.1	Exemple de recherche de pics par ajustement avec la fonction «gaus + expo» pour des signaux de différentes amplitudes	83
7.2	Schéma présentant le principe de la reconstruction du maximum de gerbe de manière analytique à partir des mesures des temps d'arrivée du signal sur les héliostats	84
7.3	Distributions des 4 variables discriminantes d'un lot de données OFF et de simulations de gamma sur la nébuleuse du Crabe	87
7.4	Efficacités de sélection des gamma en fonction des efficacités de sélection des hadrons	88
7.5	Histogrammes en deux dimensions des variables discriminantes deux à deux, montrant la faible corrélation entre elles.	89
8.1	Densité de photons Tcherenkov au sol en fonction du paramètre d'impact de la gerbe, pour des simulations de gamma au zénith à 50 GeV et à 100 GeV	98
8.2	Comparaison de spectre simulés au transit de la nébuleuse du Crabe pour les deux logiciels CORSIKA et NewKaskade	99

8.3	Taux de déclenchements et acceptances des simulations CORSIKA de gamma au transit de la nébuleuse du Crabe, utilisant l'ancienne modélisation de l'optique et deux modèles d'optique «dégradée»	100
9.1	Distributions des paramètres d'ajustements des pics trouvés dans la voie B08 pour une simulation de protons et des événements réels hors-source	104
9.2	Distributions en azimuth et en hauteur des données sur la nébuleuse du Crabe. Sélection des 40 paires en simple pointé à 11 km	106
9.3	Distributions normalisées des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaison simulations/données pour la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km	107
9.4	MC ISU Crabe - Distributions normalisées des variables discriminantes pour différents indices spectraux différentiels (ID) simulés	108
9.5	MC ISU Crabe - Distributions normalisées des variables discriminantes pour différents angles horaires simulés	109
9.6	Influence des configurations «instruments» sur la forme des distributions des quatre variables discriminantes	112
9.7	Comparaison des deux formes d'impulsion à un photoélectron utilisés dans nos simulations de l'électronique.	113
9.8	Comparaison des distributions des variables discriminantes pour deux formes de l'impulsion à un photoélectron après coupures de pré-analyse	114
9.9	Comparaison des distributions MC et ON-OFF de la variable discriminante T_{Width} après pré-coupures : MC gamma avec impulsion PB et FM et ON-OFF	115
9.10	Comparaison des distributions des variables discriminantes pour différents bruits de fond du ciel après coupures de pré-analyse	117
9.11	Comparaison des distributions variables discriminantes pour différents bruits d'électronique après coupures de pré-analyse	118
9.12	Comparaison des distributions des variables discriminantes pour la valeur nulle et la valeur maximale du <i>jitter</i> <i>FADC</i> après coupures de pré-analyse	119
9.13	Comparaison simulations/données sans pics fiduciaires du Crabe 11 km, pour σ_t , avec <i>jitter</i> <i>FADC</i> = 0,5 et 0,0	120
9.14	Comparaison simulations/données avec pics fiduciaires du Crabe 11 km, pour σ_t , avec <i>jitter</i> <i>FADC</i> = 0,5	121
9.15	Comparaisons des distributions normalisées de σ_{grp} des données OFF, ON-OFF et des MC gamma, pour différentes classes d'événements	122
9.16	Comparaisons des distributions normalisées de σ_{grp} des données OFF et des MC gamma selon les classes d'événements	122
9.17	Paramètres d'entrée de la simulation de gerbes des MC gamma Crabe 11 km et 11/25 km	124
9.18	Paramètres d'entrée de la simulation de gerbes des MC gamma Mrk421 11 km et 11/25 km	125
9.19	Distributions en azimuth et en hauteur des données sur la nébuleuse du Crabe	126
9.20	Données et MC. Distributions normalisées au ON-OFF des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaisons simulations/données pour la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km et en double pointé à 11/25 km	126

9.21	Monte-Carlo CORSIKA. Distributions des variables discriminantes après coupures de pré-analyse pour la nébuleuse du Crabe en simple et double pointé. Ajustement des histogrammes par les quatre fonctions de (9.5).	127
9.22	Données et MC. Distributions normalisées au ON-OFF des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaisons simulations/données pour la nébuleuse du Crabe en simple pointé à 11 km et en double pointé à 11/25 km	128
9.23	Distributions en azimuth et en hauteur des données sur le blazar Markarian 421	129
9.24	Comparaison en fonction de l'angle horaire H des distributions normalisées des variables discriminantes après coupures de pré-analyse en simple pointé à 11 km pour des simulations de gamma sur le blazar Mrk421.	130
9.25	Données et MC. Distributions normalisées au ON-OFF des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaisons simulations/données pour le blazar Mrk421 en simple pointé à 11 km et en double pointé à 11/25 km . . .	131
9.26	Monte-Carlo CORSIKA. Distributions des variables discriminantes après coupures de pré-analyse pour la nébuleuse du Crabe en simple et double pointé. Ajustement des histogrammes par les quatre fonctions de (9.6).	131
9.27	Données et MC. Distributions normalisées au ON-OFF des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaisons simulations/données pour le blazar Mrk421 en simple pointé à 11 km et en double pointé à 11/25 km . . .	132
9.28	Distributions normalisées des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaison des distribution ON-OFF des 40 paires de la sélection «Javier-Hakima» avec une partie de la sélection d'É. Brion	134
10.1	Comparaison de mesures du spectre en énergie des protons entre 10 GeV et 300 TeV	137
10.2	Comparaison de mesures du spectre en énergie des noyaux d'hélium entre 10 GeV et 300 TeV	138
10.3	Comparaison des distributions des MC protons CORSIKA et NewKaskade après déclenchement logiciel et pré-coupures, au zénith, en simple pointé à 11 km . . .	140
10.4	Représentation des paramètres de position et d'angle en entrée de CORSIKA utilisées pour la simulation de hadrons.	142
10.5	Exemple de MC CORSIKA protons : distributions des paramètres de simulations (Énergie, angle d'incidence, pied de gerbe dans le plan incliné à 11 km)	144
10.6	Corrélations entre les paramètres d'entrée de la simulation de gerbes et le paramètre d'impact, pour les MC Crabe Transit à 11 km	144
10.7	MC CORSIKA protons (à gauche), et héliums (à droite), dans la configuration en simple pointé à 11 km dans la direction de la nébuleuse du Crabe : distributions normalisées des paramètres de simulations pour tous les lots de MC et du paramètre d'impact au sol	145
10.8	MC protons ISU superposés aux données <i>OFF</i> : distribution des quatre variables discriminantes après pré-coupures, en SP 11km et majorité 4/5 de 4,5 photoélectrons/héliostats	149
10.9	MC protons CORSIKA superposés aux données <i>OFF</i> : distribution des quatre variables discriminantes après pré-coupures, en SP 11 km, avec majorité 4/5 de 4,5 p.e./hél.	150

10.10	MC hadrons CORSIKA superposés aux données <i>OFF</i> pour la nébuleuse du Crabe : distribution des quatre variables discriminantes après pré-coupures, en SP 11 km, avec majorité 4/5 de 4,5 p.e./hél	151
10.11	MC hadrons CORSIKA comparés aux données <i>OFF</i> , après pré-coupures, en SP 11 km, avec majorité 4/5 de 4,5 p.e./hél.	152
11.1	Simulation de gamma diffus Crabe Transit à 11 km. Distributions des variables discriminantes. Comparaisons entre MC d'indices spectraux spectraux 2,0, 2,5 et 3,0	156
11.2	Acceptance de CELESTE aux gamma diffus et électrons, entre 40 et 2000 GeV, et acceptance convoluée avec les spectres d'électrons et de gamma diffus, pour un simple pointé à 11 km dans la direction du transit du Crabe	158
11.3	Comparaison des MC gamma diffus dans la direction du transit du Crabe à 11 km pour différents paramètres d'entrée de la simulation. Distributions des quatre variables discriminantes après majorité de 5 groupes sur 5 dépassant 5 photoélectrons par héliostat	160
11.4	Distributions normalisées des variables discriminantes après coupures de pré-analyse. Comparaison OFF / MC gamma diffus en simple pointé à 11 km	161
11.5	Monte-Carlo électrons dans la direction du transit du Crane en SP11km	163
11.6	Comparaison des MC gamma Crabe, gamma diffus avec ID=2,5 et électrons dans la direction du transit du Crabe à 11 km. Distributions des quatre variables discriminantes	165
11.7	Comparaison des MC gamma Crabe, gamma diffus avec ID=2,5 et électrons dans la direction du transit du Crabe à 11 km, dans l'intervalle 50-100 GeV. Distributions de θ^2	166
12.1	Coordonnées des principaux <i>OFF</i> des données acquises avec CELESTE, regroupées en fonction de la latitude galactique b	175
12.2	Hauteur (altitude) et azimuth des différentes sources observables par CELESTE le 14 septembre 2004	176
12.3	Carte du ciel de la région autour de la nébuleuse du Crabe où se situent les OFF correspondant à l'observation de cette source	177
12.4	Mesures d'EGRET du flux de gamma diffus entre 1 et 30 GeV, en fonction de la latitude b	178
12.5	Exemple d'ajustement des courants en fonction du temps par groupes d'héliostats pour deux OFF de la nébuleuse du Crabe	180
12.6	Sélection en stabilité des taux de comptage et sélection des taux de comptage	180
12.7	Taux de comptage groupe par groupe pour deux acquisitions et leur rapport normalisé	182
12.8	Comparaison des distributions des quatre variables discriminantes pour trois lots de données Crabe OFF correspondant à trois différentes bases de données parmi les 40 paires de la sélection [20].	183
13.1	Exemple de distribution de x_{eff} un lot de données OFF, de MC gamma Crabe et de MC gamma diffus d'ID=3,0.	188
13.2	Crabe 40 paires - Ajustement des données <i>OFF</i> donnant les <i>pdf</i> «hadrons» et comparaison des variables discriminantes pour les événements proches du transit et pour les événements proches du <i>Transit</i> $\pm 1h30$	189

13.3	40 paires - Ajustement du MC gamma donnant les <i>pdf</i> «signal du Crabe» et ajustement des données <i>ON-OFF</i> donnant les <i>pdf</i> «signal du Crabe»	190
13.4	40 paires - Distribution de x_{eff} du <i>OFF</i> et du <i>ON-OFF</i> en variant le nombre de variables discriminantes de 1 à 4 - <i>pdf</i> <i>ON-OFF</i>	191
13.5	40 paires - Distribution de x_{eff} du <i>OFF</i> , du <i>ON-OFF</i> et du MC gamma Crabe en variant le nombre de variables discriminantes de 1 à 4 - <i>pdf</i> MC gamma.	192
13.6	40 paires - <i>pdf</i> <i>ON-OFF</i> - Facteur de qualité Q en fonction de la coupure sur x_{eff}	193
13.7	40 paires - <i>pdf</i> MC gamma - Facteur de qualité Q en fonction de la coupure sur x_{eff}	194
13.8	Évolution de $\epsilon_{\text{ON-OFF}}$ (cercles pleins) en fonction du rapport signal sur bruit S/B, avec x_{eff} optimisé pour maximiser Q, pour différents η (voir tableau 13.3 et 13.4)	196
13.9	Coupsures optimisées en $x_{\text{eff}} - x_{\text{eff}}^{\text{opt}}$ - en fonction de η , x_{eff} construit avec les <i>pdf</i> du <i>ON-OFF</i> et du MC gamma.	196
13.10	40 paires - Distributions en x_{eff} pour le <i>OFF</i> , le MC gamma et le <i>ON-OFF</i>	197
14.1	Distributions en azimuth et en hauteur des données sur la nébuleuse du Crabe pour les 11 <i>OFF</i> en simple pointé à 11 km hors plan galactique	206
14.2	Distributions des variables discriminantes après coupures de pré-analyse pour les données <i>OFF</i> du Crabe en SP11km, transit $\pm 1\text{h}30$, proches de l'équateur galactique, et des simulations de gamma diffus d'ID = 2,5, dans la direction du transit du Crabe, en SP 11 km	207
14.3	Distributions des variables discriminantes après coupures de pré-analyse pour les simulations de gamma diffus d'ID = 2,0 et 2,7, dans la direction du transit du Crabe, en SP 11 km	207
14.4	Distributions normalisées de x_{eff} pour les données <i>OFF</i> et le MC gamma diffus	208
14.5	Facteur de qualité Q de l'analyse en fonction de la valeur $x_{\text{eff}}^{\text{cut}}$ de la coupure sur x_{eff} , pour les trois ID : 2,0, 2,5 et 2,7	208
15.1	Exemples de distribution de la charge pour deux paires <i>OFF-OFF</i> «Mrk 421», dans la configuration en simple pointé à 11 km	214
15.2	Distributions des variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} pour les <i>OFF</i> , le <i>OFF-OFF</i> , pour une paire prise en simple pointé à 11 km	215
15.3	Distributions des moyennes et écarts-types des résidus de l'écart à zéro des variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} sur une présélection de 15 paires de <i>OFF</i> Mrk 421 et Mrk 501	218
15.4	Écarts-types des rapports relatifs des taux de chaque groupe pour chacune des 11 paires de la sélection.	219
15.5	Distribution de la charge pour la sélection des <i>OFF</i> de Mrk 421 et 501, en simple et double pointé	219
15.6	Distributions des variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} pour les <i>OFF</i> , le <i>OFF-OFF</i> , pour les 7 paires Mrk421 en simple pointé à 11 km	220
15.7	Distributions des variables discriminantes σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} pour les <i>OFF</i> , le <i>OFF-OFF</i> , pour les 4 paires Mrk 421 et 501 en double pointé à 11/25 km	221
15.8	Comparaisons des variables discriminantes de chaque membre de chaque paire de la sélection Markarian « <i>OFF-OFF</i> ».	222
15.9	Distributions des variables discriminantes pour des événements «Mrk <i>OFF</i> 2», auxquels sont superposées les <i>pdf</i> signal et fond	223

15.10	Distribution en x_{eff} pour la sélection des OFF de Mrk 421 et 501, en simple et double pointé, respectivement à droite et à gauche. Les cadres du haut montrent les deux membres OFF de chaque sélection, ceux du bas la soustraction OFF-OFF.	223
15.11	Distributions des valeurs des significations statistiques de chacune des 11 paires de la sélection Markarian OFF-OFF.	225
16.1	Écart-types des rapports normalisés des taux de chaque groupe pour chacune des 7 paires de la sélection «OFF Crabe»	229
16.2	Distributions de la charge des 7 paires «OFF-OFF Crabe» pour la recherche du signal diffus après déclenchement logiciel et coupures de pré-analyse	230
16.3	Distributions des quatre variables discriminantes des 7 paires pour la recherche du signal diffus	231
16.4	Comparaisons des variables discriminantes de chaque membre de chaque paire de la sélection Crabe «OFF-OFF» en SP11km.	232
16.5	Distributions des variables discriminantes une partie des événements «OFF 2», auxquels sont superposées les <i>pdf</i> signal et fond	232
16.6	Distribution en x_{eff} pour une variable composée de σ_{grp} , θ^2 et T_{Width} , avec $\eta = 0,5$, pour des <i>pdf</i> construites avec des MC gamma diffus d'ID=2,0 et d'ID=2,5	233
16.7	Distributions des valeurs des significations statistiques de chacune des 7 paires de la sélection Crabe OFF-OFF. Deux indices spectraux différentiels sont pris en compte pour deux lots différents de <i>pdf</i> .	233
16.8	Limite supérieure de CELESTE pour le flux différentiel $\times E^2$ des gamma diffus à 100 GeV, dans le cas du modèle spectral d'indice différentiel 2,05	236
16.9	Limite supérieure de CELESTE au flux intégral des gamma diffus à 100 GeV, dans le cas du modèle spectral d'indice différentiel 2,05	237
A.1	Illustrations de la Galaxie observée selon les coordonnées galactiques	245

**RECHERCHE DU RAYONNEMENT GAMMA DIFFUS GALACTIQUE
AUTOUR DE 100 GeV DANS L'EXPÉRIENCE À EFFET
TCHERENKOV ATMOSPHÉRIQUE CELESTE**

RÉSUMÉ : L'étude de l'émission diffuse galactique est un sujet d'intérêt majeur en astronomie gamma au-delà du GeV pour l'étude des rayonnements cosmiques chargés de notre Galaxie. Face au peu de mesures au-dessus de 10 GeV, nous avons recherché la composante gamma diffuse dans les données hors-source (OFF) de CELESTE, premier télescope à effet Tcherenkov atmosphérique à avoir un seuil en énergie en-dessous de 100 GeV. La production et l'étude de simulations Monte-Carlo de gamma ont permis de valider l'accord entre les simulations et les données, et d'estimer la sensibilité de CELESTE aux gamma diffus. Afin de rechercher le rayonnement gamma diffus, essentiellement localisé aux faibles latitudes galactiques, nous avons entrepris une analyse de lots de données OFF, réalisant ainsi une association par paires OFF / OFF. Une première étape a consisté à vérifier l'absence d'effet systématique significatif en comparant paire par paire deux OFF pris à des dates différentes dans des régions de hautes latitudes galactiques où aucun signal gamma diffus n'était décelable, et sélectionnés selon des critères de stabilité de l'acquisition et de l'atmosphère, pour des pointés identiques. La deuxième étape, visant à rechercher un excès d'événements dans le plan galactique, a consisté à associer en paires les OFF de la nébuleuse du Crabe dont l'un des membres est situé à une latitude $|l| \leq 2^\circ$, et l'autre à une latitude $|l| \simeq 10^\circ$. La soustraction OFF-OFF des données après coupures d'analyse sur des variables construites sur des propriétés géométriques et temporelles du front d'onde Tcherenkov, permettait ainsi la discrimination entre les candidats électromagnétiques et hadroniques. La région sondée était donc celle de l'anticyentre galactique. Nous avons obtenu 7 paires, soit 108 min de données. Une limite supérieure à 95 % de niveau de confiance a été établie à 100 GeV, correspondant au flux limite intégral $\phi_{\text{int}}^{\text{UL}}(E \geq 100 \text{ GeV}) \simeq 6,6 \times 10^{-3} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$.

MOTS-CLÉS : astronomie gamma - CELESTE - émission diffuse galactique - rayons cosmiques - effet Tcherenkov atmosphérique - simulations Monte-Carlo - analyse de données - variable discriminante composée

**SEARCH FOR GALACTIC DIFFUSE GAMMA-RAY EMISSION AROUND 100 GeV
WITH THE CELESTE CHERENKOV ATMOSPHERIC EXPERIMENT**

ABSTRACT : The physics of the Galactic diffuse emission is an important topic in GeV gamma-ray astronomy as it allows the study of charged cosmic rays in our Galaxy. As there are only few measurements above 10 GeV, we have searched for these diffuse emission in the OFF-source data of the CELESTE experiment, which is the first atmospheric Cherenkov detector with an energy threshold below 100 GeV. The production and study of a large set of Monte Carlo simulations showed the simulation/data compatibility for gamma rays and allowed estimations of the CELESTE sensitivity of diffuse gamma-ray radiation. With the intent of detecting Galactic diffuse gamma-rays mostly located at low Galactic latitudes, we performed the analysis of some CELESTE OFF source data, comparing data taken near the Galactic plane with data taken away from the Galactic plane. Data used in this study was selected with criteria based on atmospheric and acquisition stability. A first step in this analysis was to verify that there is no significant systematic effect in the OFF / OFF pair association of high Galactic latitudes data taken at different dates but at the same local coordinates in the sky. A second step was to perform OFF-OFF analysis with other OFF acquisitions taken at different dates to search for an event excess from the data acquisitions the nearest to the Galactic equator. Since models and extrapolations from fluxes measured at lower energies predict a rather low signal, we used an analysis method based on a composed discriminant variable—based on the geometric and timing properties of the Cherenkov wavefront—to improve the sensitivity of the instrument to discriminate between signal and background events. With 108 min of data in the Galactic anticentre region, an upper limit with a 95 % C.L. was provided at 100 GeV, giving a limited integral flux of the Galactic gamma-ray diffuse emission : $\phi_{\text{int}}^{\text{UL}}(E \geq 100 \text{ GeV}) \simeq 6.6 \times 10^{-3} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$.

KEYWORDS : gamma-ray astronomy - CELESTE - Galactic diffuse emission - cosmic rays - Cherenkov atmospheric effect - Monte-Carlo simulations - data analysis - composed discriminant variable

Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules (LPTA)
C.C. 070, Université Montpellier 2
Place Eugène Bataillon
F-34095 Montpellier cedex 05