



**HAL**  
open science

# 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.

Mathieu de Naurois

► **To cite this version:**

Mathieu de Naurois. 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.. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2000. Français. NNT : . tel-00004261

**HAL Id: tel-00004261**

**<https://theses.hal.science/tel-00004261>**

Submitted on 21 Jan 2004

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

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

THÈSE  
de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité :  
Champs, Particules, Matière

présentée par

Mathieu de Naurois

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VI

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.

Soutenue le 10 mai 2000 devant le jury composé de :

MM.	M. BAUBILLIER	Président
	H. SOL	Rapporteur
	F. LE DIBERDER	Rapporteur
	D. SMITH	
	P. FLEURY	
	M.C. COUSINOU	
	R. ONG	

Cette thèse peut être obtenue à l'adresse suivante :

<http://polywww.in2p3.fr/celeste/these/these.html>

# Table des matières

<b>I</b>	<b>L’astronomie <math>\gamma</math> de haute énergie : histoire et motivation</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Une discipline émergente</b>	<b>3</b>
1.1	Une naissance en satellite . . . . .	5
1.2	L’astronomie $\gamma$ au sol . . . . .	8
1.2.1	Les gerbes atmosphériques . . . . .	9
1.2.2	Bruit de fond . . . . .	15
1.2.3	Les techniques de détection . . . . .	17
1.2.4	Etat des lieux . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Le ciel <math>\gamma</math></b>	<b>24</b>
2.1	Les sources galactiques . . . . .	24
2.1.1	Les pulsars . . . . .	24
2.1.2	Restes de supernova en coquille . . . . .	33
2.1.3	Plérions . . . . .	40
2.1.4	Les systèmes binaires . . . . .	43
2.2	Les sources extragalactiques . . . . .	44
2.2.1	Noyaux actifs de galaxie . . . . .	44
2.2.2	Les sursauts gamma . . . . .	56
<b>II</b>	<b>CELESTE : reconversion d’une centrale solaire pour l’astronomie <math>\gamma</math></b>	<b>61</b>
<b>3</b>	<b>Un détecteur de basse énergie</b>	<b>63</b>
3.1	Principe général . . . . .	63
3.2	Séparation des faisceaux . . . . .	65
3.3	Déclenchement . . . . .	67
3.4	Lecture des événements . . . . .	67
3.5	Contraintes spécifiques . . . . .	68
<b>4</b>	<b>Les caractéristiques topologiques des gerbes</b>	<b>69</b>
4.1	Présentation de la simulation . . . . .	69
4.2	Développement longitudinal . . . . .	72
4.3	Image vue du sol . . . . .	75
4.4	Nombre de muons . . . . .	77
4.5	Isochronisme et front d’onde . . . . .	81
4.5.1	Effet d’une sélection en champ de vue . . . . .	84
4.6	Densité de lumière au sol . . . . .	85
4.6.1	Effet d’une sélection en champ de vue . . . . .	90

4.7	Extension latérale et diffusion multiple . . . . .	91
4.7.1	Effet du champ magnétique terrestre . . . . .	92
<b>5</b>	<b>CELESTE : présentation de l'optique</b>	<b>96</b>
5.1	Les héliostats . . . . .	97
5.1.1	Structure mécanique . . . . .	97
5.1.2	Propriétés optiques . . . . .	98
5.1.3	Monture et pilotage . . . . .	99
5.2	L'optique secondaire . . . . .	100
5.2.1	Séparabilité des images . . . . .	101
5.2.2	Sélection en champ de vue . . . . .	104
5.2.3	Focalisation et image des héliostats . . . . .	107
5.3	Les cônes de Winston . . . . .	110
5.3.1	Géométrie des cônes . . . . .	110
5.3.2	Choix du verre . . . . .	112
5.4	Photomultiplicateurs . . . . .	113
5.4.1	Modélisation d'un photomultiplicateur . . . . .	116
5.4.2	Montage d'un banc test . . . . .	119
5.4.3	Implications . . . . .	122
5.5	Couplage cône-photomultiplicateur . . . . .	123
<b>6</b>	<b>CELESTE : Déclenchement et lecture</b>	<b>128</b>
6.1	Electronique de déclenchement . . . . .	128
6.1.1	Logique de déclenchement . . . . .	128
6.1.2	Réglage du déclenchement . . . . .	132
6.1.3	Calcul et répartition des retards . . . . .	134
6.1.4	Optimisation des câbles fixes . . . . .	136
6.1.5	Contrôle de la mise en temps . . . . .	137
6.2	Lecture des événements . . . . .	137
6.2.1	Principe de fonctionnement d'un Flash ADC . . . . .	137
6.2.2	Le Vernier . . . . .	137
6.3	Acquisition . . . . .	140
6.3.1	Architecture informatique . . . . .	140
6.3.2	Déclenchement et lecture . . . . .	143
6.3.3	Types de prise de données . . . . .	144
6.3.4	Synchronisation des différents Lynx . . . . .	145
6.3.5	Contrôles périphériques . . . . .	147
6.3.6	Format de fichier et construction du fichier de données . . . . .	148
6.3.7	Visualisation des événements . . . . .	149
6.4	Performances . . . . .	149
6.4.1	Taux de déclenchement . . . . .	149
6.4.2	Temps mort . . . . .	153
6.4.3	Sensibilité aux conditions atmosphériques . . . . .	155
6.4.4	Sensibilité au réglage des retards . . . . .	157
6.4.5	Instabilité du déclenchement . . . . .	157

<b>7</b>	<b>Simulation et comportement attendu</b>	<b>160</b>
7.1	Organisation de la simulation . . . . .	160
7.1.1	Noyau de suivi de rayons . . . . .	160
7.1.2	Gestionnaire de simulation . . . . .	162
7.1.3	Accessibilité . . . . .	163
7.1.4	Utilisation interactive . . . . .	163
7.2	Simulation de l'électronique . . . . .	163
7.3	Surface effective et seuil . . . . .	167
7.3.1	Seuil de déclenchement . . . . .	167
7.3.2	Spectre différentiel attendu . . . . .	167
7.3.3	Evolution au cours du transit . . . . .	169
7.3.4	Influence de l'altitude de pointé . . . . .	170
7.4	Acceptance angulaire . . . . .	170
7.5	Acceptance hadronique . . . . .	170
7.6	Estimation du bruit de fond . . . . .	173
<b>III</b>	<b>Exploitation et analyse</b>	<b>177</b>
<b>8</b>	<b>Calibration et réglages</b>	<b>179</b>
8.1	Optimisation du pointé des héliostats . . . . .	180
8.2	Calibration temporelle . . . . .	183
8.2.1	Positionnement géométrique . . . . .	183
8.2.2	Temps de transit dans l'électronique . . . . .	184
8.2.3	Calibration globale . . . . .	185
8.2.4	Limites de la méthode : bruit d'échantillonnage . . . . .	186
8.3	Calibration électronique . . . . .	192
8.3.1	Photomultiplicateurs . . . . .	192
8.3.2	Chaîne électronique . . . . .	194
8.4	Calibration optique . . . . .	196
8.4.1	Principe général . . . . .	196
8.4.2	Dépendance en azimut . . . . .	196
<b>9</b>	<b>Reconstruction et analyse</b>	<b>202</b>
9.1	Structure du bruit de fond . . . . .	203
9.1.1	Piédestaux . . . . .	203
9.1.2	Estimation du taux de bruit de fond de ciel . . . . .	204
9.1.3	Structure temporelle . . . . .	206
9.2	Recherche de pics . . . . .	207
9.2.1	Algorithme rapide . . . . .	207
9.2.2	Algorithme détaillé . . . . .	208
9.2.3	Résolution . . . . .	209
9.2.4	Pathologies . . . . .	212
9.3	Propriétés statistiques des pics Flash ADC . . . . .	214
9.3.1	Spectre en charge . . . . .	214
9.3.2	Corrélation amplitude-largeur . . . . .	215
9.3.3	Corrélation largeur à droite - à gauche . . . . .	215
9.4	Correction des biais de déclenchement et de reconstruction . . . . .	216
9.4.1	Effet d'une différence de fond de ciel . . . . .	217

9.4.2	“Padding” et déclenchement logiciel . . . . .	218
9.4.3	Comparaison avec la simulation . . . . .	219
9.5	Reconstruction du front d’onde . . . . .	220
9.5.1	Principe . . . . .	220
9.5.2	Pics utilisés . . . . .	223
9.5.3	Estimation des incertitudes . . . . .	223
9.5.4	Optimisation des retards fixes . . . . .	223
9.5.5	Précision de reconstruction de la position du maximum de gerbe . . . . .	226
9.5.6	Sphéricité du front d’onde et réjection hadronique . . . . .	227
9.6	Distribution de lumière au sol . . . . .	228
9.6.1	Reconstruction du pied de gerbe . . . . .	228
9.6.2	Réjection hadronique . . . . .	230
9.7	Reconstruction de la direction . . . . .	232
9.7.1	Direction reconstruite et réjection hadronique . . . . .	232
9.8	Reconstruction de l’énergie . . . . .	233
9.8.1	Estimateur rudimentaire . . . . .	233
9.8.2	Dépendance en pied de gerbe . . . . .	234
9.8.3	Résolution en énergie . . . . .	235
<b>10</b>	<b>Observation conjointe CAT/CELESTE</b>	<b>237</b>
10.1	Méthodologie . . . . .	237
10.1.1	Recherche d’événements communs . . . . .	237
10.1.2	Procédure d’analyse des images . . . . .	238
10.2	Détection de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Mrk 421 . . . . .	239
10.2.1	Signal de la Nébuleuse du Crabe . . . . .	239
10.2.2	Signal de Markarian 421 . . . . .	240
10.3	Surface effective aux $\gamma$ . . . . .	240
10.3.1	Estimation de l’acceptance . . . . .	240
10.3.2	Distribution en énergie . . . . .	245
10.4	Réjection hadronique et muonique . . . . .	246
10.4.1	Insensibilité aux muons . . . . .	246
10.4.2	Réjection hadronique supplémentaire . . . . .	248
10.5	Test de la reconstruction de CELESTE . . . . .	249
10.5.1	Sphéricité du front d’onde dans les événements communs . . . . .	249
10.5.2	Résolution angulaire dans les événements communs . . . . .	251
10.5.3	Homogénéité au sol . . . . .	252
10.5.4	Reconstruction de l’énergie . . . . .	252
<b>11</b>	<b>Première observation de la nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421</b>	
	<b>au dessous de 100 GeV</b>	<b>255</b>
11.1	Procédure d’analyse . . . . .	255
11.1.1	Sélection des données . . . . .	255
11.1.2	Définition des coupures . . . . .	256
11.2	Observation de la Nébuleuse du Crabe . . . . .	257
11.3	Observation du Blazar Markarian 421 . . . . .	259
11.3.1	Comportement calme en décembre 1999 . . . . .	259
11.3.2	Période d’activité : janvier-février 2000 . . . . .	260
11.3.3	Variabilité . . . . .	261
11.3.4	Autres sources . . . . .	264

11.4	Seuil d'analyse et flux effectif . . . . .	266
11.4.1	Efficacité des coupures . . . . .	266
11.4.2	Seuil d'analyse . . . . .	267
11.4.3	Estimation du flux . . . . .	267
11.5	Nouvelles stratégies de pointé . . . . .	269
<b>12</b>	<b>Perspectives</b>	<b>272</b>
12.1	Quel futur pour CELESTE? . . . . .	272
12.1.1	Optimisation de l'appareillage . . . . .	272
12.1.2	Enjeux astronomiques . . . . .	274
12.2	Perspectives en Astronomie $\gamma$ . . . . .	275
12.2.1	GLAST : un satellite pour le domaine 10 MeV - 300 GeV . . . . .	275
12.2.2	Au sol : réseaux stéréoscopiques et imageur géant . . . . .	276
12.2.3	Un projet dédié au domaine 20 GeV - 300 GeV . . . . .	278
<b>A</b>	<b>Optique sphérique</b>	<b>283</b>
A.1	Caustique et surfocalisation . . . . .	283
A.2	Aberrations de Coma et déplacement du point focal . . . . .	285
A.2.1	Focalisation dans le plan d'incidence . . . . .	286
A.2.2	Focalisation dans le plan orthogonal au plan d'incidence . . . . .	286
A.2.3	Taille de la tache dans le plan focal . . . . .	287



# Table des figures

1.1	Schéma de principe du détecteur EGRET. . . . .	5
1.2	Cartographie de l'émission $\gamma$ diffuse du ciel, vue par le détecteur EGRET. . . . .	6
1.3	Carte du ciel vue par le détecteur EGRET. . . . .	7
1.4	Techniques de détection des gerbes atmosphériques engendrées par les rayonnements $\gamma$ de haute énergie. . . . .	8
1.5	Construction de Huygens de l'angle du front d'onde Čerenkov. . . . .	11
1.6	Polarisation d'un diélectrique lors du passage d'une particule chargée ultrarelativiste, conduisant à l'apparition du rayonnement Čerenkov. . . . .	12
1.7	Seuil d'émission Čerenkov pour les muons et les électrons. . . . .	13
1.8	Evolution de l'angle Čerenkov limite en fonction de l'altitude. . . . .	13
1.9	Modèle binaire de Heitler. . . . .	14
1.10	Spectre différentiel primaire des protons. . . . .	15
1.11	Spectre différentiel primaire des noyaux d'hélium. . . . .	16
1.12	Photographie de Thémis. . . . .	18
1.13	Principe de fonctionnement d'un imageur. . . . .	19
1.14	Principe de fonctionnement d'un échantillonneur Čerenkov. . . . .	21
1.15	Principales stratégies de pointé d'un échantillonneur. . . . .	22
1.16	Sensibilité ponctuelle des expériences en satellite et des imageurs. . . . .	23
2.1	Schéma de la magnétosphère d'un pulsar. . . . .	26
2.2	Répartition des charges dans la magnétosphère d'un pulsar. . . . .	27
2.3	Mécanisme de formation d'une cavité accélératrice d'électrons et de positons selon le modèle de la calotte polaire. . . . .	29
2.4	Magnétosphère d'un pulsar dans le cadre du modèle de la cavité externe. . . . .	31
2.5	Formation des cavités accélératrices selon le modèle de la cavité externe. . . . .	32
2.6	Spectres de pulsars à haute énergie prédits par les modèles de la <i>calotte polaire</i> et de la <i>cavité externe</i> . . . . .	33
2.7	Spectre des 6 pulsars détectés par Egret. . . . .	34
2.8	Image prise par le satellite X <i>Chandra</i> du reste de supernova <i>E0102-72.3</i> . . . . .	35
2.9	Accélération dite <i>de Fermi</i> de deuxième ordre, par réflexion d'une particule chargée dans les champs magnétiques turbulents de nuages interstellaires en mouvement aléatoire. . . . .	36
2.10	Accélération dite <i>de Fermi du premier ordre</i> au voisinage de l'onde de choc du reste de supernova. . . . .	37
2.11	Schéma d'un plérion. . . . .	41
2.12	Image du <i>Télescope Spatial Hubble</i> de la Nébuleuse du Crabe. . . . .	42
2.13	Spectre de la nébuleuse du Crabe, observé depuis le domaine des X durs aux $\gamma$ de haute énergie. . . . .	42
2.14	Vue d'artiste d'un système binaire constitué d'une étoile en rotation autour d'un trou noir de quelques masses solaires. . . . .	44

2.15	Vue d'artiste d'un noyau actif de galaxie. . . . .	48
2.16	Noyau de la galaxie NGC 4261 vu en optique et en radio par des télescopes au sol, et dont le tore de poussière est résolu par le télescope spatial Hubble. . . .	48
2.17	Emission dans le visible par un noyau actif de galaxie. . . . .	50
2.18	Emission de photons $\gamma$ de haute énergie par le jet d'un noyau actif de galaxie. .	51
2.19	Emission du noyau actif de galaxie Mrk501 en Avril 1997. . . . .	52
2.20	Diagramme de Feynman décrivant la création d'une paire électron-positon par interaction d'un photon $\gamma$ de haute énergie avec un photon de basse énergie. . .	53
2.21	Modèle de fond infrarouge et visible à deux composantes. . . . .	55
2.22	Épaisseur optique en fonction de $z$ et de l'énergie du primaire. . . . .	55
2.23	Prédiction de spectre en énergie du blazar 3C 279. . . . .	56
2.24	Distribution spatiale, en coordonnées galactiques, des sursauts gamma observés par BATSE. . . . .	57
2.25	Modèle de <i>la boule de feu</i> pour les sursauts $\gamma$ . . . . .	58
3.1	Principe de détection de la lumière Čerenkov par une ferme solaire. . . . .	64
3.2	Méthode de séparation des faisceaux en provenance des différents héliostats. . .	66
3.3	Effet d'inhomogénéité du champ de vue pour une optique secondaire constituée d'une lentille. . . . .	67
4.2	Concept d'échantillonneur idéal utilisé dans les simulations. . . . .	70
4.1	Exemple de deux gerbes électromagnétiques simulées de 50 et 300 GeV et d'une gerbe hadronique de 300 GeV. . . . .	71
4.3	Nombre de particules chargées en fonction de l'altitude, pour des $\gamma$ . . . . .	73
4.4	Nombre de particules chargées en fonction de l'altitude, pour des protons. . . .	73
4.5	Comparaison des fluctuations intrinsèques des gerbes électromagnétiques et des gerbes hadroniques. . . . .	74
4.6	Profils longitudinaux de 5 gerbes de $\gamma$ et de protons de 200 GeV. . . . .	75
4.7	Comparaison du nombre de particules chargées présentes dans les gerbes initiées par des protons et des noyaux d'hélium. . . . .	76
4.8	Comparaison des images d'un $\gamma$ et d'un proton de 500 GeV dans la caméra d'un imageur. . . . .	76
4.9	Nombre moyen de muons au dessus du seuil Čerenkov dans les gerbes hadroniques, et en fonction de l'énergie du primaire. . . . .	77
4.10	Nombre moyen de muons au dessus du seuil Čerenkov dans les gerbes hadroniques, et en fonction de l'altitude. . . . .	78
4.11	Formation de l'image d'un muon dans la caméra d'un imageur. . . . .	79
4.12	Densité latérale de lumière émise par les muons touchant le sol. . . . .	79
4.13	Densité latérale de muons dans les gerbes hadroniques. . . . .	80
4.14	Front d'onde pour un $\gamma$ de 100 GeV et pour un proton de 150 GeV. . . . .	81
4.15	Coupe du front d'onde moyen pour des gerbes électromagnétiques de 10, 20, 50, 100 et 300 GeV . . . . .	82
4.16	$\chi^2$ par degré de liberté, pour l'ajustement d'une sphère sur les fronts d'ondes de gerbes électromagnétiques de 100 GeV et de gerbes de proton de 300 GeV. .	83
4.17	Comparaison de l'épaisseur moyenne du front d'onde Čerenkov, pour des gerbes électromagnétiques de 100 GeV et des gerbes de proton de 300 GeV. . . . .	83
4.18	Modèle géométrique simple du temps d'arrivée des photons Čerenkov au sol. . .	84
4.19	Temps d'arrivée des photons au sol en fonction de la distance à l'axe de la gerbe, pour 10 gerbes de $\gamma$ de 50 GeV. . . . .	84

4.20	Effet d'une sélection en champ de vue sur un front d'onde (proton de 500 GeV).	85
4.21	Effet d'une sélection en champ de vue sur la durée moyenne du signal Čerenkov.	85
4.22	Densité de lumière au sol pour des gerbes électromagnétiques.	86
4.23	Formation de l'anneau Čerenkov du fait de la variation de l'angle Čerenkov en fonction de l'altitude.	87
4.24	Distribution latérale de la densité de photons Čerenkov dans les gerbes électromagnétiques, au niveau de la mer et à l'altitude de Thémis.	88
4.25	Densité de lumière au sol, pour des gerbes initiées par des protons de 500 GeV.	89
4.26	Contribution des différentes particules de la gerbe à la distribution de lumière au sol, pour un proton.	89
4.27	Effet d'une sélection en champ de vue sur la distribution de lumière au sol, et influence de l'altitude de pointé sur cette distribution.	90
4.28	Illustration de l'effet de sélection en champ de vue observé sur la figure 4.27.	90
4.29	Effet de la diffusion multiple sur la densité de lumière au sol.	91
4.30	Extension latérale moyenne des gerbes électromagnétiques d'énergies diverses.	92
4.31	Effet du champ magnétique sur la densité latérale d'énergie dans les gerbes électromagnétiques.	93
4.32	Effet du champ magnétique sur une gerbe de 20 GeV.	94
4.33	Effet du champ magnétique terrestre sur la symétrie de la distribution latérale d'énergie dans les gerbes électromagnétiques.	94
4.34	Effet du champ magnétique terrestre sur la position du point d'impact des gerbes électromagnétiques.	95
5.1	Vue générale de la ferme solaire et des héliostats utilisés par CELESTE.	96
5.2	Champ d'héliostats du site de Thémis.	97
5.3	Un héliostat de Thémis	98
5.4	Réfectivité des héliostats de Thémis en fonction de la longueur d'onde.	99
5.5	Optiques secondaires sur axe et hors axe.	100
5.6	Configuration générale de l'optique secondaire.	101
5.7	Construction géométrique de la zone du sol visible par un détecteur.	102
5.8	Fraction du champ d'héliostats vue par chacun des miroirs secondaires.	103
5.9	Photographie du miroir secondaire du premier des trois étages ( <i>Poulailler</i> ), et des détecteurs lui faisant face.	103
5.10	Vue générale de l'optique secondaire de CELESTE, reconstituée par le logiciel de simulation.	104
5.11	Partie du sol vue par chacun des détecteurs de CELESTE.	105
5.12	Photographie de l'un des ensembles de détecteurs de CELESTE.	105
5.13	Construction géométrique du champ de vue d'un héliostat.	106
5.14	Champ de vue <i>nominal</i> des 40 héliostats.	107
5.15	Simulation de l'image d'une étoile dans le plan d'entrée de la tour, en fonction de l'angle d'incidence de la lumière sur l'héliostat.	108
5.16	Position des différents point focaux d'un héliostat sous incidence normale.	109
5.17	Evolution de l'image d'un héliostat dans le plan d'entrée de la tour lorsque l'angle d'incidence croît.	110
5.18	Définition géométrique d'un cône de Winston.	111
5.19	Simulation de la réponse d'un cône de Winston à différentes incidences.	112
5.20	Formats des cônes utilisés dans l'expérience CELESTE.	113
5.21	Numéro des cônes utilisés pour chaque détecteur de CELESTE.	114
5.22	Opacité du verre Schott en fonction de la longueur d'onde.	114

5.23	Efficacité Quantique des Photomultiplicateurs XP 2282B donnée par le constructeur. . . . .	115
5.24	Forme de l'impulsion du photoélectron unique à l'entrée de la salle d'acquisition, après 24 m de câble. . . . .	115
5.25	Modèle géométrique d'une photocathode. . . . .	116
5.26	Schéma du montage réalisé pour le test. . . . .	119
5.27	Demi sphère de verre collée (par colle optique) sur la face d'entrée du photomultiplicateur de façon à permettre tous les angles d'incidence sur la photocathode	120
5.28	Comparaison mesure-simulation de la réponse des photomultiplicateurs à différentes longueurs d'onde. . . . .	121
5.29	Evolution de l'indice optique de la photocathode en fonction de la longueur d'onde. . . . .	122
5.30	Augmentation relative de l'efficacité moyenne de collection liée à l'augmentation d'efficacité quantique à grand angle, en fonction de la longueur d'onde. . . . .	122
5.31	Simulation de la réponse du système cône-photomultiplicateur pour un balayage horizontal, à un angle d'incidence voisin de l'angle limite du cône. . . . .	123
5.32	Simulation montrant l'effet d'un raccourcissement du cône à sa base. . . . .	124
5.33	Réponse simulée du système cône-photomultiplicateur à un faisceau parallèle éclairant uniformément toute la surface du cône, en fonction de l'angle d'incidence du faisceau. . . . .	124
5.34	Comparaison entre le modèle théorique et la mesure effectuée sur l'un des cônes de Winston. . . . .	125
5.35	Cartographie plane de la réponse du système Cône+Photomultiplicateur sous incidence normale, réalisée sur banc test. . . . .	126
6.1	Schéma général de l'électronique de CELESTE. . . . .	129
6.2	Taux de déclenchement fortuit attendu pour deux configurations différentes de la logique de déclenchement. . . . .	131
6.3	Groupes d'héliostats utilisés dans la logique de déclenchement de CELESTE. . . . .	132
6.4	Calcul du retard des signaux pour un pointé convergent et pour un pointé parallèle. . . . .	133
6.5	Schéma de principe de l'électronique de déclenchement. . . . .	134
6.6	Schéma de principe des retards analogiques programmables. . . . .	134
6.7	Mise en temps pour un groupe trigger. . . . .	135
6.8	Partie du ciel observable avec le jeu de câbles utilisé dans l'acquisition, et pour une électronique disposant d'une gamme dynamique double. . . . .	138
6.9	Partie du ciel observable par chacun des 5 groupes avec le jeu de câbles donné dans la table 6.1. . . . .	138
6.10	Principe de fonctionnement d'un Flash ADC. . . . .	139
6.11	Séquence d'arrêt des Flash ADC. . . . .	139
6.12	Schéma de principe de l'acquisition. . . . .	141
6.13	Schéma de principe de fonctionnement d'une tâche d'acquisition avec un serveur de données. . . . .	142
6.14	Schéma de principe de fonctionnement du pilotage des instruments de déclenchement et de relecture. . . . .	144
6.15	Vérification hors ligne de la synchronisation des Lynx. . . . .	146
6.16	Organisation de l'acquisition de données météorologiques. . . . .	147
6.17	Format des fichiers de données utilisée par CELESTE. . . . .	148
6.18	Événement <i>typique</i> , tel que visualisé en cours d'acquisition. . . . .	150

6.19	Même événement qu'en 6.18, projeté sur le champ d'héliostats. . . . .	150
6.20	Taux de comptage en fonction du seuil. . . . .	151
6.21	Taux de déclenchements fortuits en fonction du seuil. . . . .	152
6.22	Impulsion attribuée au passage d'un muon dans le verre d'un cône de Winston. . . . .	152
6.23	Etude de la distribution des écarts de temps entre deux événements consécutifs, permettant une mesure du temps mort d'acquisition. . . . .	154
6.25	Modification de la courbe de taux de comptage en fonction du seuil sous l'effet du passage d'un nuage de faible taille. . . . .	155
6.24	Effet du passage d'un nuage de faible dimension dans le champ de vue du détecteur. . . . .	156
6.26	Taux de comptage sur les cinq groupes de déclenchement, pour deux prises de données consécutives. . . . .	158
6.27	Phénomène d'oscillation périodique du taux de comptage, baptisé improprement <i>Machicoulis</i> . . . . .	159
7.1	Organisation de noyau de la simulation de l'optique de CELESTE. . . . .	161
7.2	Organisation de la simulation de l'optique de CELESTE, avec gestion de <i>sources de photons</i> d'origine diverses, et construction d'événements pouvant être transmis à la simulation de l'électronique. . . . .	162
7.3	Simulation d'une gerbe de 30 GeV. . . . .	164
7.4	Détail de la simulation précédente sur le miroir secondaire. . . . .	164
7.5	Gerbe électromagnétique de 50 GeV vue de dessus, avec en premier plan les héliostats à l'échelle. . . . .	165
7.6	Événement $\gamma$ simulé. . . . .	166
7.7	Représentation spatiale de l'événement simulé représenté en 7.6. . . . .	166
7.8	Surface effective de CELESTE pour un seuil de 45 mV par héliostat, soit $4.5 \gamma_e$ . . . . .	168
7.9	Taux de détection en fonction de la distance du pied de gerbe au centre du champ, pour des gerbes électromagnétiques de diverses énergies. . . . .	168
7.10	Flux différentiel attendu pour une observation de la Nébuleuse du Crabe. . . . .	169
7.11	Évolution du seuil de déclenchement en fonction de l'heure par rapport au transit, pour la Nébuleuse du Crabe. . . . .	169
7.12	Évolution de la surface effective en fonction de l'altitude de pointé des héliostats. . . . .	170
7.13	Acceptance angulaire aux $\gamma$ et aux protons, au transit de la Nébuleuse du Crabe. . . . .	171
7.14	Acceptance aux protons en fonction de l'énergie du primaire. . . . .	171
7.15	Acceptance aux protons en fonction du pied de gerbe. . . . .	172
7.16	Taux de comptage attendu en fonction du seuil, pour une condition de majorité de 3 groupes sur 5. . . . .	174
7.17	Taux de comptage attendu en fonction du seuil, pour une condition de majorité de 5 groupes sur 5. . . . .	175
8.1	Procédure de cartographie d'étoile. . . . .	180
8.2	Cartographie de l'étoile <i>Regulus</i> à travers toute l'optique de CELESTE. . . . .	181
8.3	Simulation de la cartographie de l'étoile <i>Regulus</i> à travers toute l'optique de CELESTE, dans les mêmes conditions que pour la mesure réelle présentée sur la figure 8.2 . . . . .	182
8.4	Résidus de centrage des héliostats. . . . .	183
8.5	Temps de transit dans les photomultiplicateurs XP 2282B en fonction de la haute tension. . . . .	184
8.6	Schéma du dispositif laser utilisé pour la calibration temporelle de CELESTE. . . . .	185

8.7	Événement laser typique. . . . .	187
8.8	Position moyenne des pics dans les données Flash ADC prises lors de calibration avec le laser. . . . .	188
8.9	Position moyenne des pics dans les données Flash ADC prises lors de calibration avec le laser, en fonction de la valeur du gain imposé aux photomultiplicateurs, avant et après calibration. . . . .	188
8.10	Ecart de temps entre les signaux détectés dans deux voies choisies au hasard, telles que numérisées par les Flash ADC. . . . .	189
8.11	Schéma du montage dit de <i>pic fiduciaire</i> permettant l'ajout d'un pic de référence dans les données Flash ADC de façon à lever l'ambiguïté liée à l'absence de synchronisation. . . . .	190
8.12	Idem à 8.10, mais après mise en place de la procédure de greffage d'un <i>pic fiduciaire</i> . . . . .	191
8.13	Dérive de la valeur moyenne du piédestal d'un photomultiplicateur, en fonction de la haute tension et pour un éclaircissement constant. . . . .	193
8.14	Courbes donnant le spectre du photoélectron pour l'un des photomultiplicateurs de CELESTE, en fonction de la valeur de la haute tension appliquée. . . . .	194
8.15	Ajustement d'une forme fonctionnelle sur les données donnant l'amplitude du photoélectron en fonction de la haute tension. . . . .	195
8.16	Histogrammes des valeurs de $p_0$ et $p_1$ pour les 40 photomultiplicateurs utilisés dans l'acquisition. . . . .	195
8.17	Spectre en charge dans les données Flash ADC, permettant une intercalibration des voies. . . . .	197
8.18	Variation du gain relatif pour 4 héliostats, en fonction de l'azimut de pointé (pour un suivi de la nébuleuse du Crabe). . . . .	198
8.19	Comparaison de la simulation avec les efficacité de collection déterminées au moyen des spectres en charge individuels. . . . .	199
8.20	Coefficients de calibration relative déduits de l'analyse des spectres en charge. . . . .	200
9.1	Piédestaux Flash ADC pour quelques voies de digitisation. . . . .	203
9.2	Effet d'un lissage sur la largeur du piédestal et sur la qualité de l'ajustement gaussien. . . . .	204
9.3	Corrélation entre le courant d'anode des photomultiplicateurs et le carré de la variance des piédestaux. . . . .	205
9.4	Idem à 9.3 pour l'héliostat G15 qui exhibe un comportement étonnant. . . . .	205
9.5	Fonction d'autocorrélation des données Flash ADC pour des données de bruit de fond de ciel. . . . .	206
9.6	Exemple de recherche rapide de pics dans les données Flash ADC. . . . .	208
9.7	Exemple de recherche de pics par ajustement de la forme de signal du photoélectron unique, sur une série de signaux d'amplitudes variées. . . . .	209
9.8	Résolution temporelle de reconstruction des pics dans les données Flash ADC, en fonction de l'amplitude du pic. . . . .	210
9.9	Résolution individuelle obtenue avec le laser. . . . .	211
9.10	Effet de la procédure de lissage sur un signal affecté d'un bruit à 250 MHz. . . . .	212
9.11	Pathologies diverses affectant les données Flash ADC. . . . .	213
9.12	Spectre en amplitude des pics trouvés dans les données Flash ADC pour du bruit de fond de ciel. . . . .	214
9.13	Spectre différentiel des pics trouvés pour une prise de données normale. . . . .	214

9.14	Corrélation entre amplitude et largeur à mi-hauteur des pics retrouvés dans les données Flash ADC. . . . .	215
9.15	Corrélation entre le temps de décroissance et le temps de montée du signal (à mi-hauteur) dans les données de bruit de fond de ciel et dans des données Cerenkov. . . . .	216
9.16	Corrélation entre le temps de décroissance et le temps de montée du signal (à mi-hauteur), pour différentes hauteurs de ce dernier, et en conditions normales de fonctionnement. . . . .	217
9.17	Effet d'un déclenchement logiciel sur les distribution en charge. . . . .	218
9.18	Spectre en charge (exprimé en photoélectrons) obtenu sur des données réelles hors-source et sur un spectre de protons simulés, après déclenchement logiciel. . . . .	219
9.19	Nombre de pics au dessus de 30 dc obtenu sur des données réelles hors-source et sur un spectre de protons simulés après déclenchement logiciel. . . . .	220
9.20	Schéma de principe de la reconstruction analytique du maximum de gerbe. . . . .	221
9.21	Résidus obtenus pour deux voies, après la procédure d'optimisation de ces derniers. . . . .	224
9.22	Evolution au cours du temps des retards fixes que l'on doit appliquer pour optimiser les résidus. . . . .	225
9.23	Evolution des résidus pour les 40 voies, pendant une période de 10 jours au cours du mois de décembre 1999. . . . .	226
9.24	Résolution sur la position du maximum de gerbe. . . . .	226
9.25	$\chi^2$ par degré de liberté, obtenu lors de la reconstruction du maximum de gerbe par ajustement d'une sphère, sur des données simulés (protons et gamma), et sur des données réelles. . . . .	227
9.26	Probabilité de $\chi^2$ pour des spectres de $\gamma$ et de protons simulés au transit de la Nébuleuse du crabe. . . . .	228
9.27	Densité de lumière sur les héliostats, pour 6 gerbes de $\gamma$ de même énergie (100 GeV) simulées pour un pointé au zénith. . . . .	229
9.28	Résolution sur le pied de gerbe, déterminé comme le barycentre de lumière. . . . .	230
9.29	Résolution sur la direction de la gerbe. . . . .	230
9.30	Critère d'homogénéité entre héliostats de la charge collectée au sol, pour des événements simulés ainsi que pour des événements réels du fond hadronique. . . . .	231
9.31	Critère d'homogénéité de la charge entre les groupes. . . . .	232
9.32	Distribution des directions reconstruites, pour des $\gamma$ simulés sur axe, au transit de la Nébuleuse du Crabe, et pour des protons simulés sur une ouverture angulaire de 30 mrad. . . . .	233
9.33	Idem à 9.32, mais pour un pointé au zénith. . . . .	234
9.34	Relation entre charge moyenne par héliostat et énergie du primaire. Distribution calculée sur une simulation au transit de la Nébuleuse du Crabe. . . . .	234
9.35	Facteur de proportionnalité entre charge et énergie du primaire, en fonction de la position du pied de gerbe. . . . .	234
9.36	Ecart relatif entre énergie réelle et énergie reconstruite, pour quatre énergies de primaire. . . . .	235
9.37	Résolution en énergie, en fonction de la position du pied de gerbe. . . . .	236
10.1	Nombre d'événements communs en fonction du décalage de la fenêtre de coïncidence entre CAT et CELESTE. . . . .	237
10.2	Définition des paramètres de Hillas pour une image de gerbe dans la caméra d'un imageur. . . . .	238

10.3	Signal sur la nébuleuse du Crabe, obtenu avec l'analyse standard de CAT, pour les gerbes vues par CAT seulement et pour celles vues conjointement par les deux expérience CAT et CELESTE. . . . .	239
10.4	Idem à 10.3 sur le Blazar Mrk421, mais en 1 h 40 mn de données au cours de la nuit du 11 au 12 janvier 2000. . . . .	241
10.5	Distribution des pieds de gerbe reconstruits pour les événements situés dans le pic en $\alpha$ , pour CAT seulement et pour les événements vus également par CELESTE. . . . .	242
10.6	Nombre de déclenchements communs, pour des $\gamma$ simulés, et en fonction du pied de gerbe réel. . . . .	243
10.7	Idem à 10.6 mais pour les événements passant les coupures de forme de l'analyse de CAT. . . . .	243
10.8	Un événement commun à CAT et CELESTE, désigné comme candidat $\gamma$ par CAT. . . . .	244
10.9	Energie reconstruite selon CAT pour le signal vu sur la nébuleuse du Crabe, pour les événements vus par CAT et pour les événements communs. . . . .	245
10.10	Energie réelle et reconstruite par CAT des gerbes simulées, déclenchant à la fois CAT et CELESTE, et passant les coupures d'analyse de CAT. . . . .	246
10.11	Paramètres de Hillas pour des $\gamma$ , du fond et des événements communs pris dans le fond. . . . .	247
10.12	Distance des pieds de gerbe reconstruits, pour les événements communs à $\alpha \leq 120^\circ$ et pour ceux à $\alpha \geq 120^\circ$ . . . . .	249
10.13	Distribution en $\alpha$ des événements vus par CAT et CELESTE, sur la nébuleuse du Crabe, et avec une sélection sur les pieds de gerbes inférieurs à 130 m. . . . .	250
10.14	$\chi^2$ par degré de liberté pour l'ajustement d'un front d'onde sphérique sur les événements communs à CAT et CELESTE. . . . .	250
10.15	Direction reconstruite par CELESTE pour des événements vus également par CAT. . . . .	251
10.16	Critère d'homogénéité entre les groupes, pour les événements CAT - CELESTE. . . . .	252
10.17	Critère d'homogénéité entre voies individuelles, pour les événements CAT - CELESTE. . . . .	253
10.18	Comparaison des énergies reconstruites par CAT et CELESTE dans les événements communs. . . . .	253
11.1	Distribution des significativités, prise de données par prise de données. . . . .	257
11.2	Distribution des angles de gerbe reconstruits, pour le ON et pour le OFF. . . . .	258
11.3	Distribution des angles de gerbe reconstruits (ON-OFF), pour les données prises en décembre 1999 sur Markarian 421. . . . .	259
11.4	Idem à 11.3, mais en janvier-février 2000. . . . .	260
11.5	Courbe de lumière sur la nébuleuse du Crabe. . . . .	261
11.6	Courbe de lumière de Markarian 421, tel que vu par CAT, au cours des derniers mois. . . . .	262
11.7	Courbe de lumière de Markarian 421, tel que vu par CELESTE. . . . .	262
11.8	Courbe de lumière de Markarian 421, nuit par nuit, pour CAT et CELESTE. . . . .	263
11.9	Corrélation CAT-CELESTE sur Markarian 421. . . . .	263
11.10	Autres sources. . . . .	265
11.11	Effet des différentes coupures sur un spectre de $\gamma$ en loi de puissance $E^{-2}$ , au Transit de la Nébuleuse du Crabe. . . . .	267
11.12	Mesure du flux de la Nébuleuse du Crabe à 60 GeV par CELESTE. . . . .	268



11.13	Idem à 11.11, pour un pointé mixte à 11 et 25 km. . . . .	270
12.1	Schéma de principe du satellite GLAST. . . . .	276
12.2	Montage photographique représentant les imageurs constituant le réseau HESS, en Namibie. . . . .	277
12.3	Schéma d'un éventuel projet d'échantillonneur dédié au domaine 20 GeV – 300 GeV. . . . .	279
A.1	Evolution de la position du point focal pour un miroir sphérique éclairé sous incidence oblique. . . . .	283
A.2	Forme de la caustique pour un miroir ouvert à $45^\circ$ . . . . .	284
A.3	Taille de la tache de lumière sur un plan orthogonal à l'axe, en fonction de la position du plan, et pour un miroir ouvert à $30^\circ$ . . . . .	285
A.4	Déplacement relatif (en %) du point focal du miroir en fonction de l'angle d'ouverture (en degrés) . . . . .	285

# Liste des tableaux

1.1	Comparaison des performances des 3 satellites $\gamma$ de haute énergie ayant volé de 1972 à nos jours et du prochain satellite GLAST, dont le lancement est prévu pour 2005. . . . .	6
1.2	Caractéristiques comparées des différents imageurs en service à l'heure actuelle. . . . .	20
5.1	Propriétés optiques des héliostats de Thémis. . . . .	99
5.2	Caractéristiques géométriques des cônes utilisés dans l'expérience CELESTE. . . . .	113
5.3	Caractéristiques des photomultiplicateurs Philips XP 2282B. . . . .	115
5.4	Valeurs de l'indice de la photocathode, obtenues par ajustement sur les observations expérimentales. . . . .	122
6.1	Valeur des retards fixes utilisés dans l'acquisition pour chaque héliostat. . . . .	136
8.1	Facteurs de calibration en temps déduits de l'analyse laser et appliqués aux héliostats dans l'acquisition. . . . .	187
11.1	Données de la fin de l'année 1999 et du début de l'année 2000. . . . .	256
11.2	Evolution des nombres d'événements, de l'excès, de la significativité et du rapport signal sur fond pour l'ensemble des 11 heures 31 minutes de données prises sur la Nébuleuse du Crabe. . . . .	257
11.3	Idem à 11.2, pour un pointé sur Markarian 421, en décembre 1999. . . . .	259
11.4	Idem à 11.2, pour un pointé sur Markarian 421, en janvier et février 2000. . . . .	260
11.5	Idem à 11.2, pour 1ES 0219. . . . .	264
11.6	Idem à 11.2, pour 1ES 2344. . . . .	264
11.7	Idem à 11.2, pour Markarian 501. . . . .	264
11.8	Efficacité des coupures estimées à partir de la simulation. . . . .	266
11.9	Efficacité des coupures estimées à partir des données réelles. . . . .	266
11.10	Idem à 11.2, pour un pointé convergent à 17 km, et pour 3h 22mn de données ON. . . . .	269
11.11	Idem à 11.2, pour un double pointé à 11 et 25 km, et pour 2h 11mn de données ON. . . . .	269
11.12	Efficacité de la coupure en homogénéité $\sigma_{\text{grp}} < 0.25$ en pointé convergent et en pointé mixte, pour des données réelles et simulées. . . . .	270



## Première partie

# L'astronomie $\gamma$ de haute énergie : histoire et motivation



# Chapitre 1

## Une discipline émergente

On désigne par astronomie  $\gamma$  l'astronomie des photons d'énergie supérieure à 100 keV. Parmi les plus jeunes disciplines de l'astronomie, elle est véritablement née au cours des années 1970, avec le développement de nouvelles technologies héritées de la physique des particules. D'une longueur d'onde beaucoup plus petite que les distances atomiques, le rayonnement  $\gamma$  ne peut être détecté avec des moyens optiques *conventionnels*, et ne peut en particulier faire l'objet d'aucune focalisation par des dispositifs de type miroir ou lentille. La nécessité de développer des techniques radicalement nouvelles explique la relativement longue gestation de cette astronomie de l'extrême.

A partir de la fenêtre visible, explorée constamment depuis plusieurs millénaires, l'astronomie a étendu son champ d'observation dans les deux directions, vers les basses énergies (infrarouge), et vers les hautes énergies (ultraviolet, rayons X puis rayons  $\gamma$ ) au fur et à mesure de l'évolution des techniques d'observation. Les objets étudiés jusqu'au milieu du vingtième siècle étaient tous caractérisés par une émission de type thermique<sup>1</sup>.

Le vingtième siècle a été le théâtre d'un bouleversement introduit par l'astronomie radio, et prolongé ensuite par l'astronomie  $\gamma$ .

Découverte par hasard en 1932 par Karl Gute Jansky, l'émission d'un rayonnement radio par la Voie Lactée est restée inaperçue des astronomes jusqu'à la fin de la seconde guerre mondiale. Profitant alors des derniers développements militaires concernant les radars, les astronomes commencèrent à scruter le ciel radio, et firent des découvertes surprenantes. L'année 1946 vit la mise en évidence de la première radiosource connue (autre que le soleil), dans la constellation du Cygne.

Mais surtout, la découverte en 1951 d'une raie d'émission de l'hydrogène atomique, à 21 cm, suivie de la découverte de nombreuses autres raies d'émission, s'avéra un outil d'une remarquable efficacité pour cartographier les nuages d'hydrogène moléculaire et atomique de la galaxie.

L'abondance de raies moléculaires et atomiques dans le domaine radio, associée à une bien meilleure précision des mesures de spectroscopie face aux mesures dans le domaine optique, permet en outre d'affiner considérablement les premières mesures de distance par décalage vers le rouge d'objets extragalactiques, comme les galaxies. Les mesures de spectroscopie en radio atteignirent une précision telle qu'il fut possible de mesurer les vitesses de rotation propre des galaxies, et donc d'obtenir une estimation de la masse contenue.

---

<sup>1</sup>Rayonnement dit de *corps noir*, émis par tout corps chauffé, et caractérisé par un spectre large dont le maximum d'émission est à une longueur d'onde inversement proportionnelle à la température absolue de l'objet.

L'astronomie radio devait en outre ouvrir le domaine des sources *non thermiques*. En premier lieu, le rayonnement diffus de la galaxie fut attribué au rayonnement synchrotron des électrons cosmiques défléchis dans le champ magnétique chaotique de la galaxie.

Les années cinquante virent les premières cartographies du ciel dans le domaine radio, cartes sur lesquelles se détachaient deux populations : l'une, concentrée dans le plan galactique, devait être attribuée à des restes de supernovae et aux nuages moléculaires. La seconde, uniforme sur la voûte céleste, pouvait être le fait soit, d'objets extrêmement proches (au maximum à des distances de l'ordre de la distance aux étoiles les plus proches), soit au contraire d'objets situés à des distances grandes devant la taille de la galaxie.

L'association progressive d'un nombre important de ces sources avec des galaxies elliptiques permit de valider cette seconde hypothèse, mais en 1961, l'association de deux sources du troisième catalogue de Cambridge, 3C 48 et 3C 273, avec des objets que rien ne distinguait d'une étoile, relança le débat sur la nature de ces émetteurs. L'analyse du spectre d'émission de ces astres laissait en outre les astronomes perplexes, car il semblait ne correspondre à aucun élément connu. Il fallut plusieurs mois pour réaliser que l'apparence incompréhensible de ces spectres ne résultait que d'un décalage vers le rouge alors invraisemblable ( $z = 0.158$  pour 3C 273). Cette découverte émut au plus haut point la communauté scientifique, car elle posait deux interrogations :

- ⊙ alors qu'à cette distance, les galaxies étaient habituellement convenablement résolues par les télescopes, les objets étudiés apparaissaient désespérément ponctuels - d'où leur nom de *Quasi Stellar Radio Sources*, rapidement abrégé en *Quasars*.
- ⊙ la luminosité de ces objets nouveaux, compte tenu de leur distance, semblait plusieurs centaines de fois supérieure à celle des galaxies les plus brillantes.

Loin de résoudre ces questions, les années qui suivirent posèrent de nouvelles interrogations. Avec la découverte en 1964 d'une variabilité erratique sur quelques mois de la luminosité de ces objets, on fut forcé d'admettre définitivement que ces objets devaient avoir une très petite taille, au plus de l'ordre de quelques jours ou semaines lumière. L'énorme luminosité de ces objets devenait alors encore plus problématique.

Seule l'astronomie  $\gamma$  semblait en mesure de lever le voile sur ces objets : pour émettre une telle énergie, un astre doit nécessairement être extrêmement massif, de façon à ce que les forces de gravité puissent encore compenser la pression de rayonnement qui autrement tendrait à sa dislocation. La petite taille déduite des mesures de variabilité suggérait l'idée d'un astre compact, dont la petite taille autorisait alors une émission thermique détectable dans le domaine  $X$ , voire même jusqu'au domaine  $\gamma$  mou. Aucun astre *normal* ne semblait en mesure d'émettre un rayonnement thermique dans le domaine  $\gamma$ , car le débit d'énergie déduit de la loi de Stefan<sup>2</sup> violerait immédiatement la limite d'Eddington<sup>3</sup>. Le domaine  $\gamma$  semblait alors particulièrement prometteur pour la recherche d'objets compacts de ce type.

Annoncée dès le début comme une astronomie de l'extrême, l'astronomie  $\gamma$  partit *fleur au fusil* à la chasse au trou noir.

---

<sup>2</sup>La loi de Stefan affirme que la puissance surfacique rayonnée par un corps noir est proportionnelle à la puissance quatrième de sa température, et donc à la fréquence caractéristique de son rayonnement.

<sup>3</sup>La limite d'Eddington, présentée à la page 49, est la luminosité critique d'un astre au delà de laquelle la pression de rayonnement l'emporte sur les forces de gravité. Elle est directement proportionnelle à la masse de l'astre.

## 1.1 Une naissance en satellite

Si la première détection de rayonnement  $\gamma$  extraterrestre date de 1962, c'est le satellite SAS-II en 1972 [1] qui a inauguré l'ère de l'astronomie  $\gamma$  de haute énergie en mettant en évidence l'émission de trois pulsars - Le Crabe, Vela [2] et Geminga identifié plus tard comme tel.

A la suite de cette première découverte, le satellite COS-B cartographia pour la première fois l'émission diffuse du ciel, émission essentiellement concentrée dans le plan galactique. Cette émission, encore imparfaitement comprise, serait la somme de deux contributions : l'une due à de nombreuses sources galactiques non résolues par les instruments, et l'autre intrinsèquement diffuse, due notamment à la désintégration de  $\pi^0$  produits dans les collisions de rayons cosmiques avec les nuages de matière interstellaire, ainsi qu'à l'émission de photons de haute énergie par des électrons fortement accélérés<sup>4</sup>. COS-B détecta en outre 25 sources ponctuelles, dont pour la première fois une source extra-galactique, 3C 273 citée plus haut, connue jusqu'alors en radio et appartenant à la catégorie des *quasars*.

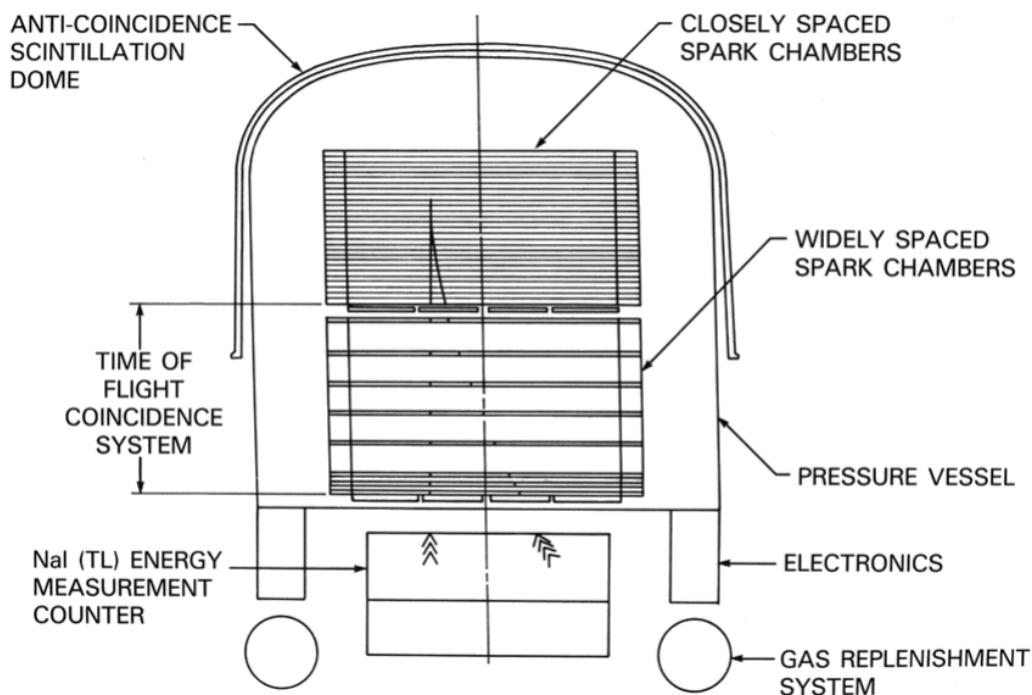


FIG. 1.1: Schéma de principe du détecteur EGRET. Ce détecteur est essentiellement composé d'un ensemble de chambres à étincelles, dans laquelle le  $\gamma$  incident se convertit en paire électron-positon, suivi d'un système de mesure de temps de vol et pour finir d'un calorimètre permettant de mesurer l'énergie du  $\gamma$ .

Le détecteur EGRET à bord du satellite CGRO (Compton Gamma Ray Observatory, lancé en avril 1991) effectua ensuite une cartographie complète du ciel entre 100 MeV et 10 GeV. Il utilisait une technique de détection similaire à celle de SAS-II, fondé sur la conversion du photon  $\gamma$  en une paire électron-positon, paire dont la trajectoire était mesurée à l'aide de chambres à étincelles (figure 1.1) relativement espacées, et dont l'énergie était mesurée par un calorimètre situé à la base du télescope. Un dispositif d'anti-coïncidence composé d'un *chapeau* de scintillateurs permettait de rejeter les particules chargées arrivant en sens inverse (ainsi que des  $\gamma$  produits lors de la désintégration de hadrons dans le corps du satellite).

<sup>4</sup>Les processus en jeu, *Bremsstrahlung* et *Effet Compton Inverse* seront décrits ci-après.



Sa surface de collection environ 10 fois supérieure à celle de SAS 2 et de COS-B, ainsi qu'une meilleure résolution angulaire (Tableau 1.1), permirent à EGRET d'accumuler un palmarès particulièrement riche.

	SAS 2	COS B	EGRET	GLAST
Domaine d'énergie	20 MeV – 1 GeV	2 keV – 5 GeV	20 MeV – 30 GeV	10 MeV – 300 GeV
Champ de Vue	0.25 sr	0.25 sr	1.0 sr	2.4 sr
Surface Effective > 100 MeV	100 cm <sup>2</sup>	70 cm <sup>2</sup>	1100 cm <sup>2</sup>	8 000 cm <sup>2</sup>
Résolution Angulaire (RMS @ 500 MeV)	1°5	1°5	0°6	0°4
Résolution en énergie (FWHM @ 100 MeV)	~ 100%	42%	18%	15%
Sensibilité à une source ponctuelle (photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ) > 100 MeV pour une exposition de 10 <sup>6</sup> s	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>-8</sup>

TAB. 1.1: Comparaison des performances des 3 satellites  $\gamma$  de haute énergie ayant volé de 1972 à nos jours et du prochain satellite GLAST, dont le lancement est prévu pour 2005.

En premier lieu, EGRET étudia avec une bien meilleure précision le fond diffus galactique (figure 1.2), et testa la corrélation entre les nuages d'hydrogène atomique et moléculaire d'une part, et l'intensité de l'émission diffuse d'autre part.

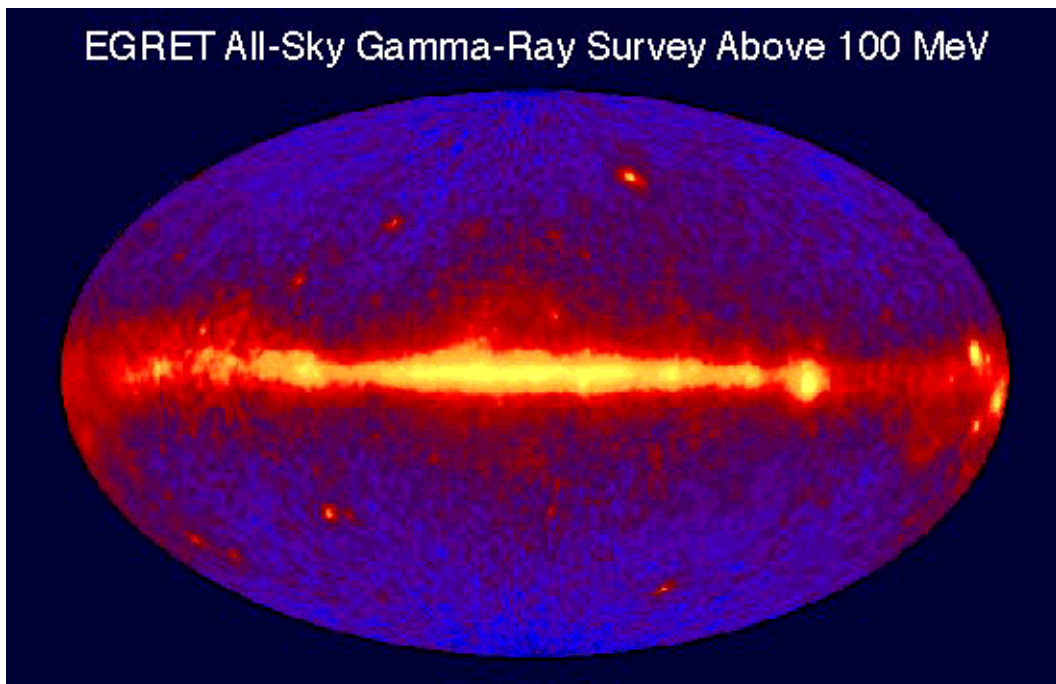


FIG. 1.2: Cartographie de l'émission  $\gamma$  diffuse du ciel, vue par le détecteur EGRET.

Par ailleurs, EGRET mit en évidence un grand nombre de sources ponctuelles, (271 à ce



## 1.2 L'astronomie $\gamma$ au sol

A l'époque même où les premiers projets en satellite commençaient à voir le jour, les astronomes savaient sans doute que pour atteindre des énergies plus élevées il faudrait revenir sur terre, à cause de la rapide diminution des flux attendus.

Les premières tentatives d'observation de rayonnement  $\gamma$  depuis le sol ont été menées dans les années 1960 par des physiciens des particules, à la suite de la première observation de rayonnement Čerenkov atmosphérique. Mais la très large surestimation des flux attendus, ainsi que le manque de connaissance des bruits de fond hadroniques fit échouer les expériences de l'époque. Il fallu attendre la fin des années 1980 pour que les premiers résultats positifs commencent à apparaître, mais avec encore un désaccord assez grand entre les différentes expériences.

L'astronomie  $\gamma$  au sol repose sur des techniques radicalement différentes de celles utilisées dans l'espace. Alors qu'un satellite peut détecter directement le photon  $\gamma$ , par exemple par sa conversion en paire électron-positon, ce même photon  $\gamma$  ne peut pas atteindre le sol, car il produit dans l'atmosphère, une *cascade électromagnétique* composée de particules ultrarelativistes.

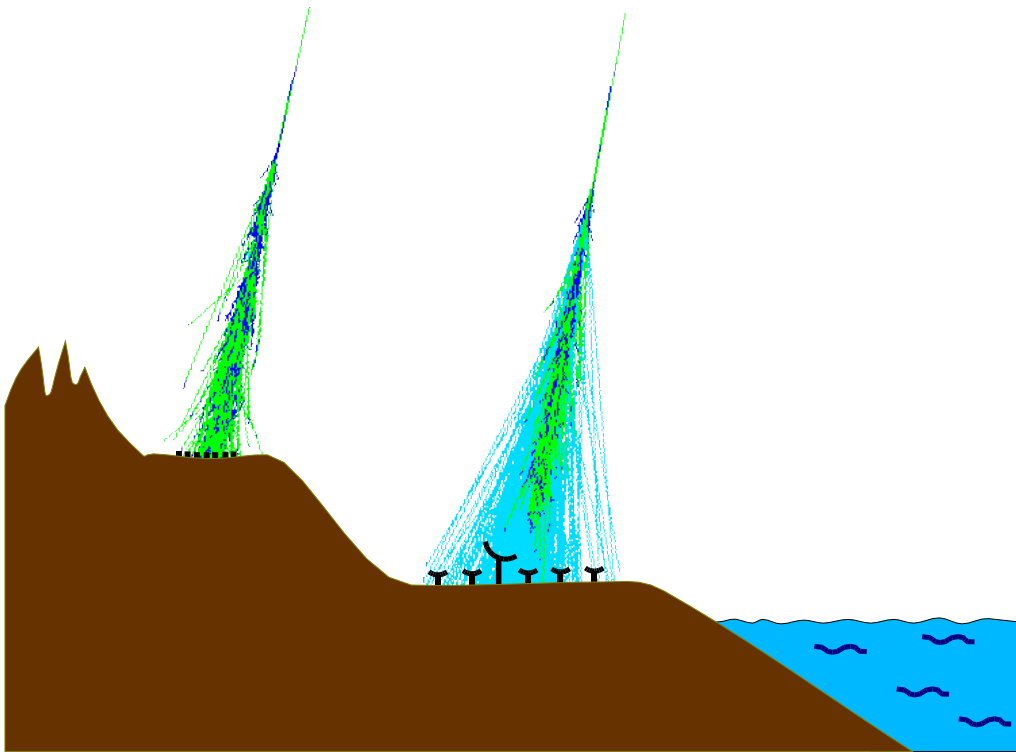


FIG. 1.4: Techniques de détection des gerbes atmosphériques engendrées par les rayonnements  $\gamma$  de haute énergie. En se plaçant à haute altitude, il est possible de détecter directement les particules chargées des gerbes (à gauche) de haute énergie (au delà du TeV). A plus basse énergie, les particules sont beaucoup plus rares au niveau du sol, et correspondent en outre à la queue de la gerbe, nettement plus fluctuante. Il faut alors recourir à la lumière Čerenkov émise à plus haute altitude par ces particules chargées, de façon à obtenir un échantillonnage moins biaisé sur le développement de la gerbe. Les télescopes peuvent alors se placer à plus basse altitude (typiquement 1500 m), car le rayonnement Čerenkov est essentiellement émis dans le domaine visible, et est donc peu atténué par l'atmosphère. La détection de lumière Čerenkov peut se faire soit au moyen d'un télescope unique à relativement grand champ de vue et caméra très fine - on parle alors d'imagerie Čerenkov -, soit à l'aide d'un réseau de détecteurs plus simple - on parle alors de technique d'échantillonnage. On a représenté les deux techniques sur le dessin, avec des gerbes simulées de façon réaliste.

Il existe plusieurs techniques de détections de ces cascades, dont les principales sont représentées sur la figure 1.4. Pour une énergie du rayon  $\gamma$  incident relativement élevée, de l'ordre du

TeV ou plus, un plus ou moins grand nombre de ces particules chargées atteint le sol. Elles sont éventuellement détectables par des réseaux de détecteurs à scintillateurs, mais à basse énergie, les cascades sont trop peu pénétrantes, et la densité de particules chargées au sol est trop faible.

On ne peut alors les détecter que de manière indirecte, en utilisant la lumière Čerenkov émise par les particules chargées ultrarelativistes. Cette détection indirecte procure aux expériences au sol un avantage de taille sur les satellites : même avec une surface de *collection* relativement réduite, un télescope peut détecter des photons émis par une cascade tombant à plusieurs dizaines de mètres. Sa surface *effective*, définie par l'ensemble des points d'impacts des gerbes qu'il détecte, est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à sa surface de *collection*. Cette distinction entre surface de collection et surface effective est une propriété spécifique de l'astronomie  $\gamma$  au sol.

### 1.2.1 Les gerbes atmosphériques

L'atmosphère se comporte comme un *calorimètre électromagnétique*<sup>6</sup>. Lorsqu'il pénètre dans l'atmosphère, le photon  $\gamma$  incident interagit avec le champ électrostatique des noyaux, et se matérialise rapidement en une paire électron-positon. Ces particules chargées interagissent à leur tour avec le champ nucléaire, et émettent par rayonnement de freinage, ou *bremssstrahlung*, des  $\gamma$  secondaires qui vont à leur tour se matérialiser en paire, et ainsi de suite. Ces deux processus électromagnétiques, création de paire et *bremssstrahlung*, conduisent alors à la formation rapide d'une cascade électromagnétique composée pour l'essentiel de photons  $\gamma$ , d'électrons et de positons.

#### Bremssstrahlung

Le *Bremssstrahlung*, ou rayonnement de freinage, est le rayonnement émis par une particule chargée dans la matière. Ce rayonnement est dû à l'accélération subie par la particule dans le champ électrostatique des noyaux. Une description complète de ce processus peut être trouvée dans [76, page 49]. Notons cependant qu'à haute énergie, la perte d'énergie par quantité de matière traversée  $x$  est essentiellement proportionnelle à l'énergie, et s'écrit

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{1}{X_0} E(1 + b) \quad \text{où} \quad b = \frac{1}{18 \ln(183Z^{-\frac{1}{3}})} = 0.012 \quad \text{dans l'air} \quad (1.1)$$

La longueur de radiation, notée  $X_0$  est précisément définie comme la longueur<sup>7</sup> que parcourt un électron avant de perdre  $1 - 1/e \approx 63\%$  de son énergie. Elle s'écrit en fonction des nombres de charge et de masse du milieu  $Z$  et  $A$ , de la densité numérique de noyaux  $N$ , du rayon de l'atome d'hydrogène  $r_e$  et de la constante de structure fine  $\alpha$

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \frac{N}{A} Z^2 r_e^2 \ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) \quad (1.2)$$

et vaut  $36.66 \text{ g cm}^{-2}$  dans l'air sec, dans les conditions normales de température et de pression. L'atmosphère totalise ainsi 27 longueurs de radiation, soit autant qu'une plaque de 15 cm de plomb, ce qui en fait un calorimètre épais.

<sup>6</sup>Ce terme de physique des particules désigne un dispositif de détection de photons  $\gamma$  et d'électrons de haute énergie, permettant de remonter à l'énergie de la particule incidente par une mesure de l'énergie déposée dans le détecteur.

<sup>7</sup>Il s'agit en fait d'une épaisseur de matière traversée, que l'on peut rapprocher du terme de *densité de colonne* utilisé en astrophysique.

Le spectre des photons émis a été également calculée dans le cadre du régime de haute énergie. La probabilité pour un électron d'énergie  $E$  d'émettre un photon d'énergie  $\nu E$  en traversant  $dX$  longueurs de radiation s'écrit alors

$$\frac{\partial \phi}{\partial X \partial \nu}(\nu) = \nu + \frac{1 - \nu}{\nu} \left( \frac{4}{3} + 2b \right) \quad (1.3)$$

### Création de paire

Les photons d'énergie supérieure à  $2 m_e c^2$  peuvent interagir avec le champ des noyaux et créer une paire électron-positon. Le calcul complet de la section efficace conduit à une probabilité de création de paire  $\mu(E)$  par longueur de radiation qui s'écrit simplement en fonction de  $X_0$ <sup>8</sup> :

$$\frac{d\mu(E)}{dX} = \frac{7}{9} - \frac{b}{3} \quad (1.4)$$

L'échelle de longueur typique de la création de paire est donc la même que celle du Bremsstrahlung, ce qui traduit la similitude des processus élémentaires à l'origine de ces interactions.

### Perte d'énergie par ionisation

A basse énergie, la perte d'énergie des particules chargées par ionisation du milieu devient importante. Celle-ci est décrite par la formule de Bethe-Bloch (en fonction de la vitesse  $\beta$  de la particule et du facteur de Lorentz  $\gamma$ ) :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 N Z}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2 \beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2\beta^2 \gamma^2 m_e c^2}{I} - \beta^2 \right) \right] \quad (1.5)$$

où  $I$  est appelé *énergie moyenne d'excitation* du milieu, et ne dépend que des caractéristiques du milieu traversé. Pour les éléments lourds (au delà du soufre),  $I$  vaut  $(10 \pm 1 \text{ eV}) \times Z$ , et pour l'air,  $I \sim 85.7 \text{ eV}$ .

On appelle *énergie critique*, notée en général  $E_c$ , l'énergie en dessous de laquelle les pertes d'énergie par ionisation deviennent prépondérantes devant celles induites par rayonnement de freinage. Elle vaut 83 MeV dans l'air sec, et cette valeur est souvent utilisée dans les simulateur comme borne inférieure à l'énergie des électrons et positons : ceux d'énergie inférieure ne participent quasiment plus au développement de la cascade, mais sont au contraire rapidement arrêtés.

### Diffusion multiple

La *diffusion Coulombienne multiple* est responsable d'une bonne partie de l'élargissement latéral des gerbes électromagnétiques. Les particules chargées diffusent tout au long de leur trajectoire, sur le champ électrostatique des noyaux. Chaque diffusion individuelle se fait à tout petit angle, mais l'accumulation de ces diffusions peut conduire à une déviation de l'ordre du degré.

La théorie de Molière modélise la diffusion multiple par un élargissement gaussien à faible angle, se rapprochant d'une distribution de Rutherford à grand angle (où la diffusion est essentiellement due à une diffusion unique) dont la largeur  $\theta_0^{\text{plan}}$  (écart-type) dans un plan s'écrit :

<sup>8</sup>Ce résultat n'est valable, de même que pour le bremsstrahlung, qu'à haute énergie. A basse énergie, il faut ajouter des corrections qui proviennent d'un écrantage moindre du champ nucléaire par les électrons du cortège électronique.

$$\theta_0^{\text{plan}} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (1.6)$$

où  $p$ ,  $\beta c$  et  $z$  sont respectivement la quantité de mouvement, la vitesse et la charge (en unité de charges élémentaires) de la particule incidente, et  $x/X_0$  la distance parcourue en unité de longueurs de radiation. Pour obtenir l'angle de diffusion en coordonnées polaires dans l'espace, il suffit de remplacer 13.6 MeV par  $13.6 \text{ MeV} \times \sqrt{2} \approx 19.2 \text{ MeV}$ . Cet angle de diffusion est maximal en fin de gerbe, lorsque les particules chargées n'ont quasiment plus d'énergie. A l'énergie critique, qui caractérise la fin de la gerbe, il vaut  $\theta_0^{\text{plan}} \approx 9.4^\circ$  pour une longueur de radiation.

Le terme en  $\sqrt{x/X_0}$  peut simplement s'interpréter par une analogie avec les théories de *marche au hasard*, dans lesquelles une particule change régulièrement de direction, de façon aléatoire. L'éloignement moyen de la particule augmente alors comme la racine carrée du temps écoulé. On retrouve ces comportements dans les phénomènes de diffusion d'un gaz dans un autre, ainsi que dans de nombreux autres phénomènes physiques.

### L'effet Čerenkov

L'effet Čerenkov, connu depuis 1937, est l'équivalent pour la lumière du mur du son qui accompagne un avion supersonique : lorsqu'une particule chargée voyage dans un milieu diélectrique à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu (mais, bien sûr, inférieure à la vitesse de la lumière dans le vide), elle crée une onde de choc électromagnétique qui se matérialise sous la forme d'un cône de lumière émis vers l'avant. L'angle  $\theta$  de ce cône par rapport à la direction de propagation de la particule est donné en fonction de l'indice  $n$  de l'air par la relation

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} \approx \frac{1}{n} \quad (\text{pour } v \approx c) \quad (1.7)$$

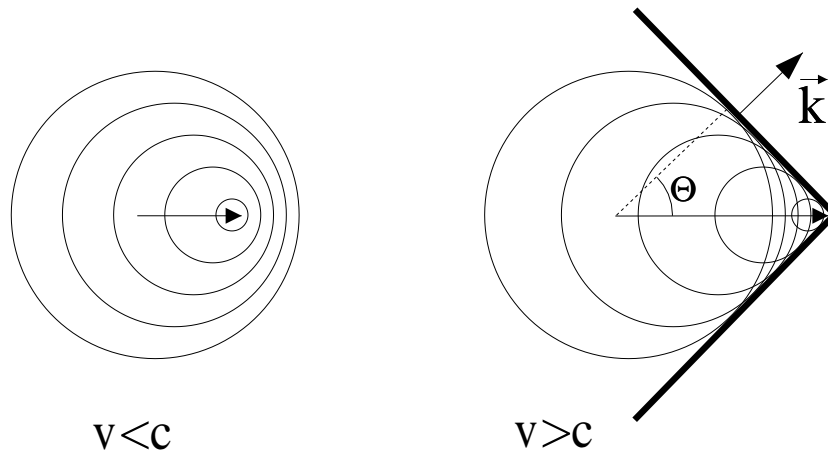


FIG. 1.5: *Construction de Huygens, illustrant le phénomène d'onde de choc se produisant lorsqu'une particule voyage plus vite que la lumière dans un milieu, et permettant la détermination géométrique de l'angle  $\theta$  d'émission de la lumière Čerenkov. L'angle  $\theta$  a été fortement exagéré pour la lisibilité de la figure, et vaut environ  $1^\circ$  dans l'air.*

Cette onde est due à une rémanence de la polarisation induite dans le milieu après le passage de la particule (figure 1.6). En effet, la vitesse de la lumière dans un milieu est liée à la vitesse à laquelle le milieu se polarise et se dépolarise lors du passage de l'onde. Lorsque la particule

chargée voyage à une vitesse inférieure à celle de la lumière, le milieu est polarisé au voisinage immédiat de la particule, et cette polarisation a une symétrie totale qui empêche la création d'un champ macroscopique. Au contraire, lorsque la particule voyage plus vite que la lumière, une *traînée* de polarisation, située derrière la particule, génère un champ macroscopique qui se matérialise sous la forme de photons Čerenkov.

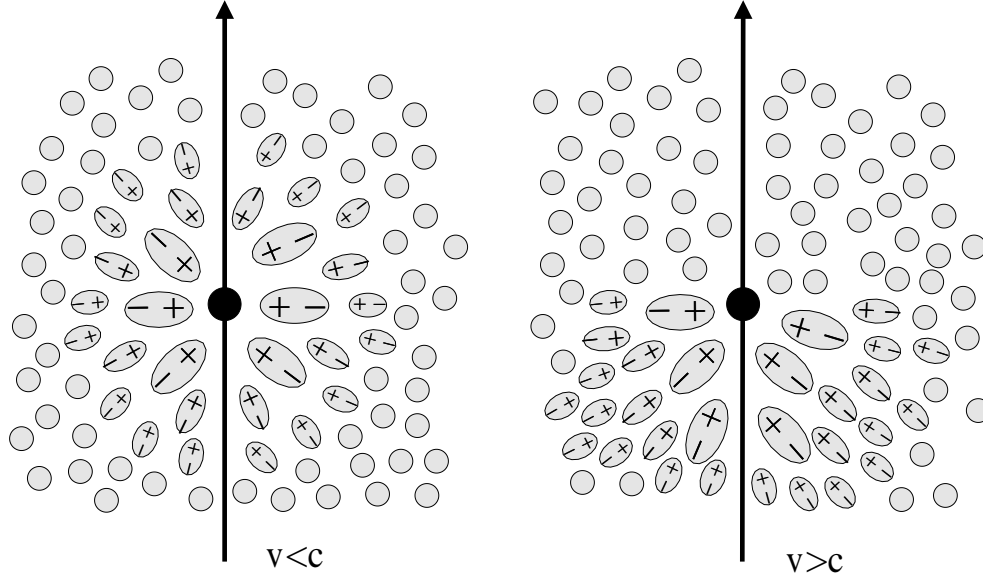


FIG. 1.6: Illustration de la polarisation d'un diélectrique lors du passage d'une particule chargée. Lorsque la particule voyage moins vite que la lumière, la polarisation dipolaire des molécules du milieu est symétrique (à gauche), et le champ macroscopique résultant est nul. Par contre, si la particule voyage plus vite que la lumière (à droite), il y a un retard à l'établissement de la polarisation du milieu, ainsi qu'une rémanence de cette polarisation après le passage de la particule. Cela conduit à l'établissement d'un champ macroscopique à l'origine de l'émission de photons Čerenkov.

Le calcul complet de l'énergie radiée peut se faire en électromagnétisme classique, en calculant les champs à grande distance radiés par par l'électron (voir par exemple [78, page 124]).

L'énergie rayonnée par unité de distance parcourue par la particule et par unité de fréquence s'écrit

$$\frac{d^2U(\omega)}{dx d\omega} = \frac{\omega e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) \quad (1.8)$$

On en déduit le nombre de photons émis par unité de longueur de trace et par unité de longueur d'onde

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{1}{\lambda^2} \frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) = 2\pi\alpha \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} \quad (1.9)$$

Cette distribution a le comportement indésirable de diverger à petit  $\lambda$ , divergence qui impose l'utilisation d'une coupure  $\lambda_{\min}$  dans les simulations. Cette coupure est en général située dans l'ultraviolet proche à cause de la perte de transparence de l'atmosphère (et des détecteurs) aux plus petites longueurs d'onde.

Les figures 1.7 et 1.8 donnent le seuil<sup>9</sup> de production de lumière Čerenkov, pour les électrons et les muons d'une part, ainsi que l'angle d'émission de cette lumière d'autre part, en

<sup>9</sup>Ce seuil est l'énergie à laquelle la vitesse de la particule devient égale à celle de la lumière dans l'air.

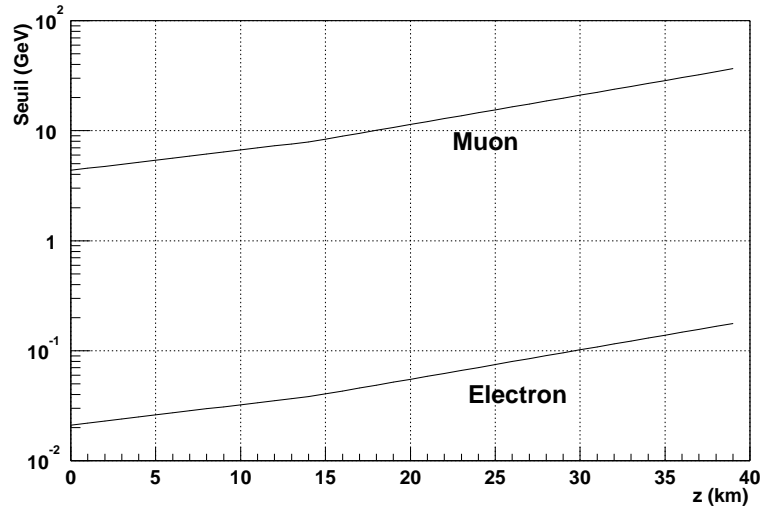


FIG. 1.7: *Seuil d'émission Čerenkov pour les muons et les électrons, en fonction de l'altitude prise par rapport au niveau de la mer, et selon le modèle d'atmosphère utilisé dans la simulation décrite au chapitre 4.*

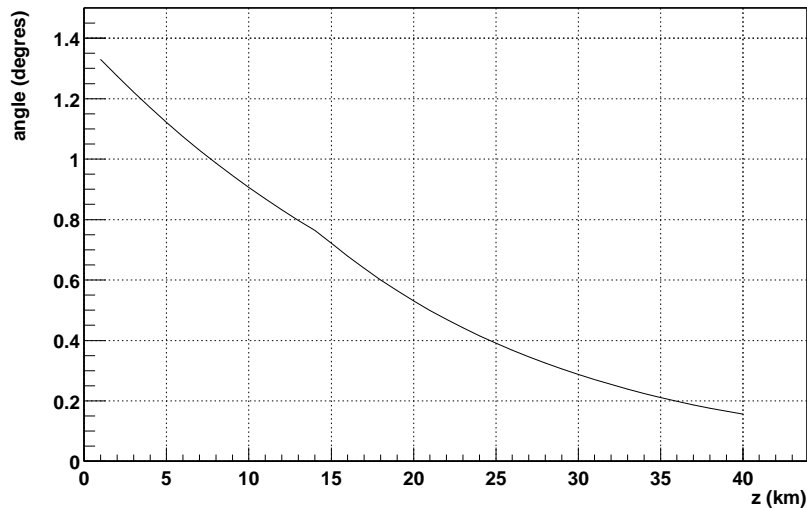


FIG. 1.8: *Variation de l'angle Čerenkov limite (pour  $v \approx c$ ), en fonction de l'altitude par rapport au niveau de la mer, selon le modèle d'atmosphère utilisé dans la simulation.*

fonction de l'altitude d'émission (prise par rapport au niveau de la mer). Ces courbes ont été calculées à partir du modèle d'atmosphère introduit dans la simulation, modèle dont le terme dominant est une diminution exponentielle de la densité en fonction de l'altitude, avec une altitude caractéristique de 7 km.

Au niveau de la mer, le seuil d'émission Čerenkov est ainsi de 25 MeV pour les électrons. Cette valeur est relativement proche de l'énergie critique, ce qui implique qu'un électron dont l'énergie tombe en dessous de l'énergie critique n'a quasiment plus le temps de produire de lumière Čerenkov avant d'être arrêté.

### Un modèle simple de gerbe électromagnétique

Un modèle purement électromagnétique, dû à Heitler [83] illustre simplement le développement des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère. Il ne prend en compte que la perte d'énergie des particules chargées par Bremsstrahlung et la création de paire, dans l'approxima-



tion ultrarelativiste.

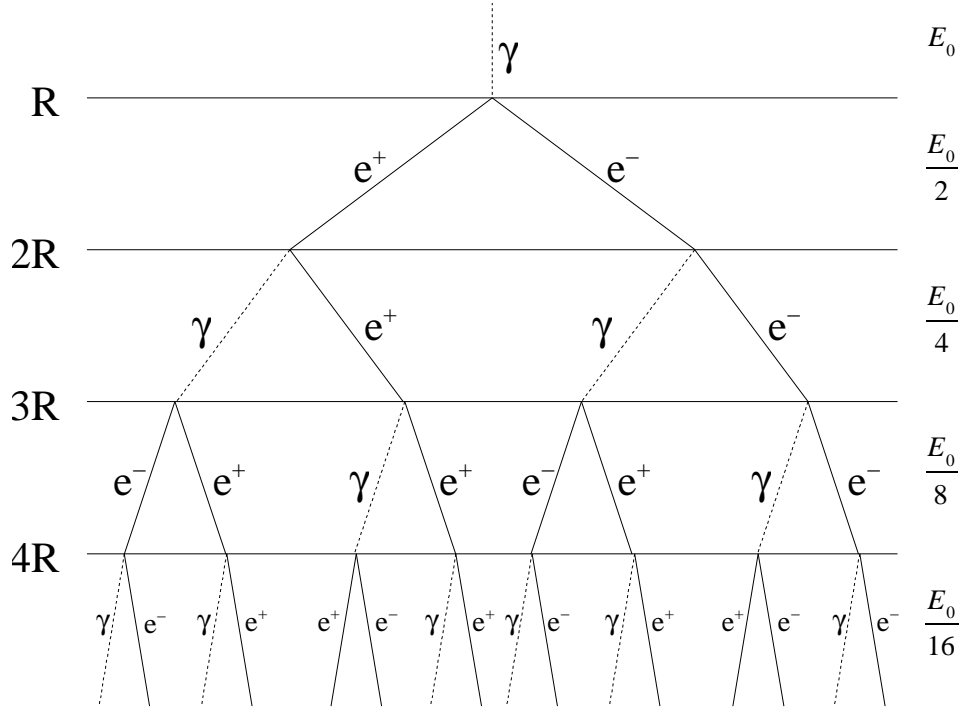


FIG. 1.9: *Modèle binaire de Heitler.*

Dans le cadre de cette approximation, la perte d'énergie d'une particule chargée en fonction de l'épaisseur traversée  $X$  vaut :

$$\Delta E = E e^{-X(1+b)} \quad (1.10)$$

Tandis que la probabilité intégrée de création de paire d'un photon vaut

$$\mu(E) = 1 - e^{-X(\frac{7}{9} - \frac{b}{3})} \quad (1.11)$$

Dans la limite où  $b \ll 1$ , et en assimilant de plus le terme  $7/9$  à  $1$ , on peut dire qu'un électron perd en moyenne la moitié de son énergie au bout d'une distance  $R = X_0 \ln 2$ , et qu'un photon se matérialise en une paire électron-positon *grosso-modo* au bout de la même distance.

On peut alors construire un arbre binaire simple, décrit sur la figure 1.9 : au bout d'une distance  $R$ , le photon  $\gamma$  initial crée une paire électron-positon équi-énergétique. Chacun des éléments de cette paire émet au bout d'une distance  $R$  un photon (par bremsstrahlung) emportant la moitié de son énergie ( $E_0/4$ ). Au bout d'une nouvelle distance  $R$ , les électrons et positons restants émettent à nouveau un photon emportant la moitié de leur énergie  $E_0/8$  tandis que les photons  $\gamma$  se matérialisent en nouvelles paires, et ainsi de suite.

Le développement de la gerbe s'arrête lorsque la perte d'énergie par ionisation devient dominante par rapport à la perte d'énergie par bremsstrahlung, c'est à dire pour des électrons et positons d'énergie  $E \leq E_c = 83 \text{ MeV}$ .

Le nombre total de particules  $N(t)$  au bout d'un trajet  $t = X/R$  vaut  $2^t$ , avec un nombre équivalent de photons, d'électrons et de positons.

La profondeur maximale atteinte vaut ainsi

$$X_{\max} = X_0 \ln \frac{E_0}{E_c} \quad (1.12)$$

Dans la mesure où la densité atmosphérique suit essentiellement une décroissance exponentielle lorsque l'altitude augmente, on obtient une dépendance en  $\left[ \ln \left[ \ln \frac{E_0}{E_c} \right] \right]$  de la distance parcourue par la gerbe dans l'atmosphère, en fonction de l'énergie de la particule initiale. L'altitude de la fin de développement de la gerbe varie extrêmement lentement dans le domaine d'énergie d'un télescope donné.

La longueur totale de traces chargées vaut

$$L(E) = \int \frac{2}{3} N(t) dX = \frac{2}{3} \frac{R}{\ln 2} \left[ e^{\frac{X}{R} \ln 2} \right]_0^{X_{\max}} \approx \frac{2}{3} X_0 \frac{E_0}{E_c} \quad (1.13)$$

La quantité de lumière Čerenkov, directement proportionnelle à la longueur des traces chargées, apparaît donc également proportionnelle à l'énergie du photon  $\gamma$  initial, et en constitue donc un bon estimateur.

## 1.2.2 Bruit de fond

### Bruit de fond hadronique

Tous les télescopes à effet Čerenkov souffrent du même handicap : la prédominance du bruit de fond dû aux rayons cosmiques (protons et noyaux) sur les rayons  $\gamma$ . Le spectre et la composition des rayons cosmiques primaires (*i.e.* à l'entrée dans l'atmosphère) ont été étudiés en détail par des expériences en satellite et en ballon à haute altitude. La thèse de Daniel Pomarède [24] fait une revue des différentes expériences, revue résumée sur les figures 1.10 et 1.11.

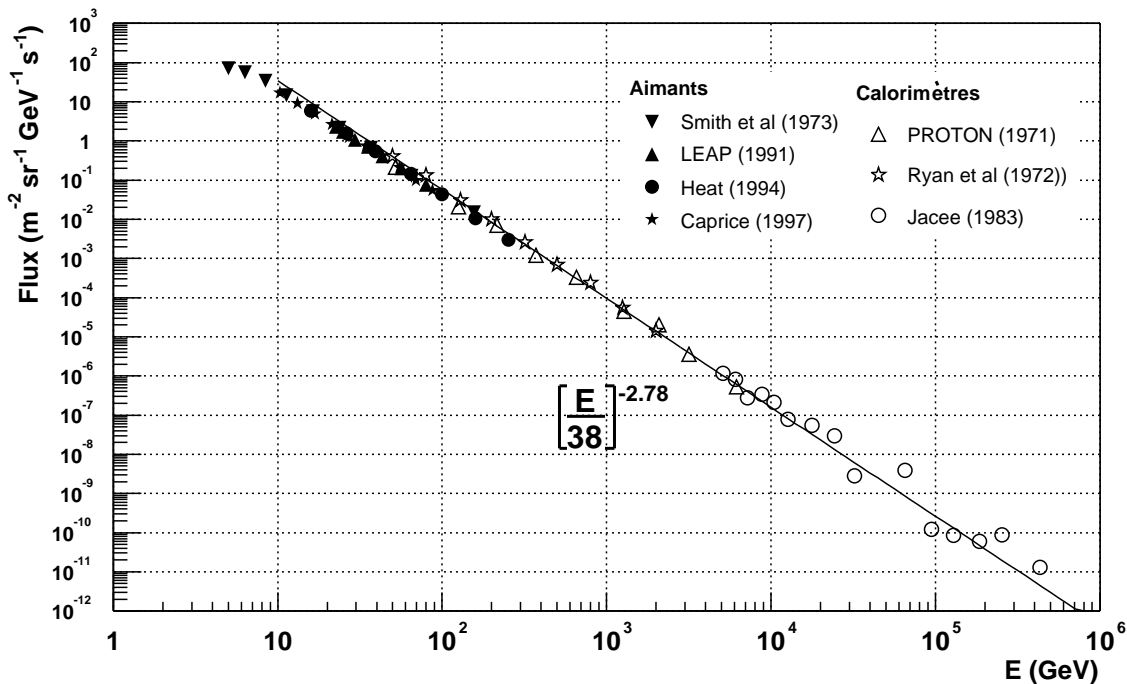


FIG. 1.10: Spectre différentiel primaire des protons au delà du GeV. Compilation de différentes données par Daniel Pomarède [24]. La ligne continue est un ajustement oculaire par une loi de puissance.

Dans un domaine d'énergie extrêmement large, s'étendant du GeV à 100 TeV, les spectres de protons et de noyaux d'hélium peuvent être représentés par des lois de puissance :

$$\left(\frac{d\phi}{dE}\right)_{\text{Protons}} = \left(\frac{E}{38 \text{ GeV}}\right)^{-2.78} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (1.14)$$

$$\left(\frac{d\phi}{dE}\right)_{\text{Héliums}} = \left(\frac{E}{26 \text{ GeV}}\right)^{-2.68} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (1.15)$$

L'incertitude sur les flux a été considérablement diminuée par les expériences les plus récentes, qui annoncent des erreurs de l'ordre 10% [25, 26]. Mais l'accord encore insuffisant entre les différentes expériences conduisent plutôt à des incertitudes de l'ordre de 20%.

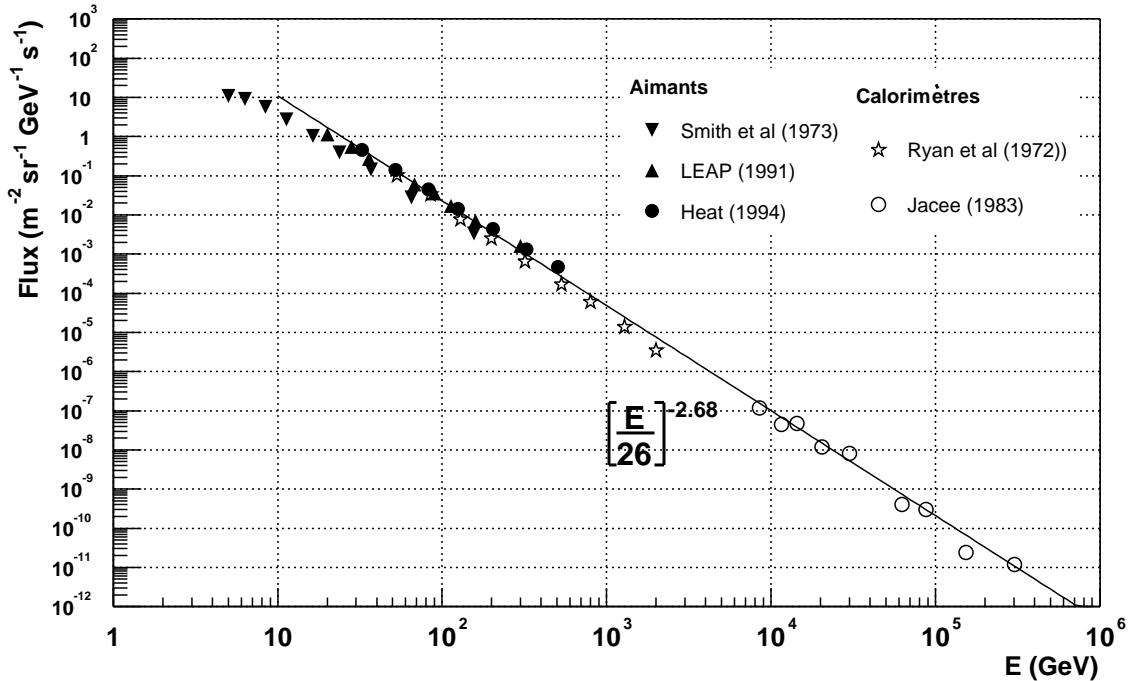


FIG. 1.11: *Idem à 1.10 pour les noyaux d'hélium.*

Si le flux de noyaux d'hélium est environ 30% plus faible que celui des protons, il faut aussi considérer le fait qu'à énergie égale, les noyaux d'hélium émettent environ deux fois moins de lumière que les protons<sup>10</sup>, et sont donc grossièrement équivalents à des protons d'énergie moitié. Il en découle que les noyaux d'hélium ne contribuent qu'à un niveau de l'ordre de 10% au bruit de fond hadronique des télescopes Čerenkov, et l'on néglige généralement les autres éléments (Carbone et Fer, par ordre d'importance) dont la contribution est inférieure au pourcent.

### Bruit de fond électromagnétique

Le bruit de fond électromagnétique est essentiellement constitué d'électrons, qui engendrent dans l'atmosphère des gerbes électromagnétiques en tous points identiques aux gerbes engendrées par des rayons  $\gamma$ , mis à part le fait qu'elles se développent en moyenne une longueur de radiation plus haut et que l'électron primaire produit déjà de la lumière Čerenkov. Compte tenu des fluctuations des gerbes de basse énergie, ces différences semblent absolument inexploitable, et le bruit de fond dû aux électrons constitue ainsi un bruit de fond irréductible. Leur spectre

<sup>10</sup>Ce point sera précisé par une simulation présentée sur la figure 4.7, page 76.

primaire a été mesuré à la fois par des expériences en ballon et en satellite, et l'on obtient au dessus de 10 GeV la paramétrisation [78, page 274] :

$$\left(\frac{d\phi}{dE}\right)_{\text{Electrons}} = \left(\frac{E}{7.2 \text{ GeV}}\right)^{-3.3} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (1.16)$$

La plus forte pente du spectre fait que les électrons primaires ne dominent le bruit de fond qu'à très basse énergie, aux alentours de 10 GeV.

A plus haute énergie, le fond de rayons  $\gamma$  diffus, essentiellement galactique et probablement dû à la désintégration de  $\pi^0$  dans la matière interstellaire, est également un bruit de fond quasi-isotrope et irréductible. Son flux a été mesuré et surtout modélisé avec une bonne précision aux énergies  $\leq 1$  GeV par le détecteur EGRET [11], et vaut en moyenne  $8.5 \times 10^{-10}$  photon  $\text{s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$  à 10 GeV pour les régions centrales de la galaxie. Il reste cependant encore mal compris au delà du GeV, où le spectre observé est nettement plus plat que celui déduit du modèle<sup>11</sup>. A haute latitude galactique, le spectre suit essentiellement une loi de puissance [12] :

$$\left(\frac{d\phi}{dE}\right)_{\gamma} = (1.05 \pm 0.04) 10^{-1} \left(\frac{E}{377 \text{ MeV}}\right)^{-2.07 \pm 0.03} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (1.17)$$

### 1.2.3 Les techniques de détection

Comme nous l'avons déjà signalé, les télescopes Čerenkov ont deux grands ennemis : le bruit de fond dû à la luminosité du ciel nocturne et celui dû aux gerbes hadroniques. L'influence du premier peut être réduite en augmentant la surface de collection d'une part, et en réduisant au maximum le temps d'intégration du télescope pour le rapprocher de la durée du phénomène physique d'autre part. Tous les télescopes Čerenkov fonctionnent ainsi en mode *déclenché*, les informations en provenance des différents détecteurs n'étant enregistrées que lorsqu'une condition spécifique de luminosité et de corrélation entre les différents détecteurs est validée<sup>12</sup>. Le bruit de fond dû aux gerbes hadroniques peut quant à lui être notablement atténué par des techniques de réjection tirant parti des différences intrinsèques entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques.

Depuis le début de l'astronomie  $\gamma$ , le combat s'est déroulé sur deux fronts relativement distincts : d'une part les imageurs, formés d'un miroir unique de diamètre relativement limité atteignant au maximum 10 m, compensant une faible surface de collection par un pouvoir de réjection pouvant atteindre  $5 \times 10^2$  et provenant de l'analyse détaillée de l'image de la gerbe, et d'autre part les échantillonneurs, tendant plutôt à optimiser la surface de collection pour un coût limité, en disposant de nombreux détecteurs plus rudimentaires et distribués sur une grande surface.

Le deux techniques sont représentées sur le site de Thémis, comme en témoigne la photographie 1.12.

### L'imagerie

Après de nombreuses années infructueuses, la technique d'imagerie Čerenkov atmosphérique a été la première à détecter un signal en provenance de la nébuleuse du Crabe, avec le télescope

<sup>11</sup>D'après les auteurs, cela pourrait être dû au fait que le spectre de rayons cosmiques mesuré au voisinage de la terre, et introduit dans les calculs pour estimer le taux de production de  $\pi^0$ , ne serait pas représentatif du spectre dans la Galaxie.

<sup>12</sup>La logique de déclenchement est d'ailleurs l'un des points clefs prévalant à la conception du télescope.



FIG. 1.12: Photographie du champ de Thémis ( $42.5^\circ$  N,  $2^\circ$  E et 1650 m d'altitude) dans les Pyrénées Orientales. On distingue au centre l'imageur CAT, entouré des héliostats de la ferme solaire, héliostats réutilisés par CELESTE.

du Whipple en 1989 [41], suivie de peu par les échantillonneurs Thémistocle [57] et Asgat [56]. L'imagerie a maintenant prouvé sa fiabilité et sa capacité à faire des observations reproductibles. Représentée sur la figure 1.13, cette technique consiste à faire l'image de la gerbe sur une caméra unique.

Contrairement à l'astronomie classique, elle fait ainsi l'image d'objets étendus et situés à une distance finie, ce qui se traduit par la formation d'images oblongues dont le grand axe pointe vers la direction de la source. Au cours des années, les caméras se sont progressivement affinées, et atteindront prochainement le nombre de 1000 pixels de  $0.1^\circ$ , correspondant en gros aux plus petites structures des gerbes. Cette grande finesse est l'atout majeur de l'imagerie, car elle permet à cette technique d'obtenir des facteurs de réjection de l'ordre de  $10^2$  pour un miroir unique, et jusqu'à  $10^4$  en combinant l'information de plusieurs télescopes (on parle alors d'observation *stéréoscopique*), par l'analyse de la forme des images. Ces télescopes ont également à leur crédit une surface effective de détection importante (jusqu'à  $10^5$  m<sup>2</sup>), et une bonne résolution angulaire. Ils sont cependant incapables de détecter les gerbes de basse énergie, noyées dans le bruit de fond de ciel du fait de leur trop faible surface de collection. Actuellement, leur seuil avoisine les 200 GeV et il devrait diminuer d'un facteur 2 au cours des prochaines années.

L'information provenant de l'étude des images est utilisée de façon optimale en temps différé, lors de l'analyse des événements, mais il est beaucoup plus difficile de l'utiliser directement lors du déclenchement. En baissant leur seuil, les prochains imageurs vont donc être confrontés à un taux de déclenchement de plus en plus élevé, atteignant probablement 1 kHz contre quelques dizaines de Hertz à l'heure actuelle.

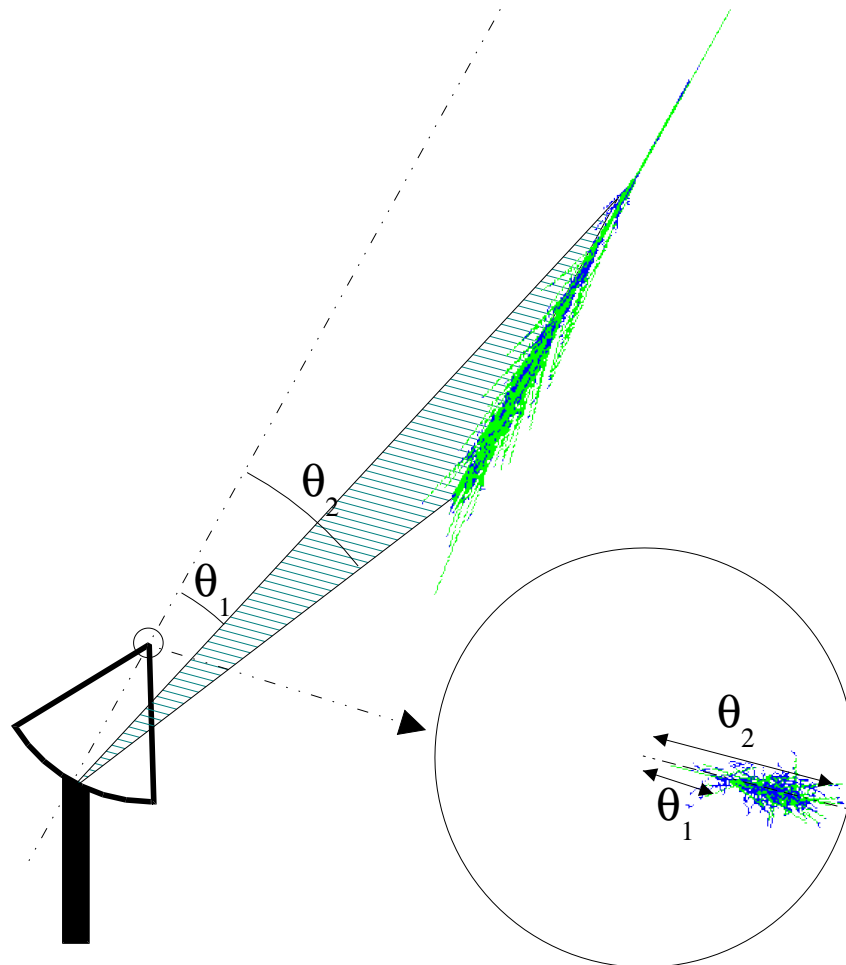


FIG. 1.13: Principe de fonctionnement d'un imageur : l'image angulaire de la gerbe est projetée dans le plan focal de la caméra. Pour une particule venant de la direction de pointé, cette image doit avoir un axe principal passant par le centre de la caméra (défini comme étant la direction de visée). L'extension de l'image dans le plan focal, entre les angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  dépend à la fois de la longueur intrinsèque de la gerbe (indicateur de l'énergie de la particule primaire), et du paramètre d'impact de la gerbe par rapport au télescope. En recourant à un modèle analytique complet [59], il s'est avéré possible de déterminer à la fois la direction, l'énergie et le paramètre d'impact de la gerbe en fonction des seules caractéristiques géométriques de l'image dans le plan focal.

L'optique de ces télescopes est en général une monture de Davis Cotton<sup>13</sup>, ce qui permet de minimiser les aberrations pour les sources hors axe, au prix d'un asynchronisme de l'ordre de 2 ns pour les plus petits miroirs, atteignant cependant 4 ns pour les plus grands. Cela rend difficile l'utilisation des temps d'arrivée des photons sur chaque pixel dans l'analyse, et cela peut être un handicap limitant les possibilités de baisser le seuil.

### L'échantillonnage

Reposant sur une idée complètement différente, la technique d'échantillonnage consiste à mesurer la densité de lumière et le temps d'arrivée du front d'onde sur une grande surface, au moyen de multiples télescopes beaucoup plus rudimentaires que ceux utilisés en imagerie

<sup>13</sup>Monture consistant à disposer de petits éléments de miroir sphérique de rayon de courbure  $R$  sur une sphère de rayon de courbure double, la normale à chaque élément étant orientée vers le centre de la monture. Les éléments de miroir sont alors tangents à une parabole dont le foyer est à une distance  $R$  du centre de la monture, ce qui permet au montage d'être stigmatique sur l'axe.

	# Miroirs	Surface ( $m^2$ )	# PMTs	Champ de vue	$E_{\text{seuil}}$	Résolution par gerbe ( $^\circ$ )
Cangaroo	2	11	256	3.0	1000	0.18
CAT	1	18	600	4.8	250	0.1
Durham	3	42	109	3.4	250	0.1
GT-48	2	27	37	2.7	900	0.2
HEGRA-CT	6	9	271	4.6	500	0.1
SHALON	1	10	144	7.2	1000	0.4
TACTIC	4	10	349	2.8		
Tel. Array	3	6	256	4.5	500	0.1
Whipple	1	75	151	3.5	250	0.1
Hess	4	110	960	5.0	$\approx 100$	0.05
Veritas	7	80	500	3.5	$\approx 75$	0.05

TAB. 1.2: *Caractéristiques comparées des différents imageurs en service à l'heure actuelle. D'après [66]. Pour chaque expérience sont donnés le nombre de télescopes, suivi des performances du meilleur télescope : dans l'ordre, la surface du miroir, le nombre de photomultiplicateurs, le champ de vue (en degrés), l'énergie de seuil (en GeV) et la résolution angulaire (en degrés).*

(ces télescopes ont en général une caméra constituée d'un seul photomultiplicateur). Les échantillonneurs ont un bien meilleur isochronisme que les imageurs (la résolution temporelle peut atteindre quelques centaines de picosecondes), et ont en outre l'avantage d'être totalement insensibles aux muons du fait d'une logique de déclenchement distribuée sur une grande surface. Avant l'arrivée des caméras de nouvelle génération, ils obtenaient par la mesure des temps d'arrivée une meilleure résolution angulaire que les imageurs.

Du fait de leurs détecteurs à pixel unique, ils perdent par contre une partie de la capacité de réjection hadronique qui caractérise les imageurs.

Les échantillonneurs se sont développés à peu près en même temps que les imageurs, mais en nombre beaucoup plus faible, puisqu'en dehors des projets actuels de reconversion de centrale solaire, seuls les expériences ASGAT [55] et Thémistocle [57], sur le site de Thémis, ont exploité avec succès cette technique.

La figure 1.14 décrit la méthode de reconstruction utilisée par les échantillonneurs : à haute énergie (au TeV), le front d'onde est essentiellement conique car constitué de la superposition de photons émis à différentes altitudes, les photons émis les plus tôt tombant le plus loin de l'axe de la gerbe. Une mesure précise du temps d'arrivée du signal Čerenkov permet d'obtenir des résolutions angulaires de l'ordre de  $0.15^\circ$  [58, page 57]. À plus haute énergie, par contre, les gerbes sont nettement plus courtes et le front d'onde devient sphérique. Une mesure des temps d'arrivée ne donne accès qu'au point d'émission de la lumière, et il faut exploiter la distribution de lumière au sol pour déterminer la direction de la gerbe.

Du fait de la simplicité de leur caméra, les échantillonneurs sont en général contraints de travailler avec un champ de vue restreint, de façon à limiter le bruit de fond de ciel sur l'unique photomultiplicateur de chaque télescope. La mise en évidence d'un signal ne peut alors se faire que par une comparaison des nombres d'événements obtenus en pointant alternativement dans la direction de la source et dans une direction test voisine. C'est le mode d'observation alterné (ou *ON-OFF*), dont les imageurs commencent à s'affranchir à l'heure actuelle.

Les échantillonneurs offrent un degré de liberté supplémentaire lors de leur utilisation :

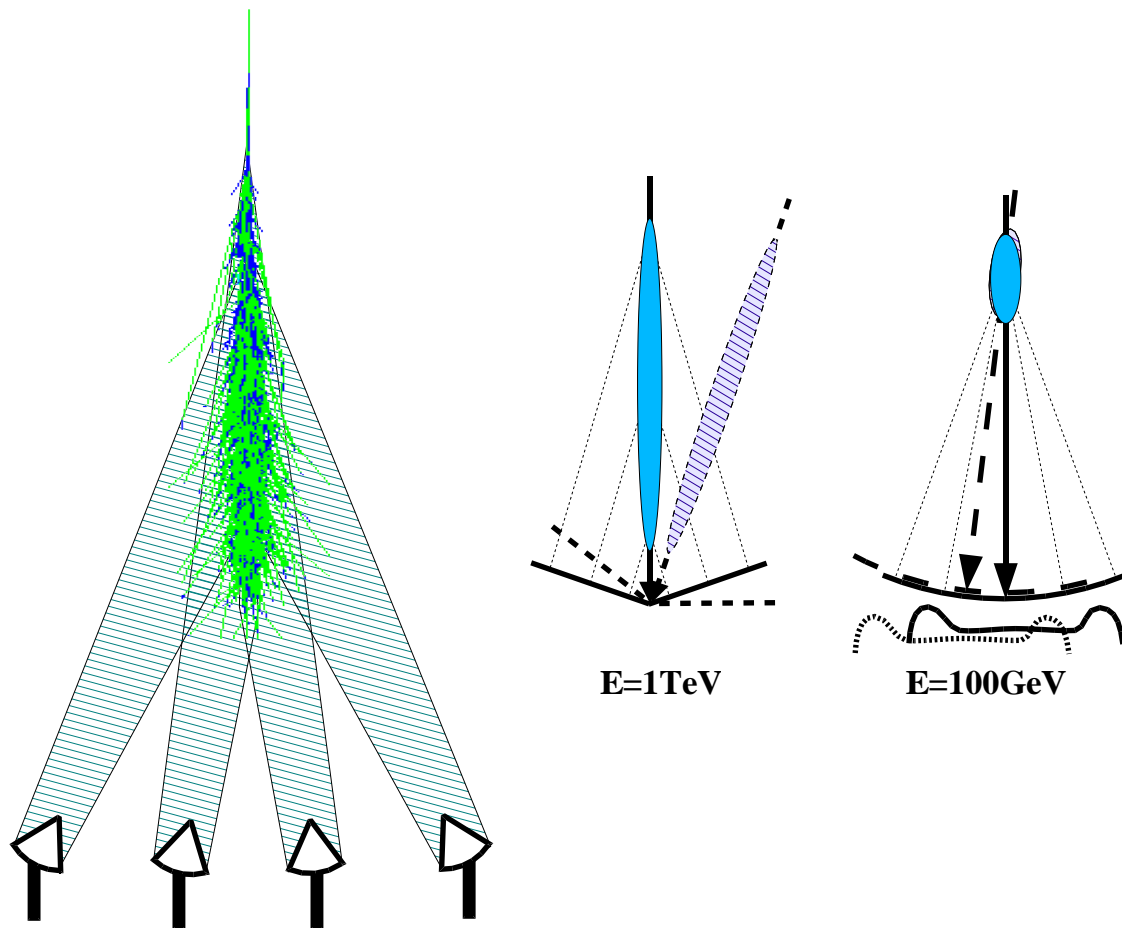


FIG. 1.14: Principe de fonctionnement d'un échantillonneur Čerenkov : la lumière émise par la gerbe est détectée par de nombreux télescopes disposés sur une grande surface. Le front d'onde conique suffit à haute énergie pour déterminer la direction de la particule primaire, alors qu'à basse énergie la sphéricité de ce même front d'onde impose l'utilisation de la distribution de lumière au sol, de façon à déterminer le point d'impact de la gerbe.

du fait de l'indépendance des différents télescopes, on peut envisager différentes stratégies de pointé, dont les principales sont représentées sur la figure 1.15 :

- Le *pointé convergent*, pour lequel tous les télescopes regardent une même zone du ciel, à une altitude où les gerbes sont les plus fournies.
- Le *pointé parallèle*, pour lequel les télescopes regardent en direction de la source.

Ces deux stratégies ont des avantages et des inconvénients opposés, le pointé convergent permettant de maximiser la lumière collectée et donc de baisser au maximum le seuil, le pointé parallèle permettant quant à lui d'obtenir une meilleure précision sur le  *pied de gerbe* , c'est à dire sur le point d'impact de la gerbe au sol.

Il est en outre possible d'imaginer d'autres stratégies hybrides.

### 1.2.4 Etat des lieux

Alors qu'à basse énergie, le nombre de sources observées par les satellites dépasse la centaine, le ciel  $\gamma$  est étonnamment pauvre au TeV, puisque le nombre de sources détectées est inférieur à la dizaine. A des coupures intrinsèques dans les spectres s'ajoute un effet d'absorption des photons de haute énergie (par création de paire sur les photons du fond lumineux intergalactique), que nous décrirons plus en détail en 2.2.1 et qui limite fortement l'horizon observable au TeV. Par ailleurs, comme le montre la figure 1.16, il subsistait une région totalement inexplorée,



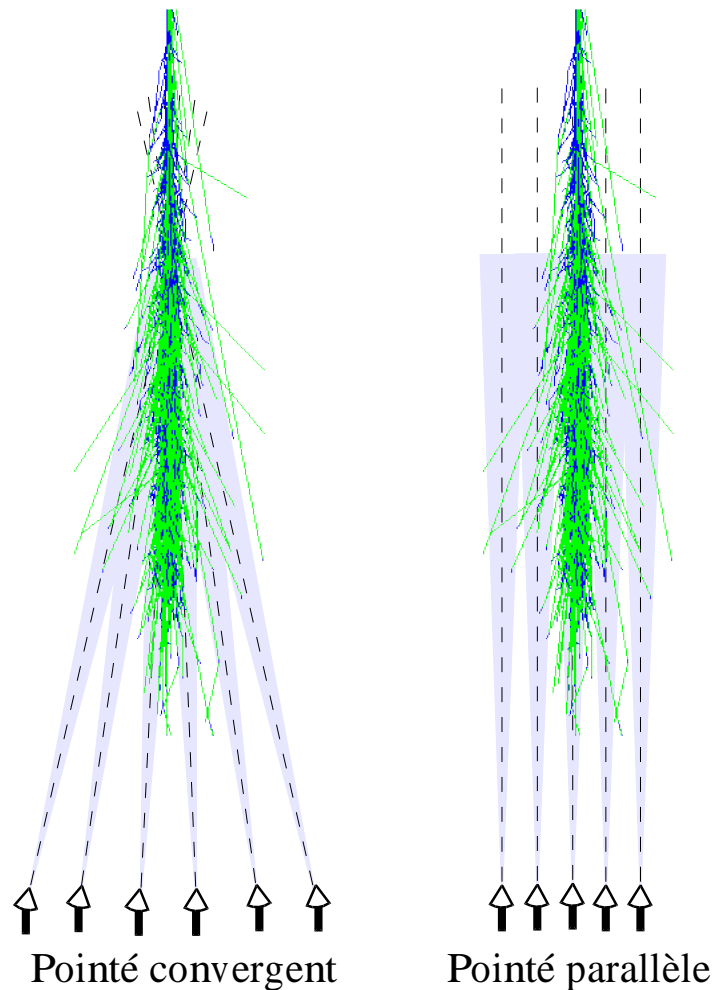


FIG. 1.15: Principales stratégies de pointé d'un échantillonneur. Le pointé convergent favorise les gerbes tombant au centre du champ de détecteurs, pour lesquelles il permet de recueillir davantage de lumière. Au contraire, la symétrie en translation du pointé parallèle limite les biais de reconstruction au prix d'une perte de sensibilité.

entre 20 et 200 GeV, dont l'ouverture constitue précisément le cœur de l'expérience CELESTE.

Cette absence de couverture est liée au fait qu'il s'agit d'une région frontière entre deux techniques radicalement différentes : Face à la faiblesse des flux à haute énergie, les satellites n'ont pas une surface effective suffisante. Les imageurs, compte tenu de la faible taille de leur miroir, sont incapables de distinguer une gerbe de basse énergie du bruit de fond du ciel nocturne, et ne peuvent donc pas déclencher à ces énergies.

Des deux cotés, des projets tentent d'ouvrir une fenêtre sur cette région. Les prochains satellites (GLAST) concentrent notamment leurs efforts sur une augmentation de l'acceptance angulaire, de façon à couvrir à un instant donné pratiquement la moitié du ciel. Leur surface encore trop faible imposera des temps de pose extrêmement long (de l'ordre de l'année), de façon à collecter suffisamment de photons  $\gamma$ . Ce seront des instruments de grande sensibilité *intégrée*, potentiels découvreurs de nombreuses sources. Par contre, il leur sera plus difficile d'étudier la variabilité à court terme de ces sources.

Au sol, de grandes collaborations se sont montées pour construire des *réseaux d'imageurs*, devant voir le jour à partir des années 2002-2003.

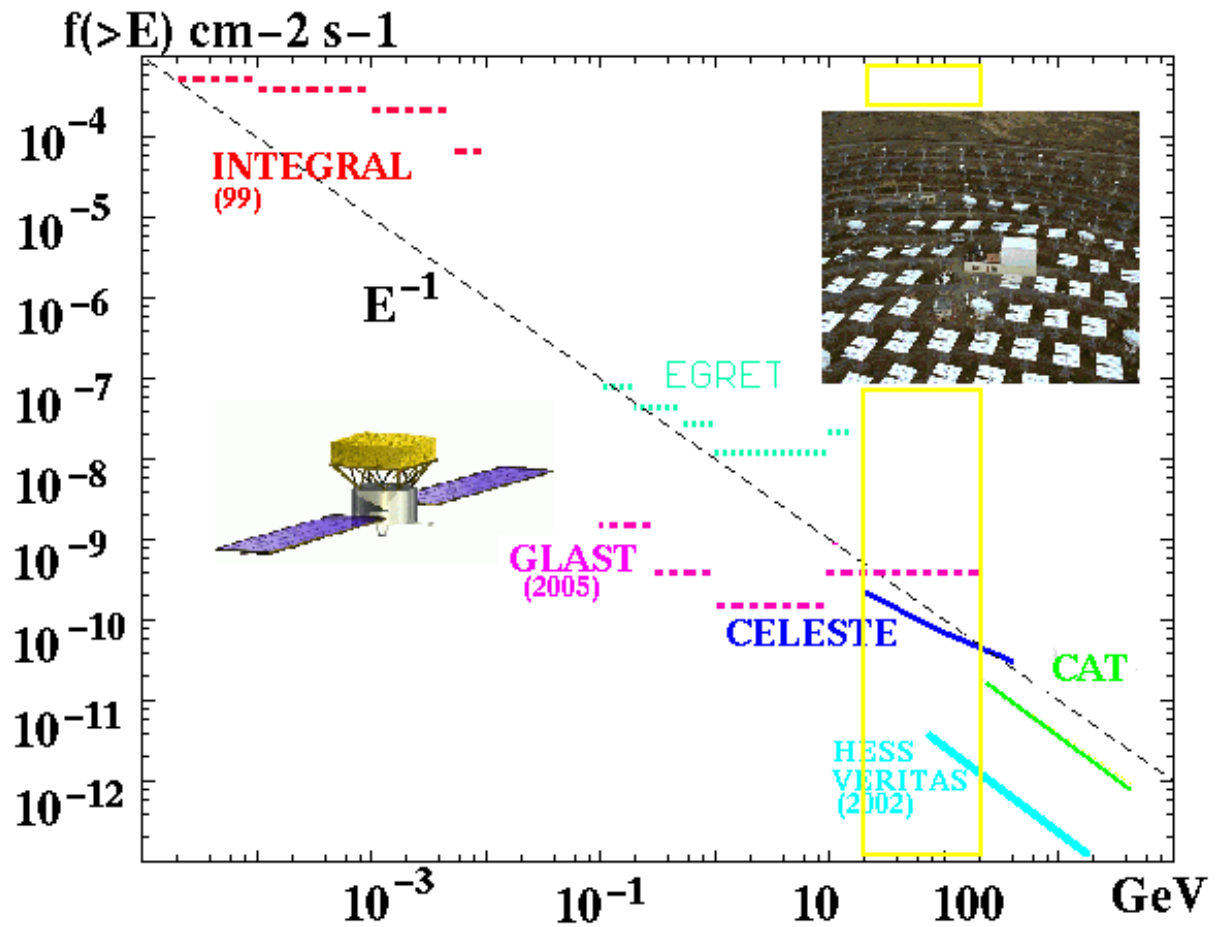


FIG. 1.16: Sensibilité ponctuelle des expériences en satellite (à gauche) et des imageurs (à droite), comparée avec le flux intégral typique d'une source  $\gamma$  (en pointillé). Le domaine 20 GeV – 200 GeV était resté inexploré avant l'arrivée de CELESTE.

Le projet CELESTE entend explorer ce domaine d'énergie avant cette échéance, et ce en réutilisant l'ancienne centrale solaire Thémis. La reconversion d'une telle centrale permet en effet de disposer d'une importante surface de collection de lumière, plus de 100 fois supérieure à celle d'un imageur de la taille de CAT, pour un coût inférieur à celui d'un seul des imageurs constituant les futurs réseaux. Le principe de cette reconversion fera notamment l'objet du chapitre 3.

# Chapitre 2

## Le ciel $\gamma$

Après la brève introduction historique du chapitre précédent, celui-ci a pour vocation de présenter les différents objets célestes qui émettent dans le domaine  $\gamma$ . Ils se séparent naturellement en deux groupes, d'une part les objets présents dans notre galaxie (*pulsars*, *restes de supernova* et systèmes binaires), et d'autre part les objets extragalactiques, pour l'essentiel des *noyaux actifs de galaxie*.

Nous essayons de présenter les circonstances et les raisonnements qui ont conduit les astronomes des décennies passées à découvrir et à étudier ces objets, ainsi que, de façon succincte, les principaux modèles qui tentent d'expliquer leur fonctionnement.

### 2.1 Les sources galactiques

#### 2.1.1 Les pulsars

Les pulsars sont des étoiles à neutrons, en rotation rapide, résultant de l'effondrement d'une étoile de quelques masses solaires ayant consommé tout son carburant nucléaire.

Dans une étoile, l'intense gravité est compensée par la pression thermique dues aux réactions nucléaires. Au fur et à mesure du vieillissement de l'étoile, la pression interne augmente et de nouvelles réactions nucléaires s'amorcent. Lorsque l'essentiel de la matière constituant le cœur de l'étoile s'est transformé en fer, les réactions nucléaires s'arrêtent et le cœur de l'étoile s'effondre brutalement, tandis que l'onde de choc expulse violemment les couches périphériques de l'étoile. Il s'agit d'une *supernova* de type II.

Cette explosion est l'un des phénomènes les plus violents de l'univers, et l'un des plus spectaculaires pour les astronomes. Elle se traduit par l'apparition d'un nouvel astre dans le ciel, apparaissant brutalement, et dont la luminosité décroît au cours du temps avec une constante de temps de l'ordre de 80 jours. Au cours des siècles passés, les *supernovæ* ont intrigué les astronomes qui les ont observées. En particulier, 4 fois au cours du dernier millénaire, une supernova proche est devenue transitoirement l'étoile la plus lumineuse du ciel : en 1006, 1054, 1572 et 1604. Celle de 1054, observée notamment par les Chinois, a donné la fameuse *Nébuleuse du Crabe* (figure 2.12). Celle de 1572 fut observée par Tycho et celle de 1604 par Kepler. Quant à celle de 1006, elle dut être particulièrement spectaculaire avec sa magnitude de -9, qui la rendit 10 000 fois plus lumineuse que les étoiles les plus lumineuses, et visible de jour pendant plusieurs mois.

Les étoiles de plus faible masse connaissent un effondrement gravitationnel plus progressif, et terminent leur vie sous la forme d'une *naine blanche*, astre compact dans lequel la pression de dégénérescence des électrons suffit à contrebalancer la gravité propre. Les étoiles un peu

plus lourdes (de 3 à 8 masses solaires) terminent également leur vie sous la forme d'une naine blanche, après avoir expulsé pendant la phase supernova plus de la moitié de leur masse.

Pour une étoile d'au moins 8 masses solaires, la masse de la naine blanche dépasse la limite de Chandrasekhar, et la pression de dégénérescence des électrons s'avère insuffisante pour empêcher un nouvel effondrement de l'astre. Les protons capturent alors les électrons pour se transformer en neutrons, et l'effondrement de l'astre s'arrête si la pression de dégénérescence des neutrons est suffisante pour contrebalancer la gravité. On aboutit alors à la formation d'une *étoile à neutrons*. Un astre de masse encore plus élevée conduira à la formation d'un *trou noir*.

D'une densité voisine de la densité nucléaire, les étoiles à neutrons concentrent une masse de l'ordre de la masse du soleil dans une sphère d'un rayon de 10 kilomètres environ.

Ayant conservé l'essentiel de leur moment cinétique lors de l'effondrement, ces astres voient leur période de rotation  $P_{NS}$  chuter brutalement par rapport à celle de l'étoile initiale  $P_0$  dans un rapport

$$P_{NS} = P_0 \left( \frac{a}{R_0} \right)^2 \quad \text{où} \quad \begin{cases} a \text{ est le rayon de l'étoile à neutrons} \\ R_0 \text{ est celui de l'étoile progénitrice} \end{cases} \quad (2.1)$$

Pour une étoile typique de rayon  $R_0 \approx 10^6$  km ayant une période de rotation de quelques semaines, on obtient une période de rotation typique de l'étoile à neutron de l'ordre de  $10^{-4}$  s. En fait, la surface d'une telle étoile à neutron tournerait à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière, et exploserait. La période la plus courte est en pratique de l'ordre de la milliseconde. Elle vaut 33 ms pour le pulsar du Crabe.

Par ailleurs, lors de l'effondrement, le champ magnétique de l'étoile est en quelque sorte *gelé*, le flux magnétique de l'étoile est conservé et les lignes des champs sont contractées en même temps que la matière. Le champ magnétique de l'étoile, de l'ordre de 100 G, est alors magnifié du même facteur que la vitesse de rotation, et peut atteindre des valeurs extrêmes de l'ordre de  $B_{NS} \approx 10^{12}$  G.

Les pulsars sont ainsi le siège de champs magnétiques extrêmement intenses, permettant l'accélération de particules jusqu'à des énergies très élevées. La rapide rotation de l'étoile provoque alors un *effet de phare* à l'origine de leur nom, les particules accélérées étant émises préférentiellement le long d'un faisceau, qui balaye l'espace à la période de rotation de l'étoile.

Postulée au cours des années 1930, l'existence de tels objets n'a été mise en évidence accidentellement qu'à partir de leur émission radio pulsée, découverte en 1967 par Jocelyn Bell à Cambridge. Depuis, ils ont fait l'objet de nombreuses études, depuis la radio jusqu'au rayonnement  $\gamma$  en passant par l'optique et les rayons X.

Plusieurs modèles tentent actuellement de comprendre leur "dynamo" interne.

### Les modèles d'émission

Les modèles d'émission des pulsars partent tous des mêmes conditions initiales : une étoile à neutrons, fortement magnétisée, et en rotation rapide.

Le champ magnétique du pulsar est modélisé par un champ dipolaire, donc l'axe fait *a priori* un angle quelconque avec l'axe de rotation (figure 2.1).

S'agissant d'une sphère parfaitement conductrice, l'étoile à neutrons est le siège d'un champ électrique induit

$$\vec{E} = -\vec{v} \wedge \vec{B} = -(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \wedge \vec{B} \quad (2.2)$$

Goldreich [17] suppose de plus que cette condition est également vérifiée dans la magnétosphère du pulsar. Du fait de la corotation rapide de cette magnétosphère une densité locale de charge  $\rho$  peut exister (extraite de la croûte de l'étoile).

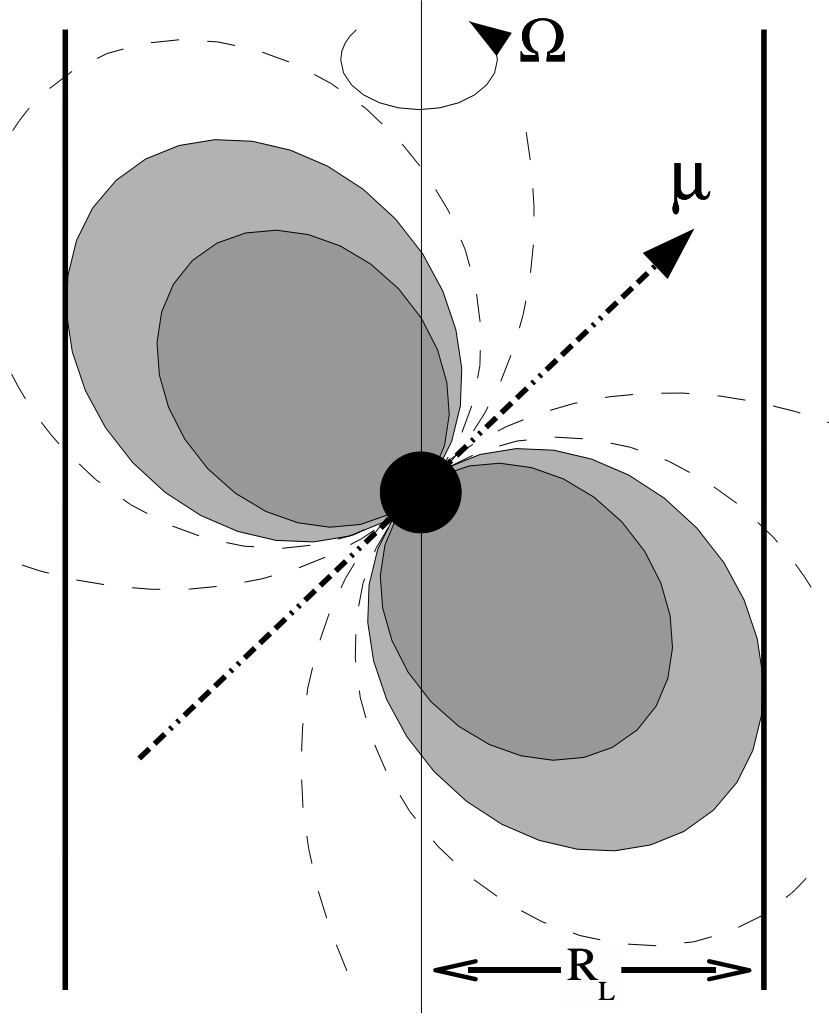


FIG. 2.1: Schéma de la magnétosphère d'un pulsar : à l'intérieur du cylindre de lumière, les lignes de champs dipolaires (du dipôle  $\vec{\mu}$ ) tournent avec le pulsar à la vitesse  $\vec{\Omega}$ . Les lignes de champs traversant le cylindre de lumière  $R_L$  ne se referment pas, et permettent à des particules chargées d'être accélérées et éjectées de la magnétosphère du pulsar.

Si cette densité de charge est entraînée en rotation rigide avec la magnétosphère, on peut écrire

$$\vec{\text{rot}} B = \mu_0 \vec{j} = \mu_0 \rho \vec{\Omega} \wedge \vec{r} = \frac{1}{c^2} \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \cdot \text{div} \vec{E} \quad (2.3)$$

La densité locale de charge s'écrit alors, en appliquant l'opérateur divergence sur l'équation 2.2 et en utilisant 2.3

$$\rho = \epsilon_0 \text{div} \vec{E} = - \frac{\epsilon_0 \vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{1 - \left( \frac{\vec{\Omega} \wedge \vec{r}}{c^2} \right)^2} \quad (2.4)$$

La figure 2.2 décrit la répartition de charges dans une magnétosphère de pulsar ayant son moment magnétique opposé à son moment angulaire. Cette répartition de charge est essentiellement quadrupolaire, les régions au dessus des pôles étant chargées positivement, et la région équatoriale négativement. Le résultat obtenu par Goldreich et Julian (équation 2.4) n'est en

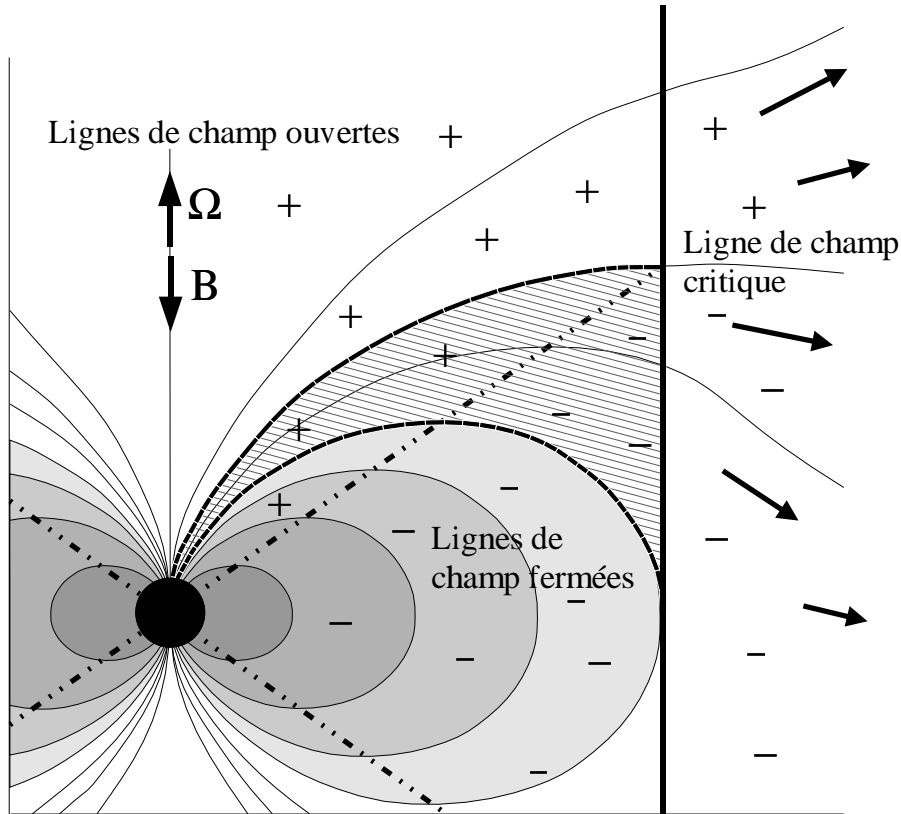


FIG. 2.2: Répartition des charges dans la magnétosphère d'un pulsar ayant son moment magnétique anti-aligné avec son axe de rotation, selon l'analyse de Goldreich et Julian [17]. La ligne en pointillés représente la surface de séparation (surface de neutralité) entre les zones chargées négativement ( $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} > 0$ ) et les zones chargées positivement ( $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} < 0$ ). La partie hachurée correspond au domaine où un courant d'électrons, entraîné par la rotation du pulsar, s'échappe de la magnétosphère en franchissant le cylindre de lumière. Ce domaine est borné d'un côté par la dernière ligne de champ fermée, et de l'autre par la ligne de champ critique, qui croise le plan de neutralité ( $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$ ) au cylindre de lumière.

toute rigueur valable que lorsque le champ magnétique est parallèle ou anti-parallèle à l'axe de rotation, mais il est en pratique utilisé également dans les autres configurations.

La surface définie par  $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$ , en pointillé sur la figure et appelée *surface de neutralité*, sépare les régions de charge positive des régions de charge négative. Dans l'hypothèse d'un champ purement dipolaire, il s'agit d'un cône droit d'angle au sommet donné par

$$\cos \theta = \pm 3^{-\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

Le *cylindre de lumière*, en gras sur la figure, est le cylindre où la matière, en corotation avec le pulsar, aurait une vitesse linéaire égale à la vitesse de la lumière. Au delà de ce cylindre la magnétosphère ne peut plus être en corotation avec le pulsar, et les lignes de champ qui croisent ce cylindre sont donc *ouvertes*.

Dans un plasma fortement magnétisé, les charges soumises à la force de Lorentz sont astreintes à se déplacer le long des lignes de champ, en spiralant autour de ces dernières. La rotation rapide du pulsar entraîne par effet centrifuge les charges présentes dans la magnétosphère, ce qui se traduit par un courant parallèle aux lignes de champ. En dessous de la surface de neutralité des particules de charge négative franchissent le cylindre de lumière pour se noyer dans l'espace, tandis qu'au dessus de cette dernière, seul un courant de charge positives peut s'échapper de l'environnement du pulsar.

La ligne de champ qui croise la surface de neutralité au cylindre de lumière est appelée *ligne de champ critique*. Elle sépare les régions de courant de fuite positif des régions de courant de fuite négatif.

Entre cette dernière et la première ligne de champ fermée, et seulement dans cette région (hachurée sur la figure 2.2), un courant de particules de charge négative (d'électrons pour l'essentiel) peut s'échapper de la magnétosphère du pulsar. Au dessus de la ligne de champ critique, seules des particules de charge positive peuvent s'échapper du pulsar.

### Le problème de l'accélération

Dans la mesure où la densité de charges a été déterminée à partir de la condition de conductivité de la sphère, la densité de forces de Lorentz est nulle partout et il n'est en principe pas possible d'accélérer une particule chargée. Les modèles résolvent cette apparente contradiction en postulant l'existence d'un excès supplémentaire de charge, localisé dans une région suffisamment restreinte de la magnétosphère du pulsar pour ne pas perturber l'équilibre électrique de cette dernière.

Ces excès de charge ne peuvent exister que dans des zones privilégiées, où les lignes de champ sont ouvertes du fait de la rotation rapide du pulsar. En effet, là où les lignes de champ sont fermées, un flux de particules revient le long de ces lignes neutraliser tout excès de charge. Les excès de charge ainsi formés ne sont stables que du fait de la rupture de la relation de causalité avec les zones susceptibles de les neutraliser.

Les modèles de pulsars se distinguent les uns des autres par l'emplacement de cet excès local de charge, et par le mécanisme qu'ils proposent pour leur formation.

### Le modèle de la calotte polaire

Le modèle de la *calotte polaire* [19] repose sur deux hypothèses fortes :

- ⊙ Les électrons sont produits en grand nombre par l'étoile à neutron, à mesure que les noyaux qui la composent s'ionisent<sup>1</sup>. Par contre, le champ électrique propre de l'étoile s'avère un facteur 10 en dessous de la valeur nécessaire à l'arrachement d'ions de la surface. D'autres mécanismes d'arrachement, dus notamment au bombardement de la surface de l'étoile par des particules ultrarelativistes issues de la magnétosphère, ne parviennent pas non plus à compenser les intenses courants de fuite. Cette hypothèse est jugée raisonnable par la plupart des auteurs, s'agissant d'étoiles à neutrons relativement anciennes. Le cas du pulsar du Crabe est plus délicat, car certains auteurs affirment d'une part que la surface de l'étoile est encore suffisamment chaude pour émettre des ions en quantité notable, et d'autre part qu'une couche d'hélium subsisterait encore à la surface de l'étoile, permettant du fait d'une énergie de liaison plus faible un arrachement électrique beaucoup plus intense.
- ⊙ Ces électrons, produits en grand nombre, sont entraînés le long des lignes de champ par effet centrifuge, et induisent un excès de charges positives à la surface du pulsar.

La région de courant de fuite négatif, hachurée sur la figure 2.3, est alors continuellement alimentée par l'étoile à neutrons en électrons.

Par contre, la région au voisinage de l'axe de rotation, où seules les charges positives peuvent s'échapper, voit une cavité neutre se former peu à peu, au fur et à mesure de l'épuisement des

<sup>1</sup>Les modèles d'étoile à neutron prédisent en effet que seul le cœur de l'étoile est composé de neutrons. La croûte extérieure serait quant à elle composée de noyaux très lourds, vraisemblablement majoritairement de fer.

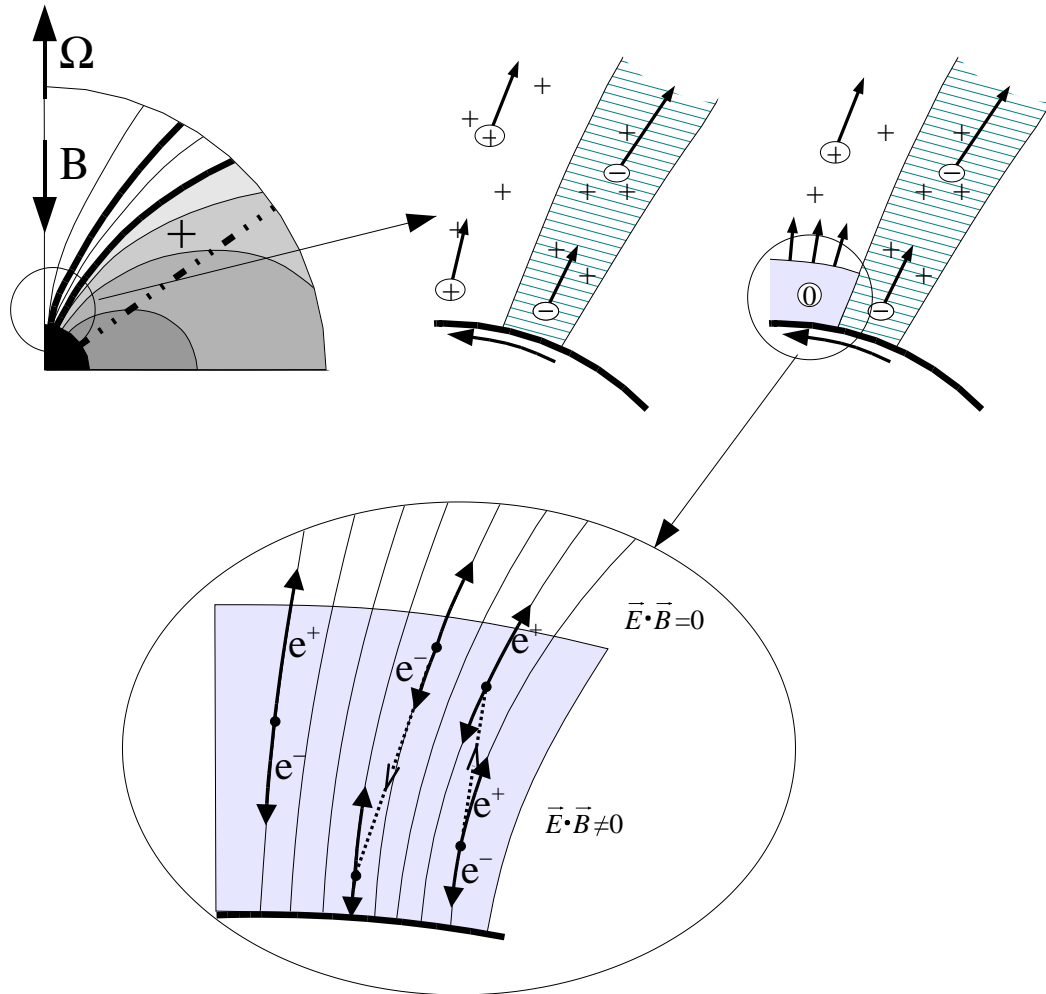


FIG. 2.3: Apparition et croissance d'une cavité accélératrice au voisinage d'un pulsar dont le moment magnétique est opposé au moment cinétique : l'advection vers le cylindre de lumière des particules de charge positive au voisinage de l'axe (en haut, au milieu), ne peut être compensée par l'étoile à neutron, ni par la magnétosphère, car dans cette région les lignes de champ sont ouvertes. Dans la région hachurée voisine, la fuite massive d'électrons le long des lignes de champ est compensée par l'étoile à neutron, dont la surface devient alors fortement chargée positivement. L'apparition d'une cavité neutre (en haut à droite), alors que la surface de l'étoile à neutron est fortement chargée positivement, conduit à l'établissement d'un fort champ électrique accélérateur. La croissance de cette cavité est limitée par le phénomène d'avalanche (en bas), qui se produit dès que la différence de potentiel dépasse une valeur de l'ordre de  $10^{12}$  V entre les deux extrémités de la cavité. Le rayonnement de courbure émis par les particules accélérées provoque l'émission massive de paires électron-positon, dont le premier membre est accéléré vers la surface du pulsar alors que le second s'échappe au voisinage de l'axe de rotation.

ressources en charges positives du fait des courants de fuite. Cette cavité est représentée en gris clair sur le schéma de droite de la figure 2.3.

L'apparition de cette cavité, conjuguée à un excès de charges positives à la surface du pulsar, permet d'obtenir un champ accélérateur  $\vec{E} \cdot \vec{B} > 0$ , qui croît rapidement jusqu'à atteindre des différences de potentiel de l'ordre de  $10^{12}$  V sur une distance typique de l'ordre de 100 m. Une avalanche de paires électron-positon se déclenche alors, empêchant le champ de croître davantage.

Ce processus de création de paires et d'avalanche est représenté sur la partie basse de la figure 2.3 : Des particules chargées accélérées le long des lignes de champ émettent un



rayonnement de courbure composé de photons d'énergie typique

$$E_{\text{ph}} \approx \frac{3}{2} \gamma^3 \hbar c / \rho \quad (2.6)$$

où  $\gamma$  est le facteur de Lorentz de la particule accélérée et  $\rho$  le rayon de courbure des lignes de champ.

Sitôt que la différence de potentiel dépasse  $10^{12}$  V, ces photons possèdent en vertu de l'équation 2.6 (et pour des rayons de courbure des lignes de champ de l'ordre du kilomètre) une énergie supérieure à  $2 \times 511$  keV, et se convertissent dans le champ électrique en une paire électron-positon. L'électron de la paire est accéléré vers la surface de l'étoile, où il contribue à maintenir un équilibre électrique, alors que le positon est entraîné vers le cylindre de lumière le long des lignes de champ.

L'avalanche ainsi créée permet l'établissement d'un régime stable, avec des positons accélérés jusqu'à des énergies voisines de  $10^{12}$  eV.

L'émission  $\gamma$  de haute énergie se produit lorsque ces positons ultrarelativistes se heurtent à un photon de basse énergie auquel ils cèdent la plus grande part de leur énergie. Ce processus, symétrique à la diffusion Compton dans laquelle un photon de haute énergie cède son énergie à l'électron d'un noyau et l'arrache à ce dernier, porte naturellement le nom d'*effet Compton inverse*.

**Ralentissement du pulsar :** La croissance de cette cavité, associée à l'émission massive d'électrons dans la région hachurée voisine, entraîne un mouvement de charges important sous la surface de l'étoile à neutrons, sous la forme de courants de surface intenses. L'apparition de ces courants, que l'on peut comparer à des courants de Foucault, provoque un ralentissement progressif de l'étoile à neutron, à un rythme donné par

$$I \frac{d\Omega}{dt} \approx \frac{B_s^2 \Omega^3 R^6}{c^3} \quad (2.7)$$

où  $I$  est le moment d'inertie de l'étoile,  $R$  son rayon et  $B_s$  le champ magnétique tangentiel à la surface de l'étoile. On relie également le ralentissement du pulsar à l'énergie dissipée par le rayonnement du dipôle tournant.

Expérimentalement, on trouve un rythme de ralentissement légèrement différent, sous la forme  $\dot{\Omega} \propto -\Omega^n$  avec  $n \sim 3.4$  au lieu de 3.

**Limites du modèle :** Le modèle de la calotte polaire, dont la cavité accélératrice est de faible taille (environ 100 m), ne permet pas de produire des photons  $\gamma$  de plus de 10 GeV environ. Faute d'expérience adéquate au-delà de quelques GeV, aucun signal pulsé n'a été observé au delà de cette énergie. Les télescopes au sol observant à des énergies supérieures à 200 GeV n'ont quant à eux jamais pu détecter une émission pulsée en provenance de pulsars.

CELESTE devrait pouvoir lever au moins partiellement cette indétermination, car une observation d'un signal pulsé au delà de 20 GeV, qui est le seuil attendu de l'expérience dans sa version finale, serait incompatible avec le modèle de la calotte polaire.

Par ailleurs, l'une des critiques les plus fortes que l'on peut faire au modèle de la calotte polaire, au moins dans sa version initiale, est son incapacité à expliquer simplement les doubles pics observés dans les courbes de lumière de nombreux pulsars. La seule façon dans ce modèle d'obtenir une courbe de lumière à deux pics est d'imposer l'orthogonalité entre l'axe de rotation et l'axe magnétique, mais dans ce cas, les deux pics doivent être séparés exactement d'une demi-période, ce qui n'est que rarement le cas, et en particulier pas le cas du pulsar du Crabe ni de Vela. Des modèles plus récents [20] mettent en avant une possible émission sous la forme d'un

cône creux, selon un axe magnétique légèrement décalé de l'axe de rotation. L'introduction de ce degré de liberté supplémentaire permet alors d'expliquer à peu près toutes les formes de courbe de lumière.

C'est à partir de ces critiques que Cheng, Ho et Ruderman [18] ont proposé un modèle concurrent, dans lequel l'accélération des particules a lieu plus loin de l'étoile à neutron, et sur une plus longue distance.

### Le modèle de la cavité externe

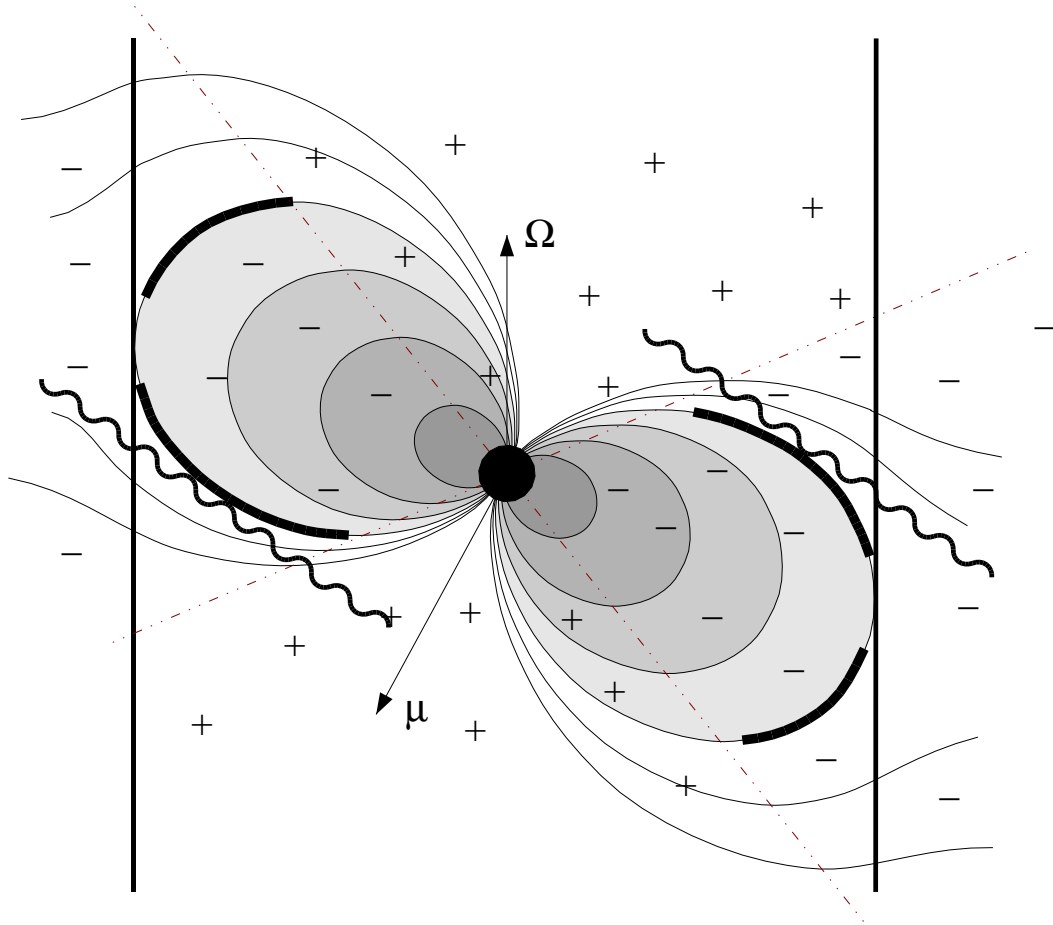


FIG. 2.4: Magnétosphère d'un pulsar dans le cadre du modèle de la cavité externe. Le modèle suppose valides en géométrie oblique les équations décrivant la magnétosphère du pulsar obtenues dans le cas où le dipôle est aligné avec l'axe de rotation, et en particulier l'équation d'équilibre électrique 2.4.

Le modèle de la *cavité externe* prend lui aussi comme point de départ l'équilibre électromagnétique de la magnétosphère tel que décrit par Goldreich & Julian [17], en supposant que l'équation 2.4 reste valable dans le cas où l'axe magnétique et l'axe de rotation ne sont plus alignés. Cette hypothèse conduit à la répartition de charges décrite sur la figure 2.4. La condition d'anti-parallélisme de  $\vec{B} \cdot \vec{\Omega} \leq 0$ , indispensable au modèle de la calotte polaire<sup>2</sup>, n'est ici conservée que pour des raisons didactiques, et n'est nullement un présupposé du modèle.

Les régions auxquelles s'intéresse le modèle de la cavité externe sont situées entre la surface de neutralité d'une part (en pointillés sur la figure), le cylindre de lumière d'autre part et la

<sup>2</sup>Cette condition permet l'alimentation de la magnétosphère par les électrons provenant de l'ionisation de noyaux, à la surface de l'étoile à neutron.

dernière ligne de champ fermée. Ces cavités, au nombre de 4, conduisent à la formation de 4 zones *déplétées*, indiquées en gras sur la figure 2.4, qui sont le siège de l'accélération d'électrons et de positons relativistes.

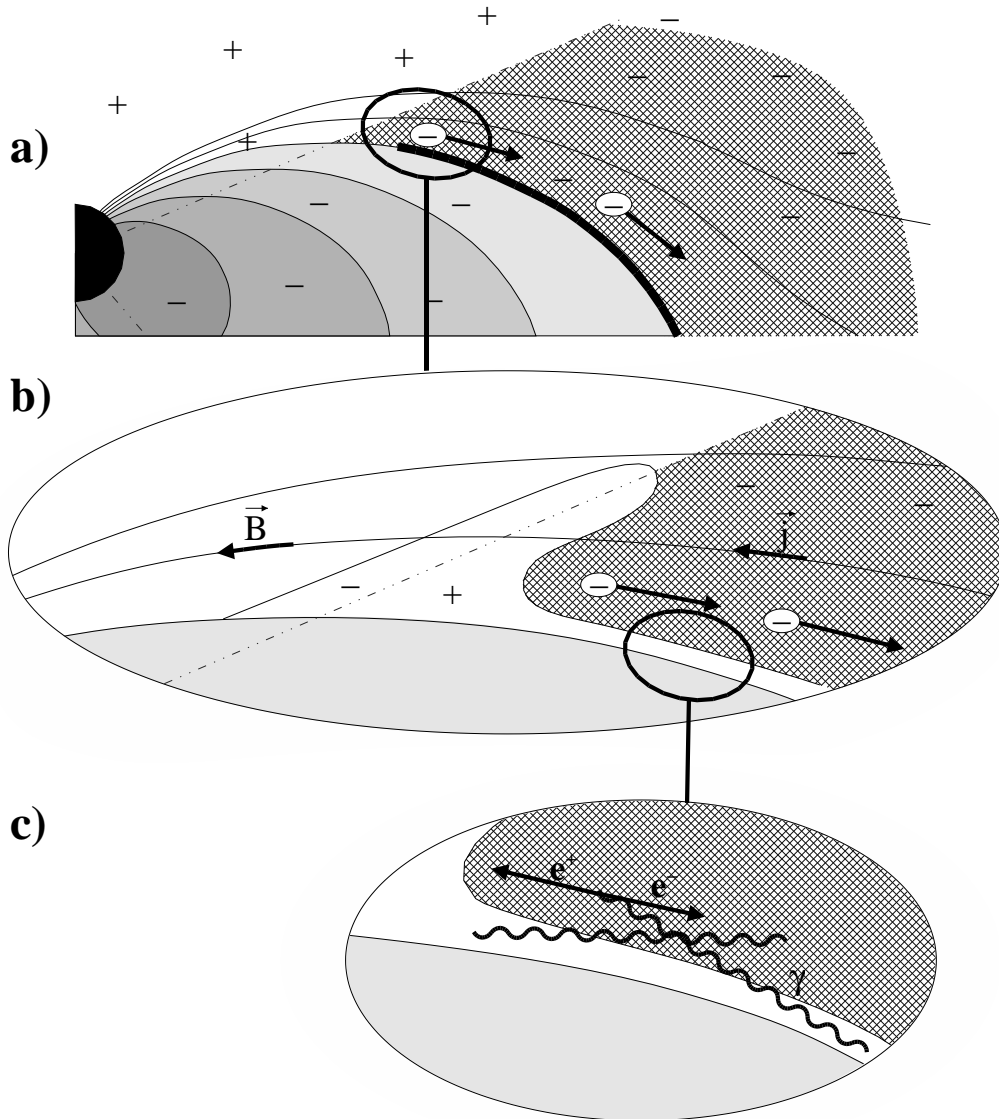


FIG. 2.5: *Magnétosphère d'un pulsar dans le cadre du modèle de la cavité externe. L'advection de charges négatives par la rotation du pulsar (a) entraîne la formation d'une cavité déplétée (b), à l'origine du phénomène d'accélération. Cette cavité est plus stable que dans le modèle de la calotte polaire, car la courbure entraîne les photons des cascades à se matérialiser en dehors de la zone déplétée (c).*

La figure 2.5 décrit la formation de ces cavités accélératrices. Dans un premier temps (en a)), le courant d'advection dû à la rotation rapide du pulsar entraîne les charges négatives vers le cylindre de lumière. Dans la mesure où le plasma est essentiellement séparé (ce qui reste est une supposition de modèle, comme le soulignent Cheng, Ho et Ruderman [18]), cette advection conduit au dépeuplement de la région proche de la surface de neutralité en charges négatives. Chargée positivement, cette région repousse de façon électrostatique les charges positives situées de l'autre côté de la surface de neutralité, chargeant cette région négativement (en b)).

Il se forme ainsi une région longeant la dernière ligne de champ fermée, dans laquelle le déficit en charges négatives conduit à l'établissement d'un champ électrique accélérateur.

Un peu comme dans le modèle de la calotte polaire, la croissance de cette région est limitée

par la création de paires à partir des photons du rayonnement de courbure. Cependant, la courbure générale des lignes de champ conduit ces paires à se matérialiser plus loin de la cavité, comme indiqué dans la figure 2.5, en c). Il peut ainsi subsister une zone accélératrice étroite, localisée au voisinage immédiat de la dernière ligne de champ fermée.

La grande longueur de cette cavité permet au modèle de la cavité externe d'atteindre des énergies plus élevées que son concurrent. Par ailleurs, la symétrie intrinsèque au modèle explique simplement la présence simultanée de deux pics dans la courbe de lumière, l'écart variable entre les deux pics étant attribué à des effets de projection relativiste.

On pourrait même obtenir en théorie une courbe de lumière à quatre pics, mais la figure 2.4 montre qu'à l'évidence deux des quatre sites potentiels d'accélération sont beaucoup plus courts, et qu'ils seront donc moins à même de produire un rayonnement de haute énergie.

Une dernière spécificité de ce modèle par rapport au modèle de la calotte polaire est la plus grande ouverture du faisceau  $\gamma$ , ouverture essentiellement déterminée par l'ensemble des tangentes aux lignes de champ de la cavité externe.

## Etat des lieux

A basse énergie, EGRET a détecté 6 pulsars avec un bon niveau de confiance [9], dont l'un (Geminga) est un pulsar découvert par l'astronomie  $\gamma$ , ainsi que deux candidats moins significatifs. Seulement 5 de ces pulsars apparaissent dans le troisième catalogue d'EGRET [15]. La figure 2.7 donne le spectre différentiel de ces pulsars, pour la moitié desquels il semble y avoir un inflexion entre 1 et 10 GeV.

Les prédictions de spectres présentées sur la figure 2.6 montrent qu'il est crucial d'étendre le domaine d'observation au delà de 10 GeV, ce qui est au cœur du projet CELESTE, de façon à pouvoir éventuellement discriminer entre le modèle de la calotte polaire et celui de la cavité externe.

GLAST sera très certainement en mesure d'apporter une réponse à cette question, mais son lancement en 2005 seulement laisse une opportunité importante aux échantillonneurs au sol tel CELESTE ou STACEE.

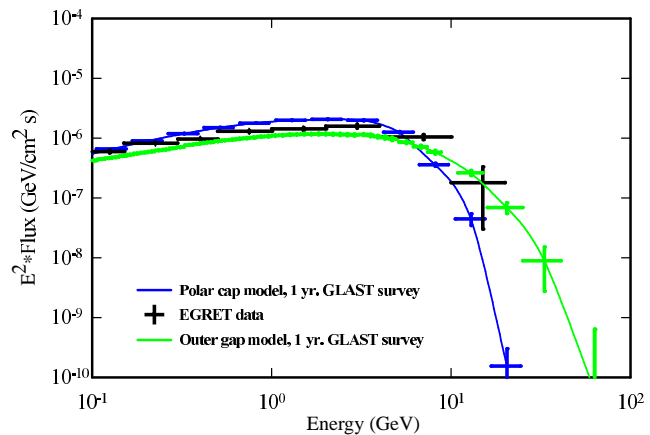


FIG. 2.6: Spectres de pulsars à haute énergie prédits par les modèles de la calotte polaire (en bleu) et de la cavité externe (en rouge). D'après [16].

### 2.1.2 Restes de supernova en coquille

Le pulsar est le *cadavre exquis* et ultime de l'étoile explosant en supernova. Sa durée de vie, certes courte à l'échelle de l'Univers, est tout de même de l'ordre du million d'années<sup>3</sup>. Mais l'étoile agonisante laisse d'autres traces beaucoup plus éphémères de son passé glorieux, notamment sous la forme de reste de supernova en coquille. Il s'agit en fait des couches périphériques de l'étoile, expulsées à une vitesse proche de celle de la lumière lors de l'explosion de la supernova, qui rencontrent le milieu interstellaire en produisant une onde de choc. La matière ainsi éjectée est peu à peu ralentie, et les restes de supernova ne sont détectables qu'âgés de

<sup>3</sup>La durée de vie est ici le laps de temps pendant lequel l'étoile à neutron possède une vitesse de rotation suffisante pour émettre un rayonnement détectable, en particulier dans le domaine radio.

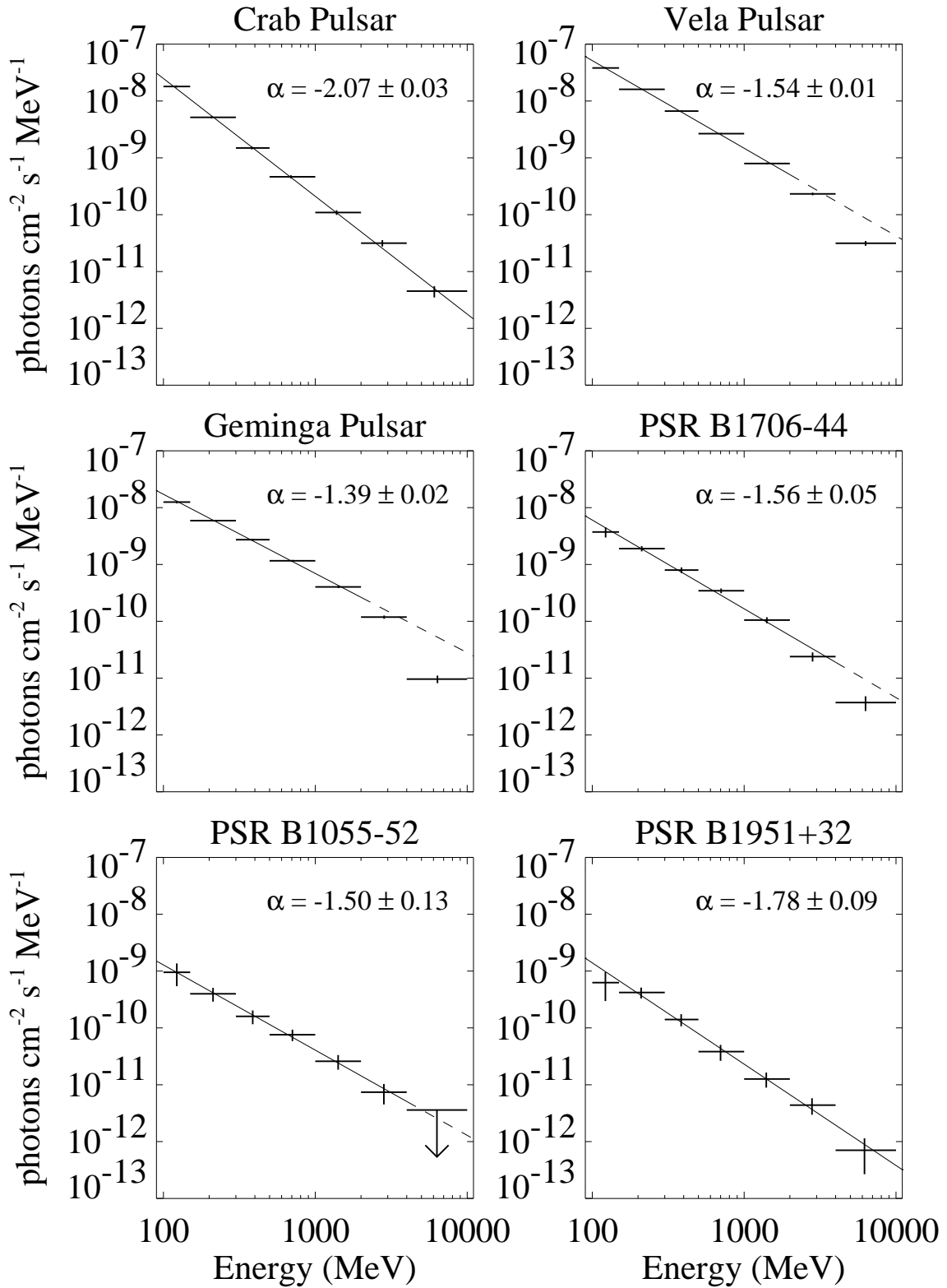


FIG. 2.7: Spectre des 6 pulsars détectés par Egret. Aucune émission pulsée n'a été détectée à plus haute énergie. D'après [9].

moins de 100 000 ans environ. L'un des plus vieux de notre galaxie est la nébuleuse du Cygne, âgée de 50 000 ans.

Sachant qu'il se produit environ deux à trois supernovae par siècle et par galaxie de la taille de notre Voie Lactée, on peut estimer le nombre de restes de supernovae observables à quelques milliers.

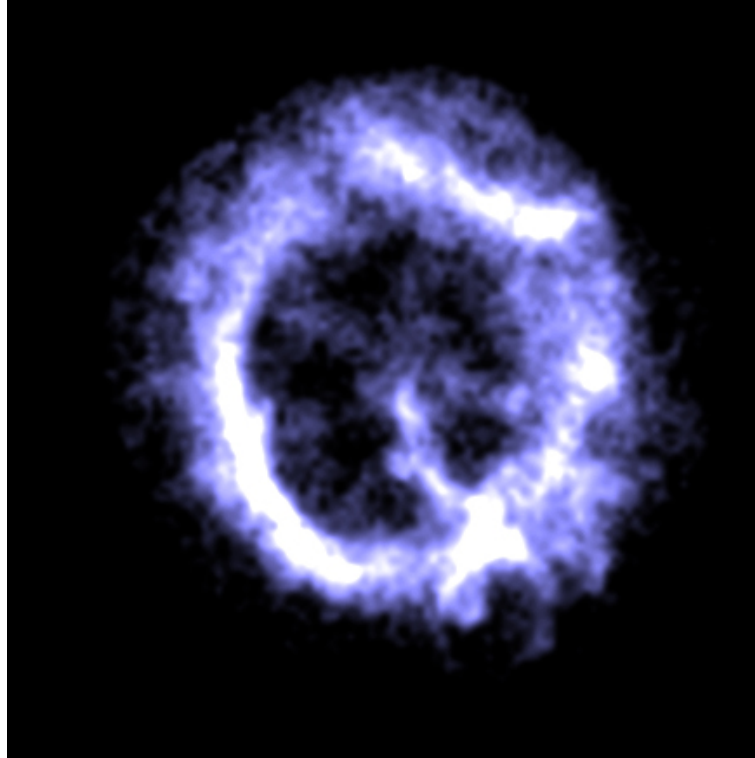


FIG. 2.8: Image prise par le satellite X Chandra du reste de supernova E0102-72.3 localisé dans le petit nuage de Magellan, et vieux d'un millier d'années environ.

Le phénomène de reste de supernova, s'il est transitoire, revêt une importance capitale : il est l'un des processus invoqués pour expliquer l'origine des rayons cosmiques, et il permet en outre la dispersion des produits de la nucléosynthèse explosive se produisant pendant la phase *supernova*. Or, pendant cette phase explosive seulement, sont produits les éléments les plus lourds : nous sommes tous les enfants d'une supernova. L'onde de choc, comprimant le milieu ambiant, permet souvent la naissance de nouvelles étoiles de seconde génération. Enfin, l'onde de choc de la supernova, se propageant dans l'espace à une vitesse proche de celle de la lumière, serait l'un des sites privilégiés d'accélération des rayons cosmiques jusqu'aux énergies les plus élevées. Cette onde de choc est particulièrement bien visible dans les restes de supernova *en coquille*, dont un exemple est donné sur la figure 2.8. Il s'agit ici d'une observation X, réalisée par le télescope Chandra, d'un rayonnement essentiellement thermique, émis par le gaz chauffé à plusieurs millions de degrés.

### Accélération de Fermi du deuxième ordre

L'accélération de Fermi, dans sa version originale proposée par Fermi en 1949, est un phénomène d'accélération stochastique de particules chargées (rayons cosmiques et électrons) rencontrant des nuages de poussière dans le milieu interstellaire.

Ces particules sont réfléchies par les champs magnétiques présents dans les nuages (dans une version plus moderne, les perturbations magnétiques sont remplacées par des ondes d'Alf-

vén [29]), dont la distribution de vitesse est aléatoire. De réflexion en réflexion, les particules voient leur distribution de vitesse s'élargir, mais il y a aussi un gain absolu d'énergie, au deuxième ordre en  $v/c$ .

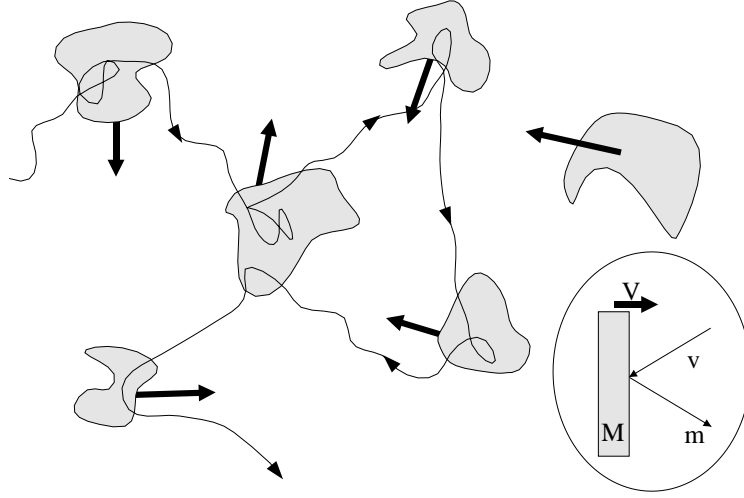


FIG. 2.9: Accélération dite de Fermi de deuxième ordre, par réflexion d'une particule chargée dans les champs magnétiques turbulents de nuages interstellaires en mouvement aléatoire.

En effet, lors d'une réflexion sur un *mur magnétique* (figure 2.9) avec un angle  $\theta$ , l'énergie de la particule chargée  $E'$  après le choc s'écrit en fonction de l'énergie avant le choc  $E$ , des vitesses  $v$  et  $V$  de la particule et du *mur*, et des masses  $m$  et  $M$  [79, page 346] :

$$E' = \gamma_V^2 E \left[ 1 + \frac{2vV \cos \theta}{c^2} + \left( \frac{V}{c} \right)^2 \right] \quad (2.8)$$

où  $\gamma_V$  est le facteur de Lorentz associé à la vitesse  $V$ . Lorsque les nuages sont non relativistes ( $\gamma_V \approx 1$ ), on obtient un gain d'énergie au deuxième ordre en  $V/c$  :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2vV \cos \theta}{c^2} + 2 \left( \frac{V}{c} \right)^2 \quad (2.9)$$

Il faut ensuite moyenner sur les angles de collision  $\theta$ , en remarquant que les collisions frontales sont favorisées cinématiquement et que d'une façon plus générale, les collisions à angle  $\theta$  ont une probabilité proportionnelle à  $1 + (V/v) \cos \theta \approx 1 + (V/c) \cos \theta$ ,  $\theta = 0$  correspondant à une collision frontale et  $\theta = \pi$  à une collision dorsale.

Une telle moyenne donne

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \left( \frac{V}{c} \right)^2 \quad (2.10)$$

**Spectre obtenu :** En supposant que les particules chargées restent en moyenne un temps  $\tau_{\text{esc}}$  dans la région accélératrice, et en notant  $N(E, t)$  le nombre de particules d'énergie  $E$  à l'instant  $t$  (spectre différentiel), on peut écrire :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \underbrace{D \nabla^2 N}_{(1)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial E} \left[ -\frac{dE}{dt} N(E) \right]}_{(2)} - \underbrace{\frac{N}{\tau_{\text{esc}}}}_{(3)} + \underbrace{Q(E)}_{(4)} \quad (2.11)$$

où

- (1) traduit la diffusion des particules dans le milieu, supposée proportionnelle au gradient de densité (loi de Fick)

- (2) correspond aux particules qui avaient à l'instant  $t - dt$  une énergie  $E - dE$  et qui ont maintenant (à l'instant  $t$ ) une énergie  $E$ , moins celles qui avaient une énergie  $E$  et qui ont une énergie  $E + dE$ . Ce terme traduit ainsi la variation d'énergie des particules, et donc le *glissement* du spectre.
- (3) traduit la fuite progressive des particules hors de *l'accélérateur*
- (4) est un terme de source, que l'on supposera nul.

Dans la mesure où le gain d'énergie peut s'écrire  $dE/dt = \alpha E$  et en supposant  $Q(E) = 0$ , on obtient un spectre en loi de puissance

$$N(E) = N_0 E^{-\beta} \quad \text{avec} \quad \beta = 1 + \frac{1}{\alpha \tau_{\text{esc}}} \quad (2.12)$$

La grande force du mécanisme de Fermi du second ordre est de fournir une explication naturelle aux spectres en loi de puissance observés de façon très générale, que ce soit pour une accélération d'électrons ou de rayons cosmiques chargés plus lourds.

Invoquée à l'origine pour expliquer les spectres de rayons cosmiques à partir des nuages interstellaires, cette accélération semblait insuffisante, compte tenu de la vitesse moyenne de ces nuages dans notre galaxie, et de leur distances relatives. Ces difficultés ont poussé les chercheurs (dont Catherine Cesarsky [27]) à étudier les possibilités d'accélération de rayons cosmiques dans des milieux de dimension nettement plus restreinte, avec des densités plus élevées et des turbulences magnétiques à petite échelle. L'onde de choc terminale du reste de supernova est l'un des endroits réunissant le mieux ces conditions nécessaires à une accélération efficace des rayons cosmiques, dans une onde de choc unique.

### Accélération de Fermi du premier ordre

Dans un reste de supernova, au voisinage d'une onde de choc, l'accélération peut être beaucoup plus efficace car elle n'est plus le fait de nuages aux vitesses aléatoires, mais seulement d'un front de choc unique, que les particules traversent plusieurs fois.

Comme représenté sur la figure 2.10, les particules chargées traversent le front de choc, et sont ensuite diffusées sans perte d'énergie par le champ magnétique turbulent. En première approximation, on considère que leur direction est changée de façon totalement aléatoire.

Certaines particules retraversent alors le front en sens inverse, et sont éventuellement *retournées* à nouveau et ainsi de suite. Chaque traversée du front se traduit par un gain en énergie, car quel que soit le sens de traversée, la particule passe d'un milieu plus rapide à un milieu plus lent (dans son référentiel). Si les vitesses des deux milieux sont  $v_1$  et  $v_2$  dans le référentiel du choc (avec  $c \gg v_1 > v_2$ ), la particule gagne à chaque passage une énergie

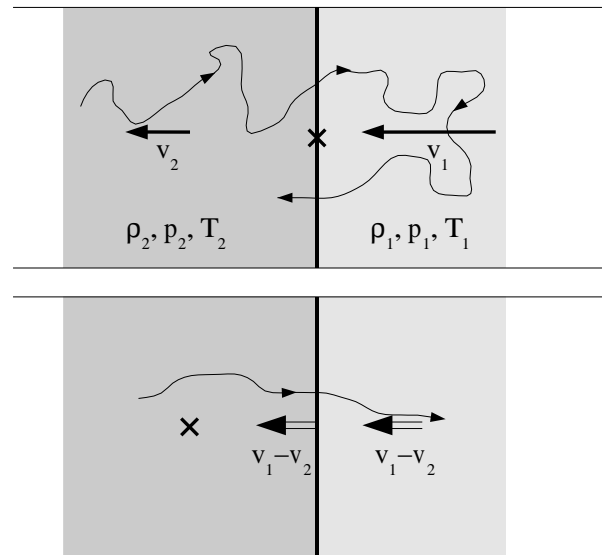


FIG. 2.10: Accélération dite de Fermi du premier ordre au voisinage de l'onde de choc du reste de supernova.

$$\Delta E = E \frac{v_1 - v_2}{c} \cos \theta \quad (2.13)$$



où  $\theta$  est l'angle que fait la vitesse de la particule avec  $\vec{v}_1$  et  $\vec{v}_2$ .

En moyennant sur les angles  $\theta$ , on obtient un gain moyen d'énergie

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} \quad (2.14)$$

Par opposition au mécanisme originel de Fermi, ce mécanisme est dit de *premier ordre* car le gain d'énergie des particules est proportionnel à la puissance première de la vitesse du choc.

De façon à déterminer le spectre obtenu, il faut calculer les grandeurs thermodynamiques (pressions  $p_1$  et  $p_2$ , densités  $\rho_1$  et  $\rho_2$ ) ainsi que les vitesses  $v_1$  et  $v_2$  en amont et en aval du choc.

**Grandeurs thermodynamiques :** dans le référentiel du choc (figure 2.10, en haut), si l'on néglige les effets magnétiques, les équations de continuité thermodynamiques sont au nombre de trois et s'écrivent :

$$\text{Conservation de la matière :} \quad \rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (2.15)$$

$$\text{Principe fondamental de la dynamique :} \quad p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2 \quad (2.16)$$

$$\text{Conservation de l'enthalpie :} \quad \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} \quad (2.17)$$

Les équations 2.15 et 2.16 permettent d'écrire

$$(\rho_1 v_1)^2 = (\rho_2 v_2)^2 = \frac{p_2 - p_1}{\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}} \quad (2.18)$$

et l'utilisation de l'équation 2.17 permet alors d'obtenir le rapport de densité entre les fluides amont et aval :

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{(\gamma + 1)p_1 + (\gamma - 1)p_2}{(\gamma - 1)p_1 + (\gamma + 1)p_2} \quad (2.19)$$

L'équation 2.18 permet alors d'écrire

$$v_1^2 = \frac{(\rho_1 v_1)^2}{\rho_1^2} = \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)} = \frac{1}{2\rho_1} ((\gamma - 1)p_1 + (\gamma + 1)p_2) \quad (2.20)$$

En introduisant la vitesse du son  $c_1 = \sqrt{\gamma p_1 / \rho_1}$  et le nombre de Mach  $M_1 = v_1 / c_1$ , on peut alors écrire

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{\gamma + 1}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)} \quad (2.21)$$

et l'équation 2.19 donne alors

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{2 + M_1^2(\gamma - 1)}{M_1^2(\gamma + 1)} \quad (2.22)$$

A la limite d'un choc dur ( $M_1 \gg 1$ ), on obtient

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{p_1}{p_2} &= \frac{\gamma + 1}{2\gamma M_1^2} \\ \frac{\rho_1}{\rho_2} &= \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \end{aligned}} \quad (2.23)$$

Pour un gaz monoatomique, ou un plasma,  $\gamma = \frac{5}{3}$ , et l'on obtient alors

$$\boxed{\rho_2 = 4\rho_1 \quad \text{et} \quad v_1 = 4v_2} \quad (2.24)$$

**Probabilité d'échappement et spectre de cosmiques :** le calcul des grandeurs thermodynamiques effectué précédemment (et détaillé dans [78]) permet de déterminer la probabilité d'échappement de la particule test après chaque franchissement de la zone de choc, et donc le spectre final : dans le référentiel du choc, la vitesse du fluide aval est  $v_2 = (1/4)v_1$ , et les particules sont donc entraînées à un taux qui vaut  $(1/4)nv_1$  où  $n$  est la densité numérique de particules. Les particules étant ultrarelativistes et de vitesse distribuée isotropiquement, le nombre de particules traversant l'onde de choc par unité de temps vaut approximativement  $(1/4)nc$ . Le taux d'échappement de particules par unité de temps vaut alors  $v_1/c \ll 1$ . Après chaque collision, chaque particule a donc une probabilité  $P = 1 - v_1/c$  de rester dans la zone accélératrice.

Le gain d'énergie d'une particule à chaque traversée vaut par ailleurs  $\beta = 4/3(v_1 - v_2)/c = v_1/c$ .

Si l'on dispose initialement de  $N_0$  particules d'énergie  $E_0$ , on obtient après  $k$  collisions  $N = N_0 P^k$  particules d'énergie  $E = E_0 \beta^k$ . En supprimant  $k$  entre les deux équations, on obtient

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\ln P / \ln \beta} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-1} \quad (2.25)$$

Il s'agit ici d'un spectre intégral, car on a ici déterminé le nombre de particules qui *atteignent* l'énergie  $E$  et éventuellement la dépassent.

Le mécanisme de Fermi du premier ordre produit naturellement un spectre en loi de puissance en  $E^{-2}$ , relativement proche des spectres observés, et ce quelque soit le type de particules chargées accélérées. Il intervient dans bon nombre de modèles plus évolués, dont il constitue souvent la première étape.

Les modèles les plus récents prennent en compte la rétroaction des particules accélérées sur l'onde de choc, ce qui est une meilleure approximation dans la mesure où la pression de ces particules est comparable à celle du fluide [30]. Une accélération de ce type pourrait, dans l'onde de choc terminale d'un reste de supernova, accélérer des rayons cosmiques jusqu'à des énergies extrêmement élevées. Plus près du pulsar, le même mécanisme pourrait également expliquer l'accélération d'électrons dans la nébuleuse synchrotron, décrite en 2.1.3.

**Emission de haute énergie :** Les restes de supernova en coquille sont de bons candidats d'accélération de rayons cosmiques chargés. Il est cependant extrêmement difficile de vérifier directement cette hypothèse, dans la mesure où les champs magnétiques chaotiques de notre galaxie infléchissent les trajectoires des rayons cosmiques au point de faire perdre toute information sur leur origine précise. Il n'y a qu'à ultra-haute énergie (au delà de plusieurs centaines

de TeV) que l'on peut espérer mesurer directement, depuis le sol, la direction d'émission de ces rayons cosmiques. Pour cette raison, les astronomes ont cherché des traces électromagnétiques de cette accélération. En particulier, les rayons cosmiques de haute énergie peuvent, par interaction avec la matière environnante, produire des  $\pi^0$  dont la désintégration conduit à la formation de rayons  $\gamma$  de haute énergie. Les restes de supernova semblent également capables d'accélérer des électrons, mais probablement jusqu'à des énergies moindres. Le spectre électromagnétique de haute énergie serait ainsi constitué de 3 composantes [31] : l'émission par rayonnement de freinage des électrons dans le gaz environnant, dominante au MeV, l'émission par désintégration de  $\pi^0$  entre quelques dizaines de MeV et quelques TeV, et une contribution par effet Compton inverse pour les plus hautes énergies.

La récente détection de SN 1006 par le télescope Cangaroo [69] constitue la première observation d'un reste de supernova en coquille au delà du TeV, et ouvre ainsi un nouveau champ d'observation, tout en posant plus de questions qu'elle n'en résout : la densité de matière au voisinage du reste de supernova semble trop faible pour fournir assez de  $\pi^0$ . L'émission ne peut alors être attribuée qu'à l'accélération d'électrons. Compte tenu du fait que cela constitue également la première détection d'un objet étendu par les télescopes au sol, une confirmation par une autre expérience semble indispensable, et pourra probablement être apportée par HESS.

Les limites supérieures obtenues par CAT [21] et Whipple [22] sur le flux de Cassiopeia A, ainsi que l'annonce d'une première détection par HEGRA [23] posent des limites inférieures assez strictes sur le champ magnétique régnant dans ce reste de supernova. CELESTE, avec un seuil inférieur à 100 GeV, devrait pouvoir observer Cassiopeia A dans un domaine spectral où l'émission par désintégration de  $\pi^0$  serait dominante, et pourrait ainsi fournir ainsi des contraintes sur les modèles d'accélération par choc. Située à une déclinaison  $\delta \approx 50^\circ$  permettant son observation dans de bonnes conditions par CELESTE, Cassiopeia A possède en outre la qualité d'avoir une faible dimension (environ  $0.1^\circ$ ), ce qui en fait une cible privilégiée de CELESTE.

Pressentis pour expliquer l'origine des rayons cosmiques de plus haute énergie, les restes de supernova en coquille ne semblent cependant pas capables de dépasser des énergies de l'ordre de  $10^{15}$  eV, l'énergie maximale atteinte dépendant essentiellement de l'intensité du champ magnétique et de la durée de vue du reste de supernova (typiquement  $10^5$  ans).

Certain auteurs [28] parviennent à expliquer une accélération de rayons cosmiques jusqu'à des énergies de l'ordre de  $10^{16}$  à  $10^{19}$  eV dans des systèmes compacts où règnent des champs magnétiques particulièrement intenses, comme par exemple des systèmes binaires d'étoiles à neutron.

### 2.1.3 Plérions

Une classe particulière de restes de supernova, différente de la précédente, intéresse l'astronomie  $\gamma$  : ce sont les *plérions*, dans lesquels le pulsar central entretient par l'émission d'électrons relativistes une onde de choc stationnaire (figure 2.11), de rayon de l'ordre 1 pc (pour la Nébuleuse du Crabe), et donc beaucoup plus proche de l'astre que l'onde de choc de l'explosion initiale. Cette onde de choc, engendrée par la collision d'électrons relativistes émis par le pulsar avec les éjectats du même pulsar, serait le site d'émission de rayons  $\gamma$  de haute énergie par réaccélération des électrons. On parle également de *nébuleuse synchrotron*.

Les mécanismes d'accélération développés originellement pour expliquer les spectres de rayons cosmiques ne sont pas spécifiques de ces derniers, et ont donc été utilisés également

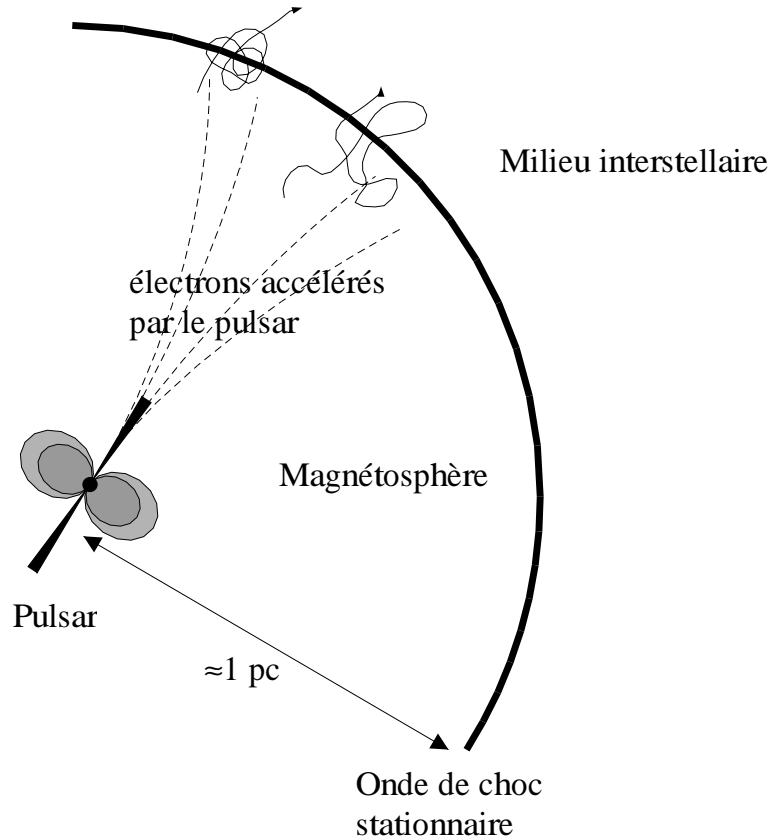


FIG. 2.11: Schéma d'un plérion. Le vent de particules accélérées par le pulsar entretient une onde de choc stationnaire contre les éjectats du pulsar et le milieu interstellaire, à une distance de l'ordre de 1 pc du pulsar central. Au voisinage de l'onde de choc, des particules chargées émises par le pulsar central peuvent être accélérées par le mécanisme de Fermi de premier ordre décrit dans le texte.

dans les modèles de plérions.

### Emission $\gamma$ de haute énergie :

Dans un plérion, le spectre d'électrons primaires ainsi accéléré produit naturellement [63, 64] un spectre de photons  $\gamma$  de haute énergie à deux composantes, comme observé expérimentalement (figure 2.13) : les électrons accélérés émettent un rayonnement synchrotron dans le champ magnétique de la nébuleuse, produisant un spectre allant du MeV à 100 MeV. Par effet Compton inverse, ces électrons propulsent également des photons ambiants du GeV au TeV. L'analyse de ce spectre Compton inverse permet à De Jager *et al* [64] de déterminer un champ magnétique de la nébuleuse de  $(2.6 \pm 0.9) \times 10^{-4}$  G. Cependant, une grande partie du spectre reste à l'heure actuelle non mesurée, et cette partie correspond au maximum attendu du flux d'énergie pour la partie Compton inverse.

**Il importe donc de mesurer précisément cette région de façon à contraindre complètement les modèles. C'est l'un des buts du projet CELESTE, dont la gamme de sensibilité correspond à la région inexplorée.**

En outre, le plus célèbre des plérions, la *Nébuleuse du Crabe*, constitue de par sa stabilité et l'observation constante dont il fait l'objet un étalon de sensibilité permettant d'intercaler les télescopes Čerenkov atmosphériques. **Il constitue pour cette raison la source prioritaire de CELESTE.**

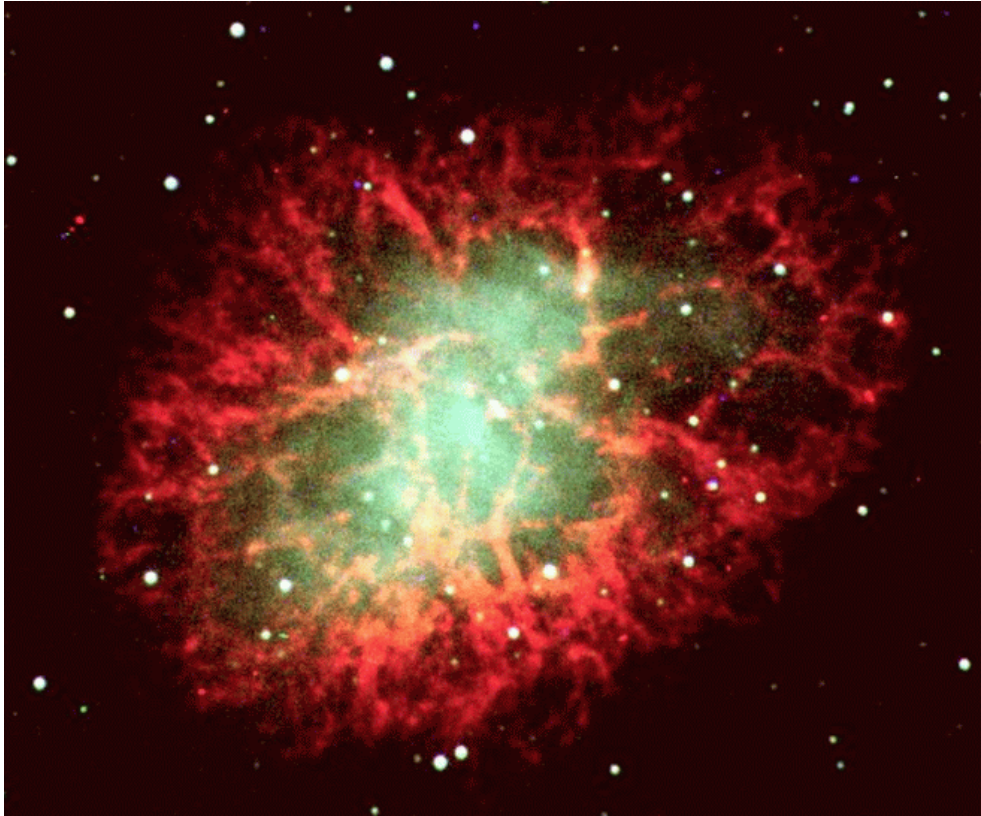


FIG. 2.12: Image du Télescope Spatial Hubble de la Nébuleuse du Crabe, supernovae qui explosa en 1054 et fut observée par les astronomes chinois et japonais. Sa remarquable stabilité et sa visibilité dans pratiquement toutes les longueurs d'onde en font l'étalon de l'astronomie des hautes énergies moderne.

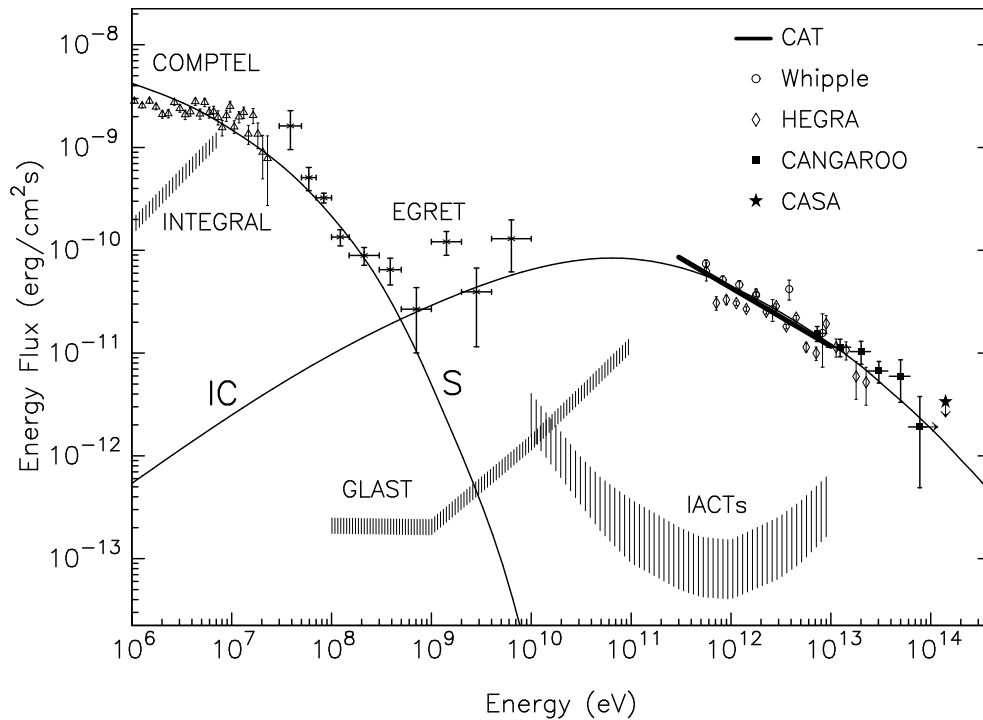


FIG. 2.13: Spectre de la nébuleuse du Crabe, observé depuis le domaine des X durs aux  $\gamma$  de haute énergie, comparé aux niveaux de sensibilité attendus du satellite GLAST et de la prochaine génération de réseaux d'imageurs (notés IACTs), comme Hess ou Veritas. D'après [74]. La région inexplorée au voisinage du maximum de la composante Compton inverse, vers 100 GeV, correspond à la gamme de sensibilité de CELESTE.

### 2.1.4 Les systèmes binaires

C'est au cours des années trente que la mécanique quantique permit enfin de résoudre un problème qui torturait les astronomes depuis plusieurs dizaines d'années : l'existence de *naines blanches*, étoiles de très petite taille mais de densité énorme pour l'époque ( $60 \text{ kg/cm}^3$ ), dont le spécimen le plus célèbre était Sirius B<sup>4</sup>.

On pensait jusqu'alors que les étoiles, à la fin de leur vie, devaient se refroidir et finir par devenir un astre sombre, froid et à la densité de la *Pierre*<sup>5</sup>, ce qui ne laissait pas de place aux astres aussi denses que les naines blanches. Fowler montra en 1926 qu'il était possible de comprimer plus la matière, et qu'une pression d'origine quantique - la pression de *dégénérescence* des électrons - pouvait assurer la stabilité de la naine blanche même lorsqu'elle se refroidirait. En 1930, Chandrasekhar s'intéressa à la compressibilité d'un tel corps dégénéré, et découvrit avec stupeur le résultat qui porte maintenant son nom : un astre dont la masse serait supérieure à 1.4 fois la masse du soleil ne pourrait pas contrebalancer sa gravité propre par la seule pression de dégénérescence de ses électrons, et serait donc condamné, à la fin de sa vie, à un nouvel effondrement que rien ne semblait pouvoir arrêter.

Mais la profonde hostilité de la communauté astrophysique - et en particulier d'Eddington - à un résultat si lourd de conséquences fut un handicap majeur au développement d'idées nouvelles sur le sujet. Lorsque Zwicky proposa son modèle de supernova, lequel concluait à la formation d'une étoile à neutron, il fut victime du même dédain. Il fallut attendre la conversion de Landau puis d'Oppenheimer pour que l'idée commençât à convaincre. La réutilisation des simulations conçues pour les programmes nucléaires militaires permit de grandes avancées au cours des années 1950, pour aboutir au concept de *trou noir stellaire*, phase ultime de l'évolution d'une étoile de quelques masses solaires. Les modèles théoriques se développèrent de façon fulgurante au cours des années 1960, et l'on apprit en particulier que les trous noirs *n'ont pas de poils*<sup>6</sup>.

Les tests observationnels semblaient délicats, et les systèmes binaires, déjà à l'origine de la découverte des naines blanches, étaient appelés à un grand rôle. Zeldovitch entreprit dès les années 1960 de concevoir un test de l'existence des trous noirs. De part leur faible taille, leur observation directe par occultation semblait vouée à l'échec, tout comme l'observation de l'effet de lentille gravitationnelle<sup>7</sup>. Les systèmes binaires semblaient plus prometteurs : tout d'abord, une étoile en rotation autour d'un trou noir devait exhiber un décalage Doppler du spectre variable, selon que l'étoile s'approche ou s'éloigne de l'observateur<sup>8</sup>.

Ensuite, Zeldovitch imagina ce qui devait se passer lorsqu'un trou noir passait au centre d'un nuage de poussière : la matière inexorablement attirée devait tomber sur le trou noir, et la compression engendrée par la chute devait chauffer cette matière au point de la faire rayonner thermiquement dans le domaine des rayons X. L'idée de *l'accrétion* était née.

Finalement, quelques années plus tard, il eut l'idée de combiner ses deux idées en une seule :

---

<sup>4</sup>C'est en effet la mesure de la vitesse de rotation de cette étoile autour de son compagnon beaucoup plus gros, *Sirius*, qui permit de déterminer la densité de cette naine blanche.

<sup>5</sup>On considérait alors que la pression de résistance à l'interpénétration des atomes suffirait à contrebalancer la gravité.

<sup>6</sup>Cette expression, due à Wheeler, signifie qu'un trou noir ne conserve aucune mémoire des caractéristiques de l'étoile progénitrice, que ce soit sa forme ou la géométrie de son champ magnétique.

<sup>7</sup>L'effet de *lentille gravitationnelle*, dû à la courbure de l'espace autour d'un astre massif, se traduit par l'augmentation de luminosité d'un objet occulté par cet astre que les rayons lumineux contournent. Il ne fut que récemment observé, pour des masses nettement supérieures à celle des trous noirs stellaires que recherchait Zeldovitch, et il ne permet en outre pas de déterminer la nature de l'astre occultant.

<sup>8</sup>Cet effet a été récemment observé pour un trou noir beaucoup plus massif par le télescope spatial Hubble [47], au centre de la galaxie M84 (Amas de Virgo).



FIG. 2.14: Vue d'artiste d'un système binaire constitué d'une étoile en rotation autour d'un trou noir de quelques masses solaires.

un système binaire, constitué d'une étoile en rotation autour d'un trou noir, dont l'attraction serait suffisamment forte pour *pomper* la matière de son compagnon. Une telle situation, représentée schématiquement sur la figure 2.14, serait un émetteur puissant de rayons X. Cette idée lança l'astronomie X, qui, détecteur après détecteur, progressa d'un facteur 300 000 en résolution angulaire en l'espace de 16 ans. Cygnus X-1 fut le premier candidat sérieux, au début des années 1970, et sa contrepartie optique fut identifiée en 1974 grâce à un sursaut radio observé dans la boîte d'erreur de Uhuru, l'un des tous premiers satellites X.

Les systèmes binaires galactiques n'ont pour le moment pas été observés dans le domaine  $\gamma$  (au delà de quelques MeV) ; il n'est resté pas moins qu'ils ont joué un rôle primordial dans le développement des idées nouvelles, en particulier relatives à l'accrétion. Ces idées ont trouvé un nouveau champ d'application dans les sources extragalactiques que sont les *noyaux actifs de galaxie*, présentés dans la partie suivante.

Signalons tout de même le cas des *micro-quasars*, sorte de modèle réduit des noyaux actifs de galaxie décrits ci-après. La plupart des caractéristiques des noyaux actifs de galaxies peuvent leur être appliqués. Ils ont été découverts à la limite entre les domaines X et  $\gamma$ , en particulier par le télescope SIGMA, qui observa dans le microquasar 1E 1740 situé au voisinage du centre galactique une raie d'émission à 511 keV, signature de l'annihilation d'électrons et de positons. Cet objet a été depuis affublé du nom de *grand annihilateur*.

## 2.2 Les sources extragalactiques

### 2.2.1 Noyaux actifs de galaxie

L'appellation *noyaux actifs de galaxie* remonte aux années soixante, mais elle repose sur de nombreux travaux réalisés dès le début du siècle. Le premier indice de l'existence de ces objets

fut la découverte en 1909 par Fath de raies d'émission dans le spectre de galaxies spirales, alors que l'on attendait plutôt un spectre continu avec des raies d'absorption, formé de la superposition des spectres de nombreuses étoiles. Leur étude systématique fut entreprise par Seyfert en 1943 [35], qui montra que ces galaxies à raies d'émission pouvaient se séparer en deux classes, selon la largeur de ces raies : une partie de ces galaxies possédait des raies d'émission et d'absorption relativement larges ( $v \sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ ), alors que les autres présentaient des raies beaucoup plus fines. Ces galaxies sombrèrent dans l'oubli pendant plusieurs dizaines d'années, avant de resurgir, comme nous le verrons ci-après, sur le devant de la scène et d'être nommées *galaxies de Seyfert* en hommage à ce travail.

Les observations radio postérieures à la guerre ouvrirent un nouveau champ de recherche, complètement déconnecté au départ des observations de Seyfert. Des études systématiques de l'émission de la Voie Lactée détectèrent les premières sources radio, de façon quasi-accidentelle [36]. L'Observatoire de Cambridge et l'Université de Sydney se lancèrent alors à la recherche de sources ponctuelles. La mauvaise compréhension de la superposition de plusieurs sources dans le champ de vue fut à l'origine de grosses difficultés dans l'analyse des données, et il fallut environ 10 ans et une modification du télescope de Cambridge pour parachever en 1959 le troisième catalogue de Cambridge, contenant plusieurs centaines de sources, avec une résolution angulaire suffisante dans bien des cas pour démarrer la recherche de contreparties optiques.

Une découverte retentissante fut l'identification par Minkowski en 1960 de 3C 295 [37] (une source de Cambridge) avec un objet d'un groupe de galaxies extrêmement lointaines pour l'époque, de décalage vers le rouge  $z = 0.46$ . Cette découverte lança une course à la recherche de contreparties optiques des sources radio. Les contreparties optiques alors découvertes avaient une taille inférieure à la résolution des télescopes de l'époque - et furent pour cette raison nommés *Quasi Stellar Radio Sources*<sup>9</sup>, d'où l'acronyme de QUASAR.

Pour pallier la résolution encore trop mauvaise des télescopes radio, un groupe d'astronomes de Sydney [38] eut l'idée en 1963 de mettre à profit l'occultation du quasar 3C 273 par la lune pour étudier la répartition du rayonnement radio (en analysant la figure de diffraction). Ils mirent ainsi en évidence la présence de deux zones d'émission, distantes de 20 secondes d'arc, et compatibles avec l'observation en optique d'un objet quasi-ponctuel de magnitude 13, et d'un jet fin pointant d'un côté de l'étoile. Des mesures spectroscopiques précises permirent ensuite la détermination du décalage vers le rouge,  $z = 0.16$  [39]. Pour la première fois, l'hypothèse extragalactique sembla prendre le dessus, le décalage vers le rouge étant attribué à l'expansion de l'univers et non plus à un effet gravitationnel de l'étoile - supposée géante. Mais cette hypothèse apportait plus de questions qu'elle n'en résolvait, en particulier l'énormité de la puissance dissipée par cet objet.

Dans les années qui suivirent, les sources radio furent associées à des objets de plus en plus lointains ( $z = 0.425$  et  $0.545$ ,  $z = 0.734$  en 1965 et surtout  $z = 2.012$  pour l'objet 3C 9).

Les années 1960 furent celles de la spectroscopie, avec les premières interprétations des raies en terme d'émission par des nuages se déplaçant rapidement dans l'environnement du noyau de galaxie. L'analyse fine des spectres optiques des quasars montrant un excès dans l'ultraviolet par rapport aux étoiles *normales*, Sandage (1965) eut l'idée de prendre des photographies avec deux filtres, l'un bleu et l'autre ultraviolet, en superposant les images légèrement décalées sur la même plaque photographique. Une comparaison rapide des intensités relatives des deux images

---

<sup>9</sup>Sources Radio Quasi Stellaires



lui permit de mettre en évidence une population d'objets quasi stellaires aux caractéristiques comparables aux quasars, mais silencieux dans le domaine radio, et dont les propriétés ressemblaient étrangement à celles des galaxies de Seyfert. L'idée selon laquelle Quasars et galaxies de Seyfert étaient peut-être deux manifestations différentes d'un phénomène similaire commençait à percer.

L'hypothèse galactique fut définitivement abandonnée au début des années soixante-dix, avec l'observation de groupes de galaxies de même décalage vers le rouge que les quasars qu'elles semblaient contenir. La nature cosmologique de ces objets fut alors définitivement établie, mettant en lumière la puissance incroyable de ces objets.

Très tôt, les Quasars se sont singularisés par une variabilité importante dans le domaine visible, sur une échelle de temps de l'ordre de quelques années. De plus, une population spécifique exhibait des variations beaucoup plus rapides (sur des échelles de temps inférieures à la journée) et fut alors baptisée *OVV*<sup>10</sup>, ou *BLAZAR*.

### L'origine de l'énergie

La question de savoir où les Quasars pouvaient puiser leur énergie fut longtemps un argument contre l'hypothèse extra-galactique, tant la puissance nécessaire semblait inaccessible et incompatible avec les mécanismes connus. Les réactions chimiques, dominantes dans l'environnement terrestre, produisent une énergie de l'ordre de 1 eV par nucléon, soit une efficacité brute (énergie produite divisée par l'énergie de masse) de l'ordre de  $10^{-9}$ , dérisoire par rapport à l'émission d'un noyau actif de galaxie. Les réactions nucléaires, à l'oeuvre dans le soleil et les étoiles, produisent 8 MeV par nucléon, ce qui donne une efficacité de l'ordre de  $10^{-3}$  encore largement insuffisante. Dans les années 1960, les théoriciens imaginèrent des explosions de supernova en chaîne, dans un environnement densément peuplé d'étoiles, chaque explosion déstabilisant les étoiles voisines et engendrant de nouvelles supernovæ. Ces théories s'avérèrent cependant incompatibles avec la nature cosmologique des quasars, et notamment avec leur abondance à des époques plus reculées ( $z \approx 3$ ), ainsi qu'avec leur courbe de lumière.

Peu à peu, l'idée d'une alimentation par accrétion de matière sur un trou noir, initialement formulée par Salpeter (1964) et Zeldovitch (1964) fit son chemin. Il fallu cependant attendre encore de nombreuses années avant que cette idée quelque peu révolutionnaire n'accrête suffisamment d'astrophysiciens pour emporter l'adhésion de la communauté. Cela se fit avec l'apport des observations des satellites X dans les années 1970, qui mirent en évidence des systèmes X binaires, composés pour certains (dont le plus célèbre, Hercules X-1 [32]) d'une étoile à neutrons détectée par l'occultation périodique d'un pulsar X compagnon ; et pour d'autre, (dont l'un des meilleurs candidat trou noir, Cygnus X-1), d'une étoile X hautement variable, en rotation autour d'un compagnon invisible de plus de  $10M_{\odot}$ .

Les rayons X semblaient dès le début indiqués pour partir à la recherche de ces objets violents, dans la mesure où les spectres essentiellement thermiques des étoiles et galaxies *normales* ne s'étendent pas aussi loin, du fait de leur trop faible température. Seuls de tout petits objets (étoiles à neutrons par exemple) peuvent en effet avoir une émission thermique dans le domaine des rayons X, car la puissance émise, proportionnelle à  $T^4$  d'après la loi de Stefan, serait démesurée pour une étoile, et ne lui accorderait une durée de vie que de quelques milliers d'années...

---

<sup>10</sup> Acronyme anglais de *Optically Violently Variable*.

Une fois les techniques maîtrisées, les premiers satellites X (Uhuru) détectèrent leurs premiers noyaux actifs de galaxie dès le début des années 1970. Ce domaine connut un développement très rapide, avec la série des trois satellites HEAO, lancés respectivement en 1977, 1978 et 1979. Le second, également nommé *Einstein Observatory*, produisit un catalogue appelé *Einstein Extended Medium Sensitivity Survey* (EMSS), riche de 835 sources [42] (avec une couverture de 780 degrés carrés) dans le domaine du keV, dont 51% sont des noyaux actifs de galaxie [43]. Beaucoup plus récemment, le satellite ROSAT effectua au cours de ses 2 premières années de vie (1990-1991) une couverture complète du ciel dans le même domaine d'énergie avec une sensibilité 20 fois meilleure. Il en résultat un catalogue riche de 145 060 sources [45] obtenues avec une précision angulaire de l'ordre de 20 arcsec. Parmi les sources ayant une contrepartie dans un autre domaine spectral, la moitié environ sont extragalactiques.

### Modèle standard des noyaux actifs de galaxie

Depuis une dizaine d'années, un modèle standard des noyaux actifs de galaxie semble émerger, dans lequel aussi bien les galaxies de Seyfert que les Blazars ou les radio-galaxies ont une place. S'il reste encore beaucoup de chemin pour expliquer l'émission de ces objets, la communauté semble au moins s'accorder sur leur géométrie.

Un noyau actif de galaxie serait ainsi constitué (figure 2.15) :

- ⊙ D'un trou noir supermassif ( $10^7$  à  $10^8$  Masses solaires), situé au centre, fournissant l'attraction gravitationnelle nécessaire à la machinerie. La masse de ce trou noir est en général estimée à partir de la luminosité bolométrique du noyau actif de galaxie. Pour une masse de  $10^8$  Masses solaires, on obtient un rayon de Schwarzschild de  $10^{-5}$  parsec, soit à peu près la moitié de la taille du Soleil.
- ⊙ D'un disque d'accrétion, en rotation autour du trou noir, et dont la température va de  $10^4$  K au bord à environ  $10^5$  K au voisinage d'un bourrelet central. Ce disque émet un rayonnement thermique, allant du bleu aux rayons X mous au centre. L'accrétion se produit sur un disque et non de façon sphérique, car cette configuration est la plus stable du point de vue du moment cinétique. Evacuer le moment cinétique des étoiles ou du gaz accrété est d'ailleurs l'une des tâches délicates du noyau actif de galaxie. La taille de ce disque est typiquement de l'ordre du dixième de parsec, soit quelques mois-lumière, mais la partie qui rayonne est vraisemblablement encore plus petite ( $\leq 10^{-2}$  pc). Cette condition est essentielle pour expliquer la rapide variabilité des noyaux actifs de galaxie.
- ⊙ D'un tore de poussière, beaucoup plus froid, tournant à une vitesse de l'ordre de  $1000 \text{ km s}^{-1}$  autour du trou noir central. Ce tore de poussière, essentiellement visible en infrarouge, aurait une taille allant de quelques centaines de parsec au kiloparsec.
- ⊙ De nuages évoluant à grande vitesse au-dessus du disque d'accrétion, et sites potentiels de l'émission de raies larges.
- ⊙ De nuages plus lents, situés plus loin du trou noir central, et responsable de l'émission de raies étroites.
- ⊙ Et, uniquement pour les BL Lac<sup>11</sup> et radio-galaxies, de deux jets de matière relativiste, s'étendant au-delà de la galaxie hôte jusqu'à des distances de l'ordre du Megaparsec. Sites d'émission radio, ces jets seraient aussi le site privilégié de l'émission  $\gamma$  de haute énergie, tout au moins dans la base des jets.

---

<sup>11</sup>Ce terme désigne une sous-catégorie des Blazars, caractérisée par un spectre en optique quasiment dépourvu de raies, et essentiellement formé d'un continuum fortement polarisé et d'origine non thermique (synchrotron). Il provient du prototype de ces objets, découvert dans la constellation *Lacerta*.

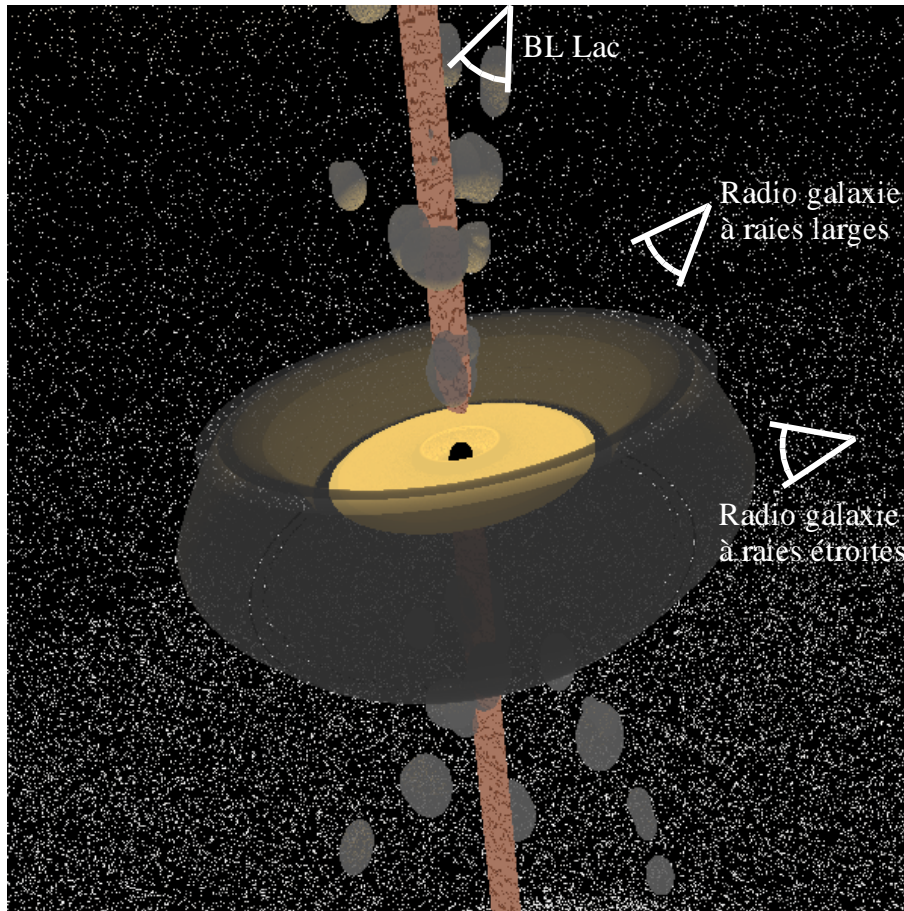


FIG. 2.15: *Vue d'artiste d'un noyau actif de galaxie. Le trou noir central est entouré par un disque d'accrétion en rotation. Deux jets de matière ultrarelativiste émergent des pôles du trou noir. Les différents éléments ayant des dimension très différentes, ils ne sont pas représentée à l'échelle.*

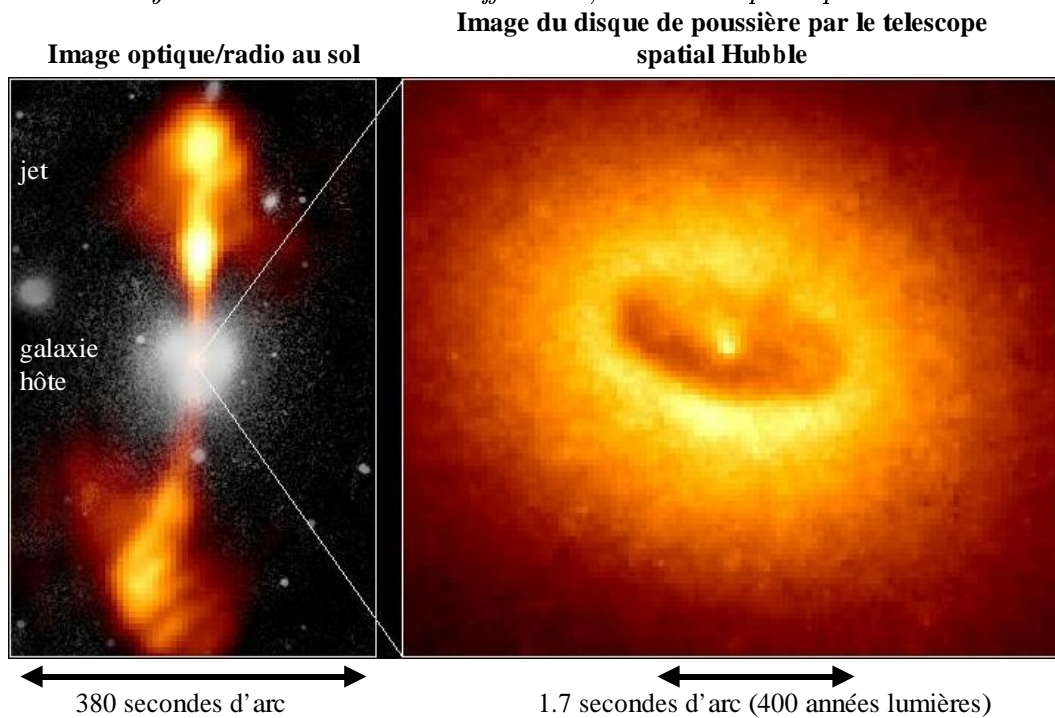


FIG. 2.16: *Noyau de la galaxie NGC 4261 vu en optique et en radio par des télescopes au sol, et dont le tore de poussière est résolu par le télescope spatial Hubble.*

**Énergie gravitationnelle :** Contrairement aux pulsars qui sont des machines électromagnétiques, les noyaux actifs de galaxie tirent leur énergie de l'effondrement gravitationnel de matière sur le trou noir central. Pour un astre de masse  $M$ , et de rayon  $R$ , l'énergie que gagne une particule de masse  $m$  tombant à la surface de l'astre vaut

$$E = \frac{GMm}{R} = \frac{1}{2}mc^2 \frac{R_s}{R} \quad (2.26)$$

où  $R_s = \frac{2GM}{c^2}$  est le rayon de Schwarzschild de l'astre. Cette énergie peut dans le meilleur des cas être convertie intégralement en rayonnement lorsque la particule test heurte la surface de l'astre. Une astre *accrétant* de la masse à un taux  $dM/dt$  émet ainsi une puissance maximale

$$L = \frac{1}{2} \frac{dM}{dt} c^2 \frac{R_s}{R} \quad (2.27)$$

alors que son énergie de masse s'accroît dans le même temps de la quantité  $\frac{dM}{dt}c^2$ . L'*efficacité* du mécanisme d'accrétion s'écrit alors

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{R_s}{R} \quad (2.28)$$

Cette efficacité est extrêmement faible pour des étoiles ( $\eta \approx 10^{-5}$  pour le Soleil, dont le rayon de Schwarzschild vaut à peu près 3 km), mais peut atteindre des valeurs bien plus élevées pour des astres denses (10% pour une étoile à neutrons), ce qui surpasse d'un facteur supérieur à 10 l'efficacité des réactions nucléaires.

L'accrétion de matière s'avère le moyen le plus efficace pour convertir de la matière en énergie de rayonnement, mais elle requiert des astres extrêmement denses pour fonctionner, comme des trous noirs. Au fur et à mesure que la matière accrétée se rapproche du centre du disque d'accrétion, la pression augmente, la quantité de rayonnement également, et la température du disque peut atteindre  $10^5$  K avec une émission thermique de rayons X.

**Luminosité d'Eddington :** L'efficacité de l'accrétion est cependant limitée par la pression de rayonnement, qui repousse la matière accrétée, constituée généralement d'un plasma d'électrons et d'ions. Le rayonnement émis par l'étoile interagit à une distance  $r$  par diffusion Thompson sur les électrons, produisant une force répulsive

$$F = \frac{L\sigma_T}{4\pi r^2 c} \quad (2.29)$$

où  $\sigma_T$  est la section efficace de diffusion Thompson. Cette force, communiquée aux ions par attraction Coulombienne, s'oppose à l'attraction gravitationnelle s'exerçant sur les ions. Leur évolution en fonction de  $r$  suivant la même loi en  $1/r^2$ , il existe une luminosité critique au-delà de laquelle la pression de rayonnement l'emporte et repousse la matière accrétée. Cette luminosité, dite d'*Eddington*, vaut dans le cas d'une accrétion sphérique<sup>12</sup>

$$L_{\text{Eddington}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ erg s}^{-1} \quad (2.30)$$

Finalement, un équilibre tend généralement à s'établir, avec une émission de lumière sensiblement voisine de la limite d'Eddington; tout accroissement du taux d'accrétion conduit à une augmentation de la luminosité et donc à un ralentissement du taux d'accrétion. C'est

<sup>12</sup>Dans le cas d'un disque d'accrétion, le calcul précédent n'est en toute rigueur pas valable, mais l'argument demeure et les ordres de grandeurs subsistent.

l'augmentation de la pression de rayonnement au voisinage du centre du disque qui entraîne la formation du bourrelet central.

**Emission visible et raies d'émission :** L'émission de lumière visible est attribuée à la fois au disque d'accrétion et aux nuages évoluant de part et d'autre de ce dernier. Des nuages évoluant à faible vitesse et à grande distance du noyau central (jusqu'à 100 pc) seraient le lieu d'émission des raies fine détectées dans les galaxies de Seyfert de type II. Les nuages à grande vitesse ( $v \sim 3000 \text{ km s}^{-1}$ ), situés au dessus du disque d'accrétion et chauffés par ce dernier sont, pense-t-on, les lieux d'émission des raies larges, détectées uniquement dans le cas des galaxies de Seyfert de type I et dans les radio-galaxies à raies larges. Leur émission ne serait pas détectable dans le cas des galaxies de type II, car elle serait masquée par le tore de poussière. Enfin, certains modèles supposent en outre une émission avec des raies fines, due à des nuages se déplaçant nettement plus lentement au dessus du disque.

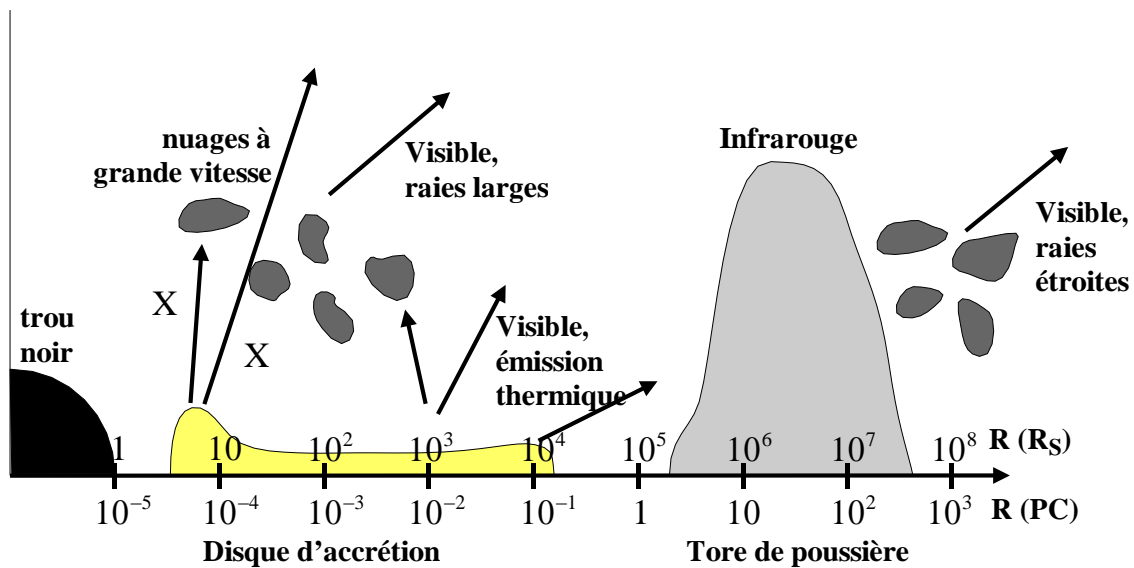


FIG. 2.17: *Emission dans le visible par un noyau actif de galaxie. L'échelle supérieure donne les dimensions transverses en unité de rayon de Schwarzschild.*

Finalement, la distinction entre galaxie de Seyfert de type I et de type II ne serait due qu'à la position de l'observateur, une ligne de visée proche du plan du disque faisant apparaître la galaxie comme une galaxie de type II et au contraire, une ligne de visée à angle beaucoup plus élevé rendrait visible les zones internes du noyau actif de galaxie.

**Emission X :** L'émission de rayons X serait de nature essentiellement thermique, au voisinage du bord interne du disque d'accrétion. Cette émission semble nécessaire au chauffage des nuages situés au dessus du disque, leur permettant ainsi d'émettre dans le visible. Pour les Blazars, les jets seraient également des sites d'émission X, notamment par rayonnement synchrotron ou par effet Compton inverse.

**Emission radio et haute énergie :** Le modèle le plus en vogue suppose que la même population d'électrons relativistes est à l'origine à la fois de l'émission radio et de l'émission de haute énergie. L'émission radio serait due à l'émission synchrotron de ces électrons, tandis

que l'émission  $\gamma$  de très haute énergie résulterait de la propulsion de photons ambiants à des énergies plus élevées par effet Compton inverse. Cette émission est localisée dans le jet, et n'est donc visible que pour les Noyaux Actifs de Galaxie ayant leur jet orienté vers la terre. Par ailleurs, les très grandes vitesses observées dans les jets conduisent à une *collimation relativiste*, se traduisant par à la fois une diminution des longueurs d'onde d'un facteur  $\delta$  (facteur Doppler du jet) et une augmentation de la luminosité due au rétrécissement de l'angle solide apparent dans un facteur  $\delta^2$  [46], avec

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (2.31)$$

où  $\theta$  est l'angle entre la direction du jet et la ligne de visée. Dans l'axe du jet, cela donne une augmentation de luminosité de l'ordre de  $2\gamma^3$ , avec une largeur  $\theta_{\max} \approx 1/\gamma$ .

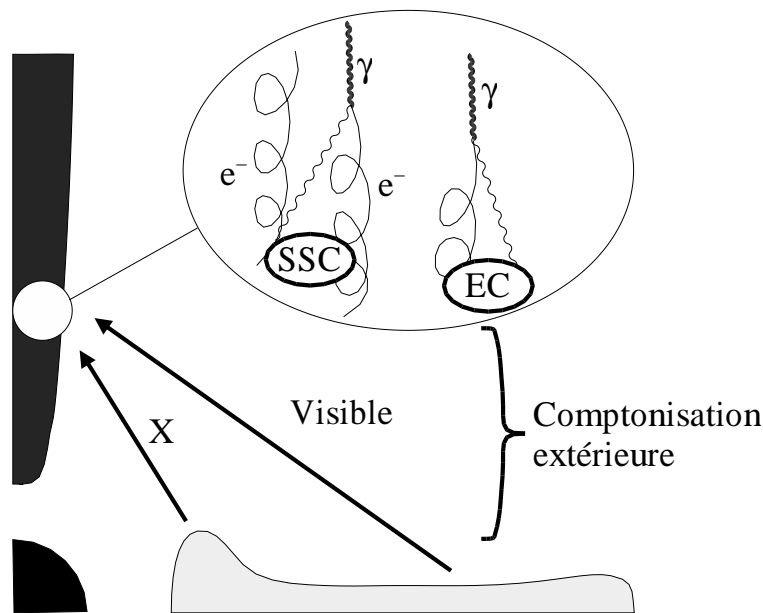


FIG. 2.18: *Emission de photons  $\gamma$  de haute énergie par le jet d'un noyau actif de galaxie. Les photons de haute énergie sont émis par effet Compton inverse soit sur des photons synchrotron émis par les électrons relativistes dans le cas du modèle SSC, soit sur des photons de basse énergie émis par le disque d'accrétion ; on parle alors de Comptonisation Extérieure (EC).*

Deux modèles se distinguent cependant par l'origine des photons de basse énergie. Le modèle SSC (Synchro Self Compton en anglais) suppose que les photons de basse énergie sont les photons émis par effet synchrotron, alors que le modèle EC (Compton Externe) suppose que ces photons viennent du disque d'accrétion et des nuages environnants.

L'émission  $\gamma$  est caractérisée par une très forte variabilité (d'un facteur pouvant atteindre 10) sur des échelles de temps très courtes, de l'ordre du jour et parfois même de l'heure. Pour une revue de cette variabilité, on pourra consulter [71]. La figure 2.19 montre le spectre de Markarian 501, observé dans le cadre d'une campagne multi-longueur d'onde par le satellite Italien BeppoSax (dans le domaine X) et l'imager Franco-Tchèque CAT (dans le domaine du TeV). La luminosité de la source a varié d'un facteur 10 en quelques jours, de façon concomitante dans les deux domaines. Cela renforce l'hypothèse selon laquelle la même population d'électrons serait à l'origine de ces deux contributions au spectre, par une émission synchrotron pour la partie X, et par effet Compton inverse pour la partie de plus haute énergie.

Cette très grande variabilité est encore largement incomprise, même si l'on s'accorde à dire

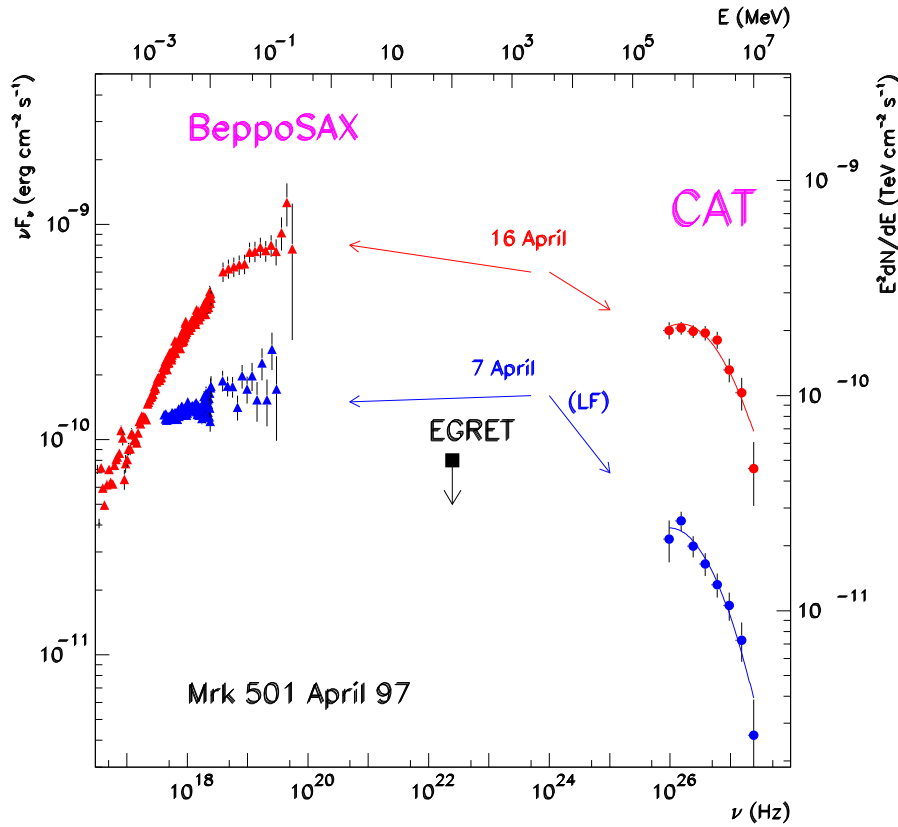


FIG. 2.19: *Emission du noyau actif de galaxie Mrk501 en Avril 1997, observée au TeV par Cat et dans le domaine X par le satellite BeppoSax. D'après [73].*

qu'elle serait due à une variation d'efficacité des mécanismes de production dans le jet, soit du fait de fluctuations de densité et donc de l'épaisseur optique, soit du fait de fluctuations à l'injection de particules dans le jet. La rapidité de ces fluctuations implique une limite très petite à la taille des zones de production de l'émission haute énergie, même si la collimation relativiste fait apparaître ces fluctuations plus courtes d'un facteur  $\gamma$  que leur durée réelle.

Ce premier succès d'observation conjointe à basse et haute énergie montre la nécessité absolue de mettre en place des campagnes d'observation multi-longueur d'onde, condition d'une meilleure compréhension de ces objets.

Par ailleurs, comme le montre la figure 2.19, le détecteur EGRET n'a été capable de donner pendant cette période qu'une limite supérieure sur le flux de Markarian 501 dans le domaine du GeV, limite certes très en dessous de l'extrapolation linéaire entre les données de BeppoSax et celles de CAT. Cela souligne la nécessité de disposer d'un détecteur de bien meilleure sensibilité dans le domaine du GeV, ainsi que d'un détecteur couvrant la région intermédiaire entre 30 et 300 GeV, ce qui est le but de CELESTE.

### L'absorption infrarouge

Aucun des blazars un peu lointains ( $z > 0.1$ ) d'EGRET n'a été observé par aucune expérience au sol, en dépit de flux intenses dont l'extrapolation linéaire est nettement au dessus de la sensibilité des expériences actuelles. Seules les sources les plus proches (Mrk 421 et Mrk 501, avec un décalage vers le rouge  $z \approx 0.03$ ) sont observées à haute énergie, alors même que la

première est une source peu intense d'EGRET et que la seconde n'est même pas vue par ce détecteur.

La raison en est que les photons  $\gamma$  de haute énergie sont absorbés au cours de leur voyage intergalactique, par interaction avec le fond lumineux des photons de basse énergie, du visible à l'infrarouge. Cette interaction conduit à la formation d'une paire électron-positon, comme décrit sur le diagramme 2.20, qui ne peut avoir lieu que si l'énergie disponible dépasse l'énergie de masse de la paire.

Plus quantitativement, l'énergie disponible  $\sqrt{s}$  peut être écrite dans le centre de masse, en fonction des énergies  $E$  et  $\epsilon$  des deux photons et de  $\theta$  l'angle entre leur direction :

$$s = 2E\epsilon(1 - \cos \theta) \quad (2.32)$$

Pour que la création de paires puisse avoir lieu, il faut

$$\sqrt{s} \geq 2m_e c^2 \quad (2.33)$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron.

La section efficace de production de paire présente un maximum juste au dessus du seuil, et peut s'exprimer sous la forme [48] :

$$\sigma = \frac{1}{8}(1 - \beta^2) \left[ 2\beta(\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right] \text{ barn}$$

où

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{2m_e^2 c^4}{E\epsilon(1 - \cos \theta)}} = \sqrt{1 - \frac{2m_e^2 c^4}{E_0\epsilon_0(1+z)^2(1 - \cos \theta)}} \quad (2.34)$$

(Nous avons noté  $E_0$  et  $\epsilon_0$  l'énergie qu'auraient les deux photons concernés à l'heure actuelle, par opposition à leur énergie  $E$  et  $\epsilon$  au moment de la rencontre. De part la dilution de l'univers, on a  $E = (1+z)E_0$  et  $\epsilon = (1+z)\epsilon_0$ ).

La profondeur optique  $\tau(E_0)$  est définie par la relation donnant le flux reçu  $\phi_r$  en fonction du flux émis  $\phi_0$  :

$$\phi_r = \phi_0 e^{-\tau(E_0)} \quad (2.35)$$

La profondeur optique s'exprime par une intégrale sur le chemin parcouru par le photon, et sur la densité locale de photons infrarouges :

$$\tau(E_0) = \int_t^0 c dt' \frac{1}{2} \int_0^\pi (1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta \int_{\epsilon_{\text{seuil}}}^\infty n(\epsilon, z, t) \sigma(\beta) d\epsilon \quad (2.36)$$

où l'énergie de seuil vaut

$$\epsilon_{\text{seuil}} = \frac{2m_e^2 c^4}{E(1 - \cos \theta)} \quad \text{soit} \quad \epsilon_{0,\text{seuil}} = \frac{2m_e^2 c^4}{E_0(1+z)^2(1 - \cos \theta)} \quad (2.37)$$

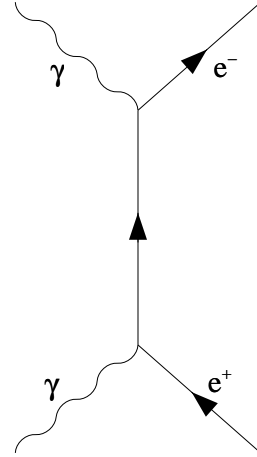


FIG. 2.20: Diagramme de Feynman décrivant la création d'une paire électron-positon par interaction d'un photon  $\gamma$  de haute énergie avec un photon de basse énergie.



La densité locale de fond infrarouge et visible est encore très mal connue<sup>13</sup>, car la lumière zodiacale (due à la poussière localisée dans le plan de l'écliptique, et en rotation autour du soleil) et l'émission galactique d'avant-plan gênent considérablement les observations directes. Jusqu'à récemment, cette densité était notamment estimée à partir des densités de galaxies et de nuages interstellaires. On considère en général deux contributions : l'une, aux alentours de 1 eV, correspond à la lumière émise dans le domaine visible par les étoiles. La seconde, de plus basse énergie, est due à l'émission thermique des poussières interstellaires chauffées par la première. L'amélioration des techniques commence à permettre des mesures directes de bonne qualité.

Il faut par ailleurs prendre en compte l'évolution de l'univers, dont l'effet principal est d'augmenter la densité de fond infrarouge d'un facteur  $(1+z)^3$  (tout en décalant les photons vers le bleu) au fur et à mesure que  $z$  croît. Ceci résulte d'une approximation simpliste, selon laquelle toute la lumière aurait été émise à une époque reculée, et la seule évolution postérieure serait celle qui affecte également le fond cosmologique (refroidissement et dilution). On peut ainsi écrire sous cette hypothèse

$$n(\epsilon, z, t)d\epsilon \approx (1+z)^3 n_0(\epsilon_0) d\epsilon_0 \quad (2.38)$$

où  $n_0$  est la densité locale de fond infrarouge (*i.e.* dans l'entourage de notre galaxie, à  $z \ll 1$ ).

Dans le cadre d'une métrique de Robertson-Walker, on peut alors transformer l'équation 2.36 (en posant également  $x = (1 - \cos \theta)$ ) sous la forme [50]

$$\tau(E_0) = \int_0^z \frac{(1+z)c dz'}{H_0 \sqrt{1 + \Omega_0 z}} \int_0^2 \frac{x}{2} dx \int_{\frac{2m_e^2 c^4}{E_0 x (1+z)^2}}^{\infty} n_0(\epsilon_0) \sigma(\beta) d\epsilon_0 \quad (2.39)$$

La figure 2.22 représente la profondeur optique obtenue à partir de l'équation 2.39, et pour le modèle de fond infrarouge présenté sur la figure 2.21, en fonction du décalage vers le rouge de la source et pour différentes énergies de primaire. On a également porté le décalage vers le rouge des blazars les plus intenses d'EGRET, ainsi que celui des deux BL Lac (Mrk 421 et Mrk 501) observées au TeV par les expériences au sol.

Elle montre que la bonne sensibilité des imageurs au delà de 250 GeV ne suffit pas à contrer l'absorption infrarouge, et qu'une augmentation du nombre d'objets vus passe nécessairement par une baisse du seuil des expériences au voisinage de 50 GeV.

La figure 2.23 montre ainsi le spectre qui serait observé pour le blazar 3C 279 (l'un des plus intenses du ciel vu par EGRET) de 10 GeV à 1 TeV, sous l'hypothèse d'un spectre primaire dans le prolongement de celui mesuré par EGRET, et pour le modèle d'absorption infrarouge utilisé ci-dessus. Un spectre en loi de puissance d'indice 2.0, et d'intensité comparable à celle de la nébuleuse du Crabe, est également porté sur la figure comme étalon de sensibilité. La partie haute énergie est fortement atténuée par l'absorption infrarouge, le changement de régime se situant vers la centaine de GeV. Les barres d'erreur portées sur la figure représentent la significativité que l'on pourrait attendre d'un détecteur du type de CAT à haute énergie, et de CELESTE à basse énergie, pour une durée d'observation de l'ordre de 20 heures. La trop faible déclinaison de 3C 279 rend malheureusement son observation par CELESTE délicate.

<sup>13</sup>C'est à dire à un facteur 2 près.

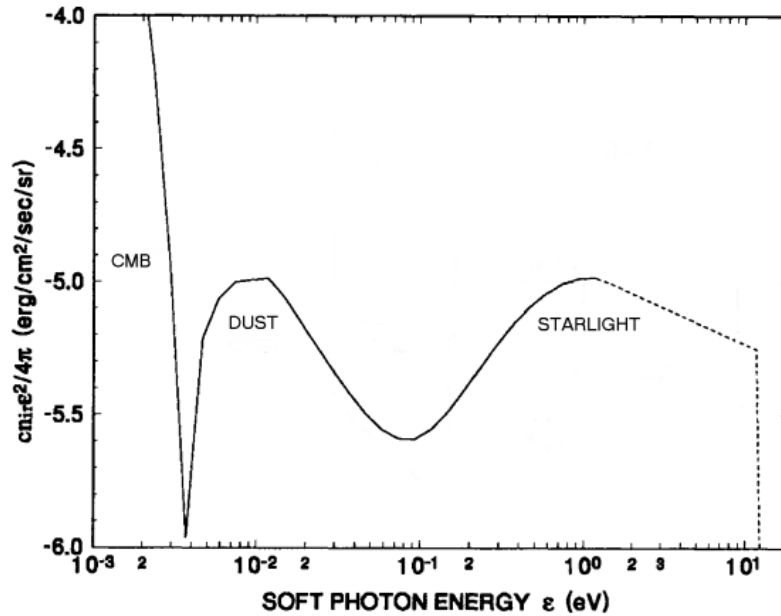


FIG. 2.21: *Modèle de fond infrarouge et visible, utilisé dans les simulations. D'après [50].*

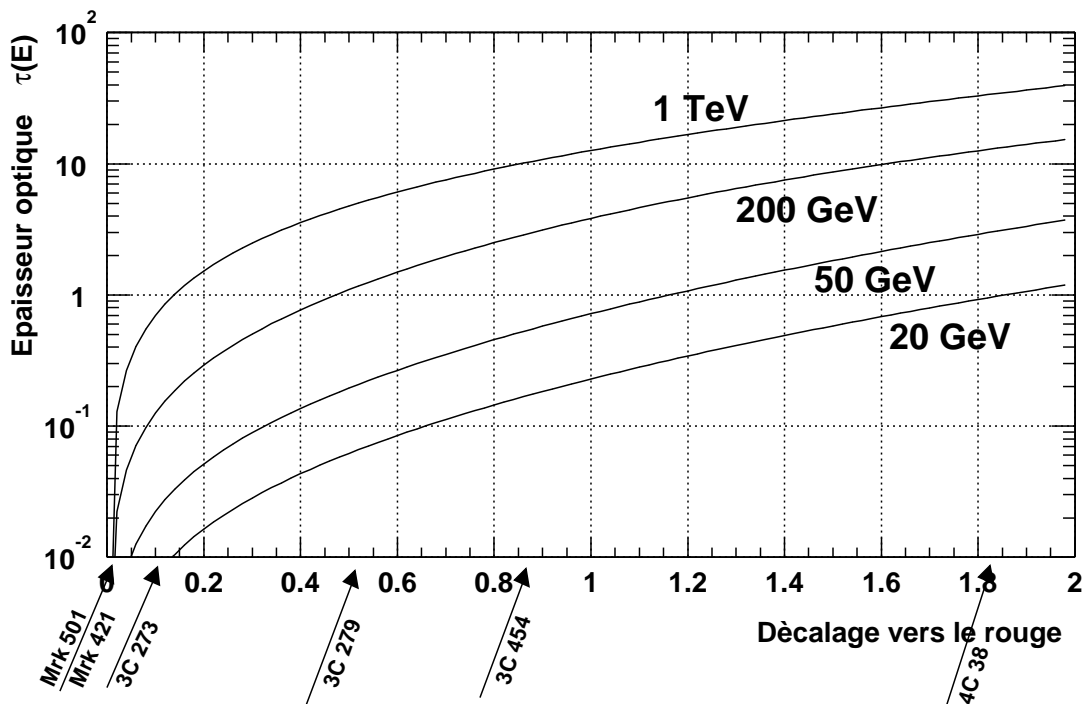


FIG. 2.22: *Epaisseur optique  $\tau(E)$  calculée pour le modèle de la figure 2.21 et pour différentes énergies de photons à la source. Le décalage vers le rouge des quasars les plus lumineux d'EGRET est indiqué sous l'axe horizontal, ainsi que celui des deux BL Lac (Mrk 421 et Mrk 501) observés au TeV par les détecteurs au sol.*

Abaisser le seuil à 20 ou 30 GeV devrait permettre l'observation de plusieurs sources d'EGRET, inaccessibles à plus haute énergie, et pourrait ainsi permettre de confronter les modèles d'émission à de nombreux nouveaux objets. Cette motivation est au cœur des projets de détecteurs au sol entre 30 GeV et 300 GeV, tel CELESTE, visant à combler le fossé entre les satellites et les télescopes au sol.

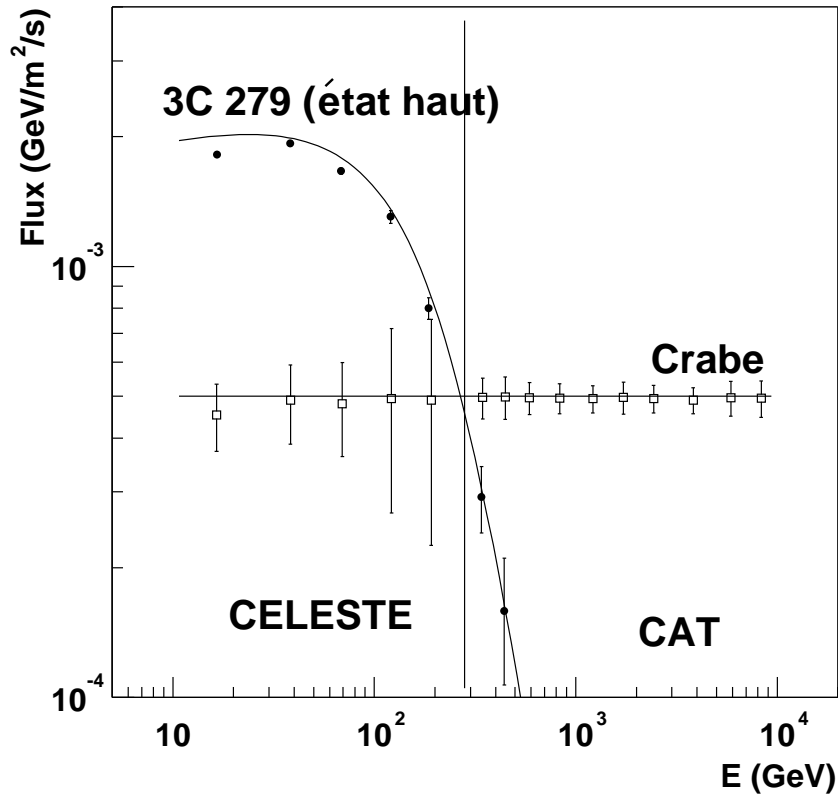


FIG. 2.23: Prédiction de spectre en énergie du blazar 3C 279 (le plus lumineux d'Egret), dans son état haut, pour le fond infrarouge donné sur la figure 2.21. Les barres d'erreur ont été calculés pour un total de 24 heures de données, à partir des estimations de surfaces efficaces de CELESTE et de CAT, mais sont seulement indicatives car l'on n'a pas tenu compte de l'angle zénithal à Thémis. On a indiqué pour comparaison un spectre en loi de puissance pure, d'intensité comparable à celle de la nébuleuse du Crabe.

### 2.2.2 Les sursauts gamma

T. Piran a publié récemment une revue assez complète et bien documentée [54] sur les sursauts gammas. La section qui suit en est un résumé succinct accompagné de commentaires et de schémas plus personnels.

Les sursauts gamma, découverts accidentellement dans les années soixante alors qu'on cherchait à observer l'émission intense et brève de rayonnement  $\gamma$  qui devait accompagner les essais nucléaires atmosphériques des puissances adverses, ont intrigué les astronomes pendant de nombreuses années. Le détecteur BATSE, à bord de CGRO, en a détecté en moyenne un par jour pendant les 6 dernières années. Leur distribution spatiale, représentée sur la figure 2.24, est caractérisée par une très grande isotropie, sans structure apparente. Par ailleurs, ces émissions sont caractérisées par une très grande diversité temporelle : les sursauts peuvent durer de quelques millisecondes à plusieurs heures, avec des structures temporelles très complexes.

L'absence d'informations supplémentaires pendant de nombreuses années a permis le développement simultané de très nombreuses théories variées, allant de la désintégration dans le voisinage de la terre de particules extrêmement massives aux collisions de trous noirs géants, en passant par la coalescence de naines brunes dans le halo galactique. Seules les hypothèses trop liées aux plan galactique (comme l'hypothèse de collision d'étoiles à neutrons) ne résistent pas à l'observation de l'isotropie de l'origine de ces sursauts.

## 2512 BATSE Gamma-Ray Bursts

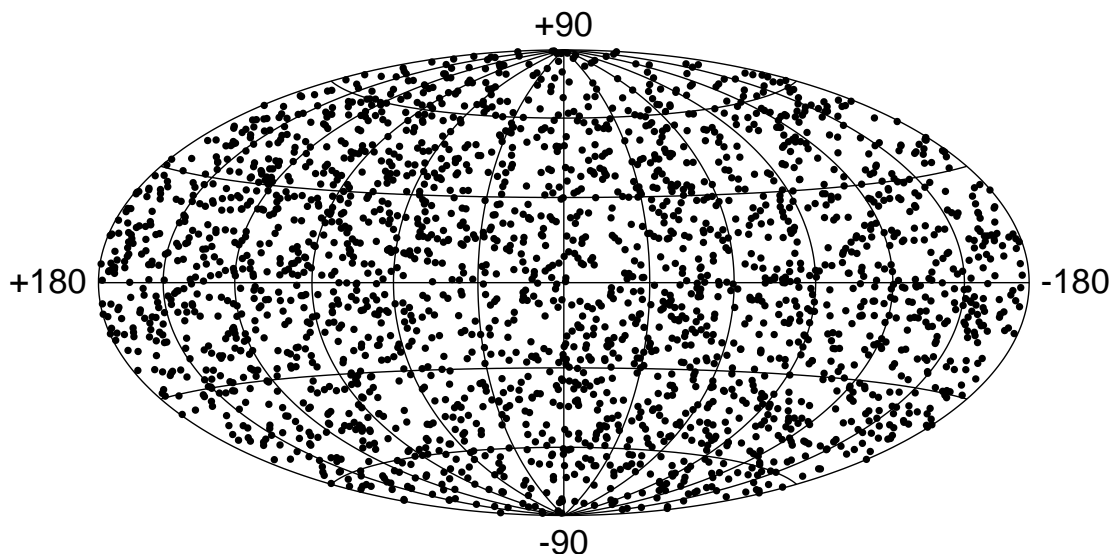


FIG. 2.24: *Distribution spatiale, en coordonnées galactiques, des sursauts gamma observés par BATSE.*

La faible durée de ces phénomènes, ainsi que la mauvaise précision de localisation des premiers instruments rendirent pendant longtemps extrêmement difficile la recherche de contreparties optiques, dont tout le monde attendait pourtant une réponse sur l'origine galactique, extra-galactique ou au contraire très proche de ces émissions. Même les recherches de galaxies hôtes ne purent fournir de réponse positive, et se cantonnèrent à des limites supérieures sur la luminosité d'éventuels hôtes.

La révolution tant attendue se produisit le 28 Février 1997, lorsque le satellite hollandais BeppoSAX découvrit la première contrepartie, dans le domaine X, d'un sursaut gamma (GRB970228). La position nettement plus précise donnée par BeppoSAX permit de découvrir huit heures après une contrepartie optique, constituée d'une source ponctuelle de magnitude 20, adjacente à une nébuleuse rouge comparable aux galaxies observées par le Télescope Spatial Hubble lors de ses recherches de galaxies lointaines. L'émission optique fut suivie pendant plusieurs mois, au cours desquels on observa une décroissance lente de la luminosité qui se stabilisa ensuite à une magnitude 28 après une centaine de jours. Cette date a marqué le début de la découverte de contreparties optiques, qu'on observa ensuite à un rythme de 5 à 10 par ans.

L'avancée suivante fut la découverte par le télescope Keck de raies d'absorption dans la contrepartie optique d'un sursaut observé le 8 mai 1997 par BATSE et BeppoSAX. Le décalage vers le rouge mesuré ( $z = 0.835$ ) favorise singulièrement l'hypothèse cosmologique, surtout lorsque cette contrepartie fut associée à une galaxie naine par les observations de Hubble et de Keck. Depuis, divers décalages vers le rouge ( $z = 3.418$  (GRB9712114),  $z = 0.0085$  (GRB980425) et  $z = 0.966$  (GRB980703)) furent mesurés. Le sursaut gamma le plus proche (GRB980425) put être associé à une supernovae de type Ic, avec une probabilité d'association fortuite de  $10^{-4}$ .

Depuis ces observations, un modèle semble émerger : c'est celui de la *boule de feu*, capable d'expliquer à la fois la brièveté du phénomène et son intensité. Selon ce modèle, présenté sur

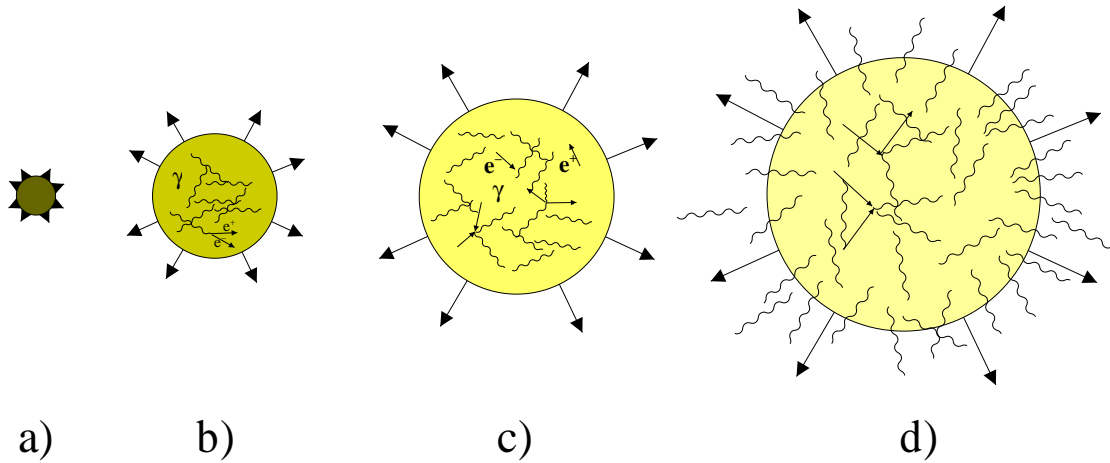


FIG. 2.25: *Modèle de la boule de feu : une explosion initiale (en a)), libère une grande quantité de  $\gamma$  qui se convertissent rapidement en paires électron-positons (b)). Il se forme alors un plasma électromagnétique, formé d'électrons, de positons et de rayons  $\gamma$  où la densité de chargés est telle que le plasma est opaque aux  $\gamma$  (en c)). Ce plasma se comporte comme un gaz parfait en expansion relativiste dans la boule de feu. Lorsque la température du plasma tombe aux alentours de 0.5 MeV, la densité de particules chargées baisse rapidement au fur et à mesure que les paires se recombinent en  $\gamma$ . A une température de 20 keV environ, le plasma devient subitement transparent aux photons (en d)) et les rayonnements  $\gamma$  et X s'échappent alors.*

la figure 2.25, et proposé initialement par Gooman et Paczyński, une explosion initiale a pour effet de concentrer une énorme quantité d'énergie, sous forme de rayonnement  $\gamma$ , dans un petit volume<sup>14</sup>. Il se forme alors un plasma chaud, dans un état voisin de celui de l'univers avant le *découplage* photons-matière, formé d'électrons, de positons et de photons  $\gamma$  en équilibre thermique. La *profondeur optique* de ce plasma, définie comme la longueur moyenne au bout de laquelle un photon  $\gamma$  interagit avec un autre photon et se convertit en paire électron-positon, est alors très faible devant les dimensions du plasma, et les photons ne peuvent s'échapper.

Ce plasma suit alors une expansion relativiste et adiabatique, et sa température décroît peu à peu. A une température de l'ordre de 0.5 MeV, le phénomène de découplage se produit : les photons  $\gamma$  n'ont en moyenne plus assez d'énergie pour produire des paires électrons-positons, et le taux de particules chargées se met à décroître rapidement, au fur et à mesure que les électrons et les positons s'annihilent mutuellement. Vers 20 keV, le plasma devient alors brutalement transparent aux rayons  $\gamma$ , et toute l'énergie accumulée est libérée en un temps qui peut être très bref. Les photons qui s'échappent ont alors une énergie voisine de 20 keV dans le référentiel de la boule de feu, énergie multipliée par le facteur de Lorentz de la boule de feu dans le référentiel de l'observateur.

Ce modèle fournit une explication satisfaisante à la brièveté du phénomène, mais il semble cependant insuffisant en terme énergétique, et il requiert en outre la formation d'une boule de feu pauvre en baryons. De nombreuses variantes étudient la possibilité d'une émission collimée du rayonnement  $\gamma$  dans un cône de faible ouverture, afin de diminuer la quantité d'énergie nécessaire. Par ailleurs, ce modèle prédit une émission dépassant difficilement quelques MeV, à moins d'avoir des facteurs de Lorentz de l'ordre de la centaine ou plus encore.

L'émission de haute énergie serait due à des phénomènes de chocs, accompagnés d'émission Compton Inverse, un peu comme dans les modèles de noyaux actifs de galaxie. Les télescopes

<sup>14</sup>Divers mécanismes sont invoqués pour introduire cette explosion initiale. Parmi eux, la coalescence d'étoiles à neutrons semble être capable d'apporter l'énergie nécessaire.

Čerenkov au sol tendent d'observer ces sursauts gamma, mais leur brièveté associée au faible champ de vue des télescopes rend ces observations extrêmement difficiles. Avec un temps de repointé de l'ordre de la dizaine de minutes, CELESTE n'est pas en mesure d'observer les premiers instants de l'explosion. Au vu des connaissances actuelles, le nombre de sursauts gamma apparaissant fortuitement dans le champ de vue du télescope est également totalement rédhibitoire<sup>15</sup>. L'avenir est en revanche plus rose pour des expériences à grand champ de vue, en particulier les réseaux de détecteurs de particules chargées où les *piscines Čerenkov*, telles MILAGRO. Toutes ces expériences opèrent à plus hautes énergie, et le domaine de la dizaine de GeV reste difficile à couvrir.

L'astronomie est maintenant dans une phase d'étude systématique de ces objets étranges, et l'on peut raisonnablement penser que les prochaines années seront riches en découvertes.

---

<sup>15</sup>On en attendrait un par siècle environ

# Conclusion

L'astronomie  $\gamma$  est une discipline jeune qui a déjà remporté de nombreux succès. Les observations en satellite et depuis le sol ont permis de découvrir de nombreux objets, pour la plupart compacts, et surtout de développer des modèles d'émission cohérents pour à la fois les noyaux actifs de galaxie et les pulsars.

Au cours des prochaines années, les astronomes devront valider ces modèles en les confrontant à des observations plus précises, couvrant de plus grand domaine spectraux, et en prenant en compte de façon systématique la variabilité de ces objets. Plusieurs thèmes de recherche inscrits dans cette problématique sont à la portée de CELESTE :

⊙L'absence totale de données entre 20 GeV et 250 GeV ne permet pas à l'heure actuelle de différencier entre les différents modèles d'émission de haute énergie des pulsars. La grande surface de collection de CELESTE et son seuil bas sont des atouts majeurs dans la recherche de signaux pulsés au delà de 10 GeV, pour les sources identifiées comme pulsars par EGRET aussi bien que pour les nombreuses sources non identifiées à ce jour, dont une bonne partie pourrait être constituée de pulsars  $\gamma$  ou de restes de supernova.

⊙Le faible seuil de CELESTE devrait par ailleurs permettre l'observation des nombreux noyaux actifs de galaxie vus par EGRET à plus basse énergie, pour la plupart trop lointains pour pouvoir être observés par les autres expériences au sol, et notamment les imageurs, car leur émission de très haute énergie est fortement absorbée par le fond infrarouge intergalactique.

⊙Le paradigme des blazars prévoyant de façon très générale un spectre à deux composantes, l'une due au rayonnement synchrotron et l'autre au rayonnement Compton Inverse, les sources d'EGRET ne sont pas forcément les meilleurs candidats pour une émission  $\gamma$  entre 20 GeV et 300 GeV, dans la mesure où ce domaine spectral correspond précisément à l'intervalle de plus faible émission compris entre les deux composantes majoritaires. CELESTE semble être un outil privilégié pour tenter de détecter une éventuelle émission  $\gamma$  de sources dont le pic synchrotron serait à plus basse énergie, notamment dans le domaine des rayons X, où le nombre de sources observées est beaucoup plus important.

Enfin, l'installation de CELESTE sur le même site que CAT opérant à plus haute énergie s'avère un atout pour les observations multi-longueur d'onde, nécessaire à une bonne compréhension de la variabilité de l'émission de ces objets.

La table suivante donne les sources sélectionnées pour la première période de fonctionnement de CELESTE, sources choisies pour leur intensité et les motivations physiques développées dans cette première partie.

Nom	Type
Crabe	Plérion & Pulsar
Mrk 421	BL Lac
Mrk 501	BL Lac
1ES 2344	BL Lac
1ES 0219	BL Lac
PSR 1951	Pulsar
Cassiopeia A	Reste de supernova

## Deuxième partie

**CELESTE : reconversion d'une centrale  
solaire pour l'astronomie  $\gamma$**





# Chapitre 3

## Un détecteur de basse énergie

Comme l'a montré la première partie, une bonne compréhension des pulsars, des restes de supernova et des noyaux actifs de galaxie requiert des observations dans le domaine compris entre les satellites au GeV et les imageurs au TeV.

A partir des technologies existantes des projets de seconde ou troisième génération ont vu le jour : d'un côté, le satellite GLAST devrait couvrir cette région à partir de 2005, et son grand champ de vue lui permettra de couvrir à peu près la moitié du ciel. Sa relativement faible surface ne lui permettra pas, en revanche, d'effectuer des mesures fines de la variabilité des objets sur des échelles de temps courtes. De l'autre côté du fossé, de nombreux projets tentent de baisser le seuil des imageurs en augmentant la taille des miroirs d'une part (MAGIC), ou bien en couplant plusieurs imageurs pour améliorer la réjection hadronique par une vision stéréoscopique (HESS et VERITAS).

Une voie plus *exploratoire*, fondée sur la reconversion d'une centrale solaire, prétend pouvoir attendre un seuil voisin de 20 GeV pour un coût nettement moindre à celui des grands projets d'imageurs et de réseaux d'imageurs, et ce à une échéance beaucoup plus courte. Ce chapitre d'introduction à la deuxième partie présente rapidement le principe de cette reconversion.

### 3.1 Principe général

La conception d'un détecteur de rayons gamma de basse énergie doit comporter les éléments suivants :

- ⊙ Une grande surface de collection de lumière, de façon à pouvoir détecter la lumière ténue émise par les gerbes de basse énergie.
- ⊙ Une collection répartie sur une surface de l'ordre de la taille des gerbes électromagnétiques, soit un disque de environ 150 m de rayon.
- ⊙ Un champ de vue réduit, afin d'optimiser le rapport du signal à la lumière diffuse.
- ⊙ Une rapidité de déclenchement de façon à tirer parti au maximum de la brièveté du phénomène physique et de diminuer ainsi la contamination par le bruit de fond lumineux du ciel.

En effet, un détecteur de surface  $S$  et de champ de vue  $\Omega$  intégrera un bruit  $\sqrt{S \Omega L \tau \epsilon}$ , où  $L$  est la luminosité du ciel nocturne (typiquement  $7 \times 10^{11}$  photons  $\text{m}^{-2} \text{sr}^{-1}$  [86]),  $\tau$  le temps d'intégration du signal et  $\epsilon$  l'efficacité opto-électronique. Quant au signal détecté, il varie en fonction de l'énergie  $E$  du primaire comme  $(S E \epsilon)$ .

L'énergie de seuil  $E_s$  étant définie comme l'énergie à laquelle le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 1, on peut écrire

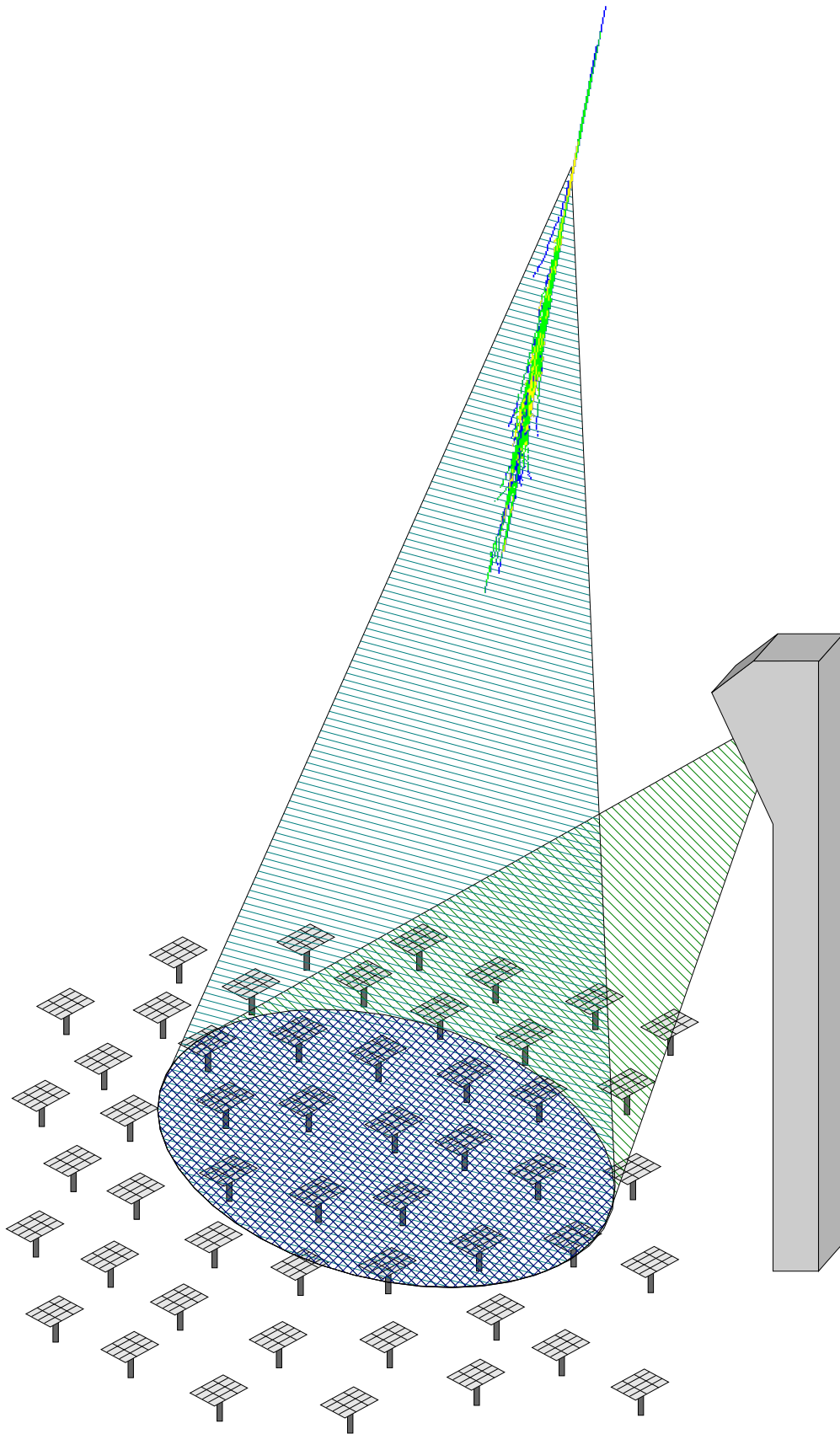


FIG. 3.1: Principe de détection de la lumière Čerenkov par une ferme solaire.

$$E_s \propto \sqrt{\frac{\Omega L \Delta t}{S \epsilon}} \quad (3.1)$$

Les centrales solaires se prêtent assez naturellement à une reconversion en un tel détecteur, car elles satisfont aux trois premiers critères :

- ⊙ La puissance minimale d'une installation industrielle explique aisément la nécessité pour les centrales solaires de disposer d'une importante surface de collection densément équipée de miroirs, qui recouvre au moins quelques hectares : le flux solaire étant voisin de  $1 \text{ kW m}^{-2}$ , il faut environ 1 ha de surface efficace pour atteindre le seuil du MegaWatt, seuil à partir duquel une exploitation industrielle des centrales semble envisageable.
- ⊙ Par ailleurs, du fait d'une coïncidence heureuse, la taille angulaire des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère est du même ordre de grandeur que celle du soleil, dimension elle-même utilisée pour définir le champ de vue des centrales solaires lors de leur conception. Cette similitude de taille implique entre autres que la qualité optique des miroirs utilisés dans la centrale solaire (notamment en terme de focalisation), ainsi que la précision de pointé de ces derniers seront en général suffisantes pour l'usage astronomique.

Le dernier point (rapidité de déclenchement) est quant à lui une spécificité de l'utilisation astrophysique des centrales solaires, et sera au coeur de la conception de l'optique ainsi que de l'électronique de détection et de lecture.

La reconversion d'une centrale solaire s'avère ainsi un moyen relativement peu onéreux et rapide de disposer d'un détecteur de rayonnement gamma de basse énergie.

Une telle reconversion ne se fait cependant pas sans concessions, car l'utilisation astrophysique des centrales solaires n'était évidemment pas prise en compte lors de leur conception. Nous montrerons ici les modifications à apporter au dispositif initial pour le transformer en *télescope*, ainsi que les inconvénients que l'on doit accepter.

La figure 3.1 décrit la collection de lumière Čerenkov par une centrale solaire : les miroirs au sol, (*héliostats*), renvoient la lumière de la gerbe en haut de la tour, où un dispositif adéquat prend la place de la chaudière.

## 3.2 Séparation des faisceaux

De façon à pouvoir exploiter la distribution de lumière au sol et la structure temporelle du front d'onde, à la fois pour la détection et la reconstruction des événements, il faut pouvoir séparer le signal en provenance de chacun des héliostats, alors que la centrale solaire était conçue au départ pour mélanger ces faisceaux. Cette séparation peut se faire de deux façons, comme indiqué sur la figure 3.2 :

- ⊙ On peut en principe conserver un détecteur unique, en exploitant les différences de distance des héliostats à la tour pour séparer temporellement les signaux. Il faut alors calculer à chaque instant la fenêtre de temps correspondant à chaque héliostat de façon à séparer les signaux avant même le déclenchement. Cette méthode, peu coûteuse car nécessitant peu d'infrastructures nouvelles, a cependant l'inconvénient majeur de multiplier le fond de ciel sur chaque voie par le nombre d'héliostats en jeu. Par ailleurs, lors du déplacement d'une source dans le ciel, la position relative des signaux évolue en fonction de l'angle du front d'onde du signal Čerenkov par rapport au champ d'héliostats. Plus le nombre d'hé-

liostats est élevé, plus il est délicat d'éviter les indéterminations dues à la superposition de signaux en provenance de différents héliostats dans la même fenêtre temporelle.

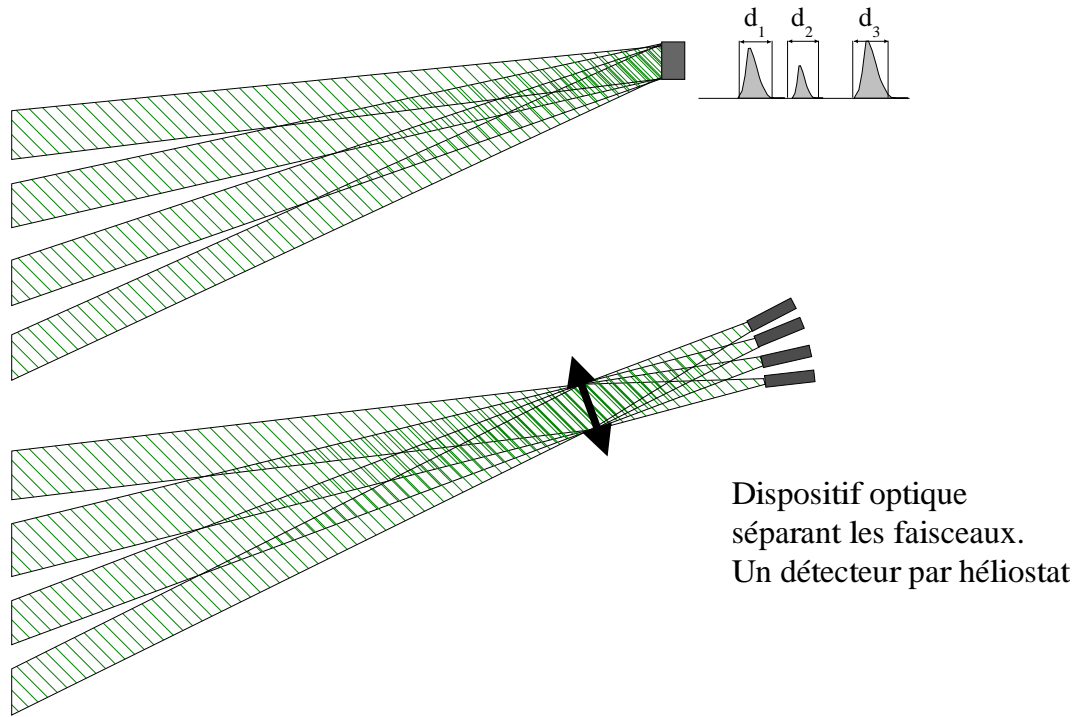


FIG. 3.2: Méthode de séparation des faisceaux en provenance des différents héliostats. Il est possible d'utiliser un détecteur unique, en exploitant la différence de temps d'arrivée des signaux. La seconde méthode, plus onéreuse mais beaucoup plus performante, consiste à installer une optique secondaire de façon à faire l'image des héliostats sur des détecteurs individuels. Le dispositif optique pourra jouer en outre le rôle de diaphragme limitant le champ de vue.

- ⊙ La seconde méthode, proposée initialement par Tumay Tümer, consiste à installer à la place de la chaudière un dispositif optique secondaire, destiné à faire l'image des héliostats sur des photodétecteurs individuels, dont le diamètre détermine la zone au sol vue par chaque détecteur. Le diamètre d'acceptance de l'optique secondaire définit en outre l'acceptance angulaire, héliostat par héliostat.

La proposition initiale, consistant à placer une lentille de grand diamètre en haut de la tour, avait entre autres défauts celui de sélectionner un champ de vue inversement proportionnel à la distance de chaque héliostat à la tour (figure 3.3), les héliostats les plus proches couvrant une région du ciel deux à trois fois plus large que les plus lointains. Pour remédier à cet inconvénient, il faut placer à l'entrée des photodétecteurs un dispositif optique de limitation en champ de vue. Comme nous le verrons au chapitre suivant, des cônes de Winston collés sur la face d'entrée des photodétecteurs peuvent jouer ce rôle de collimateur.

Par ailleurs, afin de limiter l'encombrement en haut de la tour, il est possible de remplacer la lentille par un miroir sphérique de même distance focale. C'est le choix fait par les 3 expériences sur centrale solaire CELESTE, SOLAR II et STACEE, donc toutes à l'exception de Graal qui utilise une séparation temporelle des signaux.

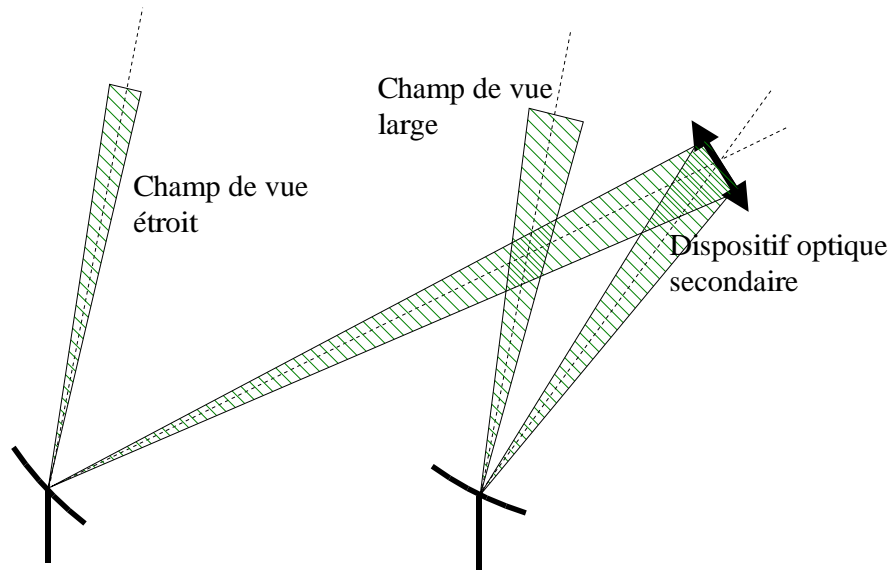


FIG. 3.3: *Effet d'inhomogénéité du champ de vue pour le cas où l'optique secondaire serait constituée d'une lentille dont le diamètre d'acceptance ferait office de diaphragme.*

### 3.3 Déclenchement

Un détecteur à basse énergie devra, de façon à s'affranchir le plus possible du bruit de fond de ciel, tirer parti de la brièveté du signal et surtout de sa cohérence sur une grande surface. L'électronique de déclenchement devra donc requérir une coïncidence du signal sur différents héliostats, après ajustement temporel des signaux de façon à prendre en compte les écarts de distance à la tour ainsi que l'évolution au cours du suivi d'une source de l'angle du front d'onde Čerenkov<sup>1</sup>. Plusieurs techniques sont envisageables :

- ⊙ Il est possible de déclencher individuellement sur chaque héliostat, et de requérir ensuite une coïncidence logique de  $k$  héliostats parmi  $n$ . Cette technique, relativement simple à mettre en œuvre, se heurte à des taux de comptages individuels extrêmement importants qui sont un handicap à la diminution du seuil.
- ⊙ On peut au contraire commencer par effectuer une sommation analogique (après mise en temps) de différents héliostats, avant de requérir une coïncidence de plusieurs groupes.

Le seuil d'une expérience sur centrale solaire dépendra directement de la qualité de sa logique de déclenchement, et en particulier de la largeur de la fenêtre de coïncidence, qui doit se rapprocher le plus possible de la durée du phénomène physique.

D'autres stratégies sont encore envisageables, mais les deux précédentes sont les plus performantes, et ont été adoptées par toutes les expériences sur ferme solaire. Leur performances seront comparées de façon quantitative au chapitre 6.

### 3.4 Lecture des événements

La reconstruction des événements requiert une mesure précise à la fois de la date d'arrivée des signaux sur les héliostats et de leur amplitude. Deux stratégies sont une fois encore envisageables :

<sup>1</sup>Ce point sera précisé au chapitre 6.

- ⊙ L'utilisation d'ADC<sup>2</sup> et de TDC<sup>3</sup> fait appel à des technologies bien maîtrisées, mais la mesure du temps d'arrivée du signal requiert que ce signal soit nettement au dessus du bruit de fond, ce qui rend la méthode peu efficace à basse énergie.
- ⊙ L'utilisation de Flash ADC, dispositifs numérisant en continu un signal, permet d'obtenir une information beaucoup plus complète, puisque l'intensité du signal est numérisée sur une fenêtre de temps encadrant le signal, ce qui permet des études plus fines sur la forme du signal et sur l'influence du fond. Ces instruments sont cependant plus délicats à mettre en œuvre, et peuvent révéler des surprises, comme on le verra au chapitre 9.

### 3.5 Contraintes spécifiques

Les centrales solaires, conçues de façon à optimiser la collection de lumière solaire, ont en général un agencement fortement asymétrique. La tour est située du côté sud du champ d'héliostats, et sa hauteur a été calculée de sorte que les héliostats renvoient la lumière solaire vers la tour sous incidence pratiquement normale, lorsque le soleil est au plus haut dans le ciel, en été.

Dès que l'on s'éloigne du plan de l'écliptique, l'efficacité de collection de la centrale diminue notablement, car les héliostats sont vus sous incidence plus grande, et paraissent donc plus petits. A cet effet en cosinus de l'angle d'incidence s'ajoute une augmentation des aberrations, qui élargit le champ de vue et modifie donc la quantité de fond de ciel intégré dans les données.

Cette variabilité de l'efficacité de collection en fonction de la direction de pointé atteint des facteurs de l'ordre de 2 pour une zone de 30° autour du zénith, ce qui impose une calibration délicate, prenant en compte la position de la source visée dans le ciel. Il est de plus difficile d'observer au delà de 30° du zénith, tant les déformations du champ de vue sont importantes. Pour les mêmes raisons, les incursions ne peuvent être menées trop à l'Est ou à l'Ouest.

L'étroitesse de la région observable dans de bonnes conditions limite le nombre de sources observables, et restreint par ailleurs la durée d'observabilité à plus ou moins deux heures autour de leur transit.

## Conclusion

Les centrales solaires s'avèrent ainsi un moyen peu onéreux et rapide de disposer d'un détecteur de gerbes électromagnétiques de basse énergie, permettant de couvrir la région entre 20 GeV et 300 GeV. N'étant pas conçues à l'origine pour cet usage, elles se prêtent relativement bien à cette transformation, moyennant l'installation d'un dispositif optique secondaire et d'une électronique de déclenchement et de lecture spécifique.

Cette relative simplicité de reconversion ne doit cependant pas faire oublier les contraintes spécifiques liées à la réutilisation d'un dispositif ayant une réponse non uniforme, et dépendant en particulier de la direction de pointé. Cette inhomogénéité de réponse impose une calibration rigoureuse de l'ensemble de l'appareillage, calibration qui nécessite une simulation détaillée de l'ensemble des propriétés de la centrale, tant optiques qu'électroniques.

---

<sup>2</sup>Acronyme anglais pour *Analog to Digital Converter*. Dispositif mesurant la charge contenue dans un signal par intégration sur une période de temps fixée. Si la fenêtre de temps d'intégration est courte devant la durée du signal, cela revient à une mesure de l'amplitude du signal.

<sup>3</sup>Acronyme anglais pour *Time to Digital Converter*. Dispositif permettant la mesure du temps d'arrivée d'un signal, soit à partir de la position du maximum du signal, soit à partir de la mi-hauteur du front montant.

# Chapitre 4

## Les caractéristiques topologiques des gerbes

### Introduction

Les détecteurs en satellites ont principalement à se battre contre la faiblesse des flux, l'utilisation de vetos (constitués en général de scintillateurs placés autour du détecteur) permettant de limiter de façon importante le bruit dû aux particules chargées (du moins si l'environnement du détecteur n'est pas trop massif<sup>1</sup>).

Au contraire, les détecteurs Čerenkov disposent d'une surface de détection imposante au regard de leurs confrères en orbite, mais souffrent du bruit de fond des gerbes hadroniques et éventuellement électroniques. En effet, parmi les rayons cosmiques, les photons  $\gamma$  sont de loin minoritaires, et si un blindage actif permet facilement de distinguer un proton d'un photon avant toute interaction, cette différenciation devient autrement plus délicate après les 27 longueurs de radiation de l'atmosphère.

Au cours de ce chapitre, nous étudions les propriétés fines des gerbes électromagnétiques de basse énergie, de façon à extraire les informations qui permettront à un détecteur de basse énergie de rejeter le mieux possible les hadrons, et donc de sortir du bruit de fond.

### 4.1 Présentation de la simulation

De façon à mettre en évidence les propriétés fines qui différencient les gerbes hadroniques des gerbes électromagnétiques, il est nécessaire de faire appel à une simulation *Monte-Carlo*, reproduisant de la manière la plus fidèle possible les interactions corpusculaires à l'origine du développement de la gerbe.

Nous avons utilisé le programme Kascade, développé à l'origine par Sembroski et Kertzman [82], et modifié par Eric Paré et moi-même pour prendre en compte les spécificités liées à l'utilisation de centrales solaires.

Le modèle utilisé inclut notamment :

- ⊙ Le bremsstrahlung

---

<sup>1</sup>Il faut en effet limiter la génération de  $\gamma$  secondaires par interaction de rayons cosmiques chargés dans la masse du satellite, ce qui ne peut se faire qu'en rendant le satellite le plus léger possible.



- ⊙ La création de paire<sup>2</sup>
- ⊙ La diffusion coulombienne multiple
- ⊙ La diffusion Compton
- ⊙ La perte d'énergie par ionisation
- ⊙ La déviation des chargés par le champ magnétique terrestre
- ⊙ La photoproduction de pions, qui peut conduire à la production de muons même par des gerbes électromagnétiques

et pour les interactions hadroniques, une modélisation des collisions hadroniques, développée dans le cadre d'Artémis par Louis Behr [24, page 194 et suivantes], reproduisant mieux les distributions en multiplicité des accélérateurs que la version originale de Cascade.

Le modèle d'atmosphère introduit dans la simulation est un modèle continu, correspondant à l'*atmosphère standard US*, décrite notamment par Gaisser [75, page 34]. Il inclut en outre l'absorption des ultraviolets par l'ozone.

Les cascades initiées dans l'atmosphère par des protons de haute énergie sont fondamentalement différentes des cascades électromagnétiques. Elles comportent un coeur hadronique, d'où se développent quelques sous-gerbes électromagnétiques. Les caractéristiques qui permettent éventuellement de les distinguer des gerbes électromagnétiques sont les suivantes :

- i Elles sont en général plus pénétrantes (*i.e.* se développent plus bas dans l'atmosphère), et émettent moins de lumière à une énergie donnée que les gerbes électromagnétiques.
- ii Elles sont accompagnées de muons, provenant de la désintégration des pions chargés, et qui sont éventuellement détectables depuis le sol dans des cuves Čerenkov, où identifiables par la lumière Čerenkov qu'ils émettent dans l'air au voisinage du sol. Cette lumière, émise plus bas, est en outre plus riche en ultraviolets, car moins sujette à l'absorption par l'ozone atmosphérique.
- iii Elles ont une extension latérale plus grande que les gerbes électromagnétiques.
- iv Elles sont composées de quelques sous-gerbes électromagnétiques, d'intensités très différentes les unes des autres, et émettent donc une lumière nettement moins homogène.
- v En conséquence, leur développement est plus fluctuant, ce qui se traduit par un plus grand étalement des temps d'arrivée de la lumière au sol.

Tous ces points ont été étudiés en détail au moyen de la simulation, de façon à faire ressortir les propriétés éventuellement utilisables par CELESTE pour identifier le type de particule à l'origine d'une gerbe atmosphérique. Nous avons essayé dans ce chapitre de donner des caractéristiques générales des gerbes, telles qu'elles pourraient être utilisées par tel ou tel instrument, mais nous n'avons pas inclus de simulation détaillée de CELESTE, la simulation complète du détecteur faisant l'objet du chapitre 5.

Par contre, de façon à concrétiser les potentialités d'un échantillonneur, nous avons utilisé

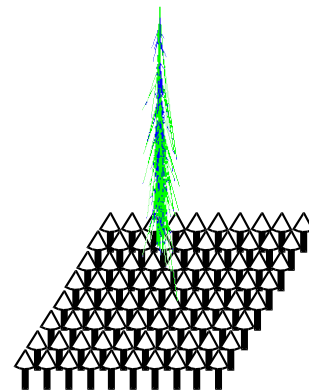


FIG. 4.2: *Echantillonneur idéal utilisé dans les simulations, vu ici en pointé parallèle.*

<sup>2</sup>Le modèle introduit dans la simulation distingue, comme c'est fait dans [76], un régime de basse énergie, sans écrantage, d'un régime ultra-relativiste. La même distinction est faite pour le bremsstrahlung.

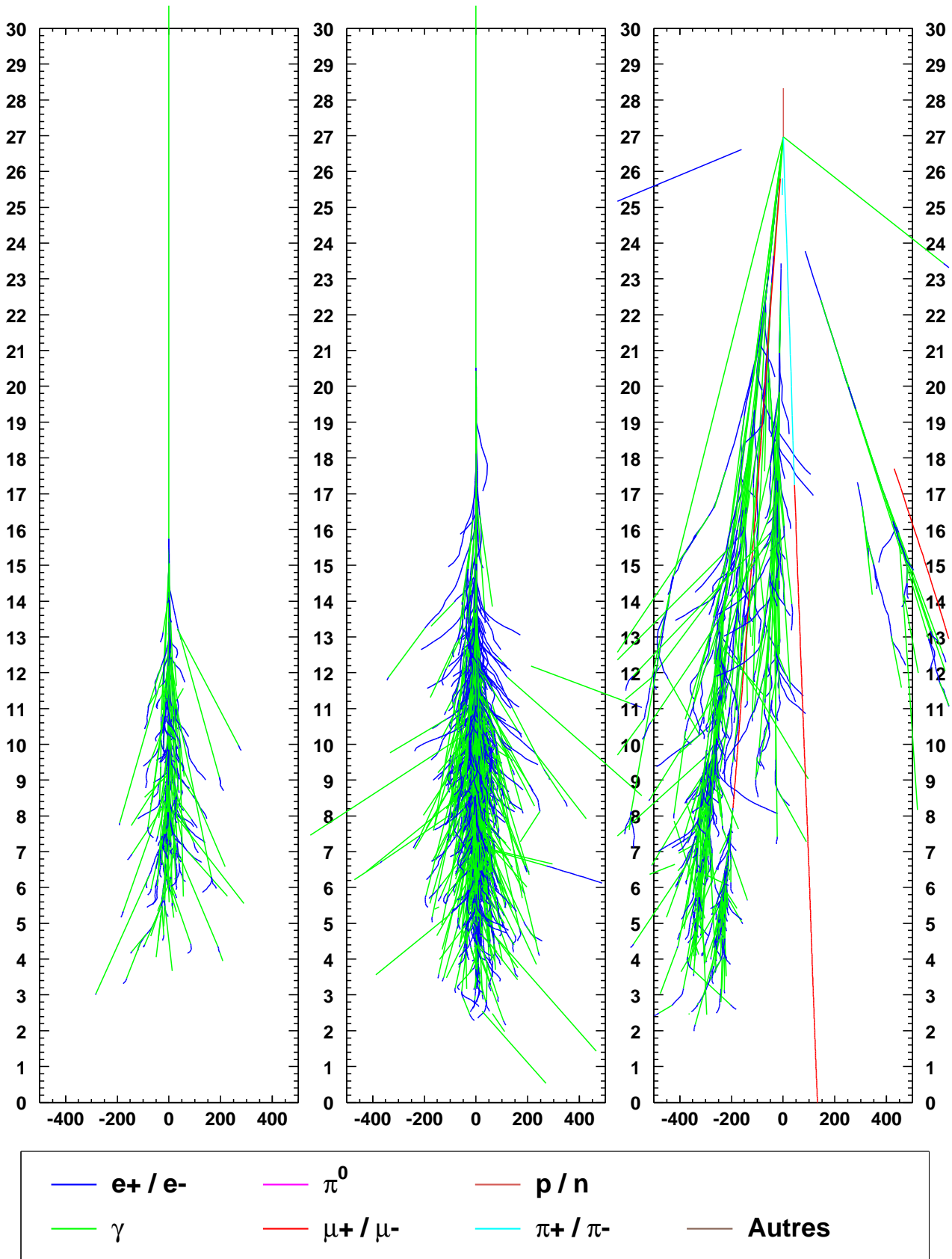


FIG. 4.1: Exemple de deux gerbes électromagnétiques simulées de 50 et 300 GeV et d'une gerbe hadronique de 300 GeV (de gauche à droite). Les cadres ont une hauteur de 30 km depuis le niveau de la mer et une largeur de  $\pm 500$  m. On notera la déviation importante de la gerbe hadronique vers la gauche, effet purement aléatoire.

le concept d'un *échantillonneur idéal*, constitué d'une surface recouverte continuellement de détecteurs ayant un champ de vue carré<sup>3</sup>, utilisables au choix en pointé convergent ou en pointé parallèle (figure 4.2).

## 4.2 Développement longitudinal

La figure 4.3 donne le nombre moyen de particules chargées (électrons et positons) au dessus du seuil d'émission Čerenkov dans des gerbes électromagnétiques, et en fonction de l'altitude et de l'énergie du primaire. Au vu de cet ensemble de courbes, on peut remarquer les points suivants :

- ⊙ Le nombre de particules chargées au maximum de développement dans une gerbe est essentiellement proportionnel à l'énergie de la particule primaire, et vaut environ  $E(\text{GeV})/2$ . Dès que l'on dépasse la centaine de GeV, le nombre de particules est suffisant (50 au moins) pour que les fluctuations deviennent négligeables et qu'un modèle analytique puisse être utilisé. Les gerbes de basse énergie (10 GeV) ne renferment par contre que quelques particules chargées (5 en moyenne) à leur maximum de développement et sont donc extrêmement sujettes à des fluctuations de nature statistique. Ce point est un handicap majeur pour les imageurs à basse énergie, à supposer qu'ils puissent atteindre le seuil de 10 à 20 GeV au déclenchement. Les gerbes électromagnétiques de basse énergie seront de ce fait nettement plus difficiles à différencier des gerbes hadroniques, de par leurs fluctuations intrinsèques.
- ⊙ L'altitude correspondant au maximum de développement de la gerbe évolue lentement, d'environ 13 km à 10 GeV jusque 8 km à 1 TeV, et ce du fait de la dépendance doublement logarithmique présentée à la page 15. On obtient ainsi une paramétrisation de l'altitude de développement maximale sous la forme :

$$z_{\max} = A - B \ln \ln(E/E_0) \quad (4.1)$$

La simulation montrée en encart sur la figure 4.3 reproduit correctement ce comportement, et permet d'obtenir par un ajustement linéaire  $A = 15.5 \pm 1$  km et  $B = 3.6 \pm 0.8$  km avec  $E_0 = 1$  GeV

Les fluctuations dans le développement longitudinal des gerbes d'énergie moyenne (100 GeV) sont essentiellement dues à la position de la première interaction, qui peut varier de plusieurs kilomètres, comme le montre la figure 4.6. Les gerbes hadroniques d'énergie plus où moins équivalente (en terme de nombre de particules chargées et donc de lumière Čerenkov) ont quant à elles un développement beaucoup plus fluctuant, avec éventuellement la présence de plusieurs maxima à des altitudes différentes, indices de la présence de plusieurs sous-gerbes électromagnétiques.

La figure 4.4 montre que les gerbes initiées par des protons comportent à énergie égale environ 3 fois moins de particules chargées que les gerbes électromagnétiques à leur maximum de développement et émettent donc à peu près 3 fois moins de lumière Čerenkov. Cette observation faite à partir d'une moyenne de gerbes se retrouve sur les profils de gerbes individuelles présentées sur la figure 4.6. Enfin, la figure 4.7 montre qu'à basse énergie, les noyaux d'hélium produisent environ deux fois moins de particules chargées au maximum de développement de la gerbe que les protons, et ce jusqu'à une énergie de l'ordre du TeV au delà de laquelle leur comportement devient similaire. Cet effet de seuil a pour conséquence que les noyaux d'hélium

<sup>3</sup>C'est à dire une efficacité 1 pour un angle  $\alpha \leq \alpha_0$  et 0 sinon.

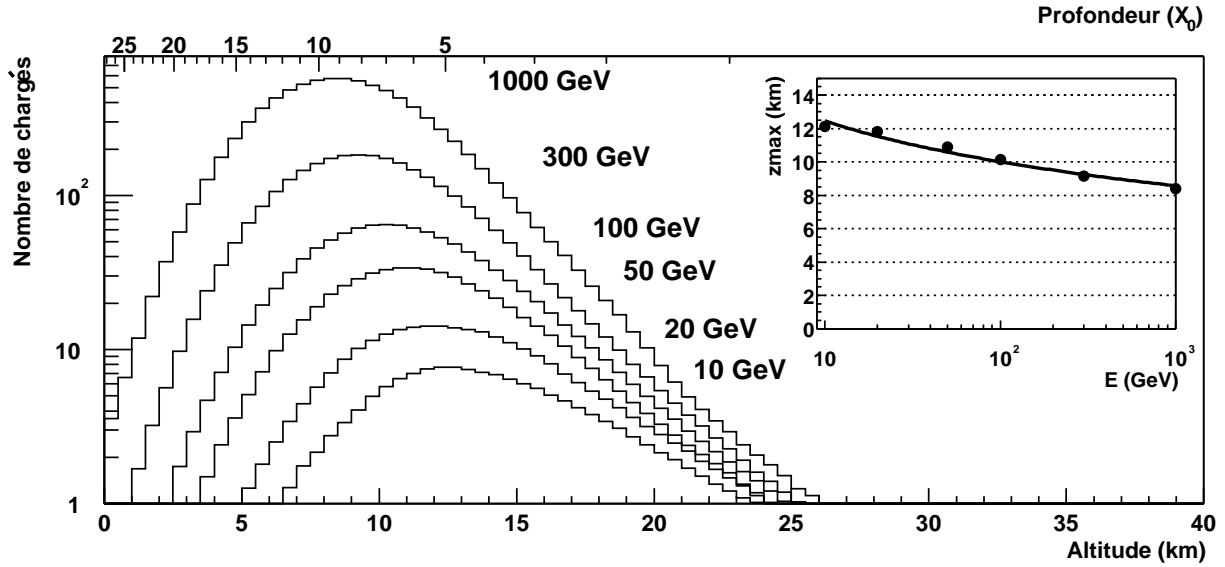


FIG. 4.3: Nombre de particules chargées au dessus du seuil d'émission Čerenkov dans des gerbes initiées par des  $\gamma$ , en fonction de l'altitude par rapport au niveau de la mer, et pour diverses énergies de primaire. En encart : altitude du maximum de gerbe en fonction de l'énergie du primaire (points) et ajustement par une courbe d'équation  $A - B \ln \ln(E/E_0)$  (ligne continue).

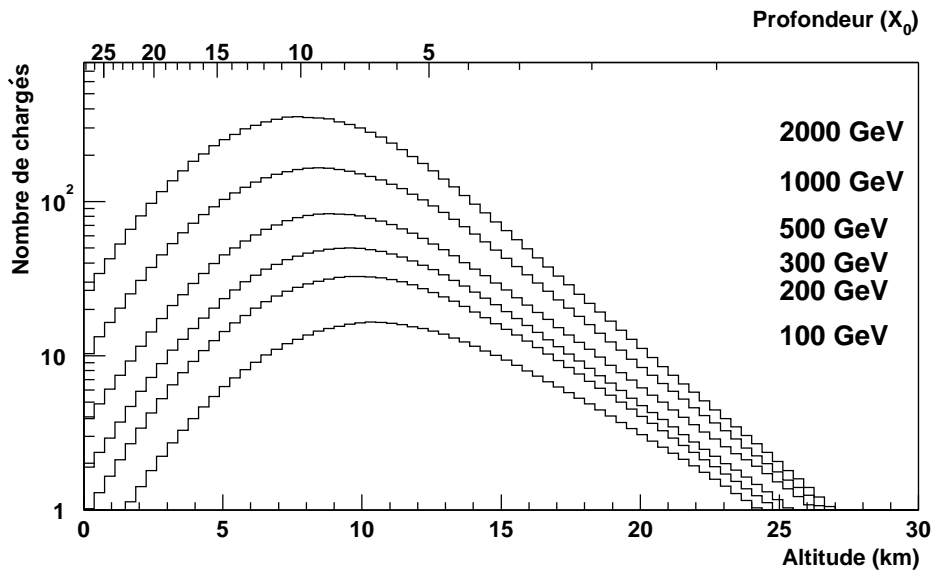


FIG. 4.4: Même chose que la figure 4.3, mais pour des protons et pour des énergies plus élevées.

ne représentent qu'environ 10% du bruit hadronique dans les télescopes à effet Čerenkov, alors que numériquement, ils représentent environ 2/3 du flux des protons.

La figure 4.5 illustre la différence de comportement des gerbes électromagnétiques et des gerbes hadroniques. On a ici généré 10 gerbes engendrées par des  $\gamma$  de 300 GeV et par 10 protons de même énergie, sans aucune sélection. Cet échantillon montre que les gerbes électromagnétiques ont un développement plus régulier, malgré une fluctuation relativement importante du début de la gerbe. Le développement des gerbes hadroniques est nettement plus fluctuant, et notamment la position du point de première interaction varie de plusieurs dizaines de kilomètres d'une gerbe à l'autre : ce point est dû au fait que la longueur d'interaction hadronique, gouvernant le développement de la composante hadronique de la gerbe, vaut  $90 \text{ g cm}^{-2}$  dans

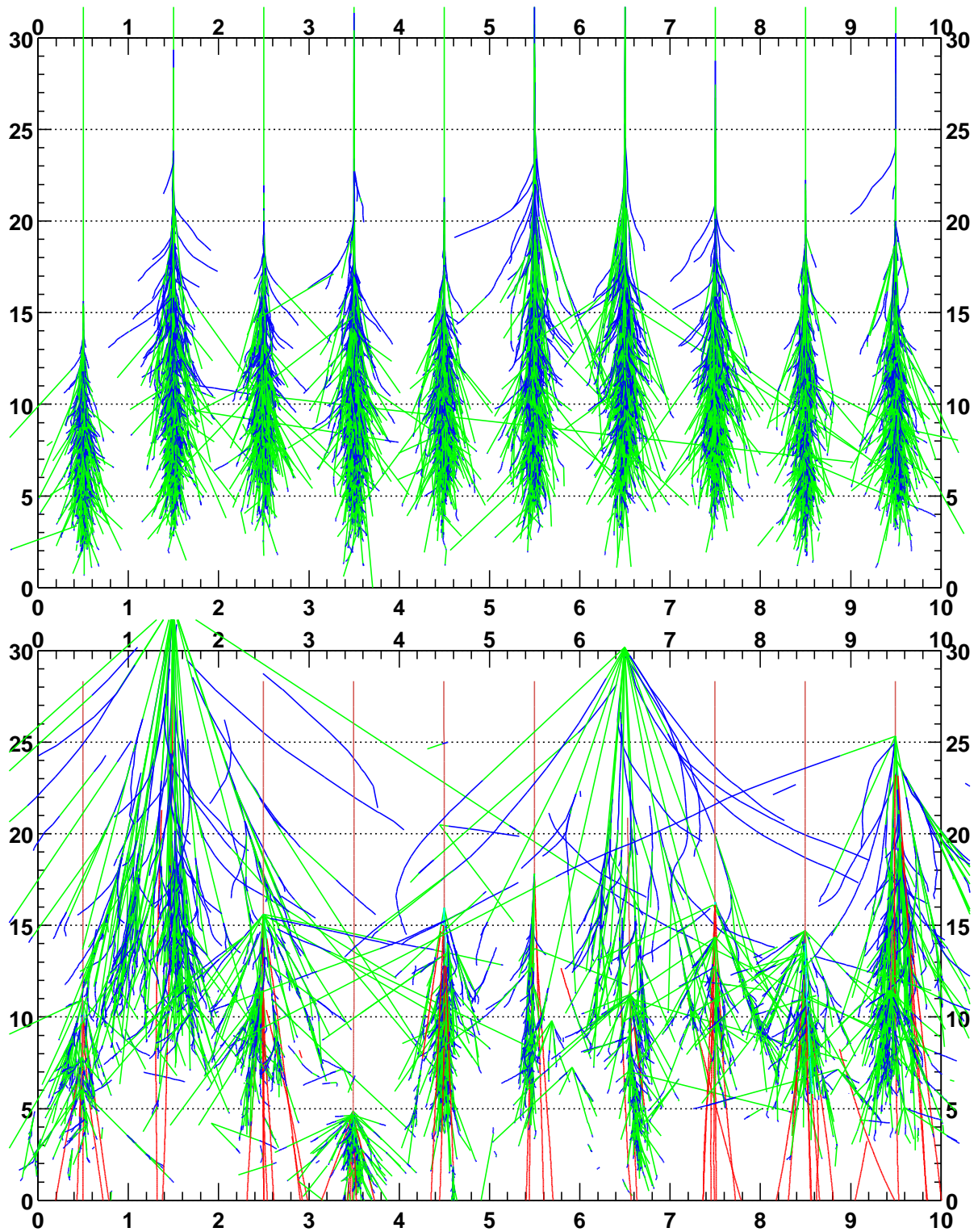


FIG. 4.5: Comparaison des fluctuations intrinsèques des gerbes électromagnétiques et des gerbes hadroniques. Les dix gerbes de gamma de 300 GeV prises au hasard et représentées en haut sont beaucoup plus ressemblantes les unes aux autres que les dix gerbes de proton de même énergie, représentées en dessous. Seules les traces correspondant à des particules d'énergie supérieure à la fois au seuil Čerenkov à l'altitude considérée et à l'énergie critique ont été représentées. L'échelle verticale donne l'altitude en kilomètres depuis le niveau de la mer, et l'échelle horizontale s'entend également en kilomètres.

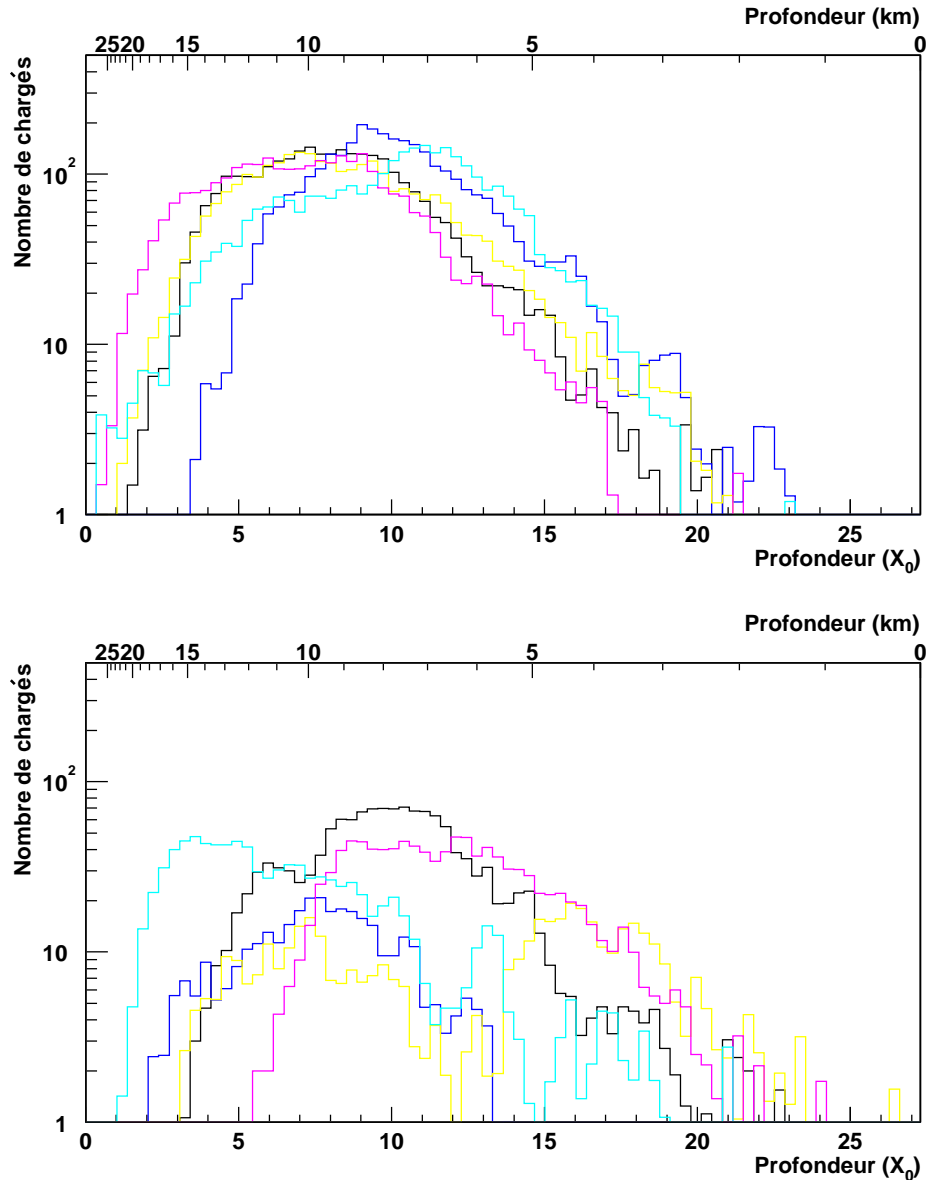


FIG. 4.6: Profils longitudinaux de 5 gerbes de  $\gamma$  de 200 GeV en haut, et de protons de la même énergie en bas. Les fluctuations des gerbes initiées par des  $\gamma$  sont essentiellement dues à des fluctuations de la position de la première interaction (pouvant varier de plusieurs kilomètres), alors que les protons ont intrinsèquement un développement plus fluctuant.

l'air, soit environ 3 fois plus que la longueur de radiation.

Par ailleurs, les gerbes hadroniques produisent un nombre de muons important, repérables sur la figure 4.5 par le fait qu'ils produisent des traces touchant le sol après un parcours de plusieurs kilomètres sans interaction.

### 4.3 Image vue du sol

La forme des images angulaires des gerbes hadroniques est plus fluctuante que celle des gerbes électromagnétiques, car les interactions hadroniques qui gouvernent le début de la gerbe produisent de plus grands transferts de moment transverse que les interactions électromagnétiques, et car le noyau de la gerbe contient en général moins de particules. La structure de

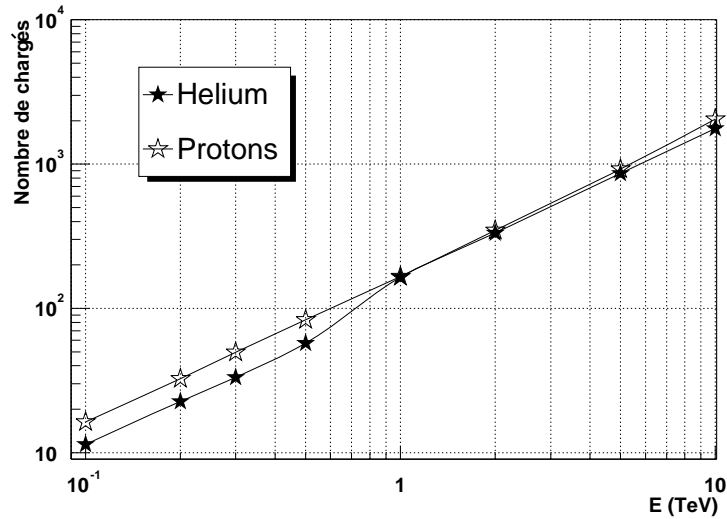


FIG. 4.7: Nombre moyen de particules chargées au maximum de développement de la gerbe, en fonction de l'énergie du primaire et pour des gerbes initiées par des protons et par des noyaux d'hélium. A basse énergie, les gerbes initiées par des noyaux d'hélium produisent environ 30% de particules chargées de moins que leurs consœurs initiées par des protons. Cela contribue à rendre négligeable le bruit de fond dû aux noyaux d'hélium. A haute énergie, le développement des gerbes devient similaire.

l'image d'une gerbe hadronique dans la caméra d'un imageur reflète les multiples sous-gerbes qui la composent, et exhibe ainsi plusieurs taches lumineuses, comme indiqué sur la figure 4.8.

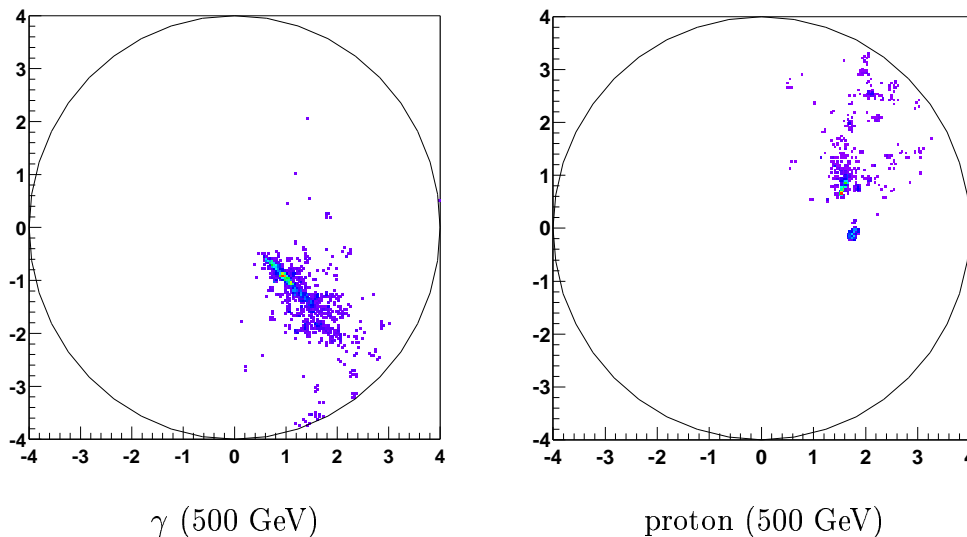


FIG. 4.8: Image d'un  $\gamma$  de 500 GeV à gauche et d'un proton de même énergie à droite, dans la caméra d'un imageur de champ de vue de 4°.

Cette propriété a été exploitée au mieux par les imageurs équipés de caméra à haute résolution, comme CAT [59], qui sont en mesure de détecter les structures les plus fines des gerbes. Les échantillonneurs n'ont en revanche jamais exploité cette différence, car au niveau individuel leurs télescopes sont trop rudimentaires.

## 4.4 Nombre de muons

Une simulation réalisée par Gaisser [75, page 231] prédit que le nombre moyen de muons au dessus de 1 GeV dans les gerbes hadroniques suit approximativement la loi  $N(E \geq 1 \text{ GeV}) \approx 2.8 (E/115 \text{ GeV})^{0.86}$ .

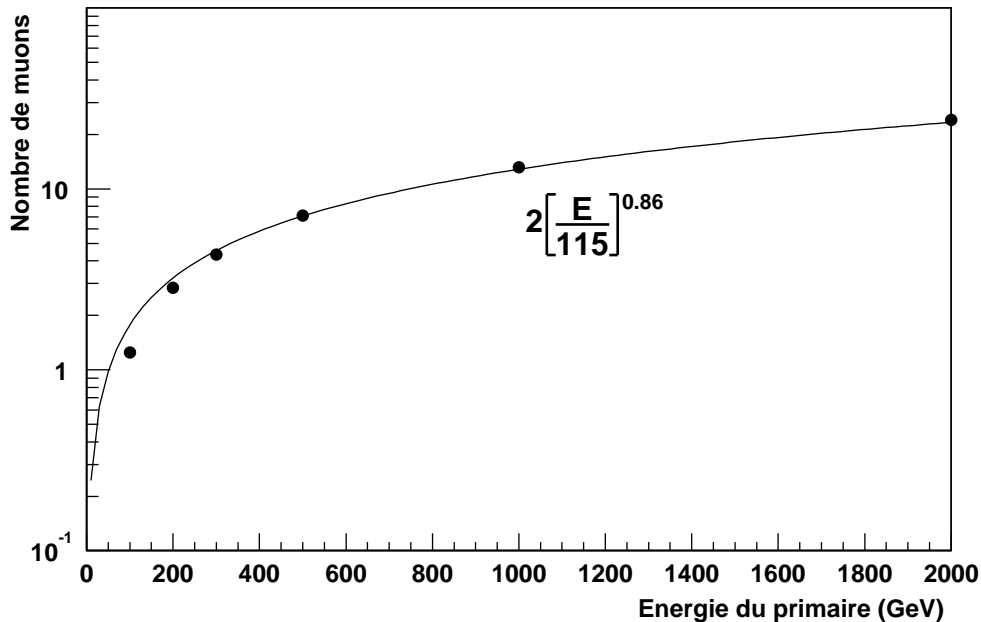


FIG. 4.9: Nombre moyen de muons au dessus du seuil Čerenkov au sol (5 GeV au niveau de la mer), en fonction de l'énergie du proton à l'origine de la gerbe. Les cercles pleins sont les résultats d'une simulation, et la ligne continue est un ajustement par une loi de puissance d'exposant imposé.

En prenant en compte la variation du seuil d'émission Čerenkov en fonction de l'altitude (croissant de 5 GeV au niveau de la mer à 25 GeV à 30 km d'après la figure 1.7), nous avons ajusté une loi similaire sur les données provenant d'une simulation réalisée entre 100 GeV et 2 TeV et dont les résultats sont représentés sur la figure 4.9, en imposant le même exposant. Nous obtenons ainsi

$$N(E \geq E_{\text{seuil}}) \approx 2 \left( \frac{E_{\text{seuil}}}{115 \text{ GeV}} \right)^{0.86} \quad (4.2)$$

L'ajustement est de bonne qualité dès que l'on dépasse 200 GeV, avec une normalisation inférieure due à la contrainte plus sévère sur l'énergie du muon.

Aux énergies qui intéressent CELESTE (typiquement 300 GeV pour les protons), ce nombre est compris entre 3 et 4 par gerbe (figure 4.10) et la présence de muons dans une gerbe ne sera détectée qu'accidentellement. Il faut atteindre des énergies supérieures au TeV pour que le nombre de muons dépasse la dizaine.

La figure 4.12 montre que les muons éclairent avec une intensité de l'ordre de  $100 \gamma_e \text{ m}^{-2}$  une partie très restreinte du sol de quelques mètres carrés<sup>4</sup>. Un disque plus large (s'étendant au delà de 50 m) est quant à lui illuminé avec une intensité environ 100 fois plus faible, décroissant régulièrement de  $2 \gamma_e \text{ m}^{-2}$  à  $0.1 \gamma_e \text{ m}^{-2}$  entre 10 et 100 m, et dû aux photons émis plus haut.

Les imageurs exploitent la distribution angulaire de lumière émise par le muon au voisinage du sol pour les identifier. Ils se caractérisent par une image en forme d'anneau, dont le méca-

<sup>4</sup>Le sigle  $\gamma_e$  est utilisé pour *photoélectron*.



nisme de formation est représenté sur la figure 4.11 : le muon émet un cône de lumière Čerenkov vers l'avant, cône dont l'ouverture est donnée par l'angle Čerenkov au voisinage du sol. Lorsque la trajectoire du muon intercepte le réflecteur (à droite), l'image dans le plan conjugué prend la forme d'un cercle complet, dont le centre donne l'angle du muon avec la trajectoire de visée. Son rayon est égal à l'angle Čerenkov au sol, dont il constitue une mesure directe. Par contre, lorsque le muon tombe plus loin du réflecteur, seule une partie du cône de lumière intercepte le miroir, et l'image prend une forme d'arc de cercle. Plus le muon tombe loin, plus l'image est courte et peut éventuellement ressembler à l'image d'un  $\gamma$  de basse énergie.

Un imageur sensible à environ 1 photoélectron par mètre carré, et ayant un champ de vue de  $5^\circ$  de rayon, détectera les muons à 20 m (d'après la figure 4.12), mais ne pourra les identifier en pratique que pour des distances environ 2 fois plus faibles [62, page 70].

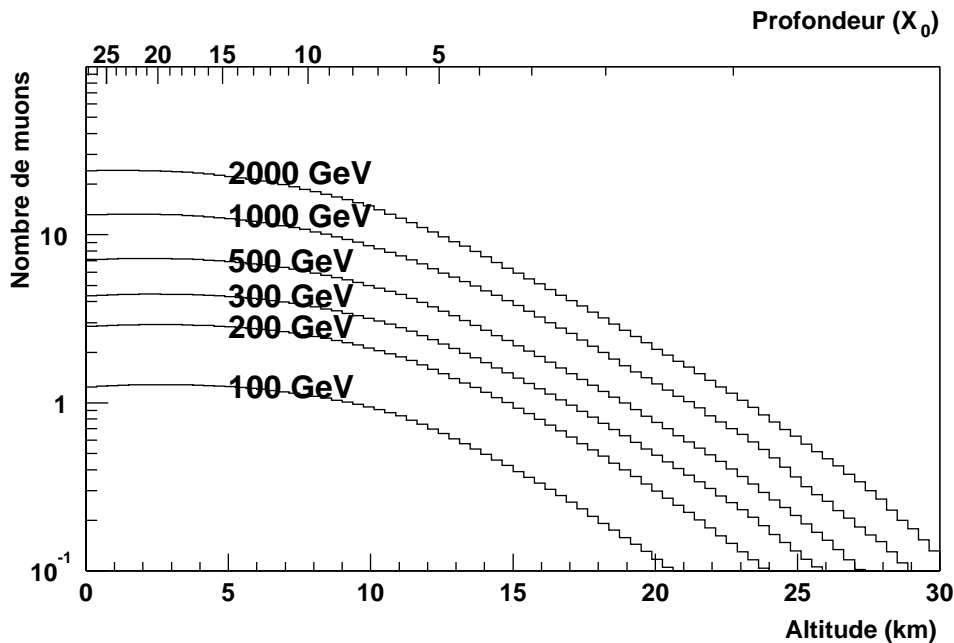


FIG. 4.10: Nombre de muons au dessus du seuil d'émission Čerenkov en fonction de l'altitude au dessus du niveau de la mer, et pour différentes énergies de primaire.

Les échantillonneurs ayant en général un champ de vue beaucoup plus faible (au maximum de l'ordre de  $1^\circ$ ) ne seront sensibles, pour un seuil de luminosité similaire, qu'aux muons tombant à moins de quelques mètres d'une station. Mais la plus grande sensibilité des échantillonneurs à grande surface de collection, tel CELESTE, permet d'envisager deux méthodes d'identification :

- ⊙ Si le muon tombe sur un des télescopes, ou au voisinage immédiat, l'intense luminosité tranche avec celle recueillie sur les autres télescopes, et permet d'identifier simplement le muon. Cependant, du fait de leur faible champ de vue, (valant par exemple  $0.5^\circ$  pour CELESTE), les échantillonneurs ne sont sensibles qu'à 5 à 10% de la lumière émise par le muon : l'angle d'émission Čerenkov est supérieur à  $1^\circ$  sur les 8 derniers kilomètres de l'atmosphère, et c'est justement à basse altitude (moins de 10 km) que les gerbes hadroniques contiennent le plus de muons (figure 4.10). Dans le cas de CELESTE, un critère de *luminosité intense* signifierait par exemple  $100 \gamma_e$  sur un héliostat, soit une sensibilité de  $2 \gamma_e \text{ m}^{-2}$ . La distance à laquelle l'identification d'un muon par cette méthode est possible tombe alors à moins de 2 m d'un héliostat, ce qui impose une couverture extrêmement dense.

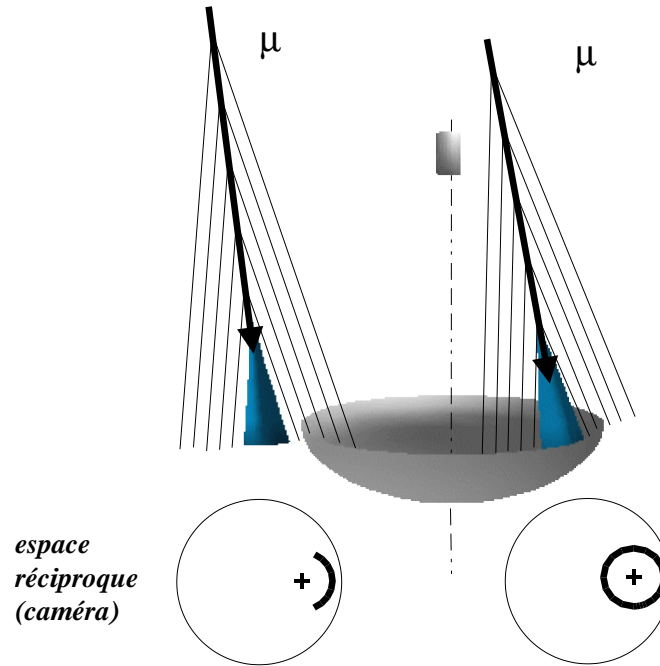


FIG. 4.11: Formation de l'image d'un muon dans la caméra d'un imageur. La croix désigne la direction du muon incident. Le rayon de l'anneau est égal à l'angle d'émission Čerenkov au voisinage du sol.

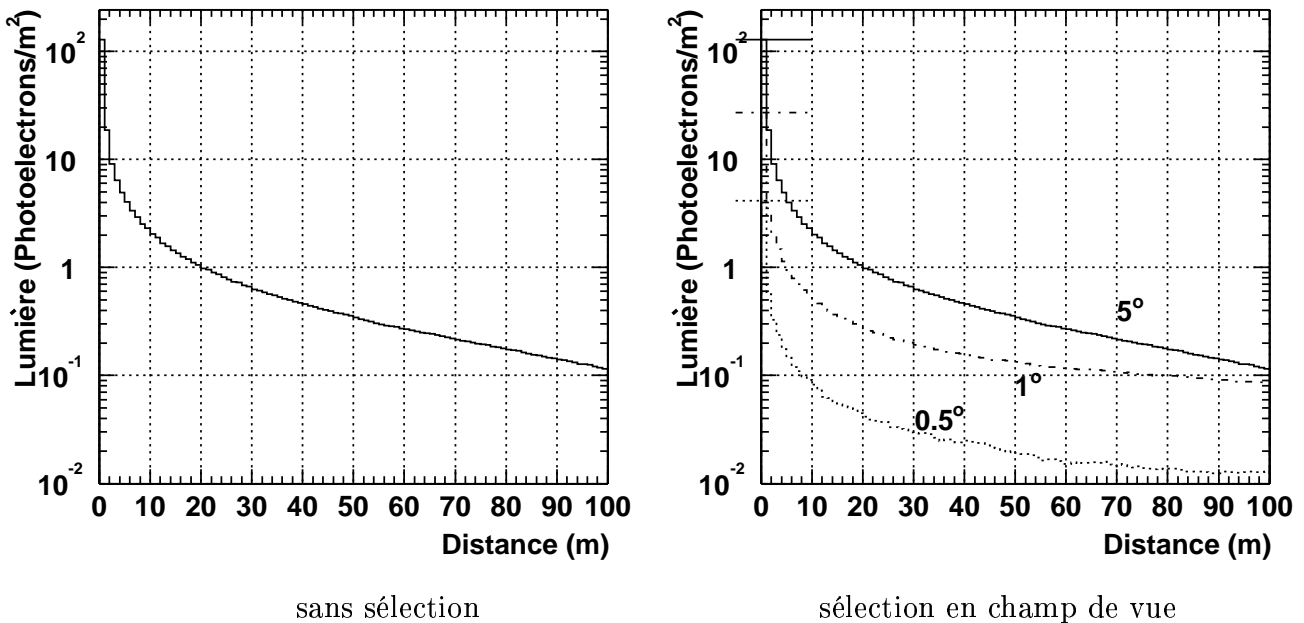


FIG. 4.12: Densité de lumière moyenne émise par les muons touchant le sol, en fonction de la distance au point d'impact du muon. Simulation réalisée à l'altitude de Thémis, à partir de gerbes hadroniques de 500 GeV, en ne gardant que les muons tombant à moins de 150 m du point d'impact de la gerbe. 50% de la lumière est émise dans un disque de rayon  $r \approx 55$  m. Les densités de lumière s'entendent en photoélectrons pour des photomultiplicateurs XP 2282B dont l'efficacité quantique est donnée sur la figure 5.23, page 115. Un champ de vue de  $5^\circ$  permet de voir la quasi-totalité de la lumière émise par le muon.

CELESTE, avec une surface de collection de  $2000 \text{ m}^2$  répartie sur 4 ha a un taux de couverture de 5%. La surface de sensibilité aux muons peut être estimée en accroissant la taille des héliostats de 2 m dans toutes les directions, ce qui porte leur surface de

déteçtabilité à  $12 \times 11 \approx 130 \text{ m}^2$ . La probabilité de déteçtion d'un muon tombant sur le champ d'héliostat vaut alors  $40 \times 130 \text{ m}^2/4 \text{ ha} \approx 10\%$ .

Il reste à estimer le nombre de muons tombant sur la zone de déteçtabilité : en supposant que la gerbe tombe au centre du champ, la densité moyenne de muons peut être déterminée par intégration de la courbe donnée sur la figure 4.13. On obtient alors qu'au moins 75% des muons tombent à plus de 100 m de l'axe de la gerbe, 55% à plus de 200 m et encore 30% à plus de 400 m). Le nombre moyen de muons *déteçtables* est donc approximativement de 25% de la valeur donnée par l'équation 4.2, soit moins de 2 muons par gerbe à 500 GeV, et environ 1 muon déteçtable par gerbe au maximum de sensibilité hadronique de CELESTE, à 300 GeV.

On peut donc espérer déteçter l'intense luminosité d'un muon au mieux dans 10% des gerbes hadroniques vues par CELESTE, dans le cas les plus favorables, c'est-à-dire pour des gerbes tombant au centre du champ. Le facteur de réjeçtion potentiel de cette méthode est faible.

- ⊙ Dans la mesure où les muons sont présents principalement dans le bas de l'atmosphère, la lumière qu'ils émettent provient donc de plus bas que celle émise par les autres particules (électrons et positons). Les particules voyageant dans la gerbe plus vite que la lumière, le signal Čerenkov des muons doit arriver en avance par rapport à celui du reste de la gerbe. On attend une différence de temps d'arrivée, mais elle n'excède pas 2 à 3 ns, et donc seule une mesure de temps très précise ( $\leq 1 \text{ ns}$ ) peut permettre une identification des muons par cette méthode. Dans le cas de CELESTE, la mesure de temps peut atteindre cette précision pour des signaux dépassant la vingtaine de photoélectrons, soit une sensibilité à  $4 \times 10^{-1} \gamma_e \text{ m}^{-2}$ . On obtient alors un potentiel de réjeçtion voisin de celui de la méthode précédente.

Notons enfin une propriété utilisable en principe à la fois par les imageurs et les échantillonneurs : la lumière émise par les muons est comparative-ment plus riche en ultraviolets que celle émise par les électrons, car elle est émise en moyenne plus bas et est donc moins sensible à l'absorption par l'ozone atmosphérique. Une mesure de la proportion de lumière ultraviolette peut être un moyen efficace de différencier les gerbes hadroniques des gerbes électromagnétiques, mais cette méthode est inapplicable à CELESTE dont les héliostats recouverts de verre coupent la lumière de longueur d'onde inférieure à 300 nm.

Enfin, signalons un projet intégrant ASGAT au télescope CAT, projet dans lequel les 7 télescopes d'ASGAT dotés d'une caméra de 7 pixels permettraient d'éliminer les muons isolés tombant sur CAT, et dont l'image de petite taille peut parfois être confondue avec l'image d'un gamma de basse énergie. De même que pour CELESTE, les télescopes d'ASGAT sont situés à une trop grande dis-

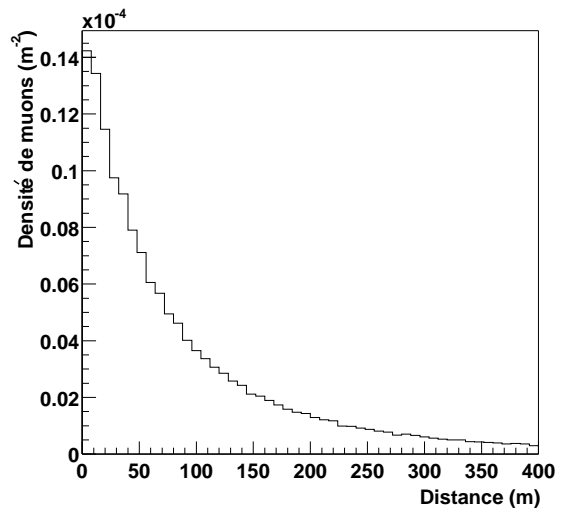


FIG. 4.13: Densité de muons au dessus du seuil Čerenkov au sol (au niveau de la mer), en fonction de la distance à l'axe de la gerbe et pour des gerbes de protons d'énergie 500 GeV. La distribution est assez piquée au voisinage de 0, mais la distance médiane (contenant 50% des muons) est de  $230 \pm 10 \text{ m}$ .

tance de CAT (30 m pour les plus proches) pour détecter la lumière émise par ces muons, alors qu'ils doivent détecter de la lumière dans les gerbes électromagnétiques. Exiger que plusieurs miroirs aient été éclairés permet ainsi de rejeter efficacement les muons isolés.

## Conclusion sur les muons

Au vu des arguments précédents, il apparaît que la densité d'un échantillonneur tel CELESTE est insuffisante pour permettre une identification des gerbes hadroniques par leur contenu en muons. Il faudrait accroître la densité d'un facteur 5 pour obtenir des facteurs de réjection exploitables.

## 4.5 Isochronisme et front d'onde

L'isochronisme du front d'onde des gerbes électromagnétiques est pour les échantillonneurs la propriété qui semble offrir le plus grand potentiel de réjection hadronique, car autant les imageurs parviennent à mesurer avec précision la distribution angulaire de lumière, autant les échantillonneurs excellent dans la mesure du temps d'arrivée du signal Čerenkov en des points très espacés.

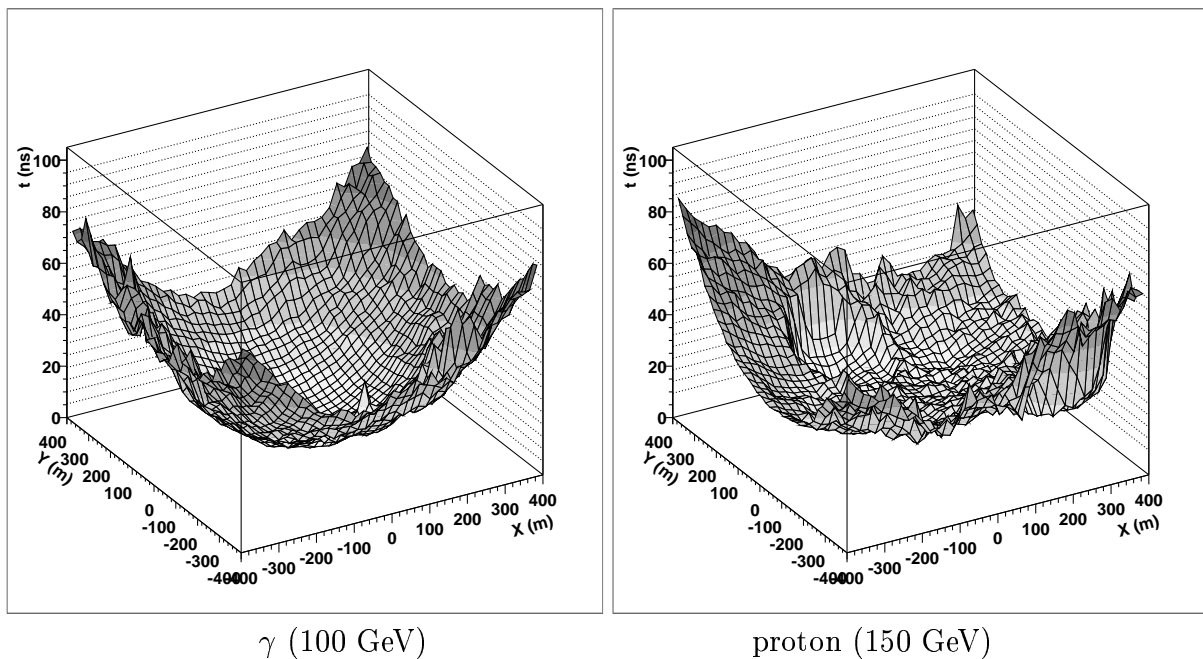


FIG. 4.14: *Front d'onde (temps moyen d'arrivée des photons Čerenkov au sol) pour un  $\gamma$  de 100 GeV et pour un proton de 150 GeV. Le front d'onde régulier et sphérique créé par le photon  $\gamma$  traduit le fait que la lumière est émise principalement par une zone restreinte de la cascade. Le front d'onde de la cascade hadronique est plus irrégulier.*

La figure 4.14 montre, pour une gerbe électromagnétique à gauche et pour une gerbe hadronique à droite, le temps d'arrivée moyen des photons au sol, en fonction de leur point d'impact. Ce *front d'onde* a une forme sphérique pour les gerbes électromagnétiques, et est plus chaotique pour les gerbes hadroniques, qui exhibent des structures dues aux sous-gerbes électromagnétiques qui les composent.

La figure 4.15 montre le front d'onde moyen obtenu pour des gerbes de 10, 20, 50, 100 et 300 GeV, ainsi que la courbure déduite du front d'onde, par ajustement d'une sphère (en encart sur la figure). Jusqu'à des énergies voisine du TeV, l'approximation sphérique est excellente pour

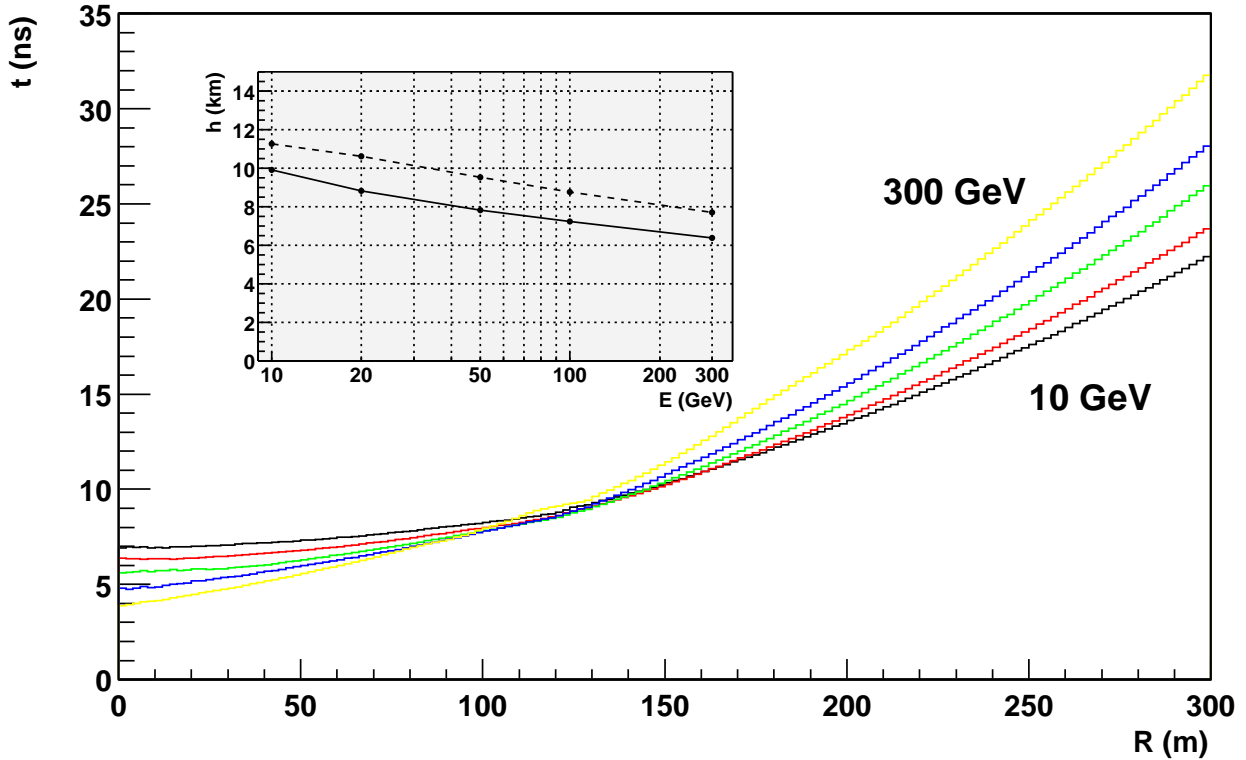


FIG. 4.15: Coupe du front d'onde moyen (temps d'arrivée des photons en fonction de la distance à l'axe de la gerbe), pour des gerbes électromagnétiques de 10, 20, 50, 100 et 300 GeV, simulées à l'altitude de Thémis. La courbure s'accroît avec l'énergie, ce qui traduit le fait que les gerbes sont plus pénétrantes et qu'en moyenne les photons sont émis plus bas. En encart : rayon de courbure moyen du front d'onde, en fonction de l'énergie du primaire, obtenue par ajustement d'une sphère sur les fronts d'onde moyens (ligne continue), et altitude du maximum de gerbe (ligne pointillée).

les gerbes électromagnétiques, avec une diminution progressive du rayon de courbure à mesure que l'énergie augmente (le rayon de courbure passe de 10 km à 7 km entre 10 GeV et 300 GeV).

Cette sphéricité est due à la relativement faible extension longitudinale des gerbes électromagnétiques, ainsi qu'à leur développement régulier : d'après la figure 4.3, les gerbes se développent essentiellement entre 15 et 5 km d'altitude.

Par ailleurs, le rayon de courbure obtenu par ajustement d'une sphère est toujours inférieur de 1 à 2 km à l'altitude du maximum de gerbe, déterminée à partir de la figure 4.3 et représentée sur l'encart de la figure 4.15 par une ligne pointillée. Cette différence peut être attribuée à l'augmentation de l'efficacité de production de lumière Čerenkov quand l'altitude baisse et que l'angle Čerenkov augmente<sup>5</sup>.

Un modèle géométrique simple sur les temps de parcours des photons émis par une particule chargée est présenté sur la figure 4.18. Il montre que la durée du signal est maximale au centre du champ, et vaut environ 5 ns. Ce calcul suppose que la gerbe se développe à la vitesse de la lumière dans le vide, le long d'une ligne verticale (sans extension latérale), et émet de la lumière le long de sa trajectoire. Chaque point de la trajectoire émet ainsi une onde sphérique, qui se propage d'autant plus lentement qu'elle s'approche du sol, du fait de l'augmentation de la pression et donc de l'indice de l'air. Les différentes courbes présentées sur la figure sont ainsi les surfaces d'onde au sol, déterminées analytiquement pour une émission à diverses altitudes.

<sup>5</sup>d'après l'équation 1.9 le nombre de photons produit est proportionnel à  $\sin^2 \theta \approx \theta^2$ .

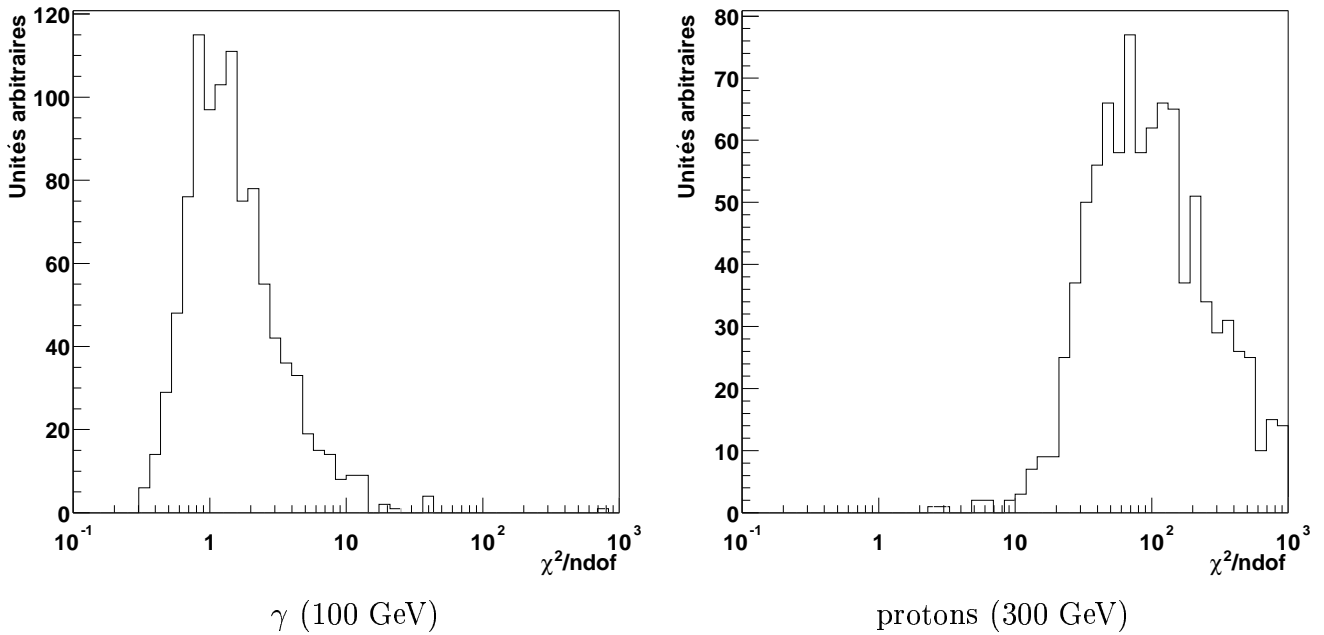


FIG. 4.16:  $\chi^2$  par degré de liberté, pour l'ajustement d'une sphère sur les fronts d'ondes de gerbes électromagnétiques de 100 GeV à gauche, et de gerbes de proton de 300 GeV à droite, simulées à l'altitude de Thémis. L'approximation sphérique est bien meilleure pour les gerbes électromagnétiques. Dans l'ajustement, une erreur arbitraire de 1 ns a été choisie pour chaque intervalle.

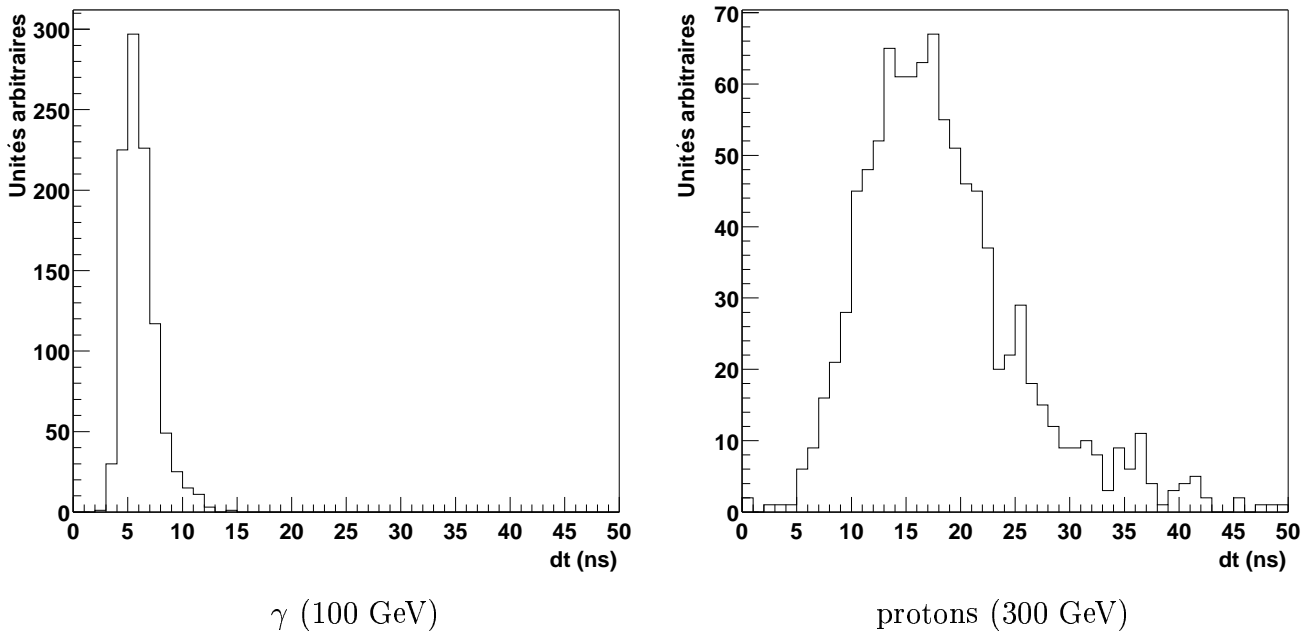


FIG. 4.17: Épaisseur moyenne du front d'onde Čerenkov, pour des gerbes électromagnétiques de 100 GeV à gauche, et des gerbes de proton de 300 GeV à droite, simulées à l'altitude de Thémis. Cette épaisseur est définie comme la moyenne sur une surface de  $200 \times 200 \text{ m}^2$  de l'écart type des temps d'arrivée des photons Čerenkov sur des domaines de  $10 \times 10 \text{ m}^2$ .

Sur l'axe, la lumière émise à haute altitude prend alors plus de retard que la lumière émise à basse altitude. En dehors de l'axe, à une distance d'environ 140 m, l'augmentation relative de parcours due à l'augmentation de l'angle à basse énergie compense à peu près la variation de temps d'arrivée due à l'altitude d'émission, et la gerbe est alors synchrone à moins d'une nanoseconde près.

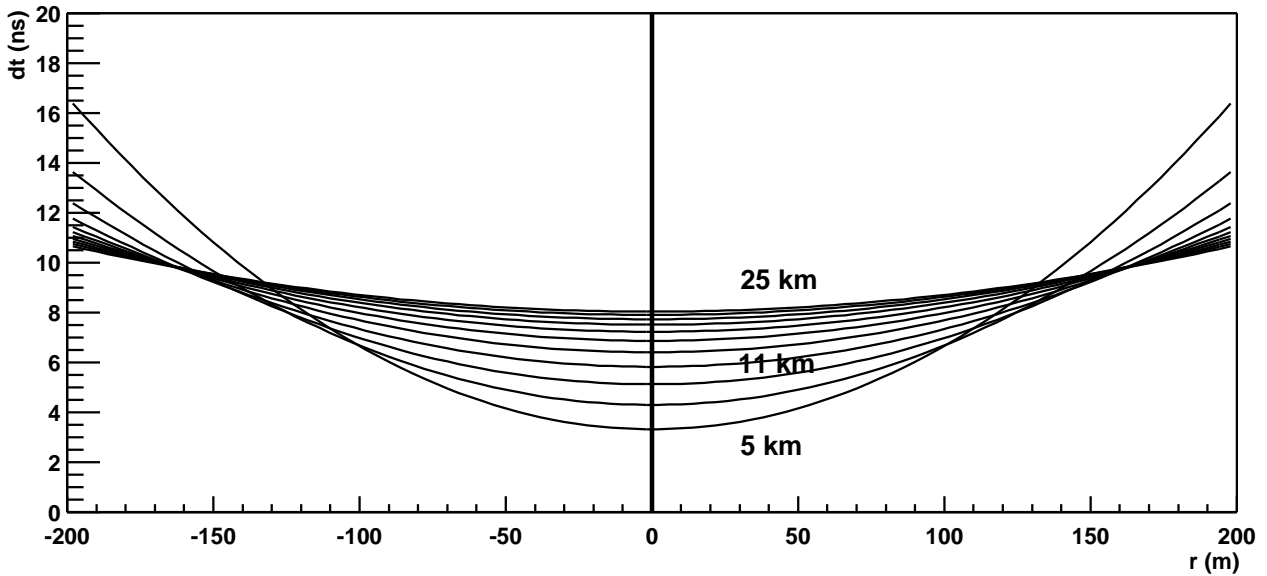


FIG. 4.18: Temps d'arrivée des photons Čerenkov au sol, selon un modèle géométrique simple, en fonction de l'altitude d'émission, pour une particule se déplaçant à  $c_0$  (vitesse de la lumière dans le vide) selon un axe vertical et émettant en chaque point de sa trajectoire une onde sphérique dont la vitesse de propagation dépend de l'indice de l'air. La variation de ce dernier en fonction de l'altitude est prise en compte. Calcul effectué à l'altitude de Thémis.

Une simulation de gerbes de 50 GeV, présentée sur la figure 4.19, corrobore l'existence de cette structure. Une mesure précise de la largeur du front d'onde (avec une précision inférieure à la nanoseconde) permettrait ainsi d'estimer la position du pied de gerbe, mais cela nécessite une densité de télescopes supérieure à celle des échantillonneurs actuels, ainsi qu'une extension sur au moins 300 m de diamètre.

#### 4.5.1 Effet d'une sélection en champ de vue

Lorsqu'on impose un champ de vue, on restreint fortement la partie de la gerbe vue par le détecteur, ce qui a pour conséquence de gommer les fluctuations. La figure 4.20 montre l'effet d'un champ de vue de 10 mrad de diamètre, semblable à celui de CELESTE, sur une gerbe hadronique de 500 GeV. Cette simulation a été réalisée avec l'échantillonneur idéal décrit auparavant, en pointé convergent à 11 km d'altitude, et montre que le front d'onde apparaît nettement plus sphérique avec une telle sélection.

Plus quantitativement, la figure 4.21 montre que l'épaisseur moyenne du front d'onde devient sensiblement égale à 1 ns **pour les gerbes hadroniques comme pour les gerbes électromagnétiques**, et que donc le potentiel de réjection fondée sur la plus grande durée des gerbes hadroniques, mis en valeur par la figure 4.17, est plus difficilement applicable lorsque le champ de vue devient plus restreint. Il subsiste une différence de sphéricité entre les gerbes

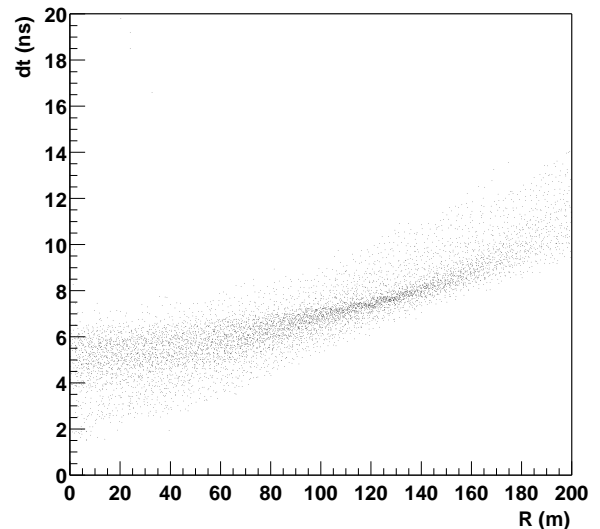


FIG. 4.19: Temps d'arrivée des photons au sol en fonction de la distance à l'axe de la gerbe, pour 10 gerbes de  $\gamma$  de 50 GeV, simulées à l'altitude de Thémis. On retrouve ainsi par simulation la prédiction de la figure 4.18.

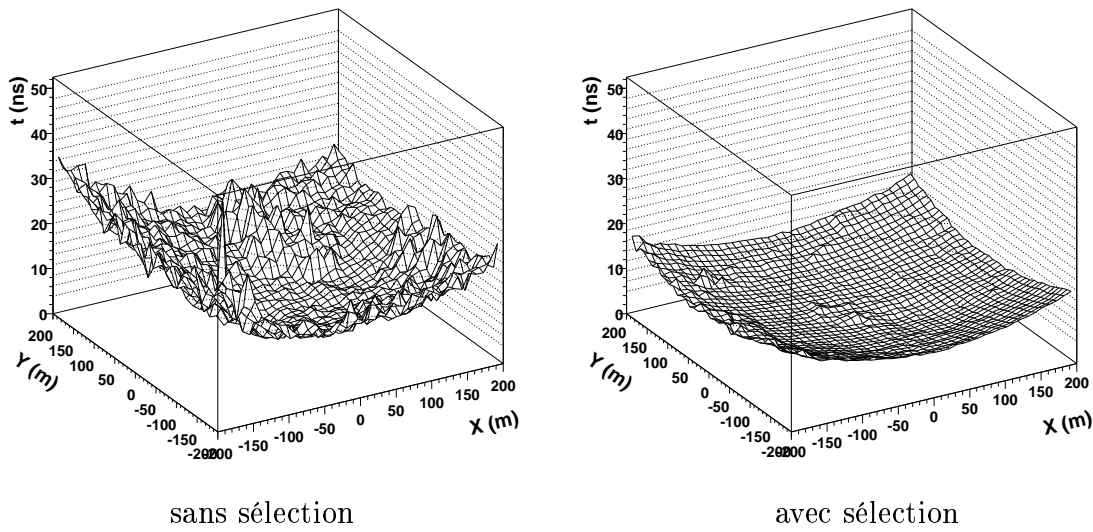


FIG. 4.20: *Effet d'une sélection en champ de vue sur un front d'onde (proton de 500 GeV).*

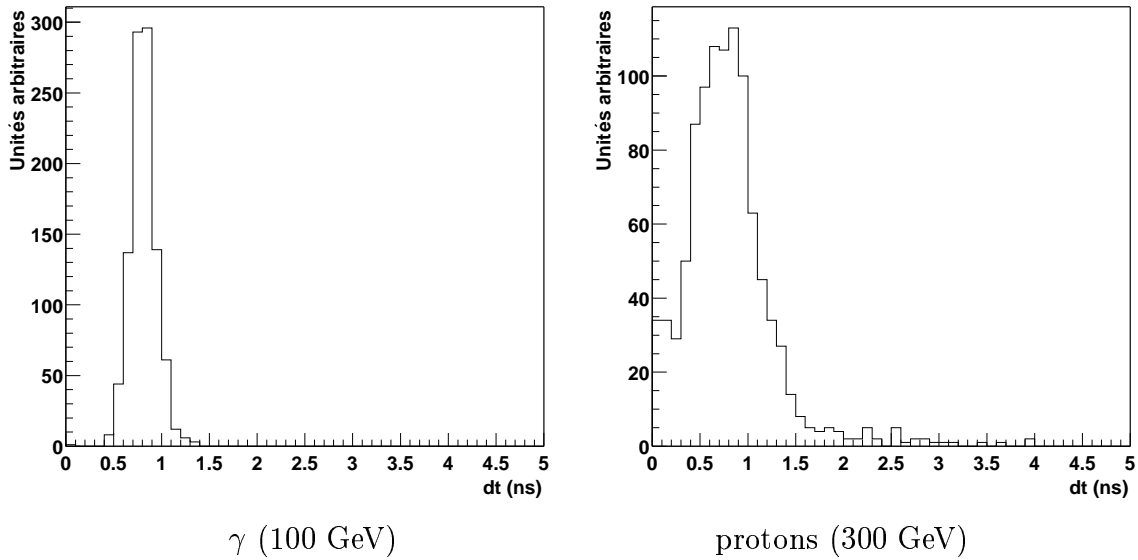


FIG. 4.21: *Idem à 4.17 pour un champ de vue limité à 5 mrad de rayon en visée convergente à 11 km. Noter le changement d'échelle sur l'axe horizontal par rapport à la figure 4.17.*

hadroniques et les gerbes électromagnétiques, mais le rétrécissement du champ de vue impose une mesure à une précision meilleure que la nanoseconde pour pouvoir mettre en évidence cet écart.

## 4.6 Densité de lumière au sol

Un atout important pour séparer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques est la régularité de l'éclairement au sol des premières. La figure 4.22 montre ainsi la densité d'éclairement au sol pour 4 gerbes de gamma simulées, d'énergies respectives 30, 100, 300 et 1000 GeV.

Cette densité de lumière exhibe une structure circulaire d'autant plus marquée que l'énergie du primaire est élevée, de rayon indépendant de l'énergie et valant 140 m au niveau de la mer.



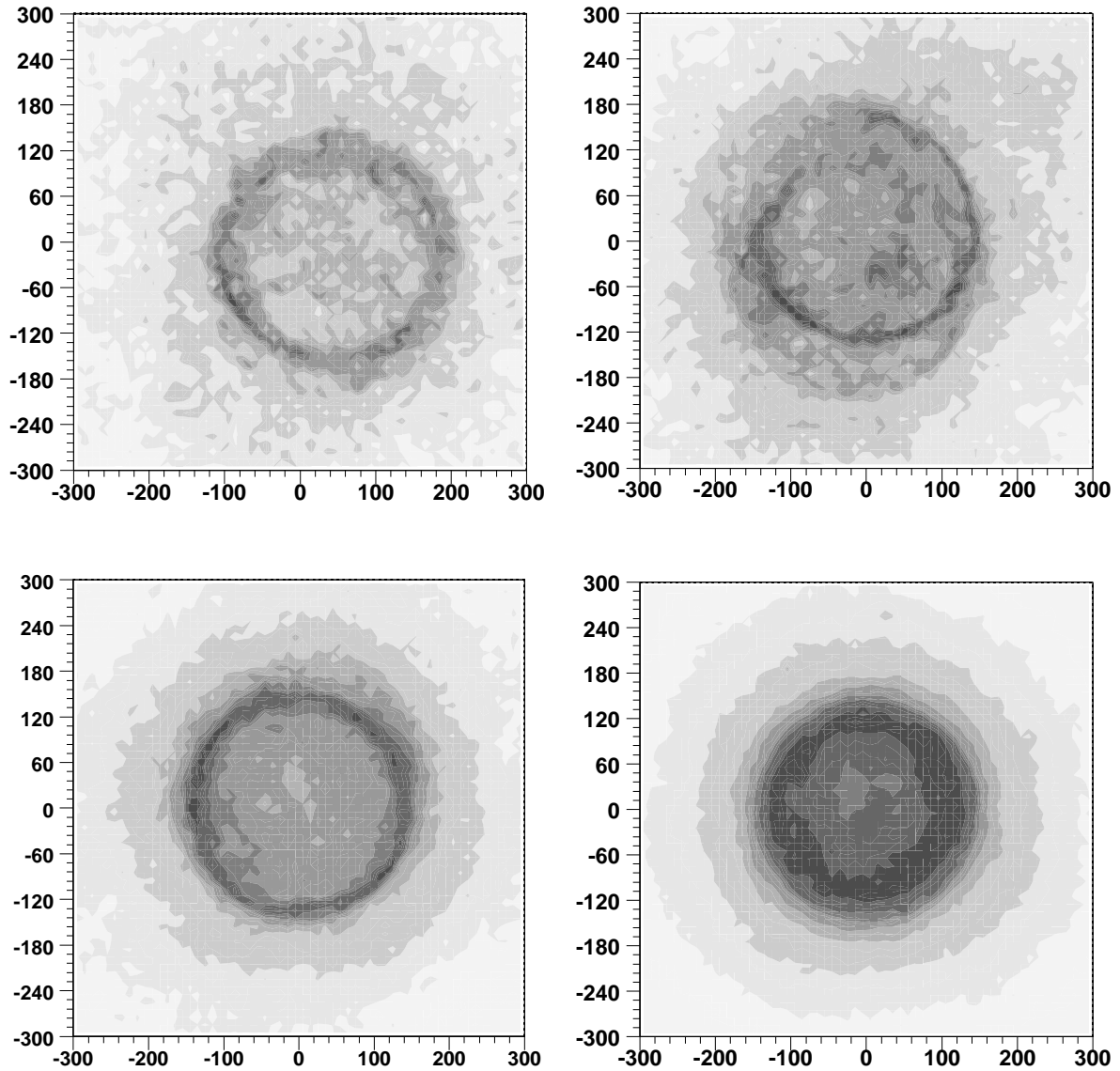


FIG. 4.22: *Densité de lumière au sol, pour des gerbes électromagnétiques initiées par des  $\gamma$  de 30, 100, 300 et 1000 GeV (de gauche à droite, et de haut en bas). Un disque de lumière à bord rehaussé d'un rayon d'environ 140 m (indépendant de l'énergie du primaire) caractérise cette distribution; ce disque est plus creusé à basse énergie. Les distances sont indiquées en mètres, et les particules ont été simulées avec un point d'impact au centre; l'observation est au niveau de la mer.*

Le mécanisme de formation de cet anneau diffère de celui qui conduit aux images annulaires de muons dans la caméra d'un imageur.

Une distribution radiale de cette luminosité au sol est présentée sur la figure 4.24, au niveau de la mer à gauche et à 1650 m d'altitude à droite, pour diverses énergies de primaires. Ces histogrammes ont été réalisés à partir d'un grand nombre de gerbes (plusieurs centaines) que l'on a moyennées après avoir ajusté un disque sur la distribution de lumière de façon à prendre en compte les fluctuations sur la position du cercle apparaissant à basse énergie<sup>6</sup>.

On retrouve sur cette figure la structure circulaire observée en 4.22, avec les caractéristiques

<sup>6</sup>Ces fluctuations, notamment dues à la déviation par le champ magnétique des particules chargées contenues dans la gerbes, seront analysées plus loin.

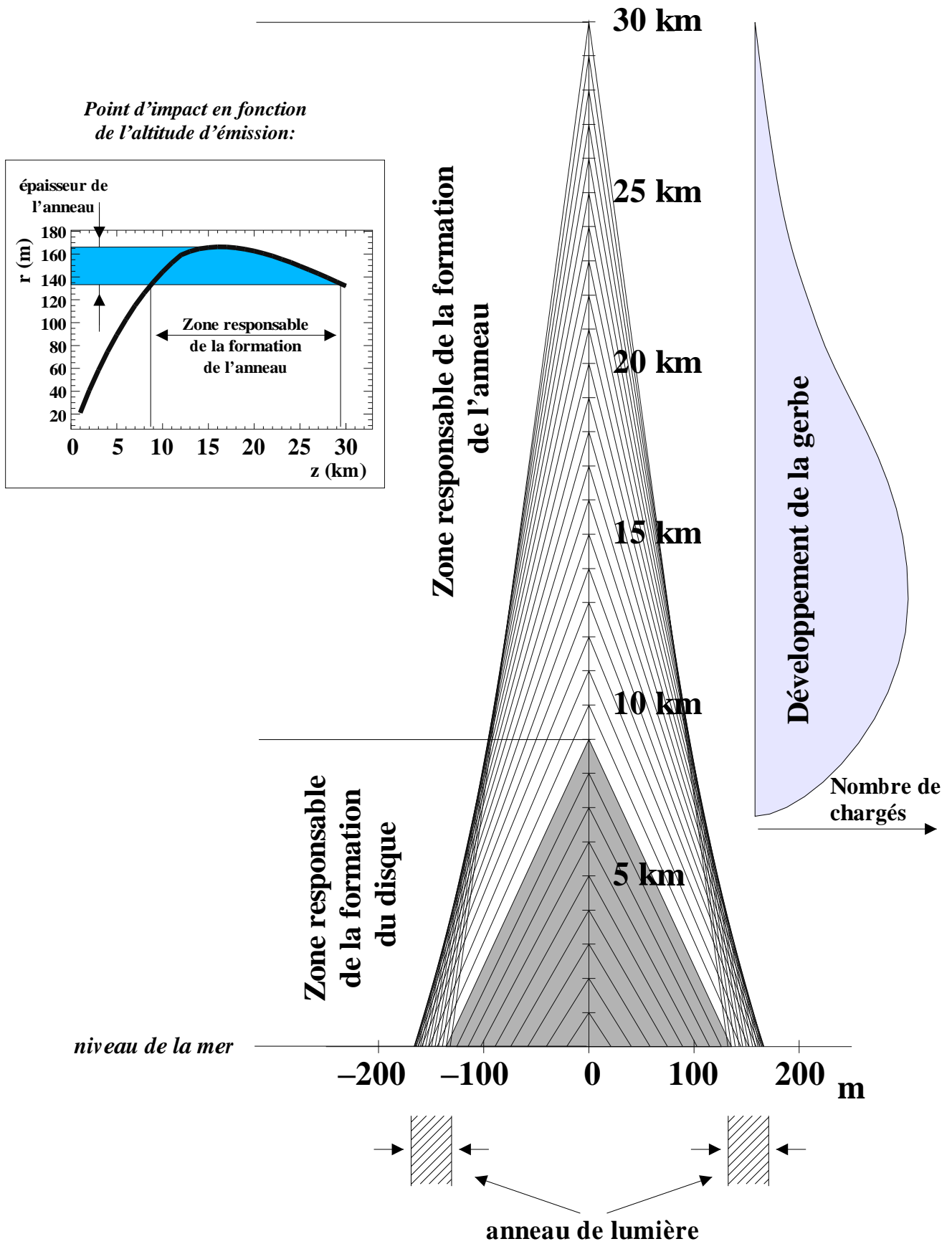


FIG. 4.23: Formation de l'anneau Čerenkov du fait de la variation de l'angle Čerenkov en fonction de l'altitude, au niveau de la mer. En encart, position du point d'impact en fonction de l'altitude d'émission (en kilomètres).

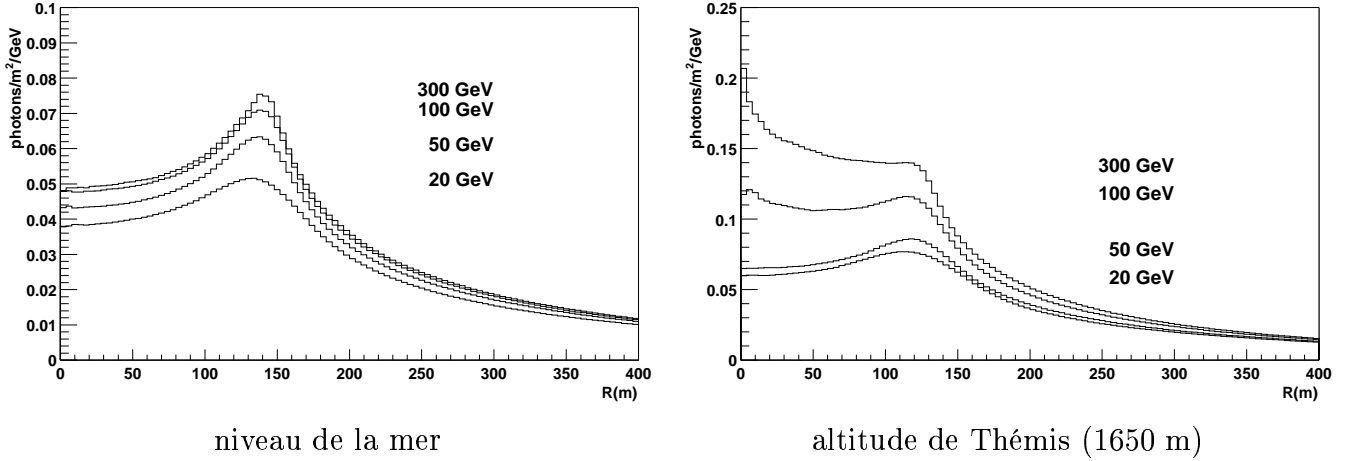


FIG. 4.24: Distribution latérale de la densité de photons Čerenkov au sol, entre 200 et 700 nm, en fonction de la distance au centre du disque Čerenkov reconstruit, et pour différentes énergies du primaire. La figure de gauche a été réalisée en mettant l'observatoire au niveau de la mer, tandis que celle de droite est à l'altitude de Thémis.

suivantes :

- ⊙ Un disque s'étendant de l'axe de la gerbe jusqu'à une distance de 140 m environ (au niveau de la mer), de luminosité relativement constante et essentiellement proportionnelle à l'énergie du primaire (de l'ordre de 0.05 photon (entre 200 nm et 700 nm) par mètre carré et par GeV)
- ⊙ Un anneau jusqu'à deux fois plus lumineux, s'étendant de 140 à 170 m de l'axe de la gerbe, d'autant plus marqué que l'énergie du primaire est élevé.
- ⊙ Un bord mou, s'étendant de 170 m à plusieurs centaines de mètres, où la densité de lumière décroît régulièrement en diminuant d'un facteur 2 environ tous les 100 m, et devient rapidement non détectable.

Globalement, la luminosité entre 200 nm et 700 nm est de l'ordre de :

$$\boxed{L \approx 0.05 \text{ photon m}^{-2} \text{ GeV}^{-1}} \quad \text{pour } R \leq 120 \text{ m} \quad (4.3)$$

avec une luminosité entre 20% et 50% plus élevée sur le bord de l'anneau.

La figure 4.23 décrit le mécanisme de formation de cet anneau : l'angle Čerenkov décroît avec l'altitude, d'une façon qui compense à peu près le recul. La lumière émise dans une large gamme d'altitude (de 10 à 25 km, comme indiqué sur le courbe en encart) touche le sol à une distance comprise entre 140 et 170 m de l'axe de la gerbe. Ces altitudes correspondant au maximum approximatif de développement des gerbes électromagnétiques, l'anneau s'en trouve encore renforcé.

Lorsque l'observatoire est placé à plus haute altitude, la distribution de lumière se trouve modifiée de plusieurs façons :

Tout d'abord, le rayon de l'anneau de lumière diminue, et vaut par exemple 125 m à l'altitude de Thémis. Dans le même temps, la luminosité globale par unité de surface augmente d'un facteur essentiellement géométrique à basse énergie. A l'altitude de Thémis, le gain est de  $(140/125)^2 \approx 1.25$ , ce qui facilite l'observation des gerbes.

A plus haute énergie (au delà de 100 GeV), un excès de lumière apparaît au voisinage de l'axe de la gerbe, ce qui traduit le fait que cette dernière touche le sol et qu'un certain nombre de particules chargées émettent de la lumière très bas.

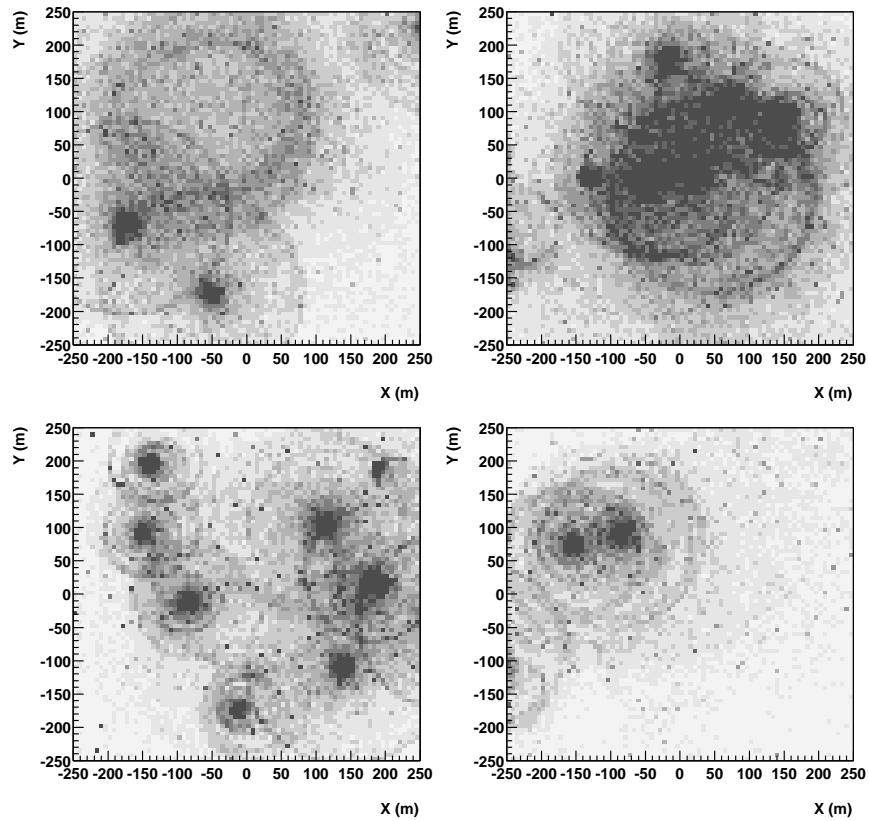


FIG. 4.25: *Densité de lumière au sol, pour des gerbes initiées par des protons de 500 GeV. Les distances sont indiquées en mètres, et les particules ont été simulées avec un point d'impact au centre.*

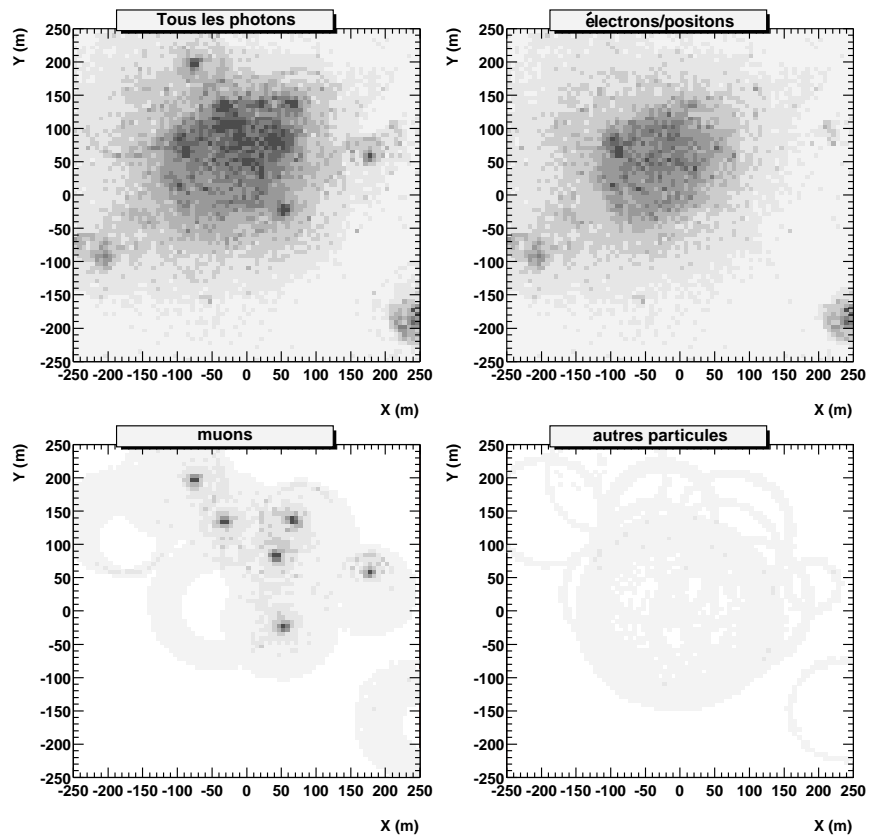


FIG. 4.26: *Pour un proton simulé dans les mêmes conditions qu'en 4.25, distribution de la lumière Čerenkov émise respectivement (de haut en bas et de gauche à droite) par toutes les particules de la gerbes, seulement les électrons et positons, seulement les muons et enfin les autres particules chargées.*

## 4.6.1 Effet d'une sélection en champ de vue

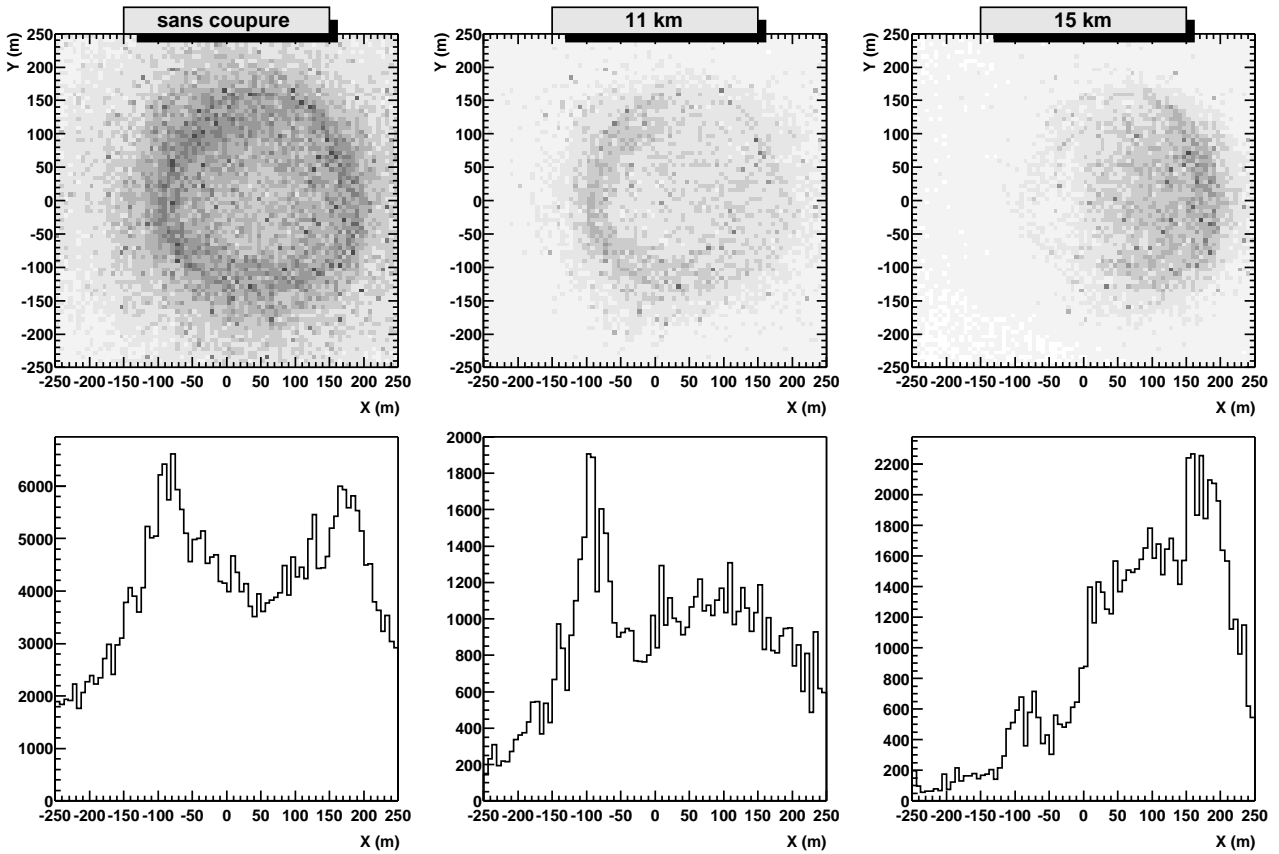


FIG. 4.27: Densité de lumière Čerenkov au sol, pour un  $\gamma$  de 200 GeV simulé avec un point d'impact décalé de 50 m vers le nord (le nord est à droite sur la figure), sans sélection en champ de vue à gauche, et pour un champ de vue de 5 mrad en pointé convergent respectivement à 11 km et à 15 km au milieu et à droite. En dessous de chaque distribution, on a porté la densité le long d'une coupe nord-sud, avec des unités arbitraire en axe vertical.

La sélection en champ de vue imposée par tout détecteur réaliste peut modifier notablement la distribution de lumière au sol, et ce particulièrement pour les gerbes ne tombant pas au centre du détecteur. La figure 4.27 reproduit ainsi le résultat d'une simulation d'un gamma unique à 200 GeV, avec un point d'impact décalé de 50 m vers le nord. La même gerbe est ainsi présentée sans sélection de champ de vue (à gauche) et avec un champ de vue de 5 mrad de rayon en pointé convergent au dessus du point (0, 0), à 11 km au milieu et 15 km à droite. Pour chacune des 3 figures, on a également représenté une coupe Nord Sud.

Il s'avère qu'une sélection en champ de vue a tendance à favoriser l'un ou l'autre des cotés de l'anneau de lumière, selon que la gerbe est ou non dans le champ de vue. Le coté renforcé dépend non seulement de la position du point d'impact de la gerbe, mais également de l'altitude de pointé, avec des inversions brutales du type de celle représentée sur la figure 4.27.

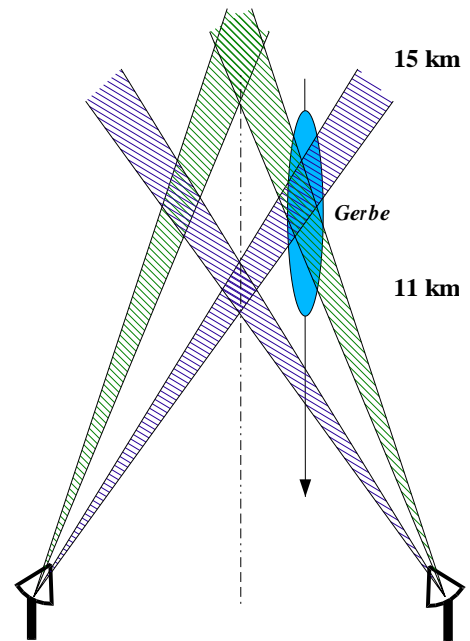


FIG. 4.28: Illustration de l'effet de sélection en champ de vue observé sur la figure 4.27.

Cette simulation a de plus été réalisée avec les conditions d'échantillonneur parfait d'efficacité 1. En pratique, il sera dans bien des cas totalement impossible d'observer un anneau de lumière. Tout au plus pourra-t-on observer une distribution plus ou moins circulaire de lumière, souvent modulée par un fort gradient d'un côté à l'autre du champ, **mais ce gradient ne suffit pas à remonter au point d'impact de la gerbe**, car il dépend également des fluctuations de profondeur et de position de la gerbe.

La figure 4.28 illustre cet effet : lorsqu'on pointe à basse altitude (par exemple à 11 km), les télescopes situés du même côté du champ que le point d'impact de la gerbe regardent *sous* cette dernière, et ne recueillent donc qu'un faible signal. Les télescopes situés du côté opposé voient au contraire leur champ de vue intercepter la gerbe, et sont de ce fait nettement plus illuminés. Lorsqu'on augmente l'altitude de pointé, le phénomène s'inverse car les héliostats les plus lointains regardent *au dessus* de la gerbe. Le phénomène est d'autant plus marqué à basse énergie, où les gerbes sont plus courtes qu'à haute énergie. Il introduit en outre un biais d'échantillonnage à toute énergie, car chaque télescope ne voit qu'une faible partie de la gerbe, partie qui dépend à la fois de la position relative de l'héliostat à la gerbe et de l'altitude de pointé.

Pour quelques raisons, cet effet géométrique avait échappé à l'attention de tous jusqu'au moment de la présente rédaction, où il a été mis en évidence grâce aux outils de simulation interactive développés pour CELESTE. Son observation est à l'origine de nouvelles stratégies d'observations dans lesquelles les héliostats pointent à différentes altitudes, stratégies en cours de test à l'heure actuelle.

## 4.7 Extension latérale et diffusion multiple

La diffusion multiple est en grande partie responsable de l'étalement latéral des gerbes électromagnétiques. La figure 4.30 décrit la façon dont la gerbe s'élargit avec la profondeur traversée, et ce en fonction de l'énergie du primaire. Ces simulations ont été réalisées en désactivant le champ magnétique dans la simulation, de façon à n'observer que l'effet de la diffusion multiple. Pour chaque altitude et chaque énergie de primaire on a représenté les rayons des disques contenant respectivement 33%, 67% et 90% de l'énergie transportée par les particules chargées (électrons et positons). A basse altitude, les gerbes de basse énergie (20 GeV) sont en moyenne deux à trois fois plus larges que les gerbes de plus haute énergie (300 GeV) et l'extension radiale est typiquement de l'ordre de 50 m à l'altitude de Thémis.

Par ailleurs, une proportion non négligeable de l'énergie (au moins 10%) est emportée à grande distance (plus de 100 m) de l'axe de la gerbe par des particules chargées qui divergent relativement tôt, comme le montre le troisième cadre de la figure 4.30.

La figure 4.29 montre un exemple de l'effet de la diffusion multiple sur la densité de lumière au sol. Nous avons généré une gerbe de  $\gamma$  de 20 GeV en désactivant le champ magnétique terrestre et en plaçant le point d'observation au niveau de la mer. Alors que le point d'impact théorique de la gerbe est au centre de la figure, on peut distinguer un dédoublement de l'anneau

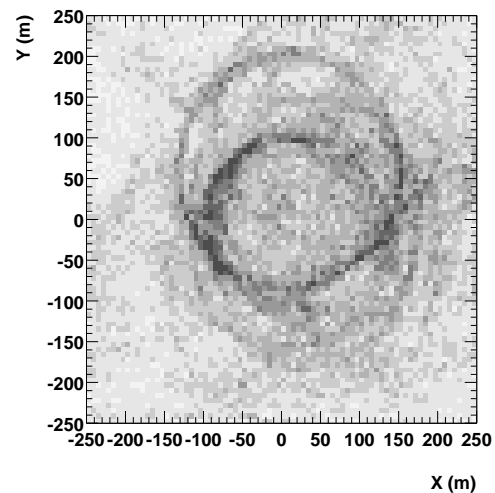


FIG. 4.29: *Effet de la diffusion multiple sur la densité de lumière. Voir texte.*

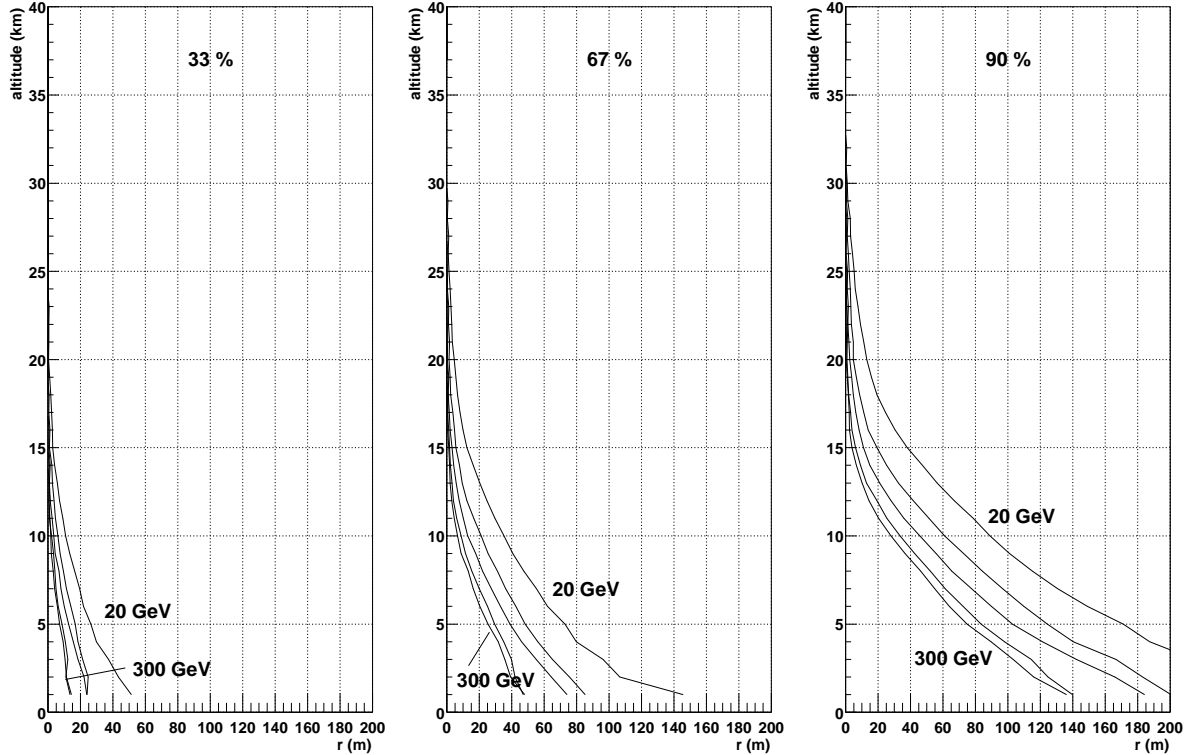


FIG. 4.30: *Extension latérale moyenne des gerbes électromagnétiques de 20, 50, 100, 200 et 300 GeV, définie comme étant le rayon d'un cercle contenant respectivement (de gauche à droite) 33%, 67% et 90% de l'énergie transportée par les particules chargées à une altitude donnée (prise par rapport au niveau de la mer). Les gerbes ont été simulées en désactivant le champ magnétique terrestre, de façon à séparer l'influence de la diffusion multiple de celle de la déflexion magnétique*

de lumière avec déplacement de plus de 50 m vers le nord. Ce second anneau est dû à une sous-gerbe engendrée par une particule chargée diffusée à grand angle au début du développement de la gerbe principale.

Ce genre d'irrégularité affecte une majorité des gerbes de basse énergie, ce qui introduit une sévère limitation dans la résolution angulaire ultime accessible aux échantillonneurs. Nous avons constaté qu'un ajustement d'un disque de 140 m de rayon sur les distributions de lumière au sol conduit à une erreur moyenne (écart-type de la distribution) de 30 m dans les deux directions; compte tenu de l'altitude moyenne de l'émission de lumière Čerenkov, cela conduit à une résolution angulaire limite de 3 mrad au mieux (à 20 GeV).

#### 4.7.1 Effet du champ magnétique terrestre

La déflexion des particules chargées de la gerbe par le champ magnétique terrestre détériore encore la résolution des échantillonneurs, surtout à basse énergie.

La figure 4.31 illustre l'effet du champ magnétique sur la densité latérale d'énergie dans la gerbe. Il s'agit du résultat d'une simulation portant sur un grand nombre de gerbes, réalisée en incluant l'effet du champ magnétique terrestre. Les courbes traduisent, dans des unités arbitraires, la fraction d'énergie transportée par les particules chargées (électrons et positons) en fonction de leur distance à l'axe de la gerbe, dans les plans Nord-Sud (lignes continues) et Est-Ouest (lignes pointillées).

On retrouve essentiellement dans le plan Nord-Sud l'effet de la diffusion multiple, alors que

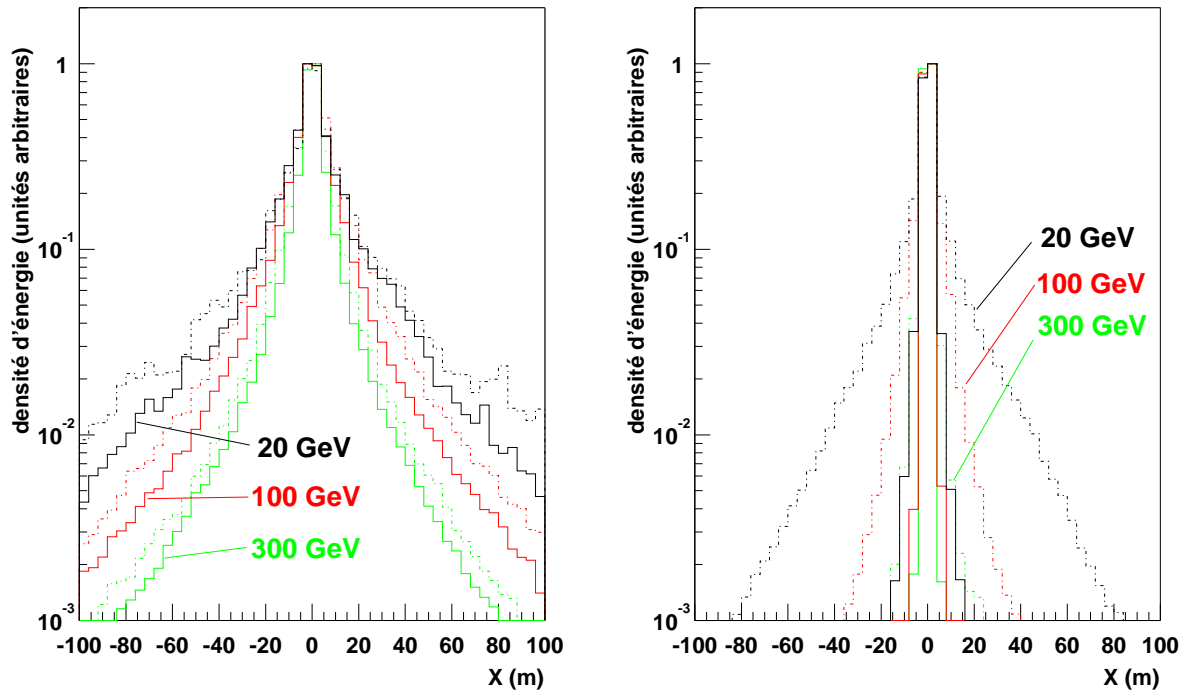


FIG. 4.31: *Effet du champ magnétique sur la densité latérale d'énergie dans les gerbes, à basse altitude (5 km) à gauche et à haute altitude à droite (20 km). Les traits pointillés correspondent à la direction Est-Ouest, et les traits pleins à la direction Nord-Sud.*

dans le plan Est-Ouest vient se superposer l'effet du champ magnétique. A basse altitude (figure de gauche), la distribution est peu modifiée par le champ magnétique, à toutes les énergies, ce qui traduit le fait que la diffusion multiple est l'effet dominant.

Par contre, à haute altitude, les charges sont deux à trois fois plus rapidement défléchies dans le plan Est-Ouest que dans le plan Nord-Sud, l'effet étant d'autant plus marqué que l'énergie du primaire est faible.

Cet effet est analysé de façon plus quantitative sur la figure 4.33, qui représente, en fonction de l'énergie du primaire, la largeur de la distribution latérale d'énergie dans la gerbe, et ce dans les deux plans considérés. A basse énergie, la déflexion est nettement plus forte dans le plan Est-Ouest à haute altitude (20 km), alors que les gerbes ne contiennent en moyenne que quelques particules chargées. A basse altitude, les distributions tendent à se rapprocher, mais le mal est déjà fait : au maximum de développement de la gerbe, vers 10 km, le champ magnétique double cette largeur pour les gerbes de 20 GeV, ce qui détériore notablement la résolution angulaire escomptée des instruments, en séparant les particules chargées de la gerbe. Un exemple d'une telle séparation Est-Ouest des particules de la gerbe est montré par une simulation (figure 4.32) dans laquelle les particules chargées se sont séparées au point de rendre visible dans la distribution de lumière au sol chacune des particules chargées de la gerbe. Il faut néanmoins remarquer que la densité de lumière représentée ici a été calculée pour un détecteur hypothétique, couvrant l'intégralité de la surface et avec une efficacité (optique et optoélectronique) égale à 1 dans le domaine 200 – 700 nm. Un détecteur réaliste verra au mieux une distribution de lumière oblongue décalée d'environ 100 m, en l'occurrence, vers l'ouest.

Dans l'hypothèse d'un détecteur équipé de photomultiplicateurs XP 2282B, mais couvrant l'intégralité de la surface, nous avons déterminé, pour des gerbes simulées à différentes énergies, l'écart entre le point d'impact théorique de la gerbe et celui obtenu par ajustement d'un disque



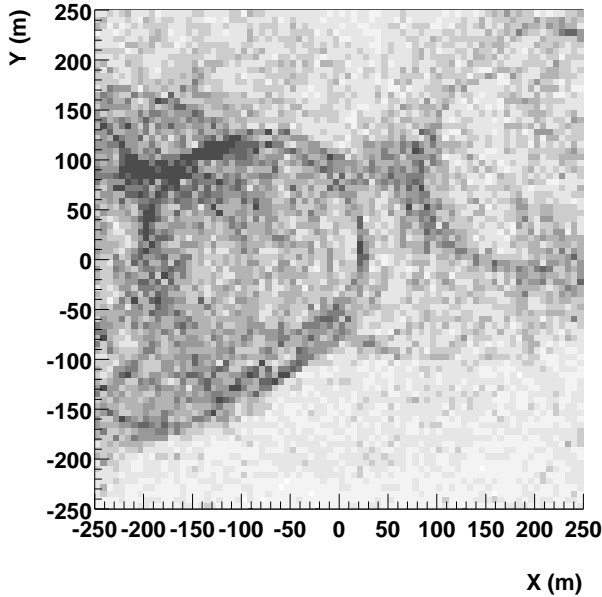


FIG. 4.32: *Effet du champ magnétique sur une gerbe de 20 GeV.*

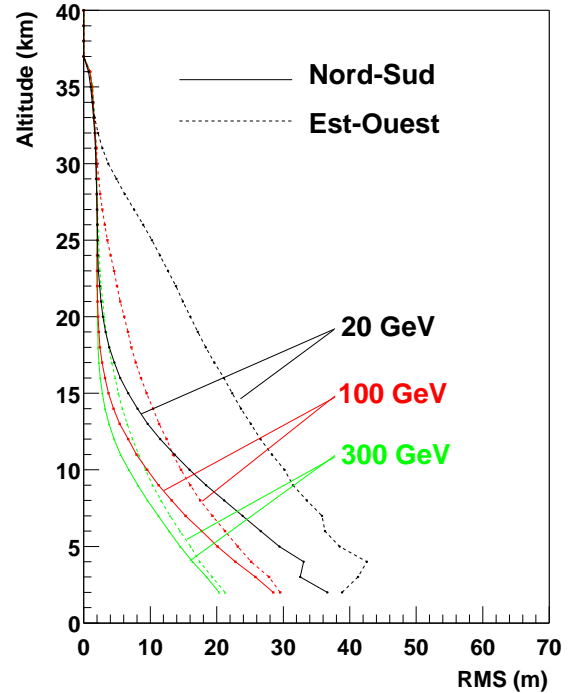


FIG. 4.33: *Largeur (écart-type) de la distribution latérale d'énergie dans les gerbes électromagnétiques, dans le plan Nord-Sud (ligne continue) et Est-Ouest (ligne pointillée).*

de 140 m de rayon. Les distributions résultantes de cette étude sont représentées sur la figure 4.34. On obtiendrait ainsi pour des gerbes de 20 GeV une résolution ultime sur le point d'impact de l'ordre de 40 m dans le plan Est-Ouest, et de 30 m dans le plan Nord Sud, tout en sachant qu'un échantillonneur réaliste fera certainement moins bien.

## Conclusion

A la lumière des études réalisées, il s'avère que les fluctuations intrinsèques des gerbes électromagnétiques à basse énergie sont le principal handicap limitant les performances des télescopes. La diffusion multiple et la déflexion magnétique élargissent les gerbes dès leur démarrage, et introduisent une sévère limitation sur la résolution angulaire que l'on peut attendre, que ce soit d'un imageur ou d'un échantillonneur. A 20 GeV, le pied de gerbe ne pourra être déterminé à mieux de 50 m, et compte tenu de l'altitude de développement des gerbes, la résolution ultime semble de l'ordre de 5 mrad.

Les échantillonneurs, en choisissant généralement de limiter le bruit de fond de ciel par un faible champ de vue, dégradent fortement le potentiel de réjection hadronique qu'ils auraient pu tirer de la sphéricité du front d'onde et de la présence éventuelle de muons. Leur champ de vue restreint introduit en outre un biais d'échantillonnage important, qui modifie la forme de la distribution de lumière et rend extrêmement délicate la recherche d'un anneau de lumière au sol.

Des stratégies d'observations plus complexes peuvent cependant être mises en œuvre pour pallier ces difficultés intrinsèques. Il est par exemple possible d'élargir le champ de vue d'un échantillonneur en pointant les héliostats à des altitudes différentes, sans pour autant augmenter

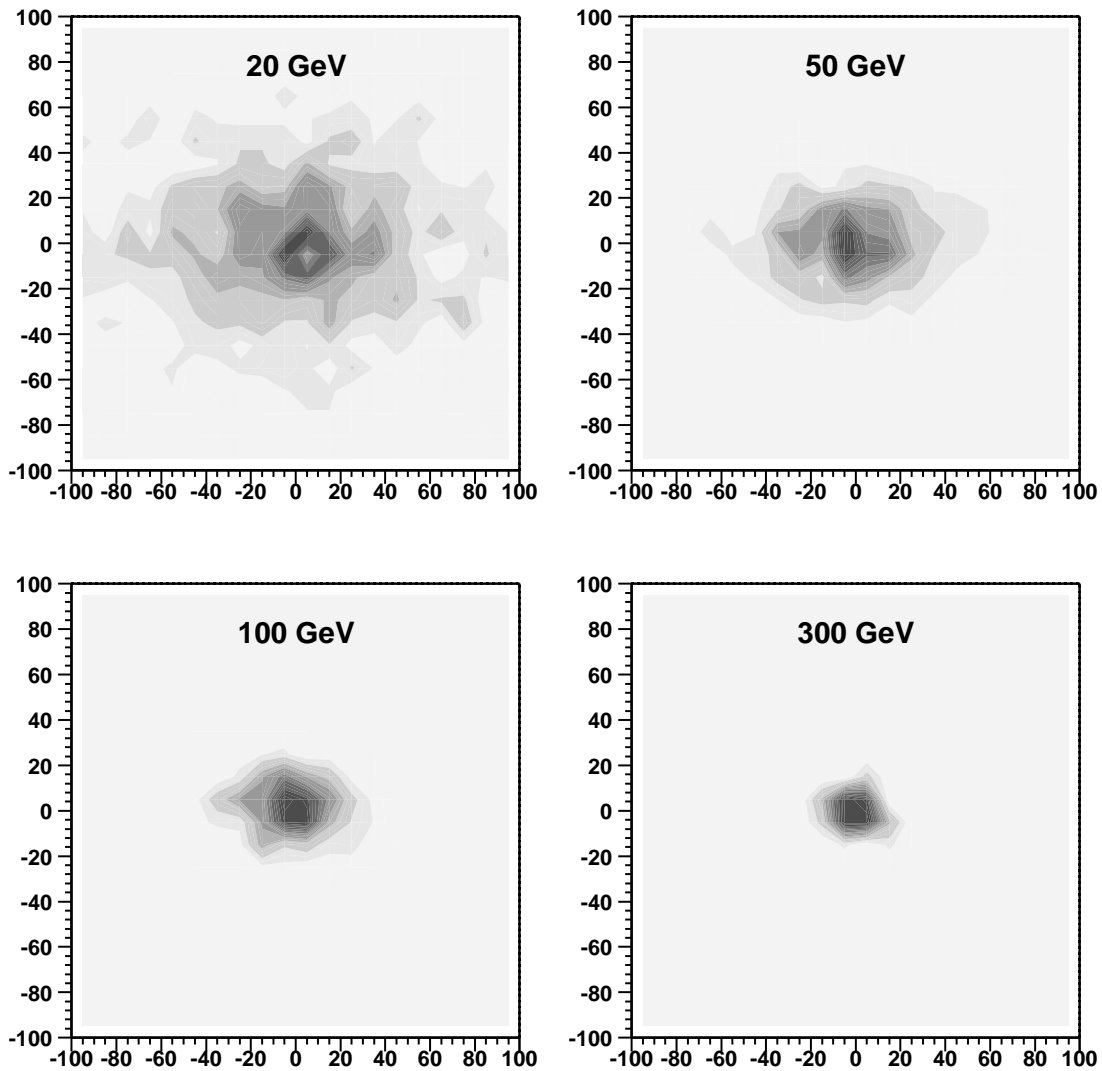


FIG. 4.34: Position au sol du centre de l'anneau Čerenkov, pour des  $\gamma$  d'énergies 20, 50, 100 et 300 GeV. Le champ magnétique terrestre a pour effet d'élargir les gerbes dans la direction Est-Ouest (direction horizontale sur les figures), surtout à basse énergie. Ainsi, à 20 GeV, la largeur de la distribution ( $\sigma$ ) est de 43 m dans le sens Est Ouest et de 32 m dans le sens Nord-Sud. Cet effet vient se surajouter aux effets de champ de vue déjà mentionnés.

le bruit de fond. L'impact d'une telle stratégie sur l'efficacité de collection doit être chiffré au moyen d'une simulation.

De façon à bien comprendre le comportement des gerbes de basse énergie, et notamment le couplage entre les distributions angulaire et spatiale de lumière, il est nécessaire de disposer d'outils de simulation et de visualisation sophistiqués, permettant de rapidement voir l'effet de telle où telle partie d'un dispositif optique. Les centrales solaires ont en outre une réponse compliquée, qui doit de la même façon être analysée en détail. C'est l'objet du chapitre suivant.

## Chapitre 5

# CELESTE : présentation de l'optique

Le principe de CELESTE reposant sur la reconversion d'un dispositif non destiné à l'origine à un usage astronomique, une bonne compréhension de l'ensemble des propriétés optique de la centrale solaire est nécessaire à son exploitation. Nous présentons dans ce chapitre les différents éléments optiques préexistants ainsi que ceux installés pour les besoins de CELESTE. Leurs propriétés ont été analysées de façon à pouvoir introduire une description complète de l'ensemble de l'optique dans une simulation détaillée qui sera décrite au chapitre 7.

### Introduction



FIG. 5.1: *Vue générale de la ferme solaire et des héliostats utilisés par CELESTE.*

La centrale solaire - ou *ferme solaire* - Thémis a été construite au début des années 80, dans les Pyrénées Orientales, à 1600 m d'altitude, à 42.5° de latitude Nord. et 2° de longitude Est. Ce fut la première centrale solaire MegaWatt française. Elle était composée de 201 héliostats de 54 m<sup>2</sup>, soit environ 1 ha de surface réfléchissante, renvoyant la lumière solaire en haut d'une tour de 100 m de haut où était placée une chaudière. Le choix du sel fondu comme fluide caloporteur permet de faire fonctionner la centrale à relativement haute température ( $\approx 6000^\circ$  C dans la chaudière), et donc d'obtenir un meilleur rendement thermique qu'avec de l'eau.

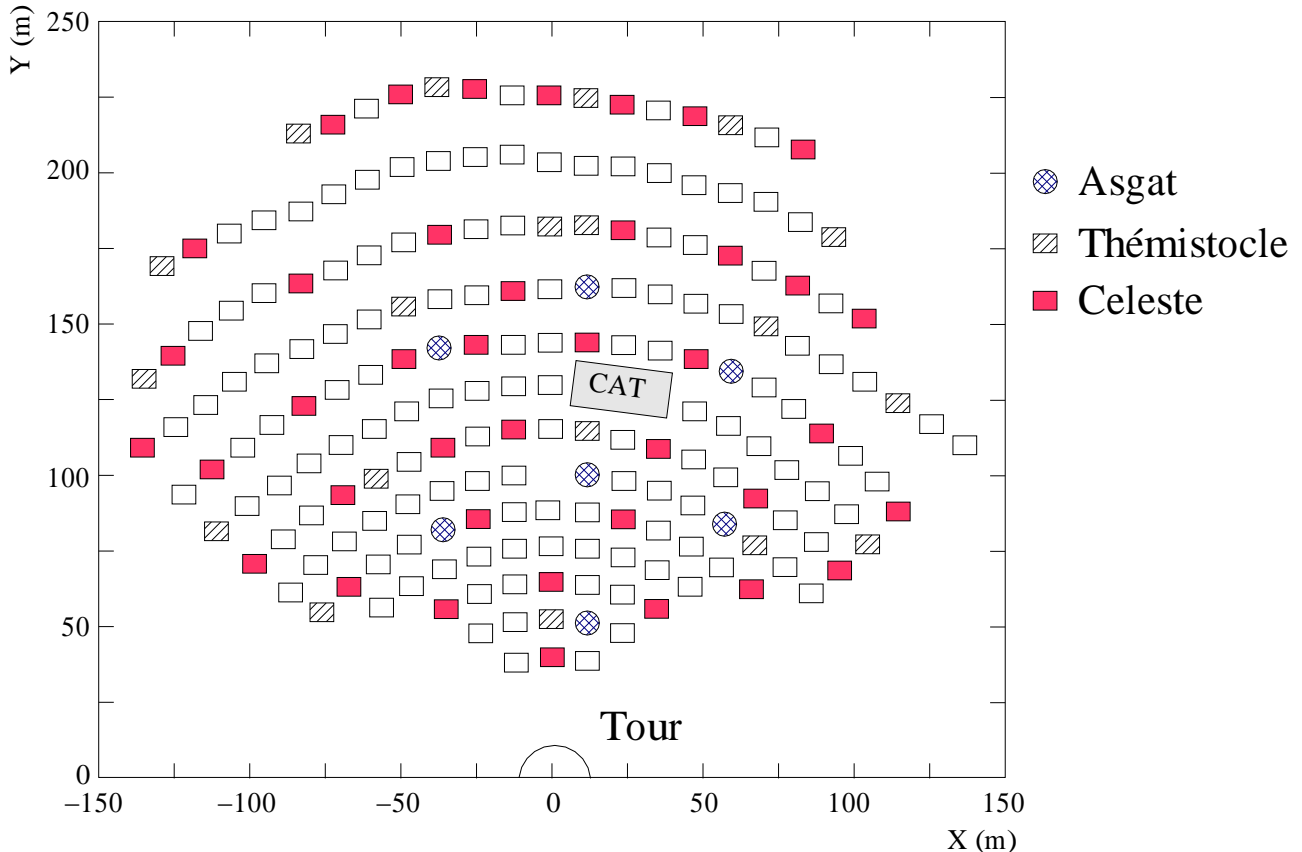


FIG. 5.2: Champ d'héliostats du site de Thémis. Les héliostats utilisés par les expériences Asgat et Thémistocle sont indiqués respectivement par des cercles et des rectangles hachurés. Ceux utilisés par CELESTE sont indiqués par des rectangles pleins, et la position de l'imageur CAT est également indiquée.

Cette technologie, si elle s'avérait potentiellement rentable dans des pays à plus fort ensoleillement, n'était guère adaptée au site de Thémis, où il fallait chauffer le sel la nuit et en cas de mauvais temps, pour éviter qu'il ne se solidifie.

D'un coût de revient trop élevé, la centrale Thémis resta une *vitrine technologique*, et ne déboucha jamais sur une utilisation de production. Elle fut arrêtée en 1986, après deux années de fonctionnement pour évaluation.

## 5.1 Les héliostats

### 5.1.1 Structure mécanique

La figure 5.3 montre un héliostat de Thémis. Ces héliostats sont constitués de 8 modules de 6 éléments de miroir chacun, plus 1 module plus petit constitué seulement de 2 éléments

de miroir. Chacun des éléments de miroirs est au départ un miroir plan de  $1.8 \text{ m} \times 0.6 \text{ m}$ , contraint à une forme cylindrique par un jeu de fixations. Ces éléments ont été ajustés en usine sur des modules de forme sphérique de focales respectives 100, 140, 200 et 240 m. Enfin, pour chaque héliostat, les  $8 + 1$  modules ont été assemblés sur une structure sphérique dont la focale a été ajustée selon la distance de l'héliostat à la tour. Il est à noter que les modules montés sur un héliostat ont été choisis dans le lot de focale immédiatement supérieure<sup>1</sup> à la distance de l'héliostat à la tour, de façon à ce qu'en dehors des conditions d'incidence normale, les aberrations de Coma soient minimisées.

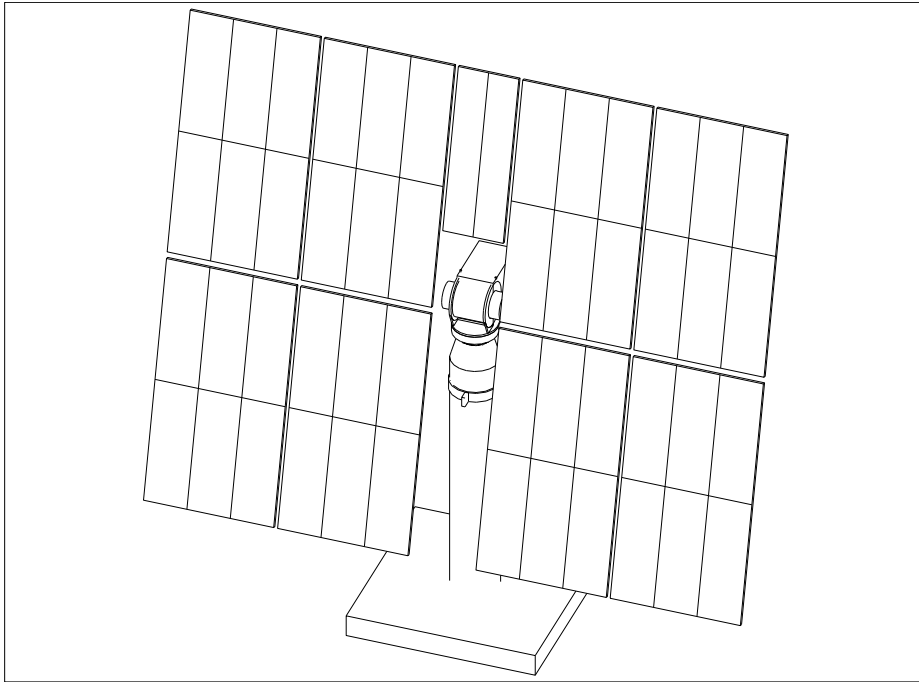


FIG. 5.3: *Un héliostat de Thémis*

Par ailleurs, la tête de rotation de l'héliostat est décalée par rapport au centre de l'héliostat de 38 cm orthogonalement au miroir et de 13 cm longitudinalement.

### 5.1.2 Propriétés optiques

Les miroirs des héliostats sont des miroirs argentiques protégés par une plaque de verre fine (0.5 cm) en face avant et une plaque plus épaisse de soutien ( $\approx 2.5 \text{ cm}$ ) en face arrière. Cette structure en sandwich, conçue pour obtenir une bonne tenue aux intempéries et une résistance à l'oxydation, a le défaut de couper la lumière aux longueurs d'ondes inférieures à 350 nm. La figure 5.4 montre la réflectivité des miroirs en fonction de la longueur d'onde, mesurée sous incidence normale sur un fragment.

Le tableau 5.1 résume les propriétés optiques essentielles des héliostats de Thémis.

Cette optique un peu compliquée a dû être entièrement modélisée afin de bien en comprendre les multiples défauts. Par ailleurs, du fait du manque d'entretien durant la période d'inutilisation du site, un certain nombre de miroirs sont brisés. Nous estimons qu'en moyenne, un à deux éléments de miroir manquent sur chaque héliostat, soit une perte de 2 à 4% de surface réfléchissante.

<sup>1</sup>Un héliostat situé à 110 m de la chaudière est ainsi équipé de modules de focale 140 m, et un héliostat à 180 m de modules de focale 200 m.

Taille du miroir	$7.34 \times 8.836$ m
Surface réfléchissante	54 m <sup>2</sup>
Focale	80 à 240 m
Précision de pointé	$\ll 0.1^\circ$
Réfectivité	90% à 400 nm

TAB. 5.1: *Propriétés optiques des héliostats de Thémis. On notera que la surface réfléchissante est inférieure à l'encombrement de l'héliostat, du fait de la surface non équipée au centre. Cette dernière a été prévue pour permettre de tourner l'héliostat vers le sol à des fins de maintenance.*

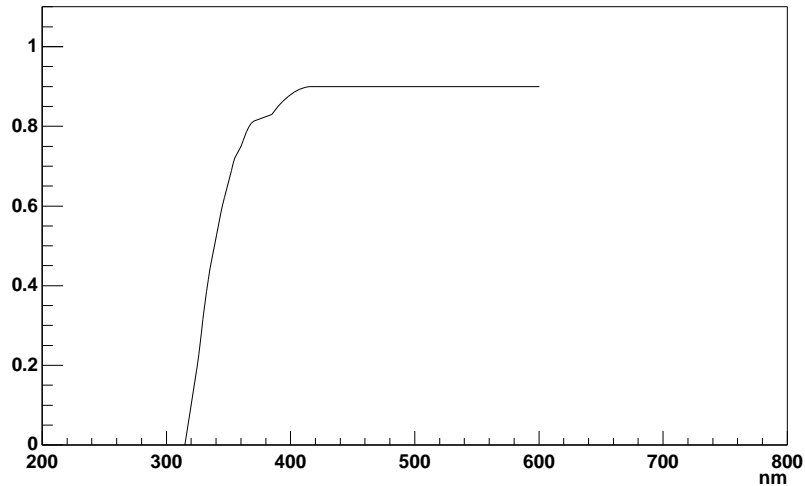


FIG. 5.4: *Réflectivité des héliostats de Thémis en fonction de la longueur d'onde.*

### 5.1.3 Monture et pilotage

Les héliostats sont équipés d'une monture alt-azimutale<sup>2</sup>, dont le pas de pointé est de 0.14 mrad  $\approx 0.01^\circ$ . Lors d'un suivi de source, la vitesse de l'astre dans le ciel représente environ 1 pas codeur toutes les 2 secondes. Compte tenu de la résolution angulaire attendue du télescope, un écart de pointé inférieur à 5 pas codeurs a été jugé acceptable, ce qui est compatible avec le temps de dialogue avec les 40 héliostats (un peu moins de 10 secondes). De façon à renvoyer la lumière collectée vers la tour, les héliostats pointent sur la bissectrice entre la direction de l'astre et la direction de la tour. Ce pointé indirect rend CELESTE insensible au handicap de la monture alt-azimutale, au contraire des télescopes traditionnels pour lesquels le zénith est un point singulier<sup>3</sup>.

Chaque héliostat est équipé d'un microprocesseur de la famille des Z80, qui assure les fonctions de pointé et de mesure de la position à l'aide de capteurs magnétiques, ainsi que d'un modem sériel permettant la communication avec un ordinateur placé en haut de la tour. Les héliostats utilisés par CELESTE sont regroupés sur 6 lignes séries à 1200 bauds, ce qui permet un dialogue en parallèle.

Afin de fiabiliser un système vieillissant dans lequel les erreurs de dialogue ne sont pas rares et d'accélérer ce dialogue, un remplacement par une communication radio est actuellement en chantier. Chaque héliostat équipé d'un processeur Motorola 68030 plus performant calculera lui-même la position de pointé à partir des coordonnées astrophysiques de la source. Cela

<sup>2</sup>Monture permettant une rotation autour d'un axe vertical (azimut), portant lui-même un axe horizontal (altitude).

<sup>3</sup>En ce point la vitesse azimutale tend vers l'infini, et les télescopes deviennent incapables de suivre leur cible.

allégera beaucoup les dialogues, permettant ainsi un pointé de meilleure précision. Surtout, la suppression des câbles sera un élément de sécurité, en particulier du fait des orages fréquents.

## 5.2 L'optique secondaire

La centrale solaire mélangeait les faisceaux en provenance des différents héliostats, alors qu'une utilisation astronomique exige de pouvoir séparer les signaux, comme évoqué au chapitre 3. Nous avons choisi une séparation spatiale des faisceaux, par l'adjonction d'une optique secondaire formant l'image de chacun des héliostats sur des détecteurs placés dans le plan focal.

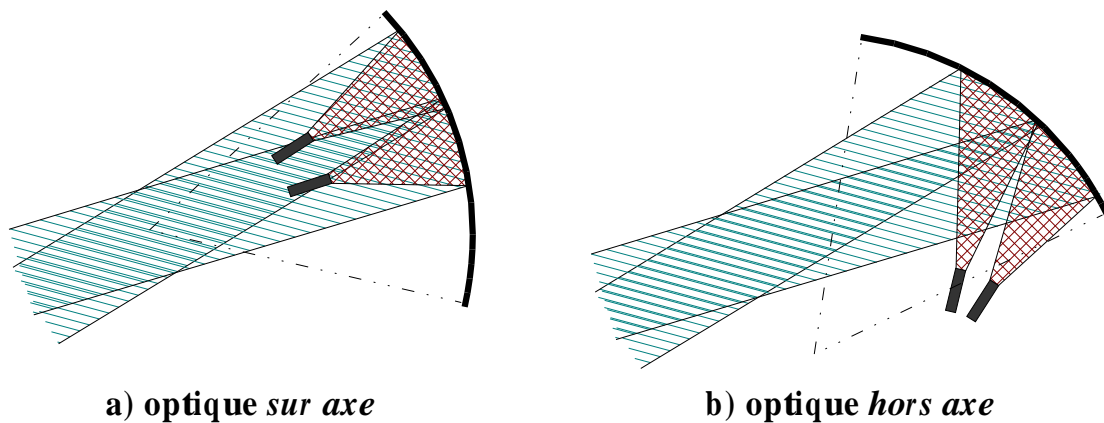


FIG. 5.5: Types d'optique secondaires, combinant avantages et inconvénients opposés : l'optique sur axe (a), choisie par CELESTE et SOLAR II, permet de minimiser les aberrations de Coma sur le miroir secondaire au prix d'une perte d'efficacité de collection due à un effet d'ombre. L'optique hors axe, choisie par STACEE, maximise au contraire l'efficacité de collection, mais paye cet avantage par un champ de vue moins bien défini et un taux de diaphonie plus important, du fait d'aberrations de Coma plus importantes.

Du fait notamment du coût prohibitif des lentilles de Fresnel de grande dimension, c'est finalement l'utilisation d'une optique secondaire par réflexion qui a été adoptée, sous la forme d'un miroir secondaire placé en lieu et place de l'ancienne chaudière. De façon à minimiser les aberrations de Coma, cette optique a été placée *sur axe* comme représenté sur la figure 5.5, à gauche, ce que n'aurait pas permis une lentille : un grand miroir sphérique possède en effet une continuité d'axes de symétrie nettement plus difficile à réaliser dans le cas d'une lentille. A chaque héliostat, pointant sur le centre du miroir, correspond un point focal spécifique tel que l'ensemble héliostat - miroir - détecteur constitue un système optique sur axe, à la condition que chaque détecteur ne voie que la partie du miroir en face de lui, ce qui est réalisé par l'adjonction de cônes de Winston. Ce système optiques ressemble fortement au télescope de Schmidt, dont il est inspiré.

L'inconvénient d'un tel montage est bien entendu une perte d'efficacité de collection due à l'interception de lumière par les détecteurs formant une ombre sur le miroir secondaire. STACEE [85], du fait de contrainte d'encombrement plus sévères, a au contraire choisi une optique hors axe, évitant ces pertes de lumière, mais au prix d'une augmentation des aberrations de Coma, et donc d'une moins bonne définition du champ de vue. La perte de lumière due aux ombres a été estimée au moyen d'une simulation détaillée. Elle atteint 20% pour les héliostats les plus proches, et dans les conditions d'incidence normale où la tache de la lumière est la plus compacte.

A l'emplacement de l'image géométrique de chaque héliostat se trouve un photomultiplicateur équipé d'un cône de Winston qui, comme on le verra par la suite, joue le rôle du diaphragme.

### Limite théorique : théorème de Liouville

Le théorème de Liouville est une relation de conservation de l'espace des phases. Il affirme que le produit de l'ouverture angulaire d'un faisceau lumineux par son extension spatiale est conservé par tous les dispositifs d'optique géométrique.

$$\Delta\theta \times \Delta d = \text{Cst}$$

Appliqué à la centrale solaire, pour un champ de vue de diamètre  $0.6^\circ$ , une taille d'héliostat de 8 m, ainsi qu'un détecteur efficace à  $180^\circ$ , on obtient une taille minimale de détecteur de 2.6 cm. L'optique secondaire de CELESTE a été conçue pour n'être pas très loin des conditions limites données par le théorème de Liouville, en concentrant les photons sur une surface minimale, sensiblement identique pour tous les héliostats, et ceci au prix d'une dispersion angulaire maximale sur les détecteurs

On a donc utilisé des photomultiplicateurs Philips XP 2282B, dont la face d'entrée fait 2 pouces de diamètre (et la photocathode 4 cm de diamètre).

#### 5.2.1 Séparabilité des images

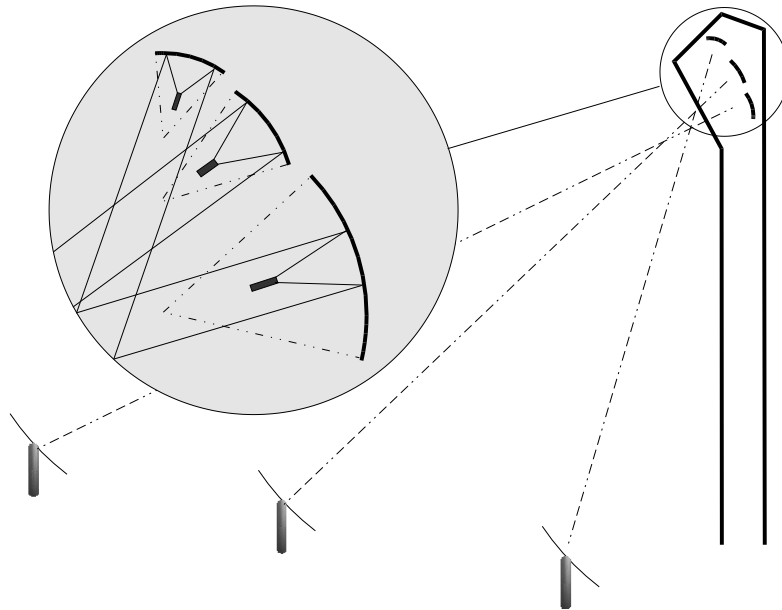


FIG. 5.6: Configuration générale de l'optique secondaire : trois groupes de miroirs de focales différentes ont été installés en haut de la tour. Le miroir du bas, de rayon de courbure  $R = 3.6$  m, forme l'image des héliostats du fond du champ sur une batterie de détecteurs. Au deuxième étage, deux miroirs plus petits ( $R = 2.2$  m) font face aux héliostats du milieu du champ. Enfin, au troisième étage, trois miroirs nettement plus petits ( $R = 1.3$  m) sont associés aux héliostats les plus proches de la tour, et de plus faible focale.

L'optique secondaire est constituée de 3 groupes de miroirs sphériques de focales respectives 1.8 m, 1.1 m et 65 cm faisant face respectivement aux héliostats du fond du champ, du milieu et au pied de la tour.

Scinder l'optique en trois groupes de focale différente procure plusieurs avantages :



- ⊙ Cela permet d'obtenir des images géométriques des différents héliostats de taille comparable, de 10 cm environ, relativement proche de la limite de Liouville, et donc d'utiliser des cônes de Winston de taille raisonnable :

la figure 5.7 décrit la formation de l'image de l'héliostat sur l'entrée du détecteur. On a représenté de couleur différente les rayons en provenance de chaque côté de l'héliostat, de façon à montrer l'inversion du sens de l'image sur le détecteur.

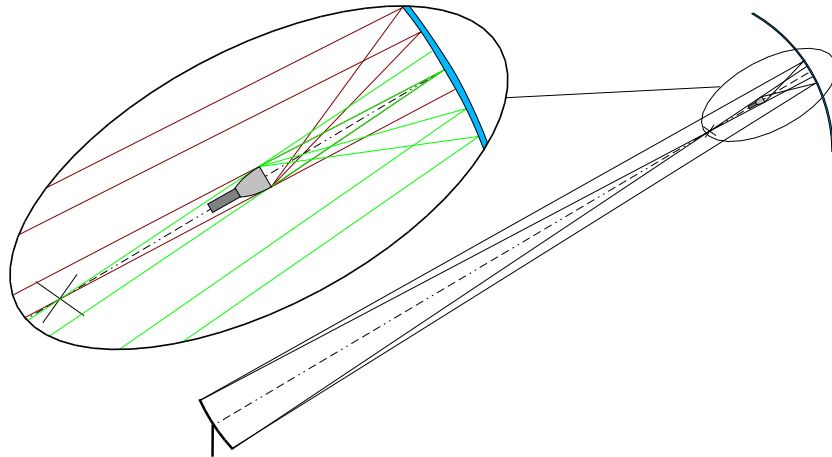


FIG. 5.7: Construction de la zone du sol visible par un détecteur. Le diamètre de cette zone est déterminé par la taille de la fenêtre d'entrée du cône, qui doit idéalement être de la même taille que l'image géométrique de l'héliostat par le miroir secondaire.

Si l'on note  $R$  le rayon du miroir secondaire,  $d$  la distance Héliostat-Tour,  $\phi$  le diamètre de la face d'entrée du détecteur, et  $\Phi$  la taille caractéristique d'un héliostat, on obtient la relation

$$\frac{R}{2}\Phi = d\phi \quad (5.1)$$

Pour des héliostats de 10 m de diagonale à 300 m pointant sur le miroir de rayon  $R = 3.6$  m, l'image fait ainsi 6.4 cm d'extension. Si le même miroir était utilisé pour former l'image des héliostats les plus proches, cette image aurait une taille de l'ordre de 20 cm, ce qui imposerait l'usage de gros détecteurs.

L'utilisation d'un miroir de rayon  $R = 1.3$  m permet de réduire cette taille à une valeur proche de celle obtenue avec le grand miroir pour les héliostats les plus lointains.

- ⊙ Chaque caméra est constituée d'un bloc de détecteurs placé devant le miroir secondaire associé. Cette segmentation de la caméra permet ainsi de limiter la taille des blocs et donc les effets d'ombres (d'autant plus que la taille des détecteurs individuels est également réduite, de par l'argument précédent).
- ⊙ Pour un champ de vue identique pour tous les héliostats, les angles d'incidence de la lumière sur les entrées des différents détecteurs sont comparables, et les détecteurs fonctionnent donc dans des conditions d'aberration voisines. Ce point sera précisé au paragraphe 5.2.2.

L'optique secondaire est ainsi utilisée dans des conditions d'efficacité et d'aberrations voisines pour tous les héliostats, ce qui évite d'introduire des inhomogénéités de réponse, du moins au niveau de l'optique secondaire.

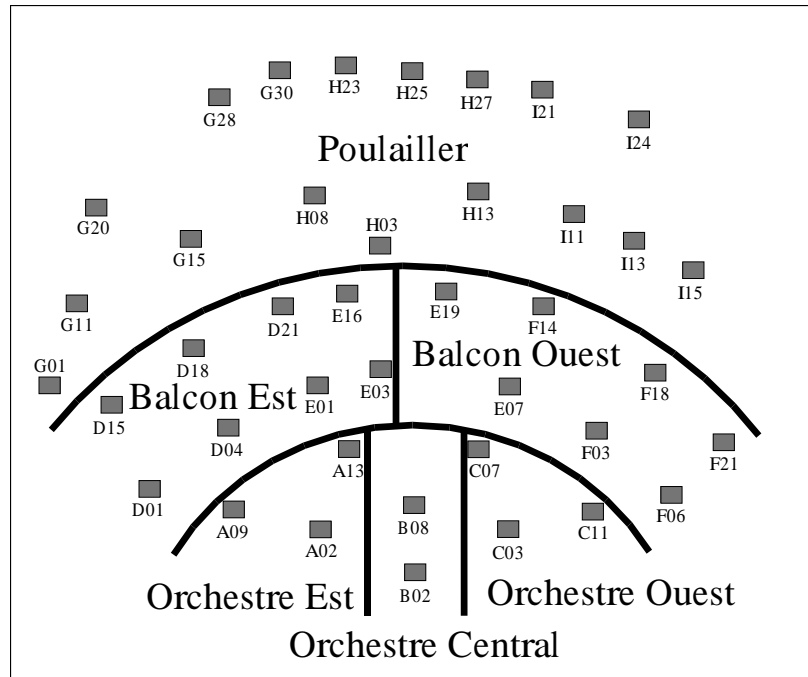


FIG. 5.8: Fraction du champ d'héliostats vue par chacun des miroirs secondaires. Le nom de chacun des miroirs, porté sur la figure, reflète la disposition en amphithéâtre de l'optique secondaire.

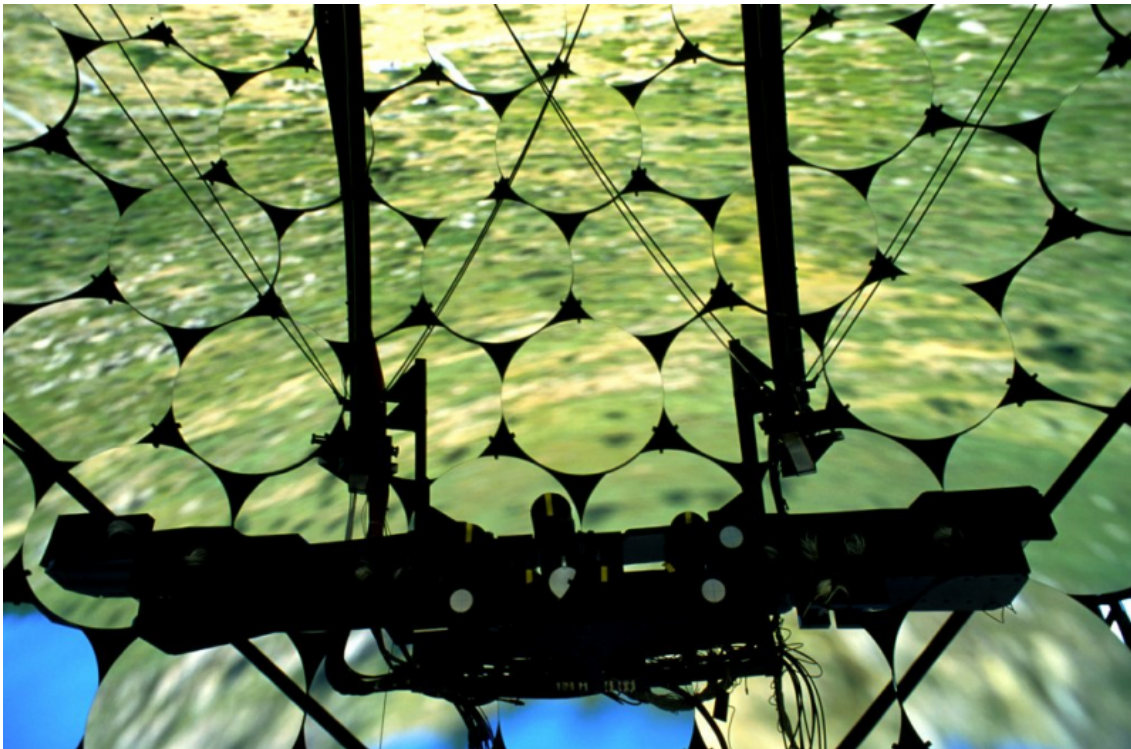


FIG. 5.9: Photographie du miroir secondaire du premier des trois étages (Poulailler), et des détecteurs lui faisant face. Crédit : Olivier Blaise.

La figure 5.10 montre une vue générale de l'optique secondaire de CELESTE, sur laquelle on distingue bien les trois groupes de 1, 2 et 3 miroirs sphériques au foyer desquels sont placés les détecteurs.

La figure 5.11 représente la partie du sol vue par les détecteurs, à laquelle on a superposé

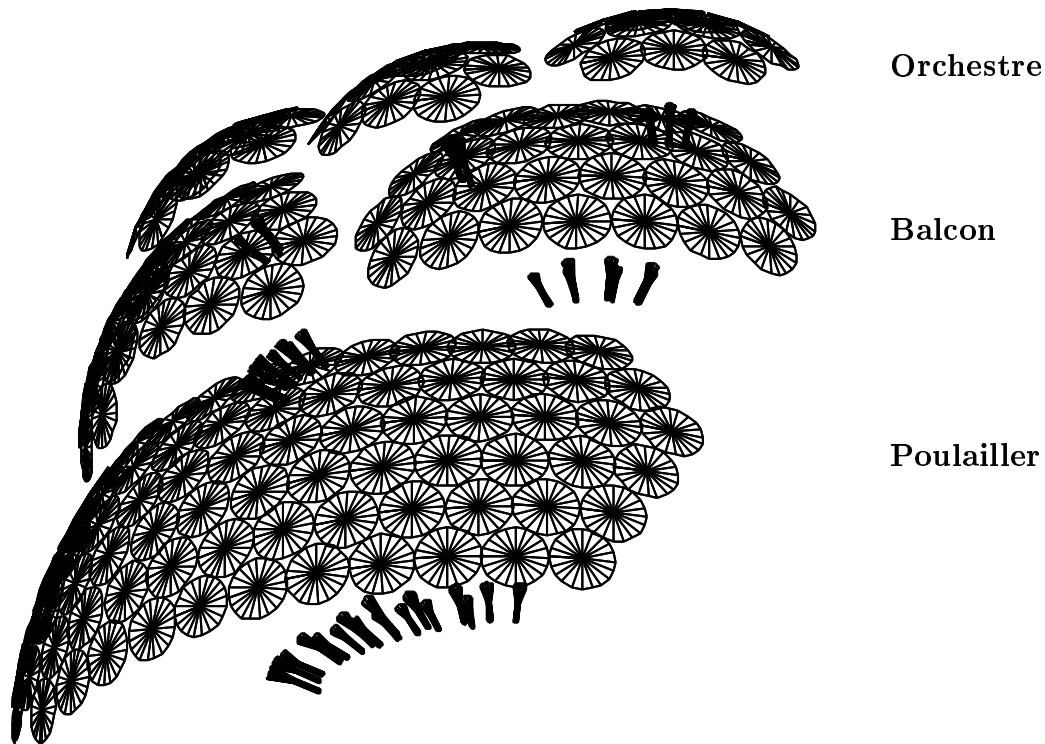


FIG. 5.10: Vue générale de l'optique secondaire de CELESTE, reconstituée par le logiciel de simulation décrit en 7.1. On distingue également les 40 détecteurs formés d'un cône de Winston accolé à un photomultiplicateur.

la projection conique des héliostats vus depuis le haut de la tour, pour un pointé vers le sud et un pointé vers le nord.

Chaque zone, représentée par les points de simulation, est définie par le diamètre d'entrée d'un détecteur, et apparaît comme bien localisée autour l'héliostat qui lui correspond. Cela montre que l'optique a un taux de diaphonie négligeable, et que, pour des conditions normales de pointé, le bruit d'albédo (lumière nocturne réémise par le sol) ne doit pas représenter plus de 30% de la surface d'un héliostat.

En hiver, lorsque le sol est couvert de neige, ce bruit d'albédo pourra se traduire par une augmentation du bruit de fond de ciel de l'ordre de 20%, mais en été, l'effet doit être nettement moindre. Par contre, dans des conditions de pointé moins favorables, la projection de l'héliostat peut couvrir une surface moindre au sol, et l'albédo prendra alors une importance accrue. C'est l'une des raisons qui ajoutée à de nombreuses autres détaillées au long de cette thèse, fait que la centrale solaire n'est utilisable efficacement que pour une partie restreinte du ciel, au voisinage du zénith et plutôt vers le Sud.

### 5.2.2 Sélection en champ de vue

Sélectionner en champ de vue, c'est à dire sélectionner la partie du ciel visible par un héliostat, revient à diaphragmer le miroir secondaire pour chaque détecteur. L'idée initiale consistait à placer un diaphragme au centre optique de chaque miroir secondaire. Elle comportait trois désavantages : ce diaphragme serait d'une part vu sous des angles nettement différents d'un héliostat à l'autre, ce qui occasionnerait des distorsions de champ de vue. Le champ de vue de chaque héliostat serait en outre proportionnel à l'inverse de sa distance à la tour, ce qui introduirait une inhomogénéité de la réponse du champ. Enfin, l'encombrement d'un tel dispositif serait incompatible avec la séparation de l'optique secondaire en six miroirs, car il faudrait alors

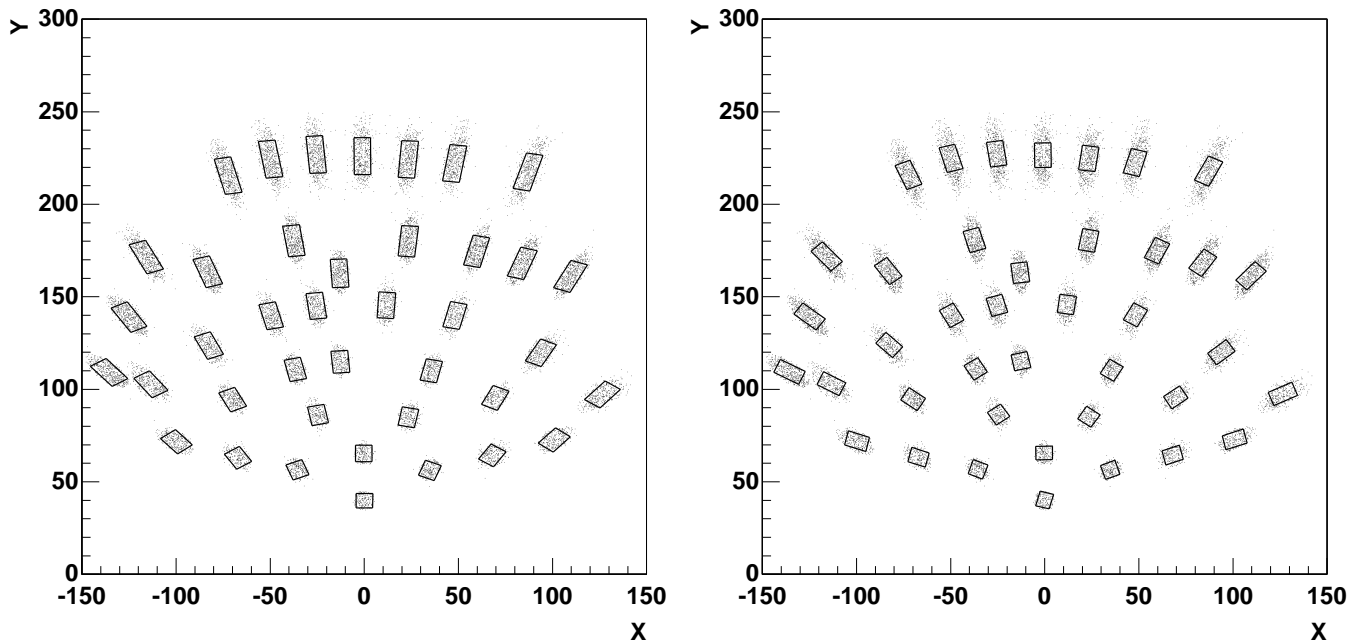


FIG. 5.11: *Partie du sol vue par les détecteurs de CELESTE. Chaque zone ponctuelle (points de simulation) correspond à la partie du sol vue par un détecteur. L'héliostat associé à chaque détecteur a été représenté en projection conique depuis la tour, à l'échelle, sous la forme d'un quadrilatère. Sur la figure de gauche, les héliostats pointent à  $70^\circ$  d'élévation, au sud, c'est à dire au passage de la nébuleuse du Crabe au transit. Sur la figure de droite, les héliostats pointent au Nord, à  $60^\circ$  d'élévation, ce qui correspond à la limite de la zone d'observabilité du ciel.*

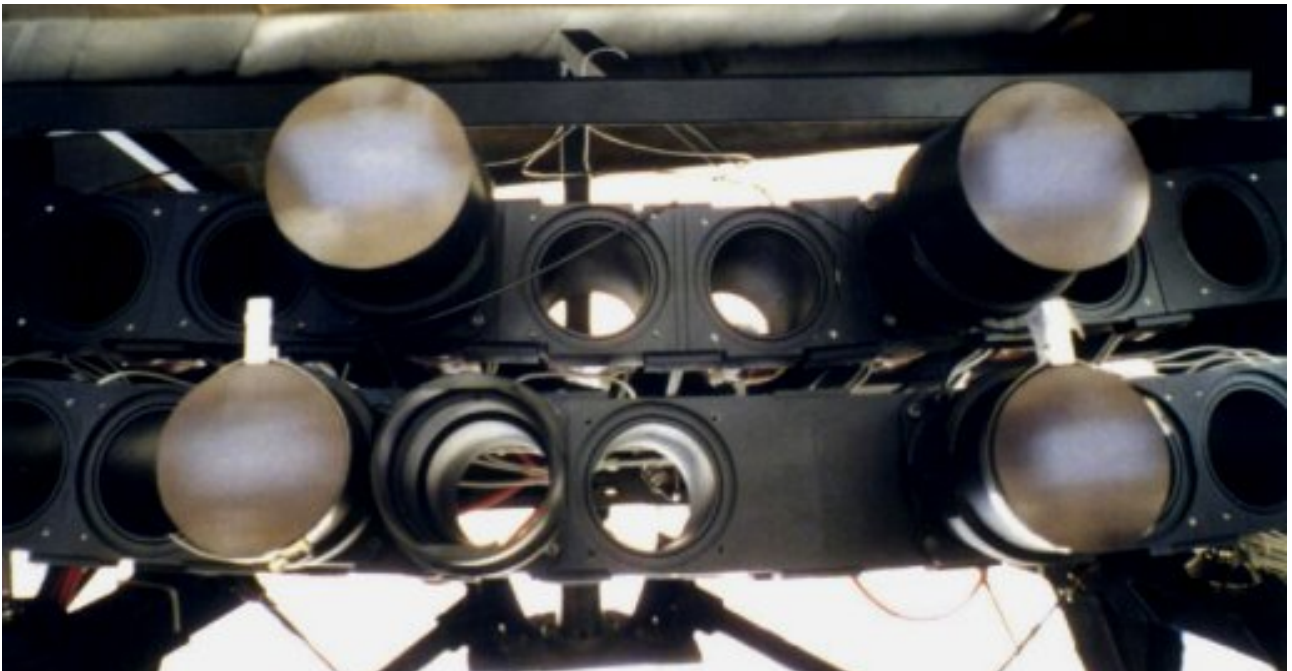


FIG. 5.12: *Photographie de l'un des ensembles de détecteurs de CELESTE. On distingue l'image des héliostats sur la face d'entrée de chaque détecteur.*

six diaphragmes. Pour ces raisons, il était nécessaire de concevoir un diaphragme *virtuel*. Cette fonctionnalité est assurée par un *cône de Winston* placé en avant du photomultiplicateur. Nous décrirons en détail le fonctionnement d'un tel dispositif ultérieurement, et admettrons pour le moment qu'un cône de Winston effectue une sélection angulaire, comme indiqué sur l'encart de la figure 5.13 : tous les rayons lumineux entrant dans le cône avec une incidence inférieure à l'incidence limite  $\alpha_0$  sont transmis dans le photomultiplicateur, alors que les autres sont rejetés par le cône. De ce fait, le cône placé en face du miroir de rayon  $R$  sélectionne une zone du miroir secondaire et agit comme un diaphragme de rayon  $R/2 \tan \alpha_0$ .

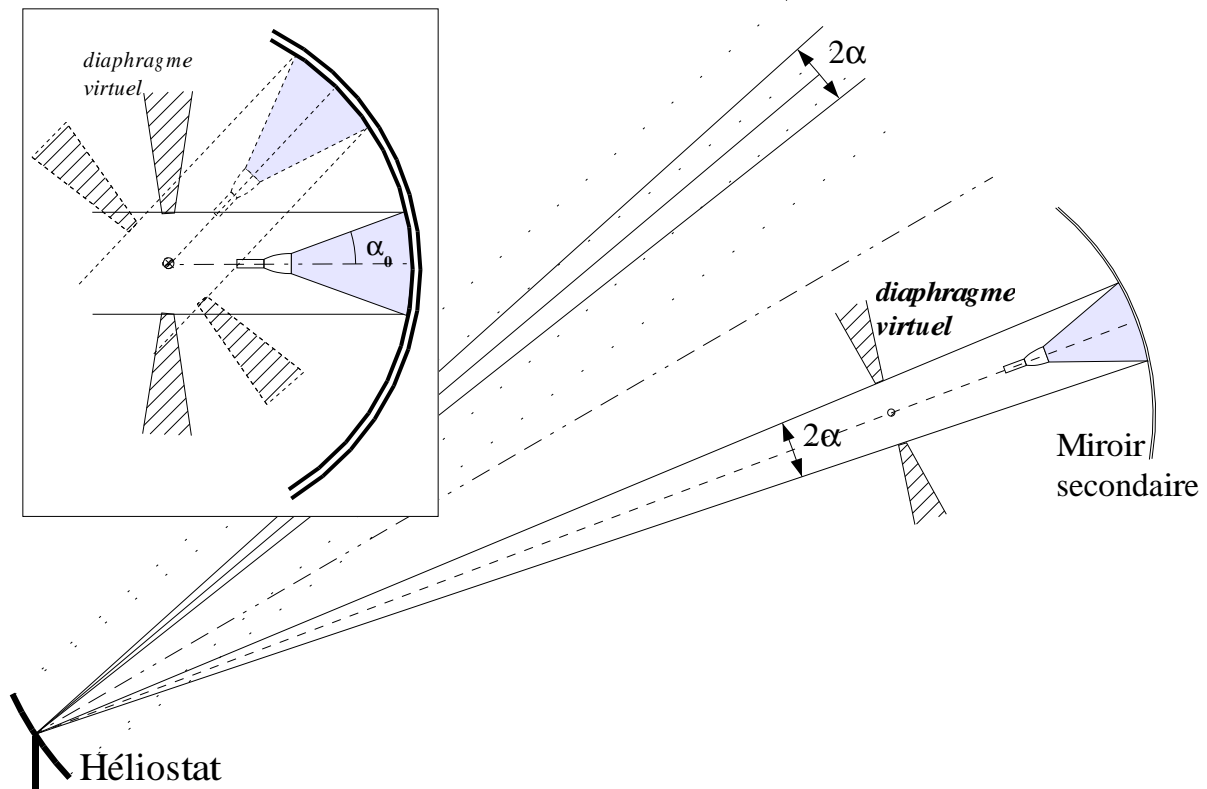


FIG. 5.13: Construction du champ de vue d'un héliostat. La partie du miroir secondaire sélectionnée par le cône de Winston correspond à un faisceau de rayon définissant un champ de vue géométrique dont la largeur est  $2\alpha$

La figure 5.13 montre comment cette sélection angulaire définit géométriquement un champ de vue pour l'héliostat associé : à la partie du miroir secondaire vue par le détecteur correspond un cône lumineux d'origine au centre de l'héliostat, cône dont l'ouverture est donnée par le diaphragme virtuel. Ce cône correspond à son tour à un champ de vue géométrique pour l'héliostat.

Enfin, la figure 5.14 montre la forme du champ de vue de chacun des 40 héliostats utilisés dans la phase actuelle de l'expérience, dans les conditions optimales, c'est à dire sous incidence normale sur l'héliostat. Ces courbes, obtenues par simulation détaillée, montrent que pour une valeur intégrée à peu près constante, la forme du champ de vue varie notablement d'un héliostat à l'autre. Les héliostats les plus lointains (séries G et I) ont un champ de vue plus rectangulaire que les plus proches. Ceci est dû au fait qu'un héliostat à grande distance se comporte à peu près comme un miroir sphérique *parfait*, dans la mesure le diaphragme virtuel a un diamètre ( $\approx 3$  m) grand devant les dimensions transverses des panneaux (0.5 m). Son champ de vue est alors bien défini par le cône de Winston, et apparaît rectangulaire avec une largeur de 5 mrad conforme aux attentes.

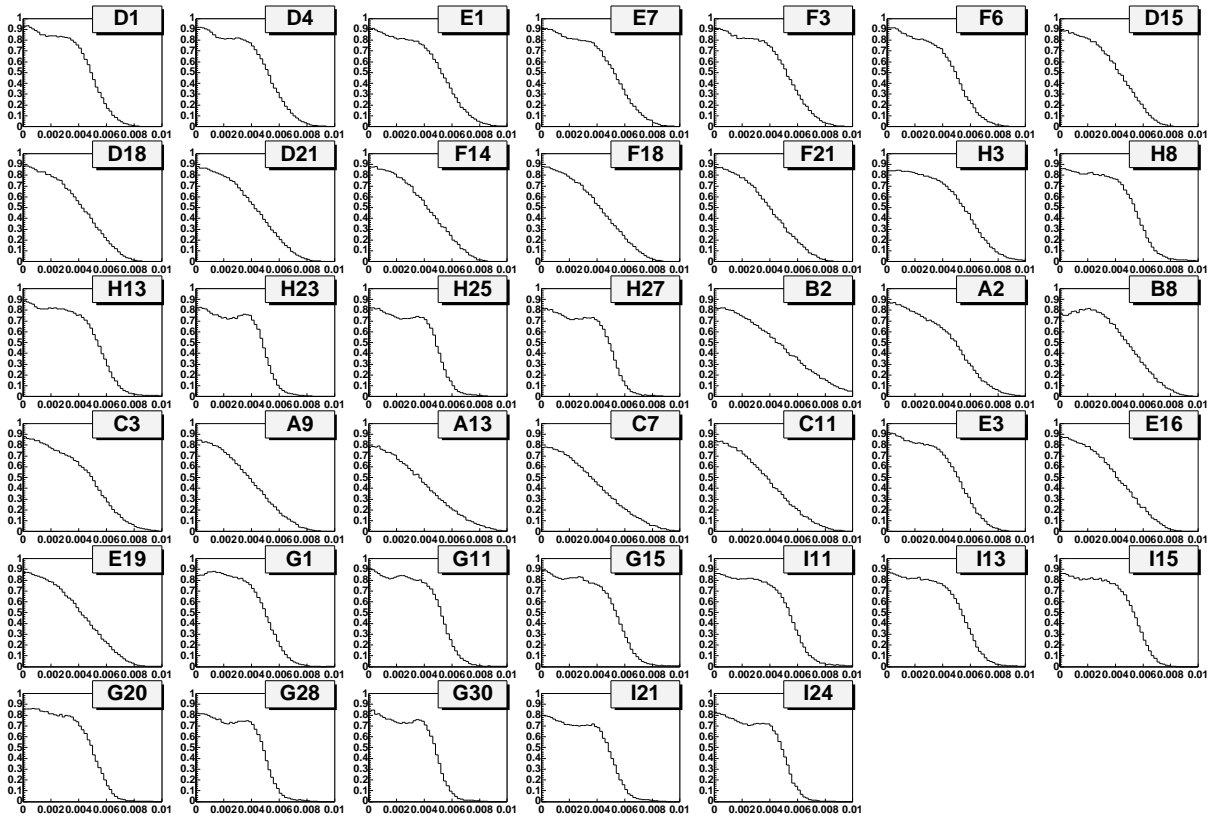


FIG. 5.14: *Champ de vue nominal des 40 héliostats, c'est à dire pour une incidence normale. L'efficacité de collection (en axe vertical) est représentée en fonction de l'angle d'incidence par rapport à la direction de pointé. L'axe horizontal a une extension de 10 mrad, identique pour tous les héliostats.*

Pour les héliostats les plus proches (série A,B et C), la région du miroir secondaire vue par le cône de Winston a un diamètre voisin de 1 m. Le détail de la structure de l'héliostat représente 50% de cette dimension, et induit alors un élargissement du champ de vue qui devient nettement moins rectangulaire, avec une longueur de décroissance de quelques mrad, correspondant à la dimension des panneaux.

Le creux qui apparaît enfin dans le champ de vue des héliostats au voisinage du maximum provient de deux effets : d'une part, les ombres dues aux caméras, et d'autre part, les régions du miroir secondaire non équipées, qui ont une taille de l'ordre de 10 cm et occasionnent une perte intégrée de l'ordre de 8%<sup>4</sup>.

Notons enfin que l'efficacité de collection optique (ne prenant pas en compte les réflectivités spectrales) sur axe dépasse ou avoisine les 80% pour la totalité des héliostats.

### 5.2.3 Focalisation et image des héliostats

Une première tentative de réglage des héliostats a été faite en installant un photomultiplicateur au centre de la porte d'entrée de la tour, c'est à dire au point focale théorique des héliostats, et en maximisant la lumière reçue pour un pointé sur une étoile.

Il s'est avéré que cette méthode était inappropriée à cause des propriétés optiques intrinsèques des héliostats. Dans cette partie, nous étudions l'image d'un héliostat dans le plan

<sup>4</sup>Ces *vides* résultent de l'impossibilité de paver un grand miroir par de petits miroirs circulaires. STACEE et SOLAR II ont choisi d'installer des miroirs hexagonaux pour pallier ce problème, mais nous avons jugé que le surcoût résultant de ces découpes ne se justifiait pas. Nous avons préféré introduire un chevauchement des miroirs, en les plaçant sur deux sphères de rayon de courbure différant de 2 cm.

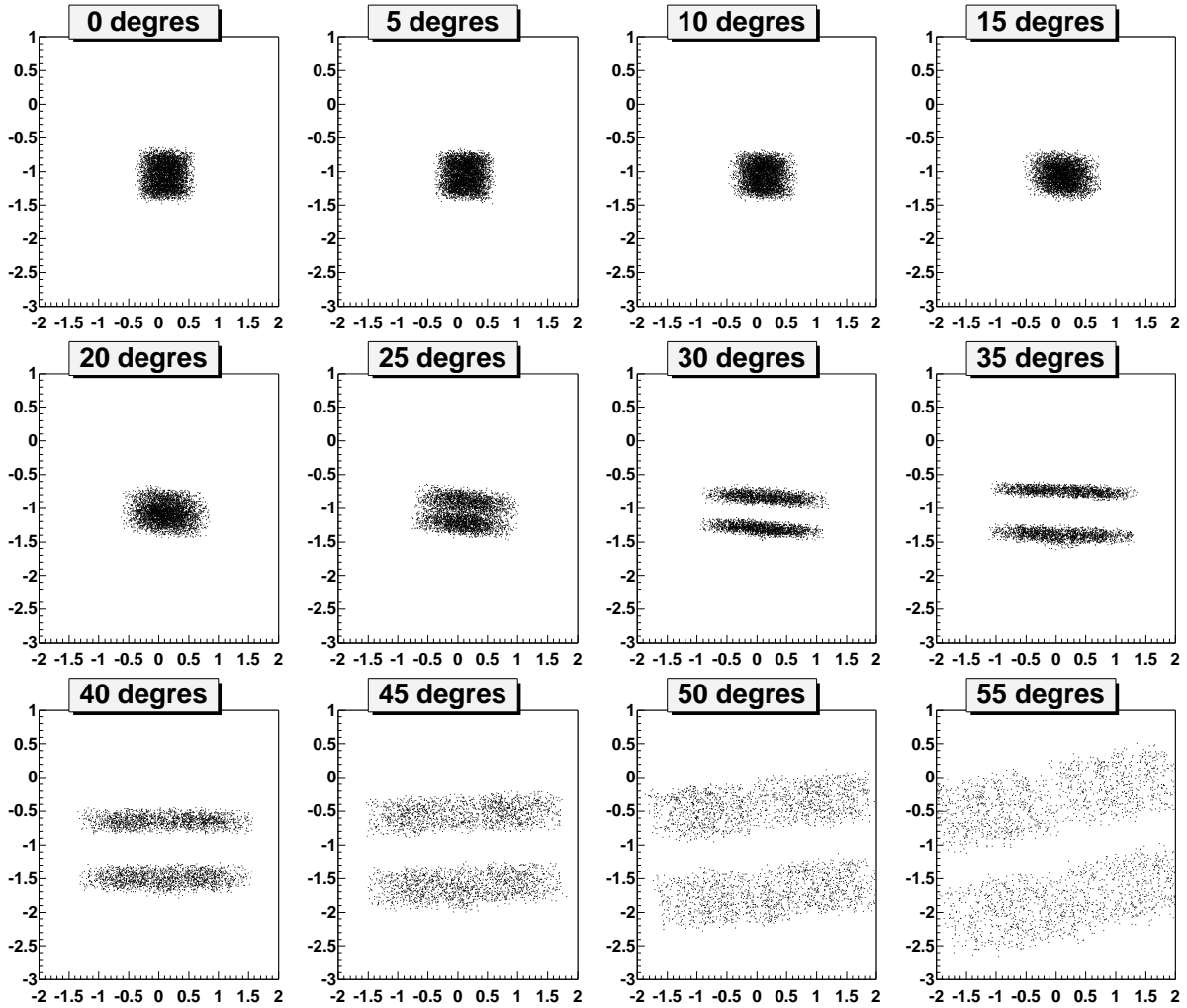


FIG. 5.15: Image d'une étoile dans le plan d'entrée de la tour pour un héliostat (ici H03), et en fonction de l'angle d'incidence de la lumière sur l'héliostat. Il s'agit du résultat d'une simulation Monte Carlo prenant en compte la géométrie détaillée de l'héliostat. Une visée au zénith correspond à un angle d'incidence compris entre  $35^\circ$  et  $40^\circ$  pour cet héliostat. Les distances indiquées sur les axes sont en mètres.

d'entrée de la tour pour un pointé sur une étoile.

La figure 5.15 montre le résultat d'une simulation détaillée de la réponse d'un héliostat à la lumière d'une étoile (*i.e.* à un faisceau parallèle), dans le plan d'entrée de la tour, et pour des angles d'incidence sur l'héliostat croissant de  $0^\circ$  (pointé au Sud à  $20^\circ$  d'élévation) à  $55^\circ$  (pointé à  $50^\circ$  d'élévation au Nord). La complexité de la réponse de l'héliostat reflète la complexité intrinsèque de son optique.

Rappelons<sup>5</sup> que pour une optique sphérique de focale  $f_0$ , éclairée par un faisceau faisant un angle  $\alpha$  avec la normale en son sommet, la distance focale dans le plan d'incidence est diminuée d'un facteur  $\cos \alpha$  alors que celle dans le plan orthogonal est augmentée du facteur inverse. Par ailleurs, la tache image dans le plan focal est de dimension  $d(1 - \cos \alpha)$ , où  $d$  est la dimension transverse du miroir.

Les points remarquables sont les suivants :

- ⊙ Sous incidence normale, la dimension horizontale de l'image d'une étoile (par un héliostat) sur la porte d'entrée de la tour fait de l'ordre de 70 cm, alors que la dimension verticale est

<sup>5</sup>Pour une étude plus complète sur le sujet, on se reportera à l'annexe A.

inférieure à 40 cm. Il s'agit en fait de l'image des panneaux constituant les héliostats : ces panneaux sont cylindriques, et leur largeur fait 60 cm. Les images des différents panneaux ne se superposent pas tout à fait dans le plan d'entrée de la tour, du fait de la focale plus longue des modules sur lesquels ils sont ajustés. Cela introduit un élargissement de l'image dans les directions verticales et horizontales.

- ⊙ Lorsque l'angle d'incidence augmente, l'image grandit dans sa dimension horizontale. Cela est dû au fait que la distance focale de l'héliostat augmente dans ce plan d'un facteur  $1/\cos \alpha$ , induisant pour un héliostat de taille  $d$  une augmentation de la taille de l'image d'un facteur  $d(1/\cos \alpha - 1)$ . Pour  $\alpha = 30^\circ$ , l'image croît alors d'un peu plus d'un mètre, ce qui est conforme à la simulation.
- ⊙ Dans le même temps, on observe une séparation nette de deux images dans le sens vertical. Ce point est expliqué schématiquement sur la figure 5.17. L'héliostat est constitué de modules dont la focale est plus longue que celle de l'héliostat. Vue dans la tranche, cette situation se présente comme sur la figure 5.16, et l'on voit en fait deux groupes de modules, de points focaux primaires  $F_1$  et  $F_2$ . Lorsque  $\alpha$  croît, les points  $F_1$  et  $F_2$  se rapprochent de l'entrée de la tour, alors que le point focal primaire de l'héliostat  $F$  s'en éloigne vers l'héliostat. Lorsque ces deux points sont à peu près sur la porte d'entrée de la tour, on observe alors deux images fines et nettes, séparées d'une distance  $d(1 - \cos \alpha) \approx 1.4$  m ( $d \approx 8$  m) pour  $\alpha = 35^\circ$ , ce qui correspond à la bulle médiane de la figure 5.17.
- ⊙ Lorsque  $\alpha$  continue de croître, les points focaux  $F_1$  et  $F_2$  passent de l'autre côté de la porte d'entrée de la tour, et les deux images, continuent de se séparer, mais s'élargissent à nouveau.

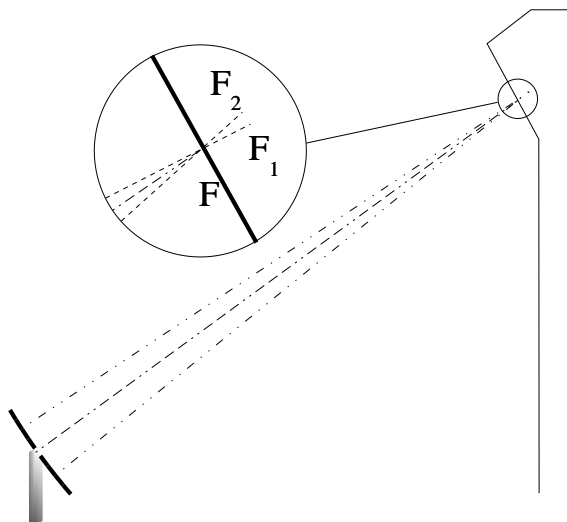


FIG. 5.16: Position des différents points focaux d'un héliostat sous incidence normale : le point focal principal de la structure,  $F$ , se trouve sur le plan d'entrée de la tour (par construction). Les points focaux des modules  $F_1$  et  $F_2$  sont situés en arrière du point focal principal.

Cette simulation explique pourquoi la stratégie de réglage des miroirs utilisée initialement était inadaptée : le réglage se faisant dans des conditions voisines des conditions d'observation, c'est à dire à des angles  $\alpha \approx 30^\circ$ , on réglait les héliostats sur l'une des images des modules, et non sur la zone sombre médiane comme il aurait fallu le faire. En fait, la seule solution vraiment fiable pour régler les héliostats est d'utiliser l'optique secondaire, et de cartographier une étoile pour en déterminer la position apparente, comme il sera décrit au chapitre 8.



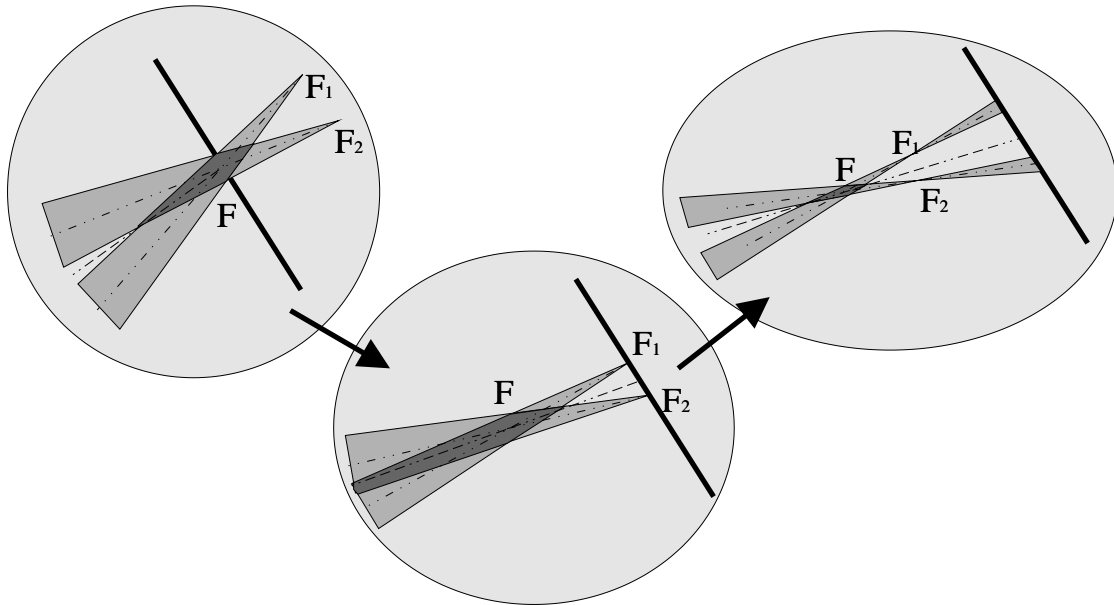


FIG. 5.17: Evolution de l'image d'un héliostat dans le plan d'entrée de la tour lorsque l'angle d'incidence croît : sous incidence normale, les images des différents modules sont larges et confondues au point focal principal  $F$ . Lorsque l'angle augmente, les distances focales diminuent, et les points focaux secondaires  $F_1$  et  $F_2$  finissent par rejoindre le plan d'entrée de la tour (deuxième bulle). Dans le même temps, le point focal principal  $F$  recule lui aussi. Il en résulte une séparation des images des différents modules, chaque image étant pratiquement ponctuelle. Si l'angle continue d'augmenter, les images des modules continuent de s'éloigner l'une de l'autre, et recommencent à s'élargir (troisième bulle).

Cette simulation a sans doute comme principal intérêt de mettre en valeur la complexité de la réponse d'une centrale solaire, où la présence d'aberrations importantes modifie notablement l'efficacité de collection aussi bien que le champ de vue en fonction de la direction de pointé. Il en résulte une stratégie d'observation prudente, se limitant à des sources observables dans des conditions d'aberration minimale, c'est à dire transitant au sud au voisinage de  $70^\circ$  d'élévation<sup>6</sup>.

## 5.3 Les cônes de Winston

La sélection en champ de vue est assurée par des cônes de Winston, fixés (avec collage optique) sur la fenêtre d'entrée des photomultiplicateurs, qui permettent à chaque détecteur de ne voir qu'une partie restreinte du miroir secondaire. Nous décrivons ici le principe de fonctionnement de ces cônes, ainsi que la confrontation d'un modèle avec une série de tests, réalisés sur banc optique avant l'installation à Thémis.

### 5.3.1 Géométrie des cônes

Un cône de Winston est un réflecteur à surface de révolution dont la génératrice est une portion de parabole. Dans tout plan médian, il transmet tous les rayons lumineux faisant un angle inférieur à un angle nominal caractéristique du cône et rejette tous les autres. Si l'on note  $\theta$  l'angle nominal, la génératrice est un morceau de parabole incliné par rapport à la verticale de ce même angle  $\theta$  (voir la figure 5.18). Les faces d'entrée et de sortie font alors un angle  $\theta$  par rapport à l'horizontale.

<sup>6</sup>Cet angle correspond à peu près au plan de l'écliptique auquel appartient le soleil, ce qui explique pourquoi les centrales solaires ont été optimisées dans cette direction.

Tout point de la circonférence du cercle de base du cône est le point focal pour la portion de parabole lui faisant face. Dès lors, tous les rayons lumineux arrivant avec un angle  $\theta$  (dans le plan de construction) sur le cône convergent sur le point opposé du cercle définissant la base du cône (figure 5.19, image centrale). Les rayons d'angle supérieur sont rejetés tandis que les rayons d'angle inférieur traversent la base du cône et sont transmis par ce dernier.

Un tel cône peut être soit vide, et fonctionner alors par réflexion métallique sur la surface interne, soit plein, en matériau transparent, et fonctionner alors en réflexion vitreuse totale. Nous avons choisi d'utiliser des cônes pleins qui possèdent la propriété intéressante de déporter le dioptre air-verre de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur vers la face d'entrée du cône, où les angles d'incidence sont moindres, comme on le verra dans la suite.

Les équations qui relient la focale  $f$  du cône et le diamètre de la face de sortie  $\Phi_s$  à l'angle limite interne  $\theta$  et au diamètre d'entrée  $\Phi_e$  sont alors données par :

$$\Phi_e = \frac{2f}{\sin \theta (\sin \theta + 1)} \quad \Phi_s = \frac{2f}{\sin \theta + 1} \quad (5.2)$$

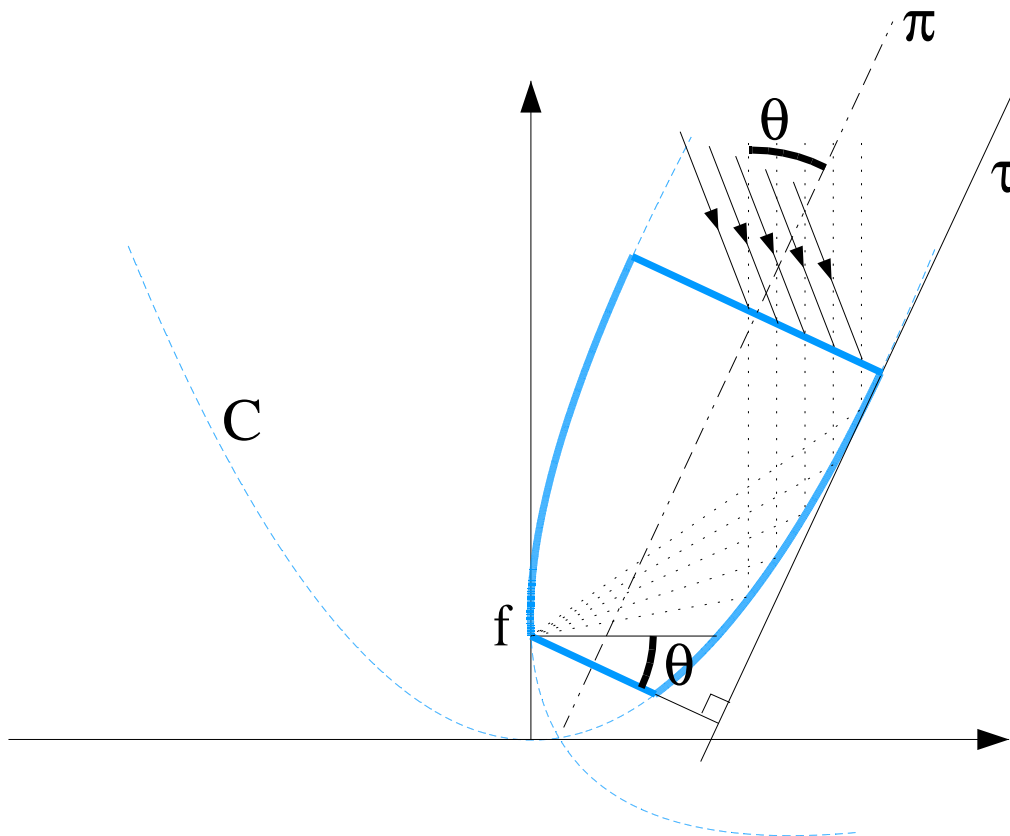


FIG. 5.18: Définition géométrique d'un cône de Winston : en fonction des caractéristiques du cône souhaité, c'est à dire en général de l'angle de coupure  $\theta$  et du diamètre de la face d'entrée  $\Phi_e$ , on détermine une parabole  $C$  de focale  $f = \Phi_e \sin \theta (\sin \theta + 1) / 2$  et on trace la droite passant par le point focal et faisant un angle  $-\theta$  avec l'horizontale. Cette droite déterminera la base du cône. Pour déterminer la hauteur totale du cône, on trace ensuite la tangente  $\tau$  à la parabole et perpendiculaire à la précédente. Le point de contact de cette droite avec la parabole détermine la face d'entrée du cône. On génère enfin un objet de révolution passant par le point focal, dont la génératrice est la portion de parabole comprise entre les droites construites et dont l'axe principal  $\pi$  est incliné d'un angle  $-\theta$  par rapport à la verticale. Dès lors, tous les rayons faisant un angle  $\theta$  par rapport à la normale à la base du cône sont parallèle à l'axe de la parabole, et, après réflexion, concourent au point focal. Les rayons faisant un angle inférieur à l'angle nominal  $\theta$  traversent la base du cône entre le point focal et la parabole elle-même, tandis que les rayons d'angle supérieur croisent la base à gauche du point focal, et, après d'autres réflexions, sont finalement rejetés par le cône.

La hauteur du cône s'écrit alors :

$$h = \frac{f \cos \theta}{\sin^2 \theta} \quad (5.3)$$

Le diamètre d'entrée  $\Phi_e$  est contraint par la taille de l'image géométrique de l'héliostat, l'angle  $\theta$  est imposé par la taille du champ de vue que l'on veut sélectionner pour l'héliostat, et le diamètre de sortie  $\Phi_s$  doit correspondre à peu près à la taille de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur.

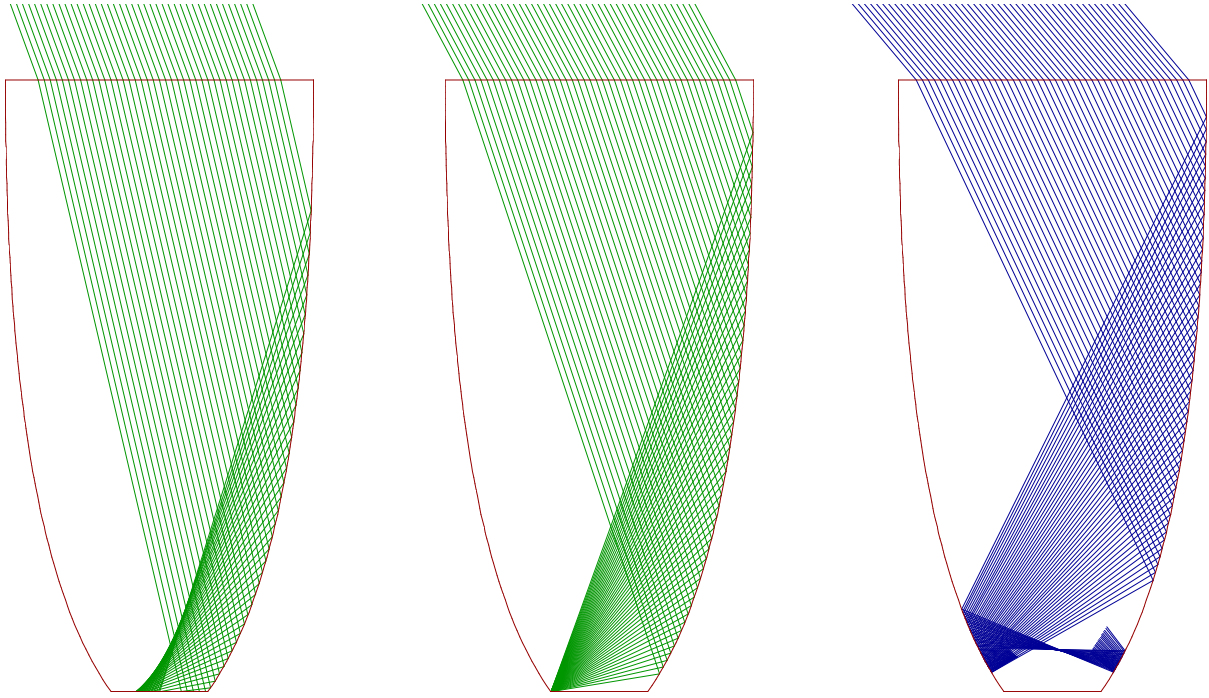


FIG. 5.19: Résultat d'une simulation montrant le comportement d'un cône de Winston pour un angle d'incidence inférieur à l'angle limite  $\theta$  à gauche, égal à  $\theta$  au milieu, et supérieur à droite. Dans le premier cas, les rayons lumineux sont transmis par le cône, alors que dans le dernier, il sont renvoyés vers la face d'entrée.

Dans le cas de CELESTE, les diamètres de sortie  $\Phi_s$  des différents cônes sont sensiblement identiques en vertu du théorème de Liouville, car le champ de vue doit être sensiblement le même pour tous les héliostats. On a donc choisi de fabriquer des cônes dont la face de sortie était la même pour tous, ce qui de plus facilite la jonction avec les photomultiplicateurs placés en sortie de cône.

Le tableau 5.2 décrit la géométrie des 6 formats de cônes utilisés dans l'expérience CELESTE.

### 5.3.2 Choix du verre

La hauteur des cônes pouvant atteindre 20 cm, le verre doit avoir une très bonne transparence dans le visible. Cette contrainte est dominante, mais les suivantes ont été également prises en compte :

- ⊙ L'indice  $n$  du verre doit être inférieur ou égal à l'indice de la fenêtre d'entrée du verre du photomultiplicateur, de façon à éviter une réflexion totale sur cette surface.

Numéro du format	$\theta(^{\circ})$	$\theta_e(^{\circ})$	$f$ ( mm )	$\Phi_e$ ( mm )	$\Phi_s$ ( mm )	$h$ ( mm )
1	18.33	28.15	21.03	101.7	32	201.8
2	19.84	30.61	21.43	94.3	32	175.0
3	21.84	33.92	21.95	86.0	32	147.2
4	23.80	37.25	22.46	79.3	32	126.2
5	25.64	40.48	22.92	73.9	32	110.3
6	27.44	43.73	23.37	69.4	32	97.7

TAB. 5.2: Caractéristiques géométriques des cônes utilisés dans l'expérience CELESTE. On donne dans le tableau la valeur de l'angle nominal  $\theta$  ainsi que celle de l'angle nominal externe  $\theta_e$ , qui est l'angle d'incidence des rayons réfractés dans le cônes à l'angle nominal  $\theta$ . (On a alors  $\sin\theta_e = n\sin\theta$ , où  $n \approx 1.5$  est l'indice du verre du cône).

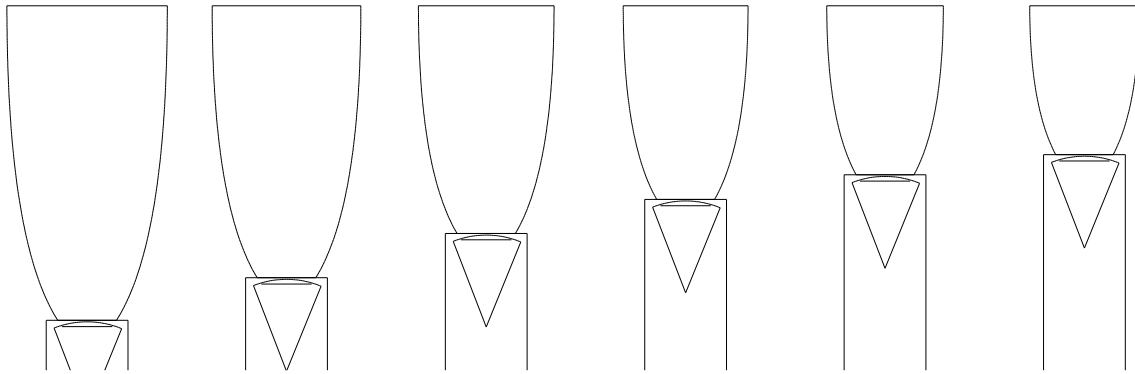


FIG. 5.20: Les 6 formats de cônes utilisés dans l'expérience CELESTE, numérotés de 1 (à gauche) à 6 (à droite), représentés à la même échelle avec leur photomultiplicateur.

- ⊙ Il doit être le plus élevé possible, de façon à ce que les réflexions à l'intérieur du cône soient totales le plus souvent possible, afin d'éviter les pertes par réfraction. Pour améliorer ce point, il aurait été possible de métalliser le coté du cône, mais les simulations ont montré que c'était peu utile.
- ⊙ Il ne doit cependant pas être trop élevé pour éviter d'avoir à construire des cônes de trop grande longueur, une augmentation de l'indice se traduisant par une diminution de  $\theta$  pour un même  $\theta_e$ , et dont par une augmentation de longueur essentiellement en  $1/\sin^2\theta \propto n^2$ .

Finalement, on a choisi un verre Schott FK5-487704 de transparence voisine de 99% pour 2.5 cm d'épaisseur dans la gamme de longueurs d'onde comprises entre 330 nm et 800 nm, et d'indice variant entre 1.5 et 1.48 dans la même gamme de longueurs d'onde (l'indice de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur est environ 1.48 à ces longueurs d'onde). La transparence du verre pour des épaisseurs de 2.5 cm et 10 cm est représentée sur la figure 5.22, la longueur typique de trajet des photons dans le verre étant comprise entre 10 et 30 cm, selon les héliostats.

## 5.4 Photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs devaient satisfaire les conditions suivantes :

- ⊙ Sensibilité au photoélectron unique, nécessaire pour détecter les gerbes ténues. Cette sensibilité permet en outre de réaliser une calibration absolue du gain des photomultiplicateurs et de la chaîne d'amplification.
- ⊙ Grande rapidité, et faible dispersion temporelle, car la précision temporelle est un paramètre clef dans la reconstruction du maximum de gerbe ainsi que pour la réjection des

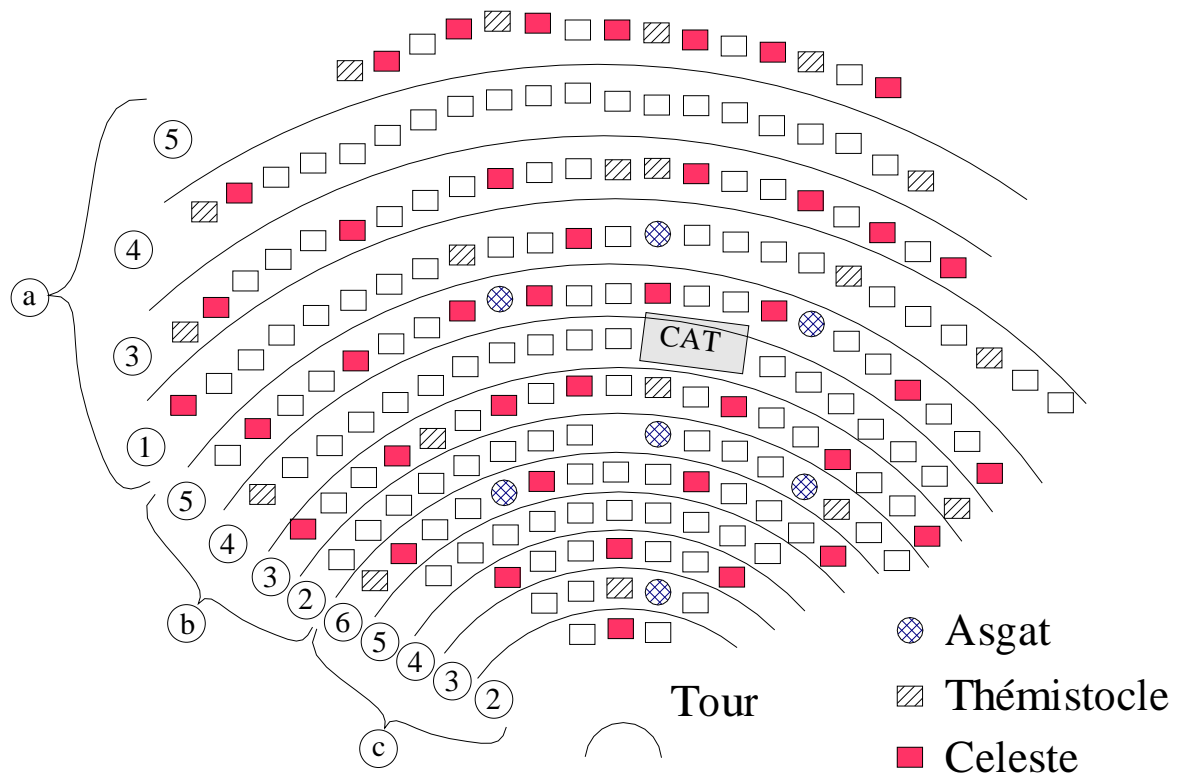


FIG. 5.21: Numéro des cônes utilisés pour chaque détecteur de CELESTE. Parmi les héliostats associés à un même miroir secondaire, on peut remarquer une gradation, les plus proches possédant les cônes de plus grosse taille (i.e. de plus petit numéro).

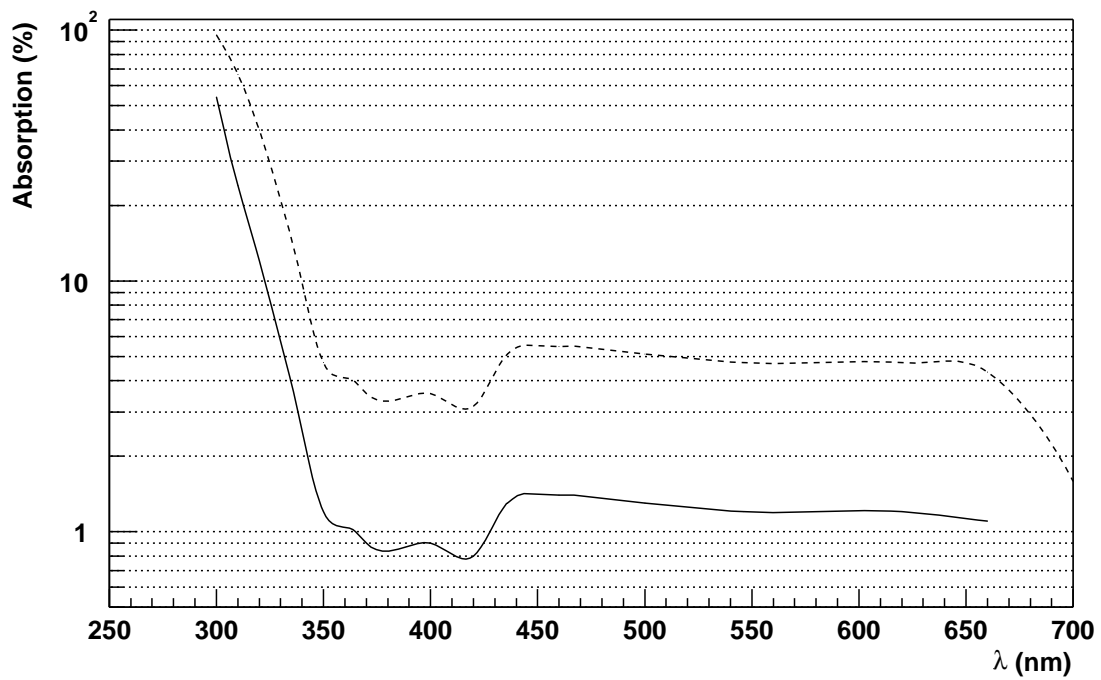


FIG. 5.22: Opacité du verre Schott pour 2.5 cm d'épaisseur (courbe en traits pleins), et pour 10 cm d'épaisseur (courbe en pointillés).

hadrons.

Notre choix s'est porté vers des photomultiplicateurs Philips XP 2282B dont les caractéristiques constructeurs sont données sur le tableau 5.3.

Diamètre .....	51 mm (2")
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 1300 V

TAB. 5.3: Caractéristiques des photomultiplicateurs Philips XP 2282B.

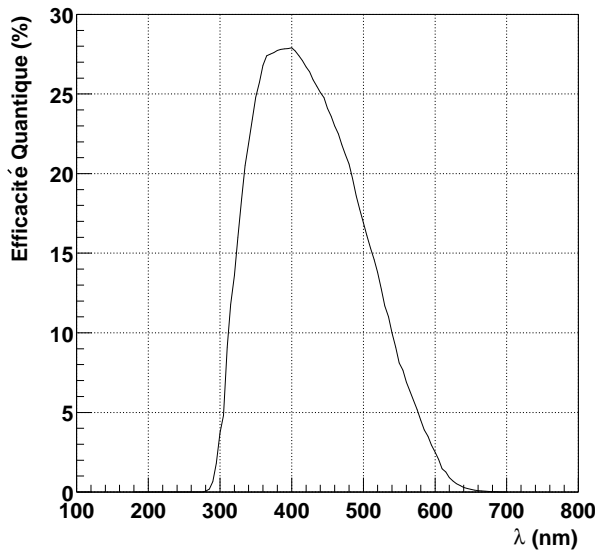


FIG. 5.23: Efficacité Quantique des Photomultiplicateurs XP 2282B donnée par le constructeur.

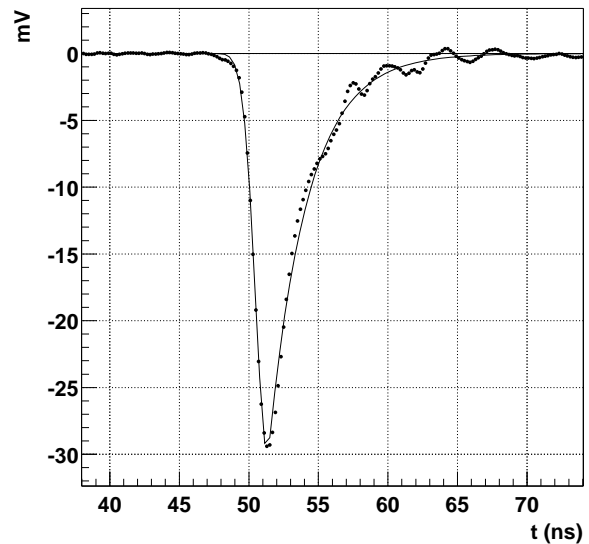


FIG. 5.24: Forme de l'impulsion du photoélectron unique à l'entrée de la salle d'acquisition, après 24 m de câble.

Dans la mesure où le verre des héliostats coupe la lumière à 350 nm, une fenêtre d'entrée en verre UV était inutile, et nous nous sommes contentés d'une fenêtre d'entrée en borosilicate. La figure 5.23 reproduit l'efficacité quantique donnée par le constructeur pour une telle fenêtre, et la figure 5.24 montre la forme de l'impulsion obtenue par une mesure à l'oscilloscope à l'entrée de la salle de contrôle, c'est à dire après environ 24 m de câble. On a ajusté sur cette impulsion une forme fonctionnelle :

$$f(t) = \begin{cases} Ae^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_g^2}} & \text{pour } t \leq t_0 \\ Ae^{-\frac{|t-t_0|}{\sigma_d}} & \text{pour } t \geq t_0 \end{cases} \quad (5.4)$$

La largeur à mi-hauteur du signal est de 5 ns à l'entrée de la salle d'acquisition, dans les conditions normales d'alimentation (vers 1200 V).

### 5.4.1 Modélisation d'un photomultiplicateur

Un photomultiplicateur est un appareil complexe dont la réponse dépend fortement de l'angle d'incidence des rayons lumineux. Cette propriété, si elle est généralement négligée, revêt dans le cas de CELESTE une importance non négligeable : l'utilisation d'un cône de Winston a pour effet de transmettre au photomultiplicateur de nombreux rayons lumineux sous incidence rasante, rayons pour lesquels la réponse du photomultiplicateur pourra différer de 50% par rapport à une incidence normale. Il importe donc de modéliser proprement le photomultiplicateur utilisé.

#### Modèle de photocathode en couche mince

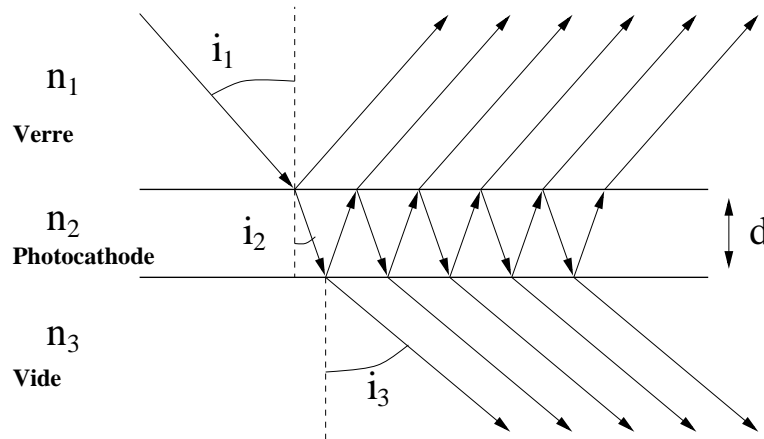


FIG. 5.25: Modèle géométrique d'une photocathode. Ce modèle conduit à l'apparition d'interférences que le calcul doit traiter.

Un photomultiplicateur est constitué d'un fenêtre d'entrée d'indice connu  $n_1$  (la fenêtre étant en général faite soit en verre UV, soit en borosilicate d'indice 1.49 soit en sadosilicate d'indice 1.54) dont la face inférieure est recouverte d'un dépôt métallique qui forme la *photocathode*.

Le rayon de courbure de cette dernière, son diamètre, son indice et son épaisseur sont autant de paramètres qui modifient la réponse du photomultiplicateur. Ils sont donc pris en compte dans la simulation.

Par ailleurs, pour modéliser l'effet photoélectrique dans la photocathode, on dote cette dernière d'un indice complexe  $n_2$ , traduisant l'absorption de la lumière. On suppose alors que la probabilité d'émission d'un électron est proportionnelle, à une longueur d'onde donnée, à l'absorption de l'onde incidente. Le coefficient de proportionnalité dépend *a priori* de la longueur d'onde et n'est pas accessible dans ce simple modèle. Il n'est donc pas possible de prédire l'évolution en longueur d'onde de l'efficacité quantique du photomultiplicateur.

L'efficacité de collection du photoélectron émis est elle aussi inaccessible, et dépend en particulier de l'épaisseur de la photocathode.

On modélise la photocathode par une couche mince (de l'ordre de 20 nm) d'un matériau d'indice complexe, placé entre un milieu d'indice relativement élevé ( $n_1 = 1.5$ ) et le vide (d'indice  $n_3 = 1.0$ ).

#### Comportement d'une onde dans un matériau d'indice complexe

S'agissant ici d'une couche mince, la photocathode n'obéit pas à un comportement classique. Une étude quantique, prenant en compte les interférences lumineuses dans la couche médiane

doit être mené. Ce paragraphe fait le point sur les lois de l'électromagnétisme appliquées à des matériaux d'indices complexes.

Dans ces matériaux, le vecteur d'onde  $\vec{k}$  comporte une composante imaginaire qui permet de décrire l'absorption de l'onde par le milieu. Les formules de Maxwell restent inchangées, en particulier, on a toujours

$$\vec{B} = -\frac{\vec{k}}{\omega} \wedge \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (5.5)$$

Par contre,  $\vec{k}$  étant complexe, on se retrouve dans l'obligation de définir des angles complexes. Etant donnés deux nombres complexes  $a$  et  $b$ , il existe toujours un couple de complexes  $(r, \theta)$  tels que

$$\begin{cases} a &= r \cos \theta \\ b &= r \sin \theta \end{cases} \quad (5.6)$$

Le cosinus et le sinus gardent leur définition à partir de l'exponentielle complexe. Toutes les relations trigonométriques usuelles restent valables en complexes.

La loi de la réflexion de Fresnel est en définitive une condition de continuité sur la surface : le déphasage entre l'onde incidente et l'onde réfléchie (ou l'onde transmise) ne doit pas dépendre de la position sur la surface, tous les paramètres physiques étant invariants par translation le long de cette surface.

Elle s'écrit de façon générale, pour tout vecteur  $\vec{x}$  appartenant à la surface délimitant les deux milieux :

$$\vec{k}_i \cdot \vec{x} = -\vec{k}_r \cdot \vec{x} = \vec{k}_t \cdot \vec{x} \quad (5.7)$$

où  $\vec{k}_i$ ,  $\vec{k}_r$  et  $\vec{k}_t$  sont respectivement les vecteurs d'onde complexes des ondes incidente, réfléchie et transmise.

Que  $\vec{k}$  soit réel ou non, on peut toujours le décomposer sur un axe orthogonal à la surface et un axe appartenant à la surface de séparation des milieux. En notant  $n_1$  et  $n_2$  les indices respectifs des deux milieux, et  $i_1$  et  $i_2$  les angles des rayons par rapport à la normale à la surface, la forme usuelle  $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$  est toujours valable, y compris dans le cas d'une réflexion totale : dans ce cas,  $\cos i_2$  est imaginaire pur (car  $\cos^2 i_2 = 1 - \sin^2 i_2 < 0$ ), et le transport d'énergie est nul.<sup>7</sup>

Le calcul des coefficients de réflexion et de transmission ne fait intervenir que les conditions de continuité de  $\vec{E}$  et de  $\vec{B}$  à la surface, conditions qui proviennent directement des équations de Maxwell. En supposant la photocathode non conductrice, ce calcul est formellement identique à celui d'une réflexion vitreuse, à ceci près que les coefficients prennent des valeurs complexes qui peuvent traduire un déphasage de l'onde réfléchie et de l'onde transmise à la surface.

On obtient alors

---

<sup>7</sup>C'est d'ailleurs le seul moyen d'expliquer l'effet tunnel optique : lorsqu'une couche mince est insérée entre deux couches d'indice plus élevées, il peut y avoir transmission de lumière même au delà des conditions de réflexion totale sur la couche mince. Dans la couche mince, le vecteur d'onde est imaginaire pur, et l'intensité décroît exponentiellement avec la distance à l'interface. C'est une onde *évanescence*.



Polarisation parallèle	Polarisation orthogonale
$T = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1}$	$T = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_2}$
$R = \frac{n_1 \cos i_2 - n_2 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1}$	$R = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2}$

### Absorption dans une couche mince

La photocathode est modélisée par une couche mince dans laquelle se produit des interférences. Le calcul de l'intensité de l'onde réfléchie et de l'onde transmise fait intervenir trois trajets optiques

- ⊙ Le premier concerne seulement l'onde réfléchie, et traduit la différence de trajet dans le milieu 1 (le verre) des différentes ondes réfléchies. Il s'exprime :

$$\phi_1 = 2 \frac{2\pi d}{\lambda} n_1 \sin i_1 \tan i_2 \quad (5.8)$$

- ⊙ Le second traduit le trajet (aller simple) dans la photocathode, comporte une partie imaginaire (atténuation), et concerne aussi bien l'onde réfléchie que l'onde transmise :

$$\phi_2 = - \frac{2\pi d}{\lambda} \frac{n_2}{\cos i_2} \quad (5.9)$$

- ⊙ Le troisième concerne seulement l'onde transmise dans le vide du photomultiplicateur, et traduit la différence de trajet optique des rayons transmis dans le vide.

$$\phi_3 = 2 \frac{2\pi d}{\lambda} n_3 \sin i_3 \tan i_2 \quad (5.10)$$

En vertu des relations de Fresnel, le premier et le troisième terme sont égaux ( $\phi_3 = \phi_1$ ).

Pour chacune des polarisations, la réflectivité et la transmittivité globale peuvent s'écrire en fonction des coefficients de réflexion et de transmission entre les milieux 1, 2 et 3 :

$$\begin{cases} R = R_{12} + T_{12}R_{23}T_{21}e^{i(2\phi_2+\phi_1)} + \dots = R_{12} + \frac{T_{12}T_{21}R_{23}e^{i(2\phi_2+\phi_1)}}{1 - R_{21}R_{23}e^{i(2\phi_2+\phi_1)}} \\ T = T_{12}T_{23}e^{i\phi_2} + T_{12}R_{23}R_{21}T_{23}e^{i(3\phi_2+\phi_1)} + \dots = \frac{T_{12}T_{23}e^{i\phi_2}}{1 - R_{21}R_{23}e^{i(2\phi_2+\phi_3)}} \end{cases} \quad (5.11)$$

où  $T_{ij}$  est le coefficient de transmission en amplitude du champ électrique entre les milieux  $i$  et  $j$ , et  $R_{ij}$  est le coefficient de réflexion dans le milieu  $i$  sur le milieu  $j$ .

### Flux d'énergie et absorption

Le flux d'énergie électromagnétique est donné par le flux du vecteur de Poynting  $\vec{\Pi} = (\vec{E} \wedge \vec{B})/\mu_0$  à travers une surface parallèle aux dioptrés. Dans les milieux 1 et 3, l'onde est simplement une onde plane progressive monochromatique, et les indices sont réels. Le flux d'énergie par unité de surface peut alors s'écrire

$$\Phi = n\epsilon_0 \mathcal{R}e(\cos i) \frac{E_0^2}{2} \quad (5.12)$$

Dans un milieu d'indice complexe, il faut veiller à prendre la partie réelle des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  dans le calcul du flux du vecteur de Poynting, et le résultat diffère de celui donné par l'équation 5.12.

Par ailleurs, seule la partie réelle du cosinus traduit un flux d'énergie, la partie imaginaire représentant une onde évanescente.

Par conservation de l'énergie, nous pouvons déduire l'absorption d'énergie dans la photocathode sans avoir à calculer la densité d'énergie dans la couche mince :

$$A = \underbrace{n_1 \cos i_1}_{\text{incidente}} - \underbrace{|R|^2 n_1 \cos i_1}_{\text{réfléchi}} - \underbrace{|T|^2 n_3 \mathcal{R}e(\cos i_3)}_{\text{transmise}} \quad (5.13)$$

L'efficacité quantique du photomultiplicateur est supposée proportionnelle à la probabilité d'absorption d'un photon dans la photocathode (absorption donnant un électron par effet photoélectrique), et doit donc être proportionnelle à

$$Q_{\text{eff}} \propto 1 - |R|^2 - |T|^2 \frac{n_3 \mathcal{R}e(\cos i_3)}{n_1 \cos i_1} \quad (5.14)$$

expression que nous utilisons ci-après pour comparaison avec les mesures.

### 5.4.2 Montage d'un banc test

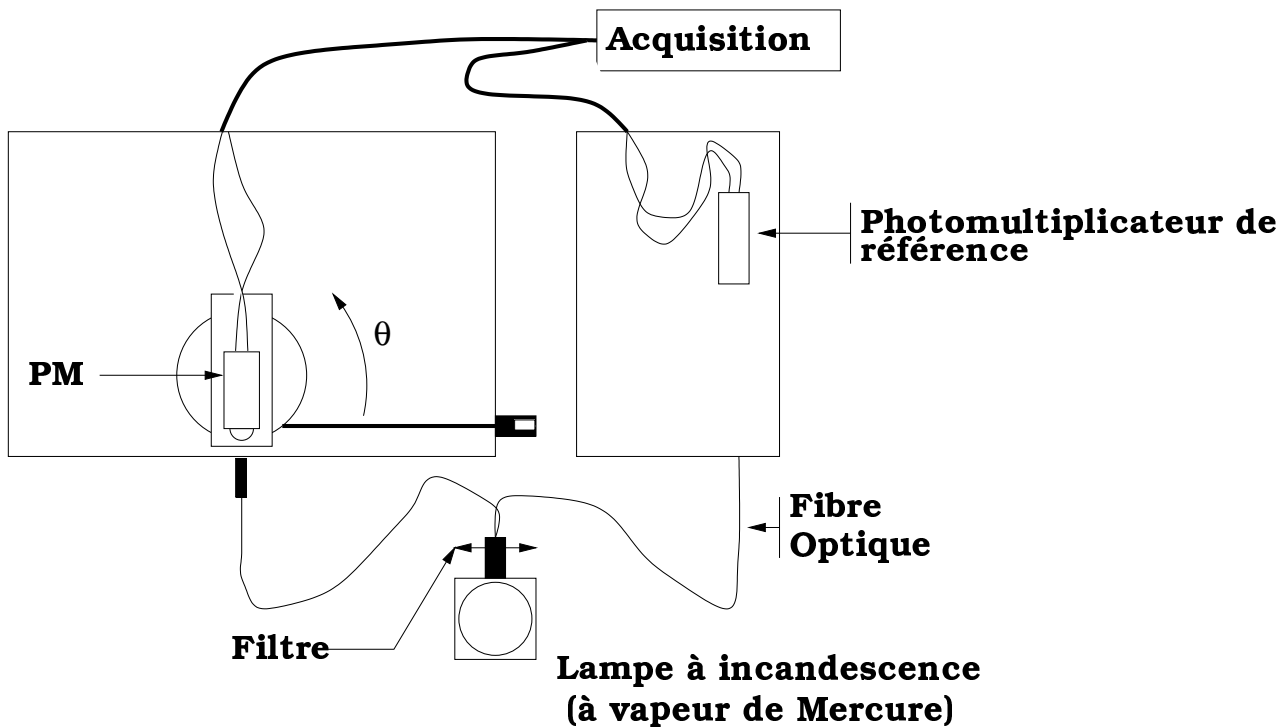


FIG. 5.26: Schéma du montage réalisé pour le test.

De façon à étudier de façon détaillée la réponse du système, nous avons monté un banc test (figure 5.26) et utilisé une demi sphère d'indice  $n = 1.53$ , collée sur la face d'entrée du

photomultiplicateur (figure 5.27). Le rôle de la sphère était de permettre d'entrer dans le verre de la photocathode avec un angle élevé, en supprimant la réfraction qui se produit au changement de milieu.

Le faisceau lumineux provenait d'une lampe à vapeur de Mercure dont le verre en quartz laisse passer un spectre large depuis l'ultraviolet (220 nm) jusqu'à l'orange (650 nm). L'utilisation de filtres interférentiels permettait de faire des mesures en faisceau monochromatique dans une gamme de 300 nm à 650 nm. Un dispositif à fibres optiques séparait le faisceau en deux moitiés d'intensités inégales (90% et 10%). La composante la moins intense était envoyée sur un photomultiplicateur de référence Hamamatsu R647-04 permettant de mesurer les fluctuations de l'intensité lumineuse émise par la lampe (fluctuations de l'ordre de 20% avec une échelle de temps de l'ordre de 5 minutes). La partie la plus intense du faisceau était envoyée dans un collimateur formé d'un tube de 10 cm équipé de deux diaphragmes alignés, permettant de définir un faisceau d'ouverture angulaire inférieure à  $1^\circ$  en sortie.

Le photomultiplicateur était monté sur un support orientable permettant de changer l'angle d'incidence du faisceau, et une platine permettait de déplacer le faisceau en translation dans deux directions.

Un châssis CAMAC équipé de discriminateurs LeCroy et d'échelles, relié à un ordinateur par une liaison GPIB, permettait de compter les photons détectés par chacun des deux photomultiplicateurs, et de mesurer ainsi l'efficacité de détection en fonction de paramètres géométriques, comme l'angle d'incidence sur le photomultiplicateur.

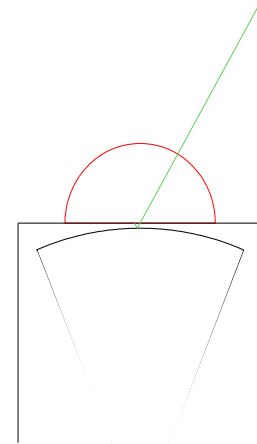


FIG. 5.27: Demi sphère de verre collée (par colle optique) sur la face d'entrée du photomultiplicateur de façon à permettre tous les angles d'incidence sur la photocathode

## Résultats

Nous avons réalisés des mesures de dépendance angulaire à 400 nm, 450 nm, 550 nm, 600 nm, et 650 nm. Les résultats sont regroupés sur la figure 5.28. Sur la même figure, nous avons également porté le résultat de simulations effectuées en utilisant une épaisseur de photocathode de 30 nm et en optimisant les indices réel et complexe de la photocathode.

Pour une épaisseur standard de photocathode de 30 nm, nous avons obtenus les indices donnés dans la table 5.4.

## Validité du modèle

L'évolution relativement régulière de l'indice de la photocathode en fonction de la longueur d'onde, et la qualité des ajustements linéaires semblent confirmer la validité du modèle en couche mince. Cependant, l'épaisseur de la photocathode a été choisie plus ou moins arbitrairement dans la gamme des valeurs données par le constructeur. Un ajustement a donné des valeurs comprises entre 25 et 35 nm selon la longueur d'onde, sans qu'une détermination précise ne soit cependant possible du fait du trop grand nombre de paramètres libres. Le modèle développé reste par ailleurs incapable d'estimer la variation de l'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde, et nécessite par conséquent d'être calibré par rapport à une courbe (donnée par le constructeur).

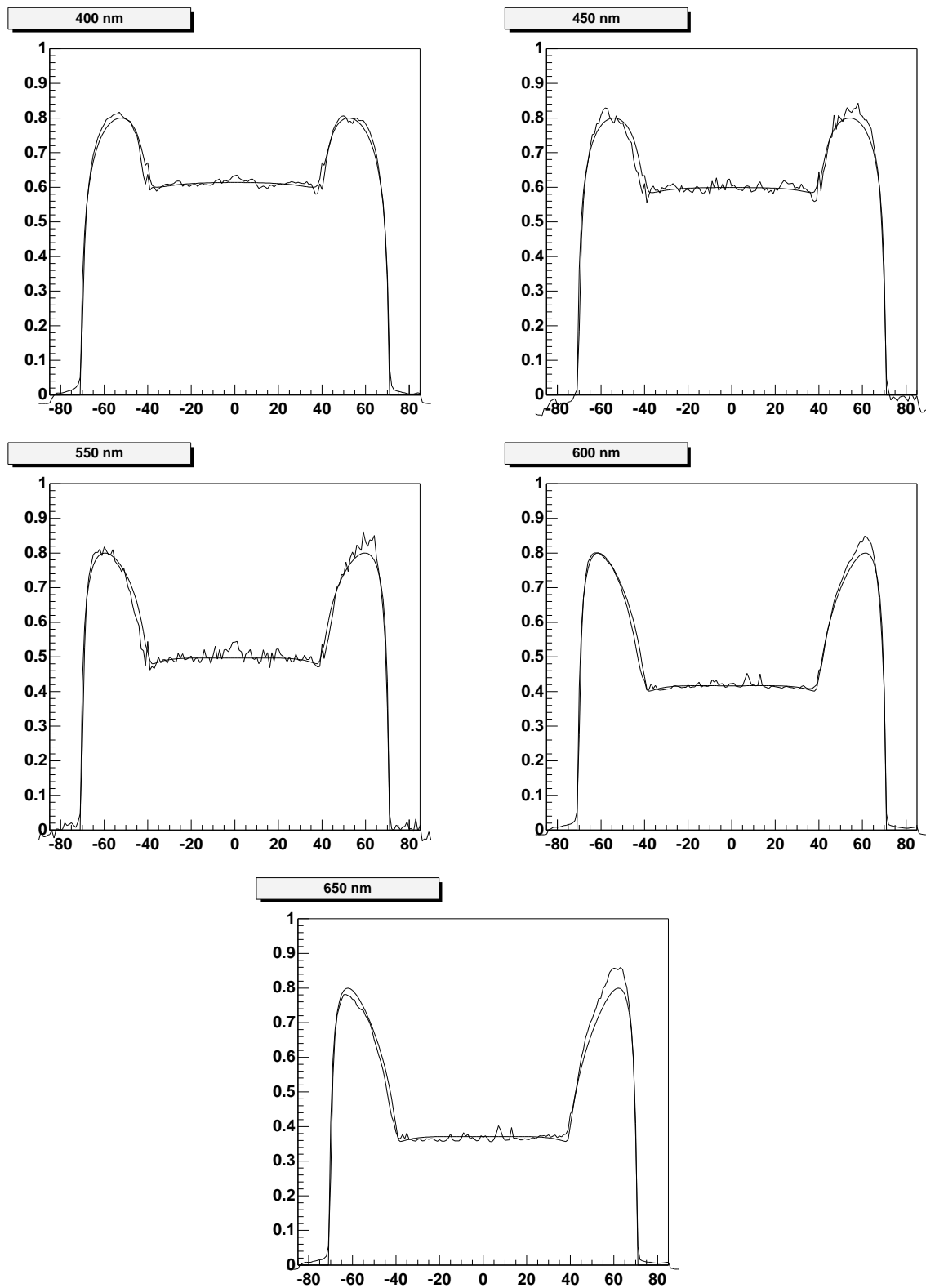


FIG. 5.28: Comparaison mesure-simulation à différentes longueurs d'onde, pour une épaisseur de photocathode de 30 nm. Pour chaque longueur d'onde, on a ajusté l'indice de la photocathode de façon à reproduire la mesure expérimentale. La valeur des indices réels et complexes ainsi obtenus est indiquée dans la table 5.4 et sur la figure 5.29

$\lambda$	$n_2$	$k_2$
400	2.00	1.55
450	2.26	1.54
550	2.74	0.92
600	2.76	0.56
650	2.77	0.41

TAB. 5.4: Valeur des parties réelles ( $n_2$ ) et complexes ( $k_2$ ) de l'indice de la photocathode obtenues par ajustement sur les observations expérimentales.

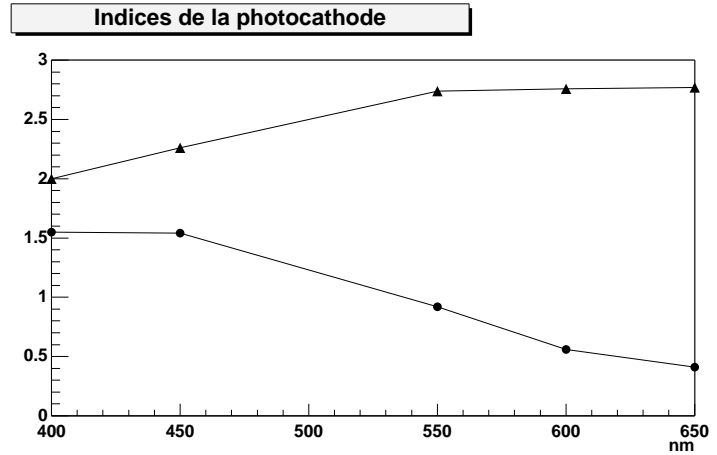


FIG. 5.29: Parties réelle (triangles) et imaginaire (ronds) de l'indice de la photocathode, obtenues à différentes longueurs d'onde pour une épaisseur de photocathode de 30nm

### 5.4.3 Implications

Dans le cadre de CELESTE, le phénomène d'amplification du gain aux grands angles améliore notablement l'efficacité quantique des photomultiplicateurs. La présence de Cônes de Winston augmente en effet la probabilité d'attaquer la photocathode à grand angle, ce qui conduit à une augmentation substantielle de l'efficacité de détection, plus marquée vers les grandes longueurs d'onde.

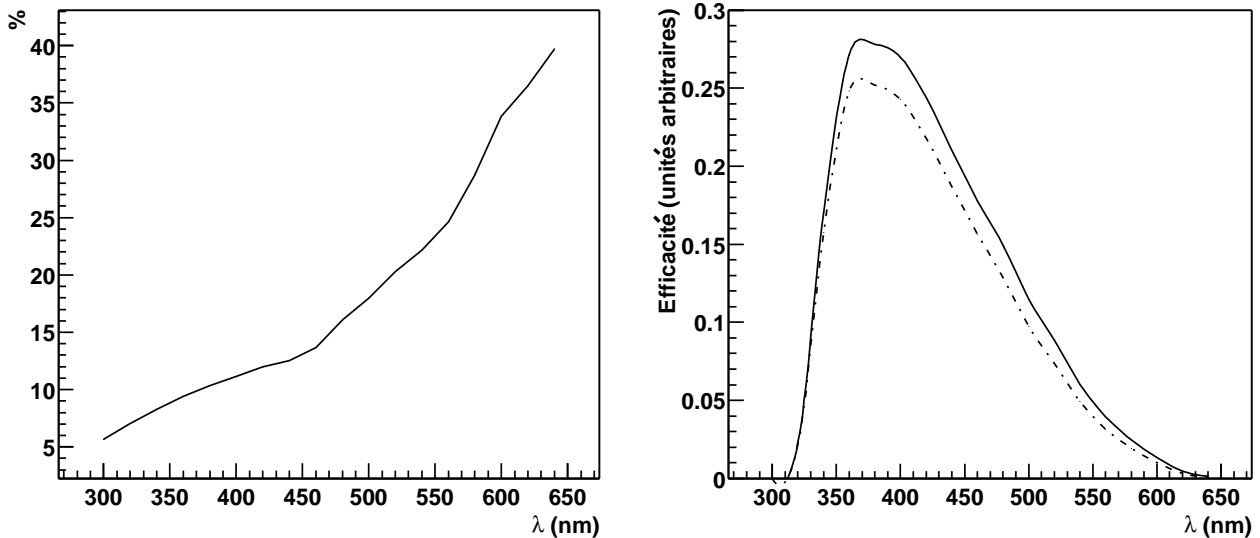


FIG. 5.30: Augmentation relative de l'efficacité moyenne de collection liée à l'augmentation d'efficacité quantique à grand angle, en fonction de la longueur d'onde. Cette simulation a été réalisée en supposant un faisceau de demi angle d'ouverture  $45^\circ$  éclairant uniformément l'entrée du cône. L'angle choisi correspond environ à l'angle extérieur d'acceptance du cône 6. A droite, on a porté (ligne continue) l'effet de cette augmentation d'efficacité quantique sur un spectre en  $1/\lambda^2$  (spectre du rayonnement Čerenkov) convolué par l'efficacité quantique des photomultiplicateurs et la réflectivité des héliostats (ligne pointillée).

La figure 5.30 montre l'augmentation d'efficacité quantique prédite par ce modèle en fonc-

tion de la longueur d'onde, dans des conditions voisines du fonctionnement de CELESTE. Il s'agit d'une simulation pour un éclairage uniforme de la face d'entrée du cône par un faisceau monochromatique de demi-angle au sommet  $45^\circ$ . Cet angle correspondant à l'angle limite d'acceptance du cône 6, la simulation reproduit assez bien l'éclairage du photomultiplicateur par une source étendue de 5 mrad et donc par une gerbe électromagnétique.

La partie de droite de la figure montre l'effet d'une telle augmentation d'efficacité sur un spectre en  $1/\lambda^2$ , multiplié par la réflectivité des héliostats et l'efficacité quantique des photomultiplicateurs. Au maximum de ce spectre Čerenkov effectif, le gain d'efficacité atteint 10%.

Néanmoins, ce qui est ainsi perçu comme un avantage (lié à un gain d'efficacité) peut en fait s'avérer néfaste, dans la mesure où le bruit de fond de ciel, dont le spectre est nettement plus plat que le spectre Čerenkov, est amplifié d'un facteur encore supérieur (de l'ordre de 20%), alors qu'il constitue déjà une gêne.

## 5.5 Couplage cône-photomultiplicateur

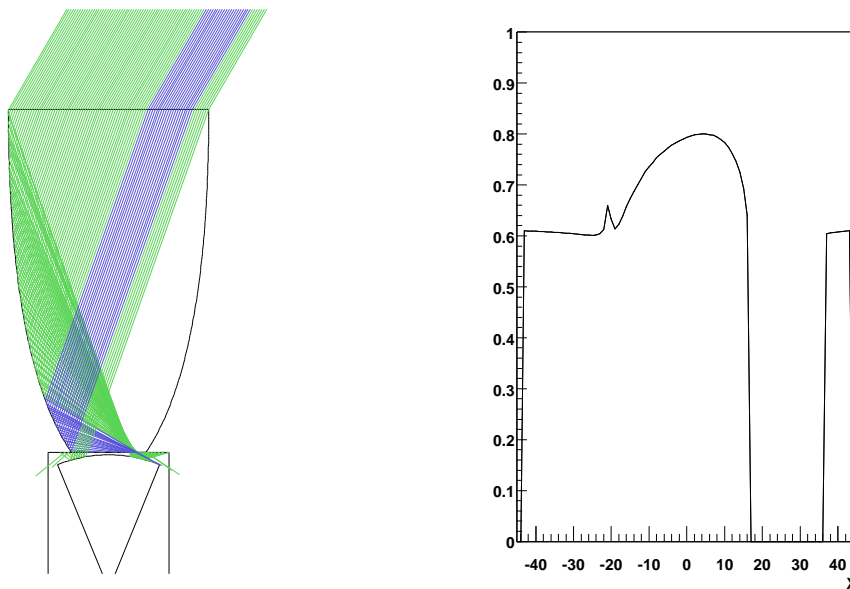


FIG. 5.31: *Simulation de la réponse du système cône-photomultiplicateur pour un balayage horizontal, à un angle d'incidence voisin de l'angle limite du cône. La probabilité de détection en fonction du point d'impact des rayons sur le cône est portée sur le graphe de droite, en unités arbitraires. Pour un point d'impact compris entre  $X = 17$  mm et  $X = 35$  mm, le cône transmet les photons sous incidence rasante et ces derniers ne sont pas détectés par le photomultiplicateur.*

Le couplage cône-photomultiplicateur a été réalisé au moyen d'une colle optique à base de silicones, fabriquée par Epotechny, et choisie en particulier pour son indice proche de celui du verre, de façon à éviter les effets de couche mince. Ce couplage doit être réalisé de façon extrêmement soignée, dans la mesure où la focalisation réalisée par le cône de Winston se traduit par une augmentation sensible des angles d'incidence, jusqu'à des valeurs proches de  $90^\circ$ , sur la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur.

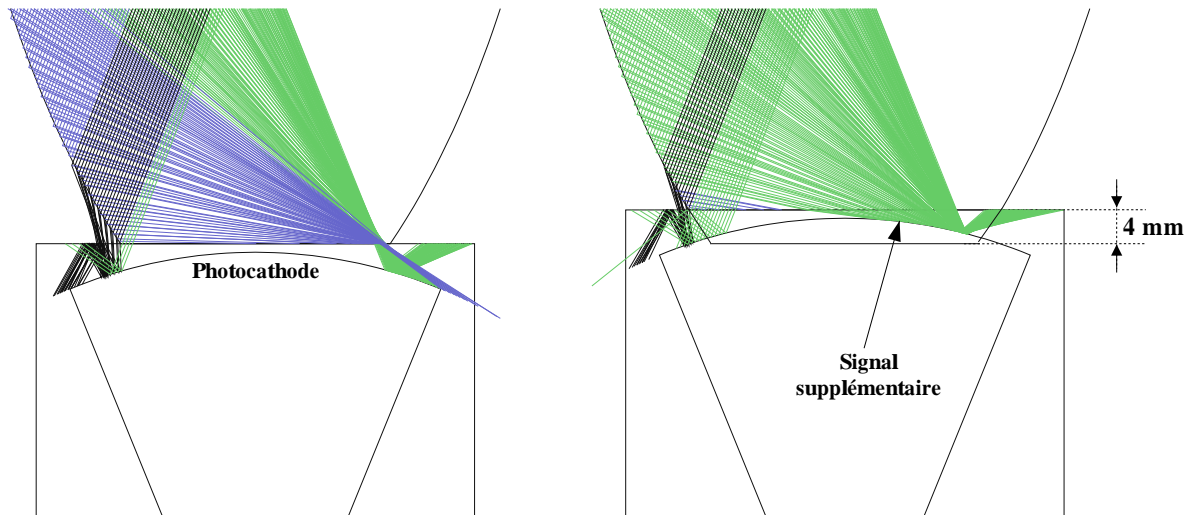


FIG. 5.32: Simulation montrant l'effet d'un raccourcissement du cône à sa base, pour un éclairage à un angle voisin de l'angle limite : une bonne partie des rayons ne touchant pas la phot cathode à gauche produisent un signal lorsqu'on enfonce virtuellement le cône dans le photomultiplicateur (à droite), de 4 mm.

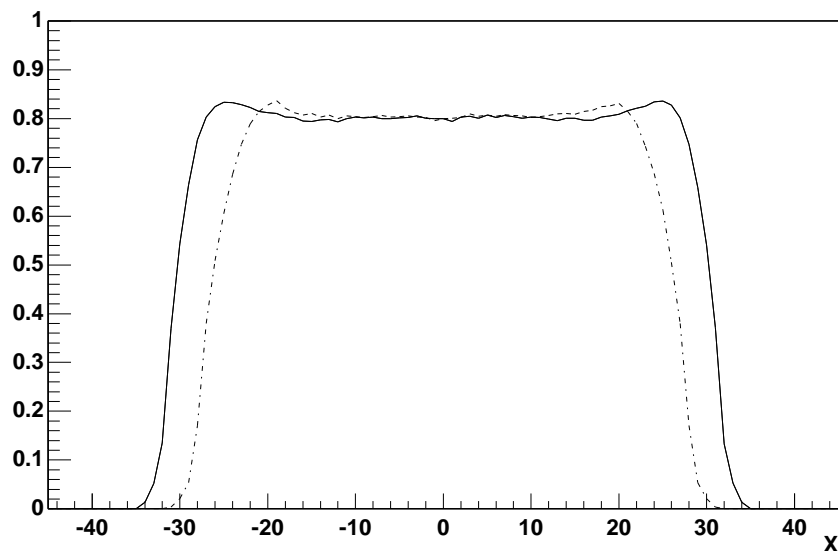


FIG. 5.33: Réponse simulée du système cône-photomultiplicateur à un faisceau parallèle éclairant uniformément toute la surface du cône, en fonction de l'angle d'incidence du faisceau. La courbe en trait pointillé a été calculée avec les dimensions initiales du cône, tandis que la courbe en trait plein l'a été avec un cône tronqué de 4 mm à la base. Une coupure angulaire plus franche a été ainsi restaurée, à la valeur nominale ( $28^\circ$ ).

### Coupure angulaire

Une simulation prenant en compte la géométrie du photomultiplicateur, et en particulier la courbure de la phot cathode, nous a montré (figure 5.31) que le cône transmet dans certains cas des photons sous incidence rasante, photons qui ne rencontrent pas la phot cathode. Cet effet est particulièrement sensible au voisinage de l'angle limite d'acceptance du cône.

Une solution à ce problème a consisté à *enfoncer* virtuellement le cône dans le photomultiplicateur, de façon à ce que sa base soit à la position de la phot cathode. Nous avons été amenés à modifier la forme des cônes - déjà en cours de fabrication -, leur enlevant 4 mm à

la base, ce qui correspond à l'épaisseur de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur sur les bords (figure 5.32). La simulation d'un système *cône tronqué*, réalisée dans les mêmes conditions (figure 5.33), montre que l'on restaure une coupure plus proche de la valeur nominale.

### Test des cônes sur banc

Le couplage des cônes aux photomultiplicateurs a été testé sur le banc décrit précédemment par Takashi Sako. La figure 5.34 présente le résultat d'un balayage angulaire (ligne pointillée), réalisé avec un filtre à 550 nm, et comparé avec la prédiction du modèle théorique (ligne continue). Si la position de la coupure est parfaitement restituée ainsi que certaines structures, la forme globale n'est pas tout à fait respectée. La complexité de la réponse est liée en particulier au fait qu'un balayage angulaire sur le cône introduit un balayage du point d'impact des photons sur la photocathode, alors qu'avec la demi-sphère on ne sondait qu'un point de la photocathode.

La région centrale, marquée d'un (1), correspond aux rayons touchant directement la photocathode, sans réflexion sur la paroi du cône, alors que les régions (2) sont dues aux rayons subissant une réflexion, et touchant donc la photocathode avec un angle beaucoup plus élevé qu'en (1), ce qui induit une augmentation d'efficacité quantique. La variation de cette augmentation le long de la zone (2) est difficile à reproduire correctement (a), car l'angle d'incidence varie de façon non linéaire, d'abord décroissant puis croissant, et cette variation dépend fortement de la géométrie de la photocathode (courbure et position).

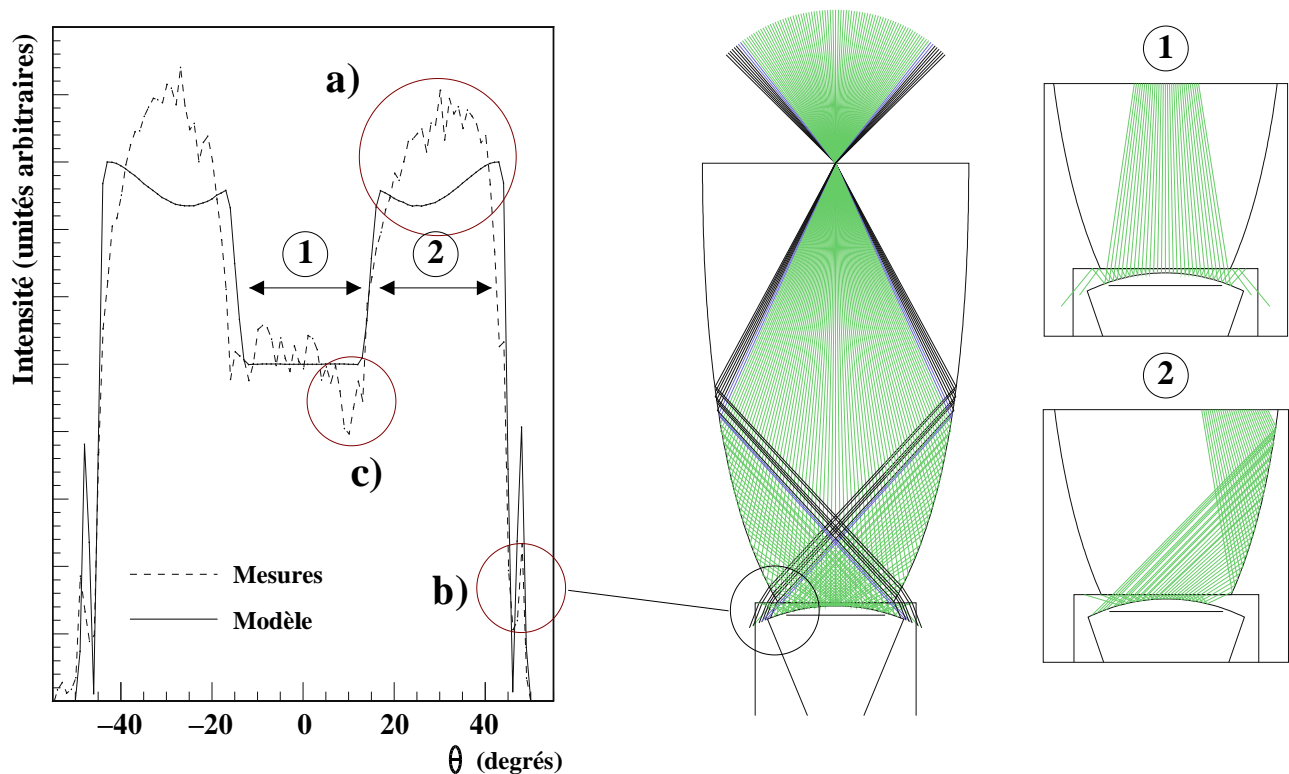


FIG. 5.34: Comparaison entre le modèle théorique et la mesure effectuée sur l'un des cônes de Winston.

La structure indiquée en en b) est due aux rayons réfractés dans l'air à la base du cône, et pénétrant tout de même dans le photomultiplicateur après une seconde réfraction. Son intensité dépend notamment de l'état de surface à la base du cône, où le polissage laisse souvent un bourrelet de verre. Le *trou* observé en c) se retrouve à la même position sur la plupart des photomultiplicateurs, et est plus prononcé à longueur d'onde élevée. Sa position semble



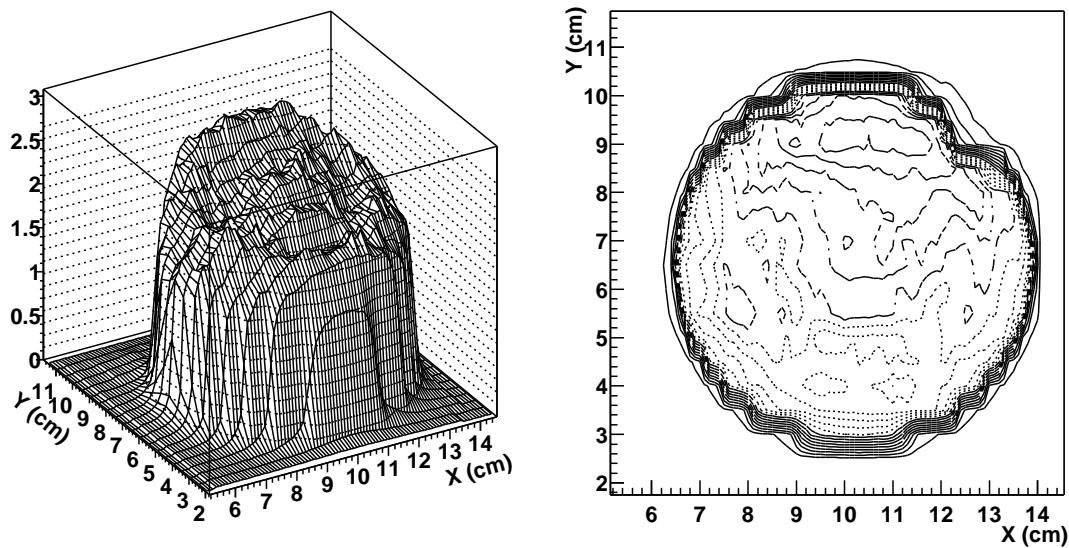


FIG. 5.35: Cartographie plane de la réponse du système Cône+Photomultiplicateur sous incidence normale, réalisée sur banc test. La réponse fortement asymétrique du photomultiplicateur suit le plan de symétrie de ce dernier, est attribuée à la fois à la présence d'une seule cellule d'évaporation et à la position de la première dynode. Le bourrelet observé au bord du cylindre correspond à l'effet d'augmentation d'efficacité à grand angle décrit ci-dessus, les rayons entrant sur la périphérie du cône subissant une réflexion les faisant arriver à grand angle sur la photocathode.

indiquer un défaut de la photocathode, lié à la présence de la cellule semiconductrice dont la vaporisation a permis la formation de la photocathode : le dépôt de la photocathode est en effet réalisé après montage complet du photomultiplicateur, par chauffage d'une cellule de  $1 \text{ mm}^2$  de semiconducteur située près de la face d'entrée. Une mesure de l'intensité de sortie du photomultiplicateur (sous tension) permet de contrôler cette croissance et de l'arrêter lorsque la réponse semble optimale. Le modèle XP 2282B ne comporte qu'une cellule, contrairement à d'autres modèles, cellule décalée de quelques millimètres vers le bord. La cellule n'est jamais placée au centre de façon à minimiser les pertes de collection des électrons.

La figure 5.35, représentant une cartographie plane de l'efficacité de détection du système cône - photomultiplicateur<sup>8</sup>, exhibe une réponse fortement asymétrique, avec un gradient d'efficacité le long de l'axe  $Oy$ , ce qui correspond à la géométrie elle-même asymétrique du photomultiplicateur : la première dynode n'est pas centrée, de même que la cellule dont la vaporisation conduit à la formation de la photocathode. Les photomultiplicateurs XP 2282B ont été choisis pour leurs qualités temporelles (faible temps de montée et surtout bon isochronisme), et cette inhomogénéité de réponse en est le prix à payer.

## Conclusion

La conception de l'optique secondaire résulte ainsi de nombreux compromis, liés en particulier à la réutilisation de la centrale solaire. La limitation en champ de vue impose l'usage de diaphragmes dont le rôle est assuré par des cônes de Winston placés sur les fenêtres d'entrée des photodétecteurs. Ces cônes définissent une zone du miroir secondaire vue par chaque détecteur, et jouent ainsi le rôle de *diaphragme virtuel*.

<sup>8</sup>Cette efficacité, déterminée à partir du taux de comptage du photomultiplicateur, prend en compte l'efficacité de collection optique du cône ainsi que l'efficacité quantique du photomultiplicateur.

Le souhait d'avoir des champs de vue individuels de même ouverture impose alors l'usage de diaphragmes virtuels de taille proportionnelle à la distance de chaque héliostat à la tour, et nécessite donc la conception de cônes de différentes tailles.

De façon à avoir des conditions d'aberrations de l'optique secondaire similaires d'un héliostat à l'autre, il est souhaitable que le rapport entre le diamètre du diaphragme virtuel et la distance focale du miroir secondaire soit à peu près la même pour tous les héliostats, car ce rapport définit l'acceptance angulaire de l'optique. Cela ne peut se faire qu'en séparant le miroir secondaire en plusieurs sous-miroirs, de focale proportionnelle à la distance moyenne des héliostats associés.

Cette séparation du miroir secondaire permet en outre de minimiser les effets d'ombre engendrés par la présence des détecteurs sur axe, puisqu'il y a moins de photomultiplicateurs en face de chaque miroir.

Le soin apporté à la conception de l'optique secondaire et à son installation ont permis de s'approcher des limites théoriques imposées par le théorème de Liouville : la focalisation de la lumière se fait sur une surface minimale de l'ordre de 5 cm et **aucun système optique alternatif n'aurait permis de faire beaucoup mieux**. Cette focalisation maximale se traduit par des angles d'incidence pratiquement tangents sur la surface de la photocathode, conditions dans lesquelles les photomultiplicateurs sont rarement utilisés et qui ont donc imposé des tests attentifs de la réponse angulaire de ces derniers.

Mais le fait d'avoir un détecteur en position fixe (en haut de la tour) vers lequel les héliostats renvoient la lumière induit une variation importante de l'efficacité de collection en fonction de la direction de pointé. La calibration de l'appareillage sera donc dépendante du pointé, et devra se baser sur une simulation détaillée de l'optique.

Quel que soit le système optique mis en œuvre, le temps d'arrivée du signal sur chaque détecteur varie continûment au fur et à mesure que la source se déplace dans le ciel. La logique de déclenchement de CELESTE doit prendre en compte cet effet à chaque instant, de façon à tirer parti de la brièveté du signal Čerenkov. L'électronique de déclenchement de CELESTE est le second point clef permettant d'atteindre le seuil escompté, et le chapitre suivant fait le point sur la conception et la réalisation de cette électronique.

# Chapitre 6

## CELESTE : Déclenchement et lecture

Après avoir décrit le dispositif optique dans sa totalité, nous nous intéressons dans ce chapitre à l'électronique de l'expérience, depuis le déclenchement jusqu'à la lecture des événements. L'architecture de pilotage et de contrôle sera également abordée en fin de chapitre.

### 6.1 Electronique de déclenchement

A une énergie de 30 GeV, seuil escompté au déclenchement, la lumière émise par les gerbes est si faible que seulement environ 3 photoélectrons sont détectés sur chaque photomultiplicateur. Ce signal déjà ténu est en outre partiellement masqué par un bruit de fond dû principalement aux étoiles, bruit de l'ordre du photoélectron par nanoseconde pour une acceptance nominale des héliostats de l'ordre de  $8 \times 10^{-5}$  sr. L'électronique de déclenchement doit donc tirer parti au maximum de la brièveté du signal Čerenkov, et de la corrélation de ce dernier entre les différents héliostats, afin de limiter les déclenchements accidentels et d'atteindre le seuil de déclenchement visé.

#### 6.1.1 Logique de déclenchement

Nous utilisons une logique de déclenchement hybride, dans laquelle nous regroupons les héliostats 8 par 8, comme indiqué sur la figure 6.3, avant de requérir une coïncidence sur une porte de 15 ns de 3 parmi les 5 groupes.

Le regroupement d'héliostats permet de passer d'une distribution d'amplitude essentiellement poissonnienne à une distribution plus gaussienne, résultant de la somme de 8 distributions individuelles. La distribution gaussienne ayant une queue plus faible à grandes valeurs, le regroupement permet de diminuer fortement le taux de faux positifs et donc d'abaisser le seuil.

Cette technique est cependant relativement difficile à mettre en oeuvre, car elle impose une sommation analogique des signaux en provenance des héliostats, assortie d'une mise en temps précise des différents héliostats. Cette mise en temps *analogique* doit se faire en continu de façon à tenir compte de la variation de l'angle du front d'onde Čerenkov au fur et à mesure que la source visée se déplace dans le ciel. Elle requiert donc l'utilisation de lignes à retards programmables de grande longueur (plus de 100 ns), dont la longueur constitue une limite définissant la région du ciel que l'on peut observer.

Les autres expériences sur ferme solaire (STACEE & SOLAR II) utilisent quant à elles une logique de déclenchement purement logique, exigeant une condition de coïncidence entre héliostats voisins puis une condition de majorité entre différents groupes. Cette stratégie plus simple à mettre en oeuvre s'avère plus robuste mais également moins performante, avec un seuil

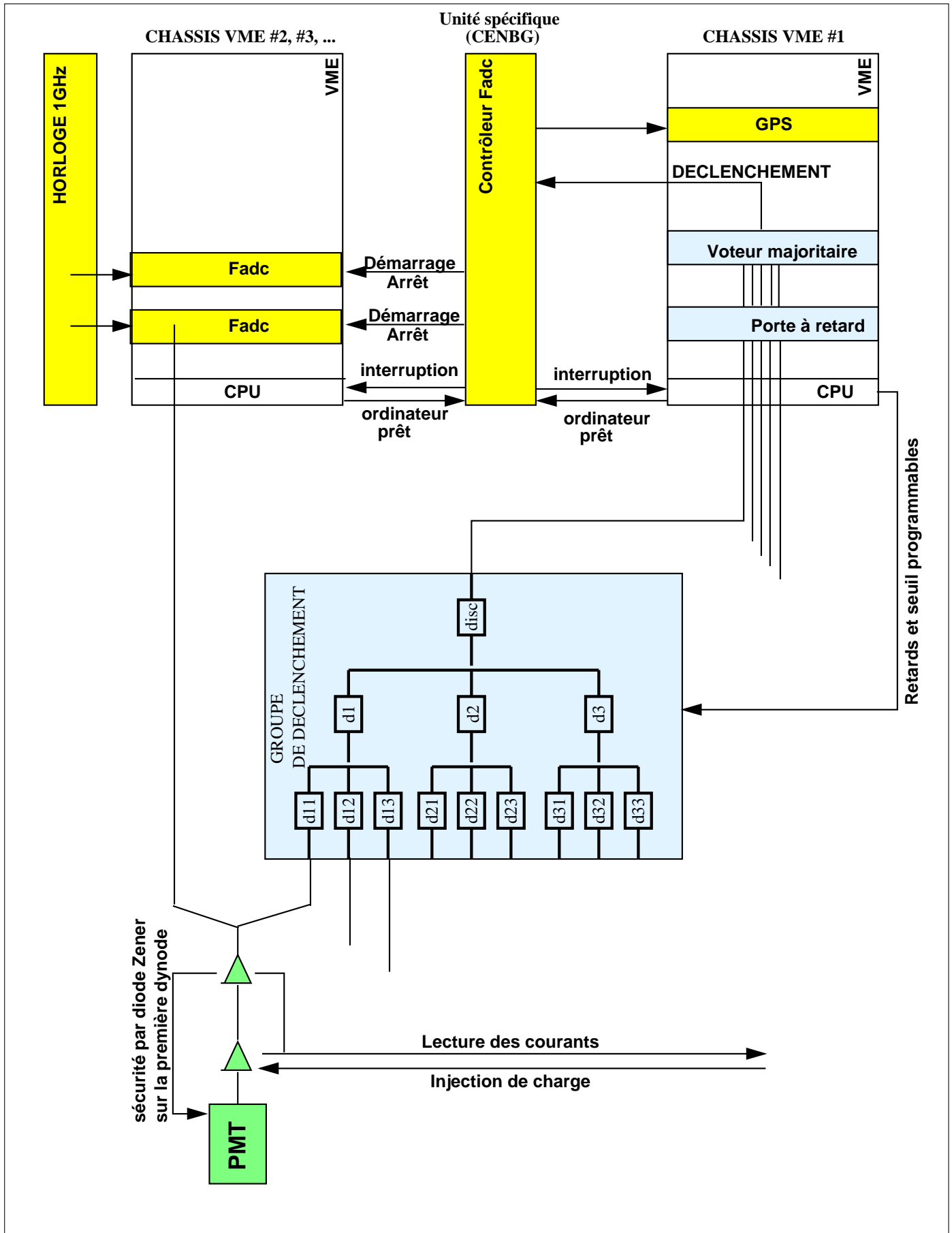


FIG. 6.1: Schéma général de l'électronique de CELESTE.

de déclenchement supérieur à 80 GeV. Cependant, l'équipe de SOLAR II a récemment décidé de construire un système de déclenchement hybride calqué sur celui de CELESTE.

### Taux de fortuits attendus avec les deux méthodes

Plus quantitativement, nous allons comparer ici deux méthodes requérant la même charge moyenne par héliostat :

- 1) Une méthode exigeant une coïncidence de 24 héliostats au moins parmi 40, au delà d'un seuil  $s$ .
- 2) Une méthode exigeant une coïncidence de 3 groupes de 8 héliostats au moins parmi 5, avec un seuil  $s \times 8$ .

Le bruit de fond engendre un signal que l'on peut supposer essentiellement aléatoire, avec un temps de cohérence  $\tau$ , - défini comme le temps au bout duquel notre signal modélisé prend une nouvelle valeur aléatoire décorrélée de la précédente -, et de fluctuation d'amplitude  $\sigma$ . Si ce bruit est gaussien<sup>1</sup>, la probabilité  $P_1(s)$  de dépasser le seuil  $s$  à un instant donné vaut

$$P_1(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_s^{+\infty} e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}} du = \frac{1}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{s}{\sigma} \right) \right) \quad (6.1)$$

La probabilité  $P_8(s)$  pour que la somme de 8 héliostats dépasse le seuil  $s \times 8$  s'écrit de la même façon

$$P_8(s) = \frac{1}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{s\sqrt{8}}{\sigma} \right) \right) \quad (6.2)$$

En fonction du temps de cohérence du signal  $\tau$ , le taux de déclenchement d'un héliostat individuel et d'un groupe de 8 valent respectivement  $P_1(s)/\tau$  et  $P_8(s)/\tau$ .

Pour une largeur de porte de coïncidence de  $\Delta t$ , la probabilité de déclencher au moins une fois pendant la durée de la porte vaut  $1 - \exp(-P_1(s)\Delta t/\tau)$  (respectivement  $1 - \exp(-P_8(s)\Delta t/\tau)$ )

et pour des taux de déclenchement individuel suffisamment faibles pour que les empilements soient négligeables ( $\tau \ll P_1(s) \times \Delta t$ ), on obtient les taux de comptage de fortuits  $f_1(s)$  et  $f_8(s)$  (pour respectivement 24 héliostats sur 40 et 3 groupes sur 5) :

$$f_1(s) = \sum_{i=24}^{40} i C_i^{40} \left( \frac{P_1(s)}{\tau} \right)^i \Delta t^{i-1} \quad (6.3)$$

$$f_8(s) = \sum_{i=3}^5 i C_i^5 \left( \frac{P_8(s)}{\tau} \right)^i \Delta t^{i-1} \quad (6.4)$$

plus généralement, pour  $n$  groupes constitués de  $40/n$  héliostats, le taux final de fortuit pour une coïncidence à  $k$  groupes s'exprime en fonction du taux de comptage  $f$  de chaque groupe sous la forme <sup>2</sup>

$$f_n^k(s) = \sum_{i=k}^n i C_i^n (f)^i \Delta t^{i-1} \quad (6.5)$$

<sup>1</sup>Le bruit est en fait la convolution d'une distribution poissonnienne (nombre de photoélectrons) et d'une distribution plutôt gaussienne correspondant aux fluctuations d'amplitude du photoélectron dans le photomultiplicateur, le tout avec une constante de temps de l'ordre de 3 ns.

<sup>2</sup>Pour s'en convaincre, il suffit de considérer que le choix du premier déclenchement dans la fenêtre procure  $n \times f$  épreuves par unité de temps, et que pour chacune d'entre elle la probabilité d'avoir  $k-1$  voies déclenchant pendant l'intervalle de temps  $\Delta t$  vaut  $C_{k-1}^{n-1} (f\Delta t)^{k-1}$ , et de noter enfin  $n C_{k-1}^{n-1} = k C_k^n$ .

Dans le cas où l'on ne peut pas négliger les empilements, le taux de coïncidence devient

$$f_n^k(s) = \sum_{i=k}^n i C_i^n f \times (1 - \exp(-f \Delta t))^{i-1} (\exp(-f \Delta t))^{n-i} \quad (6.6)$$

Il est enfin possible d'inclure un temps mort raisonnable dans cette expression pour éviter sa divergence à bas seuil : un temps mort  $T_d$  sur le voteur majoritaire supprimera  $f_n^k(s) \times T_d$  déclenchements après un déclenchement observé.

La fréquence observée  $F_n^k(s)$  vérifiera alors  $F_n^k(s) + F_n^k(s) \times f_n^k(s) \times T_d = f_n^k(s)$  (le taux estimé sans temps mort est la somme du taux observé et du taux supprimé par le temps mort), soit

$$F_n^k(s) = \frac{f_n^k(s)}{1 + f_n^k(s) \times T_d} \quad (6.7)$$

Le résultat d'un calcul introduisant tous ces éléments est présenté sur la figure 6.2, de façon à comparer les deux hypothèses envisagées. Ce calcul a été réalisé en supposant une largeur des piédestaux égale à  $3 \gamma_e$ , ce qui correspond à peu près aux observations dans CELESTE, une durée typique de signal de 3 ns et une fenêtre de coïncidence de 10 ns. Ce calcul inclut le terme de temps mort du voteur, ce qui limite le taux de comptage à  $10^8$  Hz.

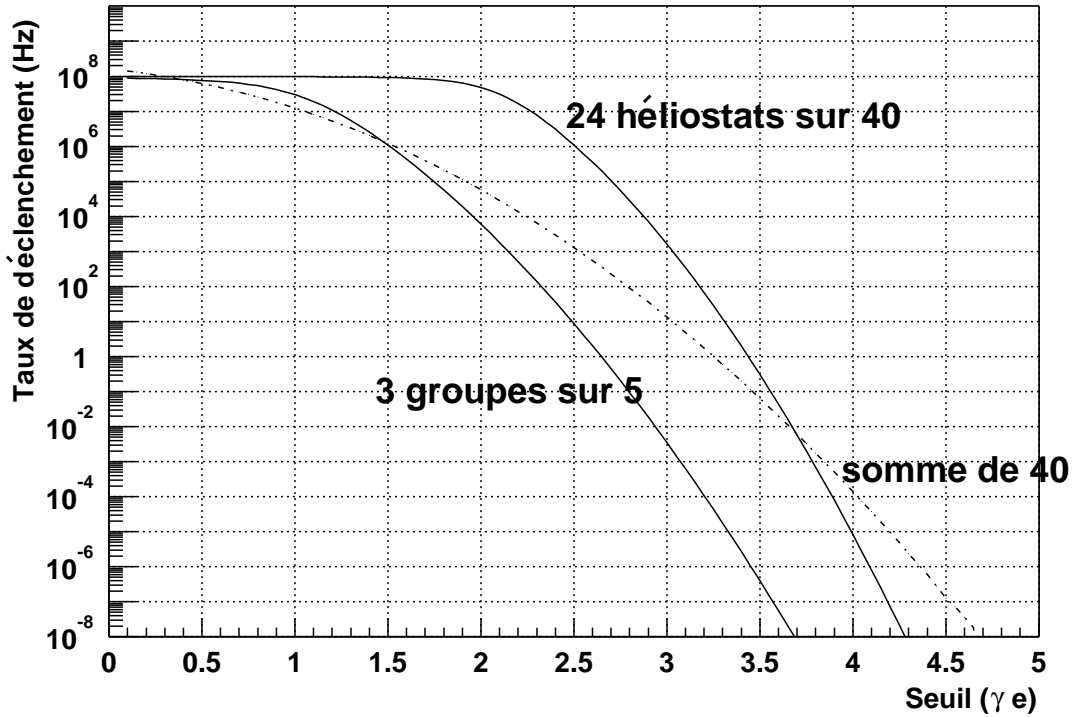


FIG. 6.2: Calcul du taux de déclenchement fortuit attendu pour deux hypothèses : une majorité de 24 héliostats sur 40 déclenchant à un niveau  $s$ , et une majorité de 3 groupes de 8 sur 5 déclenchant à un niveau  $s \times 8$ . La solution par groupes d'héliostats permet de baisser le seuil d'environ 20 à 30% par rapport à une logique simple. Une solution par somme de 40 héliostats sur une seule voie (discriminée à un niveau de  $24 \gamma_e$ ) a été représentée par une ligne pointillée.

La solution par groupes de 8 héliostats permet donc de baisser le seuil jusqu'à des niveaux voisins de 2.5 à 3  $\gamma_e$  pour le jeu de paramètres choisi (en définissant le seuil comme la valeur au delà de laquelle le taux de fortuits tombe en dessous de 0.1 Hz), alors que la solution par majorité unique impose un seuil supérieur à 3.5  $\gamma_e$ . Une solution par somme de tous les héliostats

a été représentée pour référence, en ligne pointillée, mais cette solution est inenvisageable car elle serait sensible aux gerbes locales et aux muons isolés, rejetés par les deux autres méthodes.

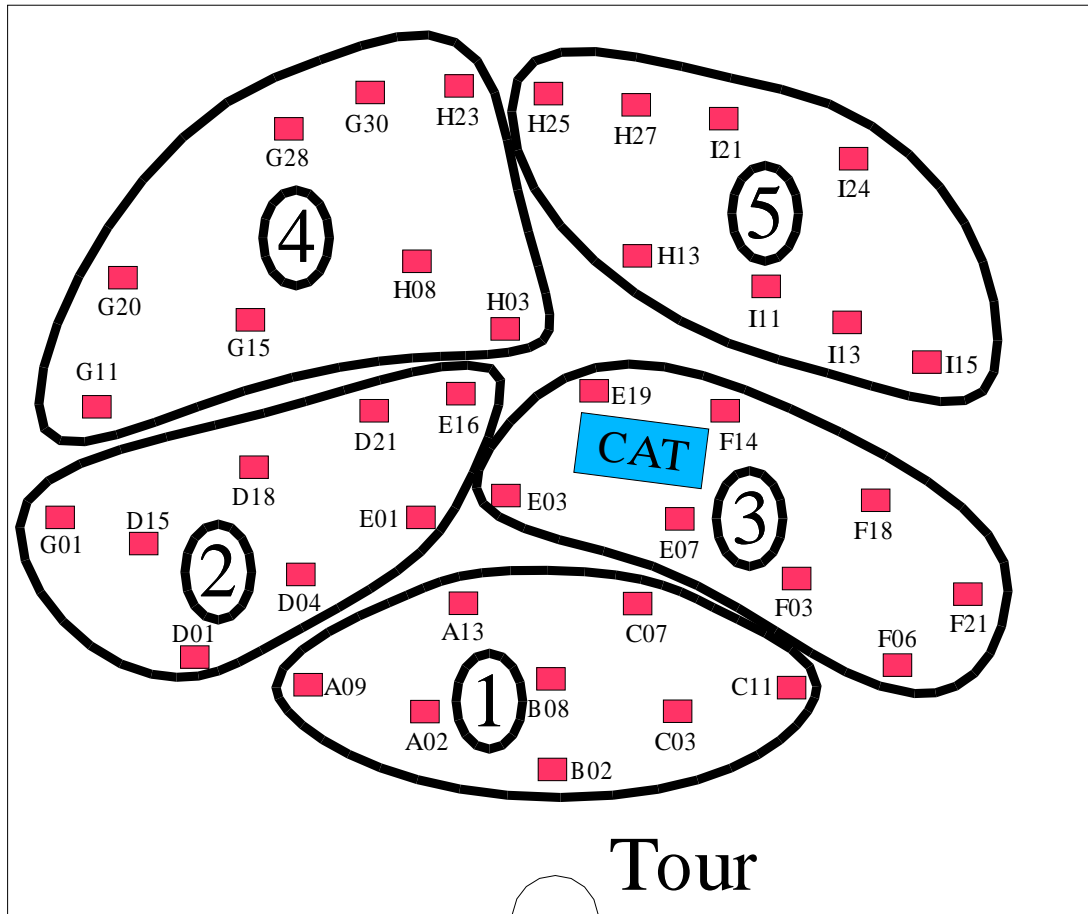


FIG. 6.3: Groupes d'héliostats utilisés dans la logique de déclenchement de CELESTE.

D'autres configurations sont bien sûr envisageables, mais les contraintes imposant un nombre *raisonnable* d'héliostats sur chaque groupe (de façon à baisser le seuil) et un nombre *raisonnable* de groupes (de façon à rejeter les gerbes locales) ne laissent pas un grand nombre de combinaisons.

L'étude de l'efficacité de détection de ce système de détection fera l'objet d'une étude par simulation, au chapitre 7.

### 6.1.2 Réglage du déclenchement

Le déclenchement hybride impose un réglage fin des retards à appliquer aux différentes voies. Lors d'un suivi de source, les distances des héliostats au point d'émission de la gerbe varient en effet continûment au fur et à mesure que l'angle du front d'onde Čerenkov avec le champ d'héliostats change, comme indiqué sur la figure 6.4. Cela impose une correction dynamique par des lignes à retard programmable dans l'électronique de déclenchement. Ces corrections dépendent en outre du type de pointé réalisé : pour un pointé en mode *convergent*, on suppose le front d'onde sphérique de centre au point de visée, choisi à une altitude donnée et dans le prolongement du centre du champ dans la direction de la source. Le centre du champ est appelé *Pivot* (point G sur la figure). En mode parallèle, les surfaces d'onde sont au contraire assimilées à des plans. Dans tous les cas, l'origine des temps est choisie au Pivot (G), de façon à pouvoir

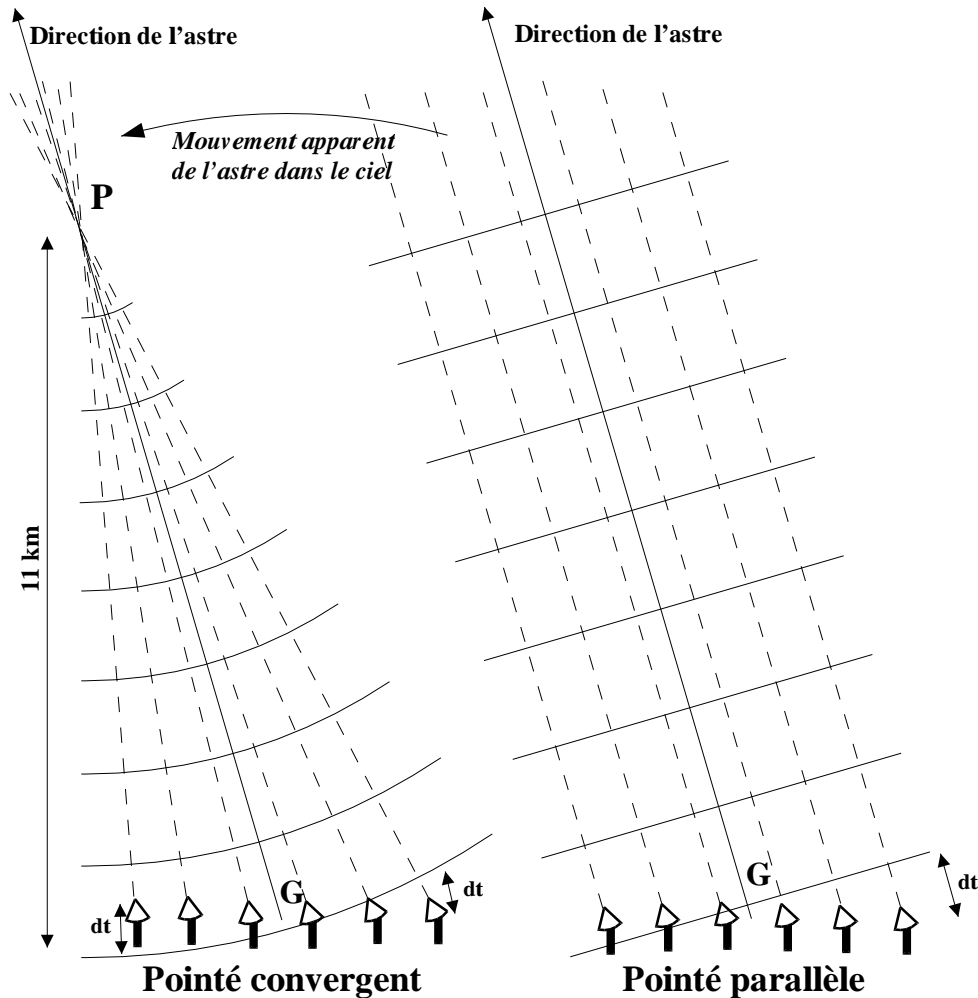


FIG. 6.4: Calcul du retard des signaux pour un pointé convergent et pour un pointé parallèle.

combiner différentes stratégies de visée en maintenant un calcul des retards cohérent. Il est ainsi possible de pointer la moitié des héliostats à une altitude et l'autre moitié à une seconde altitude, tout en maintenant un réglage correct des retards.

La figure 6.5 décrit la façon dont ces distances variables sont corrigées :

- ⊙ Des retards fixes (bobines de câbles) sont utilisées pour équilibrer les distances des différents héliostats à la tour. Cette partie ne varie évidemment pas au cours d'un suivi, et a été calculée de façon à équilibrer les retards pour un pointé au voisinage du zénith.
- ⊙ Des retards analogiques programmables, constitués d'un ensemble de câbles de 1, 2, 4, 8, 16, 32 et 64 ns en série (figure 6.5) sont commutés sous le contrôle du logiciel central de pilotage de l'acquisition via une ligne RS 232. A chaque câble est associé un atténuateur, de valeur proche de l'atténuation du câble associé, qui est commuté lorsque le câble en question n'est pas en service. Cela permet d'assurer une atténuation constante du signal, quelque soit le retard total programmé. Chaque groupe de 8 héliostats est ainsi mis en temps par un boîtier individuel. Cependant, afin de minimiser la quantité de câbles utilisée, cette mise en temps est effectuée en deux temps : chaque groupe est divisé en 3 sous-groupes de 2 ou 3 héliostats, mis en temps par un premier jeu de câbles. Après passage dans un sommateur, ces trois sous-groupes sont ensuite mis en temps par un deuxième jeu de câbles.
- ⊙ Enfin, après passage dans un discriminateur, les signaux logiques sont mis en temps à



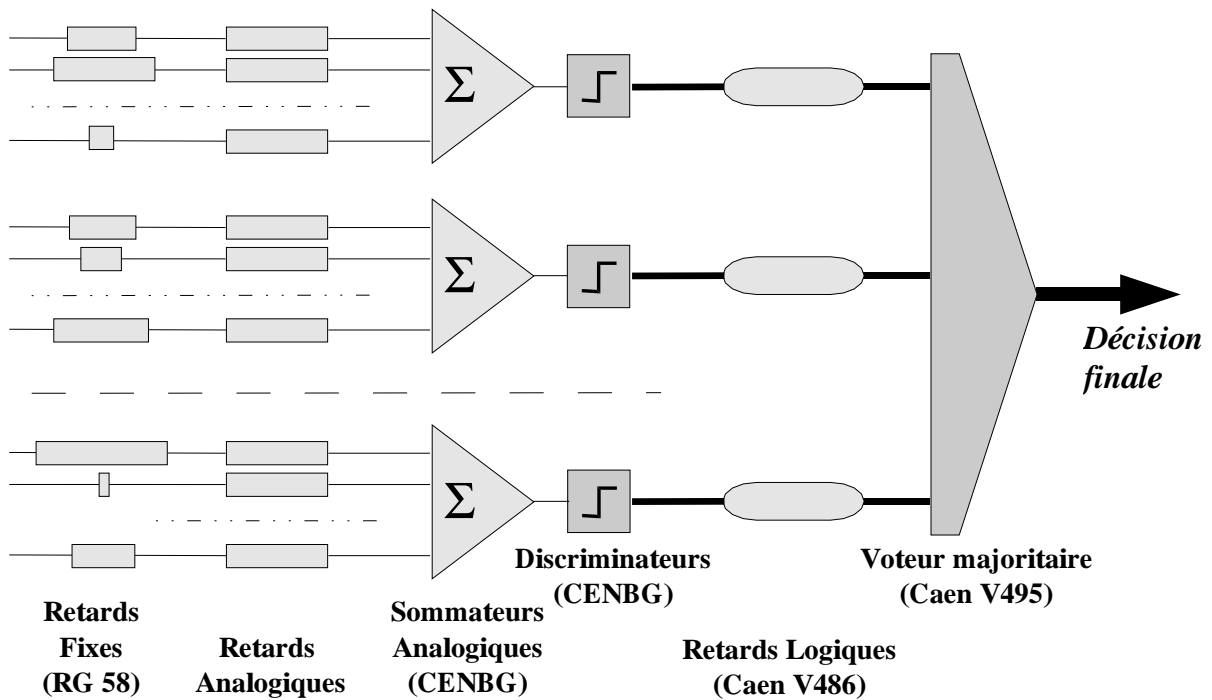


FIG. 6.5: Schéma de principe de l'électronique de déclenchement.

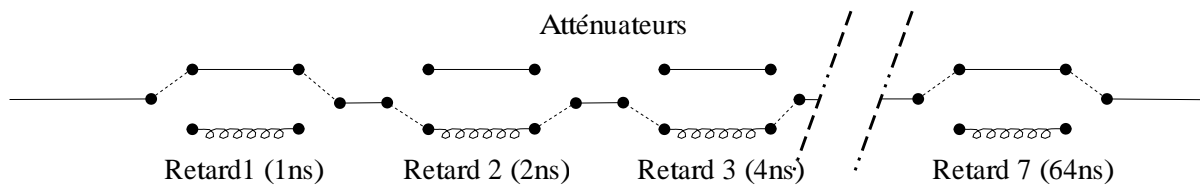


FIG. 6.6: Schéma de principe des retards analogiques programmables.

l'aide de retards programmables numériques CAEN V486 permettant de retarder un signal logique sans modification d'amplitude, avec une gamme dynamique de 500 ns environ.

Un module unique, construit au CENBG (Bordeaux) assure à la fois les fonctionnalités de mise en temps et de sommation analogique, de compensation d'atténuation et de discrimination de la somme. Le schéma fonctionnel de ce module est représenté sur la figure 6.7. Chaque boîte, avec une gamme dynamique de 254 ns, permet la mise en temps de 9 héliostats en deux niveaux de sommations.

Cette mise en temps doit être faite soigneusement, au niveau de la nanoseconde, car le signal Čerenkov dure au plus 2 ns ; d'une sommation correcte dépend critiquelement le seuil effectif de déclenchement.

### 6.1.3 Calcul et répartition des retards

Au cours d'un suivi de source, l'angle du front d'onde Čerenkov avec le champ d'héliostat évolue à une vitesse de l'ordre de  $15^\circ \text{ h}^{-1}$ , soit  $2.5 \text{ mrad mn}^{-1}$ . La différence de temps entre deux héliostats distants de 200 m évolue donc au rythme de  $2.5 \times 10^{-3} \times 200/c \approx 1.5 \text{ ns mn}^{-1}$ . Le calcul des retards à programmer à chaque niveau (sous-groupes, groupes et déclenchement principal) doit donc se faire toutes les 30 s environ pendant toute la prise de données, avec un

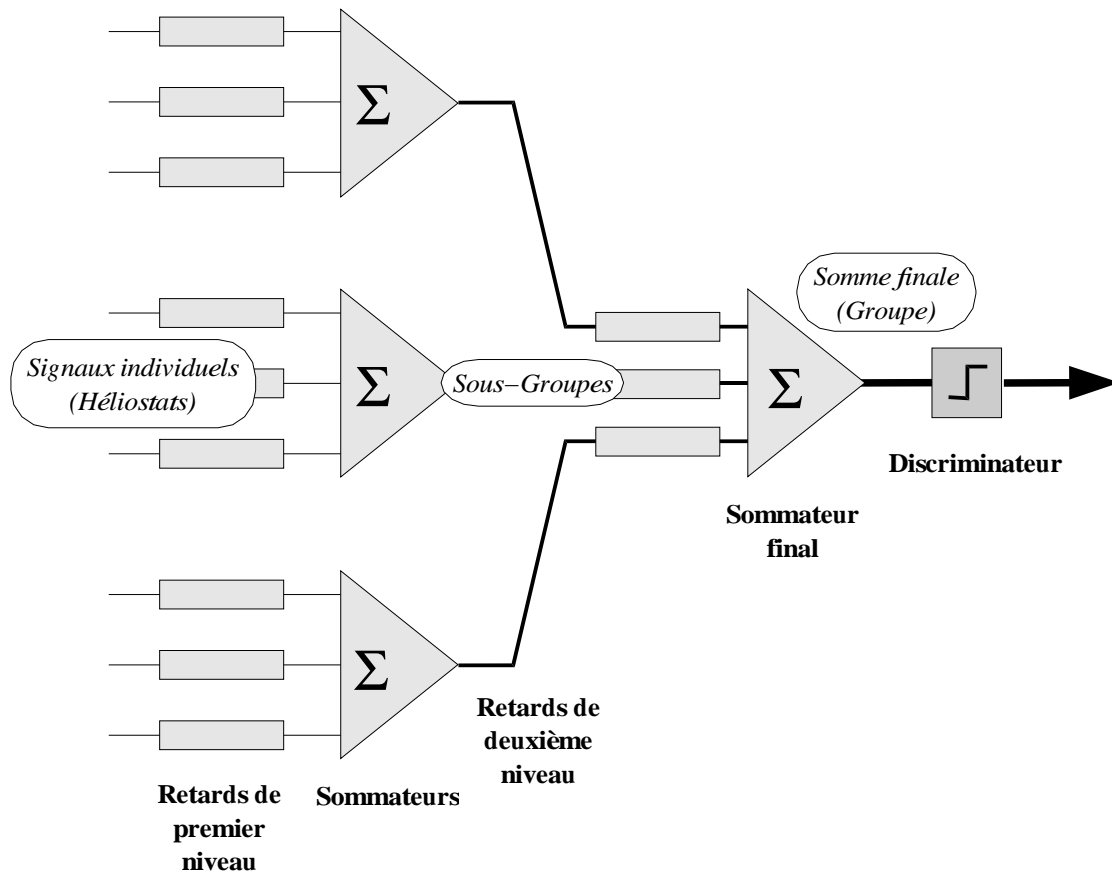


FIG. 6.7: Mise en temps pour un groupe trigger.

pas de réglage de 1 ns.

- ⊙ Dans un premier temps, à l'aide d'une base de données décrivant tous les instruments en service, ainsi que la façon dont ils sont reliés les uns aux autres, et en calculant la position dans le ciel de la source suivie, on calcule le temps de transit depuis le point supposé d'émission de la lumière Čerenkov jusqu'au signal de déclenchement final, et ce pour chaque voie avec la valeur minimale des retards programmables. Ce calcul dépend de la stratégie de visée adoptée.
- ⊙ Le plus grand des temps ainsi obtenu deviendra le temps de formation du signal de déclenchement. Le jeu consiste alors à ajuster les autres temps de transit à cette valeur, en répartissant la différence sur les différents retards programmables.
- ⊙ L'algorithme de répartition suivant est appliqué :
  - 1) Sur chaque sous-groupe, on met les plus petits retards permettant une mise en temps des 2 ou 3 héliostats du sous-groupe.
  - 2) Sur chaque groupe, on fait de même.
  - 3) Ce qui reste des retards à programmer est alors appliqué sur les retards logiques de chaque groupe pour la mise en temps finale.
  - 4) On vérifie alors que les valeurs programmées sur les retards logiques n'excèdent pas les limites constructeurs. Si c'est le cas, on retranche l'excès, et on le rajoute à chacun des sous-groupes du groupe concerné.
  - 5) De la même façon, on vérifie que les retards analogiques programmés sur les sous-groupes sont corrects, et on "rétro-propage" éventuellement l'excès.
  - 6) On vérifie enfin qu'aucune des voies individuelles n'est en butée, et si c'est le cas, on inactive la voie la plus éloignée de la mise en temps, et on recommence l'algorithme à

l'étape 1 avec une voie de moins.

Il y a en général plusieurs possibilités de réglage, or cet algorithme permet de programmer le minimum de retards sur les boîtiers de retards analogiques, et donc d'appliquer le moins possible de distorsion au signal.

La gamme dynamique de réglage (valant 254 ns pour chaque groupe de déclenchement) est ce qui détermine la partie du ciel visible par CELESTE. Une procédure d'optimisation de la longueur des câbles fixes à été mise en place de façon à rendre cette zone la plus grande possible.

#### 6.1.4 Optimisation des câbles fixes

Le jeu de câbles fixes utilisé détermine la portion du ciel visible par le détecteur. Le choix de ces câbles doit se faire en fonction des sources que l'on désire observer, tout en tenant compte de l'efficacité du détecteur, nettement meilleure au Sud qu'au Nord.

Dans la mesure où le nombre de paramètres libres est important, aucune procédure automatique d'optimisation de ces retards n'a été établie. Nous avons écrit un programme permettant de prévoir la partie du ciel observable pour un jeu de câble donné, et de signaler les héliostats limitant cette zone. Par une procédure manuelle itérative, nous cherchons à maximiser cette zone.

Héliostat	Retard (ns)	Héliostat	Retard (ns)
B02	93.1	F14	8.0
A02	53.4	F18	6.0
B08	53.1	F21	6.0
C03	76.4	G01	4.1
A09	16.1	H03	148.9
A13	4.1	G11	100.8
C07	4.0	G15	100.6
C11	16.1	H08	76.3
D01	55.3	H13	156.3
D04	55.2	I11	156.0
E01	103.3	I13	156.2
E03	57.4	I15	102.6
E07	57.4	G20	53.4
F03	57.3	G28	4.1
F06	57.4	G30	4.0
D15	4.0	H23	4.0
D18	76.0	H25	6.0
D21	55.5	H27	6.0
E16	75.6	I21	6.0
E19	8.5	I24	6.0

TAB. 6.1: Valeur des retards fixes utilisés dans l'acquisition pour chaque héliostat.

La table 6.1 donne un jeu de valeurs permettant d'observer à 30° tout autour du zénith, comme indiqué sur la figure 6.8, à gauche. La partie du ciel que l'on peut observer correspond au maximum à l'intersection des régions observables par chacun des 5 groupes d'héliostats (représentées sur la figure 6.9), mais peut être encore limitée par la gamme dynamique des

retards logiques. Il serait possible d'agrandir cette région vers le Sud, à la condition de disposer d'un retard logique de plus grande gamme dynamique (au moins  $1 \mu\text{s}$ ).

### 6.1.5 Contrôle de la mise en temps

De façon à pouvoir contrôler en temps réel la précision de la mise en temps, il a été prévu la possibilité de digitiser également le signal de somme de chaque groupe de déclenchement. La comparaison de la largeur de ce signal avec la largeur des signaux individuels doit permettre d'estimer la précision de mise en temps. Cependant, nous ne disposons pas de suffisamment de Flash ADC pour mettre en service cette possibilité de façon permanente. Elle ne l'a été que transitoirement, pendant une période où nous sommions les signaux de deux héliostats sur un seul Flash ADC et où la mise en temps n'avait pas été finalisée.

## 6.2 Lecture des événements

### 6.2.1 Principe de fonctionnement d'un Flash ADC

La lecture des événements est effectuée au moyen d'un codeur analogique-digital, le Flash ADC ETEP 301C, permettant d'échantillonner un signal à 1 GHz avec 8 bits de gamme dynamique. Le principe de fonctionnement de ces convertisseurs est décrit sur la figure 6.10 :

Au moment où l'on démarre l'acquisition, le convertisseur code en continu la voie de sortie d'un photomultiplicateur, remplissant progressivement un tampon circulaire de 2048 cases de profondeur, et écrasant à chaque passage les données écrites au passage précédent, au rythme de 1 case par nanoseconde, et ce jusqu'à l'arrivée d'un signal de déclenchement (partie de droite). On dispose alors de 2048 ns de données antérieures au signal d'arrêt. Compte tenu du temps nécessaire à la formation du signal de déclenchement, le signal Čerenkov est situé dans la mémoire à une distance  $dmem$  comprise entre 100 ns et 800 ns, valeur différant d'un héliostat à l'autre. Un registre interne au codeur, lu par l'ordinateur de pilotage, permet de connaître la position dans la mémoire correspondant au signal d'arrêt. On vient alors relire une plage mémoire d'une longueur fixe  $nmem$  (en général 100 ns) centrée sur la position attendue du signal. La distance  $dmem$  du signal d'arrêt est calculée de telle façon que  $dmem + nmem/2$  soit à peu près égale à la distance entre le signal Čerenkov et le signal d'arrêt.

### 6.2.2 Le Vernier

Il n'existe pas à l'heure actuelle de mémoire suffisamment rapide pour enregistrer les données du convertisseur en continu<sup>3</sup>, et il est alors nécessaire de multiplexer les valeurs comme indiqué sur la figure 6.11. Huit groupes de mémoire à 125 MHz se remplissent alternativement, suivant un arbre à trois étages.

Le codeur, fonctionnant à 1 GHz, émet les données alternativement sur deux sorties à 500 MHz. Une bascule permet ensuite d'envoyer alternativement les données sur deux lignes à 250 MHz, elles mêmes séparées en deux. Le Flash ADC n'est capable de s'arrêter réellement que sur un multiple de 8 ns, après remplissage des 8 banques de mémoire. Un mécanisme de levée d'ambiguïté a donc été mis en place par le constructeur :

Les bascules permettant de passer de 500 à 250 MHz ont une sortie normale et une sortie complémentée. La voie complémentée est à nouveau inversée au moment de l'écriture sur les

<sup>3</sup>De telles mémoires commencent tout juste à arriver sur le marché, mais elles ne peuvent être utilisées à la fréquence de 1 GHz qu'à la condition de les intégrer directement dans le microprocesseur, ce qui n'est pas le cas pour les Flash ADC que nous utilisons.

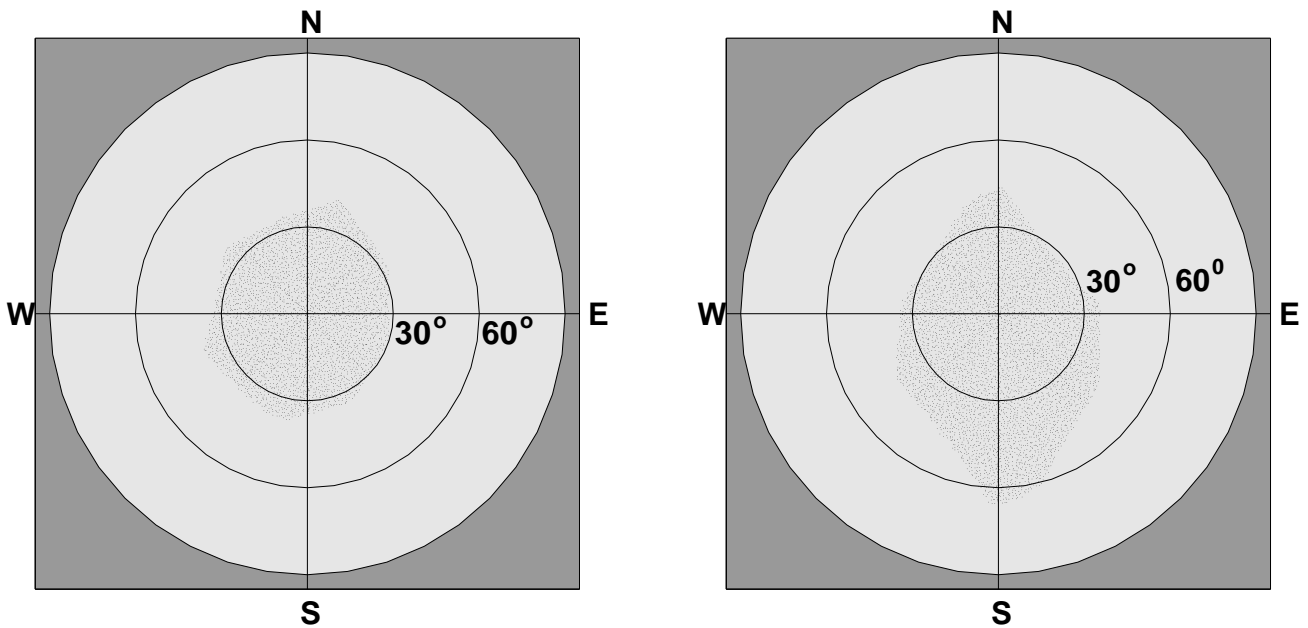


FIG. 6.8: Partie du ciel observable avec le jeu de câbles obtenu par la méthode décrite dans le texte et donné dans la table 6.1 (figure de gauche), et pour un jeu de câble optimisé vers le sud avec un retard logique ayant une gamme dynamique double (figure de droite).

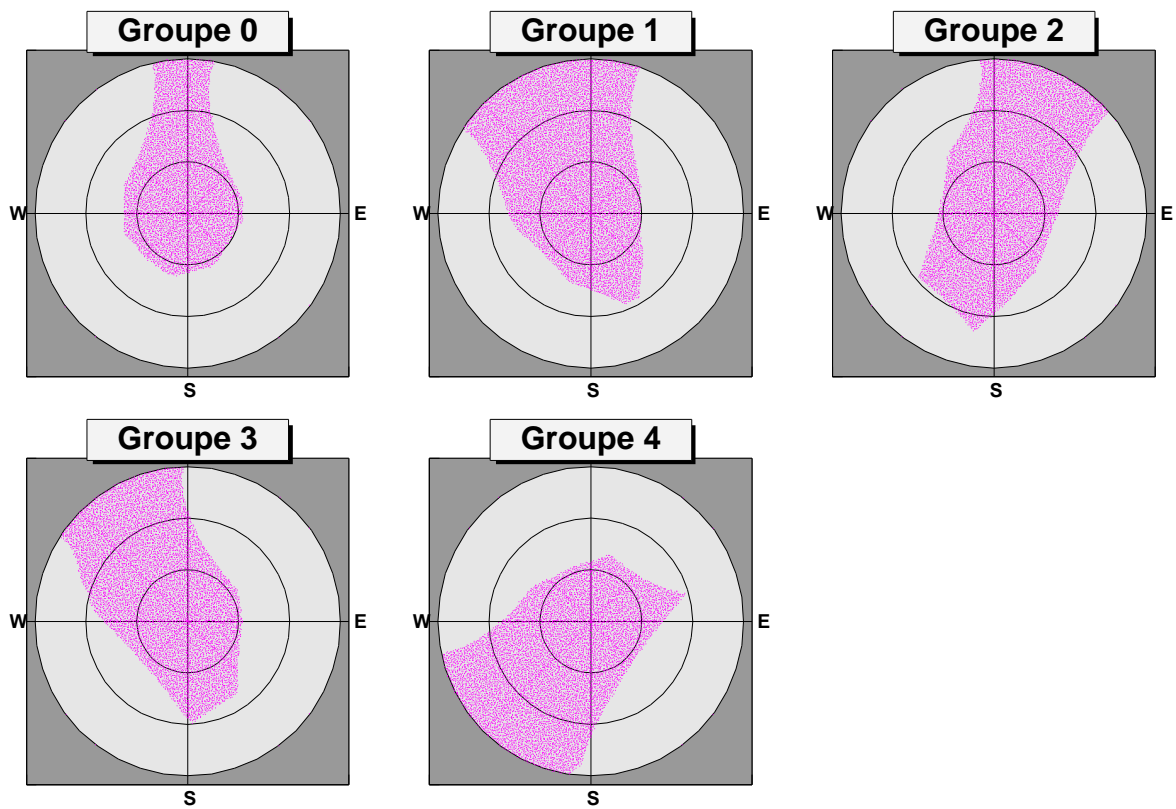


FIG. 6.9: Partie du ciel observable par chacun des 5 groupes avec le jeu de câbles donné dans la table 6.1.

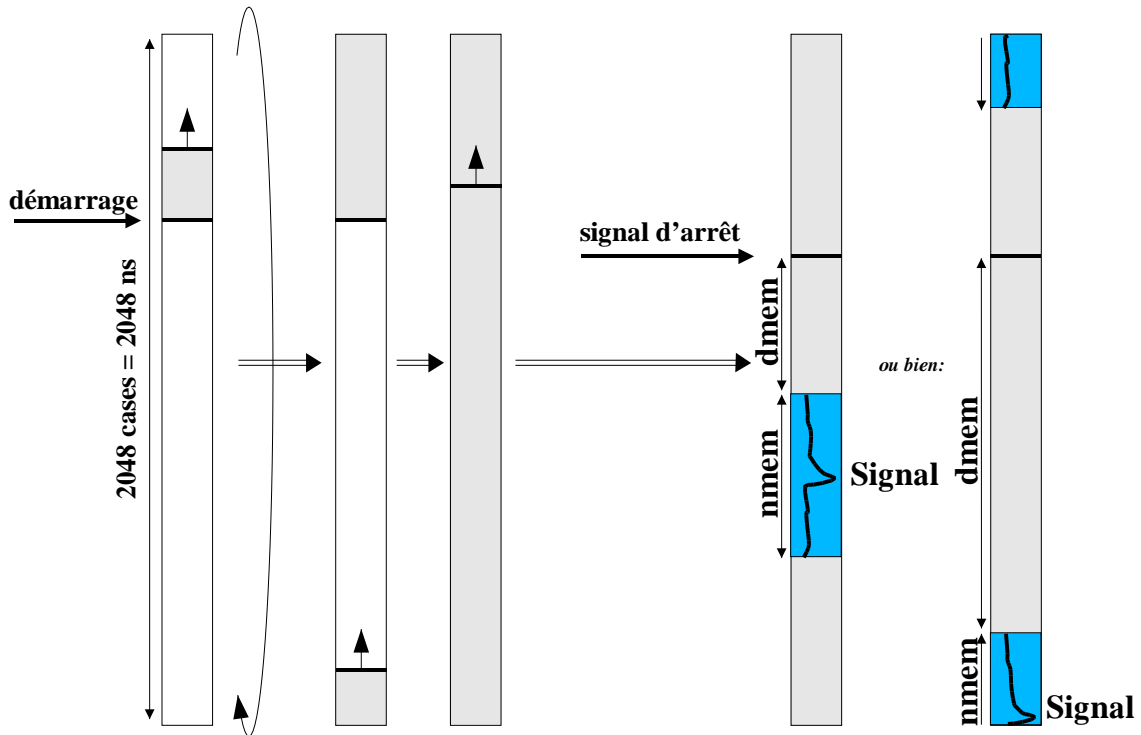


FIG. 6.10: Principe de fonctionnement d'un Flash ADC. A gauche : séquence de démarrage. A droite, configurations possibles de la mémoire lors de l'arrêt du Flash ADC. Cette mémoire, représentée schématiquement par un rectangle vertical, est en pratique répartie sur huit banques remplies alternativement, comme indiqué sur la figure 6.11.

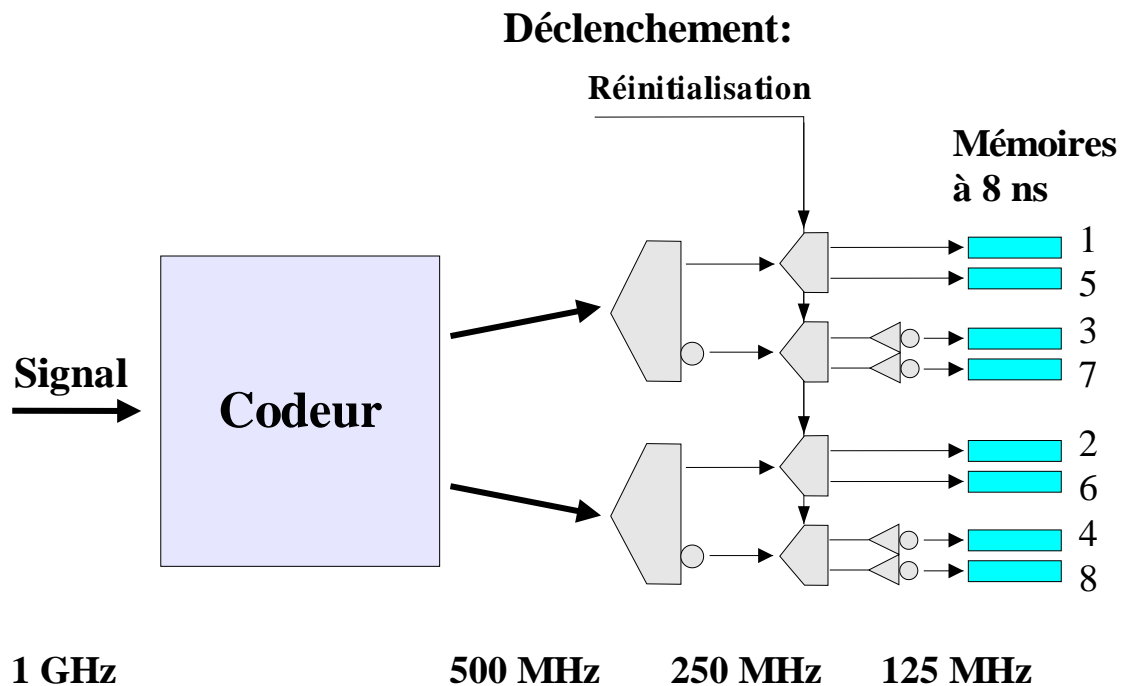


FIG. 6.11: Séquence d'arrêt des Flash ADC.

mémoires. Au niveau suivant, lors du passage à 125 MHz, les bascules possèdent une entrée de réinitialisation, permettant de forcer le signal en sortie à 0. Ces différentes bascules sont savamment orchestrées de façon à ce que leurs sorties soient décalées en temps de 1 ns les

unes par rapport aux autres. Lorsqu'un signal d'arrêt est émis sur le codeur, un signal de réinitialisation est automatiquement envoyé sur ces bascules, qui n'émettent alors plus que des zéros. Compte tenu de la complémentation qui a lieu au niveau suivant, le signal final sur les mémoires est composé de séquences hexadécimales 0x0000FFFF qui se suivent.

Ce signal, appelé *Vernier*, permet de lever la dégénérescence. En pratique, l'algorithme de lecture des données Flash ADC est le suivant :

- ⊙ la lecture d'un registre permet de connaître la position d'arrêt dans la mémoire avec un pas de 8 ns. C'est le premier ou parfois le second multiple de 8 ns qui suit effectivement le signal d'arrêt.
- ⊙ on remonte ensuite le temps dans la mémoire, tant que les données correspondent à la séquence du Vernier (commençant par 0xFFFF).
- ⊙ la première donnée ne correspondant pas à la séquence Vernier est donc le dernier échantillon antérieur au signal d'arrêt, et on lit *nmem* octets à partir de cette position.

## 6.3 Acquisition

CELESTE n'est certes pas une très grosse expérience, mais le nombre d'instruments à contrôler est relativement important. L'acquisition de CELESTE a été conçue de façon modulaire, afin de faciliter l'évolution de l'expérience par l'intégration de nouveaux composants. En particulier, nous avons ménagé la possibilité d'inclure dans les données des informations d'origine très diverses, telles des informations météorologiques, ou des informations en provenance des autres expériences installées sur le site. Dans cette partie, nous décrivons l'architecture informatique de cette acquisition, qui est inspirée de celle réalisée pour le télescope CAT.

### 6.3.1 Architecture informatique

L'acquisition est construite autour d'une station de travail principale Hewlett Packard, chef d'orchestre, synchronisant différents processus clients et serveurs, comme représenté sur la figure 6.12. Le contrôleur principal démarre un ensemble de sous-contrôleurs, dont chacun a pour tâche de contrôler une machine spécifique. Le nombre de ces sous-contrôleurs peut être étendu en fonction des besoins ultérieurs. Ce contrôleur maître comme tous les sous-contrôleurs a été implémenté sous LabVIEW, un langage de programmation graphique, commercialisé par *National Instruments*, conçu pour traiter des flux de données de façon massivement parallèle et dédié au pilotage d'instruments. Ce travail a été réalisé par Muriel Cerutti, Jean Gilly et Roland Morano. Les instruments sont majoritairement installés sur des châssis VME<sup>4</sup>, sur chacun desquels un ordinateur assure les fonctionnalités de pilotage des différents instruments via le bus.

Les tâches actuellement implémentées sont

- ⊙ Contrôle et pilotage des héliostats.
- ⊙ Contrôle et lecture des hautes tensions.
- ⊙ Lecture des courants d'anode<sup>5</sup> des photomultiplicateurs.
- ⊙ Lecture de données météorologiques (Vent, pression, température, humidité).
- ⊙ Contrôle des châssis VME, et lecture des données Flash ADC (3 châssis).

<sup>4</sup>Un châssis est un boîtier comportant en particulier une alimentation et un bus de données, et permettant l'installation et le fonctionnement de plusieurs instruments électroniques avec échanges de données par le bus. Le VME est un standard industriel couramment utilisé en physique des particules pour sa souplesse et sa rapidité.

<sup>5</sup>Courant produit par les électrons collectés par le photomultiplicateur, et proportionnel au nombre de photoélectrons détectés.

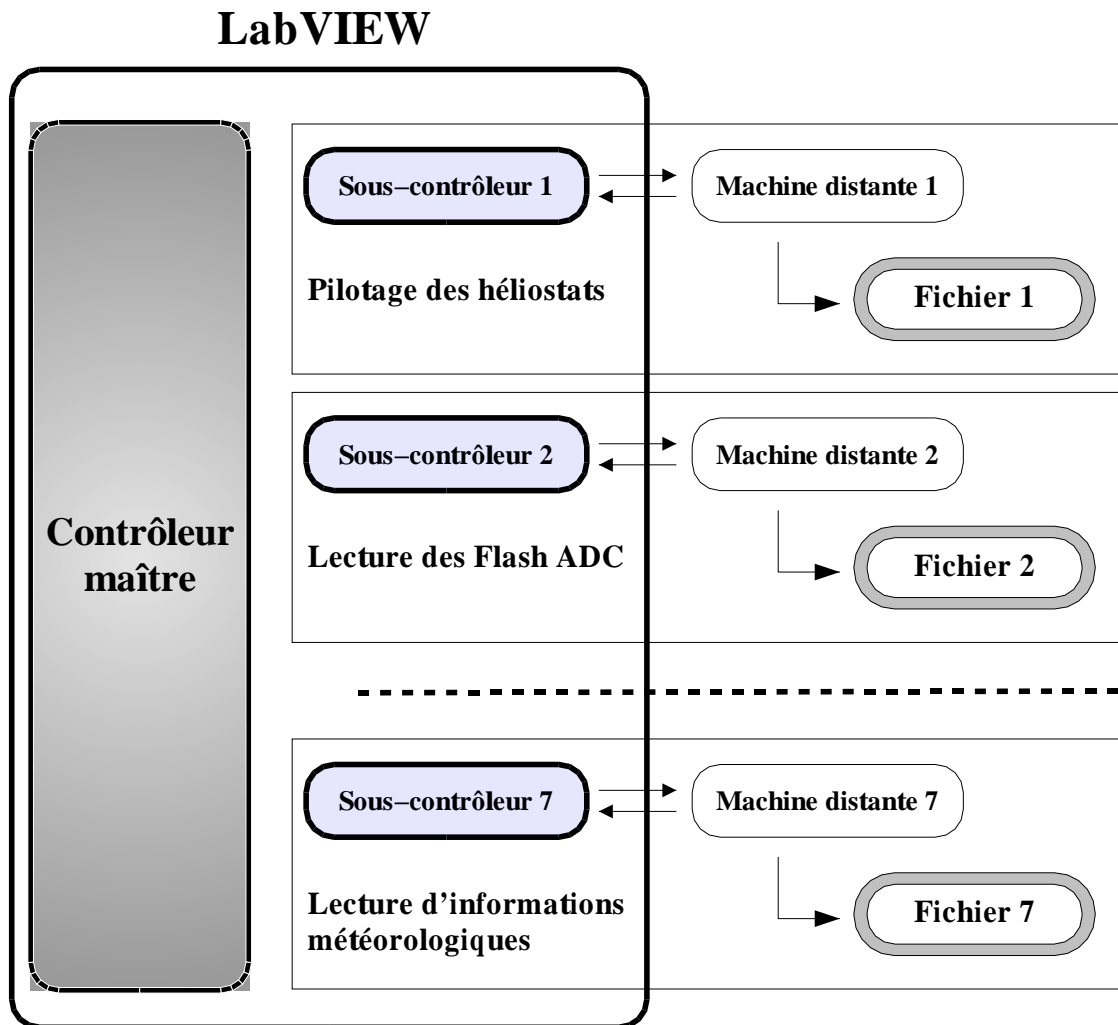


FIG. 6.12: Schéma de principe de l'acquisition. Nous n'avons représenté que 3 des 7 sous contrôleurs en service actuellement.

La dernière tâche est en fait gérée par un sous-contrôleur triple, puisqu'il doit dialoguer avec trois plateformes Motorola, tournant sous LynxOS<sup>6</sup> sur châssis VME.

Le principe du fonctionnement de la communication entre un sous-contrôleur et une tâche d'acquisition a été représenté sur la figure 6.13 : le sous-contrôleur démarre une tâche à distance, par un *remote shell*<sup>7</sup>, dont la sortie standard est redirigée sur un serveur de données (appelé GAS [91], pour *General Application Server*), et la sortie d'erreur renvoyée vers le sous-contrôleur de façon à récupérer ainsi les messages des différentes machines. Ensuite, le sous-contrôleur ouvre une ligne de commande - selon le protocole de communication TCP-IP - vers le serveur de données, de façon à pouvoir dialoguer directement avec lui, et surtout lui transmettre des commandes.

Tous ces programmes (Serveur de données, sous-contrôleur et tâche d'acquisition proprement dites) dialoguent via le protocole TCP-IP et peuvent donc résider sur n'importe quelle machine<sup>8</sup>.

<sup>6</sup>Système d'exploitation UNIX temps réel.

<sup>7</sup>Le *remote shell* est une commande UNIX permettant d'exécuter un programme à distance, tout en conservant l'entrée et la sortie standard du programme sur la machine d'où émane la commande.

<sup>8</sup>Le serveur de données doit cependant résider sur une machine UNIX de façon à pouvoir disposer de la fonction du *remote shell* (voir note 7).



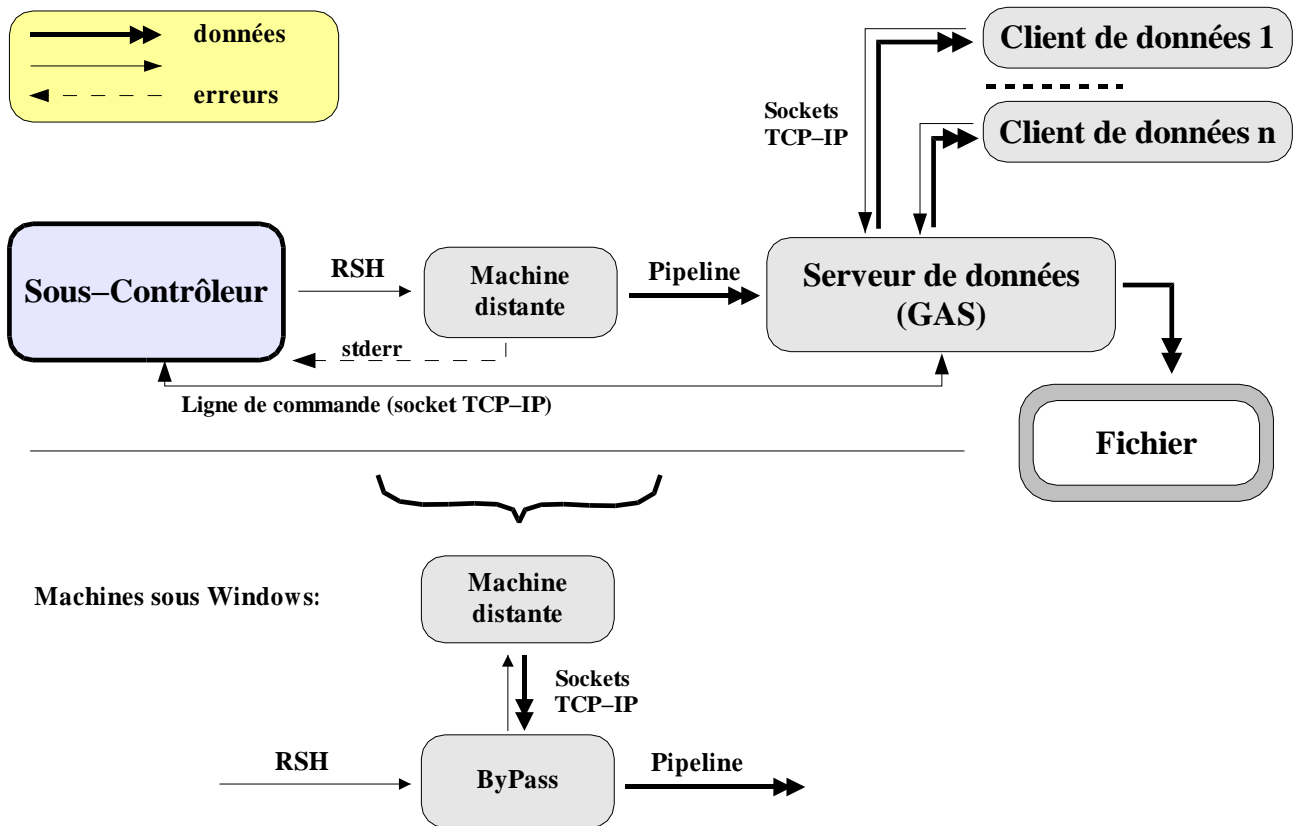


FIG. 6.13: Schéma de principe de fonctionnement d'une tâche d'acquisition avec un serveur de données. Ce schéma fait intervenir un sous-contrôleur, un serveur de données et un programme d'acquisition proprement dite, qui peuvent résider sur n'importe quelle machine capable d'interpréter le protocole de communication TCP-IP.

Les serveurs de données assurent les fonctionnalités suivantes :

- ⊙ Réception des données en provenance de la tâche d'acquisition, avec transmission de certains messages d'erreurs au sous-contrôleur via la ligne de commande.
- ⊙ Ouverture d'un fichier en début de prise de données, dans lequel toutes les données en provenance de l'instrument sont stockées. Le nom du chemin à ouvrir est donné par le sous-contrôleur, via la ligne de commande, et est en général accompagné d'un ensemble de données de configuration à placer en tête du fichier.
- ⊙ Fermeture du fichier en fin de prise de données.

Enfin, en plus de ces fonctionnalités d'acquisition pure, ces serveurs écoutent un canal TCP-IP dédié, sur lequel un *client de données* extérieur peut se connecter, de façon à requérir certaines données. Il s'agit par exemple d'un logiciel d'affichage en temps réel, utilisé par les physiciens en poste pour contrôler le bon déroulement de la prise de données. Le serveur de données envoie alors les données sur cette ligne également, mais uniquement lorsqu'aucune tâche plus prioritaire (comme la sauvegarde sur fichier) n'est en attente. Ces lignes donnent accès à un échantillon des données, même lorsque ces dernières ne sont pas sauvegardées sur fichier.

Parmi les tâches d'acquisition, certaines sont assurées par des machines tournant sous UNIX (ou LynxOS), mais d'autre (Pilotage des héliostats, lecture des courants d'anode et informations météorologiques) sont assurées par des machines sous Windows, ne disposant pas de la fonctionnalité du *remote shell*. Nous avons utilisé un subterfuge représenté sur la partie inférieure de la figure 6.13 de façon à conserver le schéma général de l'acquisition : un petit programme,

situé sur une machine UNIX quelconque, est exécuté par *remote shell* depuis le sous-contrôleur associé. Ce programme, appelé *bypass*, ouvre une ligne TCP-IP de façon à dialoguer avec le programme à distance, et redirige les données reçues sur cette ligne vers sa sortie standard. Le schéma général de l'acquisition est ainsi préservé, ce qui offre la possibilité d'ajouter facilement des contrôleurs supplémentaires.

Cette architecture très générale offre une souplesse permettant l'intégration rapide de nouveaux dispositifs, à distance ou locaux. Par ailleurs, l'utilisation de *remote shell* permet une mise au point plus facile, car il est possible de lancer la commande directement depuis un terminal, sans passer par toute la chaîne d'acquisition, et de vérifier ainsi le comportement de certains instruments. Il est également possible de développer rapidement des programmes auxiliaires, séparés de l'acquisition principale, dialoguant avec certains instruments à des fins de diagnostic, de calibration, etc.

Cette architecture fut à l'origine développée pour CAT, où elle a fait ses preuves. Cette compatibilité entre les deux expériences permet en outre d'échanger des informations diverses, telles les informations météorologiques.

### 6.3.2 Déclenchement et lecture

Les tâches de déclenchement et de lecture des données sont assurées par un ensemble de plateformes Motorola, sur châssis VME et tournant sous environnement UNIX (LynxOS). Un logiciel de pilotage temps réel, écrit par Nicolas Briand (CESR, Toulouse), dialogue avec les différents instruments, soit sur châssis VME, soit extérieurs, comme décrit sur la figure 6.14. Ce logiciel reçoit des commandes en provenance du sous-contrôleur associé et émet les données collectées sur sa sortie standard. Le même code tourne sur les différentes plateformes (trois actuellement), afin de faciliter d'éventuelles extensions.

Parmi ces plateformes Motorola, une joue le rôle de maître. Elle pilote les boîtiers de retards analogiques et de déclenchement des groupes, en fonction des valeurs calculées et transmises par le sous-contrôleur. Elle pilote également tous les instruments intervenant dans la logique majoritaire, ainsi que la datation des événements par horloge GPS et la lecture périodique d'échelles de comptage (permettant entre autre de connaître la fréquence de déclenchement des groupes).

Les autres plateformes n'ont qu'un seul type d'instruments, en l'occurrence des Flash ADC, et sont donc dénommées *Esclaves*.

Toutes ces plateformes dialoguent par une ligne RS 232 avec le boîtier de contrôle des Flash ADC ETEP, développé au CENBG (Bordeaux), et qui assure les fonctionnalités suivantes :

- ⊙ Sélection, via le Lynx Maître, d'une source de déclenchement parmi
  - Déclenchement périodique
  - Déclenchement commandé par logiciel
  - Déclenchement normal via la chaîne complète
  - Déclenchement extérieur (prévu pour éventuellement déclencher sur les événements du télescope CAT)
- ⊙ Démarrage des Flash ADC lorsque toutes les plateformes en ont donné l'ordre
- ⊙ Arrêt des Flash ADC en présence d'un signal de déclenchement, seulement si l'on n'est pas déjà en train de lire un événement, et envoi d'un signal d'interruption à toutes les plateformes pour lecture de l'événement.

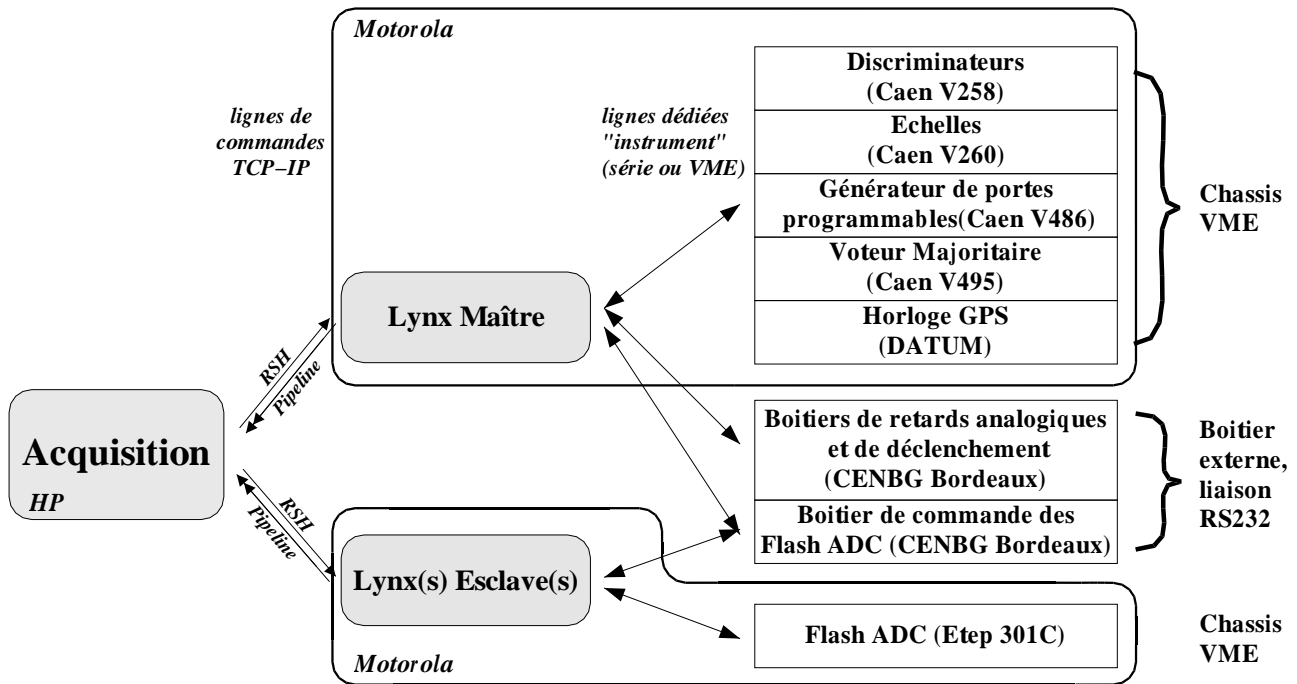


FIG. 6.14: Schéma de principe de fonctionnement du pilotage des instruments de déclenchement et de relecture.

### 6.3.3 Types de prise de données

L'architecture d'acquisition autorise plusieurs types de prise de données :

#### Injection de charge

Ce type de prise de données consiste à *injecter* un signal directement dans la base des photomultiplicateurs, en amont de toute la chaîne électronique. Il permet de contrôler rapidement le fonctionnement des boîtiers de mise en temps et de déclenchement, ainsi que le fonctionnement des Flash ADC. Il peut être utilisé de jour comme de nuit, sans précaution particulière, dans la mesure où les photomultiplicateurs n'ont pas besoin d'être alimentés en haute tension.

Les données acquises par cette méthode permettent en outre des études fines du comportement des Flash ADC, car on dispose ainsi d'un signal d'amplitude et de largeur réglable et reproductible.

#### Diode LED

Ce type de prise de données utilise une diode LED rapide, installée sur les blocs détecteurs, et faisant face aux miroirs secondaires. Peu utilisé jusqu'à présent, il permet de contrôler, porte fermée, le comportement des photomultiplicateurs et notamment leur vieillissement.

#### Laser

Ce type de prise de données, décrit de façon détaillée en 8.2.3, utilise un laser rapide dont le signal est guidé par une fibre optique jusqu'à un diffuseur situé en haut de la tour, et faisant face aux héliostats. Il est utilisé dans la calibration temporelle du détecteur.

### Cartographie d'étoile

Ce type de prise de données est utilisé pour optimiser l'orientation des héliostats en tenant compte de décalages de pointé. Présenté plus en détail en 8.1, il consiste à suivre une étoile et à enregistrer le courant d'anode des photomultiplicateurs tout en modifiant légèrement la direction de pointé des héliostats.

### Bruit de fond

Ce type de prise de données consiste à enregistrer avec les Flash ADC des fenêtres temporelles aléatoires, en désactivant la logique de déclenchement. Il permet d'étudier le bruit de fond de ciel en vue, notamment, de la simulation.

### Taux de comptage

Ce type de prise de données utilise l'électronique de déclenchement ainsi que les échelles de comptage, mais pas les Flash ADC, de façon à étudier le taux de déclenchement en fonction du seuil programmé sur les boîtiers, en excluant le temps mort associé à la lecture des Flash ADC. Il peut se faire avec des héliostats en mouvement, les retards étant calculés périodiquement. Généralement utilisé juste avant une prise de données normale, il permet de choisir le seuil de déclenchement en fonction de la luminosité du ciel. Un résultat de ce type de prise de données est présenté sur la figure 6.20.

### Prise de données normale

Ce type de prise de données réunit tous les instruments, de façon à acquérir des données Flash ADC sur la lumière Čerenkov émise par les gerbes. Au cours de la prise de données, les informations suivantes sont également enregistrées périodiquement :

- ⊙ l'état des héliostats, leur direction de pointé à un instant donné et l'écart à la position programmée
- ⊙ la valeur des hautes tensions, ainsi que le courant débité par l'alimentation dans les photomultiplicateurs
- ⊙ le courant d'anode des photomultiplicateurs, indicateur du bruit de fond de ciel
- ⊙ les données météorologiques (pression, vent, température, hygrométrie)
- ⊙ le taux de comptage sur chacun des groupes de déclenchement, ainsi que pour le déclenchement général
- ⊙ le taux de temps mort de l'acquisition
- ⊙ les valeurs des retards et des seuils programmées sur les boîtiers de déclenchement
- ⊙ et, bien sûr, les données Flash ADC.

#### 6.3.4 Synchronisation des différents Lynx

Les données Flash ADC étant acquises sur différents châssis (trois actuellement), pilotés chacun par un processeur individuel, elles sont stockées dans des fichiers distincts, avec une numérotation des événements propre à chaque fichier. De façon à assurer une numérotation cohérente entre les plateformes (afin d'éviter de mélanger les événements lors de la construction du fichier final), nous avons développé une procédure de synchronisation du démarrage des Lynx, qui consiste en 4 points :

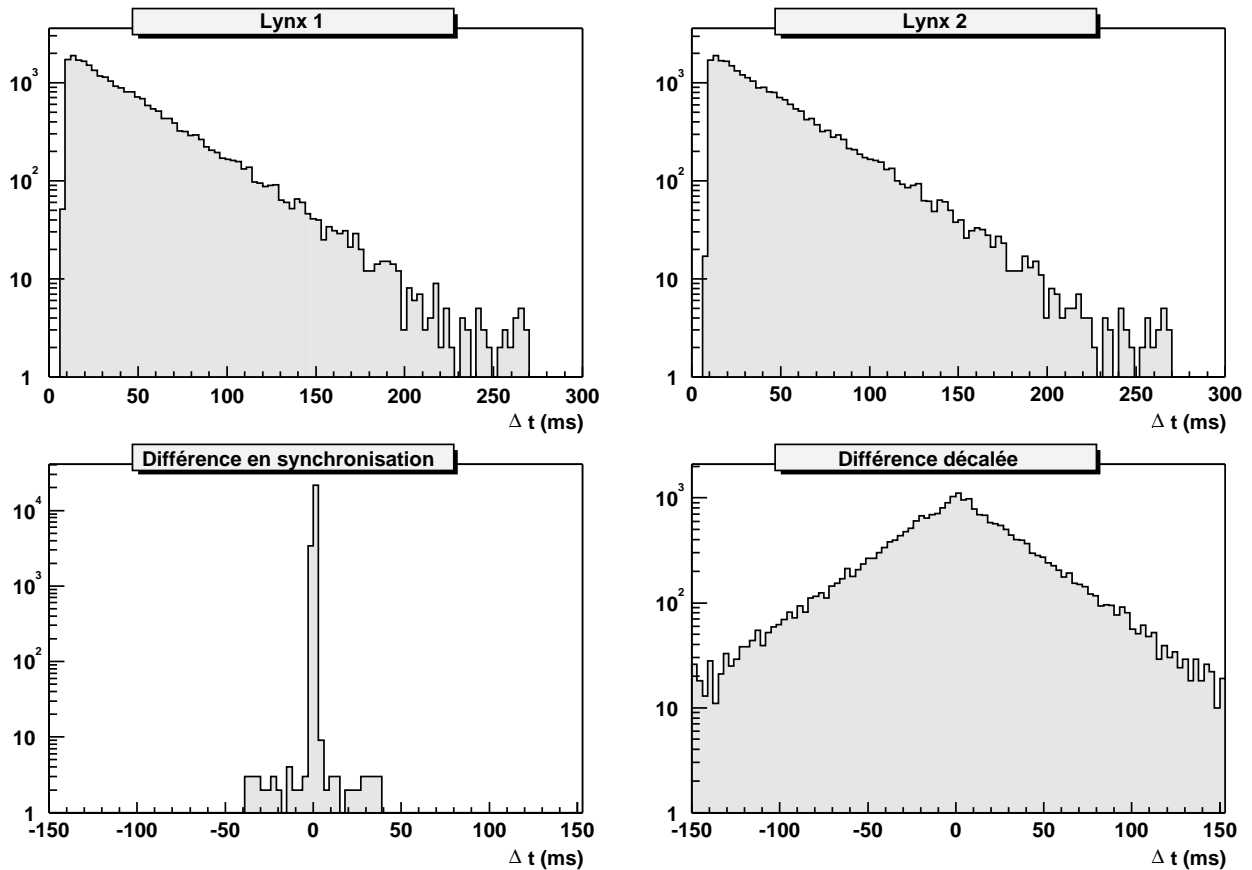


FIG. 6.15: Vérification hors ligne de la synchronisation des Lynx. Les deux histogrammes du haut montrent les différences de temps  $dt_1$  et  $dt_2$  entre deux événements consécutifs pour les Lynx 1 et 2. En bas à gauche, on a l'histogramme des différences  $dt_1 - dt_2$  lorsqu'il n'y a pas de désynchronisation. A droite, le même histogramme lorsqu'il y a eu décalage, en l'occurrence d'un événement.

- 1) Arrêt du déclenchement matériel et attente pendant 1 seconde, de façon à mettre les plateformes en état d'attente d'événement.
- 2) Déclenchement logiciel de façon à arrêter les processus de lecture. Chaque plateforme met alors son numéro d'événement à 0.
- 3) Démarrage des processus de lecture et attente pendant une seconde, de façon à s'assurer que toutes les plateformes sont prêtes.
- 5) Validation du déclenchement matériel.
- 4) Mise en route des Flash ADC et levée du veto sur le Déclenchement (par le Lynx maître).

Cette synchronisation assure que l'événement 1 est bien le même pour tous les Lynx. En principe, la conception de l'acquisition empêche un décalage de l'un des Lynx au cours de la prise de données, car un mécanisme de drapeaux requiert que chaque plateforme ait annoncé sa disponibilité avant la levée du veto sur le déclenchement.

Nous avons en outre développé une procédure de contrôle et de re-synchronisation en cas de décalage, utilisant la datation interne de chaque Lynx :

Pour un lynx donné, la différence de temps entre deux événements consécutifs suit une loi exponentielle. Si tous les Lynx sont synchrones, cette différence de temps doit être la même sur tous les châssis. La différence entre deux Lynx de ces écarts de temps doit alors suivre une distribution étroite centrée sur 0. Par contre, si l'un des Lynx se décale d'un événement ou plus, les distributions des écarts de temps deviennent indépendantes, et leur différence doit donner

une distribution beaucoup plus large.

Ce test, représenté sur la figure 6.15, permet de contrôler rapidement la synchronisation des différentes plateformes pour des données prises dans des conditions de déclenchement aperiodique. Il a permis de mettre en évidence des désynchronisations occasionnelles des Lynx, probablement dues à des défaillances électroniques. En essayant successivement différentes valeurs, il permet alors de déterminer le décalage, et de resynchroniser *a posteriori* les fichiers de données défectueuses.

### 6.3.5 Contrôles périphériques

Un certain nombre de tâches périphériques sont dédiées à l'acquisition de données permettant une meilleure compréhension de l'expérience. Elles ne sont pas nécessaires au fonctionnement du télescope, mais les données qu'elle fournissent sont incluses dans le fichier final.

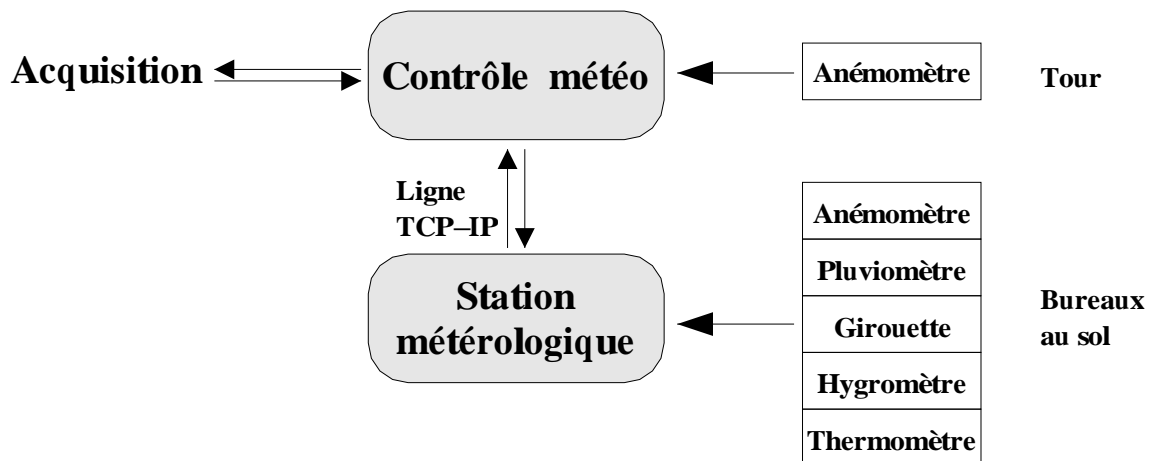


FIG. 6.16: Organisation de l'acquisition de données météorologiques : un PC dédié, situé dans la salle de contrôle, lit les données en provenance d'un anémomètre situé sur le toit de la tour et communique avec l'acquisition d'une part, et une station météorologique d'autre part.

Ces tâches sont actuellement au nombre de deux :

- ⊙ Lecture des courants d'anode des photomultiplicateurs.
- ⊙ Lecture de données météorologiques (Vent, pression, température, humidité).

La figure 6.16 décrit l'organisation de la seconde de ces tâches, à savoir l'acquisition de données météorologiques. Un PC situé dans les bureaux, où un programme tournant sous LabVIEW (et réalisé par Jean-Louis Sans) acquiert les données d'une station météorologique elle-même installée dans une roulotte sur le site de Thémis, et les publie sur le Web.

Un programme tournant sur un PC sous Windows, écrit en C++ (Borland) par moi, acquiert les données en provenance de l'anémomètre de CELESTE et établit une connexion avec l'ordinateur gérant la station météorologique.

Ces deux programmes s'échangent périodiquement leurs données respectives, ce qui permet au PC situé dans la salle de contrôle de transmettre à l'acquisition à la fois les données de l'anémomètre et celles de la station météorologique. La structure du programme est prévue de façon à pouvoir facilement connecter d'autres stations météorologiques situées ailleurs dans le champ, et il peut fournir ses données à 5 clients extérieurs simultanément.

### 6.3.6 Format de fichier et construction du fichier de données

Nous avons choisi un format de fichier binaire, séparé en blocs de données comme décrit sur la figure 6.17 : les blocs qui se suivent linéairement dans le fichier sont constitués d'un en-tête précisant le type de données, d'un entier en donnant la taille, et de la date de production du bloc, suivi par les données elles-mêmes.

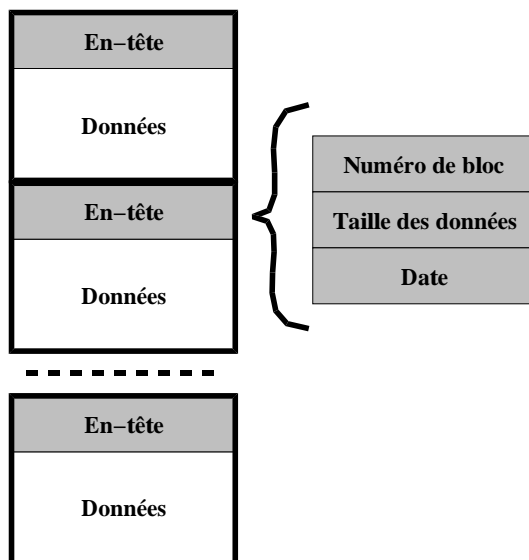


FIG. 6.17: *Format des fichiers de données utilisée par CELESTE.*

Ce format extrêmement simple possède les atouts suivants : il est compact, simple à relire (même si on ne connaît pas le format d'un bloc, on peut l'ignorer et passer au suivant), facile à générer en cours de prise de données, puisqu'il est purement chronologique. Par contre, sa structure impose une lecture séquentielle, et il est impossible d'ajouter un bloc au milieu sans réécrire en totalité le fichier.

Nous avons développé un ensemble de routines (en C++) permettant de gérer les fichiers de ce type, routines qui prennent en charge la structure du fichier (calcul de la taille des blocs, passage au bloc suivant, lecture d'un bloc,...) en empêchant l'utilisateur de corrompre cette structure. Ces routines gèrent en outre l'échange de l'ordre de lecture des octets, ce qui permet une portabilité totale des fichiers entre stations de travail (HP) et PC sous Linux notamment.

En fin de prise de données, il y a sur disque une dizaine de fichiers, qu'il faut rassembler en un seul. Cette construction se fait en deux étapes :

On commence par rassembler les événements Flash ADC répartis sur trois fichiers en un seul, par comparaison des numéros d'événements, et l'on écrit un bloc contenant les données en provenance des trois Lynx. Afin de pouvoir vérifier a posteriori la synchronisation des Lynx, on stocke dans le bloc final l'heure machine des trois Lynx, en plus de l'heure GPS. Par ailleurs, on calcule au même moment la date de l'événement ramené au barycentre du système solaire, ce qui est nécessaire pour la recherche de signaux pulsés.

La deuxième étape consiste ensuite à trier les blocs en provenance de la dizaine de fichiers par ordre chronologique, ce qui est facilité par le fait que chaque fichier suit lui-même un ordre chronologique.

On construit ainsi un fichier unique contenant :

- ⊙ La base de données complète décrivant la configuration de l'appareillage ;
- ⊙ les informations sur le type de prise de données effectué, la source suivie, etc... ;

- ⊙ les événements Flash ADC ;
- ⊙ les données de la lecture des échelles ;
- ⊙ les courants d'anode des photomultiplicateurs, lus périodiquement ;
- ⊙ les informations météorologiques, lues périodiquement ;
- ⊙ les informations sur l'état des héliostats, la source visée, l'écart par rapport à la position demandée et l'état du dialogue ;
- ⊙ les valeurs des retards analogique et logiques calculées ;
- ⊙ la valeur des hautes tensions ;
- ⊙ des commentaires éventuellement formulés par les observateurs au cours de la prise de données.

Pour une prise de données d'une demi-heure, ce fichier a typiquement une taille de 60 Megaoctets, et est donc aisément transportable.

### 6.3.7 Visualisation des événements

Nous avons développé un logiciel de visualisation des événements *en-ligne*, permettant de suivre l'évolution des taux de comptage au cours de la nuit, et donnant accès à un échantillon de données Flash ADC représentées visuellement. Construit autour de ROOT, il se connecte aux différents serveurs de données de l'acquisition pour requérir les données Flash ADC et échelles. Il doit rassembler les événements en provenance des différents Lynx en un seul, comme le fait le programme de création de fichier à la fin d'une prise de données.

Ce programme est également utilisé dans la phase de pré-analyse : il recherche les pics dans les données, détermine le temps mort, effectue un certain nombre d'études statistiques sur le comportement des Flash ADC, compile les données météorologiques ainsi que les courants d'anode des photomultiplicateurs, et contrôle hors-ligne le suivi des héliostats. Ces points seront décrits au chapitre 9.

Les figures 6.18 et 6.19 présentent un événement typique de CELESTE, vu sous deux représentations différentes.

## 6.4 Performances

### 6.4.1 Taux de déclenchement

Comme on l'a vu en 6.1.1, c'est le bruit de fond de ciel qui limite la possibilité de baisser le seuil. La luminosité du ciel n'étant pas homogène, on effectue en général avant toute prise de données une mesure du *taux de comptage en fonction du seuil*. Le résultat d'une telle mesure est représenté sur la figure 6.20, pour un pointé effectué au mois de novembre 1999 sur la source du catalogue d'Einstein 1ES 2344 [44], appartenant à la catégorie des BL Lac et détectée depuis au TeV par le télescope Whipple [70].

La partie gauche de la courbe, très similaire à la courbe obtenue sur la figure 6.2, est due au bruit de fond de ciel. La partie droite, bien représentée par une loi de puissance d'indice différentiel  $-1.3$ , est spécifique de la lumière Čerenkov émise par les gerbes. Elle disparaît si l'on désactive le réglage des retards. La position de la *cassure*, entre les deux régimes, définit le seuil de fonctionnement limite du détecteur. Pour une grande part du ciel, ce seuil limite se situe entre 3 et 4  $\gamma_e$  héliostat<sup>-1</sup>, et le taux de déclenchement immédiatement au dessus de ce seuil avoisine 20 Hz.



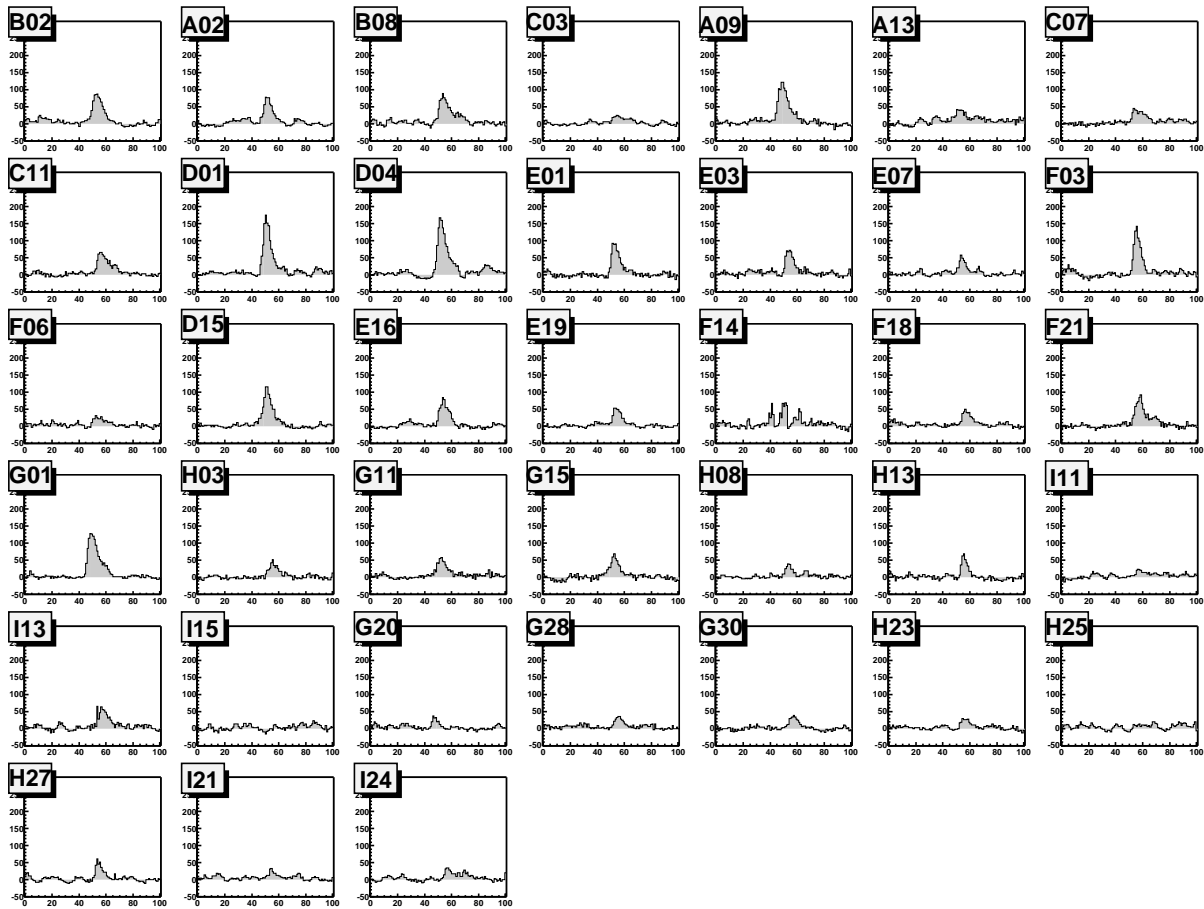


FIG. 6.18: Événement typique, tel que visualisé en cours d'acquisition. Chaque fenêtre représente l'amplitude du signal au cours du temps sur un héliostat, digitisée par un Flash ADC. La largeur des fenêtres correspond à 100 coups d'horloge, soit 94 ns.

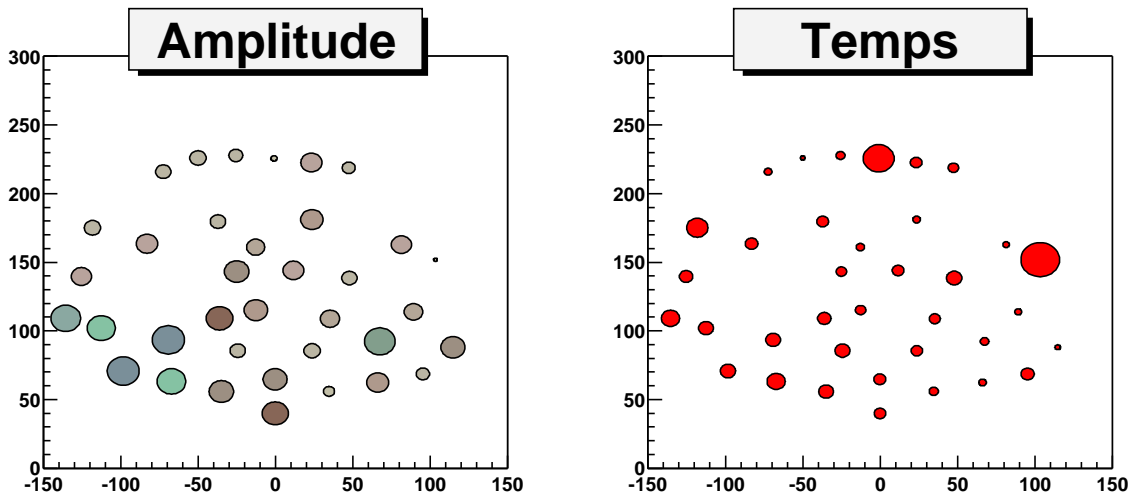


FIG. 6.19: Même événement qu'en 6.18, projeté sur le champ d'héliostats. A gauche, le diamètre de chaque cercle est proportionnel au logarithme de l'amplitude mesurée sur chaque héliostat. A droite, la taille des cercles est proportionnelle au temps d'arrivée du signal sur chaque héliostat par rapport au centre de la fenêtre.

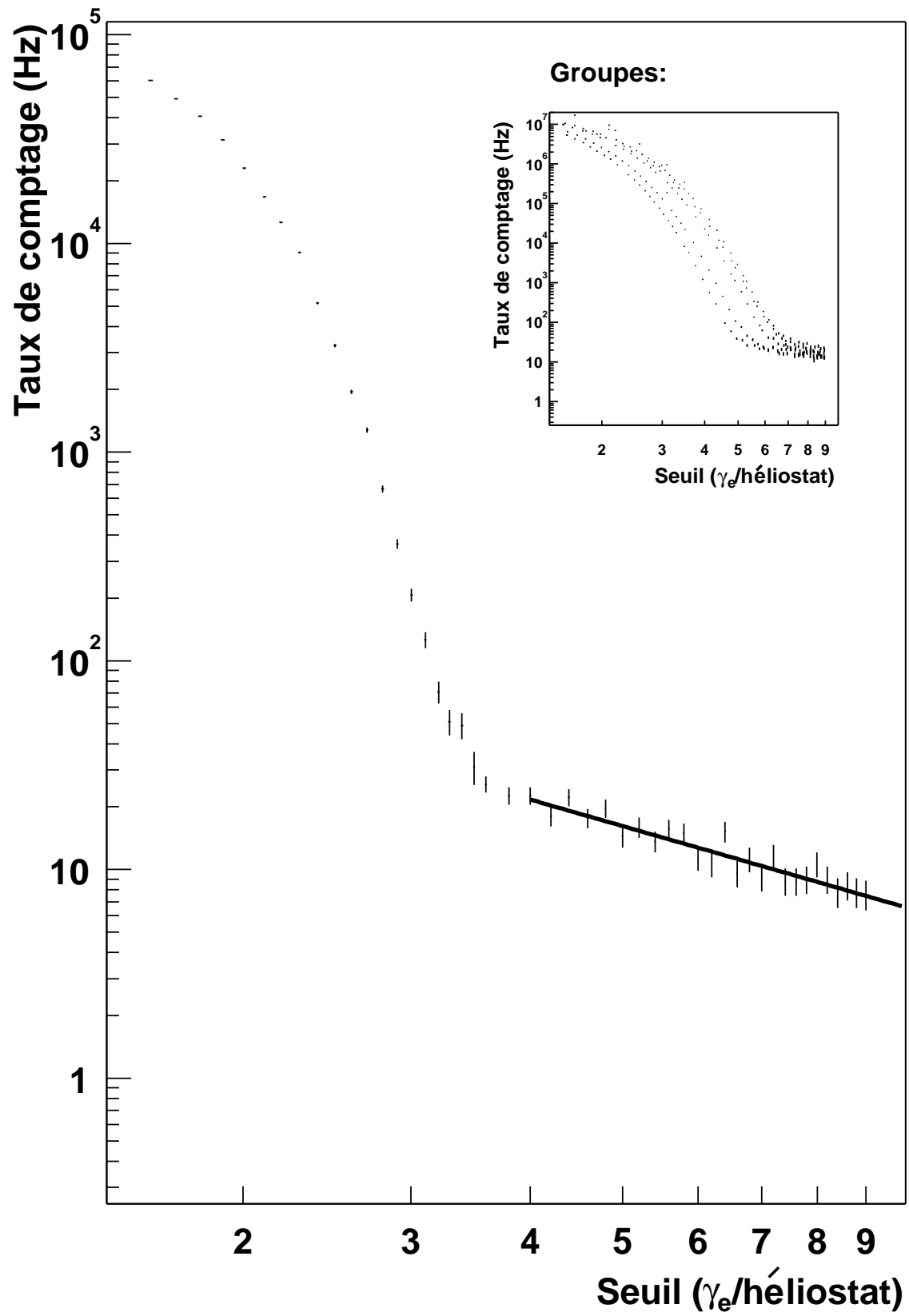


FIG. 6.20: Taux de comptage en fonction du seuil.

Le réseau de 5 courbes, en encart de la même figure, représente le taux de comptage des groupes individuels. Le bruit de fond de ciel est responsable d'un taux de comptage élevé jusqu'à un seuil compris entre 5 et 7  $\gamma_e$  héliostat<sup>-1</sup>, au delà duquel un plateau apparaît, avec un taux de comptage voisin de 10 Hz.

Afin de déterminer l'origine de cette composante, le taux de déclenchement a été mesuré en gardant fermée la grande porte de la tour qui ouvre normalement sur le champ. Les photomultiplicateurs ont été soumis à un éclairage artificiel, dont l'intensité moyenne - mesurée sur les courants d'anode - a été ajustée à celle correspondant à la luminosité moyenne du ciel nocturne.

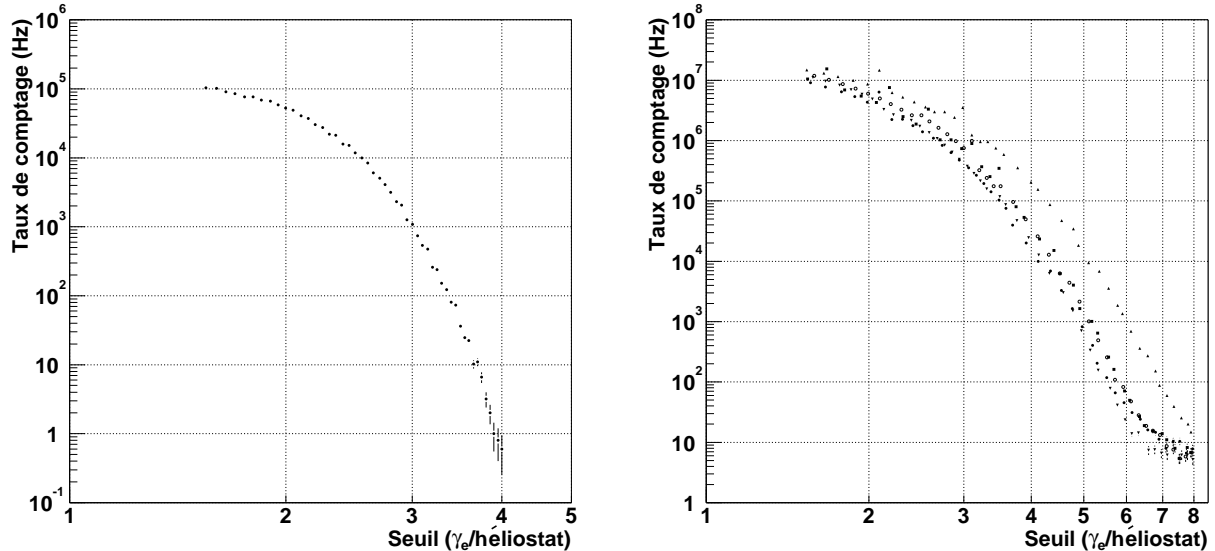


FIG. 6.21: Taux de déclenchements fortuits en fonction du seuil, pour le déclenchement final à gauche et pour chacun des groupes à droite. Mesure réalisée en désactivant le réglage des retards.

Le résultat d'une telle étude est représenté sur la figure 6.21, à gauche pour le déclenchement général et à droite pour les groupes individuels. La ressemblance frappante du réseau de 5 courbes avec celles présentée en encart de la figure 6.20 montre que **la lumière Čerenkov des gerbes constitue une composante minoritaire du taux de comptage des groupes**, et que ces derniers sont dominés par le bruit de fond de ciel, et par les *afterpulses*<sup>9</sup> qui en découlent.

La composante à 10 Hz, présente à la fois dans les mesures en suivi de source et sur les mesures porte fermée correspondent à des impulsions de plusieurs dizaines de photoélectrons, frappant un seuil détecteur avec une intensité suffisante pour déclencher le groupe associé. Une telle impulsion, mesurée par les Flash ADC, est représentée sur la figure 6.22. La fréquence de ces événements, de l'ordre d'un Hertz par héliostat, suggère une interprétation en terme de muon produisant de la lumière Čerenkov dans le verre des cônes de Winston.

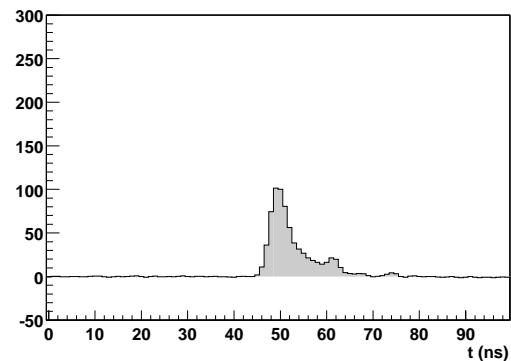


FIG. 6.22: Impulsion attribuée au passage d'un muon dans le verre d'un cône de Winston.

<sup>9</sup>Les *afterpulses* sont des signaux apparaissant en sortie de photomultiplicateurs soumis à un éclairage relativement intense. Ils sont dus à la remontée d'ions positifs qui viennent frapper la photocathode et déclenchent une nouvelle émission d'électrons.

La partie de gauche de la figure 6.21 montre par contre que les déclenchements fortuits ont une fréquence inférieure à 1 Hz dès que le seuil dépasse  $4 \gamma_e \text{ héliostat}^{-1}$ , et sont donc largement minoritaires.

### 6.4.2 Temps mort

Deux types de temps morts, d'origines nettement différentes, interviennent dans le système d'acquisition de CELESTE. Le premier, lié au déclenchement, est dû principalement au module en mise en temps logique, et dépend essentiellement du taux de déclenchement des groupes individuels. Le second est au contraire lié à la lecture des événements, et plus précisément au temps de transfert des données dans le bus VME. Il est extrêmement stable malgré un niveau élevé et s'avère donc peu gênant.

#### Temps mort lié au déclenchement

La logique de déclenchement de CELESTE introduit un temps mort, proportionnel au taux de déclenchement sur les groupes individuels et d'un niveau moyen de l'ordre de 5%. Trois éléments participent *a priori* à la formation de ce temps mort :

- ⊙ les modules de déclenchement des groupes ;
- ⊙ le module CAEN V486 de mise en temps des impulsions logiques ;
- ⊙ le voteur majoritaire CAEN V495.

Les contributions des modules de déclenchement et du voteur majoritaire sont en fait négligeable devant celle du module de mise en temps logique, qui constitue l'élément limitant. Nous nous intéresserons donc uniquement à ce dernier.

Des mesures précises, réalisée par Roland Le Gallou au CENBG, ont montré qu'après une impulsion  $i$  (arrivant à l'instant  $t_i$ ), la voie concernée  $k$  est inactivée pendant un temps  $\Pi + \tau_k$ , où  $\Pi \approx 15$  ns est la durée de l'impulsion de sortie et  $\tau_k$  est le retard (compris entre 124 et 631 ns) programmé par l'acquisition sur cette voie. Suit ensuite une période de 150 ns, où une nouvelle impulsion est effectivement transmise par le module, mais avec un retard affecté d'une erreur pouvant atteindre 30 ns<sup>10</sup>.

En prenant en compte la largeur de la porte de coïncidence dans le voteur majoritaire, chaque voie est affectée d'un temps mort :

$$\tau_{\text{mort}}(k) = \Pi + \tau_k + 150 \text{ ns} - \frac{30}{150} \times 10 \text{ ns} \approx \tau_k + 115 \text{ ns} \quad (6.8)$$

Pour des taux de déclenchement habituels des groupes de l'ordre de 100 kHz, le taux de temps mort est ainsi, selon la valeur des retards programmés, de quelques pourcents. Ce taux de temps mort n'est pas mesuré en ligne à l'heure actuelle, et doit faire l'objet d'une estimation *a posteriori*.

Lors de l'analyse des données (chapitre 11), nous nous sommes limités à une prise en compte globale de ce temps mort, sans tenir compte notamment de son évolution au cours du temps, ce qui aurait introduit une complexité supplémentaire. Des analyses plus fines nécessiteront une prise en compte de la variation de ce temps mort d'une prise de donnée à l'autre ainsi que, peut-être, de son évolution au cours d'une même prise de données<sup>11</sup>.

<sup>10</sup>L'erreur sur ce retard vaut, selon une approximation linéaire,  $\frac{30}{150} \times (t_{i+1} - t_i - (\Pi + \tau_k + 150 \text{ ns}))$ .

<sup>11</sup>Le temps mort suit en effet le taux de déclenchement sur les groupes, qui varie lui-même en fonction du réglage des retards (page 158).

## Temps mort de lecture

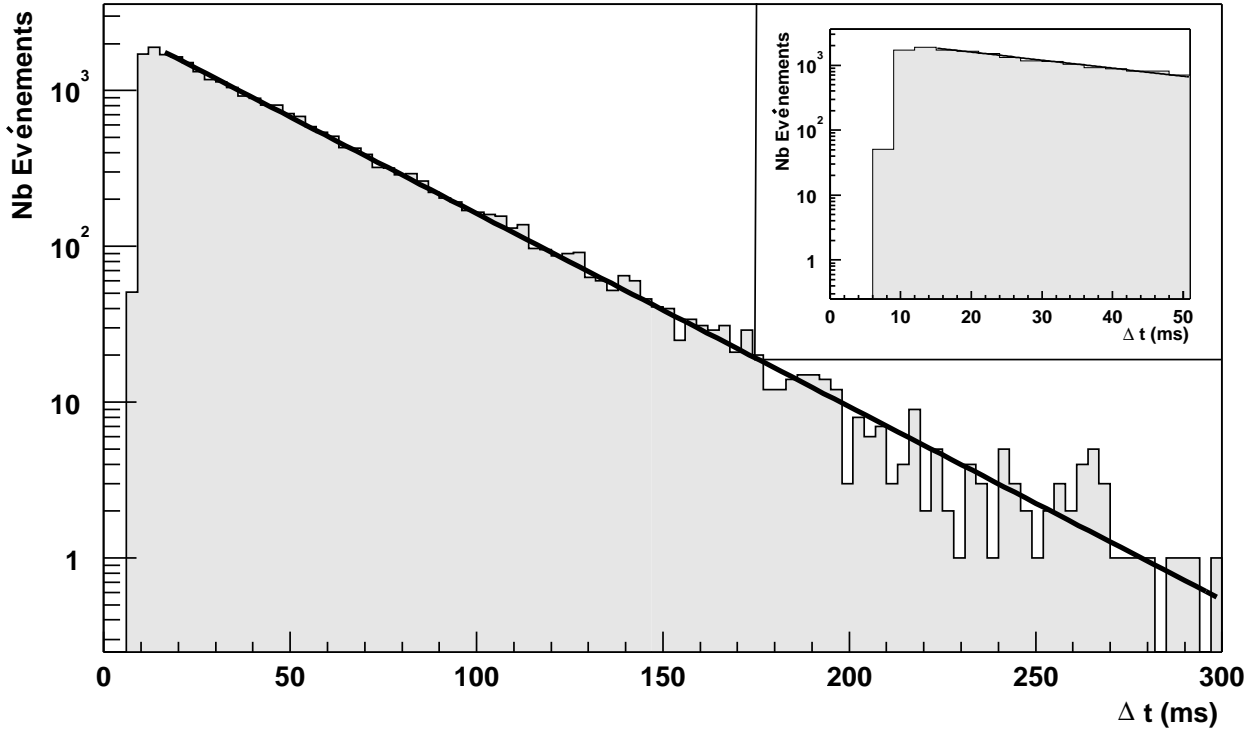


FIG. 6.23: *Ecart de temps entre deux événements consécutifs, montrant un temps mort de 7 ms au delà duquel la distribution d'écart de temps suit parfaitement une loi exponentielle.*

La figure 6.23 représente l'écart de temps entre deux événements consécutifs. La bonne qualité de l'ajustement par une loi exponentielle indique que le comportement poissonnien de l'arrivée des gerbes est conservé par l'acquisition, et donc que celle-ci n'introduit pas de constante de temps supplémentaire. La figure en encart permet de noter que le temps mort d'acquisition vaut en moyenne  $\tau_0 = 7$  ms, et que ses fluctuations sont faibles. Ce temps mort correspond essentiellement au temps de lecture des Flash ADC et au transfert des données sur le bus VME. Il pourrait être diminué en augmentant le nombre de châssis, ou en réduisant la taille des plages de mémoire lues.

Le taux de temps mort est défini par la proportion d'événements non enregistrés par l'acquisition, du fait d'une lecture non terminée de l'événement précédent. C'est donc l'intégrale de la courbe 6.23, sous l'exponentielle, à gauche de la frontière à 10 ms, et ramenée à l'intégrale totale. La pente de l'exponentielle étant le taux de trigger théorique  $f_{th}$ , le taux de temps mort  $\tau_{mort}$  vaut :

$$\tau_{mort} = f_{th} \int_0^{\tau_0} e^{-f_{th} t} dt = 1 - e^{-f_{th} \tau_0} \approx f_{th} \tau_0 \quad (6.9)$$

Le taux de déclenchement observé  $f_{obs}$  vaut  $f_{th} \times (1 - \tau_{mort})$ , et l'on peut donc donner le temps mort en fonction du taux de déclenchement  $f_{obs}$  :

$$\tau_{mort} = \frac{\sqrt{1 + 4f_{obs}\tau_0} - 1}{2} \quad (6.10)$$

La courbe 6.23 donne un taux de trigger  $f = 28$  Hz, ce qui donne un temps mort  $\tau_{mort} = 25\%$ . Le calcul direct de l'intégrale sous la courbe donne un résultat similaire.

Dans des conditions normales de fonctionnement, le taux temps mort de l'acquisition de CELESTE est compris entre 10% et 30%, et est à peu près proportionnel au taux de déclenchement.

Ce temps mort important, mais stable, est pris en compte (en valeur moyenne) dans les analyses.

### 6.4.3 Sensibilité aux conditions atmosphériques

Les courbes en encadré sur la figure 6.20 montrent qu'en condition de fonctionnement normal, c'est à dire pour un seuil voisin de  $4 \gamma_e$  héliostat<sup>-1</sup>, les groupes déclenchent à un taux élevé, de l'ordre du kHz, et sont dans un régime où le taux de comptage varie fortement en fonction du seuil. Une légère modification de la luminosité du ciel peut changer le taux de comptage sur les groupes d'un facteur 2 au moins, sans que le déclenchement général ne semble affecté.

Le passage d'un nuage de faible absorption et de petite taille (parfois invisible à l'oeil), produit des structures du type de celles présentées sur la figure 6.24 : le taux de déclenchement général, en haut sur la figure, baisse légèrement, de quelques Hertz, ce qui est dû à la diminution de la partie Čerenkov de la courbe donnée en 6.20. Cette chute du taux de comptage dure quelques minutes, le temps que le nuage traverse le champ de vue. Par contre, comme le bruit de ciel augmente<sup>12</sup>, la partie de gauche des courbes de taux de comptage se déplacent vers la droite, et les taux de comptage des groupes augmentent fortement (au milieu sur la figure 6.24). Cette modification des deux parties de la courbe de taux de comptage est représentée schématiquement sur la figure 6.25, où les flèches indiquent le sens de déplacement de la courbe lors du passage d'un nuage. Si le bruit de ciel augmente trop fortement, la cassure passe de l'autre coté du point de fonctionnement choisi, et le taux de comptage se met à croître fortement du fait de l'apparition de déclenchements fortuits.

La finesse des structures observées sur ces courbes de taux de comptage, ainsi que leur similitude d'un héliostat à l'autre, montrent que ces derniers effectuent quasiment une *cartographie* fine du nuage, mettant en évidence des structures de l'ordre de taille du champ de vue, soit  $10 \text{ mrad} \times 10 \text{ km} \approx 100 \text{ m}$ . Les courants d'anode des photomultiplicateurs varient en général dans le même sens que les taux de comptage des groupes, mais avec une amplitude beaucoup plus faible.

Le système de déclenchement de CELESTE est ainsi fortement sensible à des filaments nuageux d'une taille de l'ordre de la centaine de mètres. De la même façon, nous avons pu mettre en évidence la relation directe entre une disjonction générale et le passage d'un avion dans le champ de vue.

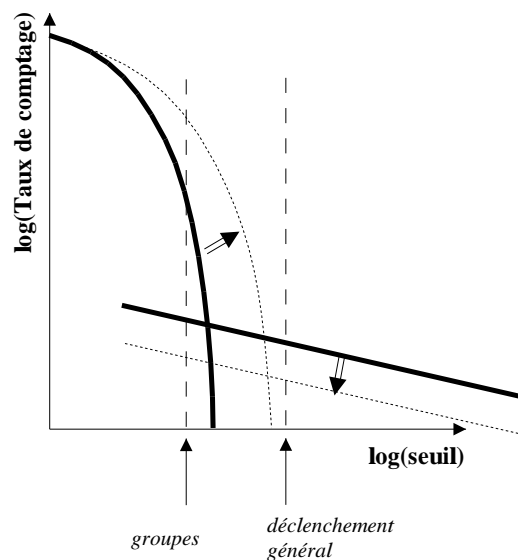


FIG. 6.25: Modification de la courbe de taux de comptage en fonction du seuil sous l'effet du passage d'un nuage de faible taille.

<sup>12</sup>Cela est vrai pour des nuages clairs, les plus fréquents, qui réfléchissent la lumière des villes, alors que les nuages plus sombres ont au contraire pour effet de diminuer la luminosité du ciel.

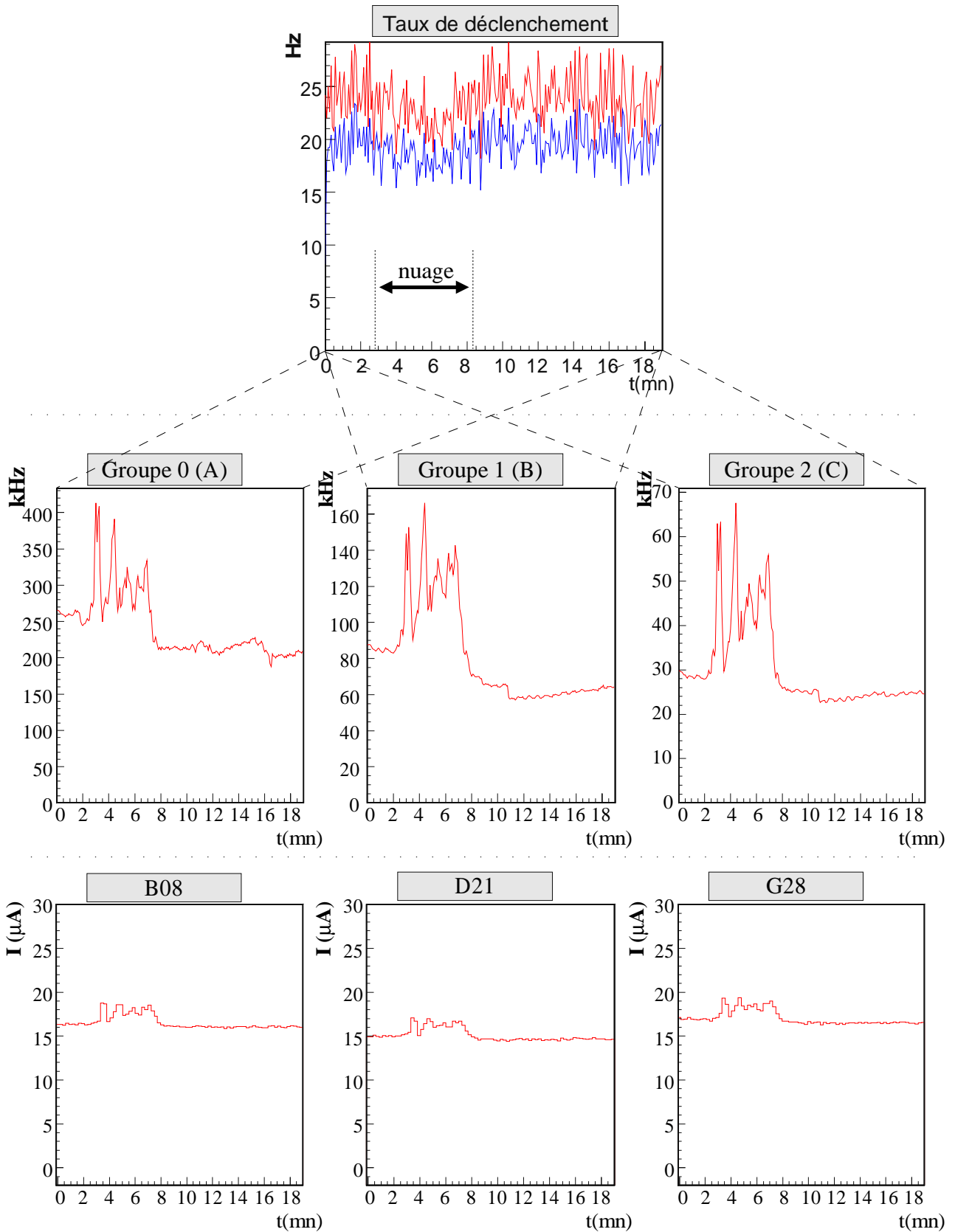


FIG. 6.24: *Effet du passage d'un nuage de faible dimension dans le champ de vue du détecteur. Le taux de déclenchement général (en haut) baisse légèrement (la courbe en trait plein donne le taux de déclenchement électronique, celle en pointillé le taux d'événements lus), tandis que les taux de comptage des groupes varient rapidement au cours du temps. Les courants d'anode des photomultiplicateurs (en bas) subissent des variations corrélées avec les taux de comptage individuels, mais de beaucoup plus faible amplitude.*

### 6.4.4 Sensibilité au réglage des retards

Le basculement des retards au cours d'un suivi de source a pour effet de changer la longueur totale de câble parcourue par un signal avant sa participation au déclenchement. Pour des longueurs variant entre 1 et 254 ns, l'atténuation subie par le signal varie d'un facteur 30%. Afin d'éviter un déplacement du seuil de déclenchement en fonction du réglage des retards, les boîtiers de déclenchement comportent des atténuateurs de même atténuation - en principe - que les câbles associés, qui sont commutés lorsque ces derniers ne le sont pas.

Ce système de compensation est destiné à éviter des déplacements de 30% du point de fonctionnement, qui occasionneraient des variations d'un facteur 10 à 1000 du taux de comptage sur les groupes, et donc des variations importantes de temps mort.

Les atténuateurs ont été optimisés pour une largeur de signal prédite de 4 ns, finalement inférieure de 20% à la durée du signal du photoélectron unique. Par ailleurs, les câbles les plus courts (1 et 2 ns) ne sont pas compensés par des atténuateurs. Il résulte de ces deux points une compensation imparfaite qui se manifeste par des variations brusques des taux de comptage, corrélées avec les commutations de câbles. Ces variations sont mises en évidence par la figure 6.26, qui représente le taux de comptage au cours du temps sur chacun des groupes, pour deux prises de données successives avec une même trajectoire dans le ciel, et donc pour la même séquence de réglage des retards. Le fait que les mêmes variations se produisent avec une même séquence temporelle met en évidence le lien avec la commutation des retards.

Par ailleurs, entre les deux prises de données, le taux de comptage moyen a varié d'un facteur 2 à 3 (les échelles verticales ne sont pas les mêmes pour les différentes courbes de la figure 6.26), et ce sur chacun des groupes. Cette variation est due à la différence de luminosité du ciel, et en particulier aux étoiles de faible magnitude présentes dans le champ de vue.

Cette grande sensibilité aux conditions atmosphériques introduit une variabilité dans l'efficacité de déclenchement, notamment du fait d'un temps mort propre au module de mise en temps logique, temps mort proportionnel au taux de comptage sur chacun des groupes.

### 6.4.5 Instabilité du déclenchement

Pendant une longue période, jusqu'au mois d'octobre 1999<sup>13</sup>, les taux de comptage sur les groupes individuels ont exhibé des variations périodiques et brusques, pendant lesquelles le taux de déclenchement chutait subitement d'un facteur 2 à 10, et ce pendant quelques minutes, avant de remonter à un niveau plus normal jusqu'à la prochaine rechute. Ce comportement est mis en évidence sur la figure 6.27, pour une prise de données d'une demi-heure réalisée en avril 1999. La périodicité de ce problème semblait mettre en cause les relais utilisés dans le réglage des retards. Après plusieurs mois d'investigation, ce problème a finalement pu être attribué à des défauts de soudure des relais, défauts qui introduisaient un mauvais contact et une atténuation supplémentaire.

Ces brusques variations ont été initialement interprétées comme un défaut d'équilibrage des atténuations, devant en conséquence produire le même effet pour une prise de données sur source et hors source, et donc négligeables après soustraction<sup>14</sup>. Leur effet dramatique sur l'efficacité de déclenchement n'a été perçue que relativement tard.

<sup>13</sup>Le phénomène s'est reproduit de façon disparate après cette date.

<sup>14</sup>Il semblait alors que le seul effet de ces *machicoulis* serait un différentiel de temps mort entre les deux prises de données d'une même paire.



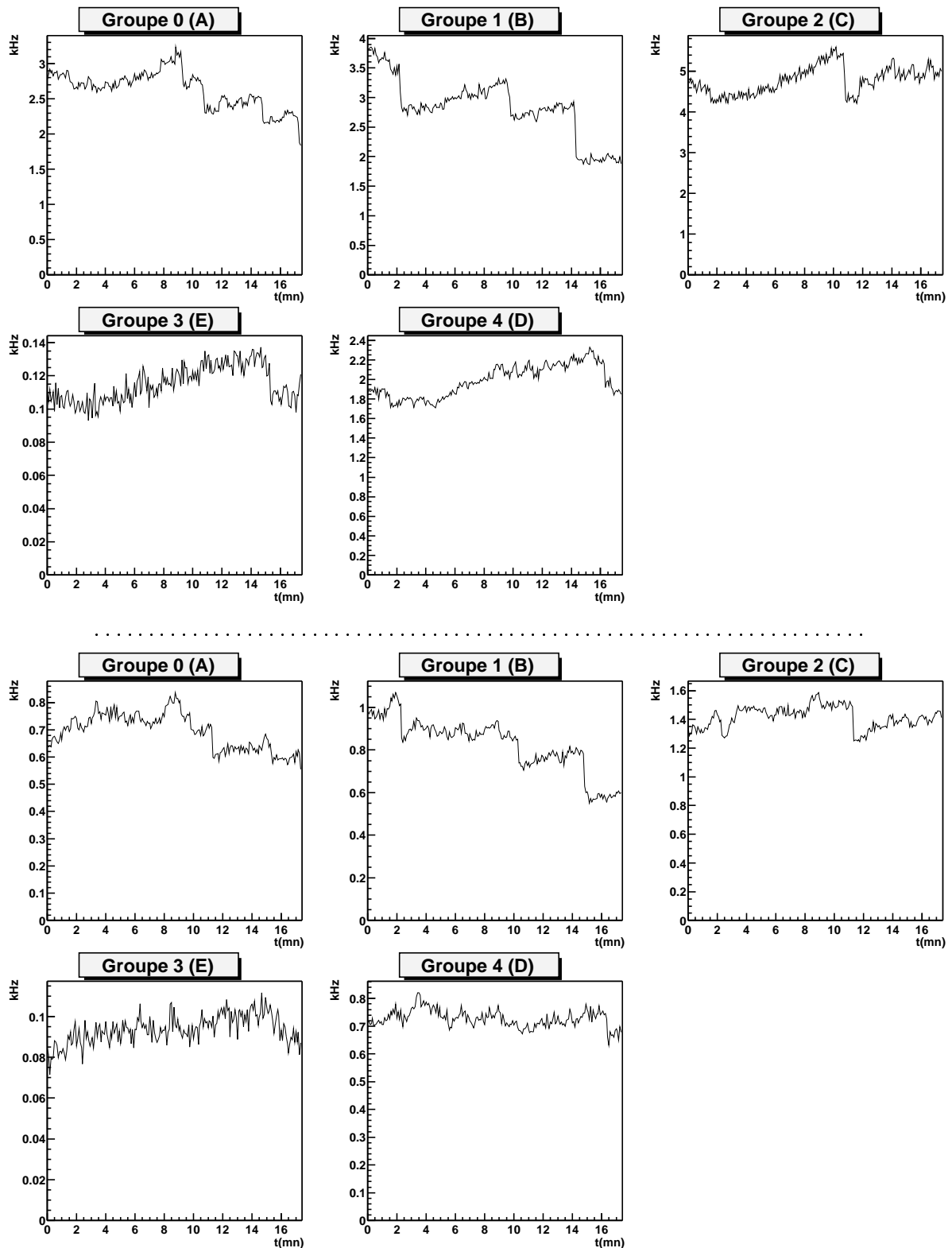


FIG. 6.26: Taux de comptage sur les cinq groupes de déclenchement, pour deux prises de données consécutives (dont la première sur Mrk 421). La région du ciel parcourue est la même, et le réglage des retards suit donc exactement la même séquence. La similitude des structures observées sur ces taux de comptage est due à une imperfection des atténuateurs devant compenser l'atténuation des câbles à retards.

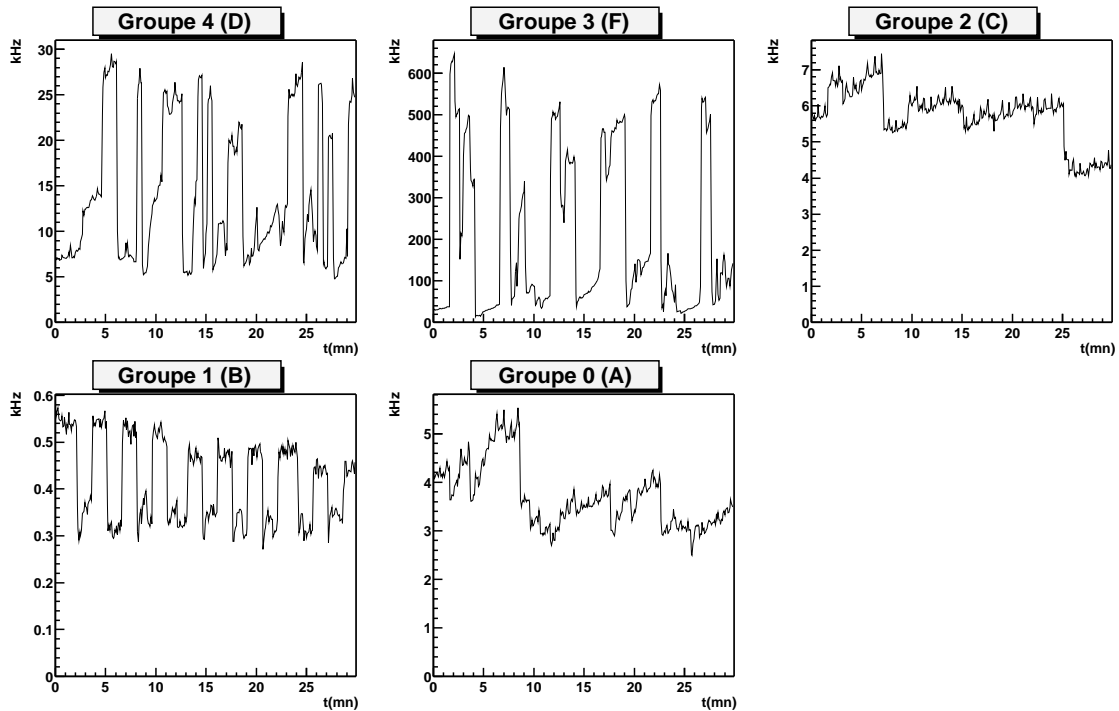


FIG. 6.27: *Phénomène d'oscillation périodique du taux de comptage, baptisé improprement Machicoulis.*

## Conclusion

L'électronique en ligne de CELESTE, tout comme son optique secondaire, a été conçue de façon à baisser le seuil de déclenchement au maximum. Le choix d'une logique hybride avec sommation analogique permet d'atteindre un seuil 25% plus faible qu'avec une logique majoritaire simple, mais impose une procédure relativement minutieuse de réglage des retards.

Totalement insensible aux muons grâce à la condition de majorité, l'électronique de déclenchement de CELESTE reste extrêmement sensible au bruit de fond de ciel, qui occasionne un taux de déclenchement supérieur à  $10^4$  Hz sur les groupes individuels, taux qui peut varier d'un facteur 10 à 100 en fonction des conditions de luminosité du ciel nocturne. Cette variabilité des taux de comptage individuels modifie le temps mort et affecte la performance de la logique majoritaire.

L'électronique de CELESTE opère ainsi dans des conditions difficiles, au plus près du bruit et avec un temps mort élevé, ce qui la rend parfois instable. Ce choix a été fait consciemment, car c'est à notre connaissance le seul qui permette de baisser le seuil jusqu'à un niveau voisin de 30 GeV, et donc d'observer éventuellement le signal d'un pulsar. De façon à limiter l'incidence des instabilités, nous avons développé de nombreux contrôles en ligne, autour d'une acquisition dont la souplesse permet de rajouter rapidement tel ou tel contrôle qui s'avérerait nécessaire à une meilleure compréhension des données. En constante évolution, l'électronique en ligne de CELESTE subit des modifications quasi-mensuelles, qui reflètent l'avancement de la compréhension de l'appareillage.

# Chapitre 7

## Simulation et comportement attendu

Après avoir décrit le détecteur, tant du point de vue de l'optique que de l'électronique, nous abordons maintenant l'étude des performances attendues de CELESTE. En l'absence de faisceau test, la simulation joue un rôle tout particulièrement essentiel dans la compréhension du détecteur et dans sa calibration. Elle permet d'abord, comme on l'a vu au chapitre 4, de construire une meilleure représentation des objets complexes que constituent les gerbes électromagnétiques et hadroniques de basse énergie. Elle permet ensuite de mieux appréhender la réponse d'un échantillonneur ou d'un imageur à de tels objets, et participe donc à la fois à la conception et à l'étude des performances du télescope. Son rôle dans l'analyse est tout aussi important, puisqu'elle permet d'en élaborer et d'en optimiser les stratégies. Enfin, elle participe étroitement à la calibration du détecteur, en prévoyant la réponse de ce dernier pour un pointé sur une étoile par exemple.

Les multiples usages d'une telle simulation soulignent l'importance d'un outil qui doit être évolutif, souple d'utilisation et ouvert sur une riche iconographie, de façon à pouvoir rapidement tester telle ou telle hypothèse, même (et surtout) si elle n'a pas été prévue dès la conception de l'outil.

Nous présenterons tout d'abord l'organisation générale du logiciel de simulation de CELESTE, qui a constitué une part importante de ce travail. Après un bref rappel des utilisations déjà présentées, cette simulation sera ensuite exploitée de façon à estimer le seuil, l'efficacité de collection, la surface effective et d'autres paramètres permettant de mieux appréhender le comportement du détecteur.

Ce travail de simulation est par ailleurs préliminaire à la calibration dont il constitue un des points clefs.

### 7.1 Organisation de la simulation

#### 7.1.1 Noyau de suivi de rayons

La simulation de l'optique de CELESTE a été conçue de façon modulaire, afin de lui conférer souplesse et simplicité d'utilisation. Orientée *objets*, elle a été implémentée entièrement en C++.

Elle est construite autour d'un noyau de suivi de photons, dont l'organisation est représentée sur la figure 7.1. Ce noyau maintient des listes *d'objets optiques*, dont il n'a pas besoin de connaître le détail, mais qui doivent suivre un schéma commun (techniquement parlant, ils doivent tous dériver d'une même *classe* de base). L'inclusion de nouveaux objets extérieurs ne pose aucun problème, pourvu qu'ils suivent ce schéma. Cette structure d'héritage permet à

l'utilisateur de concentrer son attention sur le ou les objets qu'il souhaite étudier. Par ajout d'une fonctionnalité à la classe de description des héliostats, il peut par exemple changer leur géométrie, étudier leurs aberrations, où même les remplacer par des imageurs.

Le noyau de simulation assure en particulier la fonctionnalité de suivi de rayons, qui consiste à effectuer une recherche parmi tous les objets optiques pour obtenir celui sur lequel le paramètre d'impact est le plus faible, et de lui confier alors la tâche de calculer le rayon réfléchi (ou transmis).

Le moteur de simulation s'arrête lorsque le rayon ne touche aucun objet, ou bien que sa probabilité d'existence est tombée à zéro<sup>1</sup>.

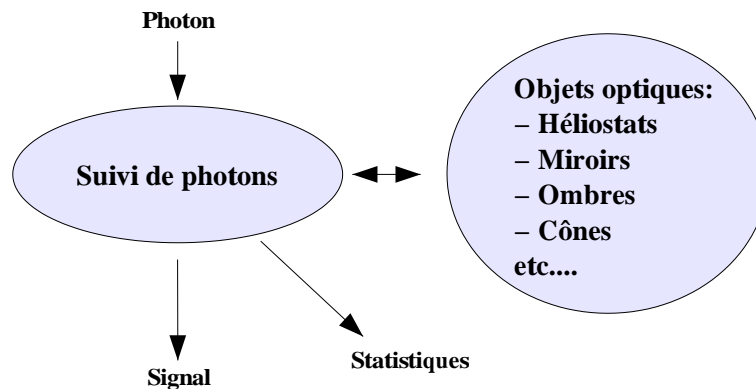


FIG. 7.1: Organisation de noyau de la simulation de l'optique de CELESTE.

De façon à pouvoir gérer les objets le plus facilement possible, un mécanisme de *messages* a été mis en place. Ce mécanisme permet à l'utilisateur de la simulation d'envoyer un message d'un format prédéterminé à tous les objets, ainsi qu'au moteur de suivi de rayons. Il peut ainsi, en définissant des messages qui lui sont propres, dialoguer avec des objets dont le noyau de simulation ne connaît pas le détail. Ce mécanisme sert entre autre à modifier le comportement des photomultiplicateurs ou à orienter les héliostats.

Dans sa version standard, la simulation comprend :

- ⊙ Une description détaillée des héliostats, avec la géométrie complète de la structure incluant les valeurs de distances focales mesurées sur le site. L'état de surface est modélisé par un angle de diffusion aléatoire de 0.5 mrad.
- ⊙ Une description détaillée du miroir secondaire, dans laquelle chaque élément de miroir est modélisé avec sa focale mesurée.
- ⊙ Une prise en compte de l'ombre des caméras (et de la tour), modélisée à partir de l'enveloppe de l'ensemble des détecteurs.
- ⊙ La géométrie complète des cônes de Winston, avec prise en compte des réflexions vitreuses et de la transparence du verre.
- ⊙ Le modèle de photocathode introduit précédemment, calibré en efficacité quantique au moyen de la courbe donnée par le constructeur, et par les valeurs déduites de la calibration présentée au chapitre 8.

Une attention toute particulière a été portée sur le calcul des temps de trajet, dans la mesure où cette information est essentielle aux échantillonneurs. L'indice de chaque milieu traversé est ainsi pris en compte lors de la progression d'un photon.

<sup>1</sup>De façon à éliminer une partie des fluctuations statistiques, le concept de rayon recouvrant celui de photon assorti d'une probabilité d'existence a été introduit. Cela permet de ne faire qu'un tirage aléatoire, à la fin du suivi.

### 7.1.2 Gestionnaire de simulation

Le niveau supérieur, décrit sur la figure 7.2, permet d'automatiser la simulation en introduisant des sources qui fournissent des rayons à la demande au moteur de suivi. Ces sources de photons peuvent fonctionner en mode *continu* (c'est le cas notamment pour les étoiles) ou en mode *événementiel* (cas des simulateurs de gerbe). De même que pour les objets optiques, la liste de sources proposée n'est pas exhaustive, et un utilisateur peut développer une source particulière pour son usage propre.

Le gestionnaire de simulation s'occupe d'orienter les sources, de demander des photons et de les transmettre au suivi de rayons, et enfin de récupérer les informations afin de construire un *événement*. Cet événement peut être :

- 1) retourné à l'utilisateur,
- 2) stocké dans un fichier, utilisable notamment par la simulation de l'électronique,
- 3) utilisé à des fins de statistiques,
- 4) transmis à la simulation de l'électronique, afin de construire un événement au format identique à celui des données réelles,
- 5) ou n'importe quelle combinaison des opérations précédentes.

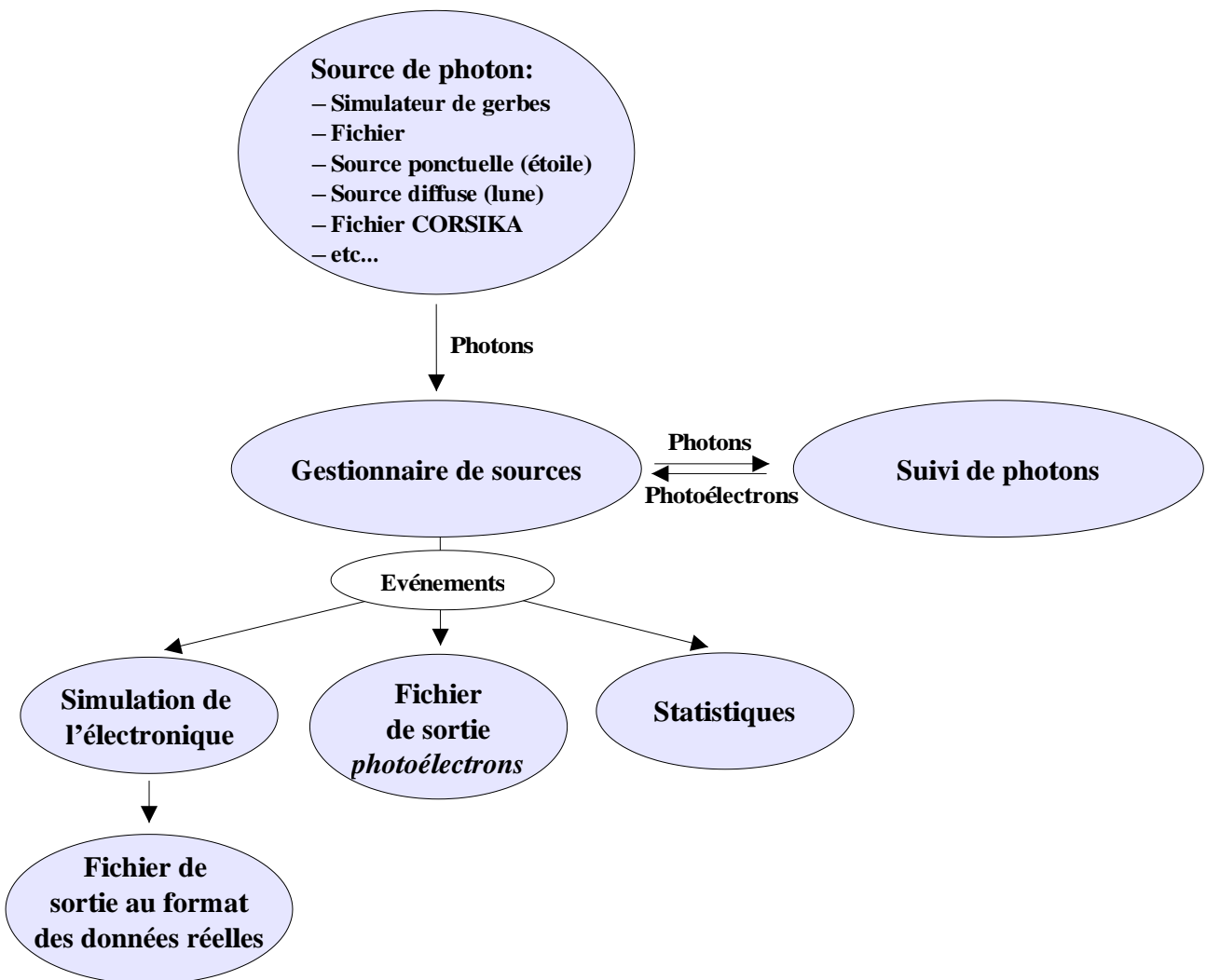


FIG. 7.2: Organisation de la simulation de l'optique de CELESTE, avec gestion de sources de photons d'origine diverses, et construction d'événements pouvant être transmis à la simulation de l'électronique.

Les sources de photons actuellement implémentées sont :

- ⊙ Une étoile (monochromatique), pour comparaison avec une visée d'étoile, et permettant d'analyser la réponse d'un héliostat et de définir les stratégies d'alignement.
- ⊙ Une source diffuse, de largeur angulaire ajustable, utilisée pour la calibration de l'efficacité de collection de l'expérience.
- ⊙ Un simulateur de gerbes interne, provenant de Cascade [82], et entièrement traduit en C++ de façon à faciliter son intégration et permettre des études plus variées.
- ⊙ Des fichiers d'origine diverses, et en particulier un format de fichier correspondant à la sortie d'une simulation de gerbes basée sur CORSIKA, permettant de comparer les réponses des différentes simulations.
- ⊙ Un laser ponctuel, situé à distance finie et qui sera de fait utilisé lors de la calibration temporelle.

### 7.1.3 Accessibilité

La conception modulaire de la simulation permet de remplacer facilement un module par un autre, écrit par un utilisateur en vue d'une étude plus spécifique. Ce module est en général construit autour de l'une des briques de base de la simulation, dont il modifie légèrement le comportement en *dérivant* une fonction. Ce mécanisme permet par exemple *d'espionner* le simulateur de gerbe, en écrivant une seule fonction qui sera appelée chaque fois que le simulateur propage une particule, donnant ainsi une information complète sur le développement de la gerbe.

Un utilisateur désirant étudier la réponse spectrale aux étoile pourra de la même manière construire une source héritant des propriétés de la source ponctuelle et monochromatique de la simulation, dans laquelle il dérivera la fonction de génération de rayon, de façon à tirer la longueur d'onde du photon selon un spectre.

De façon à permettre le plus de souplesse, la simulation est intégralement incluse dans des bibliothèques partagées, auxquelles des programmes principaux généralement très courts font appel.

### 7.1.4 Utilisation interactive

Une version spécifique de cette simulation a été développée autour de ROOT [77], ce qui permet une utilisation totalement interactive (c'est-à-dire sans avoir besoin de compiler du code) grâce à l'interpréteur C++ de ROOT. Les sorties graphiques tridimensionnelles permettent de vérifier de manière simple le comportement cohérent de la simulation.

Tous les résultats de simulation présentés notamment au chapitre 4 ont été produits avec ce logiciel.

## 7.2 Simulation de l'électronique

L'électronique de déclenchement de CELESTE a fait l'objet d'une simulation détaillée, réalisée par Filip Münz (Collège de France), qui vient se placer en aval de la simulation de l'optique présentée à la section précédente.

Le principe de cette simulation est de représenter les signaux analogiques dans des histogrammes, où ils sont échantillonnés à une fréquence décuple de celle de l'horloge d'acquisition. La fréquence utilisée dans cette simulation correspond à un compromis entre le temps de calcul et une représentation fidèle des signaux analogiques. Une résolution temporelle de 0.1 ns de

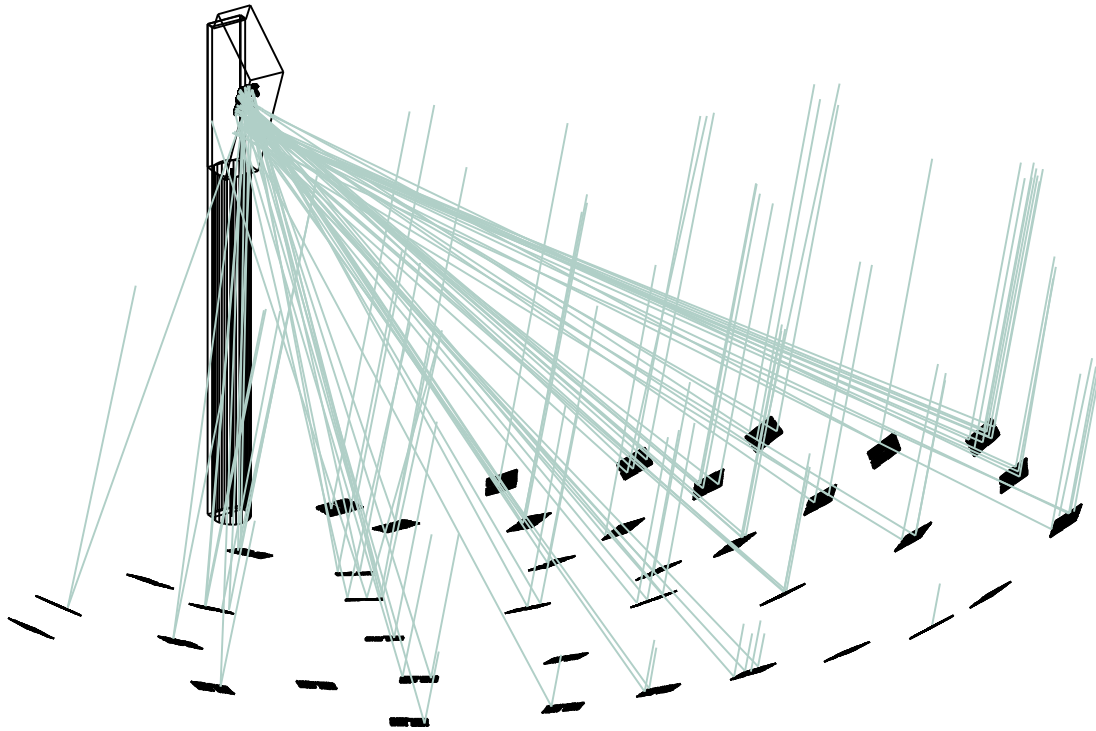


FIG. 7.3: Simulation d'une gerbe de 30 GeV au moyen du logiciel de simulation décrit précédemment.

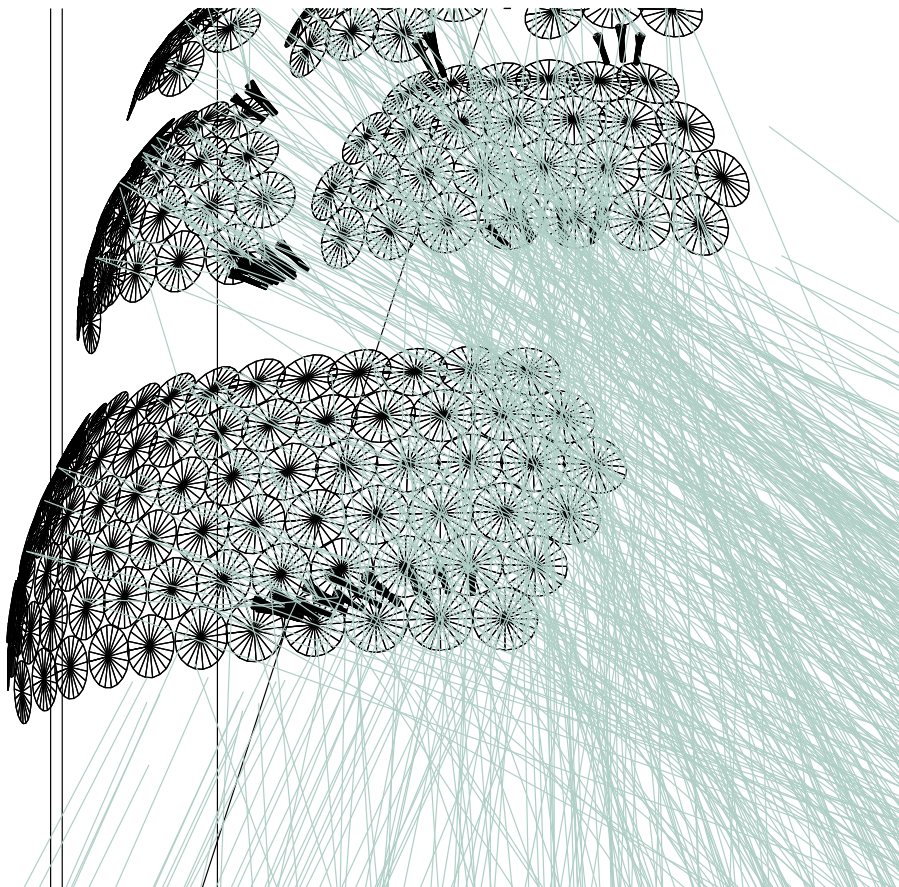


FIG. 7.4: Détail de la simulation précédente sur le miroir secondaire.

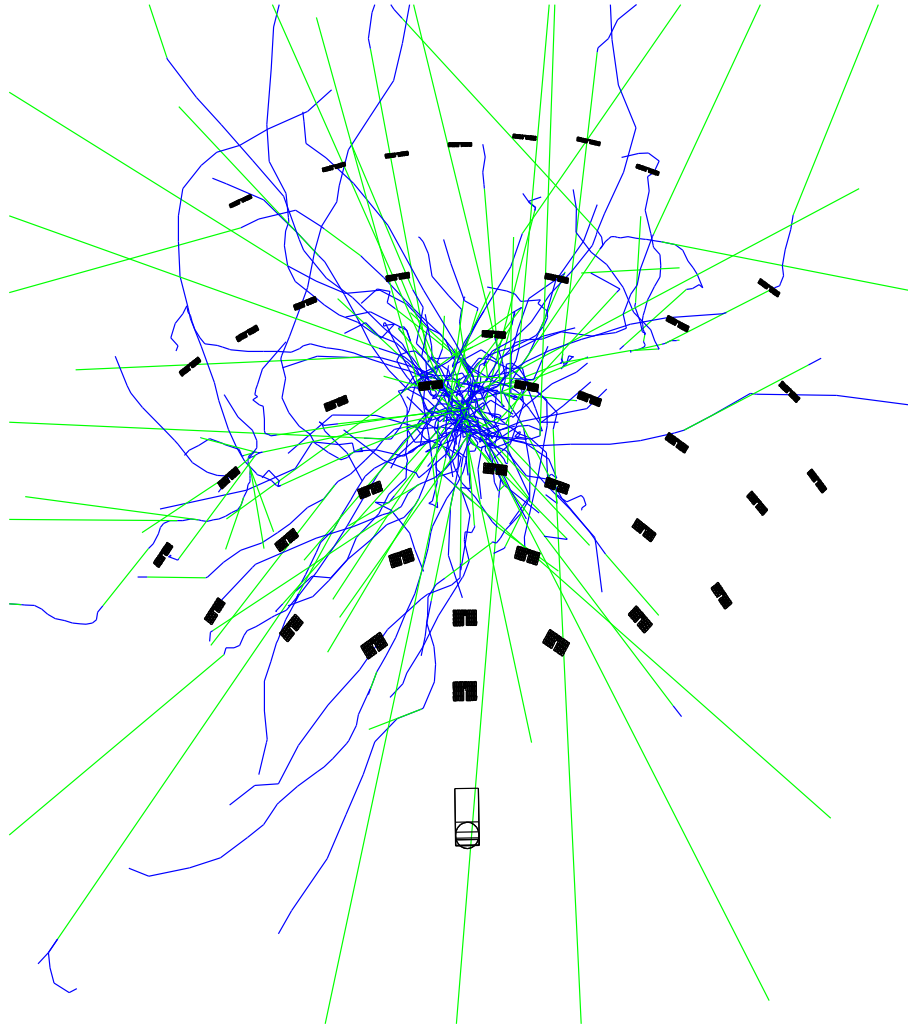


FIG. 7.5: Gerbe électromagnétique de 50 GeV vue de dessus, avec en premier plan les héliostats à l'échelle. Seules les particules au dessus de l'énergie critique ont été représentées.

la simulation permet de prendre en compte correctement les fluctuations de temps de transit dans la chaîne d'acquisition, tout en conservant une résolution finale similaire à celle de l'électronique.

Ces signaux sont propagés à travers les câbles et éléments de l'électronique où on leur applique des traitements représentant l'atténuation, l'élargissement, la sommation de plusieurs voies et pour finir la discrimination à niveau constant.

C'est également au cours de cette simulation que sont ajoutés le bruit de fond de ciel, modélisé par un train de photoélectrons, et le bruit de fond électronique représenté par des fluctuations à plus courte échelle temporelle. Le niveau de bruit de fond de ciel a été déterminé par une simulation, elle-même calibrée par une mesure de la luminosité du ciel nocturne [86, page 73], tandis que le bruit de fond électronique a été déterminé sur des prises de données réelles sans haute tension.

Cette simulation se termine par la production de fichiers de données au même format que les données réelles, données qui sont donc analysables par les mêmes logiciels.

La figure 7.6 représente ainsi un  $\gamma$  de 200 GeV, simulé pour un pointé sur le transit de la Nébuleuse du Crabe. L'étoile indiquée sur la figure 7.7 donne la position du point d'impact théorique de la gerbe au sol.



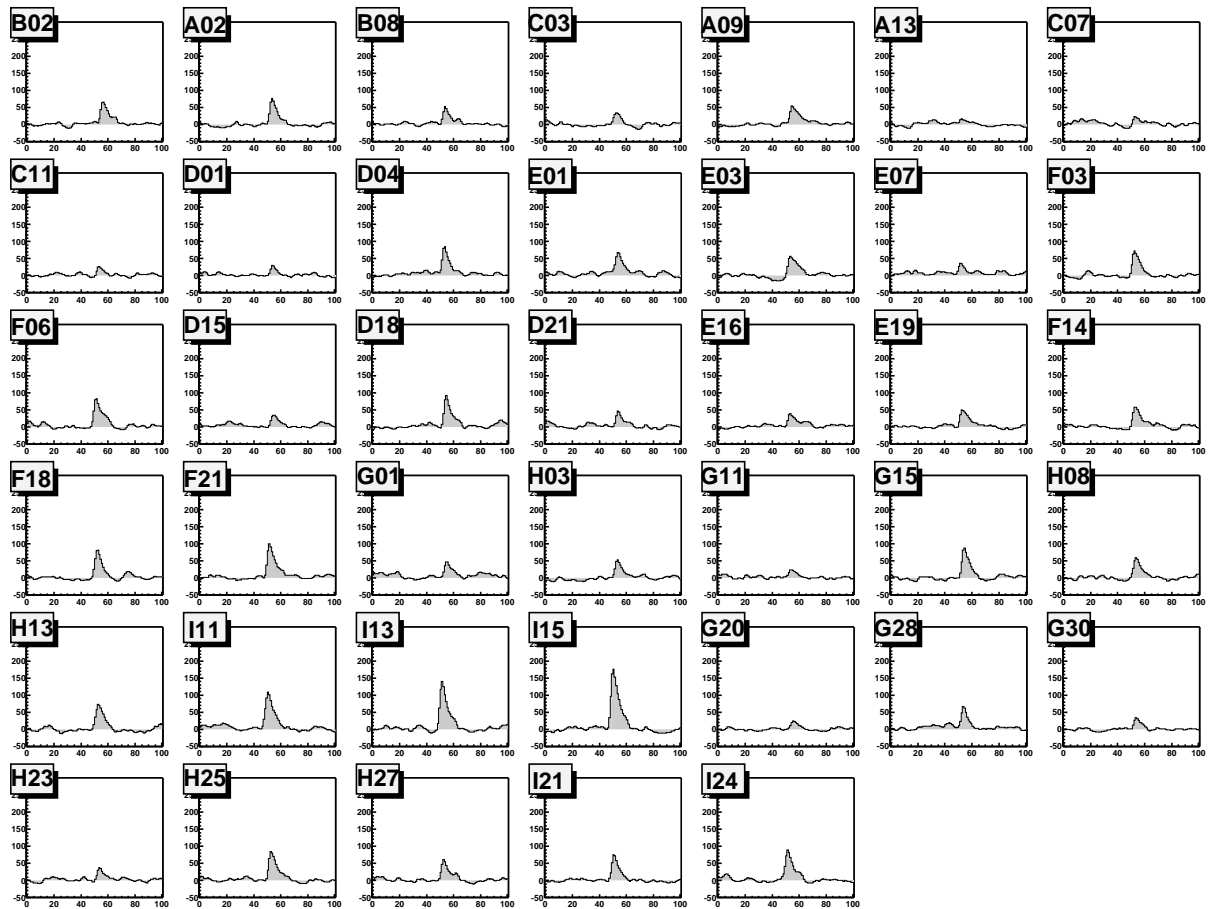


FIG. 7.6: Événement simulé : il s'agit d'un  $\gamma$  de 200 GeV simulé à travers toute la chaîne (simulation de gerbe, de l'optique et de l'électronique) pour un pointé au transit de la Nébuleuse du Crabe.

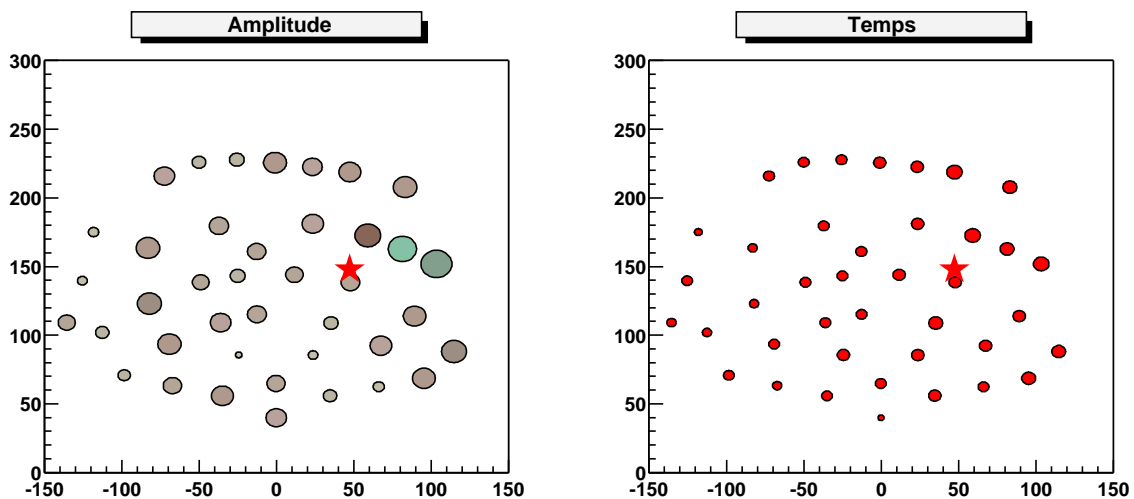


FIG. 7.7: Représentation spatiale de l'événement simulé représenté en 7.6. L'étoile marque le point d'impact théorique de la gerbe au sol.

## 7.3 Surface effective et seuil

### 7.3.1 Seuil de déclenchement

La figure 7.8 donne la surface effective de CELESTE, pour un seuil de  $4.5 \gamma_e$  par héliostat, obtenue avec la chaîne de simulation complète (simulateur de gerbes, simulation de l'optique puis de l'électronique) pour un pointé au transit de la Nébuleuse du Crabe en trait plein, et pour un pointé au zénith en trait pointillé. La valeur de  $4.5 \gamma_e$  correspond à la valeur généralement utilisée dans l'acquisition, mais peut être abaissée à  $3 \gamma_e$  dans les régions faiblement lumineuses du ciel.

La surface effective n'exhibe pas de seuil clairement marqué. Elle dépasse  $10^4 \text{ m}^2$  dès 40 GeV, et continue de croître avec l'énergie. Cela est dû au fait que les gerbes de haute énergie peuvent déclencher le détecteur en tombant plus loin que les gerbes de basse énergie, comme indiqué sur la figure 7.9 : on y a représenté, pour des gerbes de différentes énergies simulées en utilisant deux générateurs indépendants, la probabilité de détection en fonction de la distance du point d'impact de la gerbe au centre du champ. Les générateurs utilisés sont d'une part la version C++ de Cascade, et d'autre part une simulation basée sur Corsika et mise en œuvre par Denis Dumora (CENBG, Bordeaux). Dès 50 GeV, la probabilité de détection des gerbes électromagnétiques est voisine de 1 au centre du champ, et décroît à une distance qui augmente en fonction de l'énergie, de 70 m à 50 GeV jusqu'à 90 m à 200 GeV. La comparaison des deux générateurs utilisés, Cascade et Corsika, montre un accord acceptable malgré une largeur de la zone de détection légèrement plus élevée dans le cas de Corsika. Cela conduit à une estimation de la surface effective plus élevée de 25% dans le cas de Corsika, et ce à peu près quelle que soit l'énergie. Toutes les simulations (à l'exception de cette comparaison) ont été réalisées avec Cascade, et on peut leur ajouter une erreur systématique de 25% de façon à prendre en compte l'incertitude provenant du générateur choisi.

Il est à noter qu'au contraire des imageurs Čerenkov, la direction optimale de pointé n'est pas le zénith, mais une direction plus basse de  $20^\circ$  vers le sud, c'est à dire vers le plan de l'écliptique auquel appartient le soleil. Cette spécificité de la centrale solaire tient à sa conception même, et notamment à l'optimisation de son optique sur la trajectoire du soleil.

### 7.3.2 Spectre différentiel attendu

A partir de la surface effective obtenue au paragraphe précédent, et du flux de la Nébuleuse du Crabe mesuré par EGRET [15] :

$$\phi(E \geq E_0) \approx 250 \times 10^{-8} \left( \frac{E_0}{100 \text{ MeV}} \right)^{-1.19} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (7.1)$$

nous avons déterminé le spectre différentiel<sup>2</sup> attendu dans les données de CELESTE au niveau du déclenchement. Ce spectre est représenté sur la figure 7.10, en  $\gamma \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$ , pour un seuil de déclenchement également fixé à 45 mV par héliostat. Le maximum de ce spectre différentiel, situé vers 30 GeV, est une grandeur communément utilisée pour définir le seuil d'un télescope Čerenkov atmosphérique.

On attend ainsi un taux de  $\gamma$  dans les données voisin de :

---

<sup>2</sup>Nous nous intéressons ici à l'ordre de grandeur, c'est pourquoi nous avons prolongé le spectre d'EGRET par une loi de puissance, sans tenir compte du changement de pente présenté sur la figure 2.13, page 42.

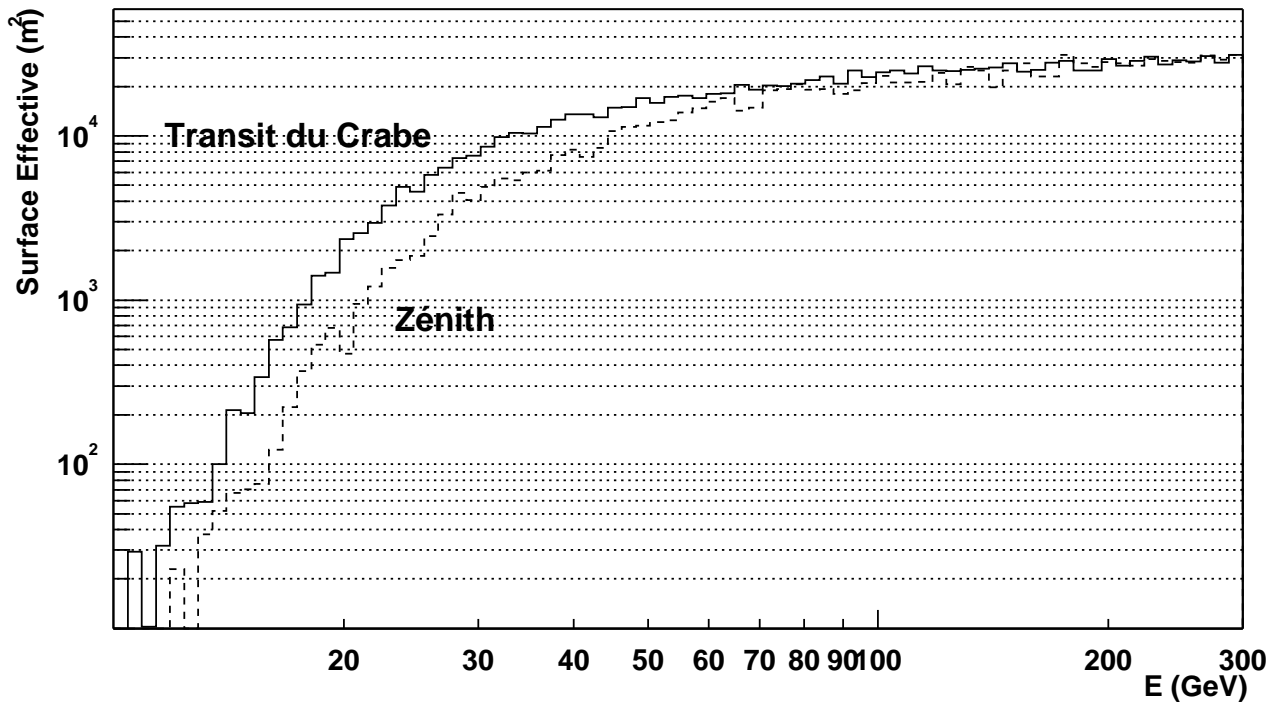


FIG. 7.8: Surface effective de CELESTE pour un seuil de 45 mV par héliostat, soit 4.5 photoélectrons, pour un pointé au transit de la Nébuleuse du Crabe en trait plein, et pour un pointé au zénith en trait pointillé.

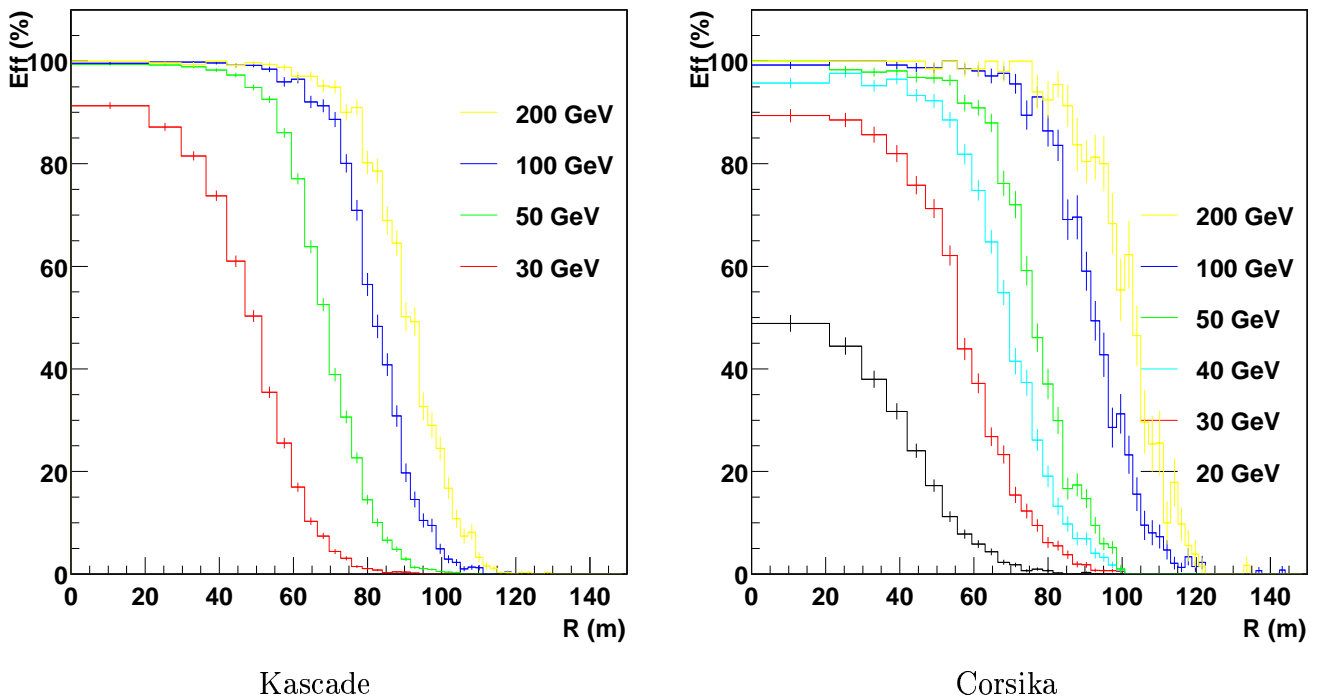


FIG. 7.9: Taux de détection en fonction de la distance du pied de gerbe au centre du champ pour des gerbes de 20, 30, 40, 50, 100 et 200 GeV. La figure de gauche a été réalisé au moyen du simulateur de gerbes dérivé de Kascade, tandis que celle de droite a été réalisée à partir de Corsika. les gerbes de basse énergie ne sont détectées que lorsqu'elle tombent au centre du champ, alors que celle de plus haute énergie sont détectées jusqu'à des distances de l'ordre de 100 m du centre. Simulation réalisée au transit de la Nébuleuse du Crabe.

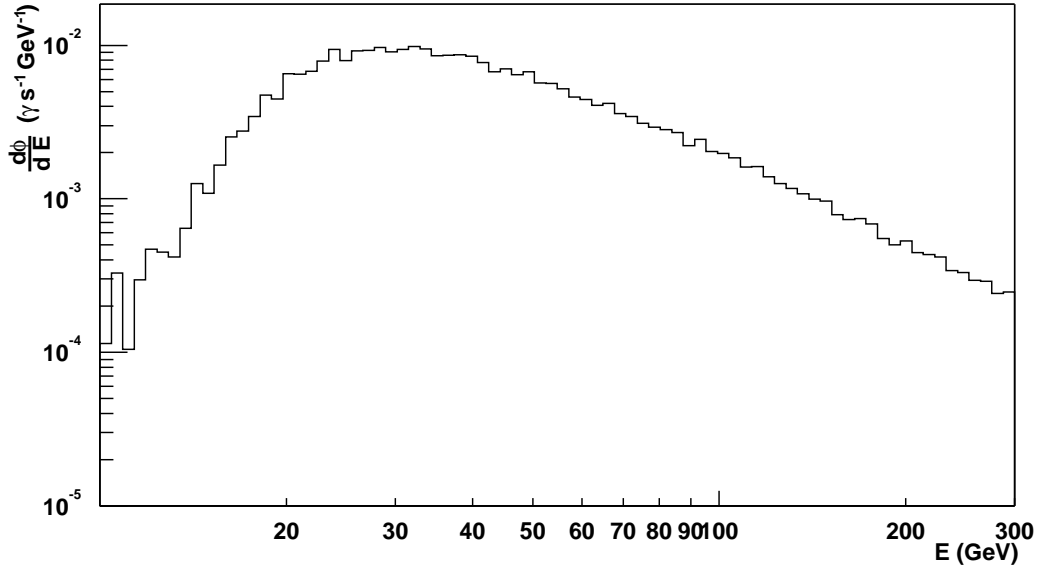


FIG. 7.10: Flux différentiel attendu pour une observation de la Nébuleuse du Crabe, en prolongeant par une loi de puissance le spectre observé par EGRET [15] et pour un seuil de 45 mV par héliostat.

$$\begin{cases} \phi & \approx 0.4 \text{ Hz} \\ \phi(E > 40 \text{ GeV}) & \approx 0.3 \text{ Hz} \\ \phi(E > 100 \text{ GeV}) & \approx 0.12 \text{ Hz} \end{cases} \quad (7.2)$$

### 7.3.3 Evolution au cours du transit

L'efficacité de collection de la centrale solaire étant maximale vers le sud, le seuil de déclenchement de CELESTE augmente lorsqu'on s'éloigne de cette direction. La figure 7.11 représente ainsi l'évolution du seuil de déclenchement au cours du transit de la Nébuleuse du Crabe, tel que déterminé par des simulations correspondant à 30, 60, 90 et 120 mn par rapport au passage au transit de la source. Le seuil, valant 30 GeV au transit de la source, croît jusqu'à 55 GeV deux heures après le transit, ce qui correspond à la limite d'observabilité<sup>3</sup> de la source.

Dans le même temps, l'efficacité de collection décroît.

Un ajustement parabolique donne la paramétrisation suivante, en fonction de l'heure  $t$  (en minutes) par rapport au transit :

$$E_{\text{seuil}} = 30 \pm 0.7 + (1.7 \pm 0.1) \times 10^{-3} \times t^2(\text{mn}^2) \quad (7.3)$$

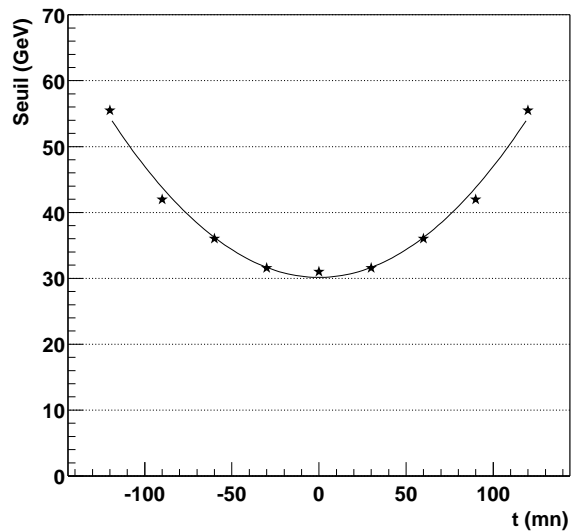


FIG. 7.11: Evolution du seuil de déclenchement en fonction de l'heure par rapport au transit, pour la Nébuleuse du Crabe.

<sup>3</sup>Au delà, la gamme dynamique de réglage des retards devient insuffisante.

### 7.3.4 Influence de l'altitude de pointé

Dans la mesure où les gerbes de basse énergie (*i.e.*  $E \leq 100$  GeV) se développent à une altitude comprise entre 15 et 10 km au dessus de la mer (figure 4.3), on s'attend à ce que l'efficacité du détecteur soit maximale pour un pointé convergent à cette altitude. Une simulation présentée sur la figure 7.12, et réalisée pour un pointé au zénith, confirme que l'altitude optimale est de l'ordre de 11 km au dessus de Thémis (soit environ 13 km au dessus de la mer).

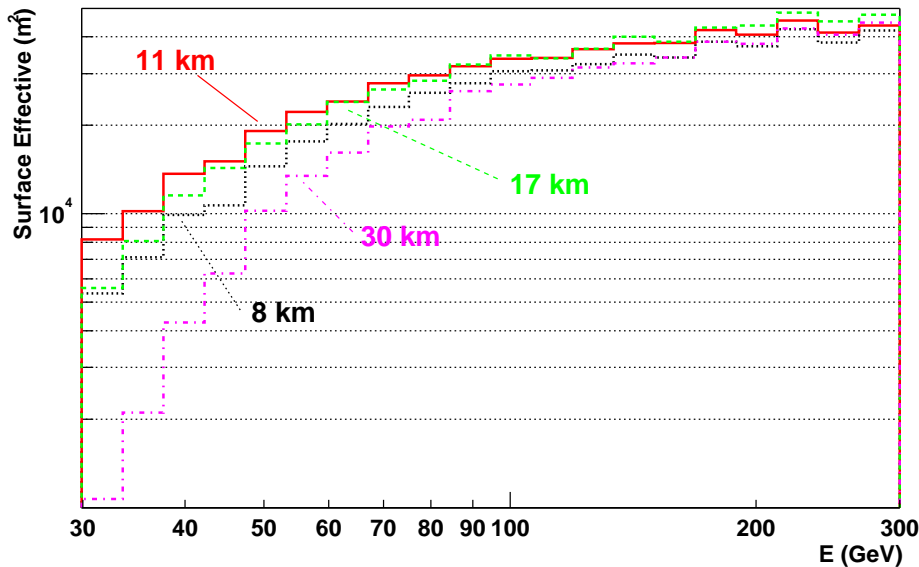


FIG. 7.12: Evolution de la surface effective en fonction de l'altitude de pointé des héliostats. Simulation réalisée pour un pointé au zénith.

Cette altitude de 11 km au dessus de Thémis a été utilisée quasi-systématiquement pour le pointé des héliostats, au cours de cet hiver.

## 7.4 Acceptance angulaire

La figure 7.13 représente l'acceptance angulaire de CELESTE, pour un pointé au transit de la Nébuleuse du Crabe. Elle a été déterminée pour des  $\gamma$  et pour des protons, en simulant des spectres d'indices différentiels respectifs 2.0 et 2.78, avec des points d'impacts uniformément répartis sur un disque de 150 m de rayon autour du centre du champ.

Cette simulation montre tout d'abord que l'acceptance aux  $\gamma$  est d'environ 10 mrad à mi-hauteur. Elle est en pratique limitée par le champ de vue individuel des héliostats, champ de vue dont le rayon est compris entre 5 et 10 mrad selon les conditions de pointé. L'acceptance angulaire aux protons est environ 25% plus large, ce qui est dû aux plus grandes fluctuations caractérisant les gerbes hadroniques.

## 7.5 Acceptance hadronique

La zone de détectabilité des gerbes électromagnétiques possède, comme on l'a vu en 7.3, un bord franc à l'intérieur duquel pratiquement toutes les gerbes sont détectées. La surface effective exhibe de ce fait un effet de seuil relativement bien marqué.

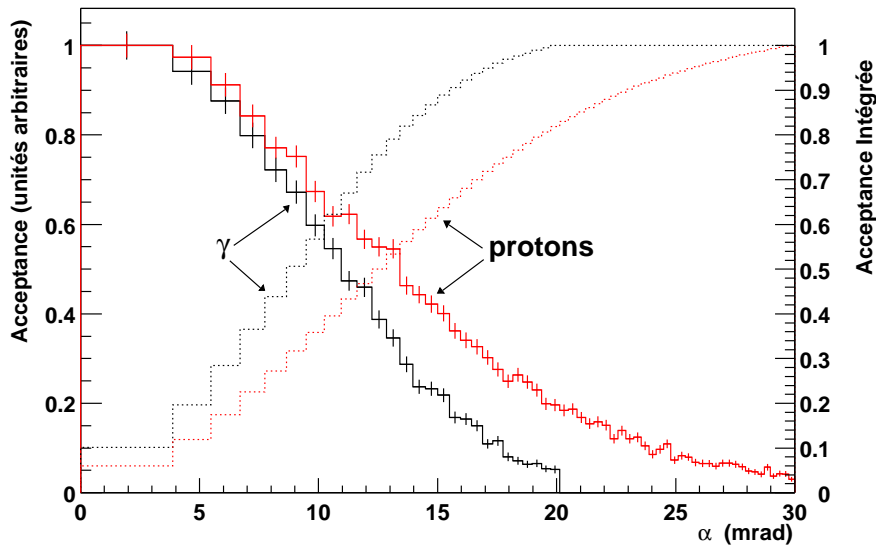


FIG. 7.13: *Acceptance angulaire, au transit de la Nébuleuse du Crabe, pour des  $\gamma$  (tirés selon un spectre d'indice différentiel 2.0) et pour des protons (tirés entre 200 GeV et 10 TeV selon un spectre d'indice différentiel 2.78). Les lignes en pointillées représentent l'acceptance intégrée, c'est à dire la fraction de gerbes détectées dans un rayon angulaire  $\leq \alpha$ .*

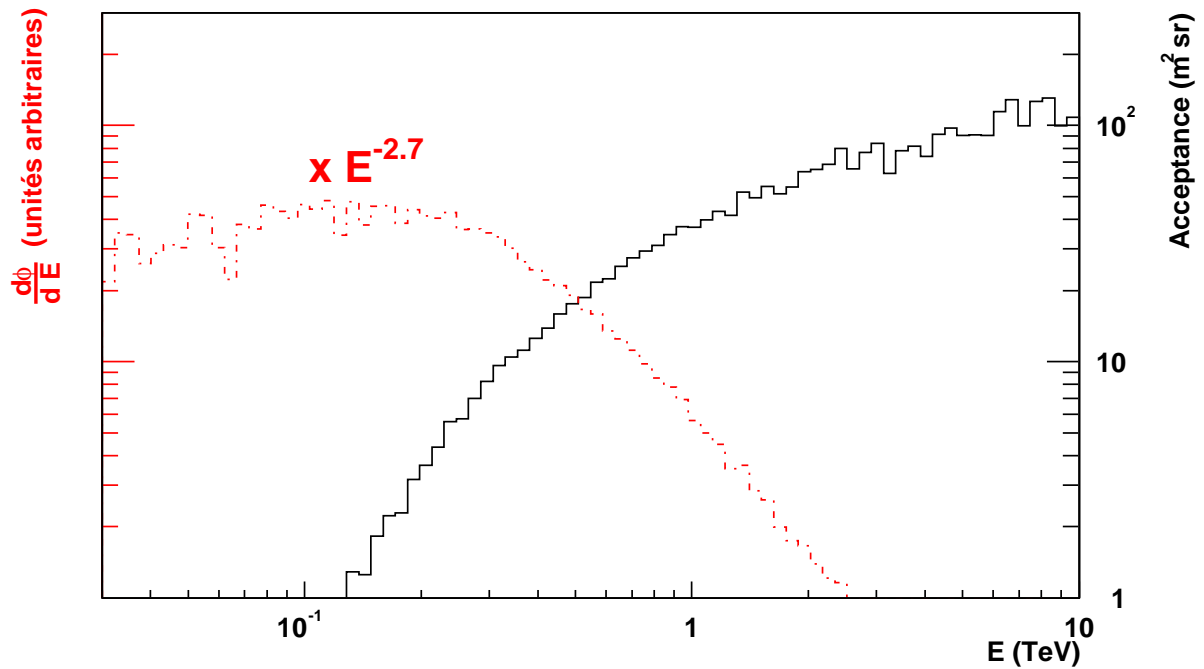


FIG. 7.14: *Acceptance aux protons en fonction de l'énergie du primaire.*

Les hadrons, du fait des fluctuations angulaires plus importante, ont un comportement nettement différent : comme le montre la figure 7.14, l'acceptance du détecteur croît plus régulièrement en fonction de l'énergie du primaire. Le spectre des protons détectés, représenté en pointillés sur la même figure, est en conséquence beaucoup plus plat à basse énergie que celui des  $\gamma$ , l'augmentation forte du flux de primaires à basse énergie compensant plus ou moins la baisse d'efficacité de collection.

La figure 7.15 montre par ailleurs que la distance de détectabilité s'étend bien au delà de

100 m, et que la proportion de gerbes détectées décroît lentement en fonction de la distance, sans effet de seuil.

Ces deux figures ont été réalisées à partir d'une simulation de gerbes hadroniques, tirées selon un spectre en loi de puissance entre 30 GeV et 10 TeV, avec une ouverture angulaire de 30 mrad et un pied de gerbe distribué uniformément sur un disque de 300 m de rayon<sup>4</sup>.

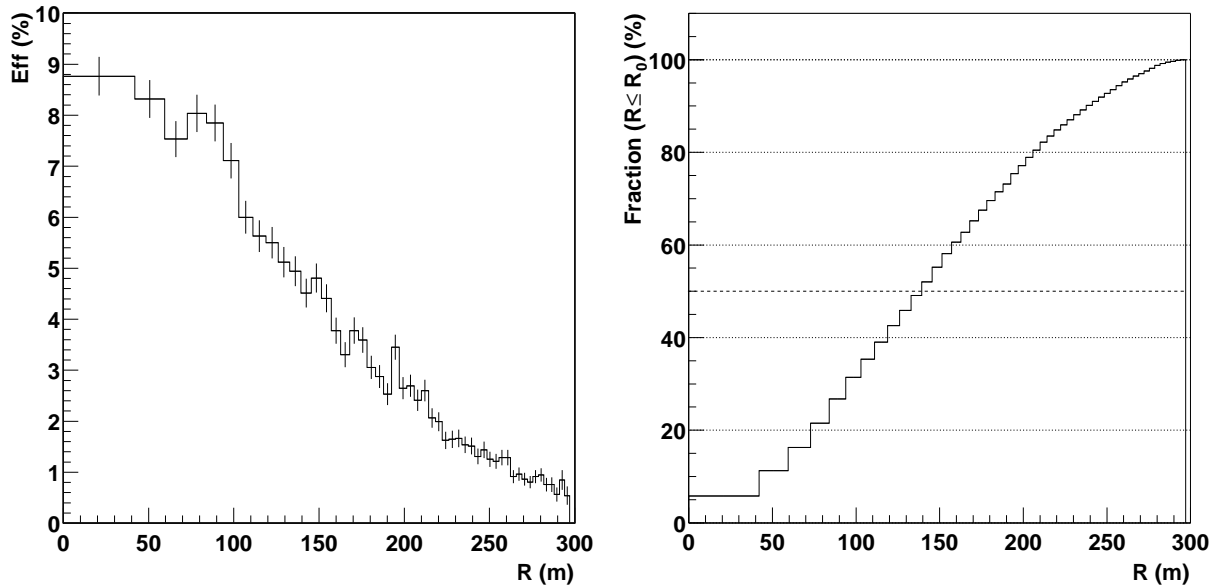


FIG. 7.15: *Acceptance aux protons, déterminée par simulation. A gauche : taux de détection en fonction de la distance du pied de gerbe au centre du champ, pour un spectre de protons. A droite, parmi les gerbes ayant déclenché le détecteur, proportion de celles dont le pied de gerbe est à l'intérieur d'un disque de rayon  $R$ , en fonction de ce dernier.*

L'histogramme de droite représente, parmi les gerbes ayant déclenché le détecteur, la fraction dont le pied de gerbe est à une distance au centre inférieure à  $R$ , en fonction de cette variable. Nous n'avons pas simulé de gerbes tombant à plus de 300 m, car le temps de calcul devient rapidement réhhibitoire, mais l'évolution de la courbe semble indiquer que des gerbes tombant à plus grande distance peuvent encore déclencher le détecteur. La distance médiane (contenant 50% des gerbes observées) se situe donc au moins à 150 m, nettement au delà de la distance de détectabilité des gerbes électromagnétiques.

Ces deux effets - lente décroissance de l'acceptance aux gerbes hadroniques en fonction de la distance et comportement plat du spectre en énergie dans le déclenchement - se conjuguent pour augmenter le bruit de fond hadronique dans les données. Pour reproduire correctement le taux de déclenchement attendu, ils imposent en outre de simuler des gerbes jusqu'à des grandes distances et à des énergies aussi basses que 30 GeV, ce qui s'avère extrêmement coûteux en temps de calcul<sup>5</sup>.

<sup>4</sup>150 m seulement pour la figure 7.15 de façon à disposer de suffisamment de gerbes de basse énergie déclenchant le détecteur.

<sup>5</sup>La réalisation des figures 7.14 et 7.15 a ainsi nécessité un mois de simulations ininterrompues sur une dizaine de machines du centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon.

## 7.6 Estimation du bruit de fond

A partir des flux donnés au chapitre 1 (équations 1.14 à 1.17), et en utilisant toute la chaîne de simulation, nous avons déterminé le taux de déclenchement escompté, en fonction du seuil programmé.

Le résultat de cette étude est représenté sur la figure 7.16 pour un pointé au transit de la Nébuleuse du Crabe. Il a été construit à partir des simulations suivantes :

- ⊙ Un spectre de protons, d'indice spectral différentiel 2.78, tiré entre 200 GeV et 10 TeV sur un disque de 150 m de rayon et une ouverture angulaire de 30 mrad. Le nombre de gerbes détectées a été multiplié par 2, conformément à la figure 7.15, de façon à tenir compte des gerbes tombant au delà de 150 m et qu'il aurait été trop long de simuler en nombre suffisant. Une vérification sur un échantillon de gerbes au delà de 150 m a permis de valider ce facteur correctif.
- ⊙ Un spectre de protons de basse énergie, tiré entre 30 GeV et 200 GeV avec les mêmes paramètres.
- ⊙ Un spectre de noyaux d'hélium tiré sur la même surface, avec un indice spectral différentiel 2.68 et entre 100 GeV et 10 TeV. Ce spectre a également été multiplié par deux.
- ⊙ Un spectre d'électrons, tiré avec un indice spectre 3.3, sur la même surface, entre 10 GeV et 300 GeV avec une ouverture angulaire réduite à 20 mrad.
- ⊙ Un spectre de  $\gamma$  diffus, d'indice spectral 2.07 et tiré avec les mêmes conditions que les électrons. La contribution de cette dernière composante est un facteur 100 en dessous de la contribution des noyaux d'hélium, et n'a donc pas été représentée sur la figure 7.16.

On attend ainsi un taux de déclenchement voisin de 20 Hz pour un seuil de déclenchement compris entre 2 et 3  $\gamma_e$  héliostat<sup>-1</sup>, ce qui est compatible avec les mesures faites sur le détecteur, comme présenté sur la figure 6.20, page 151. Le taux de déclenchement prédit est cependant plus faible d'un tiers que le taux observé, ce qui peut avoir de nombreuses origines :

- 1) Le comportement moins régulier des hadrons rend extrêmement délicate la prise en compte des *queues de distributions*, qui peuvent représenter une fraction non négligeable d'événements. Du fait du faible taux de déclenchement de ces événements (moins de un pour mille), leur prise en compte requiert un temps de calcul déraisonnable. La simulation réalisée ne prend ainsi pas en compte les gerbes déclenchant le détecteur alors qu'elles tombent à plus de 300 m du centre, ou avec un angle supérieur à 30 mrad, ainsi que les gerbes de moins de 30 GeV qui sont, d'après la figure 7.14, encore nombreuses à déclencher.
- 2) Les simulateurs de gerbes utilisés ayant déjà montré une différence de l'ordre de 25% de la surface de collection aux  $\gamma$ , un écart encore plus élevé pour les hadrons n'est pas à exclure. Ces simulateurs ont en outre été optimisés pour les imageurs à plus haute énergie, et leur comportement en dessous du TeV reste largement incertain.
- 3) Les flux restent incertains à environ 20%.

Par ailleurs, le seuil de déclenchement limite (2  $\gamma_e$  héliostat<sup>-1</sup>) est inférieur d'au moins 50% aux valeurs effectivement observées. Cela provient notamment du fait qu'il est extrêmement difficile de simuler du bruit de fond de ciel *réaliste*, en produisant suffisamment d'événements. Notre bruit de ciel est simulé à partir d'impulsions de photoélectrons uniques, sommées à un taux déterminé par la simulation de l'optique. Mais il ne prend pas en compte les *afterpulses*, qui engendrent des signaux de plus grande amplitude que le bruit de fond de ciel, avec un



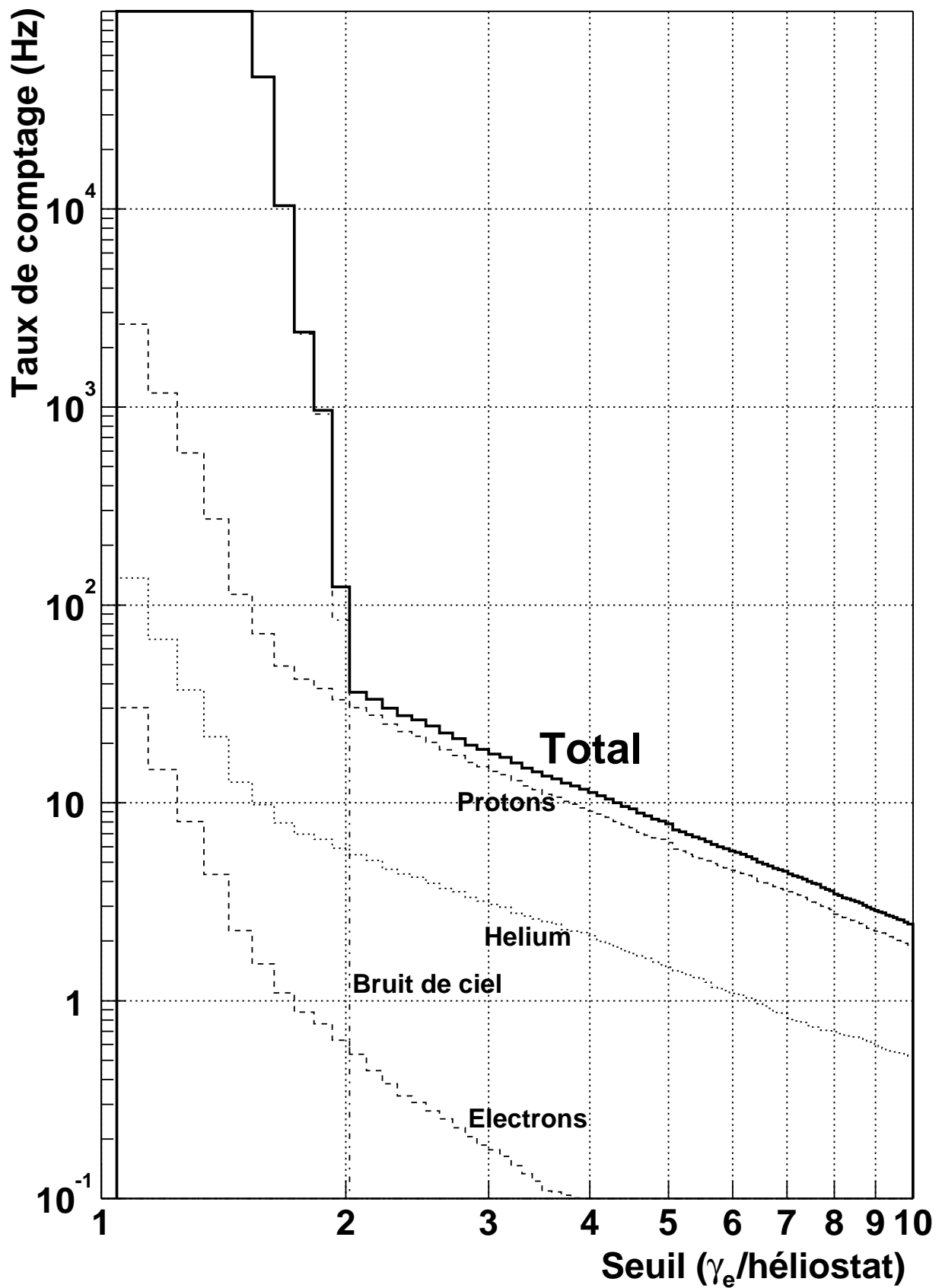


FIG. 7.16: Taux de comptage attendu en fonction du seuil, pour une condition de majorité de 3 groupes sur 5. Simulation réalisée pour un pointé au transit de la Nébuleuse du Crabe.

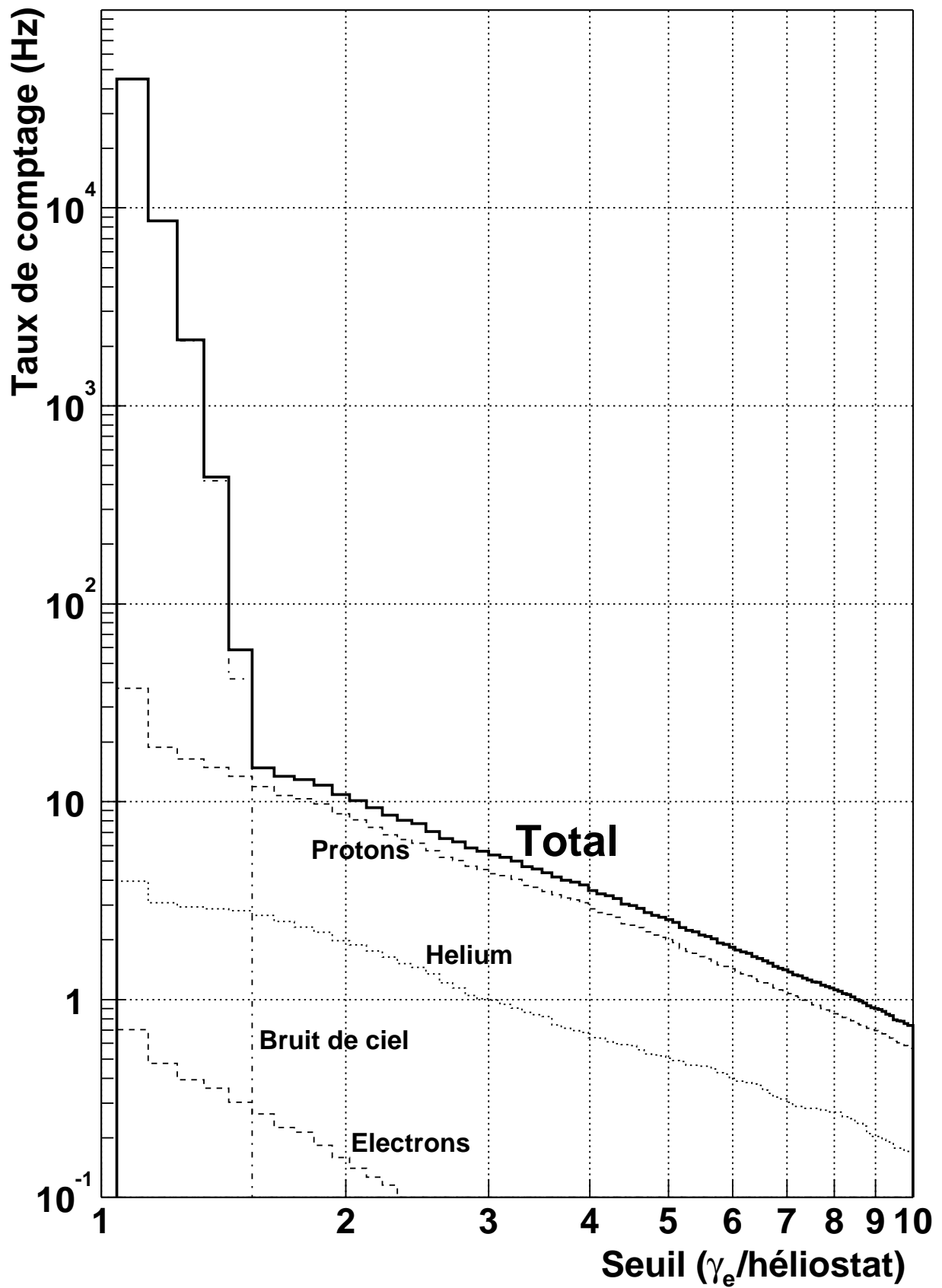


FIG. 7.17: Idem à 7.16, pour une condition de majorité de 5 groupes sur 5.

taux probablement de l'ordre du kHz<sup>6</sup>. On a pu montrer que la distribution en charge des pics trouvés dans du bruit de fond de ciel ne correspondait pas à celle observée dans des prises de données de bruit de fond réel.

Enfin, la figure 7.17 donne le taux de déclenchement attendu pour une majorité de déclenchement de 5 groupes sur 5. Une telle logique de déclenchement devrait permettre d'abaisser le seuil de déclenchement de CELESTE à 20 GeV environ, avec un taux de hadrons inférieur à 10 Hz, mais l'électronique actuelle ne le permet pas, du fait d'un temps mort trop élevé dans les retards numériques. Un nouveau boîtier est actuellement en développement au CENBG (Bordeaux), qui devrait permettre de résoudre ce problème.

## Conclusion

Au moyen d'une simulation réaliste et détaillée du détecteur, nous avons pu annoncer un seuil de déclenchement de CELESTE compris entre 30 et 40 GeV, bien qu'en toute rigueur il n'y ait pas de définition satisfaisante du seuil, la surface de collection continuant de croître à haute énergie. Ce seuil en énergie a été déterminé pour un seuil de déclenchement de 45 mV par héliostat, communément utilisé en hiver. La plus faible luminosité de ciel estival<sup>7</sup> permet d'abaisser ce seuil à 30 mV par héliostat pour les sources d'été (comme Markarian 501), et donc d'obtenir un seuil de déclenchement inférieur à 30 GeV.

Il faut cependant garder à l'esprit que le seuil réellement exploitable sera nécessairement plus élevé, car l'identification des événements  $\gamma$  exigera des coupures supplémentaires.

La simulation reproduit raisonnablement les taux de comptages observés, avec une incertitude de l'ordre de 50%, et dépendant notamment du générateur de gerbes utilisé. En l'absence de faisceau test, nous ne pouvons valider complètement cette simulation, mais son comportement plus que raisonnable en fait un outil indispensable à la compréhension du détecteur.

Tout au long des calibrations présentées dans la partie suivante, cette simulation sera confrontée à la réalité, ce qui permettra d'apporter de nombreux éléments de validation partielle.

---

<sup>6</sup>Le taux des *afterpulses* représente dans des conditions normales environ 0.1% du taux de photoélectrons.

<sup>7</sup>Nous n'avons pas d'explication à ce phénomène récurrent.

Troisième partie  
Exploitation et analyse



# Chapitre 8

## Calibration et réglages

Contrairement aux expériences en satellite, les télescopes Čerenkov ne peuvent être calibrés en faisceau. La détermination de l'énergie de chaque particule ne peut se faire que par un va-et-vient permanent entre l'analyse des données et une simulation Monte-Carlo la plus complète et la plus rigoureuse possible. Cette calibration est longue et délicate, car en sus de la complexité de l'optique de détection, il faut prendre en compte les multiples effets atmosphériques qui ne sont pas toujours bien compris, ni stables dans le temps.

Une telle calibration est cependant indispensable, car elle seule permet de connaître avec précision le comportement du détecteur et notamment son seuil de déclenchement. En outre, cette calibration intervient de manière essentielle dans le processus de réduction des données.

### Introduction

Ce chapitre est un état des lieux de la calibration de CELESTE, où ma contribution principale concerne le réglage des héliostats par cartographie d'étoile ainsi que la calibration temporelle utilisant un laser. Cette calibration n'est cependant pas définitive, un certain nombre de points restant en suspens.

La calibration de CELESTE se fait en plusieurs étapes :

- ⊙ L'analyse de cartographies d'étoiles permet d'une part d'optimiser la direction de visée des héliostats et d'autre part d'estimer le champ de vue de chaque détecteur. La comparaison avec la simulation permet en outre de vérifier le comportement de cette dernière, mais dans la mesure où une étoile est une source ponctuelle - contrairement à une gerbe électromagnétique - cette calibration ne donne qu'une indication de premier ordre sur l'efficacité de collection du détecteur.
- ⊙ Un contrôle général de la mise en temps, en particulier au niveau du déclenchement, peut être réalisé au moyen d'un laser. Ce dernier devrait idéalement être placé *à l'infini*, de façon à générer un faisceau parallèle sur les héliostats. Nous utilisons en pratique un laser installé en haut de la tour, à une distance d'environ 200 m des héliostats. Ce laser ne peut pas non plus être utilisé pour calibrer les efficacités de collection, car il est placé au point focal des héliostats<sup>1</sup> et car nous n'avons aucun contrôle sur la distribution angulaire de lumière depuis le diffuseur placé juste en aval de la fibre optique transportant le signal laser.
- ⊙ Une calibration précise de l'électronique permet de remonter à une calibration en termes du nombre de photoélectrons, qui permet d'affirmer que tel événement a produit tant de

---

<sup>1</sup>Les conséquences de cette position seront discutées en 8.2.3.

photoélectrons sur tel et tel héliostat.

- ⊙ La partie la plus délicate du travail de calibration consiste à remonter à la densité de lumière au sol. Il faut pour cela déterminer l'efficacité de collection de chaque héliostat en fonction du pointé. La difficulté consiste à trouver une source de lumière ayant
  - 1) la même taille angulaire que les gerbes
  - 2) une position voisine dans le ciel
  - 3) la même distribution spectrale

La lune (quand elle est pleine) répond à peu près aux deux premiers critères, mais absolument pas au dernier, et son utilisation en vue d'une calibration impose l'adjonction de filtre de façon à atténuer fortement sa luminosité.

La lumière émise par les muons au voisinage du sol répond mieux au troisième critère, mais d'une part le premier critère n'est pas forcément rempli, et d'autre part son observation nécessite un changement de logique déclenchement (sans condition de majorité), qui rend le détecteur également sensible aux *afterpulses*.

Finalement, seule la lumière Čerenkov émise par les gerbes elles-mêmes semble utilisable, mais la présence du système de déclenchement complet de l'expérience introduit un biais qui ne peut être compris qu'au moyen de la simulation.

- ⊙ Enfin, la calibration en énergie repose entièrement sur la simulation.

Au cours de ce chapitre, nous nous intéresserons successivement aux différents points évoqués.

## 8.1 Optimisation du pointé des héliostats

Un bon contrôle de la précision de suivi des héliostats est un préalable à une calibration optique de l'appareillage. Cette précision de pointé a été mesurée sur site, en faisant l'image du soleil et de la lune sur un panneau, image enregistrée par une caméra CCD et dont les fluctuations de position ont été analysées [88, page 28]. La précision déduite de cette étude est meilleure que  $0.1^\circ$ .

Les deux codeurs qui sur chaque héliostat règlent angulairement l'élévation et l'azimut de visée doivent être calibrés après chaque opération de maintenance de leur tête, et vérifiés régulièrement. Nous avons mis en place une procédure d'alignement utilisant toute la chaîne de l'optique et de l'électronique de CELESTE pour effectuer une cartographie d'une étoile.

Cette méthode explore le plan  $\Delta x \times \Delta y$ , où  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont les corrections en azimut et en élévation apportées à la direction de pointé des héliostats. Ces corrections s'expriment en *unités de pas codeur*, valant  $0.14$  mrad. Pour chaque valeur de  $\Delta x$  et  $\Delta y$ , une mesure du courant d'anode du photomultiplicateur est effectuée, avant de passer à la position suivante. Tout ceci se fait en corrigeant à chaque instant du mouvement apparent de la source dans le ciel, les héliostats continuant de suivre la source pendant la mesure de courant d'anode du photomultiplicateur.

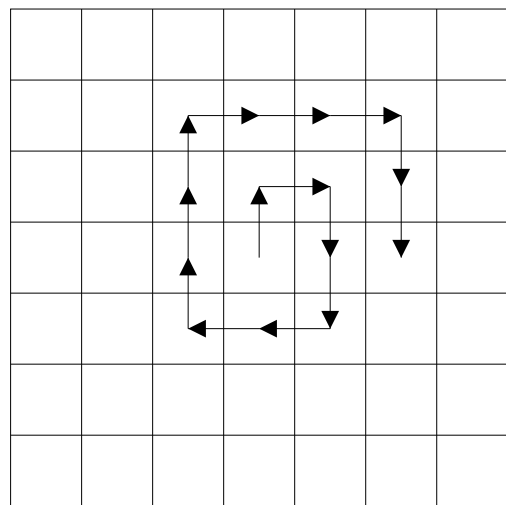


FIG. 8.1: Déplacement des héliostats dans le plan  $\Delta x \times \Delta y$  pour une procédure d'alignement par cartographie d'étoile.

De façon à minimiser les temps de repointé, nous avons mis en place une procédure informatique qui assure une cartographie en colimaçon, décrite sur la figure 8.1. Cette procédure permet de minimiser les fluctuations d'intensité lumineuse du ciel, fluctuations dues en particulier aux changements des conditions atmosphériques sur une échelle de temps d'une demi-heure (durée typique d'une cartographie).

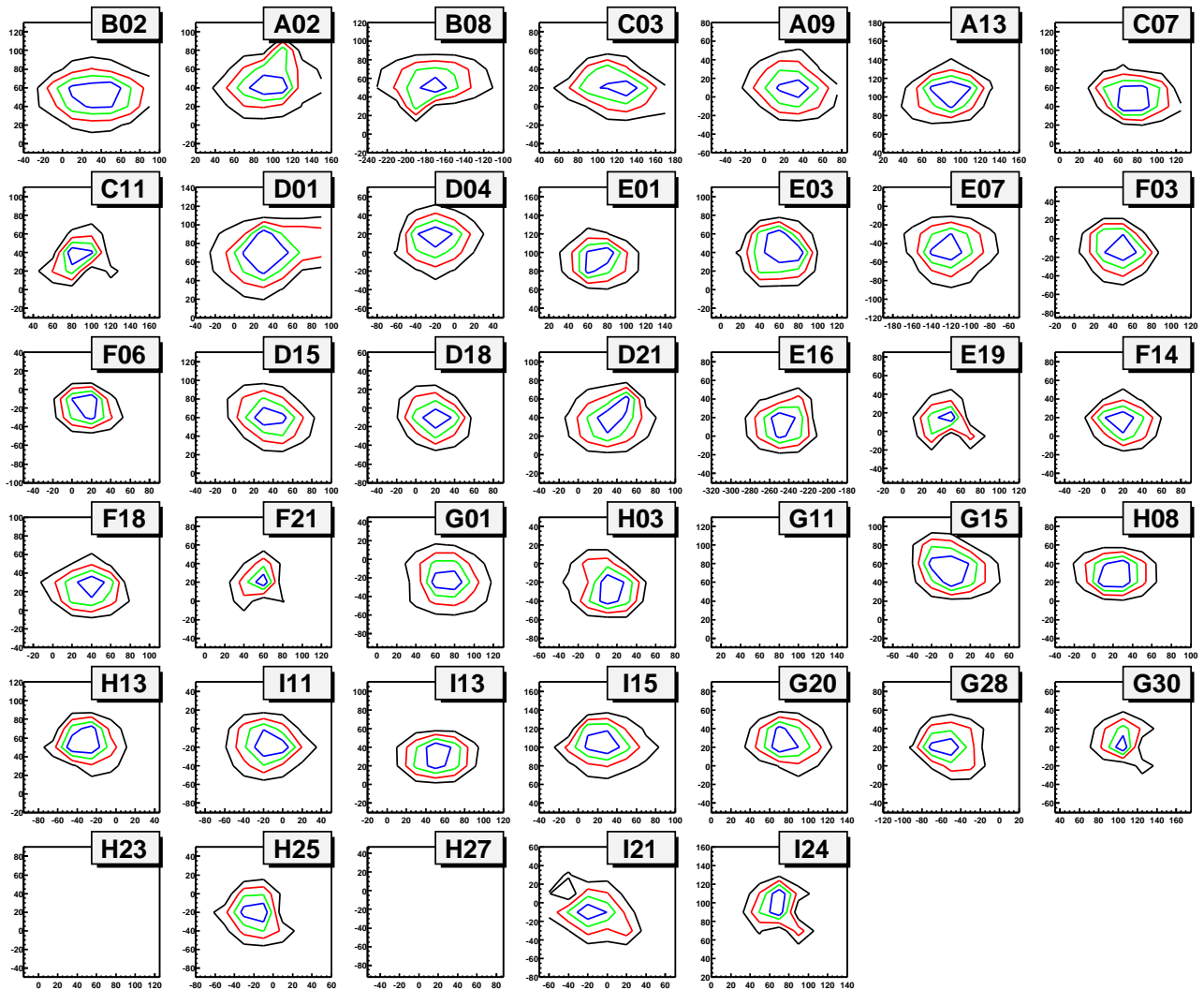


FIG. 8.2: Cartographie de l'étoile *Regulus* à travers toute l'optique de CELESTE. Trois héliostats (G11, H23 et H27) étaient à cette époque en réparation. Les histogrammes ont une extension de  $\pm 10$  mrad dans les deux directions, et chaque contour représente une variation d'intensité de 20% du total (échelle linéaire).

La figure 8.2 montre une telle cartographie, pour l'étoile *Regulus*, situé au début de l'étude à une élévation de  $55.7^\circ$  et un azimut de  $32.4^\circ$  (vers l'ouest, à partir du sud). Chacun des histogrammes a une extension de  $7 \times 20 = 140$  pas codeur, dans les deux directions, soit  $\pm 10$  mrad autour de la position centrale.

L'écart du maximum de la tache lumineuse à cette position centrale est représenté pour chacun des héliostats, et dans les deux directions, sur la figure 8.4. L'étude de ces résidus montre que la grande majorité des héliostats est positionnée à 1 mrad près, les héliostats les plus lointains ne dépassant pas 2 mrad. Cette précision de positionnement semble légèrement insuffisante au vu de la résolution angulaire, comme on pourra le constater au chapitre 11, mais



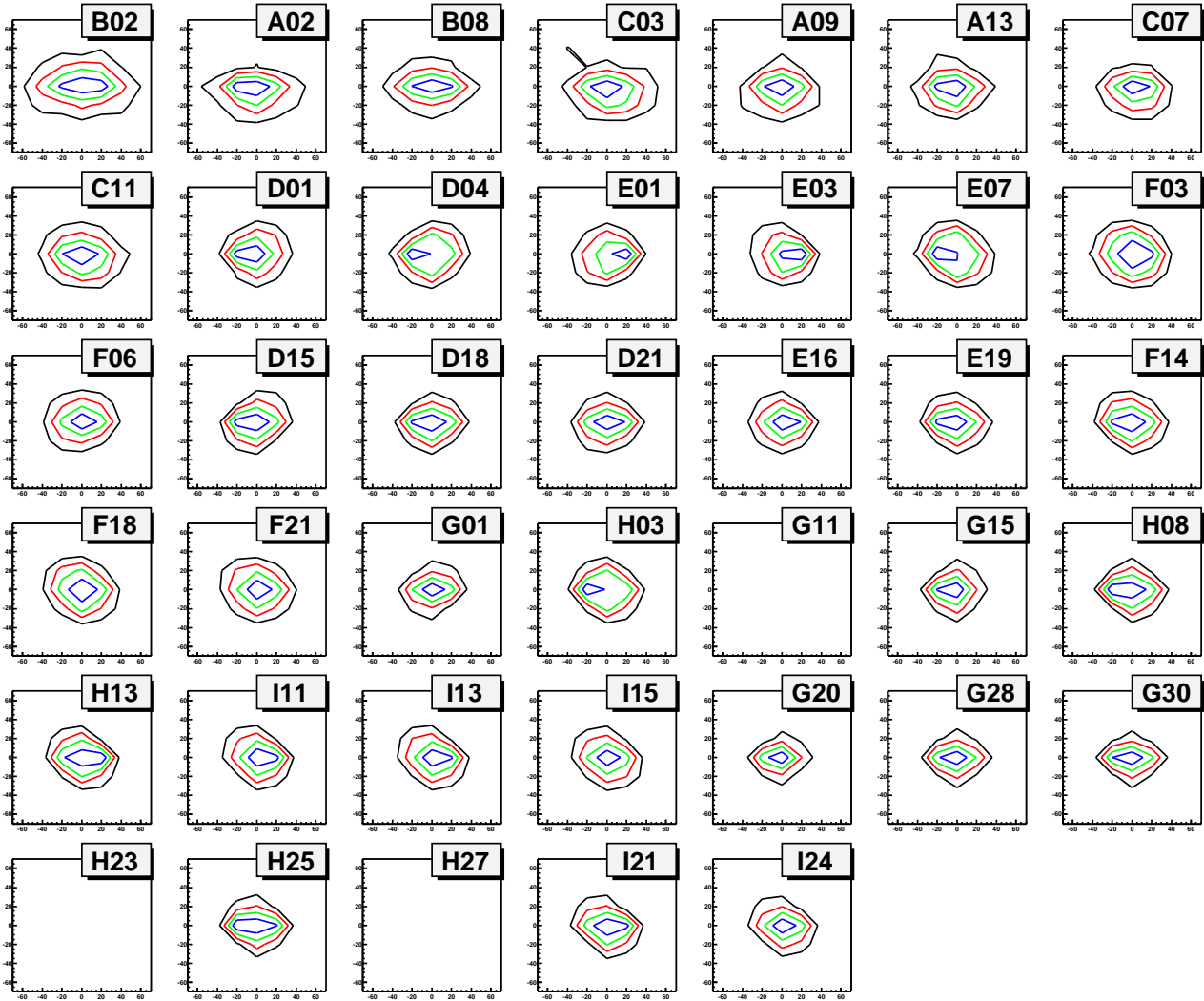


FIG. 8.3: Simulation de la cartographie de l'étoile *Regulus* à travers toute l'optique de CELESTE, dans les mêmes conditions que pour la mesure réelle présentée sur la figure 8.2

pourra être améliorée légèrement par des cartographies plus fines<sup>2</sup>.

Nous avons par ailleurs simulé cette cartographie dans des conditions identiques de pointé, en ajoutant un bruit de fond lui-même déterminé à partir de la cartographie réelle. Cette simulation, réalisée au moyen du logiciel présenté au chapitre 7, a consisté à reproduire le comportement réel des héliostats, en leur adjoignant un décalage de pointé en azimuth et en élévation. Le résultat, pour une étoile virtuelle située au même endroit dans le ciel que *Regulus* en 8.2 est représenté sur la figure 8.3. L'extension des histogrammes, exprimée en *pas codeurs* comme pour la cartographie réelle, a été conservée.

La comparaison de cette simulation avec le comportement observé montre tout d'abord que la largeur des distributions, c'est à dire le champ de vue de chaque héliostat, a été correctement reproduite. La plus grande extension horizontale (azimut) des distributions concernant les héliostats situés au pied de la tour, également reproduite correctement, est due au fait que ces héliostats pointent avec un angle zénithal plus faible, et donc qu'une rotation en azimuth a un effet réduit.

Cette simulation a été réalisée en incluant une fluctuation de 0.5 mrad (en écart-type) de

<sup>2</sup>Compte tenu de la largeur des taches lumineuses, on ne pourra cependant pas gagner énormément.

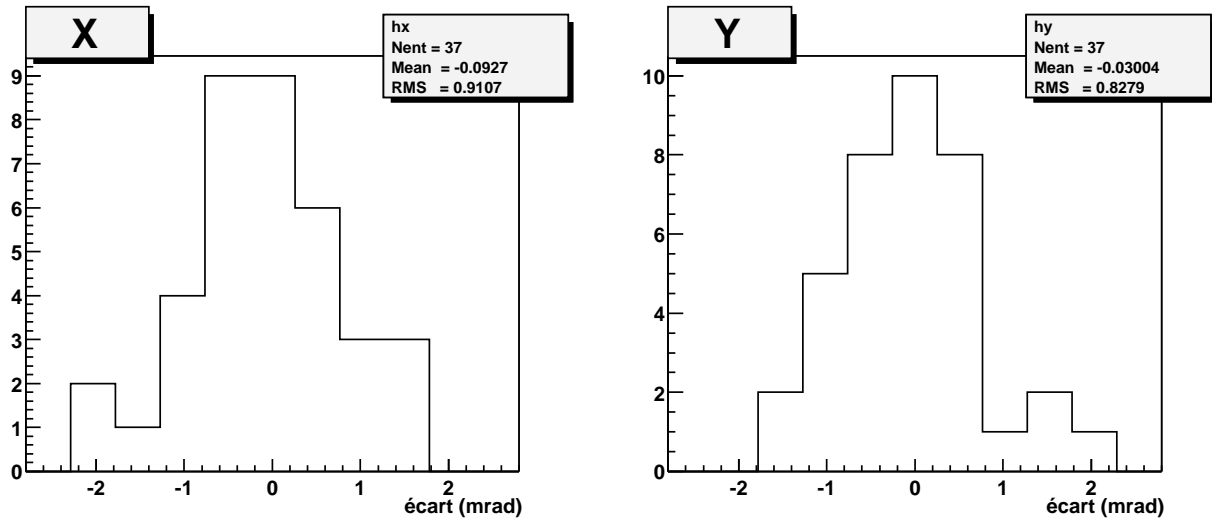


FIG. 8.4: Résidus de centrage des héliostats dans les deux directions (azimut et élévation). Ces résidus sont déterminés comme l'écart entre le centre de la tache de lumière de la cartographie 8.2 (déterminé par ajustement d'une gaussienne) et la position programmée.

l'angle de réflexion sur les héliostats, fluctuation destinée à modéliser l'état de surface du verre<sup>3</sup>.

Une étude plus systématique à différents angles de pointé, destinée à vérifier l'indépendance de ces corrections avec la direction de pointé, a montré qu'il n'était pas nécessaire d'implémenter une correction dynamique de décalage, au contraire du télescope CAT qui a pu mettre en évidence un écart à la verticalité du fût d'héliostat qui le supporte.

## 8.2 Calibration temporelle

La calibration temporelle du détecteur porte principalement sur deux points : les erreurs de réglage des retards tendent à élargir les sommes analogiques et élèvent donc le seuil de déclenchement en énergie. La reconstruction des événements exige par ailleurs une mesure la plus précise possible du temps d'arrivée du signal sur chaque héliostat.

Cette calibration a été réalisée en deux étapes : dans un premier temps, la position de tous les objets a été établie et incluse dans une base de données, ainsi que les temps de transit mesurés à travers tous les câbles et éléments électroniques. Une calibration globale, utilisant un laser, a ensuite permis une mesure directe des résidus, inclus à leur tour dans la base de données.

### 8.2.1 Positionnement géométrique

Les coordonnées des héliostats proviennent d'un relevé topographique commandé par EDF [89], et sont données avec une précision de 1 cm.

La position de tous les éléments de l'optique secondaire a été mesurée avec une précision inférieure ou égale à 5 cm, et toutes ces valeurs ont été introduites aussi bien dans la simulation que dans l'acquisition. Il en résulte une erreur globale sur les temps de parcours optique de l'ordre de 0.2 ns.

<sup>3</sup>La simulation permet de donner une valeur maximale de 2 mrad à cette valeur, sans pouvoir la déterminer avec plus de précision.

### 8.2.2 Temps de transit dans l'électronique

Les temps de transit à travers toute la chaîne électronique ont été mesurés à l'aide d'un générateur d'impulsion HAMEG produisant des signaux de 3 ns de temps de montée, et d'un oscilloscope Tektronix TDS 620 B à 500 MHz de bande passante. Cette mesure utilisant un signal répétitif a concerné tous les câbles, boîtiers de déclenchement, discriminateurs, voteur majoritaire, et boîtiers de contrôle des Flash ADC. La précision de ces mesures peut être estimée à environ 0.3 ns (précision de mesure sur l'oscilloscope).

Les boîtiers de déclenchement des groupes, ainsi que le voteur majoritaire, ont subi une calibration plus complète, la relation expérimentale entre retard programmé et retard effectif étant mesurée pour toute la gamme dynamique. Les coefficients de calibration déduits sont utilisés dans l'acquisition, et la précision de la mesure est également d'environ 0.3 ns.

Le temps de transit dans les photomultiplicateurs a été mesuré sur l'un d'eux, au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire par Nicolas Héroult, au moyen d'un laser rapide (35 ps). Le résultat de cette calibration est indiqué sur la figure 8.5, ainsi que l'ajustement qui a été déduit des mesures.

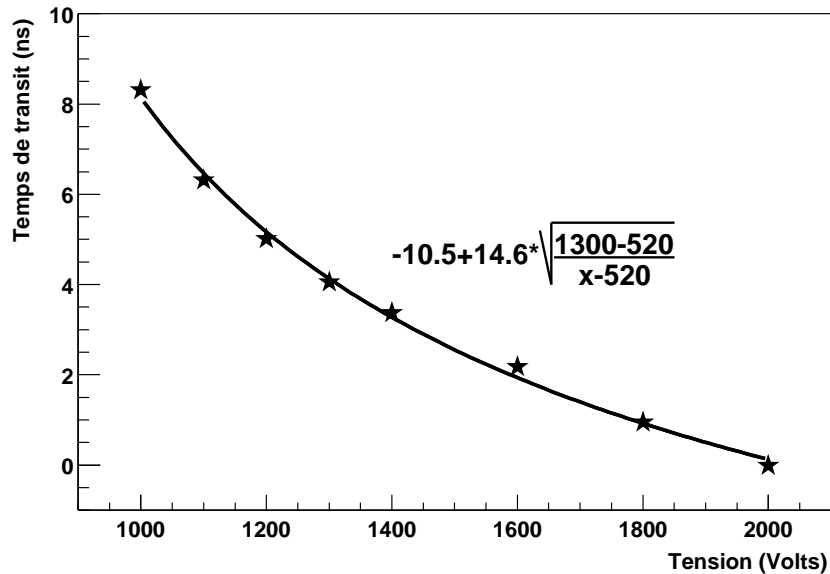


FIG. 8.5: Temps de transit dans les photomultiplicateurs XP 2282B en fonction de la haute tension. Les mesures (étoiles) ont été faites au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay au moyen d'un laser rapide. L'ajustement donné sur la figure a été utilisé dans l'acquisition pour la mise en temps des signaux, après ajout d'une constante à chaque photomultiplicateur.

La forme fonctionnelle utilisée est

$$\Delta t = A + B \sqrt{\frac{V_0 - 520}{V - 520}} \quad (8.1)$$

où

- $V_0$  est une tension de référence prise égale à 1300 V, ce qui correspond aux hautes tensions typiques utilisées par CELESTE ;
- $B$  est une constante déduite de l'ajustement linéaire (qui vaut 14 ns) ;

- et  $A$  est une constante qui dépend de chaque photomultiplicateur, et qui a fait l'objet d'une calibration *in situ* décrite dans la section suivante<sup>4</sup>.

Cette forme fonctionnelle un peu inhabituelle prend en compte la conception de la base des photomultiplicateurs, dans laquelle une diode Zener maintient une tension constante égale à 520 V sur la première dynode, précisément pour minimiser la dispersion temporelle des signaux<sup>5</sup>.

Réalisée sur un seul photomultiplicateur, cette mesure faite avec une précision voisine de celle des autres mesures a été extrapolée à tous les photomultiplicateurs et vérifiée *in situ*.

### 8.2.3 Calibration globale

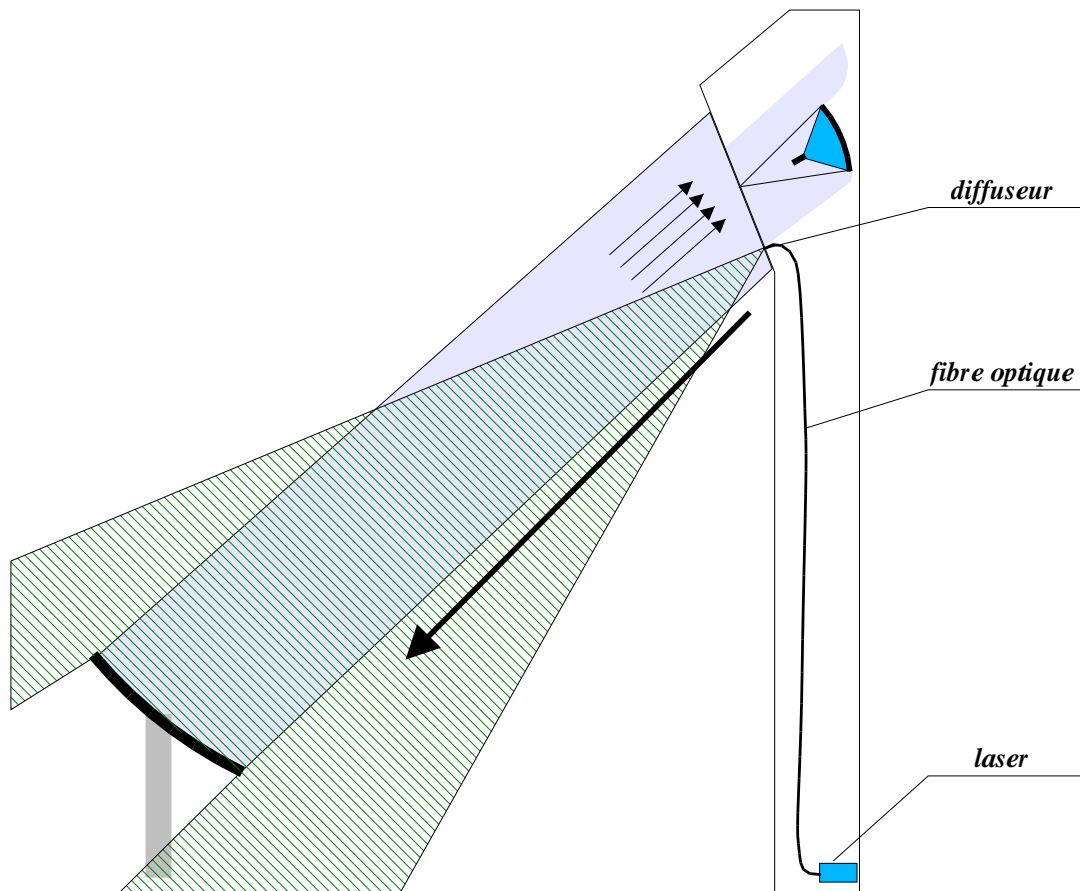


FIG. 8.6: Dispositif utilisé pour la calibration temporelle de CELESTE : un laser à azote, de longueur d'onde 337 nm, et pulsé à 5 Hz, émet un signal de faible durée (7.3 ns de largeur totale à mi-hauteur, avec un temps de montée de 1.5 ns) sur un diffuseur placé en haut de la tour. La lumière est réfléchiée par les héliostats et renvoyée sous forme d'un faisceau parallèle vers le haut de la tour, où elle est partiellement focalisée sur les caméras. La mesure précise des écarts de temps d'arrivée des signaux sur les différentes voies permet de calibrer temporellement le détecteur.

Afin de mesurer les temps de transit à travers toute la chaîne d'acquisition, nous avons utilisé un laser pulsé à azote, de longueur d'onde 337 nm, installé pour Thémistocle au pied de la tour [58, page 53]. Le signal du laser est transporté par une fibre optique en haut de la

<sup>4</sup>Cette constante a été arbitrairement attribuée à une dispersion des temps de transit d'un photomultiplicateur à l'autre, mais elle est en fait un facteur global qui prend en compte tous les éléments de la chaîne.

<sup>5</sup>Cette diode Zener intervient également dans le circuit de protection, où elle permet de couper brutalement la haute tension sur la première dynode en cas d'éclairement trop intense du photomultiplicateur.

tour, où un diffuseur placé en dessous de la salle de contrôle permet d'illuminer tout le champ d'héliostats (figure 8.6). En pointant les héliostats sur le laser, on peut mesurer les écarts de temps de transit entre différentes voies, information que l'on peut exploiter de façon statistique.

Le laser n'est cependant pas utilisable à des fins de mesure de l'efficacité de collection, et ce pour plusieurs raisons :

- ⊙ Malgré la présence d'un diffuseur, l'illumination du champ par le laser n'est pas uniforme.
- ⊙ Le laser est placé essentiellement au point focal des héliostats, et le faisceau réfléchi est donc à peu près parallèle, avec une largeur de 8 m environ. Une fraction variable, mais de toutes façons inférieure à 10% seulement de ce signal réfléchi peut être recueillie sur les caméras.
- ⊙ Dans la mesure où la partie centrale des héliostats n'est pas équipée de miroir (à cause du pied de l'héliostat), l'image du laser devrait comporter un trou précisément sur la partie vue par les photomultiplicateurs. Seule la présence d'aberrations permet d'observer effectivement un signal. L'intensité lumineuse reçue varie fortement d'un héliostat à l'autre (comme le montre la figure 8.7), il est nécessaire de faire plusieurs calibrations en modifiant par des atténuateurs l'intensité du signal lumineux.

La figure 8.7 montre un événement laser typique. Ces événements sont caractérisés par une très grande dispersion des amplitudes d'une voie à l'autre, mais par contre, pour un héliostat donné, l'amplitude reçue varie peu au cours du temps, du moins au cours d'une même nuit (moins de 20% de variation relative). En utilisant l'algorithme de recherche de pics décrit au chapitre 9, on peut mesurer la position des pics par rapport à la date de l'événement, prise comme étant la moyenne des dates de tous les pics trouvés. La figure 8.8 donne les histogrammes des écarts moyens ainsi construits, avant calibration à gauche, et après calibration à droite. La calibration a ici consisté à ajouter arbitrairement une constante au temps de transit dans chaque photomultiplicateur pour compenser l'écart observé, et à refaire une nouvelle mesure après l'introduction de ces constantes dans l'acquisition.

La dispersion est ainsi réduite de  $\sigma = 1.5$  ns à  $\sigma = 0.4$  ns. Par ailleurs, la figure 8.9 décrit l'évolution de la position des pics, voie par voie, en fonction de la haute tension appliquée (exprimée en millivolts par photoélectron), avant calibration. L'absence de dérive indique que la forme fonctionnelle décrite par l'équation 8.1 et utilisée dans l'acquisition est correcte, et que seul un facteur additif doit être pris en compte.

Finalement, on obtient une calibration temporelle à environ 0.4 ns, ce qui n'est pas mauvais compte tenu de la taille du dispositif et de la complexité de l'électronique de déclenchement.

#### 8.2.4 Limites de la méthode : bruit d'échantillonnage

La figure 8.9 semble indiquer que même après calibration, la position moyenne des pics dans les données Flash ADC n'est pas dominée par les fluctuations, mais reste au contraire à peu près stable lorsque l'on fait varier la haute tension. Il devrait donc être possible de corriger à nouveau des écarts à la moyenne, afin d'améliorer encore la calibration. Une telle tentative a abouti à un échec, la distribution des écarts à la moyenne conservant une largeur de 0.4 ns (d'écart-type), et les héliostats auparavant les mieux calibrés s'éloignant de la moyenne. La valeur limite de 0.4 ns semblait incontournable, jusqu'à la découverte, au mois de février 2000, d'un problème de synchronisation des Flash ADC.

La figure 8.10 représente l'écart de temps, voie à voie, des pics reconstruits pour une prise de données de type *injection de charge*, présentée en 6.3.3, en l'absence de bruit de fond de ciel.

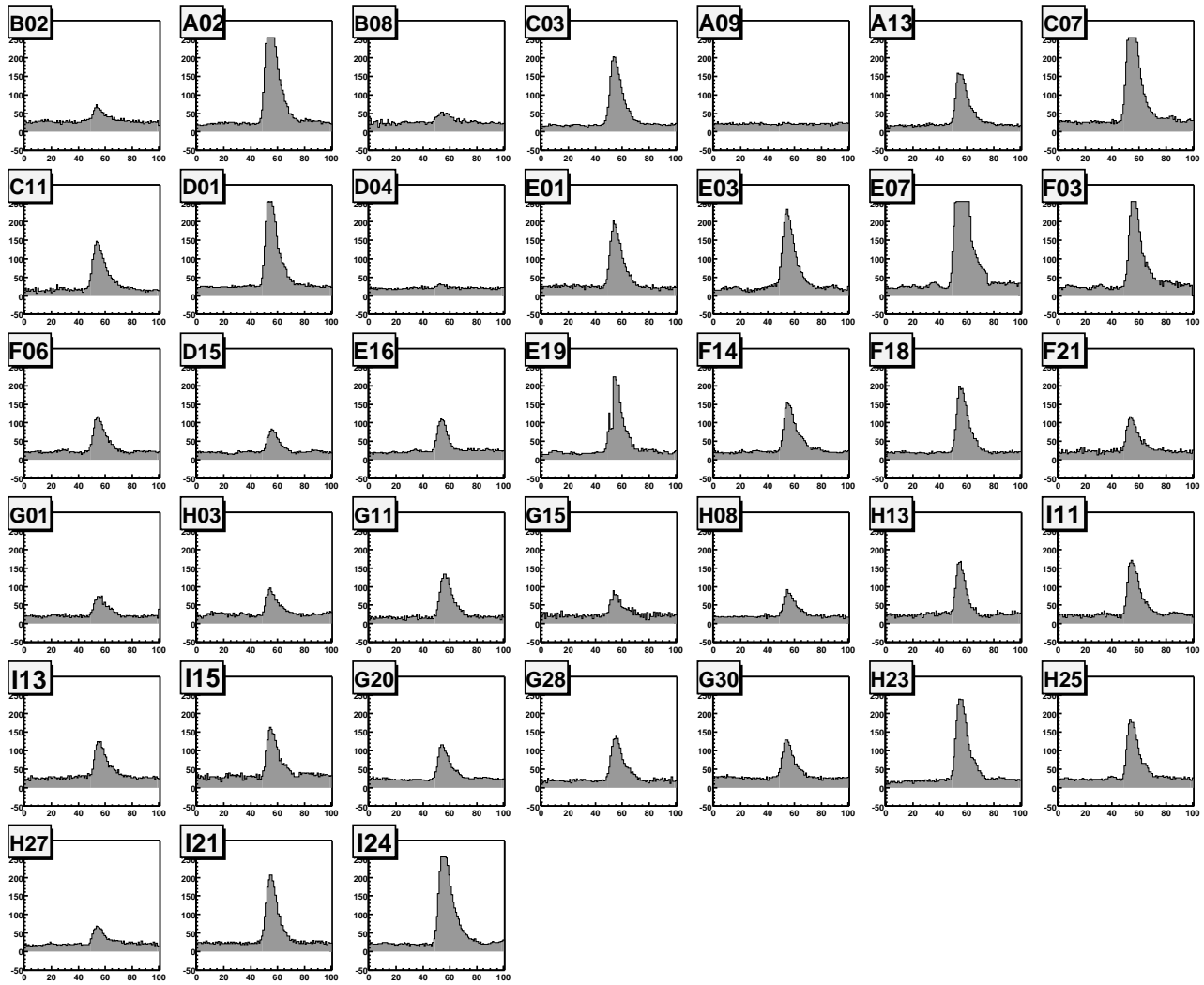


FIG. 8.7: Événement laser typique : l'intensité lumineuse est très différente d'un héliostat à l'autre, car le signal revient sous la forme d'un faisceau parallèle, mais le temps d'arrivée du signal peut être exploité pour une calibration temporelle du détecteur.

Héliostat	A (ns)	Héliostat	A (ns)	Héliostat	A (ns)	Héliostat	A (ns)
B02	2.7	E01	-2.0	F14	-1.3	I13	-0.1
A02	0.9	E03	0.5	F18	-1.7	I15	4.4
B08	2.6	E07	-1.0	F21	-1.1	G20	0.8
C03	1.5	F03	-1.2	G01	1.7	G28	1.1
A09	0.9	D15	-1.1	H03	-2.1	G30	0.5
A13	-0.2	D18	-2.1	G11	0.5	H23	-1.9
C07	0.6	D21	-1.9	G15	0.5	H25	-1.4
C11	0.2	E16	1.5	H08	-0.9	H27	-1.1
D01	-1.4	E19	0.6	H13	-1.9	I21	1.8
D04	-0.9			I11	0.3	I24	1.1

TAB. 8.1: Facteurs de calibration en temps déduits de l'analyse laser et appliqués aux héliostats dans l'acquisition.

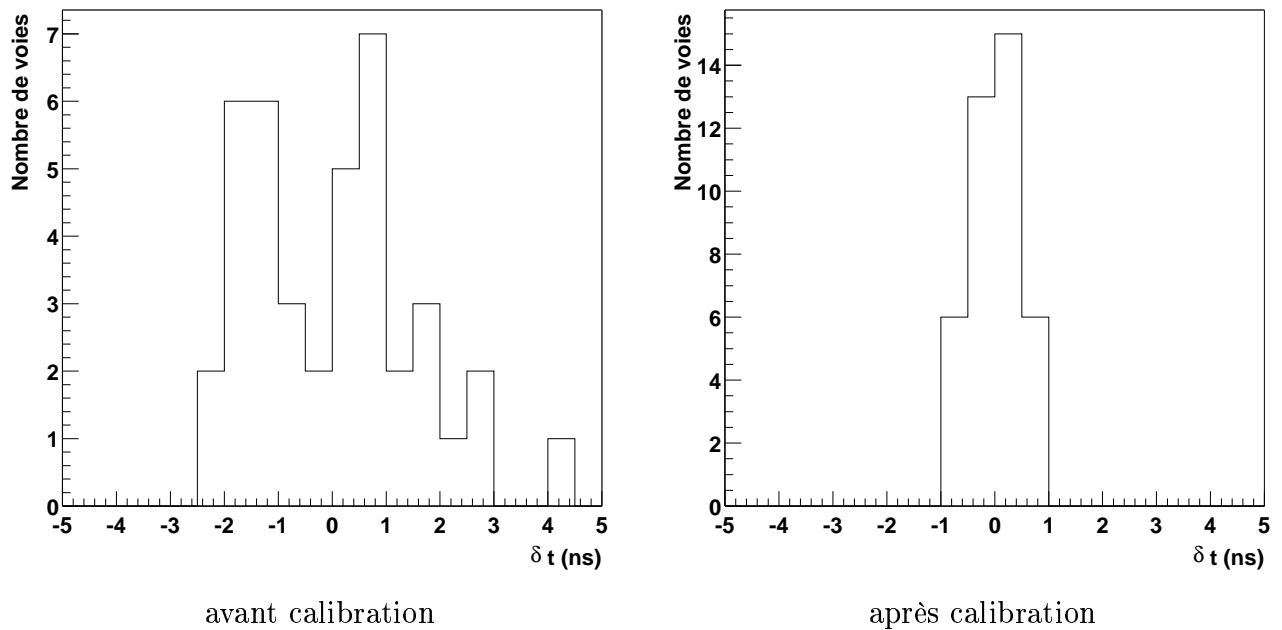


FIG. 8.8: Position moyenne des pics dans les données Flash ADC prises lors de calibration avec le laser. A gauche : avant ajustement des temps de transit dans la chaîne électronique. A droite : après ajustement de ces temps de transit au moyen des informations déduites de cette calibration laser. L'histogramme de gauche a une largeur  $\sigma = 1.5$  ns et celui de droite  $\sigma = 0.4$  ns.

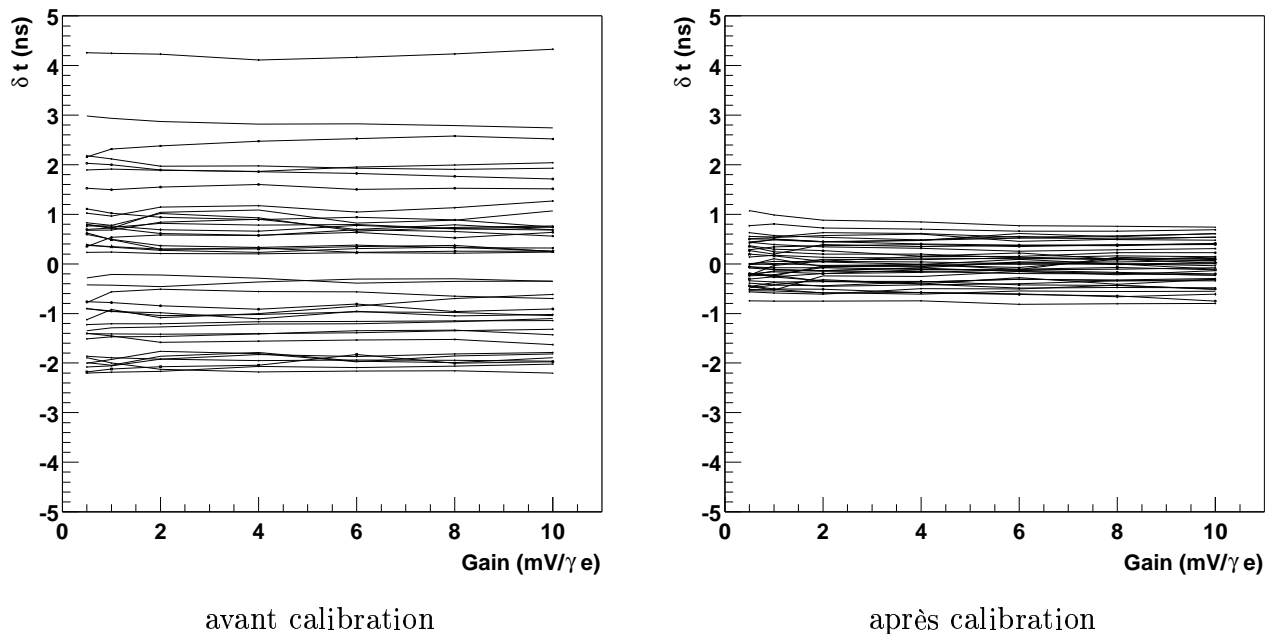


FIG. 8.9: Position moyenne des pics dans les données Flash ADC prises lors de calibration avec le laser, en fonction de la valeur du gain imposé aux photomultiplicateurs (exprimé en mV/photoélectron), avant et après calibration. La position des pics ne semble pas dépendre de ce gain, ce qui signifie que le temps de transit du signal dans les photomultiplicateurs est correctement pris en compte dans l'acquisition, à une constante près.

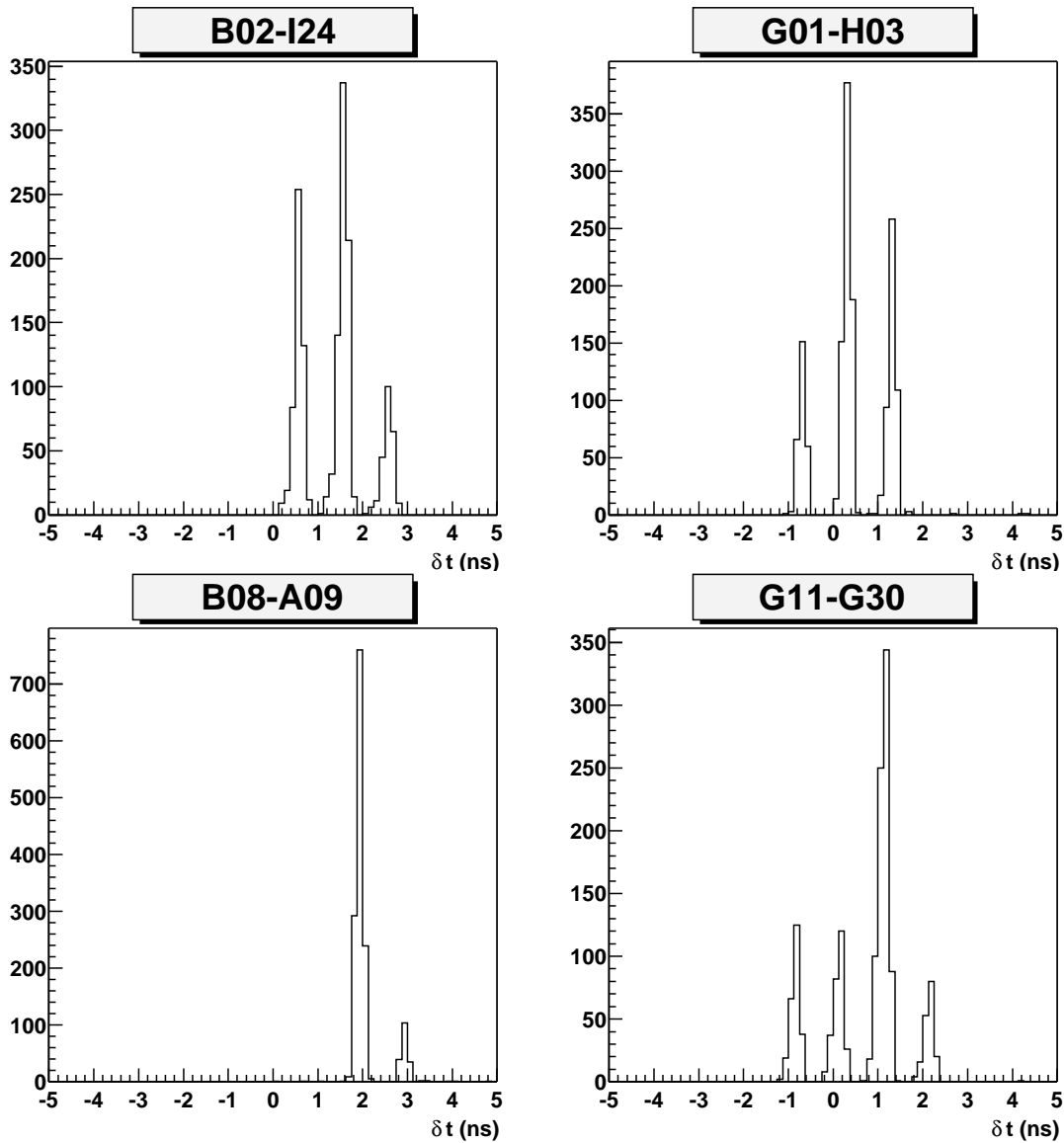


FIG. 8.10: *Ecart de temps entre les signaux détectés dans deux voies choisies au hasard, telles que numérisées par les Flash ADC.*

Cette prise de données a été réalisée de façon à optimiser la précision de reconstruction des pics dans les données Flash ADC, en éliminant le plus possible les fluctuations, et ce afin de mettre en évidence un éventuel *jitter*<sup>6</sup>.

De façon à nous débarrasser des fluctuations du déclenchement (qui se fait à *niveau constant*, et non à *fraction constante*, ce qui introduit un retard au déclenchement pour les événements de faible amplitude), nous avons représenté les différences de temps voies à voies, en en choisissant aléatoirement 4 paires parmi les  $40 \times 39/2 = 780$  disponibles. Si les Flash ADC se comportaient comme on peut l'imaginer naïvement, on s'attendrait à obtenir un pic unique, dont la position absolue donnerait l'écart de temps entre les deux voies, et la largeur la résolution ultime sur la mesure du temps d'arrivée du signal.

**La présence de *satellites* à  $\pm 1$  ns de la valeur centrale<sup>7</sup> constitue une signature claire d'un défaut de synchronisation des Flash ADC.**

<sup>6</sup>Ce terme désigne une fluctuation aléatoire sur le temps d'arrivée d'un signal.

<sup>7</sup>En fait, l'horloge étant à 940 MHz, l'écart est plutôt de  $\pm 1.06$  ns.



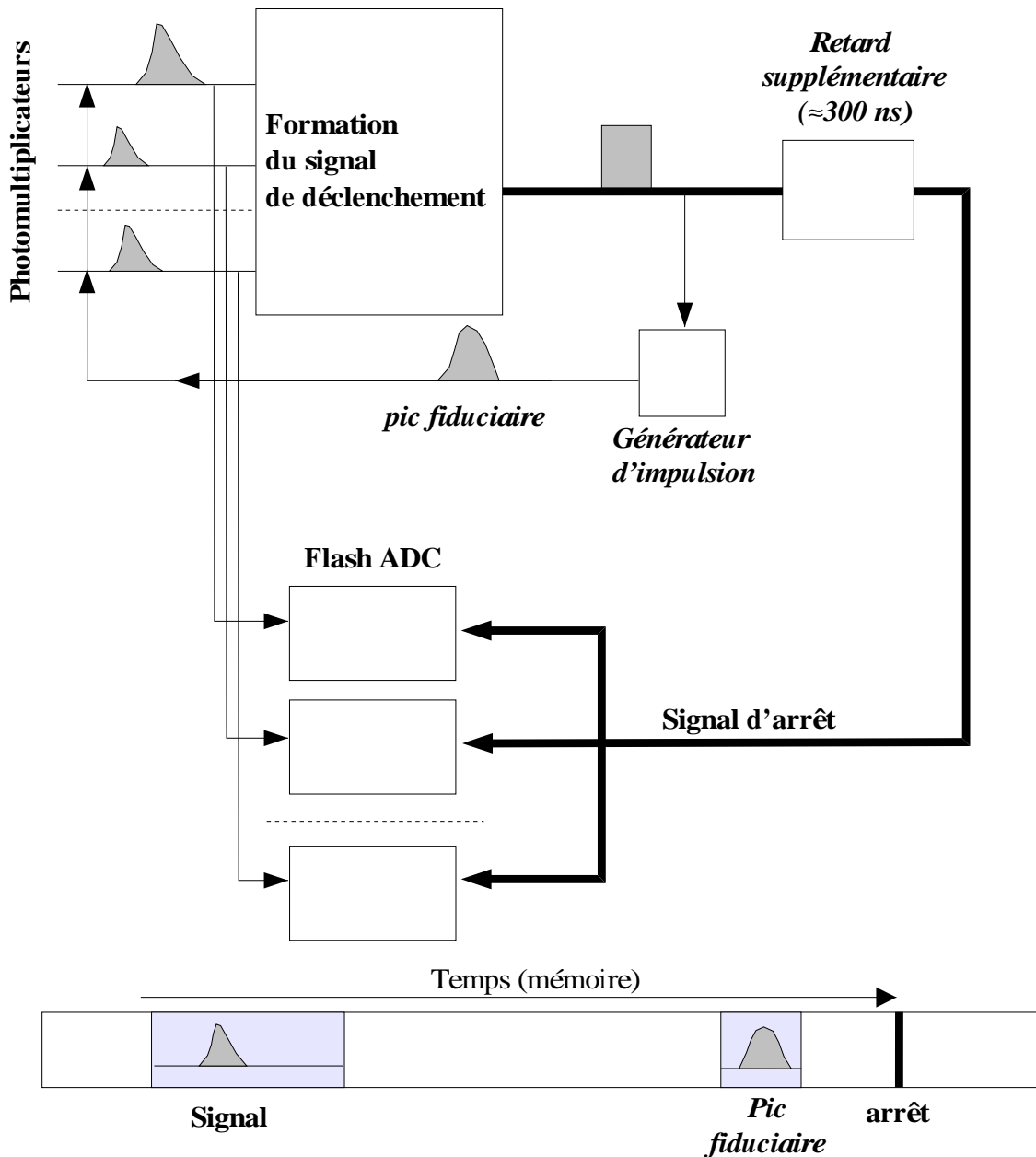


FIG. 8.11: Schéma du montage permettant l'ajout d'un pic de référence dans les données Flash ADC de façon à lever l'ambiguïté liée à l'absence de synchronisation. Le signal de déclenchement, formé comme auparavant, est utilisé pour générer une impulsion qui est injectée dans la base des photomultiplicateurs. On retarde l'arrêt des Flash ADC de façon à laisser à ce pic fiduciaire le temps d'atteindre ces derniers. On vient alors lire dans la mémoire de chaque Flash ADC deux plages, la première correspondant au signal Čerenkov, et la seconde, environ 300 ns plus tard, contenant le pic de référence.

Cela démontre en effet que dans environ 50% des cas, alors qu'un Flash ADC s'arrête sur un coup d'horloge, son voisin s'arrête seulement sur le coup d'horloge suivant. Ce décalage provient du fait que le signal de déclenchement parvient de façon asynchrone par rapport à l'horloge. Dans une telle situation, on s'attend à obtenir un pic central concentrant 50% des événements (lorsque les deux Flash ADC considérés se sont comportés de la même façon, soit qu'ils se soient arrêtés correctement, soit qu'ils aient tous deux continué un échantillon de plus), et deux satellites représentant chacun 25% des événements. Cette situation correspond à peu près aux deux paires B02-I24 et G01-H03, alors que la paire B08-A09 n'exhibe de désynchronisation que dans un sens et de plus relativement faible.

Enfin, la présence d'un satellite supplémentaire à  $-2$  ns sur la paire G11-G30 ne peut être comprise au moyen de l'argument précédent. Cet écart supplémentaire, spécifique à deux voies Flash ADC sur les 40 (G30 et G20), est probablement dû à un défaut de synchronisation interne, par exemple lors de la génération des Verniers. Ce défaut supplémentaire se traduirait par la superposition de deux distributions à trois pics décalées de un, qui pourrait conduire à la forme observée.

Ce défaut de fonctionnement constitue à l'heure actuelle la limitation majeure pour la résolution temporelle de CELESTE. Il n'est pas facile à juguler, dans la mesure où le déclenchement survient de façon asynchrone par rapport à l'horloge, et qu'une synchronisation à 1 GHz est à la limite des technologies actuelles. Il n'est par ailleurs pas certain qu'une simple synchronisation suffise à le résoudre, car les deux voies d'une même carte Flash ADC<sup>8</sup> ne sont pas non plus synchronisées correctement, alors qu'elles reçoivent le même signal d'arrêt.

Une solution consistant à *greffer* un pic de référence correspondant au déclenchement a été testée au mois de mars 2000. Représentée sur la figure 8.11, cette solution consiste à utiliser le signal de déclenchement pour produire une impulsion de référence, laquelle est injectée dans la base des photomultiplicateurs. Ce *pic fiduciaire* suit alors le même cheminement que le signal Čerenkov, mais avec un retard de l'ordre de 300 ns sur ce dernier.

On vient alors relire deux plages mémoire pour chaque Flash ADC, la plus ancienne correspondant au signal Čerenkov, et la seconde au pic de référence. Les deux pics étant présents dans la mémoire du Flash ADC au même moment, ils sont affectés du même décalage aléatoire, et une simple différence de leurs positions respectives permet de corriger de ce décalage.

Cette méthode a le mérite de ne nécessiter aucun composant électronique supplémentaire. Seul le calcul des retards a dû être modifié notablement, mais la méthode a pu être validée après deux jours de travail. A l'analyse, il suffit de soustraire au temps d'arrivée du signal Čerenkov le temps d'arrivée du pic fiduciaire.

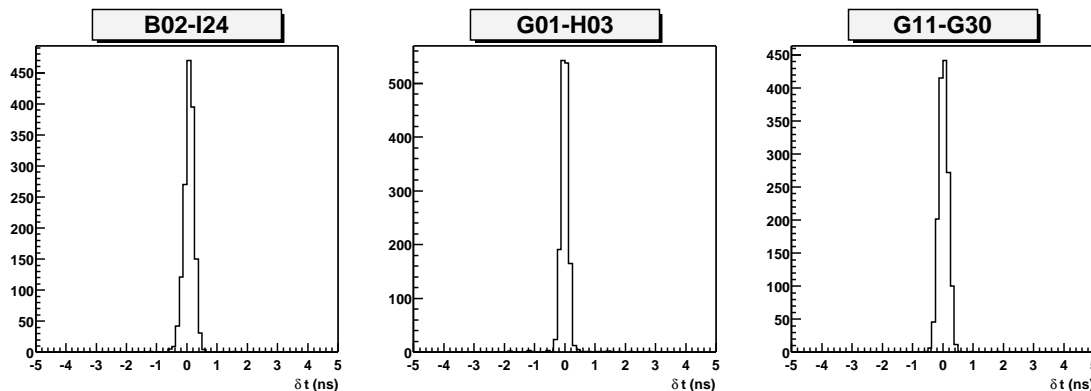


FIG. 8.12: *Idem à 8.10, mais après mise en place de la procédure de greffage d'un pic fiduciaire. Le centrage des pics est un artefact de la procédure de test. La largeur des distributions, comprise entre 0.15 ns et 0.2 ns d'écart-type selon les voies, permet d'estimer la résolution de l'électronique en l'absence de bruit de fond de ciel.*

Le résultat de cette procédure, pour une prise de données en *injection de charge*, est représentée sur la figure 8.12 : les satellites, tant à  $\pm 1$  ns qu'à 2 ns ont totalement disparu, et les distributions sont centrées sur 0 à 0.1 ns près, avec un écart-type de 0.2 ns.

Cette méthode, malgré sa simplicité de mise en œuvre, présente plusieurs inconvénients :

<sup>8</sup>Les cartes ETEP comportent en effet deux voies, avec une entrée d'horloge et un signal d'arrêt communs.

- ⊙ La résolution sur la position d'un pic est dégradée par rapport à un Flash ADC *idéal*, car la mesure de la position du pic fiduciaire introduit une incertitude supplémentaire d'environ 0.2 ns qu'il faut sommer quadratiquement avec la résolution de reconstruction d'un signal unique.
- ⊙ Il faut lire 2 pages mémoire par héliostat et par événement, ce qui augmente le volume de données et donc le temps mort lié à la lecture de ces données. En lisant des pages de 30 échantillons seulement, le taux de temps mort augmente tout de même d'un tiers.

A partir du début du mois de mars 2000, les prises de données se sont faites avec cette procédure de greffage de pic fiduciaire, mais la calibration reste à finaliser.

## 8.3 Calibration électronique

La calibration *en amplitude*, dont le but est de déterminer la correspondance entre l'amplitude du signal dans les Flash ADC et le nombre de photoélectrons collectés, de façon à en déduire le seuil de déclenchement, fait intervenir tous les éléments électroniques, depuis le photomultiplicateurs jusqu'au Flash ADC. Ces éléments ont été calibrés individuellement, avant une confrontation générale des résultats.

### 8.3.1 Photomultiplicateurs

En condition de fonctionnement normal, les photomultiplicateurs de CELESTE sont soumis à un éclairage important (du fait de la grande surface des héliostats), de l'ordre de 1 photoélectron  $\text{ns}^{-1}$ . Il est impératif de travailler à faible gain (inférieur à  $10^5$ ) de façon à protéger les photomultiplicateurs.

Le courant d'anode vaut par exemple, pour un éclairage  $\tau = 1$  photoélectron  $\text{ns}^{-1}$  et un gain  $g \approx 10^5$

$$I = e \cdot g \cdot \tau \approx 16 \mu\text{A} \quad (8.2)$$

La limite de destruction de la photocathode est donnée par le constructeur à  $200 \mu\text{A}$ , ce qui n'est qu'un facteur 10 au dessus des courants habituellement constatés. Les photomultiplicateurs de CELESTE seront de ce fait probablement affectés d'un vieillissement précoce.

En sortie de photomultiplicateur, un couplage capacitif avec une constante de temps de  $2 \mu\text{s}$  permet de s'affranchir en grande partie de la valeur moyenne du piédestal dû à l'empilement des photons du bruit de fond de ciel, afin de ne s'intéresser qu'aux signaux Čerenkov.

La calibration des photomultiplicateurs consiste donc en la détermination de la relation entre l'amplitude moyenne du pic à un photoélectron et la valeur de la haute tension.

Un important travail de calibration des photomultiplicateurs a été réalisé par Filip Münz et Philippe Bruel [92]. Nous le résumons ici.

Le point délicat de la calibration pour CELESTE est le faible gain utilisé. Les Flash ADC semblent à terme être les outils les plus efficaces pour faire une calibration *in situ*, mais leur gamme dynamique un peu trop faible rend difficile cette calibration à basse tension, du fait de faible amplitude des pics. Une technique plus classique, utilisant un discriminateur et une échelle de comptage, a été utilisée pour déterminer le taux de comptage intégral au dessus d'un seuil que l'on fait varier. On obtient ainsi un spectre intégré qui, après dérivation de la courbe, donne le spectre du signal correspondant à un photoélectron unique.

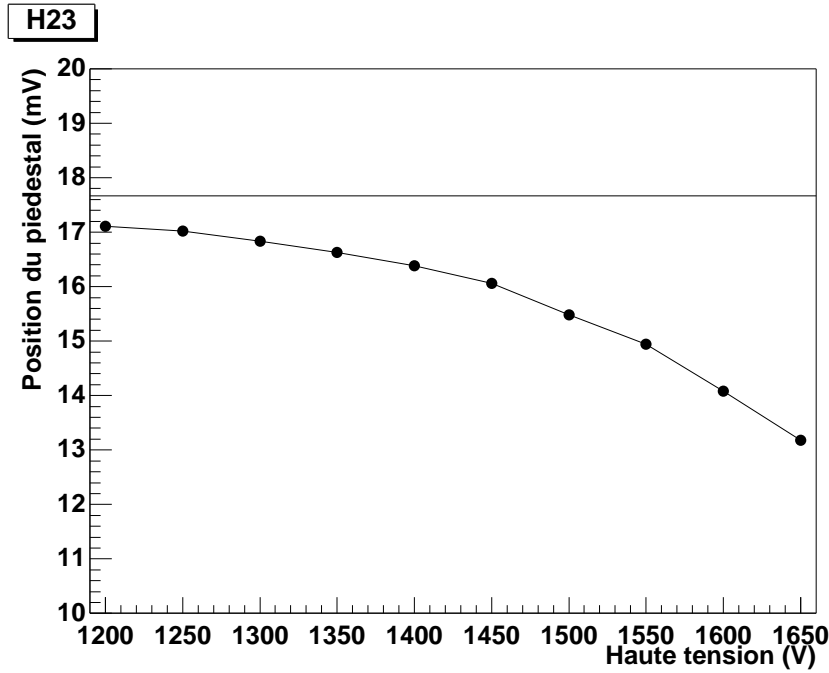


FIG. 8.13: Dérive de la valeur moyenne du piédestal d'un photomultiplicateur, en fonction de la haute tension et pour un éclairage constant. Cette dérive est due à l'empilement de la queue négative des signaux, due elle-même au couplage capacitif introduit en aval du photomultiplicateur. D'après [92].

Une mesure précise du piédestal en fonction de l'éclairage et de la haute tension a montré qu'à faible éclairage, sa valeur centrale dérivait du fait de l'empilement de la queue négative des signaux individuels, et ce à cause du couplage capacitif introduit en sortie du photomultiplicateur. Cette dérive est représentée sur la figure 8.13, et peut être paramétrée pour un éclairage faible par la formule

$$\text{Piedestal} - \text{Piedestal}(0 \text{ V}) \approx -4.6 \times 10^{-9} \times \tau \times g \quad (8.3)$$

où  $\tau$  est l'éclairage du photomultiplicateur, en nombre de photoélectrons par nanoseconde, et  $g$  l'amplitude moyenne du photoélectron, exprimée en millivolts.

La figure 8.14 montre pour l'un des photomultiplicateurs de CELESTE (celui associé à l'héliostat H25) les spectres à un photoélectron obtenus pour diverses hautes tensions. Le fonctionnement de CELESTE correspond à des hautes tensions comprises entre 1200 et 1350 V, c'est à dire aux premiers spectres représentés. Un ajustement avec une dérivée de gaussienne pour le piédestal dû au bruit (à gauche) superposée à une gaussienne pour le pic au photoélectron a été représenté sur la figure. A haute tension, une composante supplémentaire apparaît entre le piédestal et le pic au photoélectron, composante attribuée à des photoélectrons mal focalisés (touchant par exemple le bord de la photocathode), nombreux dans le cas de CELESTE à cause de la présence de cônes de Winston en amont des photomultiplicateurs. Cette dernière composante est relativement bien représentée par une exponentielle décroissante. Par rapport à un ajustement sur une gaussienne pure, cet ajustement un peu compliqué introduit une correction de l'ordre de 2% sur le gain.

Pour finir, la relation amplitude =  $f(\text{HV})$  a été déterminée pour chaque photomultiplicateur, et l'on a ajusté sur les données la forme fonctionnelle

$$f(V) = 10 \text{ mV} \left( \frac{V - 520}{p_0 - 520} \right)^{p_1} \quad (8.4)$$

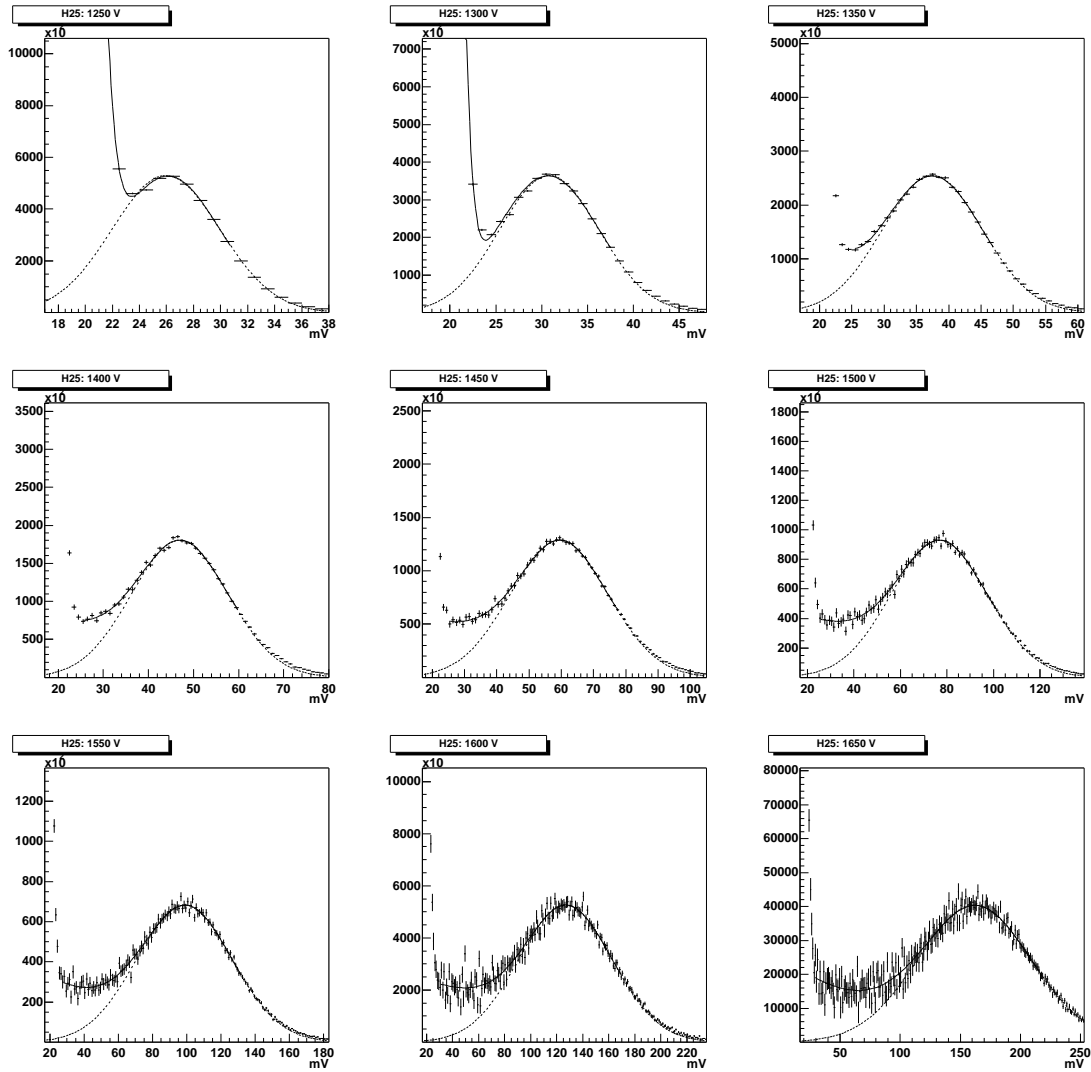


FIG. 8.14: Courbes donnant le spectre du photoélectron pour l'un des photomultiplicateurs de CELESTE, en fonction de la valeur de la haute tension appliquée. Mesure réalisée *in situ*. D'après [92].

Cette forme fonctionnelle est à rapprocher de celle donnant le temps de transit dans le photomultiplicateur (équation 8.1), et est également due à la présence d'une diode Zener imposant la tension de 520 V sur la première dynode du photomultiplicateur.

Le résultat de cet ajustement est indiqué sur la figure 8.15 pour deux photomultiplicateurs de CELESTE; tous ont été calibrés par cette méthode, et les valeurs des coefficients  $p_0$  et  $p_1$  ont été introduits dans l'acquisition de façon à harmoniser la réponse des photomultiplicateurs. Ces valeurs sont par ailleurs représentées sur la figure 8.16, pour les 40 photomultiplicateurs utilisés actuellement dans l'expérience.

### 8.3.2 Chaîne électronique

Tous les éléments de la chaîne électronique ont été calibrés à l'aide d'un générateur d'impulsions courtes (5 ns de largeur à mi-hauteur), et les facteurs de calibration obtenus ont été introduit dans l'acquisition.

La calibration des boîtiers de déclenchement a en particulier mis en évidence une variation de l'atténuation - et donc du seuil de déclenchement - en fonction de la valeur des retards

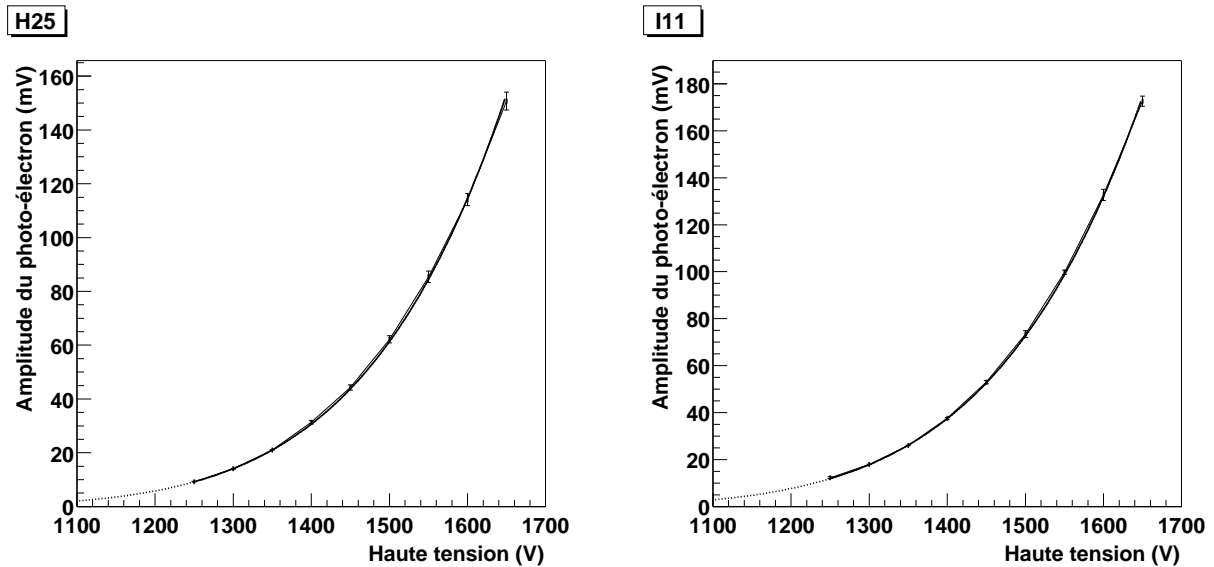


FIG. 8.15: Ajustement de la forme fonctionnelle 8.4 sur les données donnant l'amplitude du photoélectron en fonction de la haute tension, pour deux photomultiplicateurs de CELESTE.

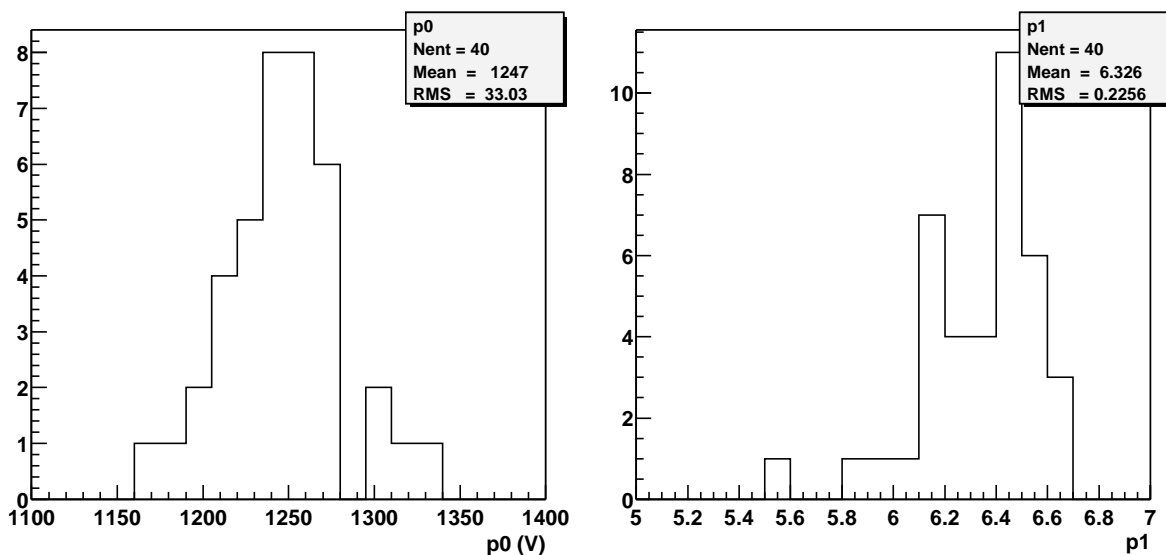


FIG. 8.16: Histogrammes des valeurs de  $p_0$  et  $p_1$  pour les 40 photomultiplicateurs utilisés dans l'acquisition.

programmés, point développé en 6.4.3.

Les Flash ADC ont été calibrés par rapport à l'oscilloscope Tektronix TDS 620 B déjà utilisé dans la calibration temporelle, en numérisant directement une impulsion de 5 ns de largeur, dont l'amplitude était par ailleurs mesurée sur l'oscilloscope. Cette calibration a mis en évidence une sensibilité de l'ordre de 3% à la forme de l'impulsion, liée à la bande passante des Flash ADC.

Au terme de cette calibration, et pour des conditions normales de fonctionnement, **un photoélectron représente environ 3 échantillons (ou dc) dans les Flash ADC**, cette valeur variant de 20% d'un instrument à l'autre.

## 8.4 Calibration optique

La calibration optique vise à déterminer, en fonction de la quantité de lumière reçue sur chaque photomultiplicateur, la densité de lumière au sol produite par la gerbe. La simulation prédisant une variation de l'efficacité de collection en fonction de la position de la source, on cherche plus précisément à mesurer l'écart entre l'efficacité de collection prédite et celle observée, écart qui peut être attribué à de nombreux facteurs, dont par exemple l'état des héliostats (miroirs brisés ou oxydés), la présence éventuelle d'ombres imparfaitement prises en compte par la simulation, ou encore une dispersion dans les efficacités quantiques des photomultiplicateurs.

### 8.4.1 Principe général

Ce travail de calibration, préliminaire à une estimation de l'énergie de la gerbe et nécessaire à un équilibrage des héliostats (au niveau du déclenchement), a été mené par Jamie Holder et Philippe Bruel, sur une idée originale de Michael Punch [60, page 3-22]. Il n'est pas terminé à l'heure actuelle, mais donne d'ores et déjà une bonne indication sur l'efficacité de collection.

En l'absence de source étalon, ce sont les données Flash ADC prises en condition normale d'acquisition qui ont été utilisées. Leur spectre en charge, exprimé en échantillons Flash ADC, permet de remonter au spectre en photoélectrons (après calibration de la chaîne électronique), et dépend donc de l'efficacité de collection. Un exemple de ces spectres en charge (associé à l'héliostat A02) est représenté sur la figure 8.17. Si l'on suppose de plus que le spectre primaire (*i.e.* le spectre en termes de photons par unité de surface, sur chaque héliostat) est invariant d'un héliostat à l'autre, les spectres en charge doivent être homothétiques en charge.

La calibration consiste alors à modifier l'échelle horizontale des spectres en charge des différents héliostats, de façon à égaliser leur forme. Il s'agit d'une calibration relative, ne donnant accès qu'aux rapports d'efficacité de collection d'héliostat à héliostat.

Il faut donc construire une variable sensible à la forme du spectre en charge, et suffisamment robuste pour ne pas être trop affectée par les biais de déclenchement. Pour ce faire, on utilise le spectre intégré depuis les charges les plus élevées, représenté en bas sur la figure 8.17. Après soustraction de la valeur moyenne du piédestal, on détermine les valeurs A30 et A5 telles que l'ensemble de pics de charge supérieure à ces valeurs représentent respectivement 30% et 5% des événements. La position de ces deux variables est représentée sur la figure : elles correspondent à la partie droite du spectre, et sont donc peu sensibles aux biais apparaissant surtout à basse charge. L'hypothèse d'invariance du spectre permet alors d'affirmer que l'écart entre ces deux positions, notée  $[A5 - A30]$ , constitue une mesure de l'efficacité de collection relative.

Cette hypothèse peut alors être testée en étudiant d'autres combinaisons -  $[A10 - A40]$  par exemple - et paraît raisonnable pour des valeurs pas trop faibles des charges. Le biais de déclenchement peut quant à lui être étudié au moyen de la simulation.

### 8.4.2 Dépendance en azimut

Dans la mesure où la simulation prédit une variation de l'efficacité de collection en fonction du pointé, ces coefficients de corrélation ont été mesurés pour chaque prise de données (de 20 mn), et leur évolution a été suivie sur une période de plusieurs mois, de façon à les obtenir pour une large couverture azimutale.

La figure 8.18 met en évidence une variation de cette efficacité de collection en fonction de l'azimut, variation spécifique à chaque héliostat. L'héliostat F21, situé à l'est du champ (voir la

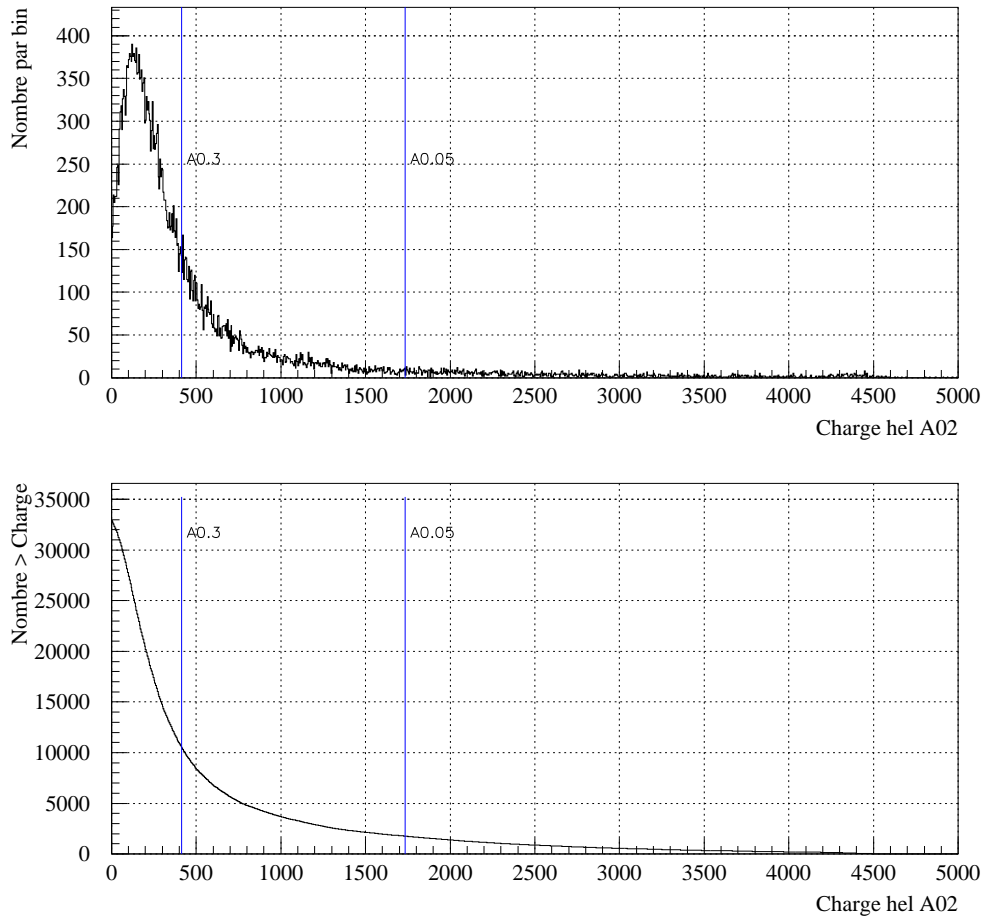


FIG. 8.17: Spectre en charge dans les données Flash ADC pour le photomultiplicateur associé à l'héliostat A02. Les charges sont données en échantillon Flash ADC, après inter-calibration de ces derniers. Les lignes verticales donnent les bornes inférieures des régions contenant respectivement 5% (pour la ligne A5) et 30% (ligne A30) des événements. L'histogramme du haut donne la charge différentielle, tandis que celui du bas représente l'intégrale au dessus d'une charge en fonction de cette dernière.

carte page 103), a ainsi une meilleure efficacité de collection lorsqu'il pointe à l'ouest, ce qui est conforme aux attentes. L'héliostat G01, situé au contraire à l'ouest, exhibe un comportement symétrique et les héliostats proches du centre du champ (E03 et E13) ont une efficacité de collection nettement plus indépendante de la direction de pointé.

Cette dépendance en fonction de la direction de pointé a été déterminée pour des angles zénithaux inférieurs à  $30^\circ$ , en simulant la réponse des héliostats à une source étendue de 10 mrad de rayon. Elle est représentée pour trois héliostats, sur la partie de gauche de la figure 8.19. La valeur de 10 mrad, légèrement plus grande que le champ de vue nominal des héliostats, permet de prendre correctement en compte l'élargissement de ce dernier à cause notamment des aberrations. Elle correspond également à l'acceptance angulaire du télescope (page 171).

Chacune des trois cartographies représentées l'une au dessus de l'autre représente la proportion de lumière détectée, normalisée à 1 pour la région de plus faible efficacité. L'efficacité relative maximale est donnée dans le titre de la cartographie. D'un coté à l'autre de cette zone autour du zénith, l'efficacité de collection des héliostats varie dans un facteur voisin de 2, les héliostats à l'ouest ayant une meilleure efficacité de collection pour un pointé à l'est et vice



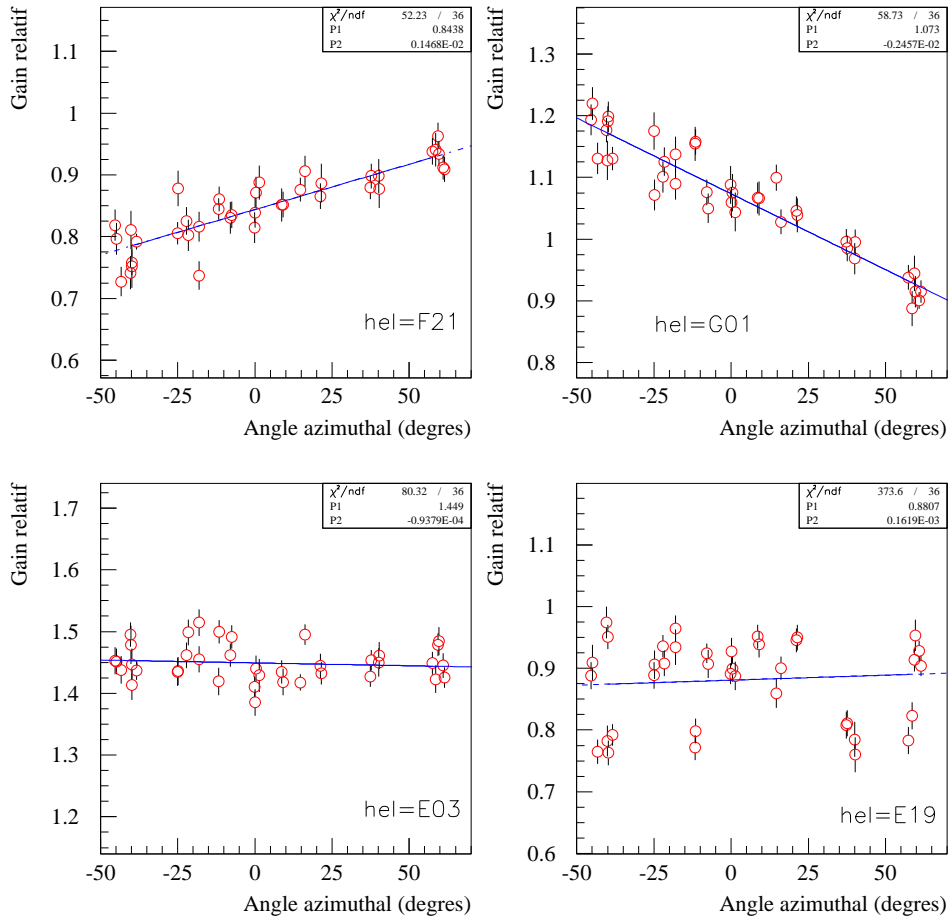


FIG. 8.18: Variation du gain relatif pour 4 héliostats, en fonction de l'azimut de pointé (pour un suivi de la nébuleuse du Crabe). L'héliostat E19 (en bas à droite) exhibe un comportement irrégulier dû à un effet d'ombre du télescope CAT situé devant lui.

versa.

Les histogrammes de la partie droite de la figure 8.19 représentent le rapport entre l'efficacité de collection obtenue par cette simulation et le *gain optique* mesuré à partir des spectres en charge et représenté sur la figure 8.18. La corrélation linéaire entre ces deux grandeurs indique que le comportement moyen de la lumière émise par les gerbes détectées est correctement reproduit par une source étendue et uniforme, du type de la lune.

La mesure des spectres en charge constitue ainsi une mesure de l'efficacité de collection optique de chaque héliostat. Cette mesure est correctement reproduite par la simulation, à condition d'introduire un facteur de calibration qui est précisément le rapport entre l'efficacité obtenue par simulation et celle obtenue expérimentalement. Ce coefficient, qui reste relatif, prend en compte l'absence de certains éléments de miroir - brisés notamment par les chutes de glaçons qui se détachent de la tour en hiver -, la corrosion de la surface réfléchissante ainsi que d'éventuels défaut d'alignement des cônes de Winston, mésestimation des ombres ou toute autre perte intervenant dans la chaîne optique. Il prend en compte également une dispersion inévitable des efficacités quantiques entre les photomultiplicateurs.

La figure 8.20 représente ce coefficient de calibration pour les quarante héliostats de l'expérience. On observe ainsi des variations d'au maximum 40% pour quelques héliostats, la plupart

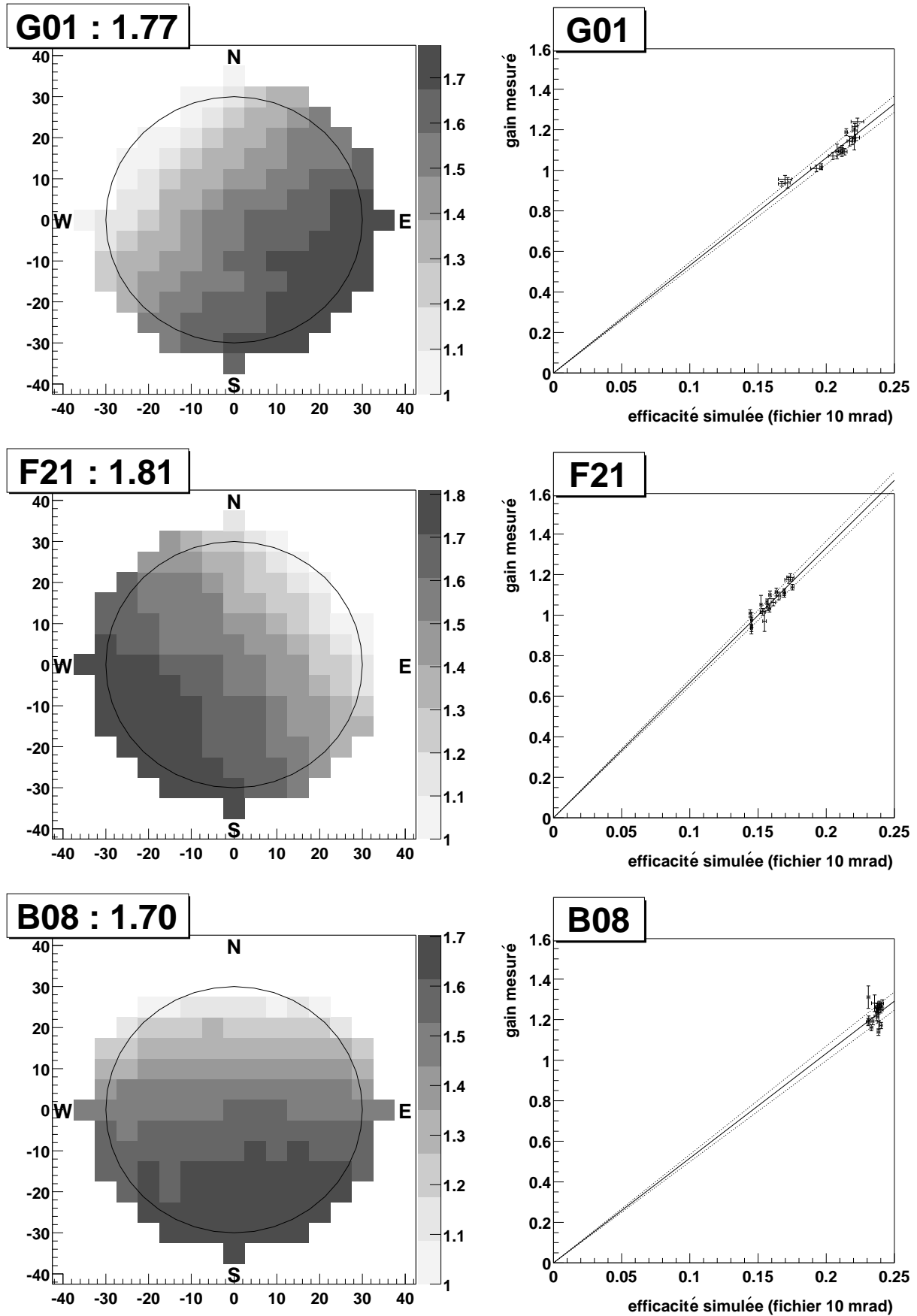


FIG. 8.19: Comparaison de la simulation avec les efficacité de collection déterminées au moyen des spectres en charge individuels. A gauche, efficacité de collection en fonction de la direction de pointé, estimée à partir de la simulation. A droite, rapport du gain mesuré pour une direction de pointé avec l'efficacité prédite pour cette direction.

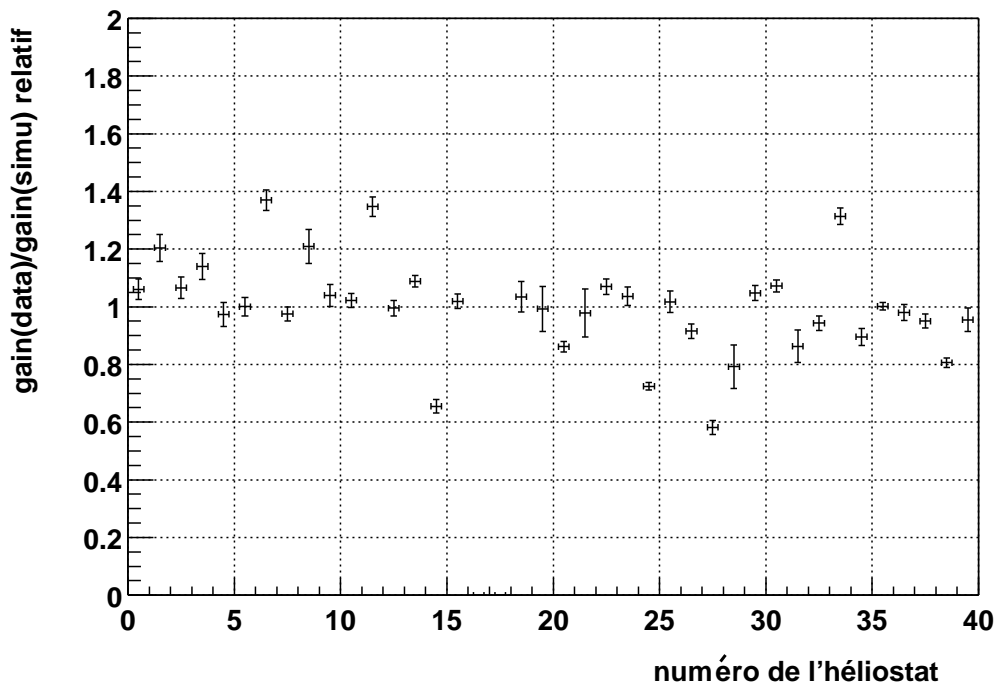


FIG. 8.20: Coefficients de calibration déduits de l'analyse précédente, pour chacun des héliostats.

ayant cependant une réponse relative correctement reproduite par la simulation à 10% près.

Ce travail de calibration, qui reste à poursuivre, permet d'ores et déjà de valider la simulation du détecteur par le fait qu'elle est capable de reproduire le comportement observé. Il fournit également une mesure indirecte de l'efficacité de collection relative de la chaîne optique, de l'héliostat au photomultiplicateur, sans qu'une mesure directe et absolue ne soit malheureusement possible. Seule la simulation complète du comportement du détecteur, et notamment la compréhension des taux de déclenchement, permet de justifier le seuil de déclenchement annoncé.

## Conclusion : vers une calibration en énergie

La calibration en énergie est le point le plus délicat du travail de calibration. Il consiste idéalement à évaluer l'écart entre l'énergie reconstruite d'une gerbe électromagnétique et son énergie réelle. En l'absence de faisceau test, les télescopes Čerenkov sont contraints de recourir à des méthodes détournées, qui souvent utilisent les rayons cosmiques comme faisceau de spectre connu. Les imageurs ont par exemple recours aux images de muons [62, chapitre 4], dont l'émission au voisinage du sol est relativement bien comprise. Dans le cas de CAT, cette méthode a fait apparaître un rapport 1.8 entre l'efficacité de collection de lumière prédite et celle mesurée. Ce facteur est attribué à une efficacité de collection dans l'ultraviolet plus faible que prévue pour des raisons encore mal comprises. Son effet est amplifié pour les muons, car ces derniers émettent une lumière à plus basse altitude et donc plus riche en ultraviolet que les électrons des gerbes électromagnétiques.

Dans le cas de CELESTE, l'étude du taux de déclenchement sur des gerbes hadroniques, présenté sur la figure 7.16 page 174 donne une prévision de l'ordre de 12 Hz à un seuil de

4  $\gamma_e$  héliostat<sup>-1</sup>, alors que le taux mesuré est plutôt de l'ordre de 20 Hz. Cet écart, outre un coefficient de calibration, peut avoir de nombreuses origines liées par exemple à la façon dont les gerbes hadroniques sont simulées. La comparaison des générateurs Kascade et Corsika ayant fait apparaître sur les  $\gamma$  un déficit de déclenchement de 25% pour Kascade, une erreur systématique plus élevée sur les hadrons n'est pas improbable.

A l'heure actuelle, CELESTE n'a pas encore fait l'objet d'une calibration complète en énergie. Les résultats annoncés sur le seuil de déclenchement notamment reposent sur une simulation que l'on a réalisé en y intégrant le plus d'éléments réalistes, de façon à pouvoir avoir une relative confiance. Le bon accord de cette simulation avec l'efficacité de collection mesurée à partir des spectres en charges, ainsi qu'avec les cartographies d'étoile constitue un élément de solidité des résultats présentés.

Au cours du chapitre suivant, nous utiliserons les résultats de cette calibration pour reconstruire la direction des gerbes et définir des critères de réjection hadronique préliminaires à la mise en évidence d'un signal.

# Chapitre 9

## Reconstruction et analyse

L'analyse des données de CELESTE se fait en plusieurs temps. Le premier consiste à retrouver dans les données Flash ADC les impulsions dues à la lumière Čerenkov, et à en mesurer l'amplitude et la position avec une précision si possible inférieure à la nanoseconde. Ce travail est relativement délicat, à cause du niveau important du bruit de fond ciel d'une part, et des défauts de fonctionnement des Flash ADC d'autre part. Ensuite seulement on peut procéder à la reconstruction du maximum de la gerbe ainsi que du pied de gerbe, permettant de remonter à la direction de la particule primaire, et ce afin de différencier les  $\gamma$  en provenance d'une source ponctuelle du bruit de fond hadronique diffus.

Les protons et noyaux d'hélium constituant la plus grande part des événements de CELESTE (plus de 95%), la mise en évidence d'un signal ne peut se faire que par comparaison statistique entre la région du ciel observée (*ON*) et une région test (*OFF*), pour laquelle on prend la même quantité de données dans des conditions de fonctionnement du détecteur similaires<sup>1</sup>.

Le critère statistique permettant la mise en évidence du signal est l'excès d'événements observé dans la direction de la source, divisé par les fluctuations poissonniennes du nombre total d'événements, soit une *significativité*  $\sigma$  définie par :

$$\sigma = \frac{ON - OFF}{\sqrt{ON + OFF}} \quad (9.1)$$

Par ailleurs, il importe d'utiliser les propriétés spécifiques des  $\gamma$  de façon à diminuer le bruit de fond hadronique et à favoriser ainsi la mise en évidence d'un éventuel signal.

Le combat peut *a priori* être mené sur deux fronts : d'une part l'isochronisme des gerbes électromagnétiques, et d'autre part l'uniformité de la distribution de lumière au sol. Mais nous avons montré déjà au chapitre 4 que le champ de vue restreint du télescope lisse le front d'onde des gerbes hadroniques, au point de le rendre pratiquement sphérique. Par ailleurs, la logique de déclenchement de CELESTE exige un éclairage plus ou moins uniforme sur une grande surface, et privilégie déjà fortement les  $\gamma$ .

Seule une reconstruction minutieuse permettra d'obtenir un facteur de réjection supplémentaire.

---

<sup>1</sup>En pratique, on suit la source pendant 20 mn, puis on se décale de 20 mn en ascension droite et on suit un point fictif, correspondant à une trajectoire en tous points identique dans le ciel, et ce de façon à garantir le même fonctionnement général.

## 9.1 Structure du bruit de fond

### 9.1.1 Piédestaux

Les *piédestaux* Flash ADC, définis comme la distribution en amplitude des lectures Flash ADC en l'absence de signal Čerenkov, permettent notamment d'obtenir des informations sur le bruit de fond de ciel.

Ils sont déterminés en utilisant le début des fenêtres Flash ADC, avant l'arrivée du signal Čerenkov. Les valeurs prises par les codeurs sont histogrammées. La figure 9.1 montre les histogrammes ainsi construits pour quelques voies, histogrammes qui exhibent des fluctuations non statistiques importantes.

Lors des premières prises de données de CELESTE, nous ne disposions que de 20 Flash ADC, et les 40 voies étaient alors sommées deux à deux avant d'être digitisées par le même Flash ADC. La séparation temporelle des signaux permettait de relire deux fenêtres de 96 ns dans la mémoire des Flash ADC, et d'attribuer ainsi à chaque héliostat son signal sans ambiguïté.

Cette situation a été à l'origine d'une découverte plutôt fortuite : lorsqu'on représente l'une au dessus de l'autre les deux voies digitisées par le même ADC, on met en évidence une ressemblance frappante des structures non statistiques. Ces structures se sont également avérées indépendantes du temps, et caractéristiques de l'instrument considéré. Elles sont si nettes qu'elles sont une forme de signature matérielle du codeur. Ceci est dû à la conception même de ces codeurs : ils sont constitués de 255 comparateurs branchés en parallèles, comparateurs en principe échelonnés régulièrement entre 0 et  $-2$  V. En pratique, l'échelonnage n'est pas parfait, et certains intervalles sont plus étroits que d'autres. Il en résulte que pour chaque instrument, les différentes valeurs possibles ne sont pas équiprobables, d'où l'apparition de ces signatures.

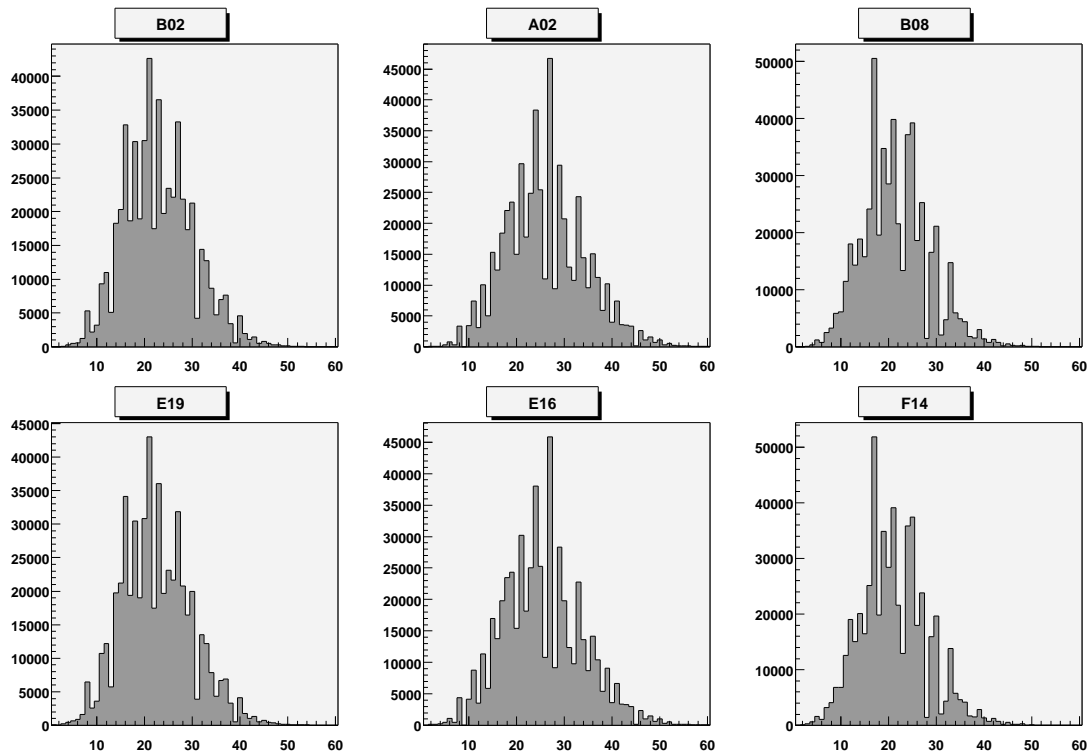


FIG. 9.1: *Piédestaux pour quelques voies de digitisation, pour une prise de données en conditions normales. Les fluctuations non statistiques caractérisent une signature matérielle du Flash ADC, signature que l'on retrouve à l'identique sur les deux voies digitisées par le même instrument (première et deuxième ligne).*

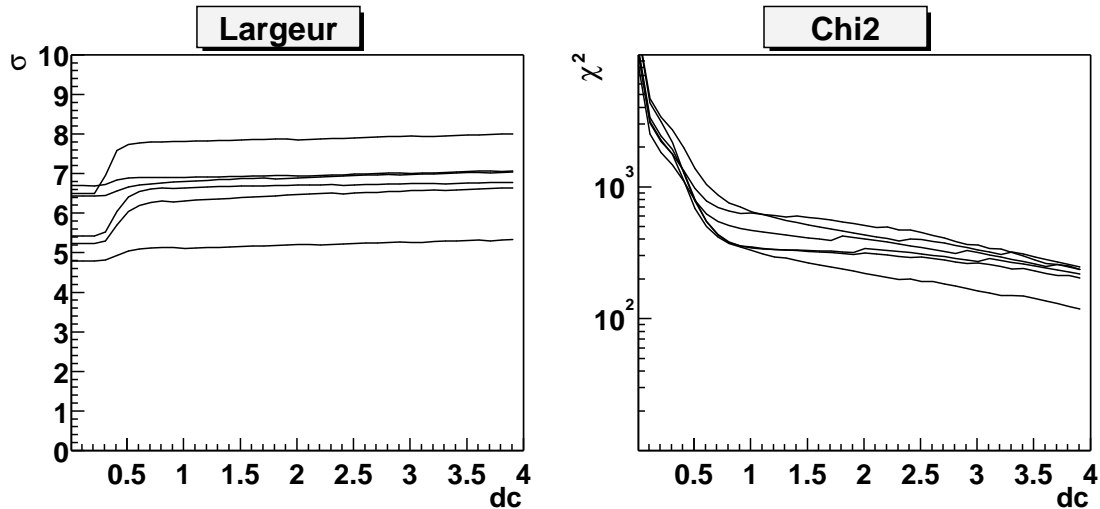


FIG. 9.2: Effet de la convolution du piédestal par des gaussiennes de différentes largeur (en abscisse) sur la largeur finale du piédestal et sur le  $\chi^2$  d'ajustement linéaire, et ce pour 6 voies distinctes.

De ce fait, une simple estimation de la largeur du piédestal par ajustement linéaire d'une gaussienne est insuffisant. Il faut auparavant lisser les fluctuations en convoluant l'histogramme par une gaussienne. La largeur intrinsèque du piédestal est alors la différence quadratique de la largeur du l'histogramme convolué et de la fonction de convolution.

L'effet d'une telle procédure de lissage est représentée sur la figure 9.2. Lorsque la largeur de la fonction de lissage croît jusque vers 1 échantillon (dc), le  $\chi^2$  d'ajustement linéaire décroît rapidement tandis que la différence quadratique des largeurs croît. Au delà de 1 dc, l'évolution est plus lente, ce qui traduit le fait que la plupart des fluctuations ont été gommées.

Nous avons adopté la valeur de 2 dc dans les analyses, compromis entre un élargissement trop important et une qualité d'ajustement. De façon à prendre en compte l'asymétrie de ces piédestaux, nous avons opté pour un ajustement linéaire par une *pseudo-gaussienne*, composée de deux demi-gaussiennes (à droite et à gauche) de largeurs indépendantes.

### 9.1.2 Estimation du taux de bruit de fond de ciel

On dispose de deux estimateurs indépendants du bruit de fond de ciel, c'est à dire de l'éclairement moyen des photomultiplicateurs :

- ⊙ le courant d'anode des photomultiplicateurs, proportionnel à l'éclairement de ces derniers, ainsi qu'à leur gain et à leur efficacité quantique ;
- ⊙ la largeur des piédestaux, proportionnelle aux *fluctuations* du fond de ciel (du fait d'un couplage capacitif), et au gain des Flash ADC et des photomultiplicateurs. En effet, le courant moyen en sortie des photomultiplicateurs est proportionnel à l'éclairement (en photoélectrons par unité de temps), et la largeur (écart-type) est proportionnelle à la racine carrée de cet éclairement. La composante continue des piédestaux étant supprimée par le couplage capacitif, seules les fluctuations sont exploitables.

La figure 9.3 met en valeur pour deux héliostats, et pour une période de plusieurs mois, la corrélation linéaire entre ces deux estimateurs, avec prise en compte des gains des Flash ADC et des photomultiplicateurs. L'axe horizontal représente le courant (en  $\mu\text{A}$ ) divisé par l'amplitude du photoélectron unique (en mV), et l'axe vertical donne le carré de la variance des piédestaux Flash ADC, ramené en  $\gamma_e^2$ .

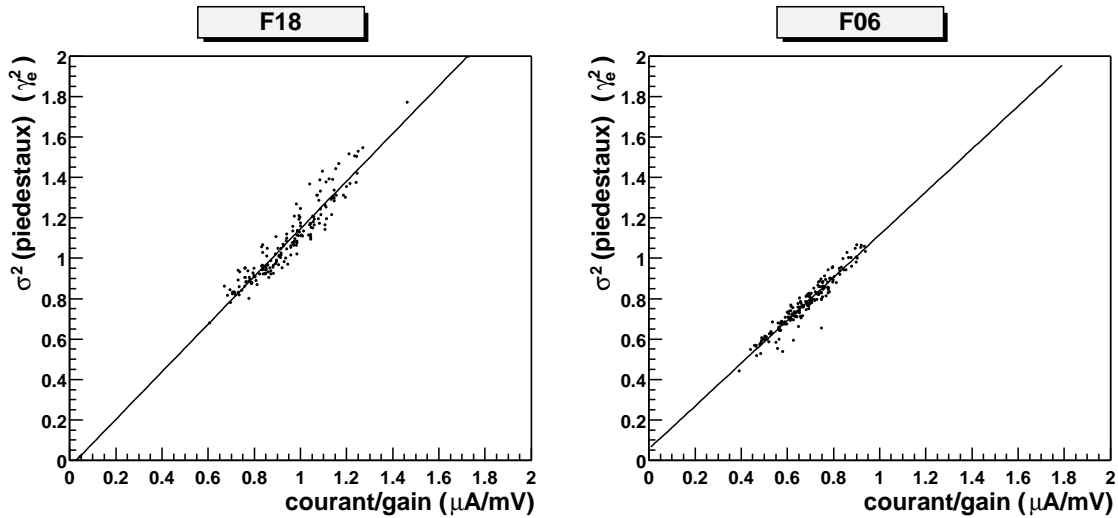


FIG. 9.3: *Corrélation entre le courant d'anode des photomultiplicateurs et le carré de la variance des piédestaux, pour deux héliostats. Chaque point correspond à une prise de données d'une demi-heure, pendant la période s'étendant de novembre 1999 à février 2000. Ces deux estimateurs du bruit de fond de ciel sont étroitement corrélés.*

Ces deux estimateurs ne sont cependant pas identiques, et ils sont sujets à des biais d'origines diverses. En particulier, les piédestaux Flash ADC sont sensibles au niveau de bruit électronique, ce qui n'est pas le cas pour les courants. La figure 9.4 montre que pour certains héliostats, la corrélation entre ces deux estimateurs du bruit présente occasionnellement des anomalies. Sur la figure les points s'agencent selon deux droites parallèles, correspondant à des niveaux de bruit différents. Les pentes des droites sont similaires, mais les piédestaux sont parfois élargis d'une quantité fixe (de l'ordre de 0.25 à 0.5  $\gamma_e$ ), probablement due à une augmentation momentanée du bruit électronique. Il n'a pas été possible de mettre en évidence une évolution dans le temps de ce phénomène, chaque mois donnant lieu à des prises de données sur le niveau haut et d'autres sur le niveau bas.

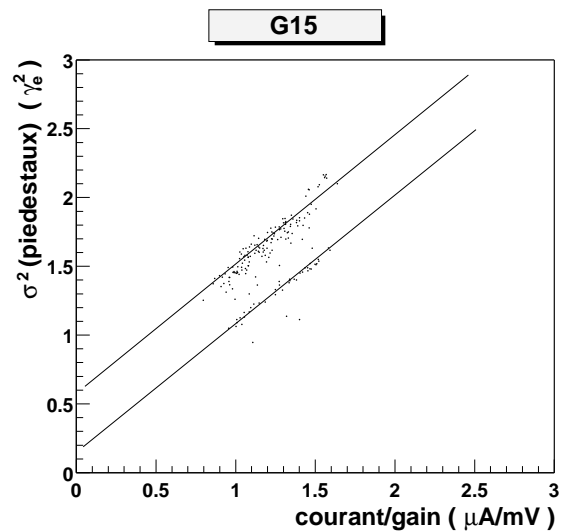


FIG. 9.4: *Idem à 9.3 pour l'héliostat G15 qui exhibe un comportement étonnant.*

La comparaison de ces deux estimateurs du bruit permet donc d'avoir accès indirectement au niveau de bruit dans l'électronique. Par ailleurs, leur influence sur la qualité des données est également différente : pour la recherche de pics dans les Flash ADC, l'estimation par la largeur des piédestaux est pertinente, car le bruit de fond de ciel ainsi que le bruit électronique dégradent la résolution temporelle. Par contre, pour une étude de l'influence du bruit sur le déclenchement, les courants seront probablement un estimateur plus fiable, car le bruit de fond électronique dans la voie de déclenchement n'est pas forcément le même que dans la voie de digitisation.



### 9.1.3 Structure temporelle

Le bruit de fond de ciel, qui détermine la largeur des piédestaux, est constitué de photoélectrons uniques, et a une structure temporelle nettement différente de celle d'un bruit de fond aléatoire blanc.

L'étude de la fonction d'autocorrélation  $g(\tau) = \int f(t)f(t + \tau) dt$  permet notamment de remonter à ses propriétés temporelles. Dans la mesure où le bruit de fond est constitué de photoélectrons indépendants, non corrélés entre eux, la fonction d'autocorrélation du bruit de fond doit être la même que celle d'un photoélectron unique. La figure 9.5 montre cette fonction d'autocorrélation calculée sur des données de bruit de fond de ciel, c'est à dire prises avec un déclenchement aléatoire, comparée à la fonction d'autocorrélation calculée à partir de la forme du signal du photoélectron unique (ce dernier est représenté sur la figure 5.24). Pour une largeur à mi-hauteur du signal de 5 ns, mesurée après les 24 m de câbles reliant les photomultiplicateurs à la salle de contrôle, la forme de l'autocorrélation expérimentale correspond à la forme attendue, moyennant l'ajout de fluctuations d'origine probablement électronique.

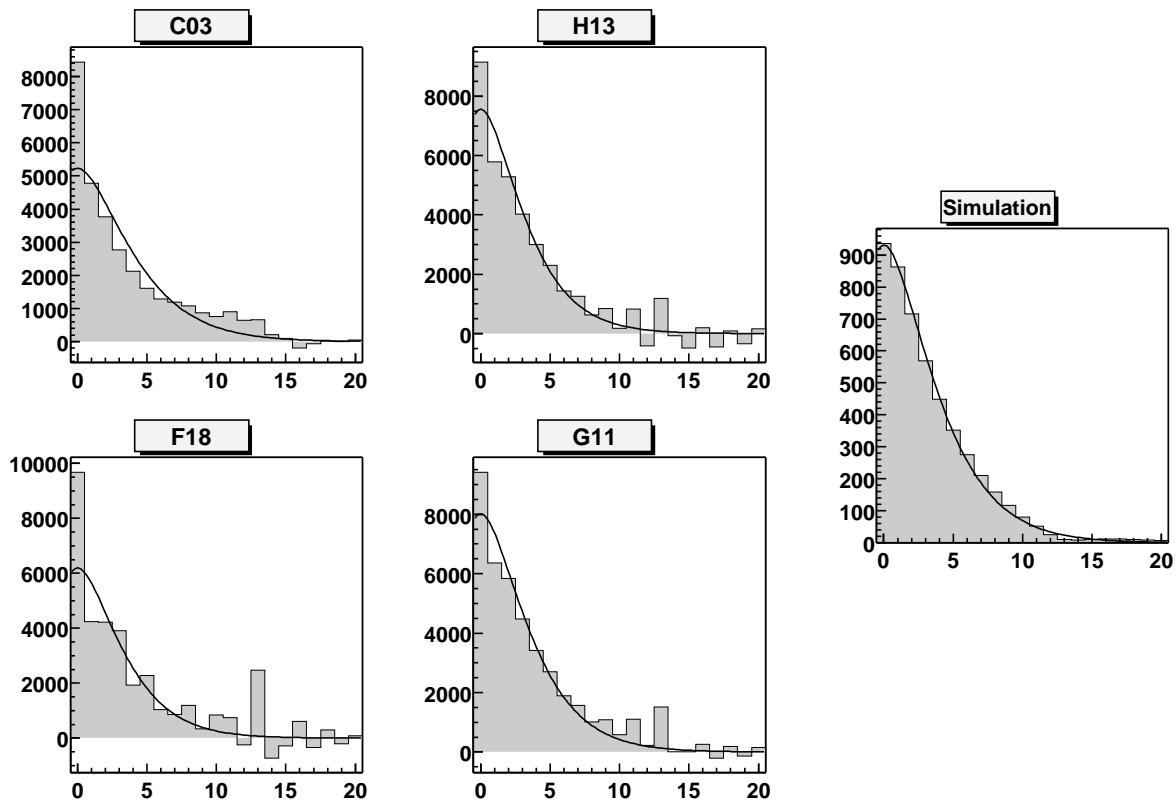


FIG. 9.5: Fonction d'autocorrélation des données Flash ADC pour des données de bruit de fond de ciel (c'est à dire prises avec un déclenchement aléatoire), et pour du bruit simulé à partir d'un train de photoélectrons uniques.

Nous avons par ailleurs testé deux hypothèses : si l'on suppose que le signal du photoélectron a une forme gaussienne de largeur  $\sigma$ , la fonction d'autocorrélation est également une gaussienne, de largeur  $\sqrt{2}\sigma$ , ce qui ne correspond pas à la forme obtenue expérimentalement.

Par contre, pour une forme de pic en

$$f(t) = A e^{-\frac{|t|}{\sigma}} \quad (9.2)$$

représentant la décroissance du photoélectron<sup>2</sup>, la fonction d'autocorrélation obtenue est

<sup>2</sup>Le front montant, nettement plus court, n'intervient quasiment pas dans la fonction d'autocorrélation,

$$g(\tau) = B(|\tau| + \sigma)e^{-\frac{|\tau|}{\sigma}} \quad (9.3)$$

Le tableau ci-dessous indique les résultats de l'ajustement linéaire de la fonction d'autocorrélation pour ces deux fonctions. Le  $\chi^2$  par degré de liberté de l'ajustement reste très supérieur à un, notamment à cause du rebond que l'on peut voir à 13 ns (et probablement dû à l'électronique), mais l'exponentielle décroissante s'avère nettement meilleure qu'une décroissance gaussienne.

Les courbes superposées aux histogrammes de la figure 9.5 sont les résultats de l'ajustement linéaire par la fonction 9.3, y compris pour l'autocorrélation calculée à partir d'un bruit de fond simulé.

Pic	Fonction d'autocorrélation	$\chi^2$ / degré de liberté
$A e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$	$B e^{-\frac{\tau^2}{4\sigma^2}}$	5904
$A e^{-\frac{ t }{\sigma}}$	$B ( \tau  + \sigma)e^{-\frac{ \tau }{\sigma}}$	3900

## 9.2 Recherche de pics

La procédure de recherche de pics constitue un point essentiel dans la reconstruction des événements, dans la mesure où la précision obtenue sur le temps d'arrivée du signal sur un héliostat conditionne directement la précision de reconstruction de la position du maximum de gerbe. La forme du signal Čerenkov n'est en principe pas absolument identique à celle du photoélectron unique, car le signal est formé de la superposition de tels signaux élémentaires, légèrement décalés dans le temps. Cependant, comme la largeur du signal du photoélectron est nettement plus large (5 ns) que la durée de la gerbe (de l'ordre de la nanoseconde), il paraît raisonnable d'utiliser la même forme.

Nous avons développé un algorithme de recherche de pics à deux passes, qui estime d'abord rapidement la forme, la largeur et la hauteur du pic avant de réaliser un ajustement plus fin.

### 9.2.1 Algorithme rapide

L'idée de cette méthode est de déterminer analytiquement les paramètres de la fonction de description du pic, en utilisant quatre points sur la courbe.

De façon à simplifier la résolution analytique du problème, nous avons choisi la forme suivante

$$f(t) = \begin{cases} Ae^{-\frac{|t-t_0|}{\sigma_g}} & \text{pour } t \leq t_0 \\ Ae^{-\frac{|t-t_0|}{\sigma_d}} & \text{pour } t \geq t_0 \end{cases} \quad (9.4)$$

La décroissance exponentielle de la partie droite est conforme à la forme du photoélectron unique, alors que la partie gauche ne représente pas tout à fait correctement le front montant.

On choisit par défaut le maximum, (ou les deux points maximums extrêmes en cas de saturation), et les points à 50 dc ou à mi-hauteur si la hauteur du signal est inférieure à 100 dc.

En notant  $S_g$  et  $S_d$  les positions des maxima à droite et à gauche, et  $M_g$  et  $M_d$  les deux autres points, en notant également  $r$  le rapport des amplitudes  $f(S_g)/f(M_g) = f(S_d)/f(M_d)$ , et  $Y$  l'amplitude au maximum, la solution analytique est donnée par :

---

dominée par la décroissance.

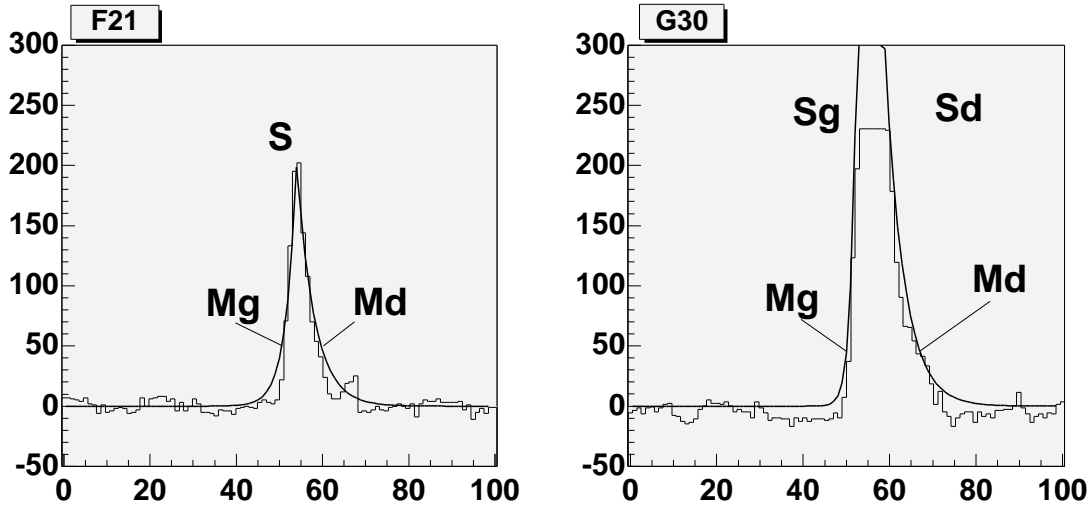


FIG. 9.6: Exemple de recherche rapide de pics pour un pic non saturant (à gauche) et saturant (à droite) par la méthode analytique à 4 points. L'axe horizontal donne le temps exprimé en coups d'horloge (valant 1.06 ns).

$$\begin{cases} t_0 = \frac{S_d M_g - S_g M_d}{(S_d - M_d) - (S_g - M_g)} \\ \sigma_g = \frac{S_g - M_g}{\log r} \\ \sigma_d = -\frac{S_d - M_d}{\log r} \\ A = \frac{Y}{2} \left( e^{\frac{|S_g - t_0|}{\sigma_g}} + e^{\frac{|S_d - t_0|}{\sigma_d}} \right) \end{cases} \quad (9.5)$$

On obtient par cette méthode une estimation correcte de la position du pic et de son amplitude, qui peut servir de point de départ à une évaluation plus fine.

### 9.2.2 Algorithme détaillé

La seconde méthode, qui prend la précédente pour point de départ, consiste à ajuster sur les données la forme type du photoélectron unique, avec croissance gaussienne et décroissance exponentielle :

$$f(t) = \begin{cases} Ae^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_g^2}} & \text{pour } t \leq t_0 \\ Ae^{-\frac{|t-t_0|}{\sigma_d}} & \text{pour } t \geq t_0 \end{cases} \quad (9.6)$$

Cette minimisation se fait en plusieurs étapes :

- 1) Estimation rapide de la position et de la largeur du pic par la méthode précédente.
- 2) Détermination d'une fenêtre, centrée sur la position obtenue, et de largeurs à gauche et à droite égales à deux fois la plus grande de la largeur à mi-hauteur et de la largeur à 20 dc du pic ainsi trouvé<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>Cette largeur doit également être au moins égale à 5 dc, et le centre de la fenêtre doit appartenir à la fenêtre.

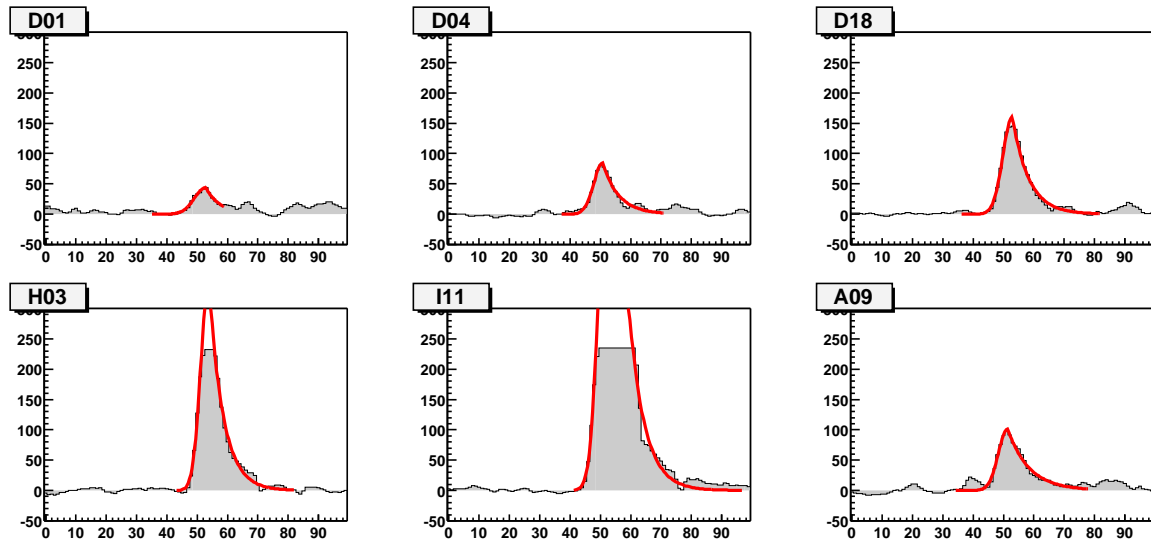


FIG. 9.7: Exemple de recherche de pics par ajustement de la forme de signal du photoélectron unique, sur une série de signaux d'amplitudes variées.

- 3) Minimisation d'un  $\chi^2$  sur la fenêtre ainsi déterminée : on réduit ainsi l'influence du bruit de fond dans la recherche du pic, car on n'utilise que l'information située au voisinage de la position estimée de ce pic. L'incertitude en amplitude associée à chaque point est choisie égale à l'écart-type des piédestaux.
- 4) Si l'ajustement a convergé vers une position en dehors de la fenêtre déterminée à l'étape 2), on prend cette nouvelle position comme point de départ, et on recommence en 2).
- 5) En cas de non convergence de l'ajustement (ou de valeur manifestement aberrante), on revient à l'étape 2) et on recherche par minimisation Monte-Carlo un meilleur point de départ à l'ajustement, avant de recommencer l'étape 3). Cette seconde itération permet souvent à l'algorithme de converger.

Cette méthode, plus précise, est également plus onéreuse en temps de calcul. La figure 9.7 montre l'ajustement ainsi obtenu pour plusieurs amplitudes de signaux, ainsi que la largeur de la fenêtre utilisée dans l'ajustement. Ainsi que le montrent le premier et le dernier exemple de la figure, cette méthode permet de déterminer le pic le plus significatif de la fenêtre en ignorant les fluctuations de la ligne de base au voisinage de ce pic.

### 9.2.3 Résolution

La résolution de reconstruction des signaux individuels a été estimée par deux méthodes :

- ⊙ le *greffage* de pics de formes diverses sur des données de bruit de fond de ciel, qui permet de tester la robustesse de l'algorithme et de mesurer la proportion de pics retrouvés et leur résolution ;
- ⊙ l'analyse de données laser, donnant accès à une résolution *globale*.

---

S'il le faut, elle est élargie pour satisfaire ces conditions.

## Greffage

La première méthode, dont le résultat est représenté sur la figure 9.8, permet de s'affranchir totalement des fluctuations de l'électronique, (qui introduisent une incertitude supplémentaire) et n'étudier que la robustesse de l'algorithme choisi. A partir d'une prise de données de bruit de fond de ciel, on ajoute des pics de largeurs et de hauteurs diverses, et l'on étudie l'écart entre les paramètres obtenus par ajustement et ceux injectés.

La résolution est optimale pour des pics d'amplitude voisine de 250 dc, c'est à dire pour la valeur maximale de la gamme dynamique des Flash ADC. A plus haute et plus basse amplitude, la résolution se dégrade. Les différentes courbes représentées sur la figure 9.8 ont été obtenues avec des niveaux de bruit de fond de ciel différents (d'un facteur 20% à 50%), et montrent comment le bruit de fond de ciel dégrade la résolution temporelle.

Plus précisément, la résolution temporelle  $\sigma$  peut être paramétrée en fonction de l'amplitude  $A$  du pic et du niveau de bruit de fond de ciel  $\tau$ , pris comme écart-type des piédestaux, sous la forme

$$\sigma = f_0(\tau) + f_2(\tau) \times (\log_{10}(A) - 2.44)^2 \quad (9.7)$$

$$\text{avec } \begin{cases} f_0(\tau) = 6.2 \times 10^{-3} + 0.014 \times \tau \\ f_2(\tau) = 0.06 + 0.06 \times \tau \end{cases}$$

Cette forme fonctionnelle intervient dans la reconstruction du maximum de gerbe présentée plus loin.

## Données laser

Les données laser, déjà utilisées lors de la calibration temporelle (8.2.3), peuvent également fournir une estimation de la résolution temporelle. Le signal laser parvient aux détecteurs en un temps certes spécifique à chaque héliostat, mais invariable d'un flash laser au suivant (l'émetteur et l'héliostat étant fixe). Si la position des pics dans les fenêtres Flash ADC peut varier globalement (par exemple du fait de fluctuations du déclenchement), les écarts de position voie à voie doivent en revanche être constants. Il est alors possible d'utiliser les distributions d'écart de position voie à voie, dont la largeur  $\sigma_{i,j}$  permet de remonter aux résolutions temporelles individuelles  $\sigma_i$ .

On a en effet

$$\sigma_{i,j}^2 = \sigma_i^2 + \sigma_j^2 \quad (9.8)$$

ce qui permet d'écrire

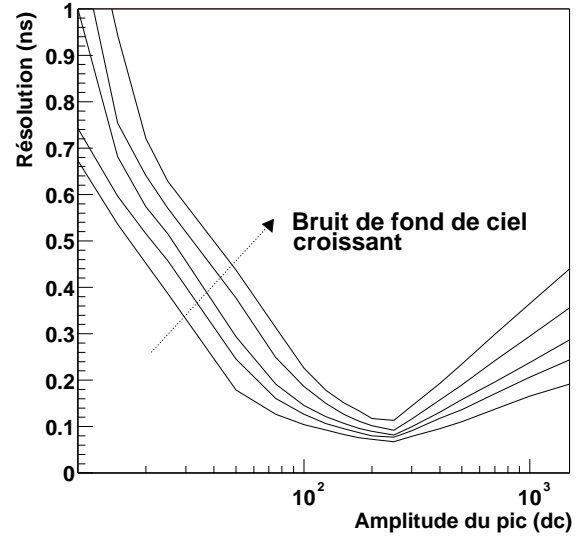


FIG. 9.8: Résolution temporelle de reconstruction des pics dans les données Flash ADC, en fonction de l'amplitude du pic. Les différentes courbes correspondent à différents niveaux de bruit de fond de ciel.

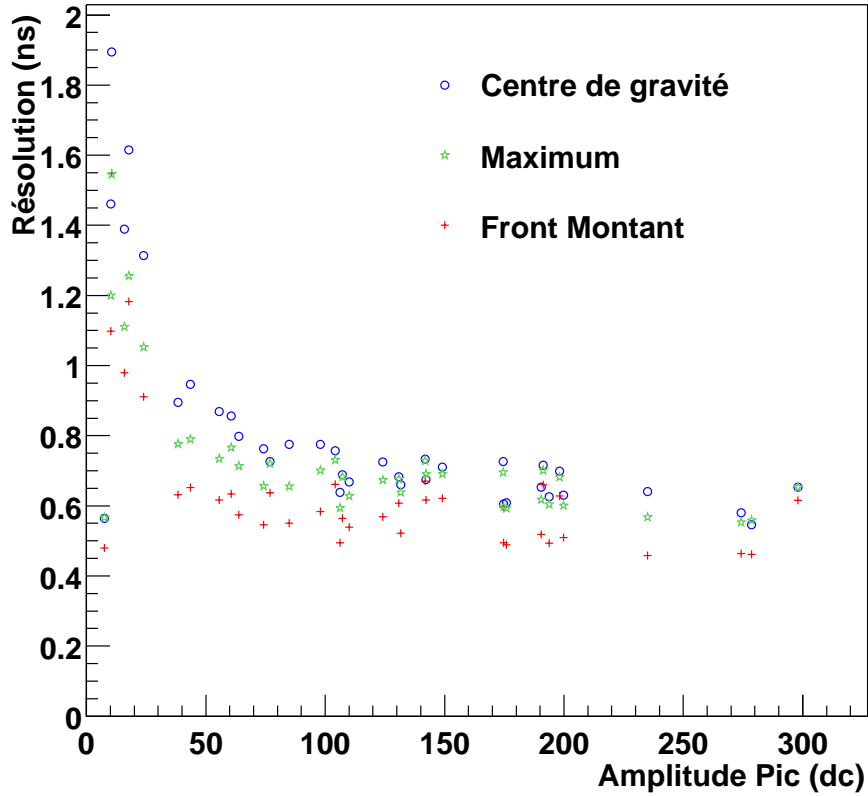


FIG. 9.9: Résolution individuelle obtenue avec le laser.

$$\begin{aligned}
\sum_{i \neq j} \sigma_{i,j}^2 &= (N-2)\sigma_i^2 + \sum_{n=1}^N \sigma_n^2 \\
\Rightarrow \sum_{i=1}^N \left( \sum_{i \neq j} \sigma_{i,j}^2 \right) &= 2(N-1) \sum_{n=1}^N \sigma_n^2 \\
\Rightarrow \sum_{n=1}^N \sigma_n^2 &= \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^N \left( \sum_{i \neq j} \sigma_{i,j}^2 \right) \quad (9.9)
\end{aligned}$$

Au moyen des deux dernières équations, on peut déterminer la résolution individuelle :

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{N-2} \left[ \sum_{i \neq j} \sigma_{i,j}^2 - \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^N \left( \sum_{i \neq j} \sigma_{i,j}^2 \right) \right] \quad (9.10)$$

La résolution obtenue par cette méthode est représentée sur la figure 9.9, pour trois estimations différentes du temps d'arrivée du signal : la position de la mi-hauteur du front montant est celle qui donne la meilleure résolution temporelle. Elle a donc été utilisée également comme estimateur du temps d'arrivée du signal Čerenkov.

La résolution obtenue par cette méthode semble nettement plus mauvaise que la méthode par greffage de pic. Il faut en effet ajouter quadratiquement une fluctuation de l'ordre de 0.5 ns aux résultats obtenus par la première méthode pour reproduire ceux obtenus avec le laser. Cette perte de résolution est due aux problèmes de synchronisation mis en évidence en 8.2.4, qui introduisent une fluctuation aléatoire binaire de 1 ns sur les pics dans les données Flash ADC. On s'attend à une amélioration notable de la résolution obtenue avec le laser lorsque ce problème de synchronisation aura été résolu.

### 9.2.4 Pathologies

Les données Flash ADC sont affectées de différents types de *pathologies* qu'il importe de détecter, car elles peuvent dégrader la résolution temporelle. La figure 9.11 représente des signaux Čerenkov affectés des pathologies les plus fréquentes, comparés à un signal normal en haut à gauche.

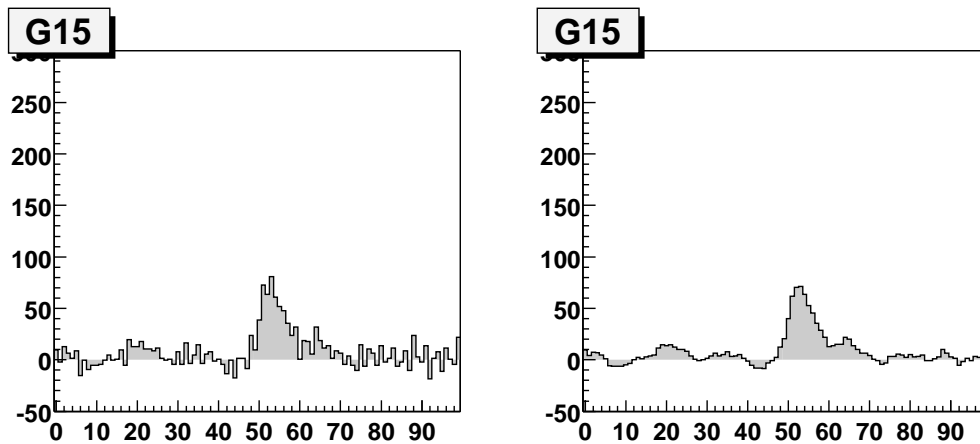


FIG. 9.10: *Effet de la procédure de lissage sur un signal affecté d'un bruit à 250 MHz.*

La première pathologie (en haut à droite) se traduit par une fluctuation anormale de la ligne de base, avec une fréquence de l'ordre de 500 MHz. Spécifique de certains Flash ADC et invariable dans le temps, elle se détecte aisément au moyen d'un calcul de puissance spectrale à la période 2 ns. De façon à éliminer ces fluctuations, nous appliquons une procédure de lissage consistant en une convolution du signal par une fonction discrète, à trois valeurs, valant (0.25, 0.5, 0.25) respectivement en  $(t - 1 \text{ ns}, t, t + 1 \text{ ns})$ . La figure 9.10 montre l'effet d'une telle procédure de lissage sur un pic bruité. La fonction de lissage choisie, outre le fait qu'elle conserve la charge totale, a l'avantage de préserver la valeur du signal en tout point où sa dérivée seconde est nulle, et donc de ne pas perturber les fronts montants ou descendants. Au voisinage du maximum, le signal est certes légèrement élargi, mais cet effet est négligeable devant la durée caractéristique du signal.

La seconde pathologie, *pic explosé*, ne concerne actuellement plus qu'une voie de Flash ADC, et semble provenir d'un défaut de synchronisation des mémoires dans le Flash ADC lui-même, défaut qui se traduirait par un séquençage incorrect des huit banques de mémoire. Cette interprétation est soutenue par le fait que les structures observées sur la figure 9.11 au milieu à gauche, sont distantes de 8 échantillons, ce qui correspond à la période d'écriture des mémoires. Les voies affectées de cette pathologie ont été éliminées des analyses.

La troisième pathologie, *pic troué*, affecte environ 5 voies sur les 40, et est traitée de la même façon que la première.

Enfin, la dernière pathologie, *pic sous-échantillonné*, concernait exactement la moitié des voies, pour environ 5% des événements. Elle résultait d'un bogue de codage affectant la lecture de la moitié des Flash ADC, découvert au mois de février 2000. L'incidence de ce bogue était de reproduire 4 fois de suite le même échantillon, et ce lorsque la fenêtre de lecture était disjointe dans la mémoire du Flash, comme représenté à droite sur la figure 6.10, page 139. Aucun

traitement ne peut être appliqué *a posteriori*, et ce bogue a contaminé toutes les données prises au cours de l'hiver 1999 et utilisées dans cette thèse.

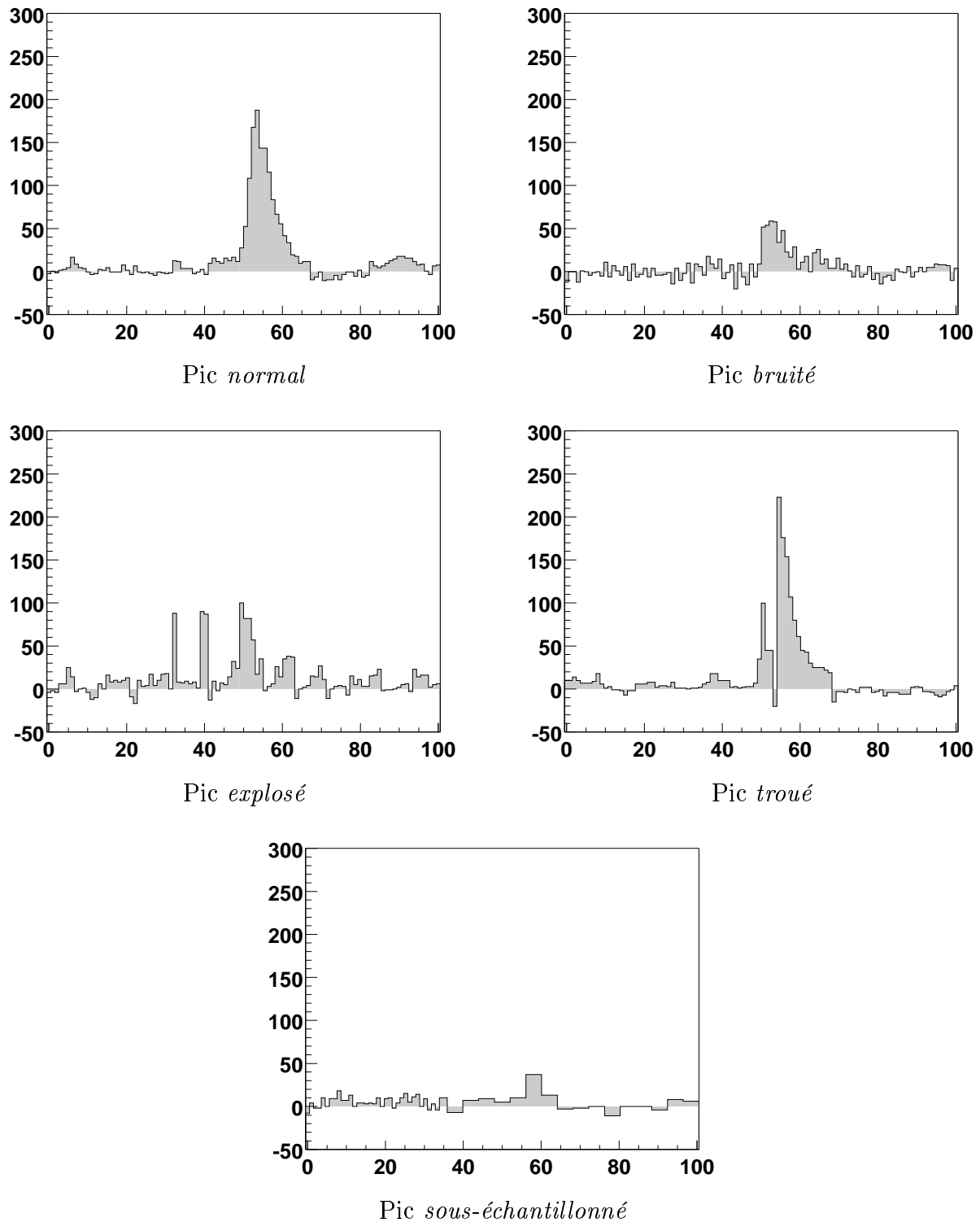


FIG. 9.11: Pathologies diverses affectant les données Flash ADC.



### 9.3 Propriétés statistiques des pics Flash ADC

L'information contenue dans les données Flash ADC est extrêmement riche. Le but de cette partie est d'analyser ces données d'un point de vue statistique pour en déduire des informations sur les signaux physiques.

#### 9.3.1 Spectre en charge

La figure 9.12 montre le spectre en amplitude des pics, pour une prise de données en déclenchement aléatoire, c'est à dire pour du bruit de fond de ciel. L'amplitude est donnée en échantillons Flash ADC (pour les hautes tensions nominales, un photoélectron représente 3 dc.).

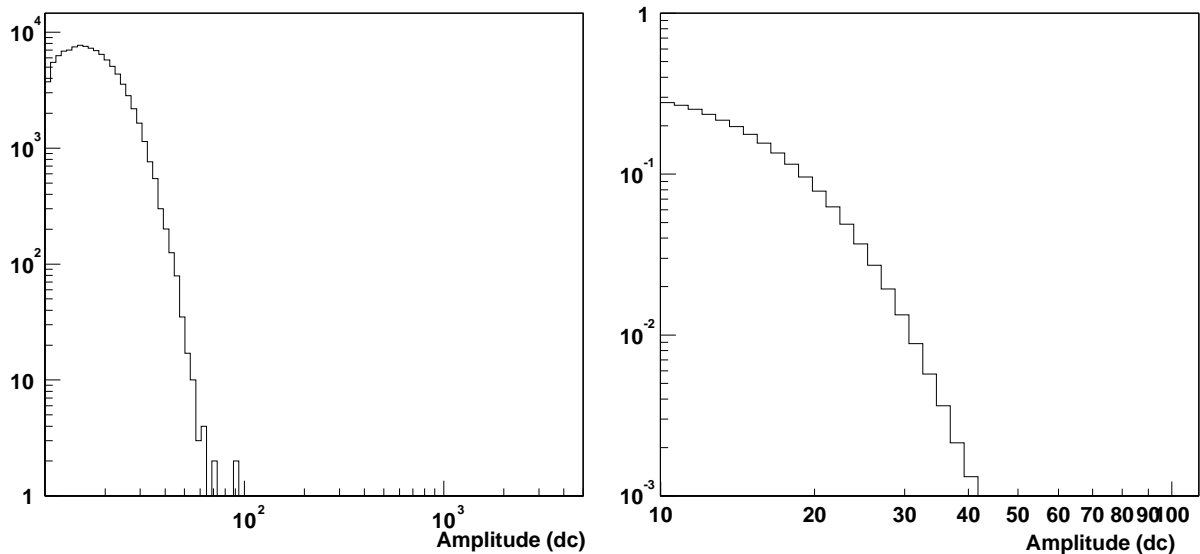


FIG. 9.12: Spectre en amplitude des pics trouvés par l'algorithme décrit précédemment, pour une prise de données sur du bruit de fond de ciel. A droite, spectre intégré, représentant la probabilité de trouver un pic au dessus d'une amplitude donnée, en fonction de cette dernière. Les amplitudes sont données en échantillons Flash ADC.

Le spectre intégré représenté à droite montre qu'à 20 dc, on a à peu près 10% de chance de trouver un pic fortuit dû à du bruit de fond de ciel, dans une fenêtre de 96 ns de large. En se restreignant aux pics compris à moins de 25 ns du centre, on trouvera en moyenne 2 pics fortuits de 20 dc sur les 40 voies de Flash ADC. Se placer à 30 dc permet de faire tomber cette proportion de pics fortuits à un niveau de 1%, mais au prix d'une augmentation du seuil en énergie en proportion de 20 à 30.

Le spectre différentiel obtenu en suivi de source, et représenté sur la figure 9.13, est compatible avec une loi de puissance d'indice différentiel  $-2.2 \pm 0.1$ .

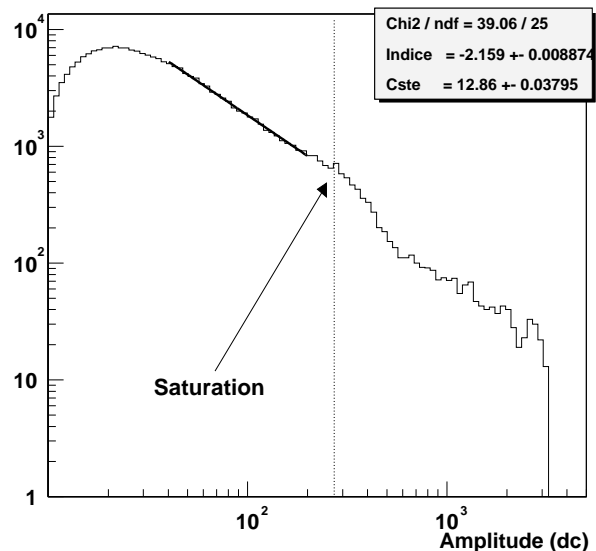


FIG. 9.13: Spectre différentiel des pics trouvés pour une prise de données normale. On a également représenté un ajustement par une loi de puissance.

Il exhibe une structure un peu compliquée au voisinage de 255 dc, c'est à dire au moment de franchir la saturation des Flash ADC. Cette structure est due à une sous-estimation de l'amplitude des pics saturants, qui se produit dès que l'algorithme de recherche ne peut se fonder que sur les flancs. Par contre, l'indice spectral reste voisin de  $-2.2$  dès que l'on franchit cette zone un peu indécise.

### 9.3.2 Corrélation amplitude-largeur

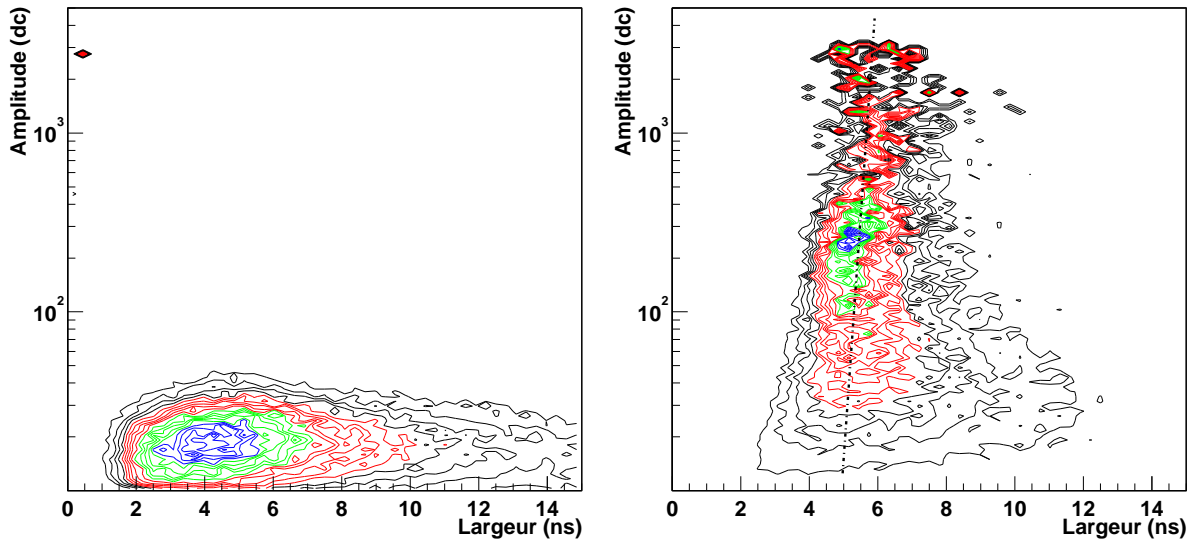


FIG. 9.14: *Corrélation entre amplitude et largeur à mi-hauteur des pics trouvés par l'algorithme de recherche, pour des données de bruit de fond de ciel (à gauche) et des données prises en conditions normale (à droite)*

Le bruit de fond de ciel se caractérise par des pics d'amplitude au plus égale à environ 40 dc. Leur largeur à mi-hauteur, comme indiquée sur la figure 9.14 à gauche, suit une distribution asymétrique, dont la valeur la plus probable est située vers 4 ns, mais qui s'étend jusqu'à 10 ns. Les pics issus d'un signal Čerenkov ont quant à eux une largeur nettement plus proche de celle du photoélectron unique (5 ns à mi-hauteur), avec un accroissement relativement régulier de la largeur en fonction de l'amplitude du signal. Cette faible augmentation de largeur peut être un effet de l'algorithme de recherche de pics, mais on s'attend également à un élargissement intrinsèque du signal à grande amplitude, dû en particulier à une diminution de la bande passante des Flash ADC.

### 9.3.3 Corrélation largeur à droite - à gauche

Dans l'ensemble, les pics trouvés dans les données Čerenkov ont un temps de montée à mi-hauteur d'environ 2 ns, et un temps de décroissance plus long, de l'ordre de 3 ns. Au contraire, les pics trouvés dans le bruit de fond ont généralement un temps de montée beaucoup plus court de l'ordre de 1.5 ns, et décorrélé du temps de décroissance. Ce dernier est également plus court en moyenne que dans les données Čerenkov (figure 9.15).

Sur la figure 9.16, on a représenté l'évolution de la corrélation entre temps de montée et temps de décroissance, pour différentes amplitudes du signal dans les données Čerenkov. Pour les faibles amplitudes, on retrouve une situation assez similaire à celle du bruit de ciel (figure

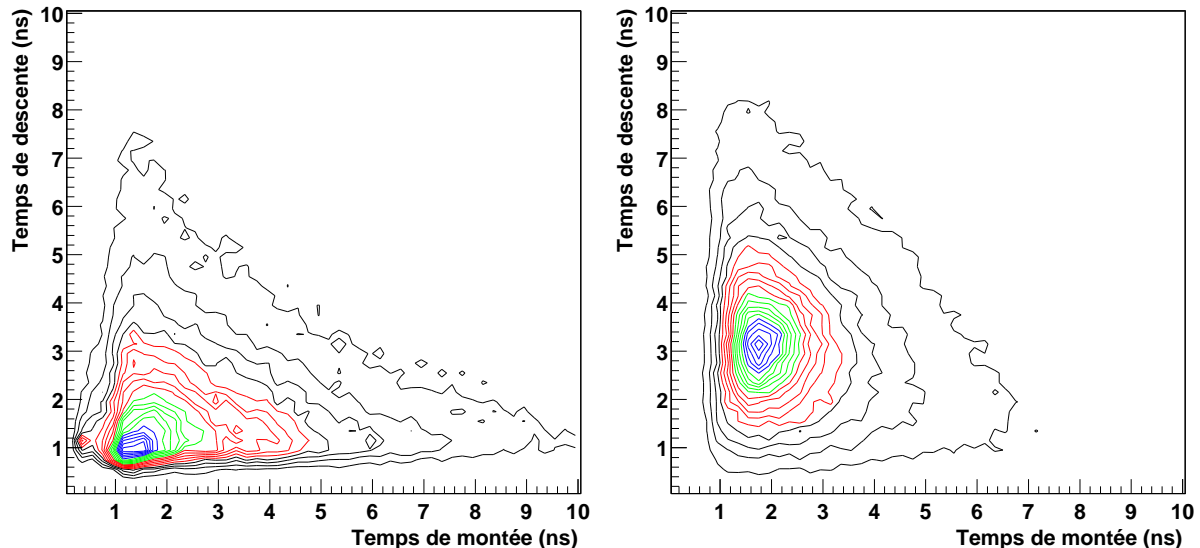


FIG. 9.15: *Corrélation entre le temps de décroissance et le temps de montée du signal (à mi-hauteur), pour une prise de données de bruit de fond de ciel à gauche et en conditions normales à droite.*

9.15, à gauche). Au fur et à mesure que l'amplitude augmente, la corrélation entre le temps de montée et le temps de décroissance devient plus stricte, au point d'arriver quasiment à une forme type de signal, avec un temps de montée de 2.2 ns et un temps de décroissance de 3 ns. On pourrait ainsi envisager un algorithme de recherche de pics utilisant exclusivement cette forme, de façon à diminuer de moitié le nombre de paramètres libres, et d'accélérer ainsi la reconstruction.

Par ailleurs, la sélection des pics saturants fait apparaître un artefact de l'algorithme de la recherche de pics, lié à celui mis en évidence sur les spectres en charge : la sous-estimation de l'amplitude s'accompagne d'une surestimation du temps de montée du signal.

## Conclusion

Ces informations statistiques sur les pics reconstruits permettent d'évaluer l'algorithme de recherche de pics, et notamment les artefacts liés au passage de la saturation. Elles montrent également que la largeur du signal Čerenkov est sensiblement identique à celle du photoélectron unique, ce qui est conforme aux résultats du chapitre 4 : on avait en effet montré que l'introduction d'un champ de vue de 5 mrad de rayon faisait passer la durée caractéristique des gerbes hadroniques de 15 ns environ à 1 ns (page 85). Il résulte de cette constatation que **la discrimination entre gerbes hadroniques et électromagnétiques par la seule mesure de la durée du signal sur un héliostat est totalement illusoire**, comme le montrait déjà l'étude réalisée sur la durée des gerbes, au chapitre 4.

## 9.4 Correction des biais de déclenchement et de reconstruction

Du fait du haut niveau de bruit de fond de ciel (les piédestaux ont une largeur comprise entre 2 et 3 photoélectrons d'écart-type) et surtout de sa non-homogénéité sur la voûte céleste, le système de déclenchement est affecté de biais que l'analyse doit corriger.

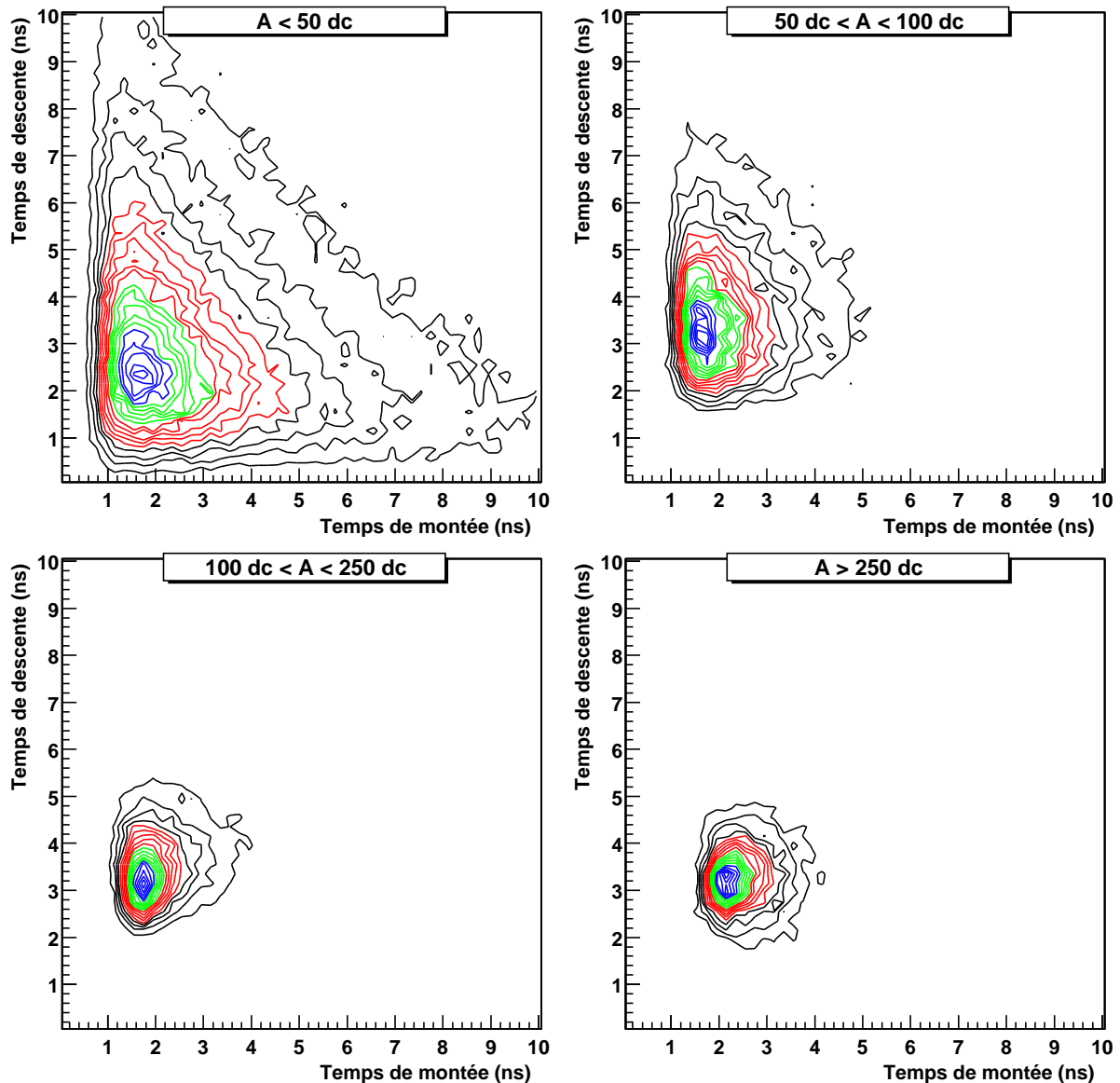


FIG. 9.16: Corrélation entre le temps de décroissance et le temps de montée du signal (à mi-hauteur), pour différentes hauteurs de ce dernier, et en conditions normales de fonctionnement.

### 9.4.1 Effet d'une différence de fond de ciel

Le bruit de fond de ciel introduit une modulation de la ligne de base, qui provoque une *migration* d'événements d'un côté à l'autre du seuil de déclenchement, selon qu'ils bénéficient d'une fluctuation positive ou négative. Etant donné que le taux de rayons cosmiques décroît rapidement en fonction de l'énergie, les événements juste sous le seuil et bénéficiant d'une fluctuation positive sont plus nombreux que ceux au dessus du seuil et subissant une fluctuation négative. Plus le bruit de fond de ciel est élevé, plus le nombre de déclenchements est élevé.

Une différence de bruit de fond de ciel entre les deux membres (*ON* et *OFF*) d'une même paire provoque ainsi une *migration* plus forte dans les données les plus bruitées. Il en découle une légère augmentation du taux de comptage, produite par un excès d'événements de basse charge. A titre d'exemple, la présence d'une étoile double de magnitude 6 dans la région voisine du blazar Markarian 421 se traduit par une différence de luminosité de 10%, mesurée sur le courant d'anode des photomultiplicateurs, différence qui peut engendrer une différence de 2 à

3% du taux de comptage.

Par ailleurs, une différence de bruit de fond de ciel introduit également des systématiques dans la recherche de pics : dans les données les plus bruitées, on trouve plus de pics fortuits (dus à une fluctuation du bruit de ciel) et, de plus, les pics *réels* sont plus souvent masqués.

Enfin, comme on l'a vu au chapitre précédent, la précision temporelle de reconstruction des pics dépend elle aussi du bruit de fond de ciel. Même si cet effet a été calibré par rapport à la simulation et introduit dans la procédure de reconstruction du maximum de gerbes, il reste des effets systématiques liés à des différences de bruit de fond de ciel.

### 9.4.2 “Padding” et déclenchement logiciel

Pour toutes ces raisons, il s'est avéré nécessaire de développer une procédure d'égalisation du bruit de fond entre deux membres d'une paire ON-OFF. Cette procédure est communément appelée *Padding* [93] (*rembourrage*).

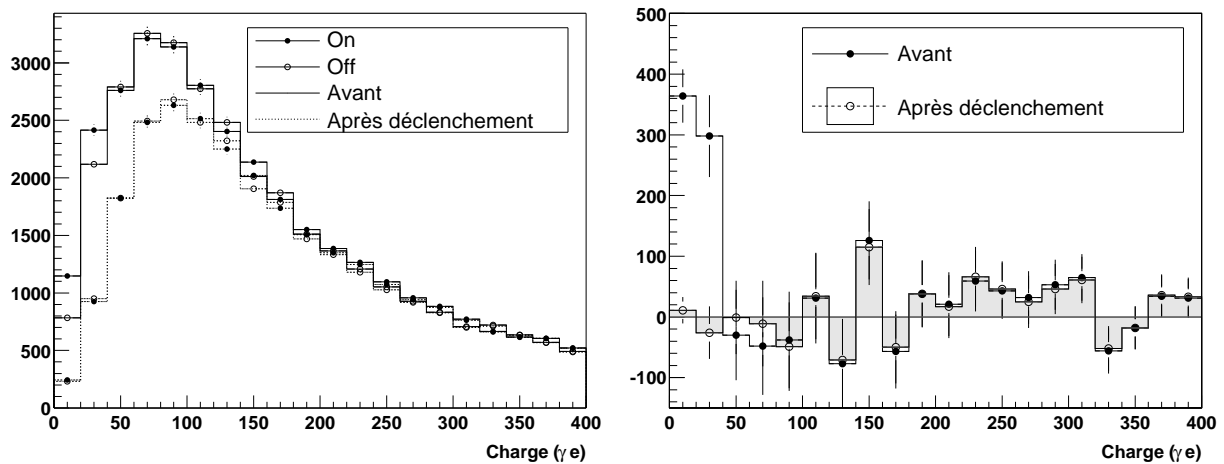


FIG. 9.17: Effet d'un déclenchement logiciel sur les distributions en charge.

Takashi Sako (Ecole Polytechnique) a pris en charge cette phase préliminaire de l'analyse, qui consiste à ajouter aux données Flash ADC des signaux de photoélectrons uniques (conformes à la forme donnée sur la figure 5.24), à un taux permettant l'égalisation des piédestaux voie à voie entre les deux membres d'une même paire. Il faut également simuler l'effet du couplage capacitif, de façon à éviter une dérive des piédestaux. Enfin, l'effet de saturation des Flash ADC doit être correctement pris en compte.

Cette procédure de Padding met au même niveau de bruit les deux membres d'une même paire. Mais il reste encore à corriger l'excès d'événements à petite charge, présent dans les données les plus bruitées. Pour ce faire, il est nécessaire d'introduire une procédure de *déclenchement logiciel*, calqué sur la logique de déclenchement électronique. La figure 9.17 montre ainsi les distributions en charge (en photoélectrons) des événements, pour les deux membres d'une même paire, avant et après le déclenchement logiciel. Les deux histogrammes de droite montrent que l'excès d'événements de petite charge (histogrammes en cercles pleins), ne disparaît qu'après la procédure de déclenchement logiciel (histogramme en cercles creux). Les distributions à charge élevée ne sont pas perturbées par ce traitement. Les histogrammes de gauche montrent que l'on perd ainsi environ 10% des événements, pour un déclenchement logiciel à  $4.5 \gamma e$  héliostat<sup>-1</sup> lorsque le déclenchement matériel était au même seuil. Ce taux de pertes dépend directement

du seuil choisi pour le déclenchement logiciel, ce dernier étant déterminé par la différence de courant entre les deux membres de la paire. Ceci entraîne donc une certaine augmentation de l'énergie de seuil exploitable.

### 9.4.3 Comparaison avec la simulation

Une fois ce premier travail de déclenchement logiciel effectué, les déclenchements fortuits sont en principe éliminés (ou du moins égalisés entre le ON et le OFF) et l'on peut confronter les données réelles à la simulation. La figure 9.18 montre ainsi le spectre en charge obtenu sur des données réelles (pour un pointé sur la Nébuleuse du Crabe), comparé à la même distribution obtenue à partir d'un spectre de protons simulés entre 30 GeV et 10 TeV (disques creux). Deux histogrammes en pointillés, représentés sur la même figure, montrent les spectres que l'on attendrait sous l'hypothèse d'une erreur de calibration sur le seuil en photoélectrons, respectivement de  $-20\%$  et de  $+20\%$ . La comparaison entre les trois distributions simulées, d'une part, et la distribution réelle d'autre part, montre un bon accord général et semble indiquer une précision de l'ordre de  $10\%$  sur la calibration, compatible avec les attentes, mais ne donne pas accès pour autant à une calibration absolue.

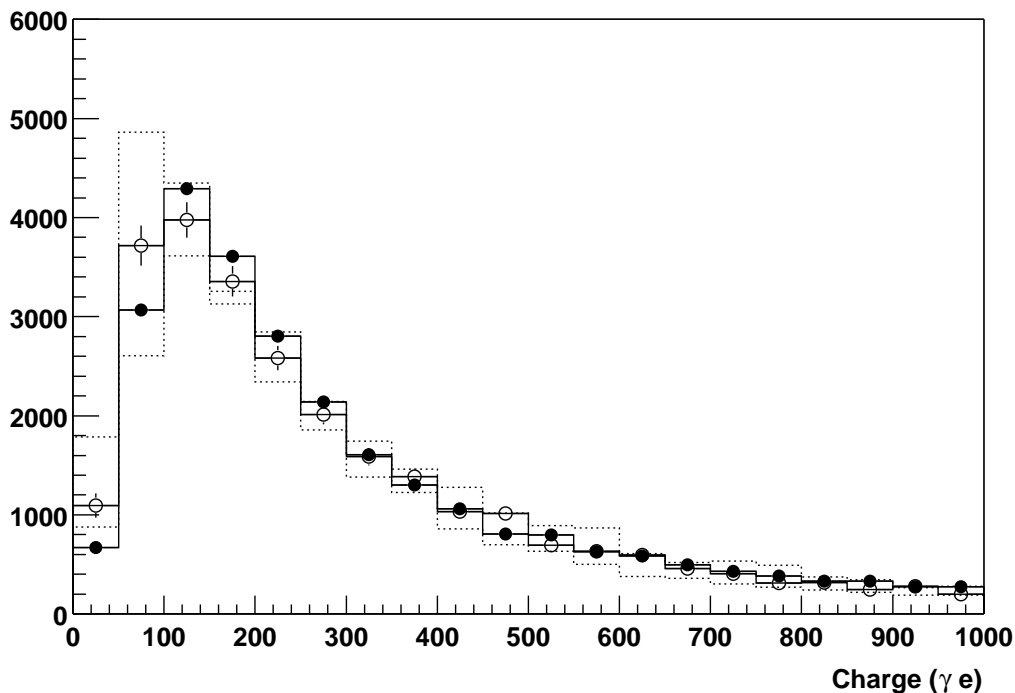


FIG. 9.18: Spectre en charge (exprimé en photoélectrons) obtenu sur des données réelles hors-source (disques pleins) et sur un spectre de protons simulés entre 30 GeV et 10 TeV (disques creux), après un déclenchement logiciel à  $5 \gamma e \text{ héliostat}^{-1}$ . Les histogrammes en pointillés représentent les spectres que l'on obtient en simulation si l'on suppose une erreur sur la calibration, de  $-20\%$  et de  $+20\%$ .

Le nombre de pics de plus de 30 dc trouvés dans les données Flash ADC (figure 9.19) est également compatible avec la distribution obtenue par simulation de protons. La distribution en encart de la même figure montre que l'accord entre les deux distributions est meilleur si l'on suppose que le seuil de déclenchement logiciel a été surestimé de  $10\%$  dans les données réelles.

Cette explication, si elle est suffisante pour corriger de l'écart observé entre les distributions réelles et simulées, n'est cependant certainement pas la seule possible. Cet écart pourrait également être attribué à d'autres facteurs : en particulier, les données réelles ont été prise avec

seulement 36 Flash ADC en bon état de marche, ce qui empêche de reconstituer parfaitement les sommations analogiques *a posteriori*. Par ailleurs, une légère erreur de mise en temps dans les données réelles peut également provoquer un élargissement des sommes analogiques reconstituées, au détriment de leur amplitude. Le déclenchement logiciel possède alors un seuil effectif plus élevé dans les données réelles, et sélectionne alors des événements de plus haute énergie, qui possèdent plus de pics.

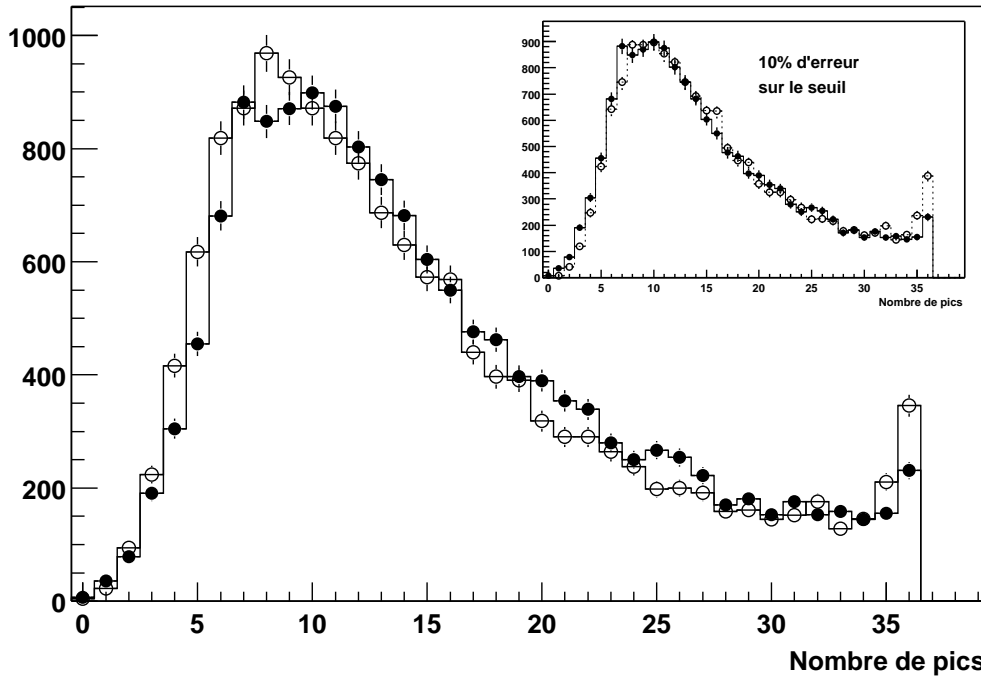


FIG. 9.19: Nombre de pics au dessus de 30 dc obtenu sur des données réelles hors-source (disques pleins) et sur un spectre de protons simulés entre 200 GeV et 10 TeV (disques creux), après un déclenchement logiciel à  $5 \gamma_e \text{ héliostat}^{-1}$ . En encart, mêmes distributions en supposant une erreur de calibration de 10% (le déclenchement logiciel ayant un seuil effectif plus élevé dans les données réelles).

Le bon accord observé de façon générale entre les distributions obtenues par simulation hadronique et celles déduites des données réelles montre que le comportement du détecteur est bien compris et correctement modélisé. Cela valide l'utilisation de la simulation pour la détermination des grandeurs permettant de séparer les hadrons des  $\gamma$ .

Toutes les distributions présentées dans la suite du chapitre, sauf mention contraire, sont réalisés après déclenchement logiciel (à  $5 \gamma_e \text{ héliostat}^{-1}$ ) et sélection des événements ayant au moins 10 pics (de plus de 25 dc).

## 9.5 Reconstruction du front d'onde

### 9.5.1 Principe

La reconstruction du front d'onde se fait dans le repère de pointé, dont l'origine est au point *Pivot*, situé au centre du champ et servant également au calcul du point de visée des héliostats. L'axe  $z$  de ce repère correspond donc à la direction de la source visée. La reconstruction se fait de façon entièrement analytique, par approximation parabolique d'un front d'onde supposé sphérique.

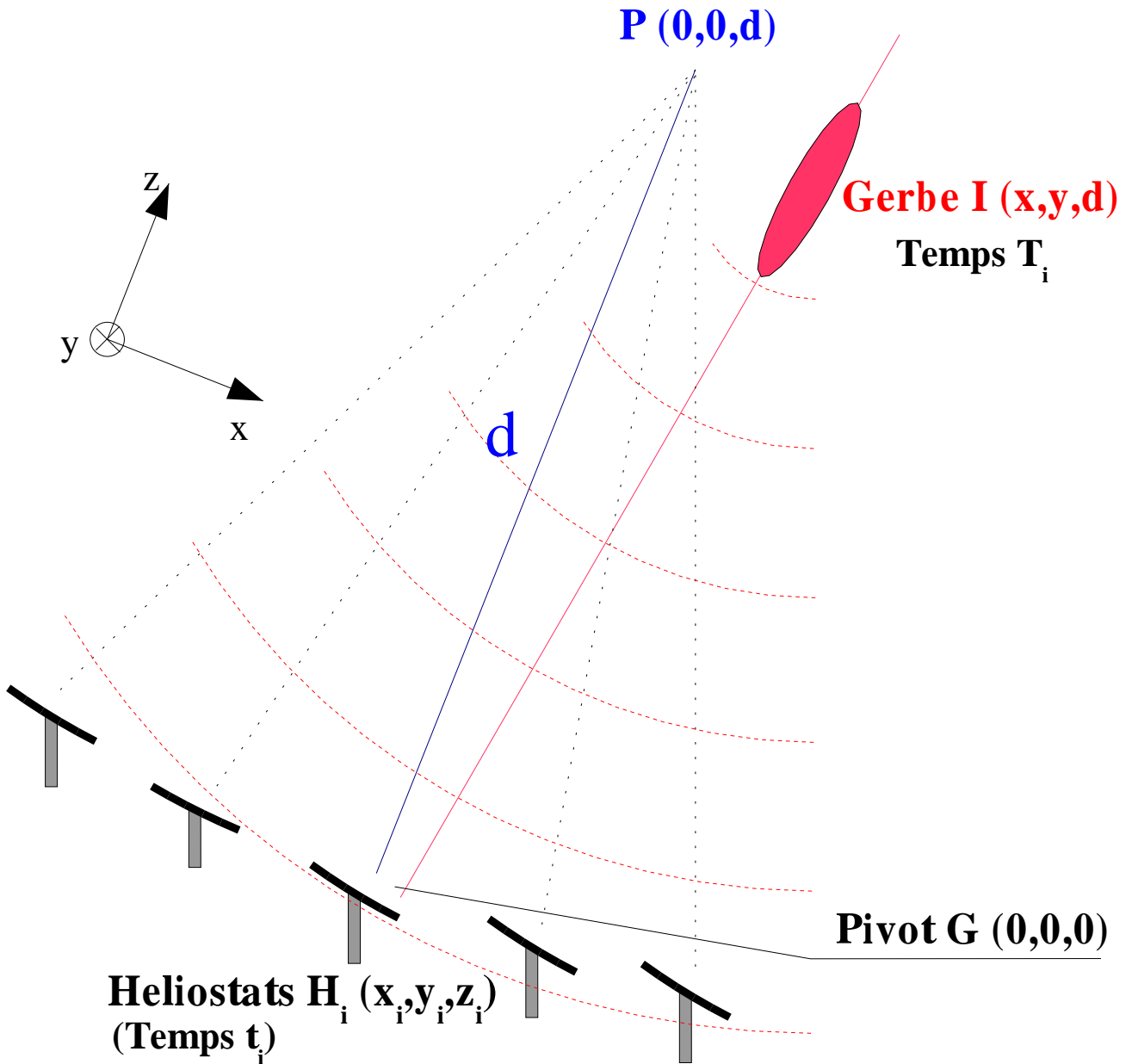


FIG. 9.20: Schéma de principe de la reconstruction analytique du maximum de gerbe.

Notons

- ⊙  $G$  le pivot,
- ⊙  $P$  le point vers lequel les héliostats sont pointés,
- ⊙  $H_i$  l'héliostat  $i$ , de coordonnées  $(x_i, y_i, z_i)$  dans le repère de pointé d'origine  $G$ ,
- ⊙  $I$  le point d'émission de la lumière, de coordonnées  $(X, Y, d)$  dans ce même repère.

Soit  $t_i$  le temps d'arrivée du signal Čerenkov sur l'héliostat  $i$ . Ce signal a été émis en  $I$  à  $T_i$ . L'hypothèse de front d'onde sphérique isochrone consiste à supposer que tous les temps  $T_i$  sont identiques. On peut alors minimiser un  $\chi^2$ .

$$\chi^2 = \sum_i w_i (T_i - T^\circ)^2 \quad \text{où} \quad w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (9.11)$$

Le temps  $T^\circ$  est une origine arbitraire des temps, qui peut être éliminée du  $\chi^2$  sous la forme :



$$T^o = \frac{\sum_i w_i T_i}{\sum_i w_i} \quad (9.12)$$

Au deuxième ordre en  $x_i$ ,  $y_i$  et  $z_i$ ,  $T_i$  s'écrit

$$T_i = t_i - \frac{d}{c} + \frac{z_i}{c} - \frac{(x - x_i)^2}{2dc} - \frac{(y - y_i)^2}{2dc} \quad (9.13)$$

Sous ces hypothèses, la minimisation du  $\chi^2$  peut se faire analytiquement

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial x} = 2 \frac{\sum_{i,k} w_i w_k \frac{\partial T_i}{\partial x} (T_i - T_k)}{\sum_i w_i} \quad (9.14)$$

et on obtient un système d'équations linéaires en  $x$  et  $y$  :

$$\begin{aligned} B_{xx}x + B_{xy}y &= A_x \\ B_{yx}x + B_{yy}y &= A_y \end{aligned} \quad (9.15)$$

avec

$$\begin{cases} B_{xx} = \sum_{i,k} w_i w_k (x_i^2 - x_i x_k) \\ B_{yy} = \sum_{i,k} w_i w_k (y_i^2 - y_i y_k) \\ B_{xy} = \sum_{i,k} w_i w_k (x_i y_i - x_i y_k) = B_{yx} \\ A_x = -d \sum_{i,k} w_i w_k x_i (z_i + ct_i - z_k - ct_k) + \sum_{i,k} w_i w_k \frac{x_i^3 - x_i x_k^2 + x_i y_i^2 - x_i y_k^2}{2} \\ A_y = -d \sum_{i,k} w_i w_k y_i (z_i + ct_i - z_k - ct_k) + \sum_{i,k} w_i w_k \frac{y_i^3 - y_i y_k^2 + y_i x_i^2 - y_i x_k^2}{2} \end{cases} \quad (9.16)$$

L'inversion de ce système d'équations permet d'obtenir la position du maximum de gerbe par rapport au point de pointé :

$$\begin{cases} x = \frac{A_x B_{yy} - A_y B_{xy}}{B_{xx} B_{yy} - B_{xy}^2} \\ y = \frac{A_y B_{xx} - A_x B_{xy}}{B_{xx} B_{yy} - B_{xy}^2} \end{cases} \quad (9.17)$$

Le procédé est itératif : une fois une correction obtenue, on peut définir une nouvelle direction de pointé, recalculer les temps de trajet et reconstruire à nouveau le maximum de gerbe. La seconde correction est en générale de l'ordre du mètre, et la troisième insignifiante.

### 9.5.2 Pics utilisés

Seul les pics Flash ADC satisfaisant les trois critères suivants sont utilisés dans la reconstruction :

- ⊙ Largeur à gauche et à droite vérifiant (les paramètres sont définis par l'équation 9.4, page 207) :

$$0.2 \text{ ns} \leq \sigma_g \leq 5 \text{ ns}$$

$$0.2 \text{ ns} \leq \sigma_d \leq 9 \text{ ns}$$

Cette condition permet d'éliminer les pics trop asymétriques, dûs essentiellement au bruit de fond de ciel.

- ⊙ Hauteur d'au moins 25 dc (soit  $\approx 8 \gamma_e$ ).
- ⊙ Position du maximum comprise entre 20 ns à gauche et 30 ns à droite du centre de la fenêtre. L'asymétrie de cette fenêtre provient du fait que le déclenchement se fait à *niveau constant* et non à *fraction constante*, ce qui décale vers la droite (dans les fenêtres Flash ADC) les impulsions appartenant aux événements de haute luminosité.

### 9.5.3 Estimation des incertitudes

Les incertitudes  $\sigma_i$  sur le temps d'arrivée des signaux sont calculées à partir de la forme analytique 9.7, obtenue par greffage de signaux sur des données de bruit de fond de ciel, à laquelle on a ajouté quadratiquement un terme constant de 0.8 ns prenant en compte à la fois le problème de synchronisation des Flash ADC mis en évidence en 8.2.4 et la durée de la gerbe (environ 0.5 ns d'écart-type).

### 9.5.4 Optimisation des retards fixes

Pour une raison pas encore complètement comprise, les résidus<sup>4</sup> obtenus par cette procédure de reconstruction, héliostat par héliostat, étaient distribués sur  $\pm 1$  ns.

Plusieurs hypothèses peuvent être envisagées :

- ⊙ L'approximation parabolique d'un front d'onde sphérique introduit un écart de temps de l'ordre de  $\delta T_i \propto (x - x_i)^4 / (d^3 c) + (y - y_i)^4 / (d^3 c)$ . A une distance de 100 m et pour un pointé à 10 km, on obtient ainsi un écart de distance absolument négligeable, de l'ordre 0.1 mm, soit un écart de temps inférieur à la picoseconde. Cette hypothèse ne peut donc rendre compte des écarts observés.
- ⊙ Au cours du chapitre 4, nous avons pu montrer un écart à la sphéricité du front d'onde, mis en valeur notamment sur les figures 4.18 et 4.19 page 84, et dû à la superposition des fronts d'ondes émis à différentes altitudes. De plus, un pointé convergent rend les héliostats les plus lointains sensibles à la lumière émise à haute altitude, alors que les héliostats au centre du champ sont plus sensibles à la lumière émise à plus basse altitude, arrivant une à deux nanosecondes plus tôt. On s'attend donc à ce que le signal arrive légèrement en avance, par rapport à une propagation sphérique, sur les héliostats situés au centre du champ.

---

<sup>4</sup>Le terme résidu désigne ici l'écart entre la date d'arrivée du signal sur un héliostat et la date déterminée par la procédure de reconstruction. Lorsque la forme d'ajustement choisie reproduit correctement les données, la valeur moyenne de ces résidus sur un grand nombre d'événements doit être nulle pour chaque héliostat.

- ⊙ Enfin, dans la mesure où la calibration temporelle a été réalisée sur des données contaminées par le défaut de synchronisation des Flash ADC, des écarts de l'ordre de 1 à 2 ns, en principe indépendants du temps, ne sont pas à exclure.

Nous avons en conséquence mis en place une procédure d'optimisation de ces résidus, consistant à analyser une prise de données d'une demi-heure, à déterminer en fin d'analyse la valeur moyenne des résidus, et à ajouter les écarts ainsi obtenus aux temps de transit dans chaque voie, avant de recommencer la procédure. La procédure d'optimisation s'arrête lorsque le plus grand des résidus est inférieur à 0.4 ns, car la résolution temporelle ne permet pas de faire mieux (actuellement).

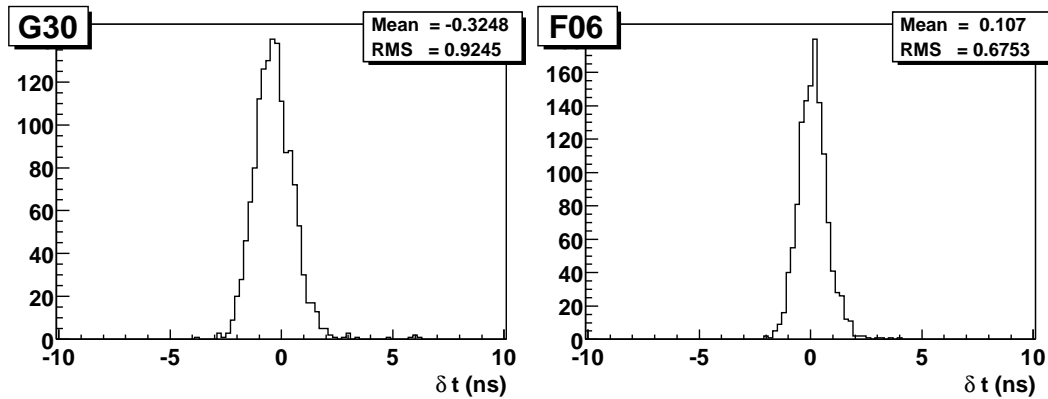


FIG. 9.21: Résidus obtenus pour deux voies, après la procédure d'optimisation décrite dans le texte, et pour une prise de données sur la Nébuleuse du Crabe.

La figure 9.21 montre les résidus ainsi obtenus pour deux voies, après la procédure d'optimisation. La largeur de ces résidus est comprise, selon les voies, entre 0.5 et 1 ns d'écart-type, ce qui est compatible avec les incertitudes utilisées dans la reconstruction.

Les constantes d'optimisation des résidus ont été déterminées pour chaque prise de données, et leur évolution en fonction du temps et du pointé a été étudié. La figure 9.22 représente, pour différentes paires de prises de données, la corrélation entre les constantes déterminées pour chacun des héliostats. En haut à gauche, on a choisi deux prises de données consécutives, sur la même trajectoire dans le ciel. La corrélation entre les deux jeux de valeurs est excellente, ce qui montre que ces constantes ne varient pas sur une durée de l'ordre de la demi-heure. Quatre heures après, pour un pointé différent, la corrélation est déjà moins bonne (en haut à droite), et une semaine après (au milieu à gauche), on observe déjà des écarts de l'ordre de 0.5 ns. De façon à tester la dépendance éventuelle dans la direction de visée, nous avons utilisé deux prises de données sur la même trajectoire, mais distantes d'un mois (en bas). L'absence de corrélation claire, et surtout l'absence totale de différence avec le quatrième essai, réalisé pour deux prises de données distantes d'un mois et pour un pointé différent, semble indiquer que ces constantes ne dépendent pas clairement de la direction visée; elles semblent plutôt relever d'une lente dérive sur l'un des éléments du système, avec une constante de temps de l'ordre de la semaine. La figure 9.23 semble par ailleurs montrer un comportement plus ou moins chaotique de ces résidus au cours du temps.

Peut-être s'agit-il d'un désalignement progressif des héliostats ou d'un effet de vieillissement des photomultiplicateurs, bien que la constante de temps de une semaine semble un peu courte. Une autre hypothèse, actuellement en cours de test, serait une lente dérive de la fréquence de l'horloge de contrôle des Flash ADC. Cette étude montre en tous cas la nécessité de calibrer régulièrement l'expérience, au moins une fois par mois.

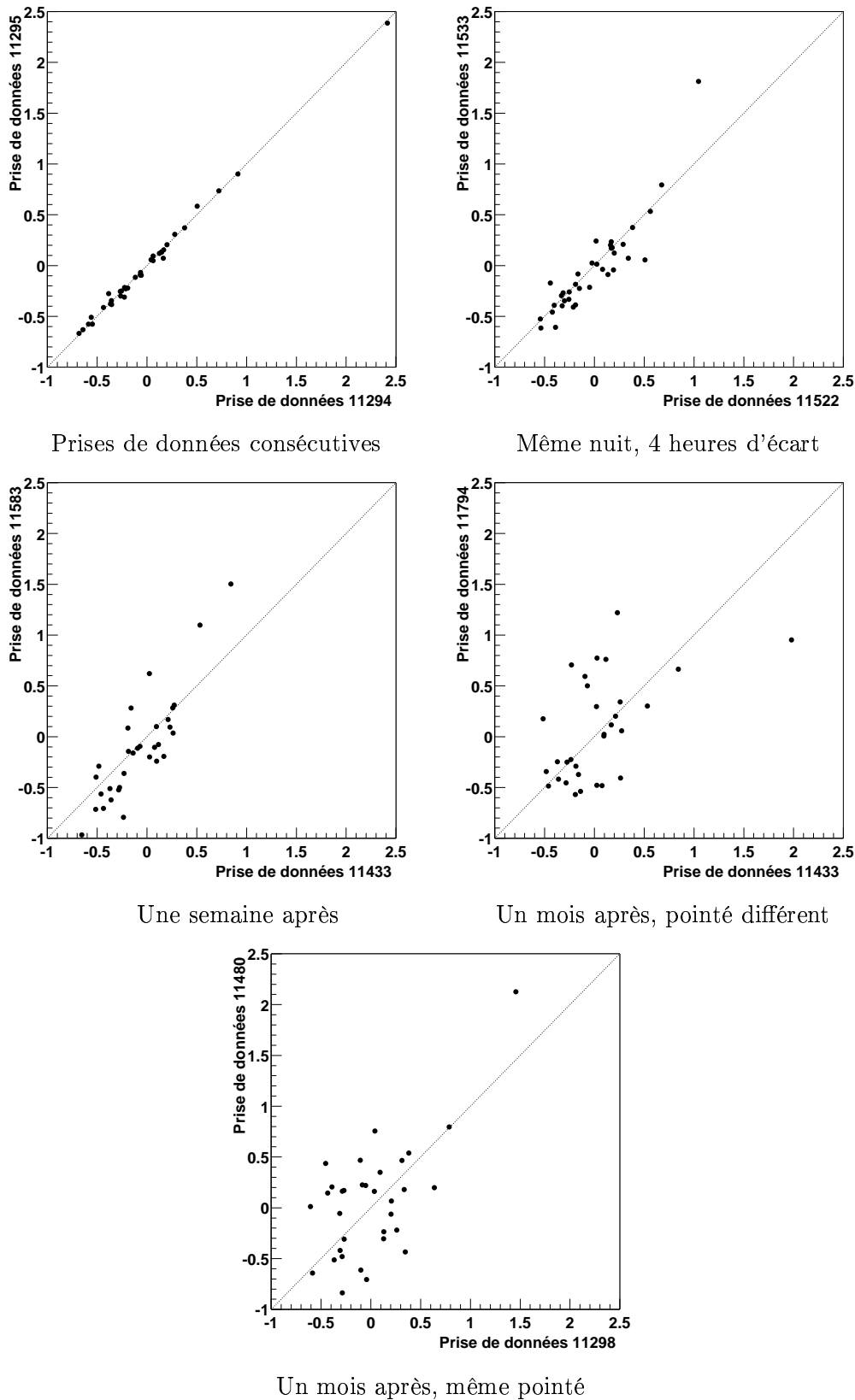


FIG. 9.22: Evolution au cours du temps des retards fixes que l'on doit appliquer pour optimiser les résidus. En haut à gauche, corrélation entre les valeurs déduites de deux prises de données consécutives, sur la même trajectoire dans le ciel. A côté, corrélation après 4 heures, pour un pointé différent. En dessous à gauche, pour deux prises de données à une semaine d'écart, et à côté, à un mois d'écart. Enfin, en bas, pour deux prises de données distantes d'un mois, et pour la même trajectoire dans le ciel.

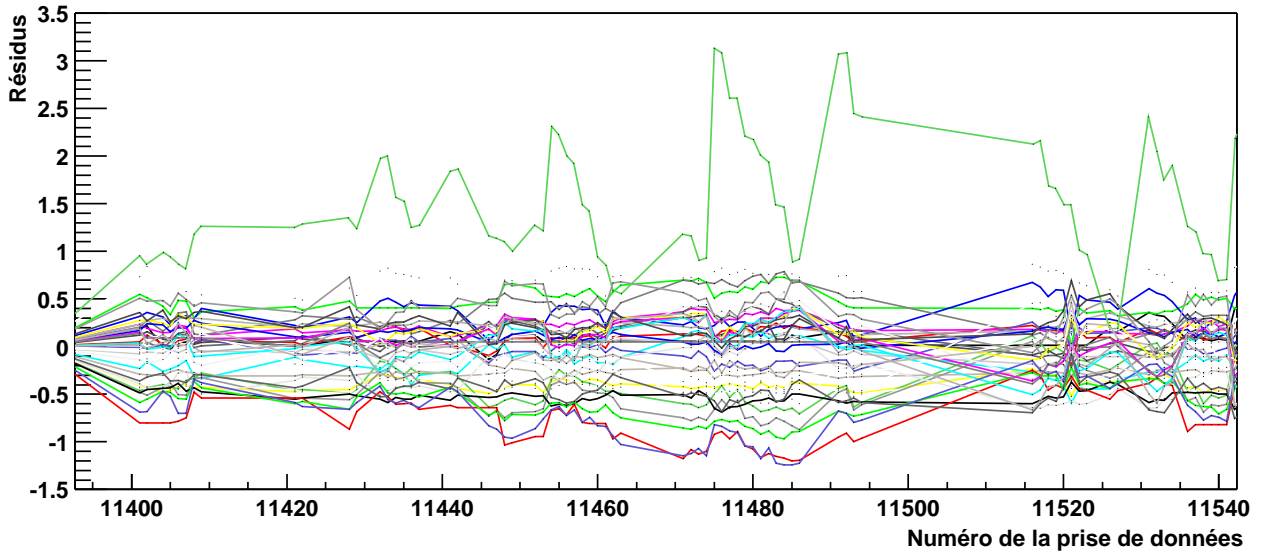


FIG. 9.23: Evolution des résidus pour les 40 voies, pendant une période de 10 jours au cours du mois de décembre 1999.

### 9.5.5 Précision de reconstruction de la position du maximum de gerbe

La précision de reconstruction peut être estimée à partir de la simulation, qui permet une comparaison directe entre le point de passage du primaire dans le champ de vue et la position du maximum de gerbes reconstruit.

Une simulation de gerbes selon un spectre en  $E^{-2}$  entre 10 GeV à 300 GeV montre que la précision de reconstruction du maximum de gerbe, pour des  $\gamma$ , vaut environ 15 m (en écart-type). Cette simulation, dont le résultat est présenté sur la figure 9.24, montre en outre une dépendance de cette résolution en fonction de nombre de pics trouvés dans les données Flash ADC, un plus grand nombre de pics permettant d'obtenir une meilleure précision. L'amplitude minimale des pics joue également, car d'une part la résolution temporelle est meilleure pour les pics de plus grande amplitude, et d'autre part le signal est moins contaminé par des pics fortuits dus au bruit de fond de ciel - et donc décorrélés temporellement du signal -. Il importe cependant, pour maintenir un faible seuil en énergie, d'accepter les pics de faible amplitude.

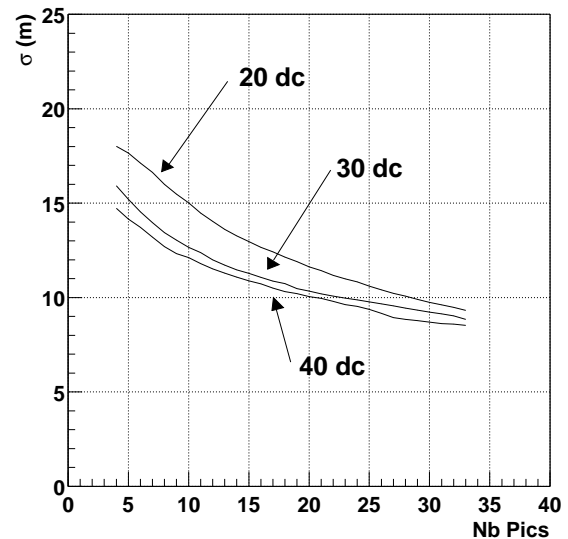


FIG. 9.24: Résolution (en écart-type) sur la position du maximum de gerbe, pour un spectre de  $\gamma$  entre 10 GeV et 300 GeV, pour un pointé au transit de la nébuleuse du Crabe et à 11 km d'altitude. Les différentes lignes correspondent à l'amplitude minimale des pics retenus, sachant qu'un photoélectron correspond à environ 3 dc.

Cette résolution devrait être améliorée lorsque le problème de synchronisation des Flash ADC aura été résolu.

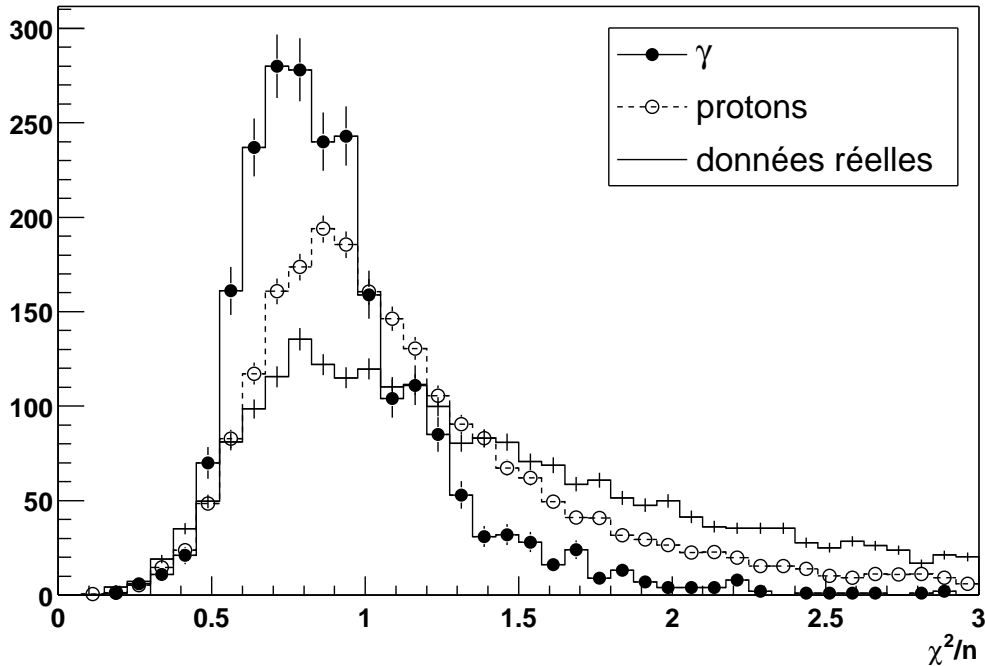


FIG. 9.25:  $\chi^2$  par degré de liberté, obtenu lors de la reconstruction du maximum de gerbe par ajustement d'une sphère, sur des données simulés (protons et gamma), et sur des données réelles.

### 9.5.6 Sphéricité du front d'onde et réjection hadronique

La figure 9.25 montre le  $\chi^2$  par degré de liberté, pour des données simulées et réelles, obtenu après reconstruction du maximum de gerbes. La valeur moyenne de cette distribution (pour des  $\gamma$ ) est voisine de 1, ce qui valide à la fois l'approximation sphérique du front d'onde et les incertitudes utilisées dans la reconstruction.

Par ailleurs, la simulation exhibe une différence intrinsèque entre les  $\gamma$  et les protons, mais la distribution hadronique ne reproduit pas correctement les données expérimentales. Nous avons obtenu le même comportement avec un autre simulateur de gerbes (CORSIKA). Essentiellement, la *queue de distribution* est plus fournie dans le cas des données réelles que dans celui des protons simulés, mais la position du maximum reste sensiblement la même. L'écart obtenu entre les protons simulés et réels résulte peut-être d'une imperfection de la simulation de gerbes<sup>5</sup>, ou bien de la simulation de l'électronique. En particulier, une fluctuation de 0.04% de la fréquence de l'horloge d'acquisition sur des échelles de temps de l'ordre de la dizaine de minutes, récemment mise en évidence, serait responsable d'une fluctuation temporelle supplémentaire avoisinant 0.4 ns, et suffisante pour expliquer les écarts observés.

La différence de sphéricité obtenue entre les hadrons et les  $\gamma$  est faible, mais reste éventuellement exploitable. Le critère en  $\chi^2$  étant biaisé en nombre de pics<sup>6</sup>, nous avons préféré utilisé une variable directement liée, la *probabilité de  $\chi^2$*  ( $P(\chi^2)$ ), qui est indépendante du nombre de degrés de liberté. Comme le montre la figure 9.26, la probabilité de  $\chi^2$  singularise les événements franchement non sphériques. Une coupure ne conservant que les événements satisfaisant  $P(\chi^2) \geq 0.1$  permet ainsi d'éliminer environ 20% des hadrons en conservant plus de 90% des  $\gamma$ . Cependant, le désaccord entre la simulation et les données réelles nous a conduit

<sup>5</sup>Une précision temporelle de l'ordre de 500 ps n'était pas au cœur de la conception de ces simulateurs, car ils ont été en grande partie développés pour des imageurs souffrant d'un anisochronisme supérieur à 2 ns.

<sup>6</sup>La distribution de  $\chi^2$  par degré de liberté n'a pas la même forme en fonction du nombre de degrés de liberté.

à ne pas utiliser cette variable comme critère de réjection hadronique, puisque l'efficacité d'une telle coupure est incorrectement reproduite par la simulation.

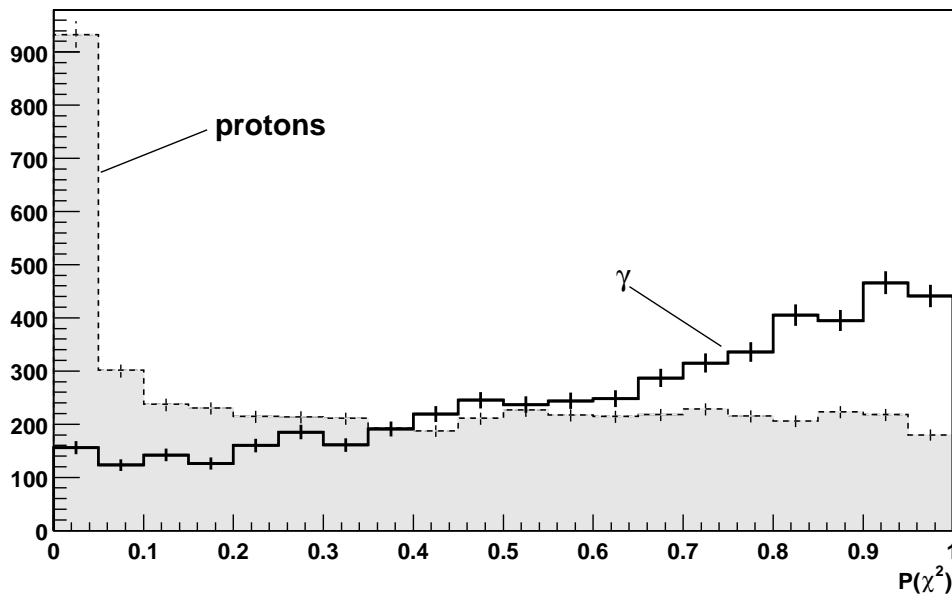


FIG. 9.26: Probabilité de  $\chi^2$  pour des spectres de  $\gamma$  et de protons simulés au transit de la Nébuleuse du crabe.

Avec l'amélioration récente de la résolution temporelle, le critère en probabilité de  $\chi^2$  sera probablement exploitable avec plus d'efficacité.

## 9.6 Distribution de lumière au sol

### 9.6.1 Reconstruction du pied de gerbe

Contrairement à ce qui avait été escompté au niveau du projet d'expérience, il s'avère très délicat de retrouver une forme en disque de la distribution de lumière au sol. Comme nous l'avons montré au chapitre 4, les fluctuations des gerbes de basse énergie, dues à la fois à la diffusion multiple et au champ magnétique terrestre, brouillent cette image. Le champ de vue trop restreint de l'expérience sélectionne en outre bien souvent un seul coté de l'anneau, comme représenté sur la figure 4.27, page 90. Les simulations intensives réalisées n'ont pas permis de trouver un estimateur du pied de gerbe meilleur que le simple barycentre de lumière, que nous utilisons donc pour le moment.

La figure 9.27 montre ainsi la distribution de lumière au sol, pour des  $\gamma$  de 100 GeV simulés au zénith. L'étoile sur chaque figure représente le point d'impact théorique de la gerbe au sol. Alors même que l'énergie du primaire devrait être suffisante pour permettre la formation d'un anneau assez marqué, ce dernier n'est quasiment pas reconnaissable au sol, du fait du champ de vue trop étroit des héliostats.

Pour des conditions d'analyse *standard*<sup>7</sup>, la résolution sur le pied de gerbe est approximativement gaussienne, d'écart-type 35 m, comme indiqué sur la figure 9.28. Cette résolution est

<sup>7</sup>C'est à dire, comme on le verra plus loin, en ne gardant que les pics de plus de 25 dc et en requérant au moins 10 pics.

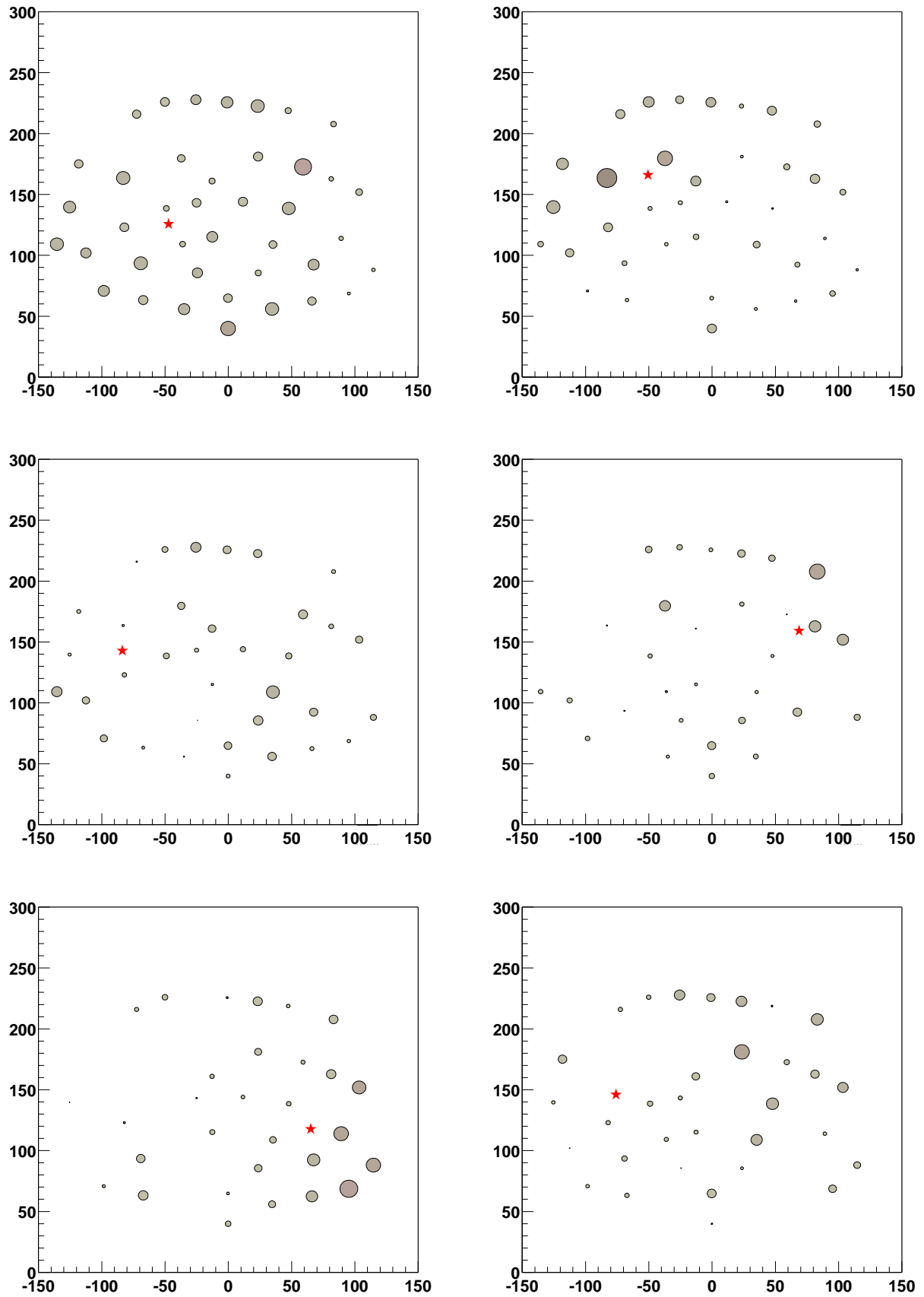


FIG. 9.27: Densité de lumière sur les héliostats, pour 6 gerbes de  $\gamma$  de même énergie (100 GeV) simulées pour un pointé au zénith. L'étoile indique la position du pied de gerbe réel de la gerbe, et les dimensions sur les deux axes sont indiquées en mètres, la tour étant en (0, 0).



environ deux fois plus mauvaise que la résolution obtenue sur le maximum de gerbe, et semble difficile à améliorer pour le moment.

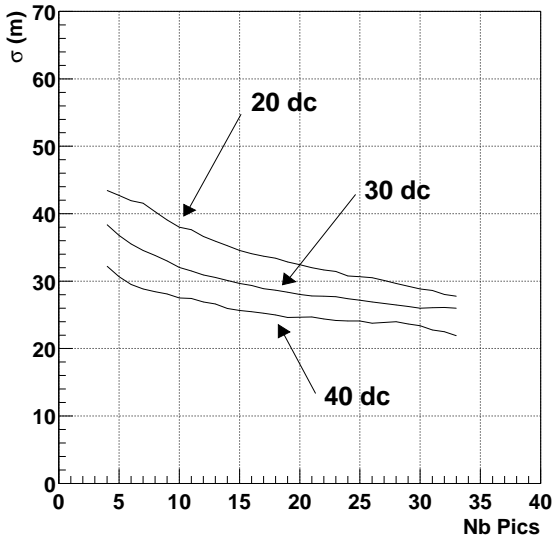


FIG. 9.28: Résolution sur le pied de gerbe, déterminé comme le barycentre de lumière.

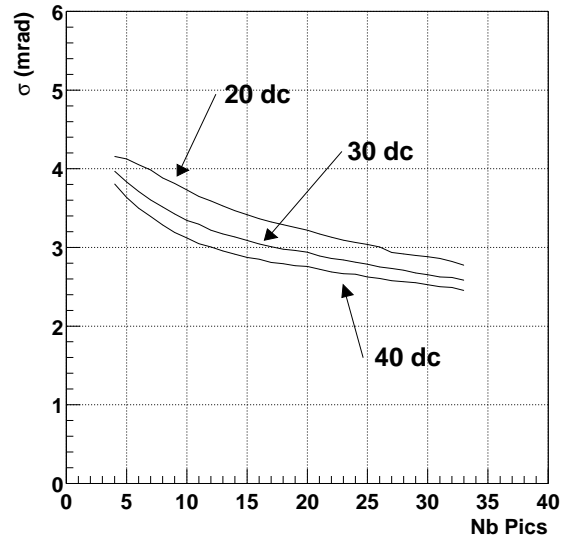


FIG. 9.29: Résolution sur la direction de la gerbe.

### 9.6.2 Réjection hadronique

Si le champ de vue trop limité de CELESTE lisse les fluctuations temporelles des gerbes hadroniques au point de les rendre pratiquement semblables à des gerbes électromagnétiques, la distribution de lumière au sol est moins perturbée et permet une réjection plus efficace. Les simulations présentées au chapitre 4 ont montré que la structure annulaire caractéristique des gerbes électromagnétiques est très difficilement reconnaissable après un champ de vue restreint, mais la distribution de lumière reste plus homogène que dans le cas des protons.

Nous avons étudié au moyen de la simulation différentes caractérisations de cette homogénéité, et présentons ici deux variables permettant une certaine discrimination. De façon à comparer quantitativement ces variables, nous définissons un *facteur de qualité*  $Q$ , en fonction des proportions de  $\gamma$  et de protons conservés  $\text{eff}_\gamma$  et  $\text{eff}_{\text{hadrons}}$  par la relation suivante :

$$Q = \frac{\text{eff}_\gamma}{\sqrt{\text{eff}_{\text{hadrons}}}} \quad (9.18)$$

Ce facteur de qualité représente l'augmentation de significativité (équation 9.1) du signal que l'on peut obtenir en fonction de la coupure.

#### Homogénéité au niveau des voies individuelles

En bonne approximation pour des gerbes initiées par des  $\gamma$ , la densité de lumière au sol est à peu près uniforme sur un disque de 125 m autour du pied de gerbe. Les hadrons produisent une distribution plus hétérogène. Après détermination du point d'impact de la gerbe, on détermine l'écart quadratique moyen  $\sigma$  de cette distribution de lumière par rapport à cette forme de disque, en fonction des amplitudes individuelles  $A_i$  :

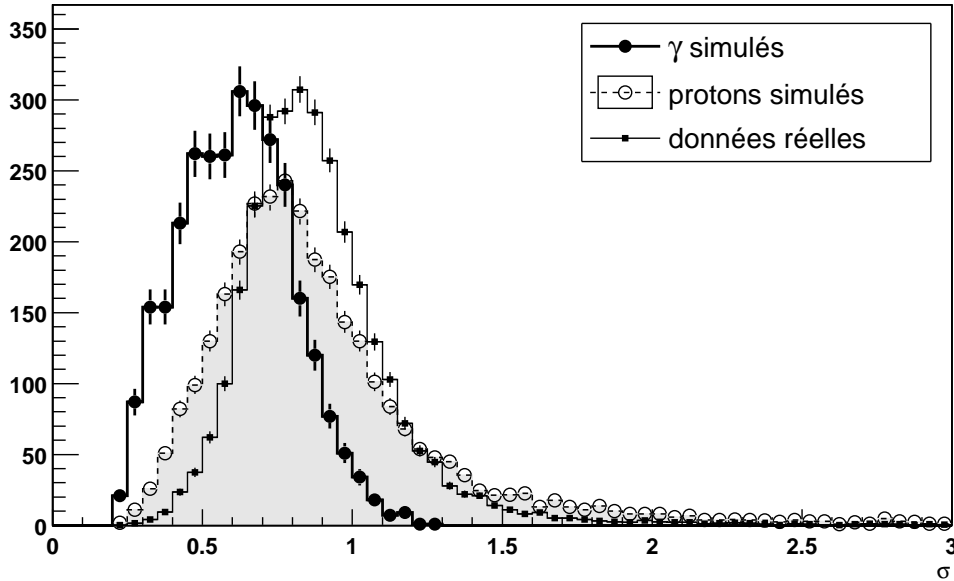


FIG. 9.30: Critère d'homogénéité entre héliostats de la charge collectée au sol, pour des événements simulés ainsi que pour des événements réels du fond hadronique.

$$\sigma = \frac{\sqrt{\langle A_i^2 \rangle_{r \leq 125 \text{ m}} - \langle A_i \rangle_{r \leq 125 \text{ m}}^2}}{\langle A_i \rangle_{r \leq 125 \text{ m}}} \quad (9.19)$$

Les distributions de ce *critère d'homogénéité*, obtenues par simulation de  $\gamma$  et de protons, sont présentées sur la figure 9.30, avec une distribution obtenue sur des données réelles dans les mêmes conditions de pointé (au transit de la Nébuleuse du Crabe).

D'après la simulation, une coupure à  $\sigma \leq 0.6$  permet de rejeter 70% des protons tout en conservant 69% des  $\gamma$ , ce qui permet une augmentation de la significativité du signal d'un facteur  $Q = 1.25$  en moyenne. Cependant, la simulation ne reproduit pas parfaitement la distribution des événements hadroniques réels, qui semble indiquer un potentiel de réjection plus élevé. Cet écart peut être lié à celui observé sur la distribution en nombre de pics, présentée sur la figure 9.19. En l'absence d'information supplémentaire sur les  $\gamma$  réels, l'efficacité d'une telle coupure n'est maîtrisée qu'à un niveau de 20% environ.

### Homogénéité au niveau des groupes de déclenchement

La variable précédente requiert en outre la reconstruction d'un nombre suffisant de pics pour fonctionner. Elle est donc peu efficace à basse énergie, où précisément le signal doit être le plus fort. Le facteur de qualité, qui n'est que  $Q = 1.25$  en moyenne sur un spectre, atteint 2 si l'on sélectionne les événements contenant une charge totale de plus de 800  $\gamma_e$ , ce qui correspond à peu près à 80 GeV.

De façon à obtenir une meilleure réjection à basse énergie, nous avons construit une variable  $\sigma_{\text{grp}}$  traduisant l'homogénéité ramenée au niveau des différents groupes d'héliostats. Il s'agit de l'écart-type des amplitudes reconstruites sur ces 5 groupes, normalisée à leur valeur moyenne. Les distributions obtenues en simulation ( $\gamma$  et protons) et sur les données réelles sont présentées sur la figure 9.31.

$$\sigma_{\text{grp}} = \frac{\sqrt{\langle A_{\text{grp}}^2 \rangle - \langle A_{\text{grp}} \rangle^2}}{\langle A_{\text{grp}} \rangle} \quad (9.20)$$

Une coupure à  $\sigma_{\text{grp}} \leq 0.25$  permet de conserver 79% des  $\gamma$  tout en rejetant 80% des hadrons, soit un facteur de qualité :

$$Q_{\text{grp}} = 1.75 \quad (9.21)$$

Par ailleurs, les efficacités obtenues avec les événements réels ou simulés ne diffèrent que de 3%, ce qui en fait une coupure bien contrôlée. L'efficacité de cette coupure s'améliore légèrement avec l'énergie.

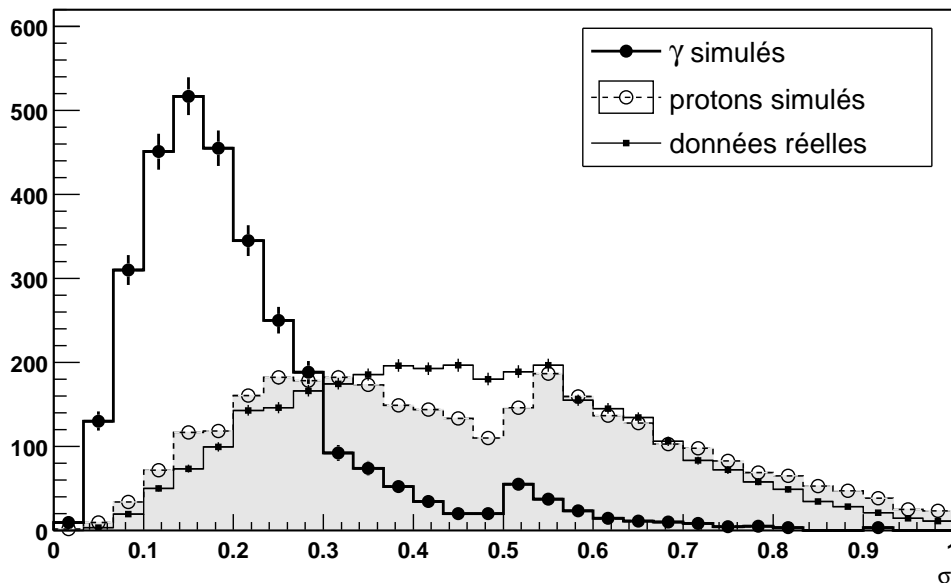


FIG. 9.31: Critère d'homogénéité de la charge entre les groupes.

## 9.7 Reconstruction de la direction

L'axe de la gerbe est déterminé comme la droite reliant le maximum de gerbe et le pied de gerbe. D'après les résolutions obtenues sur ces derniers, on attend une résolution gaussienne d'écart-type 3.5 mrad pour un pointé à 11 km, soit environ un tiers du champ de vue aux  $\gamma$ .

La figure 9.29 montre la résolution ainsi obtenue, en fonction de l'amplitude minimale des pics dans les données Flash ADC et en fonction de leur nombre. Cette résolution reste un facteur 2 en dessous de la valeur annoncée dans la proposition d'expérience, mais elle permet tout de même d'envisager une séparation des événements hadroniques (diffus) sur la base de leur direction reconstruite.

### 9.7.1 Direction reconstruite et réjection hadronique

Le champ de vue pour les hadrons dépasse 10 mrad de demi-angle à mi-hauteur (figure 7.13, page 171), mais ces derniers sont reconstruits comme s'ils venaient de la direction de pointé, avec une largeur (écart-type) de 4 mrad environ. La figure 9.32 compare les directions reconstruites

$\theta$  des  $\gamma$  et des hadrons, simulés au transit de la Nébuleuse du Crabe. Si distribution pour les  $\gamma$  est compatible avec une résolution gaussienne de largeur 3 mrad, celle pour les hadrons est plus large, mais seulement d'un milliradian. Le facteur de qualité d'une coupure en  $\theta$  ne dépasse pas 1.2.

Ce *mimétisme* des hadrons est en grande partie lié au faible champ de vue du télescope, il en résulte que seule une petite fraction des gerbes est vue, et en particulier que l'on observe bien souvent qu'une sous-gerbe des grandes gerbes hadroniques. Par ailleurs, le système de déclenchement favorise les gerbes sphériques et centrées dans le champ de vue.

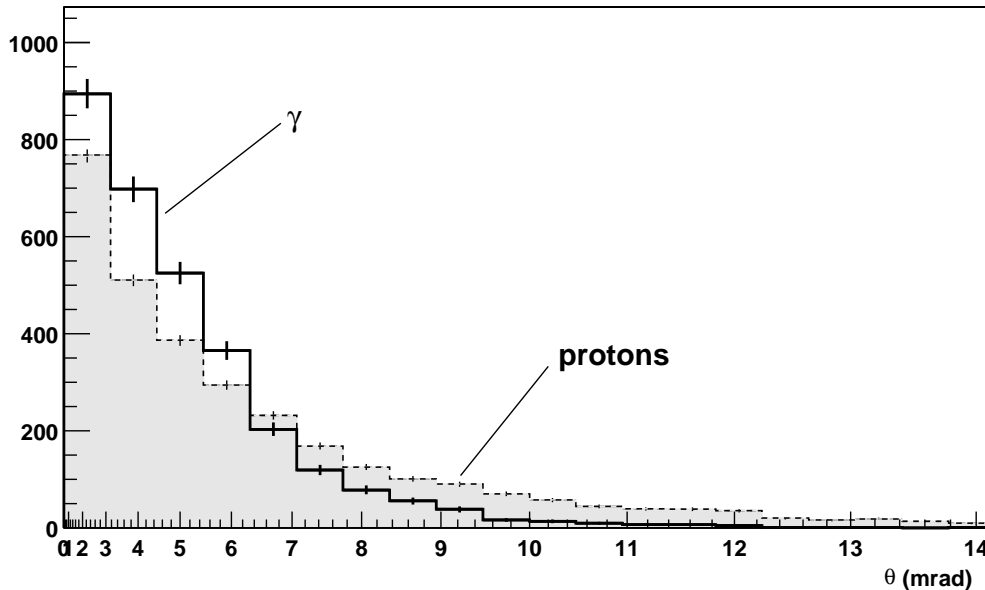


FIG. 9.32: Distribution des directions reconstruites, pour des  $\gamma$  simulés sur axe, au transit de la Nébuleuse du Crabe, et pour des protons simulés sur une ouverture angulaire de 30 mrad. Seuls les événements passant les coupures standard de reconstruction ont été conservés.

La figure 9.33 montre que la distribution en  $\theta$  est légèrement plus pointue au zénith qu'au transit du crabe, ce qui est probablement dû à une meilleure précision sur le pied de gerbe.

## 9.8 Reconstruction de l'énergie

### 9.8.1 Estimateur rudimentaire

A l'heure actuelle, la seule estimation de l'énergie de primaire est la charge totale recueillie sur les héliostats. En première approximation, cette charge est proportionnelle - en moyenne - à l'énergie du primaire, comme indiqué sur la figure 9.34 : l'histogramme présenté donne pour chaque domaine d'énergie la valeur moyenne de la charge par héliostat. Les barres d'erreurs correspondent à la largeur de la distribution en charge pour chaque énergie<sup>8</sup>.

L'ajustement linéaire représenté sur la figure permet d'obtenir la relation entre la charge par héliostat  $q_e$  (en photoélectrons par héliostat) et l'énergie moyenne du primaire  $E$  :

$$E \text{ (GeV)} \approx 9.8 \times q_e \text{ (photoélectrons/héliostat)} \quad (9.22)$$

<sup>8</sup>Ce type de représentation est couramment appelé *profil*.

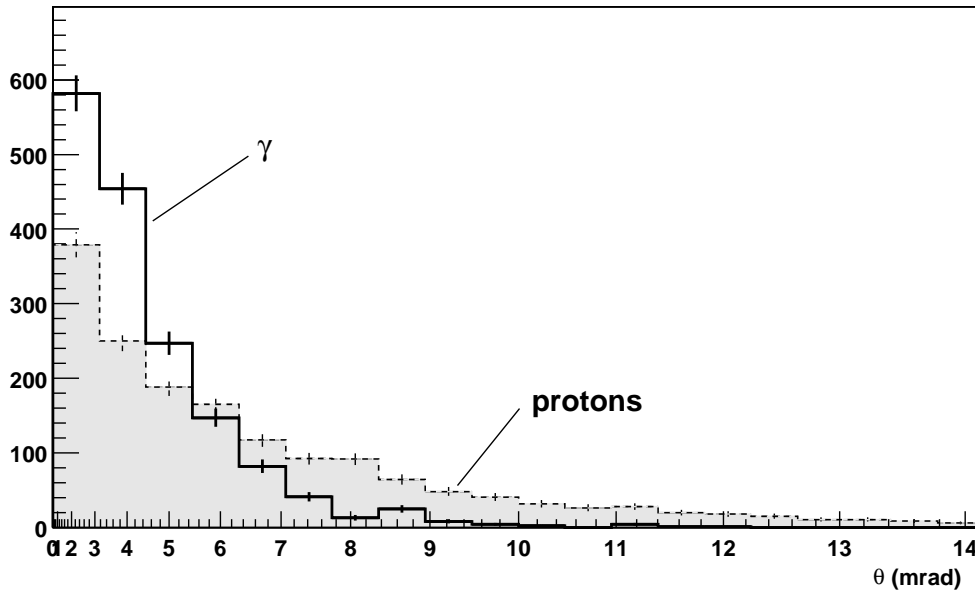


FIG. 9.33: *Idem à 9.32, mais pour un pointé au zénith.*

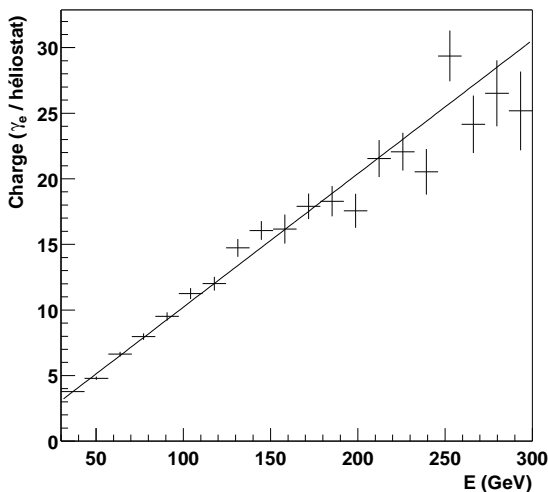


FIG. 9.34: *Relation entre charge moyenne par héliostat et énergie du primaire. Distribution calculée sur une simulation au transit de la Nébuleuse du Crabe.*

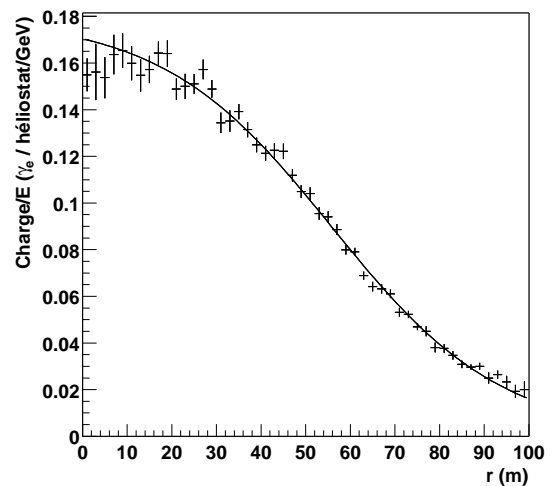


FIG. 9.35: *Facteur de proportionnalité entre charge et énergie du primaire, en fonction de la position du pied de gerbe.*

## 9.8.2 Dépendance en pied de gerbe

L'augmentation de la surface effective en fonction de l'énergie (figure 7.9, page 168) biaise la relation entre la charge et l'énergie, au point de la rendre non univoque : au fur et à mesure que l'énergie augmente, le détecteur accepte des événements tombant de plus en plus loin de son centre, pour lesquels il reçoit proportionnellement de moins en moins de lumière. La détermination de la charge ne suffit donc pas à estimer l'énergie, mais ne peut en donner au contraire qu'une limite supérieure. Une reconstruction plus précise de l'énergie doit donc faire intervenir la position du pied de gerbe.

La figure 9.35 montre l'évolution du rapport entre charge et énergie, en fonction de la distance du pied de gerbe au centre du champ. Au fur et à mesure que le pied de gerbe s'éloigne

du centre du champ, la charge collectée pour une même énergie décroît.

On peut paramétrer ce rapport sous la forme d'une fonction de *Fermi* :

$$\frac{q_e}{E} = \frac{A}{1 + e^{\frac{r-r_0}{\sigma_r}}} \quad (9.23)$$

L'ajustement représenté sur la figure 9.35 permet d'obtenir les valeurs :

$$\begin{aligned} r_0 &= (56 \pm 1) \text{ m} \\ \sigma_r &= (19 \pm 1) \text{ m} \end{aligned}$$

Il s'est avéré que la valeur de  $A$  dépend de l'énergie. Une paramétrisation plus complète donne la relation entre l'énergie estimée  $E$ , la charge collectée  $q_e$  et le nombre d'héliostats  $N = 40$  :

$$E = \left( \frac{q_{\text{corr}}(r)}{0.034 \times N} \right)^{0.74 \pm 0.01} \quad \text{avec} \quad q_{\text{corr}} = \frac{q_e}{1 + e^{\frac{r-r_0}{\sigma_r}}} \quad (9.24)$$

L'exposant 0.74 traduit le fait qu'à mesure que l'énergie du primaire augmente, les gerbes pénètrent plus profondément dans l'atmosphère et émettent de la lumière de plus en plus bas. L'efficacité de production de lumière Čerenkov croissant à basse altitude (équation 1.9, page 12), les gerbes de plus haute énergie émettent comparativement plus de lumière que les gerbes de basse énergie. En première approximation, la relation entre charge et énergie du primaire peut être paramétrée par une loi de puissance sous la forme  $q_e \approx E^{1.3 \pm 0.1}$  [86, page 86], compatible avec la relation 9.24.

La relation linéaire 9.23 peut alors s'interpréter comme le résultat d'une compensation de cette loi de puissance par l'augmentation de la surface effective avec l'énergie : les gerbes de plus haute énergie émettent proportionnellement plus de lumière que celles de basse énergie, mais le détecteur accepte également plus de gerbes périphériques, pour lesquelles la fraction de lumière collectée est plus faible.

### 9.8.3 Résolution en énergie

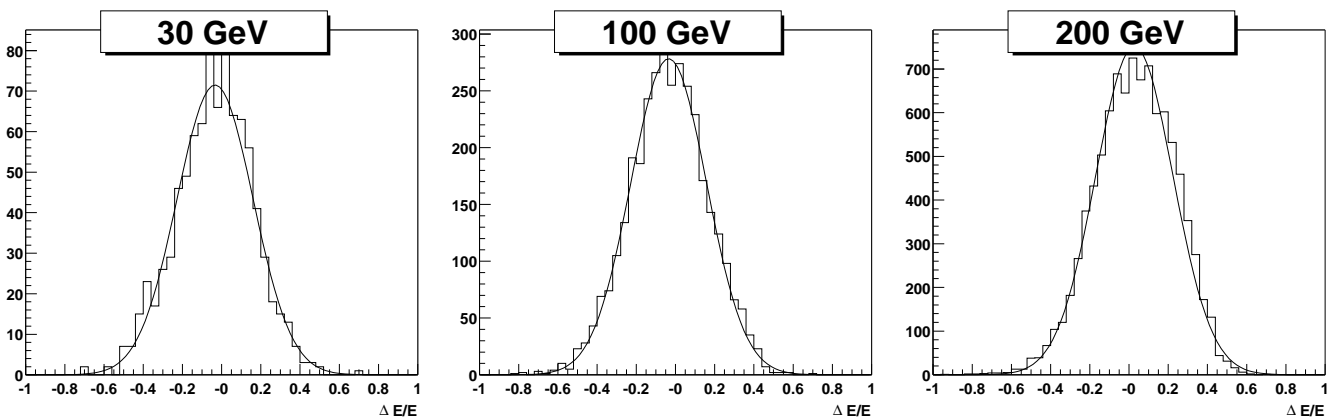


FIG. 9.36: *Ecart relatif entre énergie réelle et énergie reconstruite par l'équation 9.24, pour quatre énergies de primaire. Simulation réalisée au zénith.*

La résolution intrinsèque en énergie de CELESTE, si l'on suppose connu le pied de gerbe, est pratiquement indépendante de l'énergie. La figure 9.36 montre en effet que l'écart relatif

entre l'énergie réelle et l'énergie reconstruite à l'aide de la relation 9.24 suit une distribution gaussienne, de largeur  $\sigma = 20\%$ , et dont la valeur moyenne est biaisée de moins de 5%.

Dans la pratique, la position du pied de gerbe est mal évaluée, la résolution étant d'environ  $\sigma = 35$  m. Il en résulte une incertitude supplémentaire

$$\frac{\Delta q_{\text{corr}}}{q_{\text{corr}}} = \frac{\Delta r}{\sigma_r} \frac{e^{\frac{r-r_0}{\sigma_r}}}{1 + e^{\frac{r-r_0}{\sigma_r}}} \quad (9.25)$$

La figure 9.37 donne la résolution finale en énergie, prenant en compte la résolution intrinsèque (supposant que l'on connaît le pied de gerbe) ainsi que la résolution sur la position du pied de gerbe. Cette résolution atteint 100% dès 60 m, ce qui implique qu'une estimation fiable de l'énergie ne pourra être obtenue que pour les événements centraux. Cette rapide dégradation de la résolution en fonction de la distance est un handicap sérieux à une inter-calibration CAT/CELESTE, car les événements communs sont majoritairement situés à une distance de 80 m du centre du champ, là où la résolution de CELESTE se dégrade fortement.

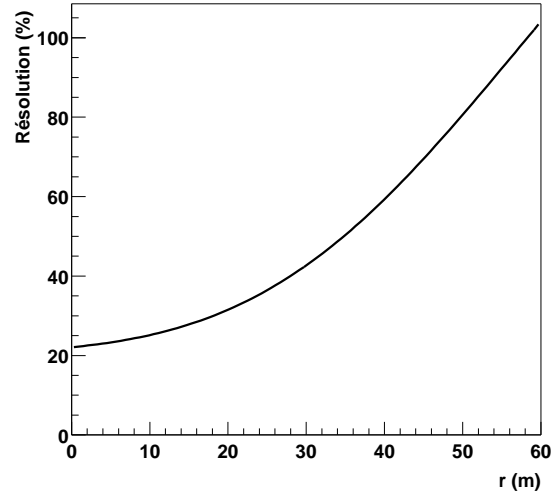


FIG. 9.37: Résolution en énergie, en fonction de la position du pied de gerbe. Cette résolution prend en compte la résolution intrinsèque ainsi que la résolution sur le pied de gerbe.

## Conclusion

Les bonnes performances temporelles du détecteur permettent d'ores et déjà d'obtenir une résolution de l'ordre de 15 m sur la position du maximum de gerbe, à une altitude de 11 km. Cette résolution sera peut-être améliorée avec la correction des problèmes de synchronisation des Flash ADC, bien qu'elle soit déjà très proche de la dimension latérale des gerbes électromagnétiques de basse énergie, telle que déterminée au chapitre 4 (page 92).

La mauvaise résolution sur le pied de gerbe constitue actuellement le facteur limitant, tant pour la résolution angulaire que pour la résolution en énergie. Cette résolution serait certainement améliorée par l'augmentation du nombre d'héliostats, et peut-être aussi par la mise en place de stratégies de visée différentes.

Nous obtenons actuellement une résolution angulaire de l'ordre de 3 mrad, soit un facteur 2 en dessous de la valeur annoncée dans la proposition d'expérience. Cette résolution constitue néanmoins un résultat encourageant, qui permet d'ores et déjà à CELESTE, comme nous allons le voir aux chapitres suivants, d'obtenir des premiers résultats positifs d'observation.

# Chapitre 10

## Observation conjointe CAT/CELESTE

Les deux expériences CAT et CELESTE étant situées sur le même site ont accès en partie aux mêmes gerbes. Comme elles disposent toutes deux d'une datation des événements par une horloge GPS, il est possible de déterminer parmi les événements vus par l'une des expériences ceux qui sont également vus par l'autre.

Au cours de ce chapitre, nous présentons les observations menées conjointement par CAT et CELESTE. L'analyse des événements communs permet de confirmer l'efficacité de déclenchement de CELESTE, ainsi que sa capacité de réjection hadronique et surtout muonique. L'observation d'un signal de la nébuleuse du Crabe et du Blazar Mrk 421 pendant une période d'activité de ce dernier montre en outre la sensibilité de CELESTE aux  $\gamma$ , et permet de valider au moins partiellement la simulation du détecteur.

L'analyse des données communes permet enfin d'extraire un lot d'événements composés pour moitié de  $\gamma$ , qui va nous permettre de soumettre l'analyse de CELESTE à des tests précis.

### 10.1 Méthodologie

#### 10.1.1 Recherche d'événements communs

En utilisant la datation GPS des événements, fournie par les deux expériences, nous avons recherché les coïncidences temporelles à l'intérieur d'une fenêtre de largeur  $1 \mu\text{s}$  et pour un décalage temporel variable. La figure 10.1 donne ainsi, en fonction du décalage imposé, le nombre total d'événements d'une paire CAT-CELESTE satisfaisant cette condition de coïncidence.

Pour un décalage arbitraire et un taux de comptage de  $f \approx 20 \text{ Hz}$ , le nombre attendu de coïncidences fortuites pendant un temps  $T$  vaut (en fonction de la largeur de porte  $\tau = 1 \mu\text{s}$ ) :  $2 \times (f \times T) \times (f \times \tau)$ , ce qui donne en moyenne deux coïncidences fortuites par demi-heure. Cette estimation est correctement reproduite par les données, où l'on trouve au maximum 3 coïncidences fortuites (pour

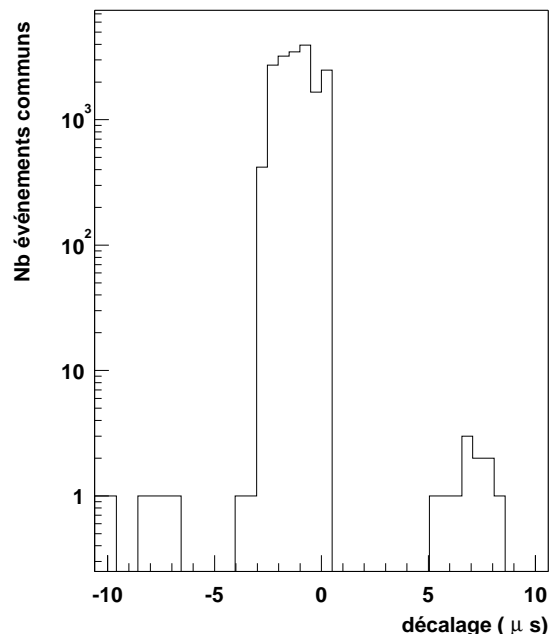


FIG. 10.1: Nombre d'événements communs en fonction du décalage de la fenêtre de coïncidence entre CAT et CELESTE.



un décalage de  $7 \mu\text{s}$ ) et une moyenne sensiblement égale à 1.

Les événements communs sont caractérisés par un décalage de  $-1 \mu\text{s}$  à  $-2 \mu\text{s}$  (CAT déclenchant en avance sur CELESTE, pour qui le signal Čerenkov doit remonter du champ d'héliostats jusqu'en haut de la tour). Leur nombre dépasse 3000, et représente dans des conditions normales environ 20% des événements de CELESTE, pour près de 30% des événements de CAT.

La largeur de cette distribution indique que la précision de datation des événements est de l'ordre de la microseconde, et l'absence de dérive de l'écart CAT-CELESTE est également conforme aux spécifications des horloges GPS.

Une procédure automatisée de recherche d'événements communs a donc été mise en place, rendant accessible aux deux collaborations la liste des événements communs, nuit après nuit. Cette recherche se fait avec une largeur de fenêtre de coïncidence de  $5 \mu\text{s}$ , de façon à intégrer toute la distribution de la figure 10.1.

### 10.1.2 Procédure d'analyse des images

Les événements communs ont été analysés du point de vue de CAT, la condition de déclenchement de CELESTE faisant office d'étiquetage. L'analyse des imageurs repose sur l'ajustement d'une ellipse de lumière sur l'image de la gerbe dans la caméra.

Rappelons tout d'abord la définition des paramètres développés initialement par Michael Hillas pour l'analyse des données du Télescope Whipple, et représentés sur la figure 10.2 :

- ⊙  $d$  est la distance (angulaire) entre le barycentre de l'image et le centre de la caméra ;
- ⊙  $l$  est la largeur de l'image ;
- ⊙  $L$  est sa longueur ;
- ⊙  $\alpha$  est l'angle entre l'axe principal de l'image et l'axe reliant le centre de la caméra au barycentre de l'image.

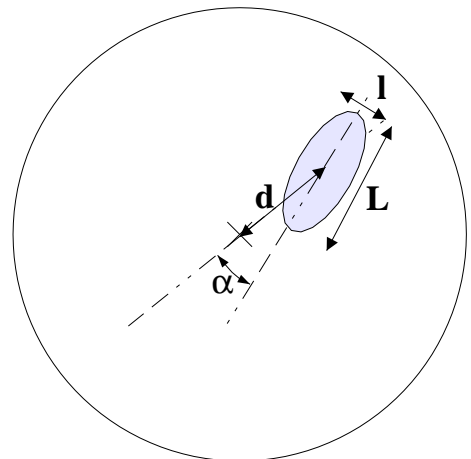


FIG. 10.2: Définition des paramètres de Hillas pour une image de gerbe dans la caméra d'un imageur.

Les trois premiers paramètres sont en général combinés et utilisés comme critère de forme de l'image, sous la forme d'un  $\chi^2$  qui permet de rejeter une partie des gerbes hadroniques et des anneaux de muons. Le dernier,  $\alpha$ , permet de mettre en évidence un signal, les gerbes de  $\gamma$  en provenance de la source devant pointer vers le centre de la caméra, qui est le point image de la source visée.

Dans le cas de CAT, un modèle analytique [59] mettant à profit la finesse des images permet, en fonction de la géométrie de celle ellipse et de la distribution de lumière le long de son grand axe notamment, de déduire l'énergie, la direction et le point d'impact de la gerbe. Cette méthode permet en outre de différencier le côté de l'ellipse provenant du bas de la gerbe de celui provenant de l'émission à plus haute altitude, de sorte que l'angle  $\alpha$  est ainsi défini entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$ , alors que pour les analyses plus conventionnelles, il n'est défini que de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ .

## 10.2 Détection de la Nébuleuse du Crabe et du Blazar Mrk 421

### 10.2.1 Signal de la Nébuleuse du Crabe

Entre novembre 1999 et janvier 2000, nous disposons de 13 heures de données conjointes CAT/CELESTE sur la nébuleuse du Crabe, dans de bonnes conditions de fonctionnement de CELESTE, et un peu plus de 9 heures de données *OFF*, permettant une soustraction statistique du bruit de fond hadronique. Ces données ont été prises à des angles zénithaux compris entre  $20^\circ$  et  $30^\circ$ , dans une plage de plus ou moins deux heures autour du transit de la source.

### Nébuleuse du Crabe

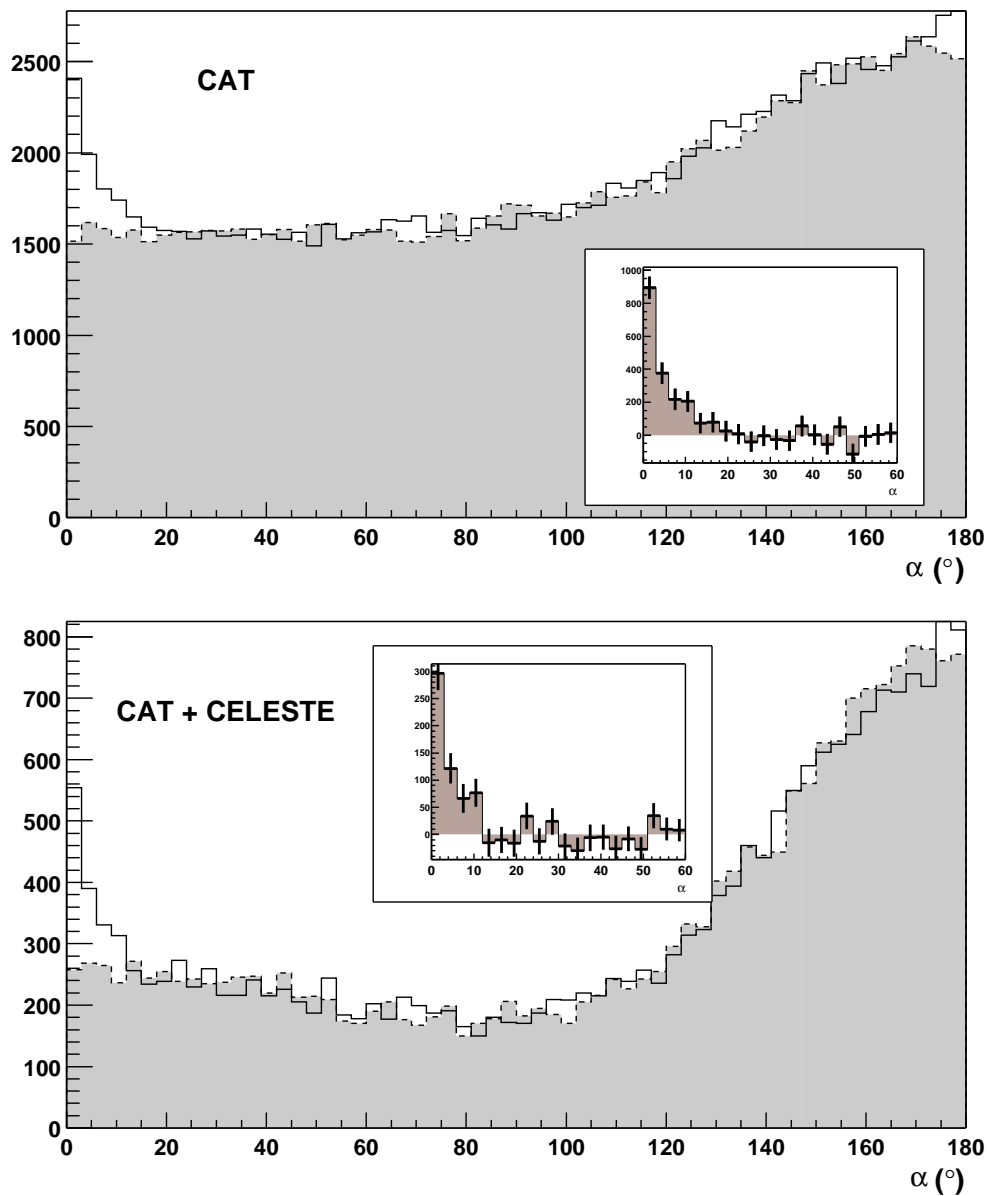


FIG. 10.3: Signal sur la nébuleuse du Crabe, obtenu avec l'analyse standard de CAT, pour les gerbes vues par CAT en haut et pour celles vues par les deux expérience CAT et CELESTE en bas. Voir texte pour une description plus détaillée.

Ces données permettent de mettre en évidence un signal clair de la nébuleuse du Crabe, présenté sur la figure 10.3 : les deux histogrammes représentés en haut sont les distributions de l'angle d'orientation des gerbes,  $\alpha$ , dans le plan de la caméra de CAT. Le trait plein correspond aux données prises en pointé sur la source, alors que l'histogramme en pointillé correspond à un dépointé de  $7^\circ$  environ, renormalisé sur la partie comprise entre  $20^\circ$  et  $120^\circ$  de façon à tenir compte de la différence de temps de prise de données. Le signal de la nébuleuse du Crabe est, comme il se doit pour les imageurs, localisé à petit  $\alpha$ , signifiant un bon alignement des gerbes sur la direction de visée. Pour  $\alpha \leq 6^\circ$ , il y a un excès constitué de **1268**  $\gamma$  pour environ 3000 événements de fond hadronique, soit un rapport signal sur fond de 0.4 et une significativité totale de  $14.6 \sigma$ . Ces histogrammes ont été réalisés après l'analyse *standard* de CAT, c'est à dire en ne gardant que les événements de charge totale supérieure à  $30 \gamma_e$  et de probabilité de  $\chi^2$  de l'analyse de forme supérieure à 0.35.

En imposant que CELESTE ait également vu ces gerbes, et sans aucune autre condition supplémentaire, on obtient les histogrammes représentés en dessous. Si le nombre de  $\gamma$  a chuté d'un facteur 3 (il en reste **418** pour  $\alpha \leq 6^\circ$ ), le fond hadronique et muonique a été diminué d'un facteur 6 par la condition de déclenchement de CELESTE. Malgré une baisse de la significativité totale à  $11 \sigma$ , due à une diminution de la statistique, le rapport signal sur fond a été enrichi d'un facteur 2, pour atteindre 0.8 pour  $\alpha \leq 6^\circ$ , et même dépasser 1.1 dans le premier intervalle ( $\alpha \leq 3^\circ$ ) de l'histogramme.

On dispose ainsi d'un lot d'événements, contenant environ 44% de  $\gamma$  (sélectionnés par  $\alpha \leq 6^\circ$ ), qui peut être utilisé pour vérifier la simulation et pour tester les analyses.

### 10.2.2 Signal de Markarian 421

Au cours de la nuit du 11 au 12 Janvier 2000, CAT a détecté une activité élevée du blazar Markarian 421 (Mrk 421), à un niveau de 2 fois l'émission de la nébuleuse du Crabe. CELESTE observant conjointement cette source, nous avons étudié les événements communs avec les mêmes sélections que pour le signal de la Nébuleuse du Crabe.

La figure 10.4 montre les distributions de l'angle  $\alpha$  obtenues pour une heure et quarante minutes de données sur la source, et seulement cinquante minutes hors sources, pour CAT seulement en haut et avec la condition de déclenchement de CELESTE en bas. La sélection des événements communs produit le même effet de diminution relative du fond que précédemment, mais cette fois ci, CELESTE permet en outre d'augmenter la significativité du signal pour  $\alpha < 3^\circ$ , qui passe de  $5.5 \sigma$  dans les données de CAT à  $6.3 \sigma$  dans les événements communs.

## 10.3 Surface effective aux $\gamma$

### 10.3.1 Estimation de l'acceptance

Les quelques 418  $\gamma$  détectés sur la Nébuleuse du Crabe ont été étudiés plus en détail. La figure 10.5 représente la distribution de distance des pieds de gerbes reconstruits, après soustraction du fond. L'histogramme du haut, réalisé à partir des événements déclenchant CAT, exhibe une structure à deux maxima due à un artefact de reconstruction de CAT, sur lequel nous reviendrons plus loin. Le déficit à petite distance est quant à lui une conséquence de l'aspect plutôt circulaire des images des gerbes tombant près du télescope : l'algorithme de reconstruction d'une ellipse perd alors en sensibilité sur l'angle d'orientation de cette dernière,  $\alpha$  ; la sélection en probabilité de  $\chi^2$  dépeuple alors la région centrale. Ce point sera précisé sur des simulations décrites ci-après.

## Mrk 421, nuit du 11-12 Janvier 2000

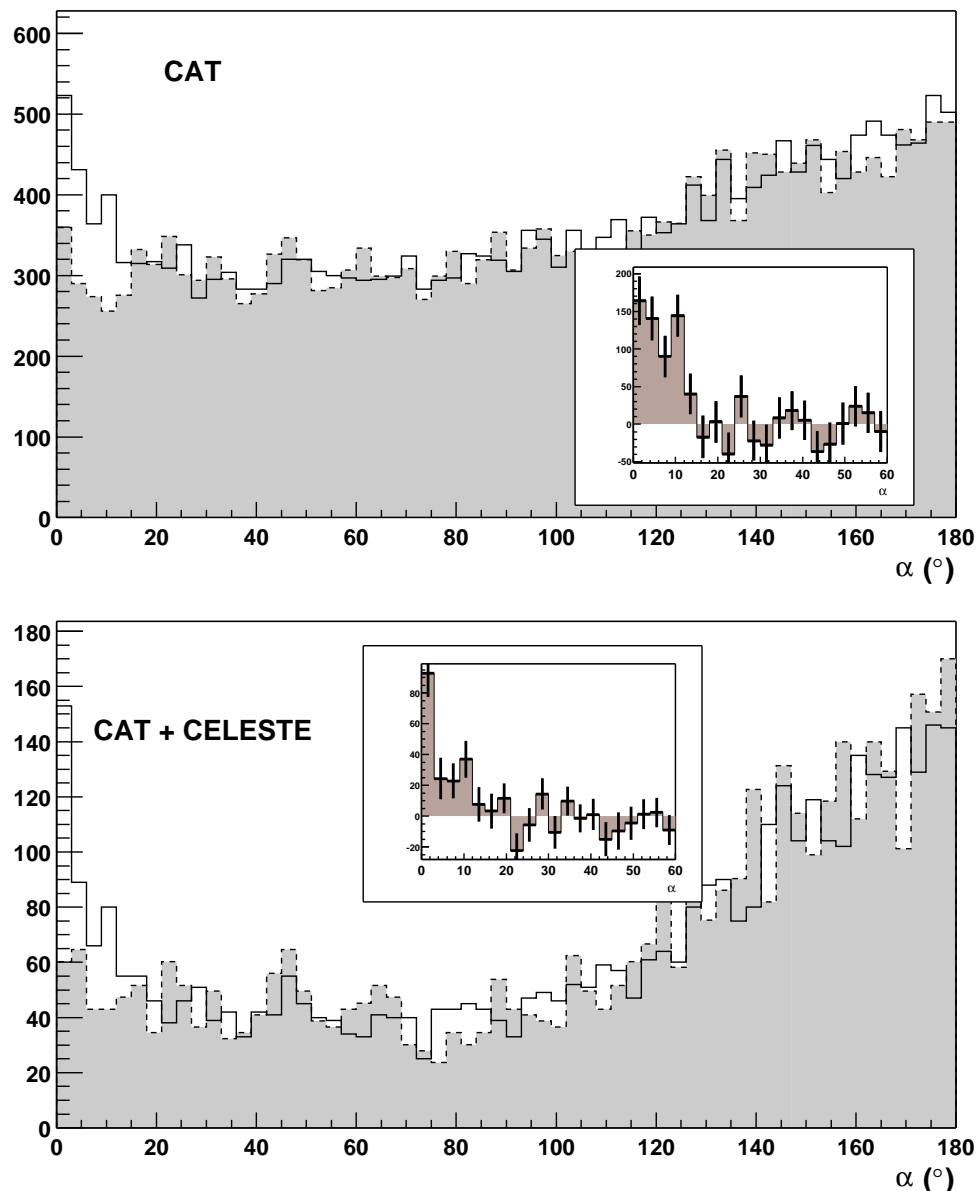


FIG. 10.4: *Idem à 10.3 sur le Blazar Mrk421, mais en 1 h 40 mn de données au cours de la nuit du 11 au 12 janvier 2000.*

L'histogramme placé en dessous représente la même distribution, mais pour les événements déclenchant également CELESTE : la composante à grande distance a totalement disparu, ce qui est en accord avec les estimations de plus faible surface effective pour CELESTE présentées à la page 168.

De façon à comprendre le biais de sélection en pied de gerbe occasionné par la condition de déclenchement des deux expériences, nous avons réalisé en coopération avec Jean Paul Tavernet (LPNHE Paris VII) une simulation conjointe, basée sur le logiciel décrit au chapitre 7. La sortie de la simulation de gerbes a été envoyée simultanément dans la simulation du détecteur de CELESTE et dans celle de CAT. L'analyse de CAT a ensuite été appliquée aux événements déclenchant CAT.

La figure 10.6 représente ainsi la distribution en distance de pied de gerbe *réel* des événements

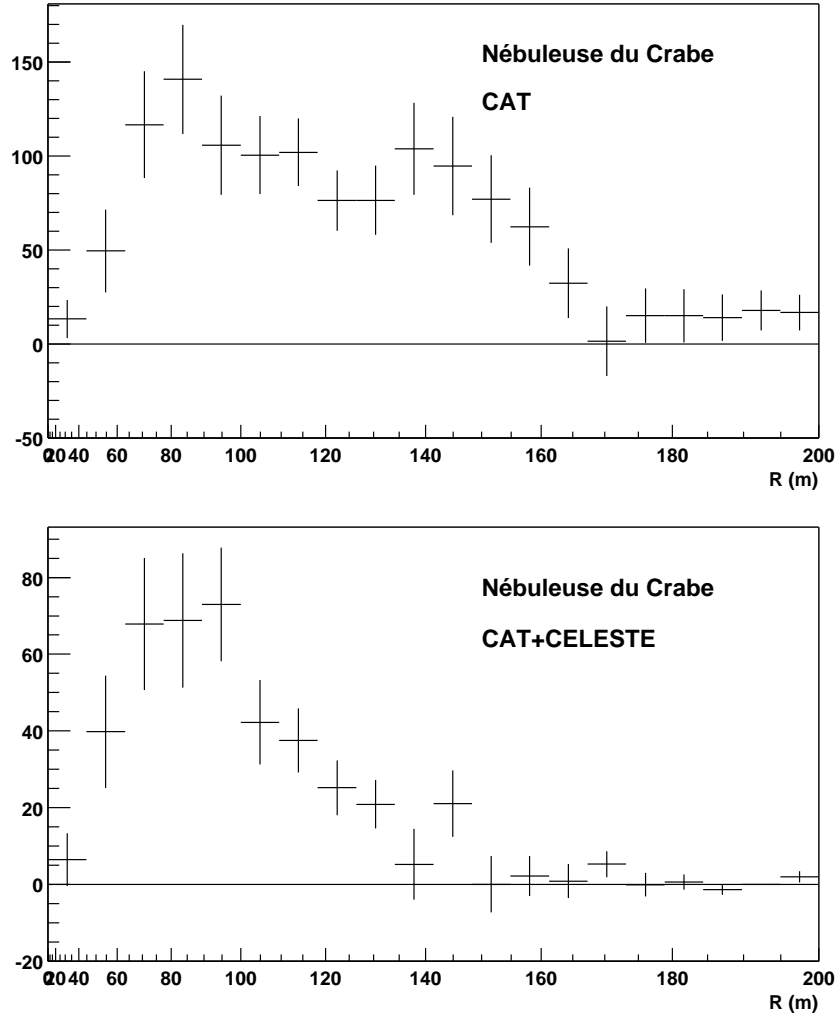


FIG. 10.5: *Distribution des pieds de gerbe reconstruits pour les événements sur la Nébuleuse du Crabe, situés dans le pic en  $\alpha$ , pour CAT seulement (en haut) et pour les événements vus également par CELESTE.*

simulés ayant déclenché CAT ; ainsi que ceux (en pointillé) qui ont déclenché également CELESTE, pour deux majorités différentes (3 groupes sur 5, habituellement utilisée, et 5 groupes sur 5). Cette simulation a été réalisée pour un pointé au transit de la nébuleuse du Crabe, sur un spectre d'indice différentiel 2.0 entre 200 GeV et 10 TeV. Alors que l'acceptance de CAT culmine pour des distances supérieures à 100 m, celle de CELESTE s'effondre dès que l'on dépasse 110 m. Par ailleurs, l'efficacité de déclenchement de CAT diminue pour des petits pieds de gerbe, car l'image dans la caméra devient trop petite pour illuminer suffisamment de secteurs. C'est malheureusement précisément la région où l'efficacité de déclenchement de CELESTE est maximale.

Les coupures utilisées dans l'analyse de CAT, et notamment la coupure en probabilité de  $\chi^2$ , accentue encore ce déficit à petit pied de gerbe, et ce du fait de l'aspect plutôt circulaire des images. Ce point, déjà signalé au paragraphe précédent, est illustré sur la figure 10.7, où le nombre de gerbes analysées à moins de 28 m a chuté de 225 à 4.

L'efficacité de déclenchement commun CAT/CELESTE est maximale dans la région comprise entre 50 m et 100 m, et est limitée vers les petites distances par CAT et vers les grandes distances par CELESTE.

En l'absence de sélection supplémentaire en énergie, la proportion de  $\gamma$  dans les événements

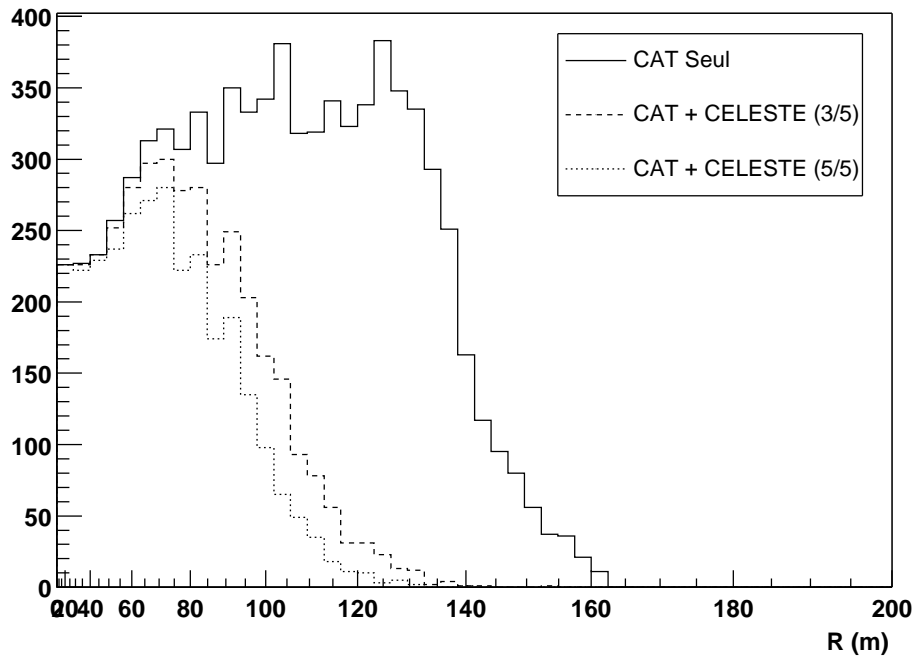


FIG. 10.6: Nombre de déclenchements communs, pour des  $\gamma$  simulés, et en fonction du pied de gerbe réel. Le déficit au voisinage de  $R = 0$  est dû à des événements ne pouvant être détectés ou analysés par CAT.

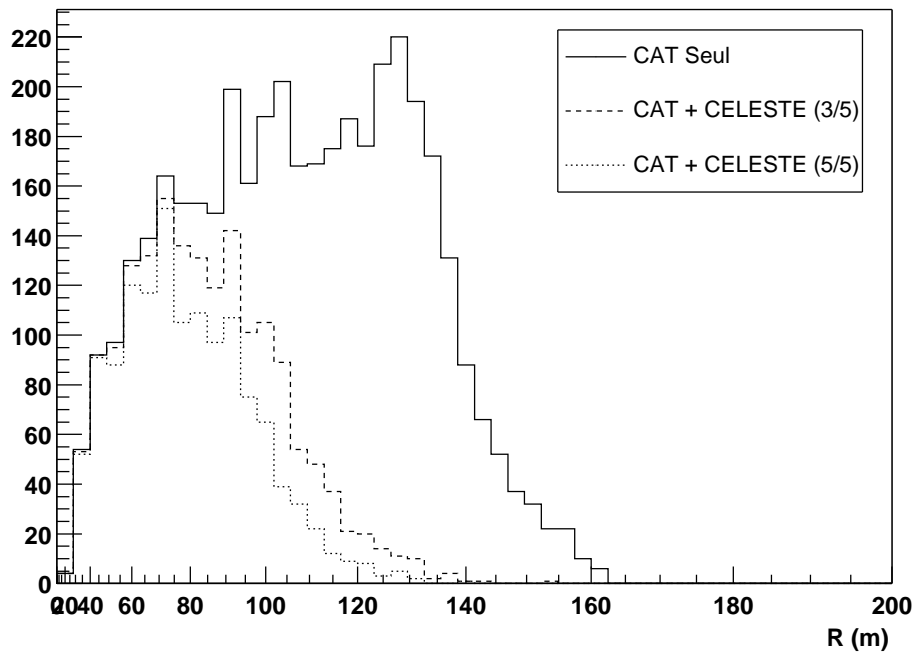


FIG. 10.7: Idem à 10.6 mais pour les événements passant les coupures de forme de l'analyse de CAT.

communs doit chuter d'un facteur égal au rapport des surfaces sous les courbes de la figure 10.7. En l'absence de temps mort, on s'attend ainsi à ce que  $42 \pm 1\%$  des  $\gamma$  vus par CAT soient également détectés par CELESTE. En prenant en compte un temps mort d'acquisition de CELESTE de 20%, le nombre d'événements communs attendu ne représente plus que  $34 \pm 1\%$  des événements, ce qui est parfaitement compatible avec le résultat obtenu sur la nébuleuse du Crabe, où l'on obtient en effet  $418/1468 = 33 \pm 1.5\%$  de  $\gamma$  vus par CELESTE.

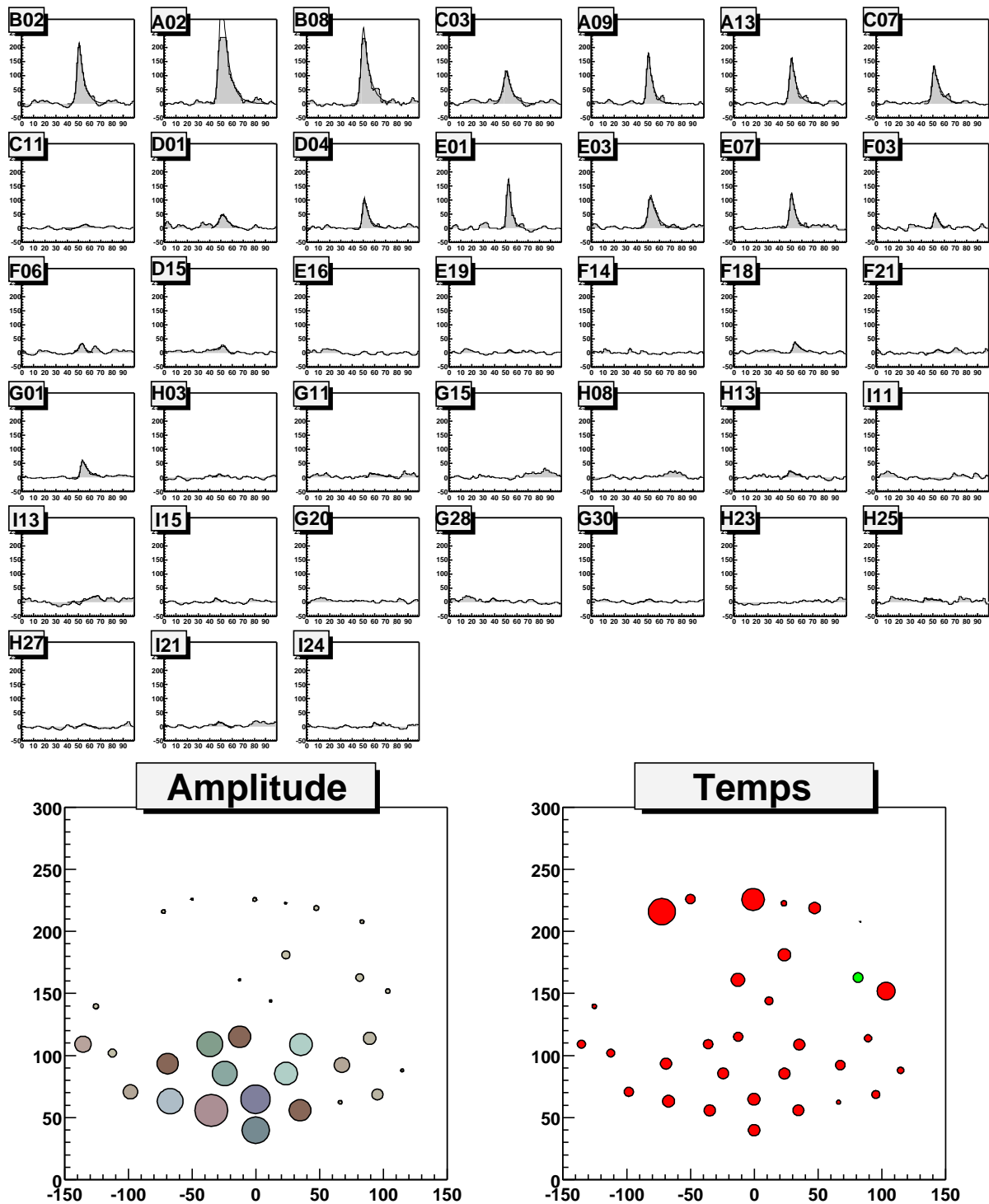


FIG. 10.8: Un événement commun à CAT et CELESTE, désigné comme candidat  $\gamma$  par CAT. Il s'agit d'un pointé sur Mrk 421.

La proportion d'événements de CAT vus par CELESTE s'explique donc simplement en terme de produit des efficacités de collection des deux détecteurs. **Cette étude valide par ailleurs les estimations de surface effective présentées au chapitre 7 et montre que le comportement du détecteur est bien compris, tout au moins au dessus de l'énergie du seuil de déclenchement de CAT.**

### 10.3.2 Distribution en énergie

Nous avons de la même façon étudié la distribution en énergie des événements communs à CAT et CELESTE, en utilisant l'estimation de l'énergie provenant de l'analyse de CAT.

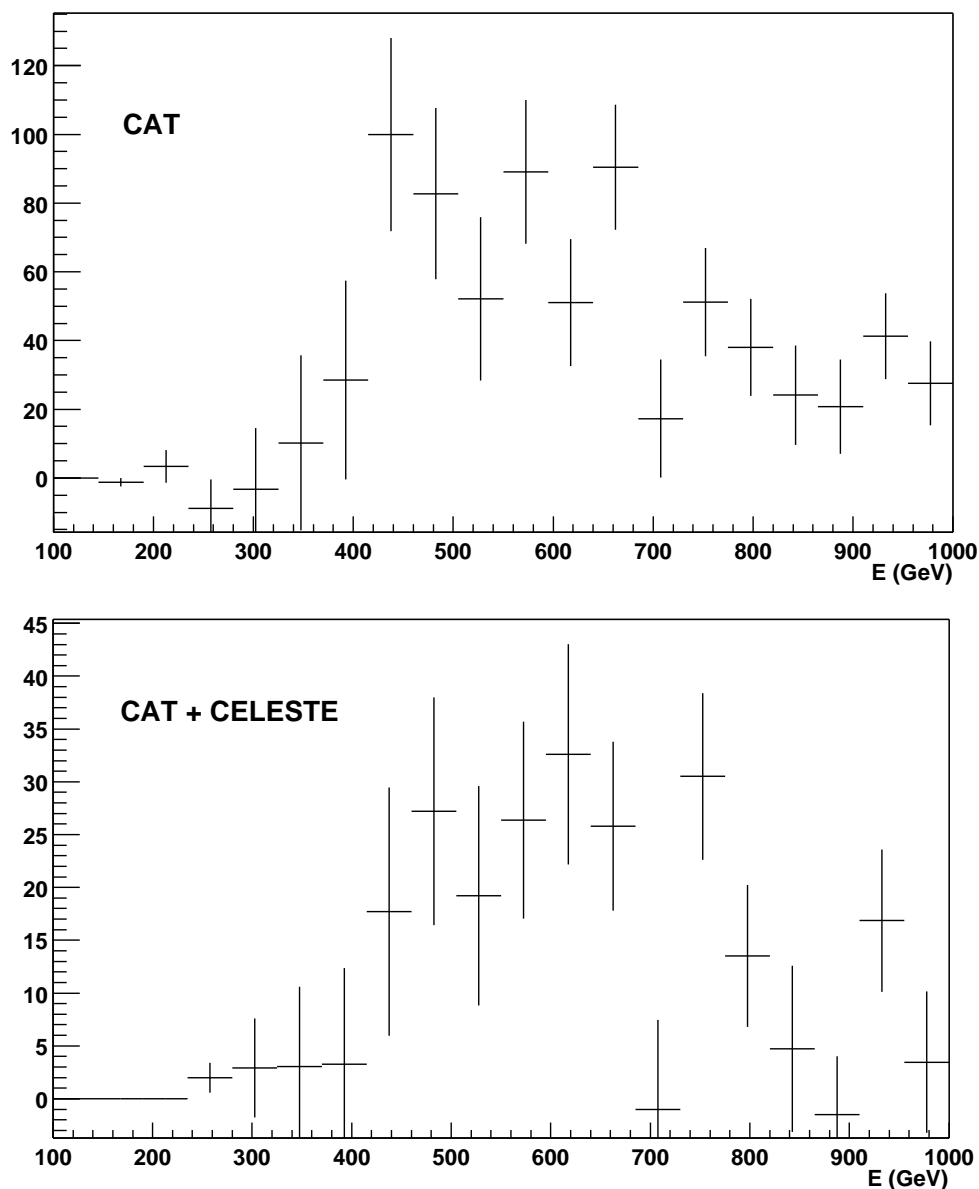


FIG. 10.9: *Energie reconstruite selon CAT pour le signal vu sur la nébuleuse du Crabe en haut, et en se restreignant aux événements vus par CELESTE également en bas.*

La figure 10.9 présente ainsi, pour le signal de la nébuleuse du Crabe, le spectre différentiel des énergies reconstruites par CAT, sans et avec sélection des événements vus également par CELESTE. L'absence de différence majeure entre ces deux distributions montre que la sélection



en énergie est effectuée par la condition de déclenchement de CAT, et que le déclenchement de CELESTE n'apporte pratiquement aucun biais supplémentaire.

Une simulation conjointe, présentée sur la figure 10.10, confirme la forme général du spectre, avec un maximum relativement mal défini et situé entre 400 et 600 GeV en énergie reconstruite. Cette simulation met par ailleurs en évidence un biais de reconstruction en énergie de CAT important, de l'ordre de 40 à 50% vers les plus basses énergies (entre 200 et 400 GeV). Ce biais connu [61, page 114] dès la conception de CAT est dû à un biais de déclenchement favorisant les gerbes émettant relativement plus de lumière pour une même énergie de primaire.

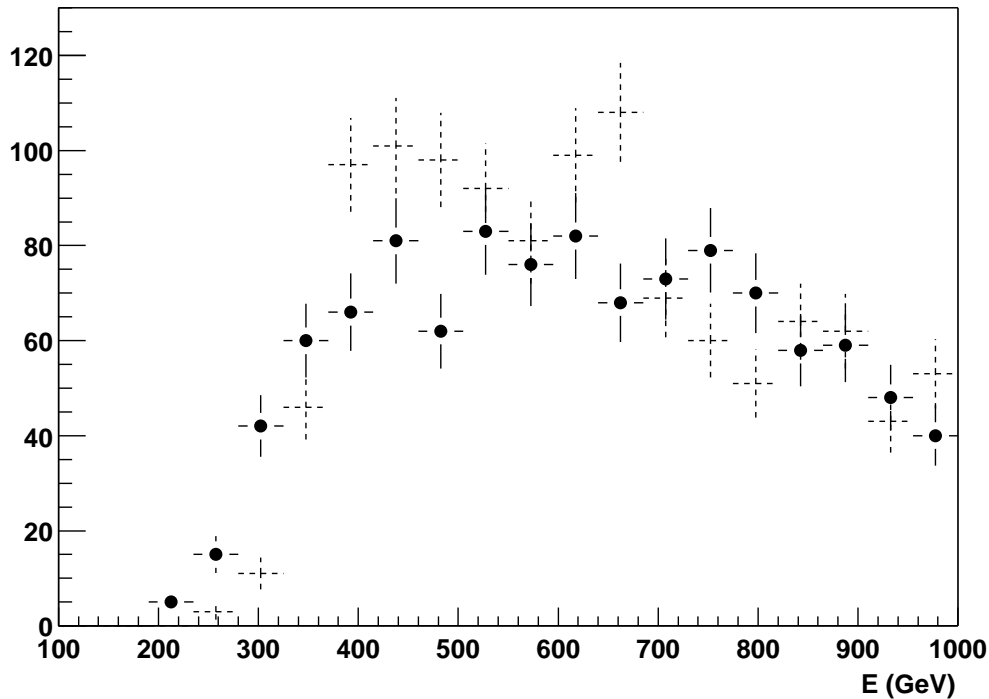


FIG. 10.10: *Energie réelle (cercles) et reconstruite par CAT (traits pointillés) des gerbes simulées, déclenchant à la fois CAT et CELESTE, et passant les coupures d'analyse de CAT.*

## 10.4 Réjection hadronique et muonique

L'analyse des événements communs montre que la condition de déclenchement de CELESTE supprime en moyenne deux fois plus le fond que les événements  $\gamma$ . Ce pouvoir de réjection intrinsèque de la logique de déclenchement de CELESTE concerne essentiellement les muons qui émettent une lumière trop localisée pour être déclencher plusieurs groupes à la fois.

### 10.4.1 Insensibilité aux muons

Les muons constituent une part importante des déclenchements parasites des imageurs. Une estimation récente, réalisée par ciel couvert, indique un taux de déclenchement attribué aux muons voisin de 6 Hz pour CAT, sur un bruit de fond total représentant environ 20 Hz. De plus, ce bruit de fond est en partie irréductible à l'analyse, car les petits arcs de muons sont souvent indiscernables de gerbes électromagnétiques de basse énergie, et ne peuvent être donc rejetés par les coupures de forme.

Frédéric Piron a étudié la façon dont les distributions des *paramètres de Hillas* différaient entre le bruit de fond de CAT et un bruit de fond de gerbes déclenchant à la fois CAT et CELESTE.

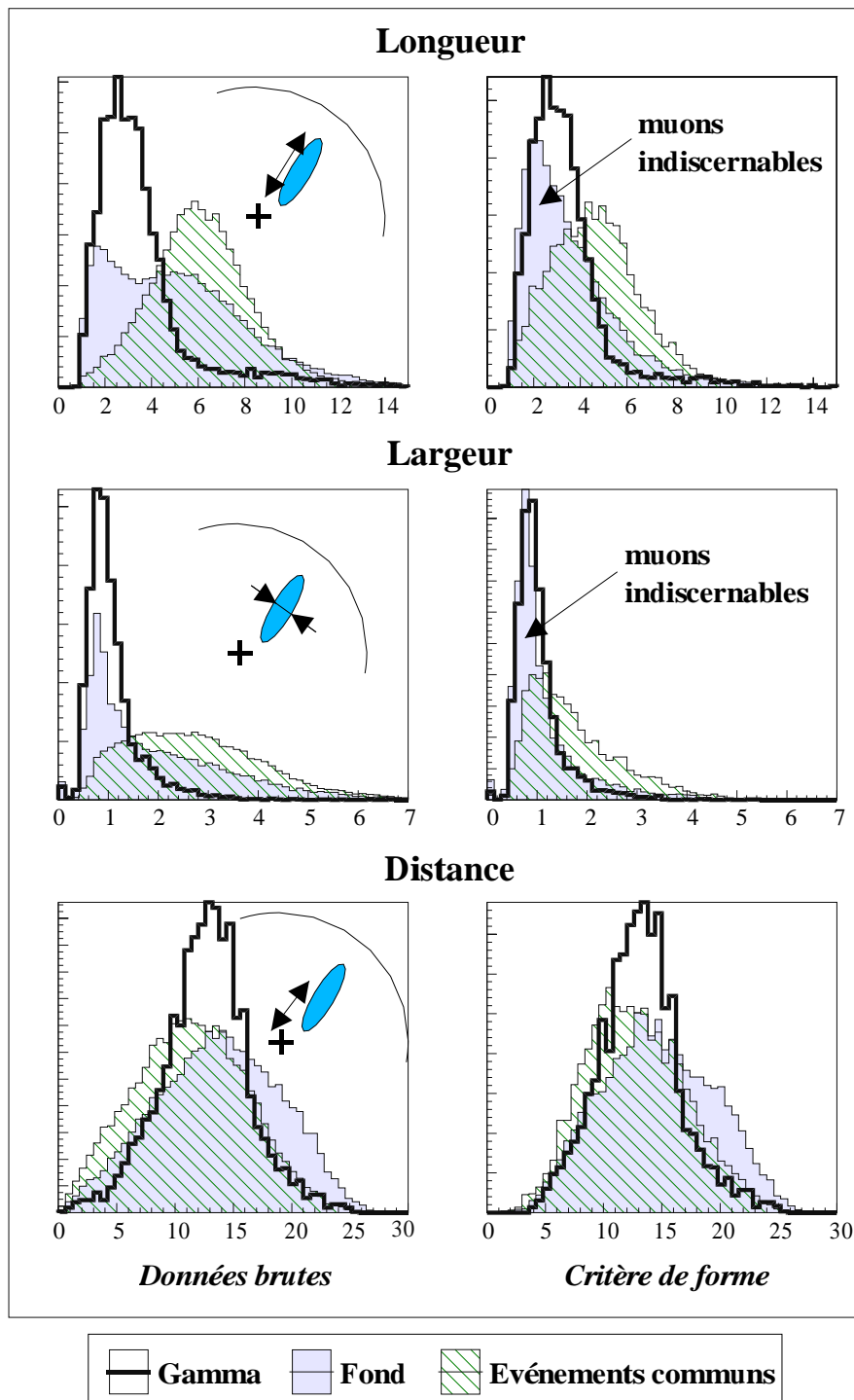


FIG. 10.11: Paramètres de Hillas pour des  $\gamma$ , du fond et des événements communs pris dans le fond. Les histogrammes sont normalisés au même nombre d'événements.

La figure 10.11 donne la distribution de ces paramètres pour trois lots de données :

- ⊙ en trait plein et épais, pour des  $\gamma$  simulés dans la direction de la source visée ;
- ⊙ en histogramme rempli (en bleu ciel) pour des événements réels pour une visée en dehors de la direction de toute source connue ;

- ⊙ et en histogramme hachuré pour des événements de bruit de fond également, mais déclenchant à la fois CAT et CELESTE.

Pour chacun des paramètres *Longueur*, *Largeur* et *Distance*, les distributions correspondant aux trois lots de données sont représentées en superposition, avant et après coupure de forme (respectivement à gauche et à droite). Les coupures de formes utilisées sont les coupures standard de l'analyse de CAT, destinées à réduire le bruit de fond hadronique.

Les distributions de largeur et surtout de longueur pour le fond hadronique exhibent un épaulement aux basses valeurs, épaulement qui survit aux coupures de forme alors que la composante à plus haute valeur est éliminée. Après coupure de forme, ces distributions ressemblent fortement aux distributions obtenues sur des  $\gamma$  simulés ; les événements correspondant sont alors considérés comme des  $\gamma$  par le schéma d'analyse de CAT, et contribuent donc à un bruit de fond qu'on ne peut pas éliminer (sauf en le soustrayant de manière statistique).

Ces événements semblent totalement éliminés par la condition de déclenchement de CELESTE, tant avant qu'après coupure de forme. Il s'agit donc de gerbes dont l'image dans la caméra d'un imageur unique ressemble à l'image d'un  $\gamma$ , alors qu'elles n'illuminent qu'une surface réduite - puisque CELESTE ne déclenche pas dessus.

L'épaulement observé, attribué à des muons isolés, concentre environ 1/3 des événements du fond hadronique, ce qui est compatible avec le taux de déclenchement de CAT mesuré par ciel couvert, voisin de 6 Hz.

La logique de déclenchement de CELESTE, et plus précisément la condition de majorité inter-groupe, a été conçue pour être insensible à ces muons, en requérant l'illumination d'une grande surface par la gerbe. L'analyse des paramètres de Hillas montre que cet objectif est atteint, et permet d'envisager une nouvelle stratégie pour CAT : la profondeur mémoire des Flash ADC est suffisante, et le système de déclenchement de CELESTE permet d'introduire une source de déclenchement extérieur. Il devrait donc être possible, avec de légères modifications et au prix d'une augmentation du temps mort, de lire avec CELESTE les événements observés par CAT, même lorsque CELESTE seul n'aurait pas déclenché. Une stratégie d'observation combinée, actuellement à l'étude, devrait permettre d'augmenter les capacités de réjection de CAT, si possible sans perte de surface sensible.

## 10.4.2 Réjection hadronique supplémentaire

Si la condition de déclenchement de CELESTE diminue fortement de bruit de fond hadronique dans la région  $\alpha \leq 120^\circ$ , les figures 10.3 et 10.4 montrent qu'une population importante, située aux valeurs de  $\alpha$  proches de  $180^\circ$ , résiste mieux au déclenchement de CELESTE, au point de devenir le bruit de fond majoritaire. Bien séparé du signal par la variable  $\alpha$ , ce fond n'est pas vraiment gênant. Les distributions des distances des pieds de gerbe reconstruits, pour ces événements et pour ceux situés à  $\alpha \leq 120^\circ$  sont présentées sur la figure 10.12.

On notera la participation de deux groupes en deçà et au delà de 130 m, déjà signalée à l'occasion de la figure 10.5. Cela provient de la procédure d'ajustement de CAT, qui utilise l'angle d'émission Čerenkov dans le modèle analytique de reconstruction de la gerbe. Or, comme on l'a vu sur la figure 4.23, page 87, la lumière émise dans une grande gamme d'altitude se concentre à une distance de 130 m pour former un anneau de lumière au sol. Lorsque le pied de gerbe tombe au voisinage de cette distance de CAT, la distribution de lumière dans la caméra ne permet plus de déterminer l'altitude d'émission moyenne, ni la position du pied. L'algorithme

de reconstruction, en situation instable, diverge alors soit vers des plus petites distances, soit vers des plus grandes.

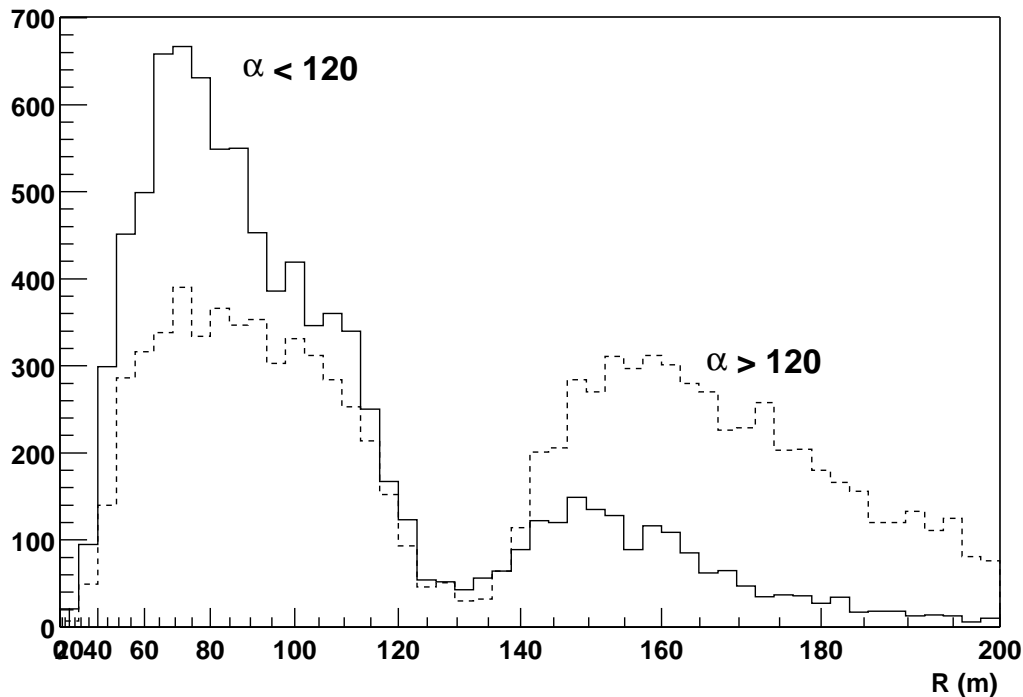


FIG. 10.12: Distance des pieds de gerbe reconstruits, pour les événements communs à  $\alpha \leq 120^\circ$  et pour ceux à  $\alpha \geq 120^\circ$ .

Cette figure met en lumière une corrélation très nette entre la distance des pieds de gerbes reconstruits et la valeur de  $\alpha$ , les événements à grand  $\alpha$  étant majoritairement reconstruit comme des événements tombant loin du télescope. Dans la mesure où il s'agit dans la très grande majorité d'événements hadroniques, la signification de cette séparation n'est pas simple. Néanmoins, puisque CELESTE ne déclenche quasiment jamais à une distance supérieure à 130 m, une sélection en pied de gerbe reconstruit devrait permettre d'éliminer les événements situés dans la partie droite des histogrammes de la figure 10.12, et donc de diminuer le bruit de fond hadronique, certes surtout à grand  $\alpha$ .

Le résultat d'une telle sélection est présenté sur la figure 10.13. A grand  $\alpha$ , le bruit de fond est diminué d'un facteur supérieur à 2 par rapport à la distribution présentée en 10.3, mais à petit  $\alpha$ , la sélection n'altère ni le rapport signal sur fond, ni la significativité. Il s'agit finalement d'une sélection *cosmétique*, permettant de restaurer l'aspect habituel de la distribution en  $\alpha$ .

## 10.5 Test de la reconstruction de CELESTE

Les événements communs CAT/CELESTE permettent de disposer d'un lot relativement riche en  $\gamma$ , et d'un second lot qui en est à peu près dépourvu. A ce titre, ils permettent un contrôle de la reconstruction des événements par CELESTE, ainsi que des variables utilisées pour définir des coupures.

### 10.5.1 Sphéricité du front d'onde dans les événements communs

Une analyse des événements communs CAT-CELESTE, présentée sur la figure 10.14, confirme qu'il existe une différence de sphéricité entre les fronts d'ondes des gerbes électromagnétiques

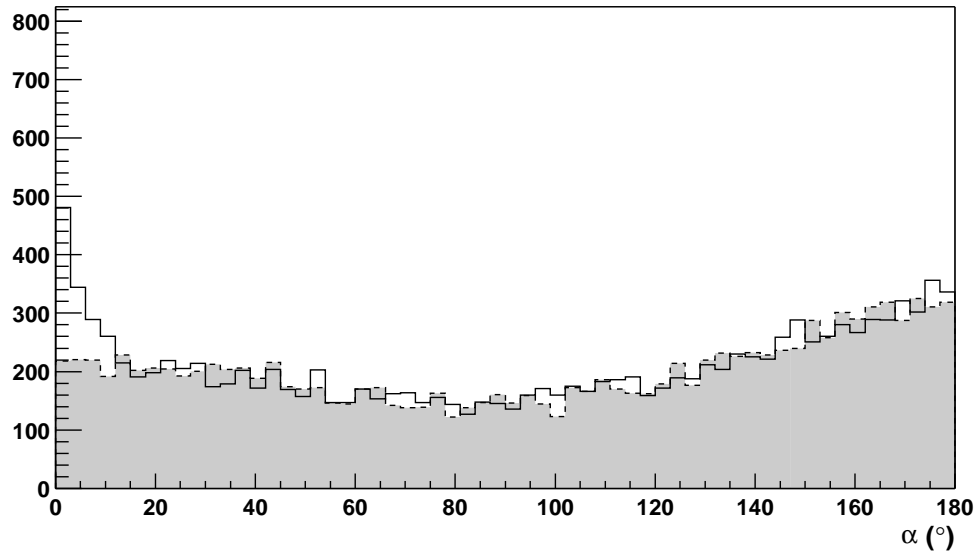


FIG. 10.13: Distribution en  $\alpha$  des événements vus par CAT et CELESTE, sur la nébuleuse du Crabe, et avec une sélection sur les pieds de gerbes inférieurs à 130 m.

et ceux des gerbes hadroniques.

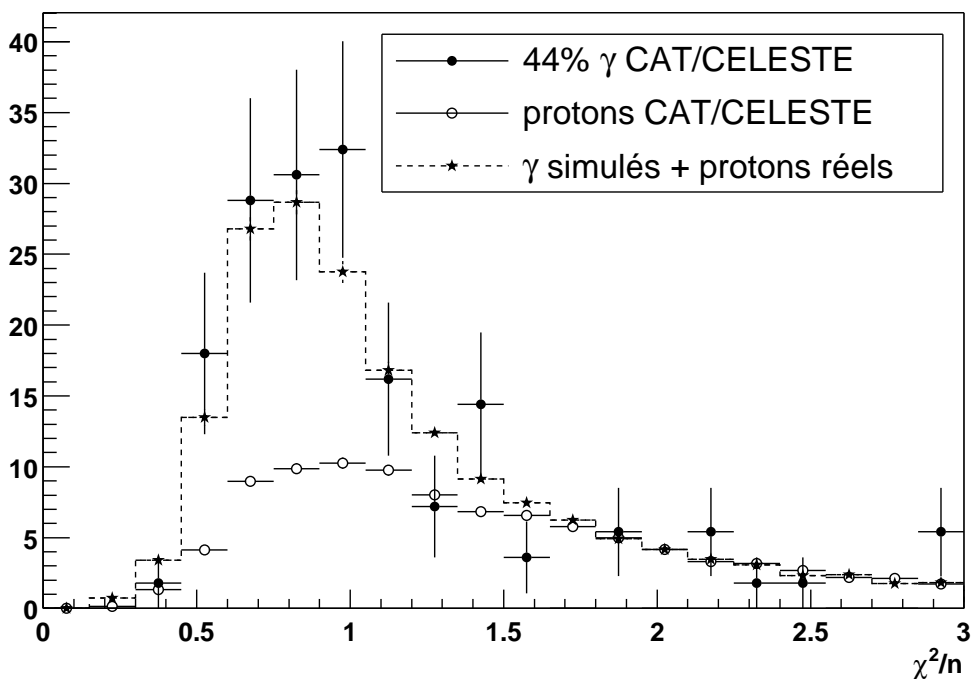


FIG. 10.14:  $\chi^2$  par degré de liberté pour l'ajustement d'un front d'onde sphérique sur les événements communs à CAT et CELESTE.

Parmi ces événements communs, nous avons sélectionné deux lots :

- ⊙ Un lot d'événements étiquetés comme hadroniques par CAT (probabilité de  $\chi^2$  de l'analyse de forme inférieure à 0.2 et surtout  $\alpha > 20^\circ$ ). Ce lot ne contient *a priori* pas (ou peu) de muons, puisque ces derniers sont rejetés par le déclenchement de CELESTE. Il est ainsi essentiellement constitué de protons et de noyaux.

- ⊙ Un lot comportant la région du signal ( $P(\chi^2) > 0.35$  et  $\alpha < 6^\circ$ ), et contenant 44% de  $\gamma$ .

Ces deux lots d'événements ont par ailleurs été normalisés au même nombre de hadrons, de façon à faire ressortir la composante due aux  $\gamma$ . La première distribution contient donc 1.8 fois le nombre d'événements de la seconde.

D'après la figure 10.14, la distribution obtenue avec le lot riche en  $\gamma$  est compatible avec une distribution mélangeant la même proportion de  $\gamma$  simulé avec des événements hadroniques réels, pris dans un OFF de CELESTE.

Les événements communs CAT-CELESTE semblent donc valider l'analyse de sphéricité obtenue par simulation et présentée au chapitre précédent (figure 9.25).

### 10.5.2 Résolution angulaire dans les événements communs

De la même façon, les événements communs permettent de contrôler la résolution angulaire de la reconstruction de CELESTE, bien que la présence d'une surpopulation d'événements périphériques introduise un biais sur le pied de gerbe, et donc sur la direction reconstruite.

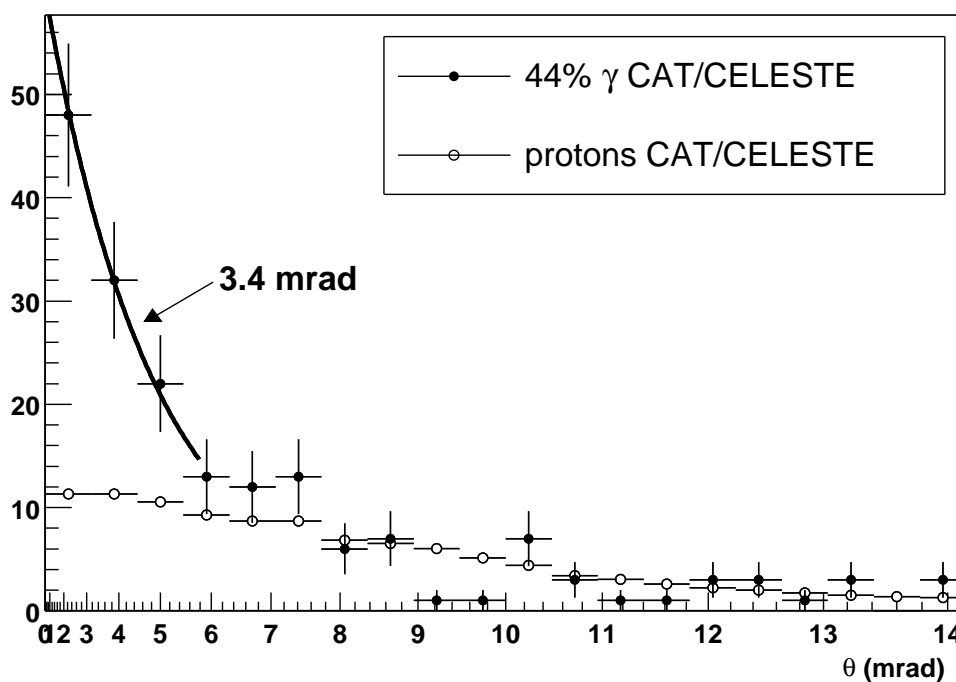


FIG. 10.15: Direction reconstruite par CELESTE pour des événements vus également par CAT.

La figure 10.15 montre ainsi la direction reconstruite pour les deux mêmes lots, contenant respectivement 44% et  $\approx 0\%$  de  $\gamma$ . Si la distribution angulaire des hadrons vus par CAT et CELESTE est deux fois plus large que dans les événements de CELESTE seul, l'excès composé majoritairement de  $\gamma$  à petit  $\theta$  est quant à lui compatible avec une résolution gaussienne de 3.5 mrad d'écart-type. Le fait que cette résolution soit légèrement plus large que la valeur annoncée sur CELESTE n'a rien de surprenant, du fait que cette distribution comporte une certaine fraction de hadrons d'une part, et du fait des biais introduits par la condition de déclenchement de CAT d'autre part. Cette analyse valide par ailleurs le choix de la valeur 7 mrad comme coupure permettant un enrichissement en  $\gamma$ .

### 10.5.3 Homogénéité au sol

Les distributions utilisant la densité de lumière au sol sont sans conteste les plus biaisées par la condition de déclenchement de CAT, puisque ces distributions sont très sensibles à la position du point d'impact de la gerbe.

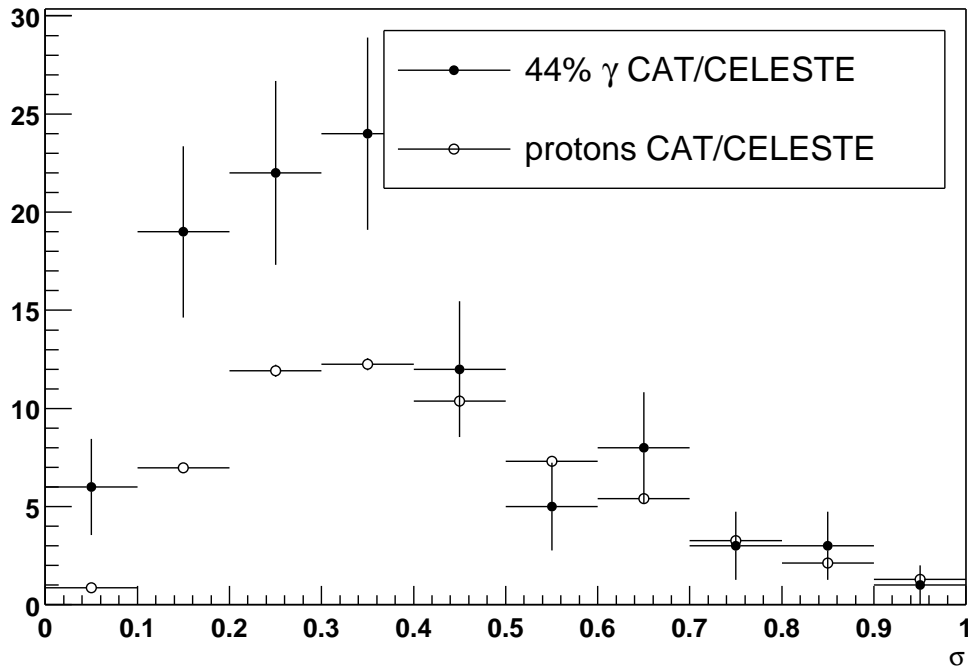


FIG. 10.16: Critère d'homogénéité entre les groupes, pour les événements CAT - CELESTE.

La figure 10.16 présente ainsi le critère d'homogénéité entre les groupes. Si la forme générale de la distribution rappelle celle de la figure 9.31 (page 232), l'excès dû aux  $\gamma$  s'étend jusqu'à  $\sigma \approx 0.4$  au lieu de 0.2 pour des  $\gamma$  simulés. Cette analyse confirme néanmoins le fait que cette variable possède une capacité de réjection.

Par contre, le critère d'homogénéité entre voies individuelles, déjà peu confirmé par la comparaison entre la simulation et les événements réels, ne résiste pas au test des événements communs : les 44% de  $\gamma$  contenus dans l'échantillon semblent se répartir de la même façon que les événements hadroniques. Le critère en nombre de pics est probablement encore plus sensible à la position du pied de gerbe, et les événements communs ne parviennent que rarement à éclairer tout le champ d'héliostats.

### 10.5.4 Reconstruction de l'énergie

Les événements communs permettent enfin d'apporter une validation de la reconstruction de l'énergie présentée en 9.8, pages 233 et suivantes, car CAT apporte une mesure de la position du pied de gerbe avec une précision de l'ordre de 5 m.

La figure 10.18 montre une comparaison de l'énergie reconstruite par CELESTE *en utilisant le pied de gerbe mesuré par CAT* avec l'énergie mesurée de façon indépendante par CAT. Les distributions ON (à gauche) et OFF (à droite) montrent un bon accord entre les deux expériences, ce qui peut sembler surprenant concernant les hadrons (à droite). L'accord semblant toutefois meilleur dans la distribution contenant 44% de  $\gamma$  (à gauche), qui semble pouvoir s'interpréter comme la superposition d'une distribution semblable à celle du OFF avec une distribution plus concentrée autour de la droite  $y = x$ .

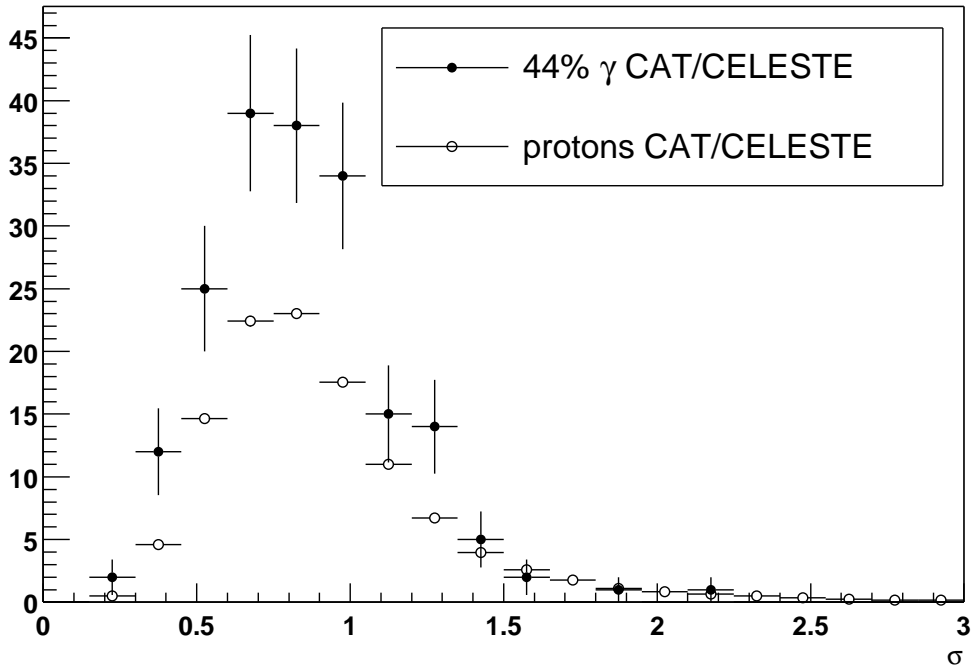


FIG. 10.17: Critère d'homogénéité entre voies individuelles, pour les événements CAT - CELESTE.

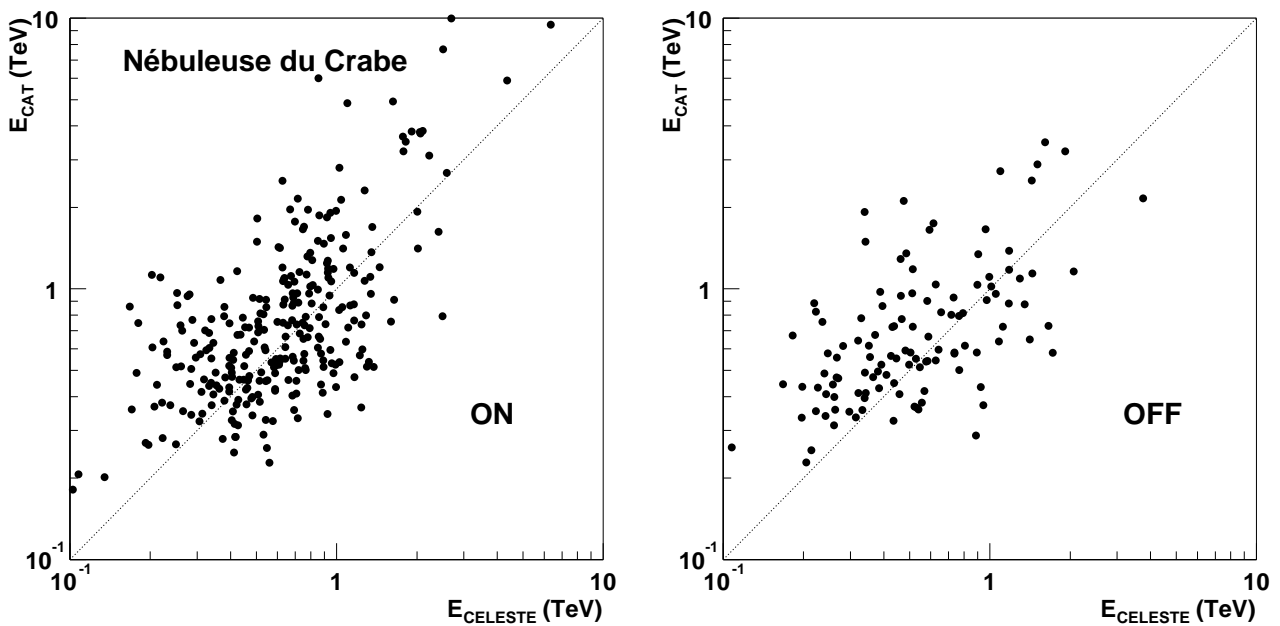


FIG. 10.18: Comparaison des énergies reconstruites par CAT et CELESTE dans les événements communs.

Cette étude apporte une première intercalibration entre les deux expériences CAT et CELESTE, et constitue donc indirectement une première calibration absolue de CELESTE, tout en ajoutant un élément supplémentaire de validation de la simulation.



## Conclusion

L'analyse des événements communs montre que le déclenchement de CELESTE possède une capacité de réjection hadronique et surtout muonique intrinsèque, que l'on peut exploiter de façon à augmenter le rapport signal sur fond dans les données de CAT. Le spectre en énergie des événements communs est déterminé par le seuil de déclenchement de CAT, tandis que la surface de collection est essentiellement limitée par CELESTE. Le taux de  $\gamma$  obtenu sur la nébuleuse du Crabe est entièrement conforme aux attentes, moyennant les hypothèses précédentes sur le spectre en énergie.

Validant la simulation de CELESTE, au moins pour la partie haute énergie, les événements communs permettent en outre de disposer d'un lot de 418  $\gamma$  sur la Nébuleuse du Crabe, contaminés par à peu près autant de bruit de fond hadronique, que l'on peut utiliser comme test des analyses. Ces événements permettent de valider la différence de sphéricité entre les  $\gamma$  et les hadrons, même si cette différence reste marginalement exploitable actuellement.

La résolution angulaire de CELESTE est également confirmée par cette étude (à 20%), ainsi qu'une certaine capacité de réjection hadronique utilisant la distribution de lumière au sol.

Les événements communs apportent enfin une première intercalibration entre les deux expériences, qui constitue actuellement le point d'ancrage de la calibration en énergie de CELESTE.

La faible sensibilité de CAT aux événements à faible distance d'impact introduit cependant un biais de taille, puisque les événements communs sont majoritairement des événements *périphériques* de CELESTE, qui sont *a priori* les plus délicats à reconstruire. L'exemple d'événement commun présenté sur la figure 10.8 est à ce titre un cas d'école. Une position de CAT en périphérie du champ eût été préférable.

Enfin, en dépit de ces difficultés, **ces événements communs apportent la première certitude absolue que CELESTE voit des rayons  $\gamma$** , et montrent que le comportement du détecteur est bien compris.

# Chapitre 11

## Première observation de la nébuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 au dessous de 100 GeV

Au cours du chapitre précédent, nous avons montré que CELESTE voit des  $\gamma$ , et que la logique de déclenchement possède une capacité intrinsèque de réjection hadronique et surtout muonique. Par ailleurs, l'étude des événements communs a partiellement validé la simulation, tout au moins en ce qui concerne la surface effective et la reconstruction du front d'onde, pour les gerbes au dessus du seuil de CAT (250 GeV).

D'après les études réalisées au chapitre 7, on attend un taux de  $\gamma$  voisin de 0.4 Hz au déclenchement, pour un pointé sur la Nébuleuse du Crabe. Un tel signal, dont 0.3 Hz survivrait au temps mort du télescope, aurait une significativité brute de  $2.8 \sigma/\sqrt{h}$ , permettant une détection à  $5 \sigma$  en trois heures environ. Les biais de déclenchement masquent partiellement ce signal, et surtout, peuvent produire des effets systématiques du même ordre de grandeur.

La procédure d'analyse présentée au long de ce chapitre a donc pour axe principal la validation d'un signal déjà présent dans les données brutes. Cette validation passe tout d'abord par une suppression des biais de déclenchement, au prix d'un accroissement du seuil en énergie. Comme on attend le signal surtout à basse énergie, cette augmentation du seuil atténue partiellement le signal avant même sa mise en évidence.

Ensuite, au moyen de coupures ajustées sur la simulation, on peut enrichir en  $\gamma$  le lot de données. L'évolution du rapport signal sur fond comparée à la simulation constitue l'un des arguments les plus solides en faveur de la robustesse du signal présenté.

### 11.1 Procédure d'analyse

#### 11.1.1 Sélection des données

Les données analysées ont été sélectionnées sur des critères de **stabilité des courants** (moins de 10% de fluctuation relative sur chacune des voies, absence de disjonction), d'absence d'anomalie dans les **taux de comptages** (taux anormalement élevé, anormalement faible, ou fluctuant), et après vérification des données météorologiques<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Cette procédure n'a pas encore fait l'objet d'une automatisation, et reste donc encore subjective. La sélection des paires a été bien sûr faite indépendamment de leur contribution au résultat.

Le tableau 11.1 résume toutes les données prises au cours de la campagne 1999-2000 et précise pour chaque source observée le nombre de paires et la durée totale sélectionnée. En moyenne, le taux d'utilisation des données dans l'analyse est supérieur à 50%.

Lot	Source	# Paires	# Paires utiles	Durée utile	Période
#1	Crabe (@11km)	75	41	11h 31mn	11/1999 - 03/2000
#2	Crabe (@17km)	20	11	3h 22mn	12/1999 - 02/2000
#3	Crabe (@11-25km)	12	9	2h 11mn	01/2000 - 02/2000
#4	1ES 0219	11	8	2h 11mn	11/1999 - 12/1999
#5	1ES 2344	28	13	3h 27mn	11/1999 - 12/1999
#6	Mrk 421	109	80	22h 31mn	12/1999 - 05/2000
#6.1	"		5	1h 31mn	12/1999
#6.2	"		16	5h 10mn	01/2000 - 02/2000
#7	Mrk 501	51	41	11h 24mn	03/2000 - 05/2000

TAB. 11.1: Données de la fin de l'année 1999 et du début de l'année 2000, dont l'analyse est présentée au cours de ce chapitre.

Ce sont toutes des données postérieures aux différentes corrections apportées au détecteur depuis l'année dernière, c'est à dire prises dans des bonnes conditions de fonctionnement, avec au moins 38 Flash ADC, sans *machicoulis* et avec une calibration correcte des photomultiplicateurs.

Pour la période allant de novembre 1999 à fin mai 2000, nous avons ainsi sélectionné 64 paires sur la Nébuleuse du Crabe, pour un temps total de 17h 04mn, 22h 31mn sur Markarian 421, 11h 24mn sur Markarian 501, et enfin respectivement 2h 11mn et 3h 27mn sur deux sources du catalogue d'Einstein, 1ES 0219 et 1ES 2344.

Nous avons au cours de cet hiver testé différentes stratégies de pointé sur la Nébuleuse du Crabe<sup>2</sup> (pointé convergent à 11 km et 17 km d'altitude, ainsi qu'un double pointé), et le lot de données sur la Nébuleuse a été en conséquences séparé en trois.

### 11.1.2 Définition des coupures

Après égalisation du bruit de fond par la procédure de Padding, nous appliquons successivement les coupures suivantes :

- 1) Déclenchement logiciel, avec une majorité de 4 groupes sur 5 à un seuil de 5  $\gamma_e$ /héliostat. Cette coupure sert à éliminer les biais de déclenchement à basse charge, et n'a pas vocation à enrichir l'échantillon en  $\gamma$ . Placée à un niveau relativement élevé pour se prémunir des systématiques, cette coupure réduit de moitié le nombre d'événements. A l'avenir, elle pourra probablement être ajustée plus finement.
- 2) Sélection des événements ayant au moins 10 pics à plus de 25 dc, sur les 40 voies disponibles. Cette coupure permet de ne sélectionner que des événements correctement reconstitués, et n'élimine que 5% à 10% des événements.
- 3) Sélection en homogénéité inter-groupe  $\sigma_{\text{grp}} \leq 0.25$ .
- 4) Sélection en angle reconstruit  $\theta \leq 7$  mrad

Nous avons délibérément choisi d'appliquer les mêmes coupures à tous les lots de données considérés, alors que le fond de ciel plus homogène sur la Nébuleuse du Crabe aurait permis

<sup>2</sup>Cette source étant connue pour sa stabilité, une variation des résultats selon la stratégie de pointé peut être attribuée à l'instrument, ce qui ne peut être réalisé avec les sources hautement variables que sont les blazars.

d'abaisser le seuil du déclenchement logiciel plus que pour Markarian 421, et donc de conserver plus d'événements de basse énergie. Cette analyse comparative permet ainsi de vérifier que les systématiques sont correctement contrôlées.

## 11.2 Observation de la Nébuleuse du Crabe

La table 11.2 résume l'évolution des nombres d'événements dans le ON et dans le OFF, pour le lot #1 de données prises sur la Nébuleuse du Crabe (en pointé convergent à 11 km), et en fonction des coupures successives apportées. Les deux premières coupures n'ont pas vocation à enrichir en  $\gamma$  l'échantillon, mais seulement à supprimer les effets systématiques pouvant apparaître au déclenchement. En première approximation, elles sont insensibles à la nature de la particule primaire, et réduisent la statistique d'un facteur 2 environ.

	ON	OFF	Excès	Significativité	Excès/Fond	$\gamma$ /mn
Brut	850 922	845 021	5 901	4.5	0.7%	
Déclenchement Logiciel	429 533	424 881	4 652	5.0	1.1%	6.7
$N_{\text{pics}} \geq 10$	402 452	398 242	4 210	4.7	1.1%	6.1
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	84 499	81 937	2 562	6.2	3.1%	3.7
$\theta \leq 7$ mrad	49 244	47 466	1 778	<b>5.7</b>	3.7%	2.6

TAB. 11.2: Evolution des nombres d'événements, de l'excès, de la significativité et du rapport signal sur fond pour l'ensemble des 11 heures 31 minutes de données prises sur la Nébuleuse du Crabe.

Les deux coupures suivantes, optimisées sur les simulations pour enrichir l'échantillon en  $\gamma$ , augmentent le rapport signal sur fond d'un facteur 4 environ, mais au prix d'une diminution importante de la statistique. **On obtient au bout du compte un signal composé de 1778  $\gamma$ , dont la significativité totale est de 5.7 écarts standards, et avec un rapport signal sur fond de 3.7%.**

La distribution des significativités obtenues pour chaque paire (après toutes les coupures), présentée sur la figure 11.1, a une valeur moyenne voisine de 0.9, pour des prises de données de 20 mn. On obtient alors une significativité de  $1.7\sigma/\sqrt{h}$ . L'écart-type de cette distribution est, conformément aux attentes, sensiblement égal à 1. Enfin, entre le déclenchement logiciel et la coupure finale en  $\theta$ , le bruit de fond a été réduit d'un facteur 9.0, alors que le signal n'a été réduit dans le même temps que d'un facteur 2.6. La coupure la plus efficace semble être, conformément à la simulation, celle en homogénéité sur les groupes, avec un facteur de qualité égal à 1.3, légèrement inférieur à la valeur obtenue sur la figure 9.31, page 232.

La figure 11.2 montre les distributions des angles reconstruits, après les quatre premières coupures, pour le ON et le OFF en haut, ainsi que pour la différence en dessous. L'excès est, comme on l'attend, concentré à petit angle. L'ajustement d'une exponentielle décroissante sur ces distributions (ON et OFF) en  $\theta^2$  montre

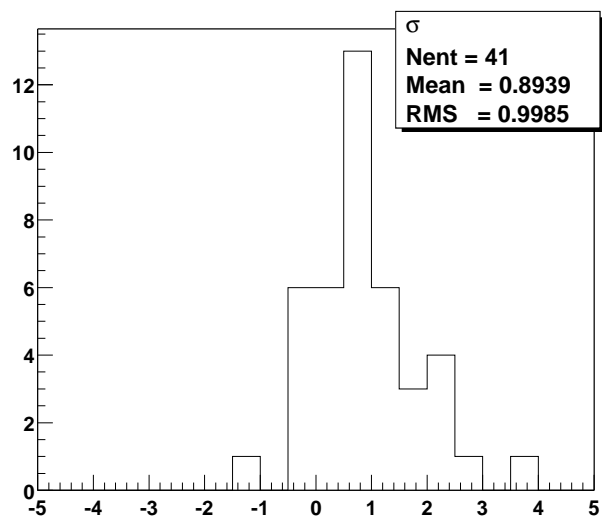


FIG. 11.1: Distribution des significativités, prise de données par prise de données.

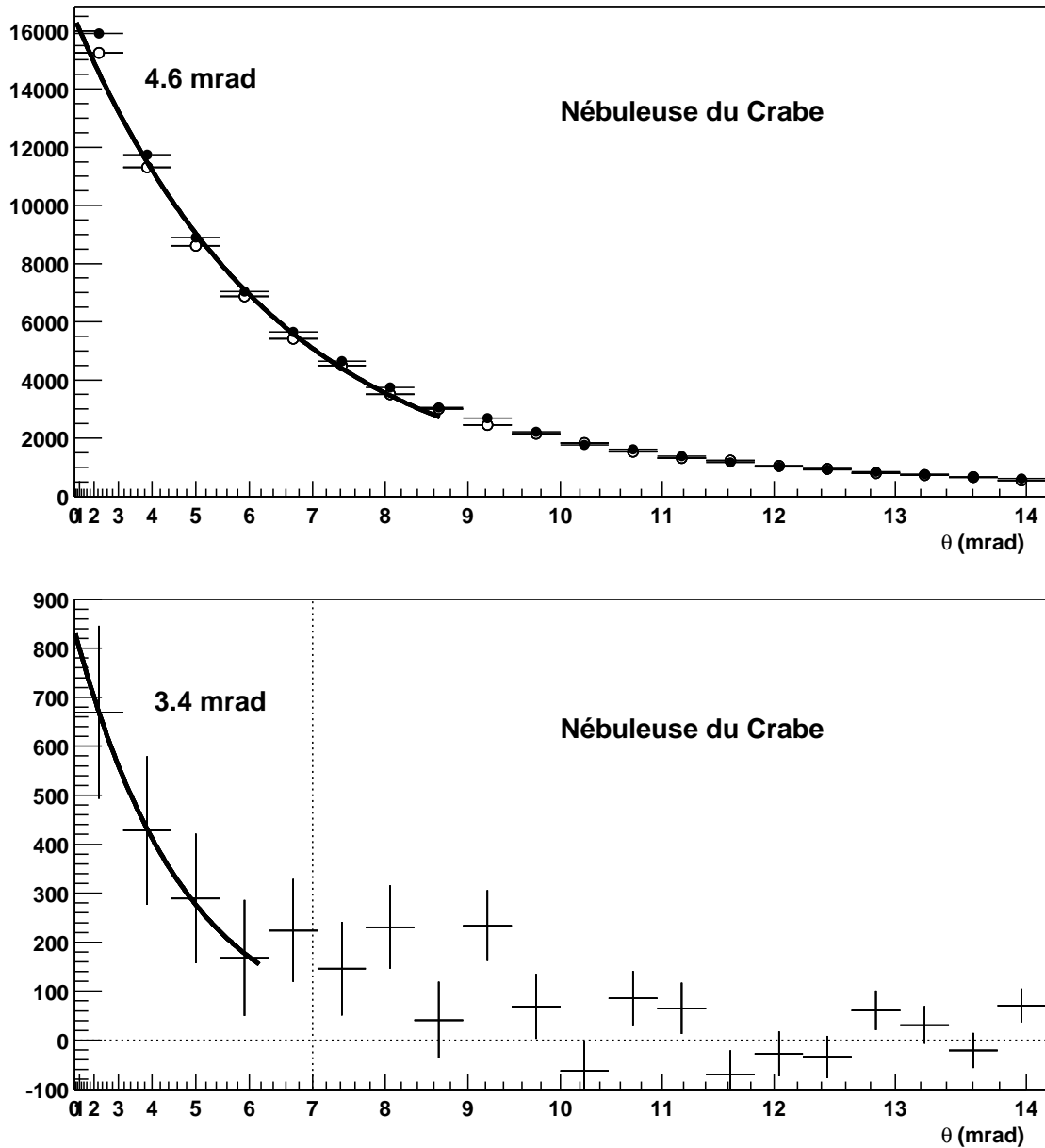


FIG. 11.2: *Distribution des angles de gerbe reconstruits, pour le ON (cercles pleins) et pour le OFF (cercles creux). La distribution du bas, différence des deux premières, montre un excès significatif à petit  $\theta$ .*

que la distribution des directions reconstruites est compatible avec une distribution gaussienne d'écart-type 4.6 mrad, similaire à celle obtenue pour des protons simulés (figure 9.32). Un ajustement similaire sur la différence indique une distribution plus étroite, compatible avec la résolution angulaire annoncée sur les  $\gamma$  (page 233).

On peut observer par ailleurs que le signal est présent déjà au niveau du taux le déclenchement du télescope, avec une significativité similaire à celle obtenue en fin d'analyse. L'excès observé est par ailleurs compatible avec les estimations réalisées au chapitre 7, puisqu'il représente après le déclenchement logiciel  $6.7 \gamma \text{ mn}^{-1}$ , soit 0.12 Hz. Dans l'hypothèse d'indépendance du déclenchement logiciel à la nature du primaire, le signal représenterait ainsi 0.22 Hz au déclenchement du télescope (à comparer avec les 0.3 Hz attendus), dont une partie serait masquée par les systématiques de déclenchement.

Le rapport excès sur fond est amplifié d'un facteur proche de 4 par l'analyse, et atteint la proportion de 3.7% contre 1.1% après le déclenchement logiciel. Cette augmentation montre que l'excès observé n'est pas lié à un effet systématique du déclenchement, qui serait au contraire insensible aux coupures, et souligne la robustesse du signal.

## 11.3 Observation du Blazar Markarian 421

### 11.3.1 Comportement calme en décembre 1999

Les observations menées par CAT [94] au mois de décembre 1999 sur le Blazar Markarian 421 ont conclu à une absence d'émission décelable au niveau de la moitié de l'émission moyenne de la Nébuleuse du Crabe. Sauf comportement peu vraisemblable de la source, on s'attend également à une absence de détection par CELESTE pour la même période. Nous avons donc construit un échantillon de données (#6.1) regroupant toutes les données du mois de décembre sur Markarian 421. Cet échantillon de données constitue une référence permettant un contrôle de l'analyse, en dépit de sa courte durée (1h 31mn).

	ON	OFF	Excès	Significativité	Excès/Fond
Brut	104 443	10 3991	452	1.0	0.4%
Déclenchement Logiciel	55 294	55 236	58	0.2	0.1%
$N_{\text{pics}} \geq 10$	51 943	51 924	19	0.1	0.0%
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	12 154	12 186	-32	-0.2	-0.3%
$\theta \leq 7$ mrad	6 648	6 679	-31	-0.3	-0.5%

TAB. 11.3: *Idem à 11.2, pour un pointé sur Markarian 421, en décembre 1999.*

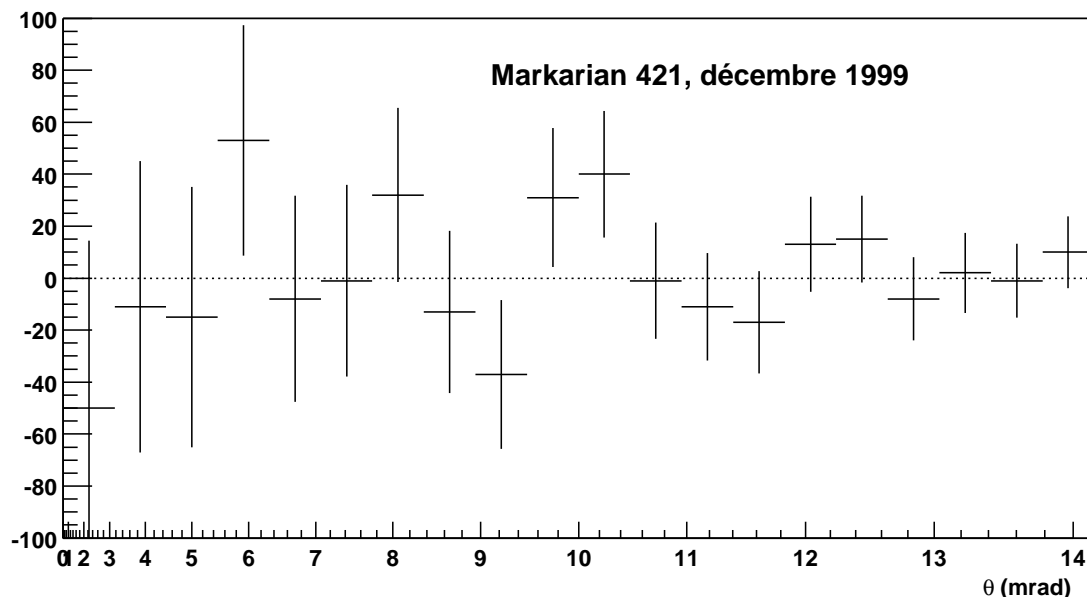


FIG. 11.3: *Distribution des angles de gerbe reconstruits (ON-OFF), pour les données prises en décembre 1999 sur Markarian 421.*

Le comportement de Markarian 421 au cours du mois de décembre 1999, tel que déterminé par une analyse identique à celle menée sur la Nébuleuse du crabe, est présenté sur la table 11.3 et sur la figure 11.3.

L'absence de signal souligne la robustesse de l'analyse présentée, et constitue à ce titre un résultat positif.

### 11.3.2 Période d'activité : janvier-février 2000

Au cours des mois de janvier et février 2000, CAT a observé à deux reprises une émission intense de Markarian 421, à une époque où CELESTE prenait également des données (échantillon #6.2). **Les mêmes coupures que pour le mois de décembre conduisent à un excès de 1460  $\gamma$ , avec une significativité d'environ 8.1  $\sigma$  sur 5 heures de données.** Les chiffres donnés dans le tableau 11.4 font apparaître un enrichissement en  $\gamma$  similaire à celui observé sur la nébuleuse du Crabe, avec un rapport signal sur fond qui atteint 9% après la coupure en  $\theta$ . Il s'agit ici de l'échantillon de données le plus riche en  $\gamma$ , et qui en contient suffisamment pour envisager des études plus fines sur les caractéristiques des gerbes électromagnétiques dans CELESTE. Par ailleurs, le déclenchement logiciel atténue ici l'excès observé (on passe de 2% à 1.7%), alors qu'il avait le comportement inverse dans le lot de données concernant la Nébuleuse du Crabe (où l'on passait de 0.7% à 1.1%). Cela souligne la présence d'effets systématiques dans le déclenchement, et le caractère indispensable de la procédure de déclenchement logiciel.

	ON	OFF	Excès	Significativité	Excès/Fond	$\gamma$ /mn
Brut	369 424	362 248	7 176	8.4	2.0%	
Déclenchement Logiciel	177 321	174 273	3 048	5.1	1.7%	9.8
$N_{\text{pics}} \geq 10$	167 385	164 345	3 040	5.3	1.8%	9.8
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	29 049	27 536	1 513	6.4	5.5%	4.9
$\theta \leq 7$ mrad	17 169	15 709	1 460	<b>8.1</b>	9.3%	4.7

TAB. 11.4: *Idem à 11.2, pour un pointé sur Markarian 421, en janvier et février 2000.*

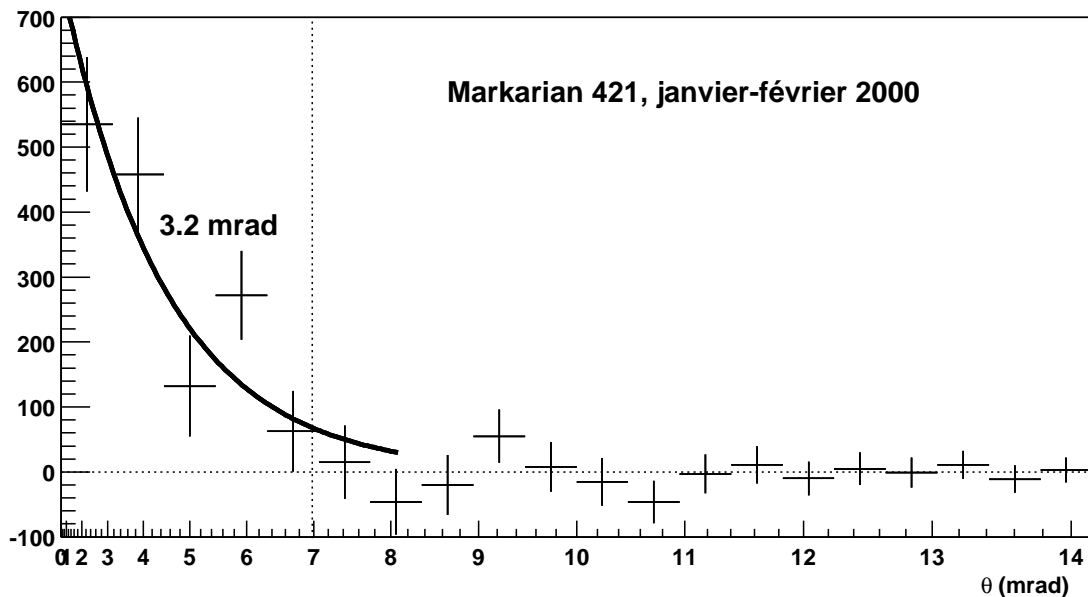


FIG. 11.4: *Idem à 11.3, mais en janvier-février 2000.*

Par ailleurs, la différence ON-OFF des distributions angulaires, présentée sur la figure 11.4, est - à l'instar de la Nébuleuse du Crabe - plus étroite que les distributions individuelles.

### 11.3.3 Variabilité

Les données présentées au cours de cette thèse ont été accumulées sur une période de 7 mois, de novembre 1999 à mai 2000, ce qui permet une première étude de la stabilité du détecteur, préliminaire à une recherche de variabilité intrinsèque des sources.

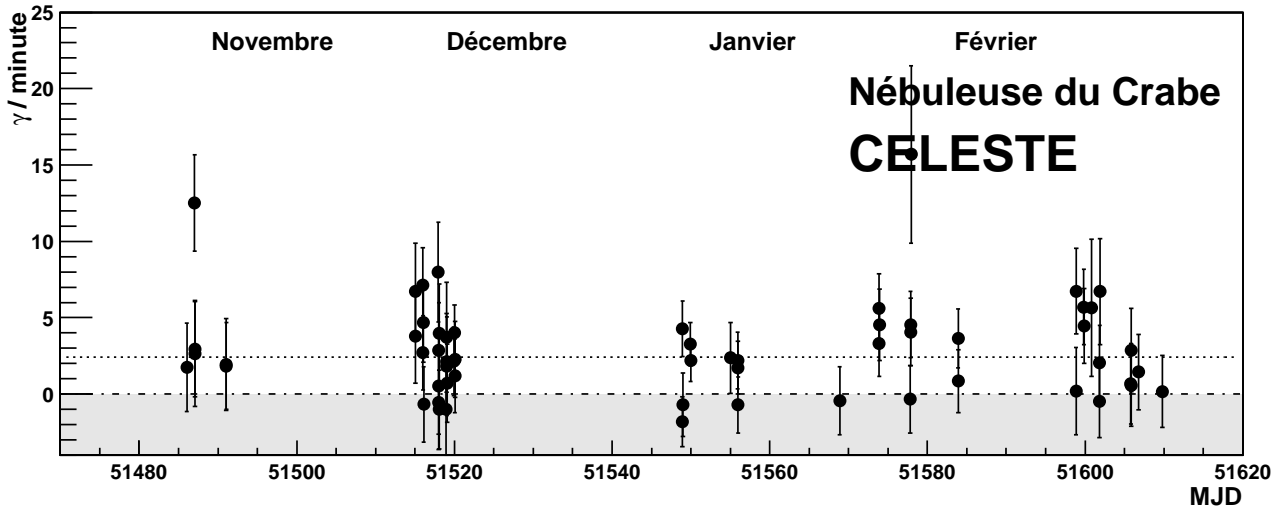


FIG. 11.5: Courbe de lumière sur la nébuleuse du Crabe. La droite en pointillés donne le niveau moyen détecté. L'émission enregistrée est compatible avec une absence de variabilité.

Les figures 11.5, 11.6 et 11.7 rassemblent les résultats des observations pendant cette période, sur la Nébuleuse du Crabe ainsi que sur Markarian 421. Le résultat obtenu sur la Nébuleuse du Crabe (11.5) est compatible ( $\chi^2/ndf = 1.2$ ) avec une émission stable, se situant à un niveau moyen de  $2.6\gamma \text{ mn}^{-1}$  après les coupures, et représenté par une ligne pointillée. Cette stabilité du flux détecté souligne la stabilité du comportement du détecteur sur une période de quelques mois.

Comme on l'a déjà signalé, Markarian 421 est au contraire une source hautement variable, qui s'est notamment singularisée en 1996 par une émission 10 fois plus forte que celle de la nébuleuse du Crabe [95]. Les figures 11.6 et 11.7 montrent les flux détectés à la même période par CAT et CELESTE, chaque point correspondant à une prise de données. La droite en pointillée représente pour chacune des expériences l'émission moyenne de la Nébuleuse du Crabe, après les coupures.

La figure 11.8 rassemble les données de CAT et CELESTE sur Markarian 421, nuit par nuit, ramenées au flux moyen de la Nébuleuse du Crabe pour chacun des deux expériences.

On notera essentiellement que :

- ⊙ Le flux détecté par CELESTE est incompatible avec une émission stable, à un niveau de confiance de 99%.
- ⊙ Une tendance à la corrélation semble se dessiner, puisque les deux expériences voient une émission inférieure au niveau du Crabe en décembre, supérieure à ce niveau en janvier et février, et de l'ordre du niveau de la Nébuleuse du Crabe pour les données du début du mois de Mars. Cette corrélation est confirmée par la figure 11.9, représentant l'intensité de Markarian 421 vue par CAT en fonction de celle vue par CELESTE, pour les nuits d'observation conjointe. L'ajustement d'une droite sur les données est de bonne qualité, avec un  $\chi^2$  de 15.7 pour 13 degrés de liberté.



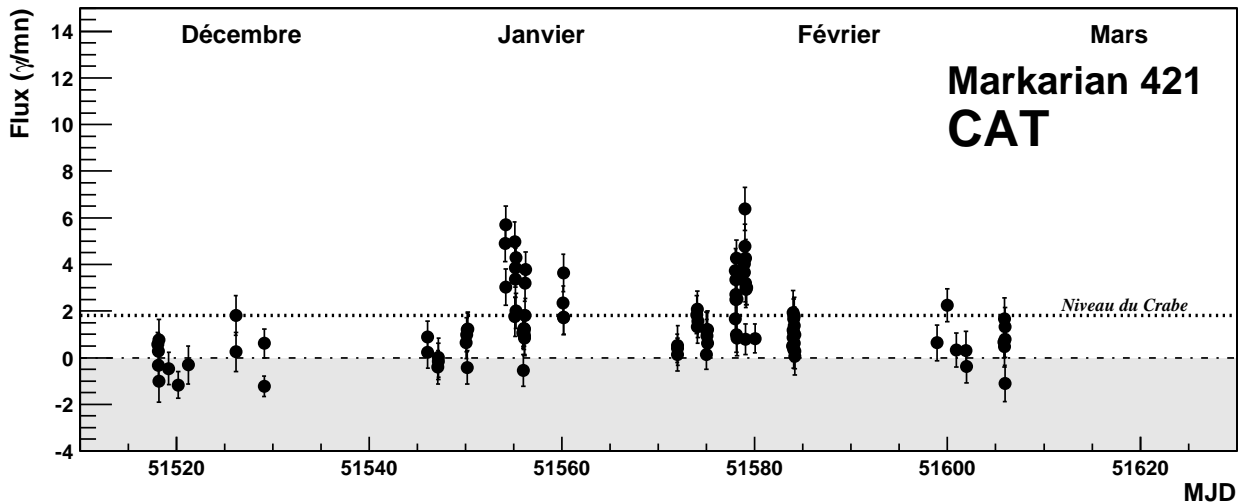


FIG. 11.6: Courbe de lumière de Markarian 421, tel que vu par CAT, au cours des derniers mois. La ligne en pointillé donne le niveau moyen de l'émission de la Nébuleuse du Crabe, pour comparaison.

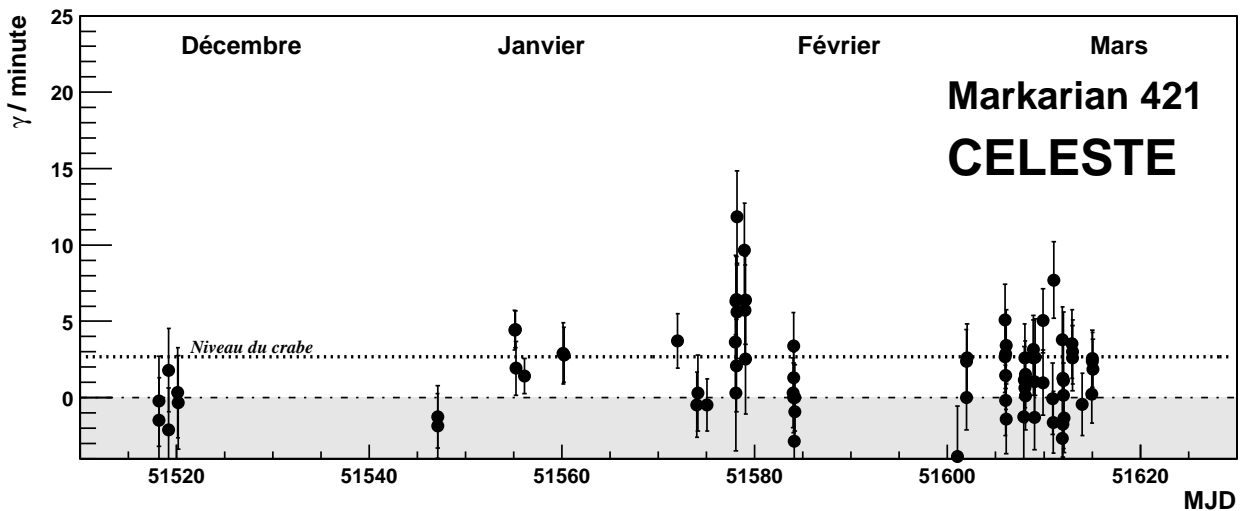


FIG. 11.7: Courbe de lumière de Markarian 421, tel que vu par CELESTE.

- ⊙ Sur les nuits du 3-4 février et du 4-5 février, l'émission de Markarian 421 serait pour CELESTE supérieure à deux fois le niveau moyen de la Nébuleuse du Crabe.

Par ailleurs, par coïncidence, le taux de  $\gamma$  détectés par les deux expériences sur la Nébuleuse du Crabe est voisin (après les coupures), la plus faible surface effective de CELESTE étant à peu près compensée par l'augmentation des flux à basse énergie.

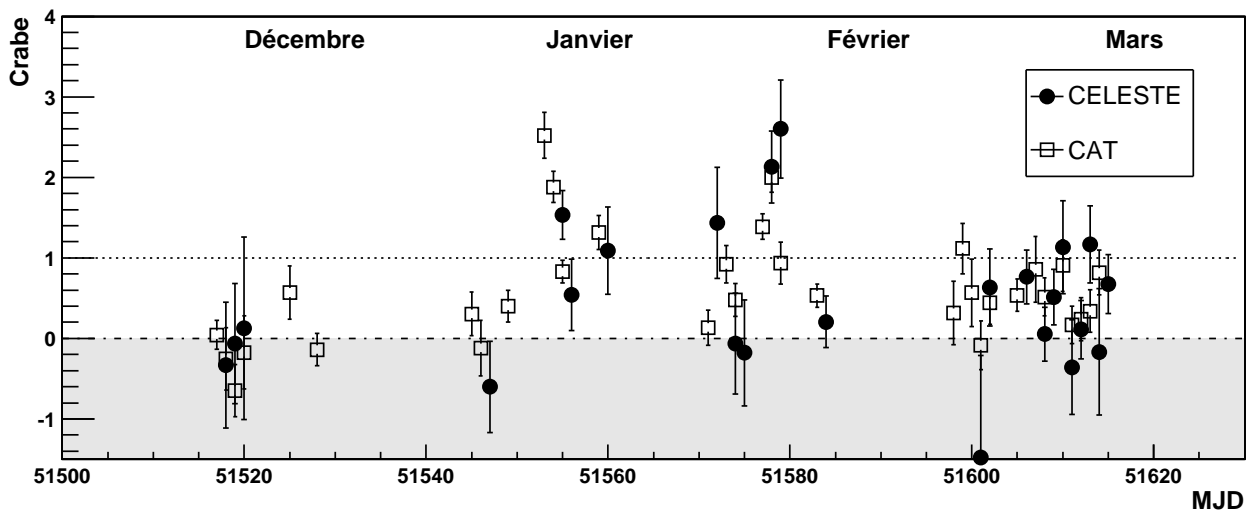


FIG. 11.8: Courbe de lumière de Markarian 421, nuit par nuit, pour CAT et CELESTE.

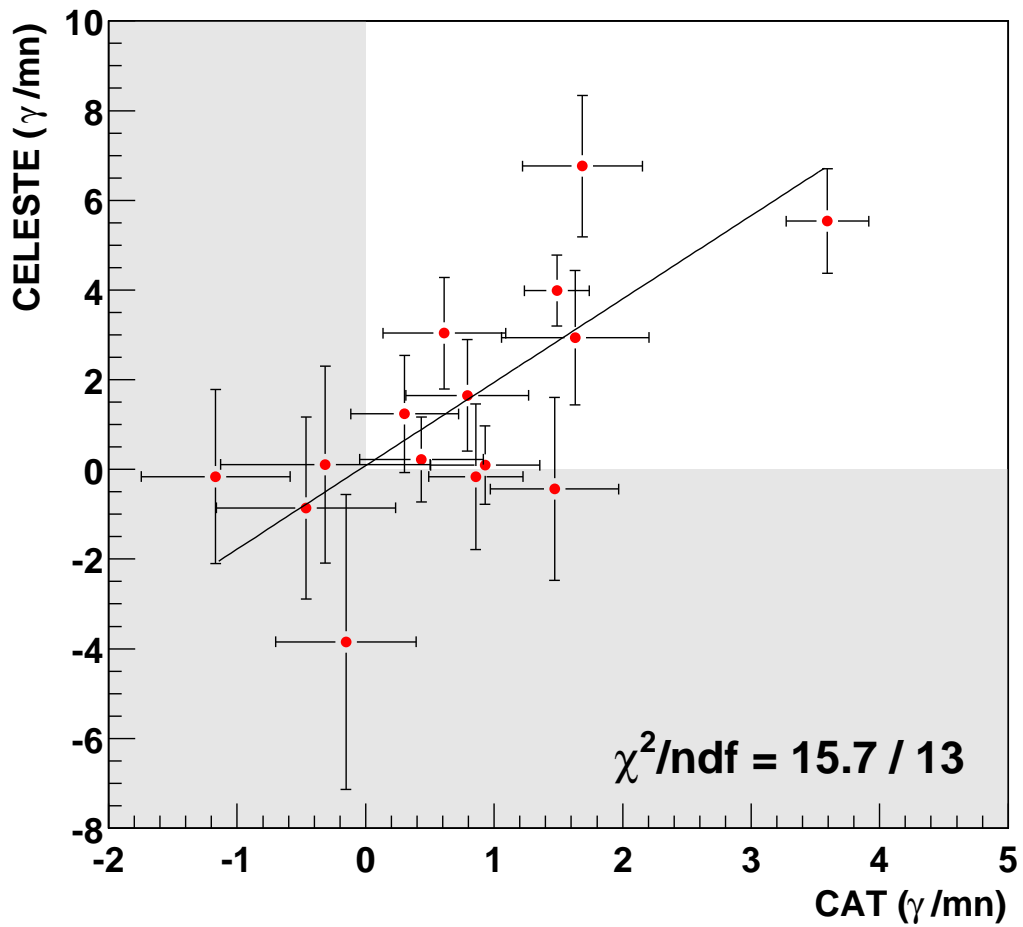


FIG. 11.9: Corrélation CAT-CELESTE sur Markarian 421.

### 11.3.4 Autres sources

CELESTE a observé trois autres blazars au cours de la saison d'hiver 1999-2000, dont l'un (Markarian 501) est connu pour son émission fortement variable au TeV. Les deux autres (1ES 0219 et 1ES 2344) sont deux sources X, dont la partie compton inverse du spectre pourrait se trouver dans la région de sensibilité de CELESTE.

Whipple [70] avait d'ailleurs annoncé en 1998 une détection de 1ES 2344 à  $6\sigma$ , mais cette détection n'a jamais été confirmée ni par ce groupe ni par aucun autre.

	ON	OFF	Excès	Significativité	Excès/Fond
Brut	145 269	144 861	408	0.8	0.3%
Déclenchement Logiciel	64 715	64 602	113	0.3	0.2%
$N_{\text{pics}} \geq 10$	61 316	61 277	39	0.1	0.1%
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	7 320	7 401	-81	-0.7	-1.1%
$\theta \leq 7$ mrad	4 375	4 415	-40	-0.4	-0.9%

TAB. 11.5: *Idem à 11.2, pour 1ES 0219.*

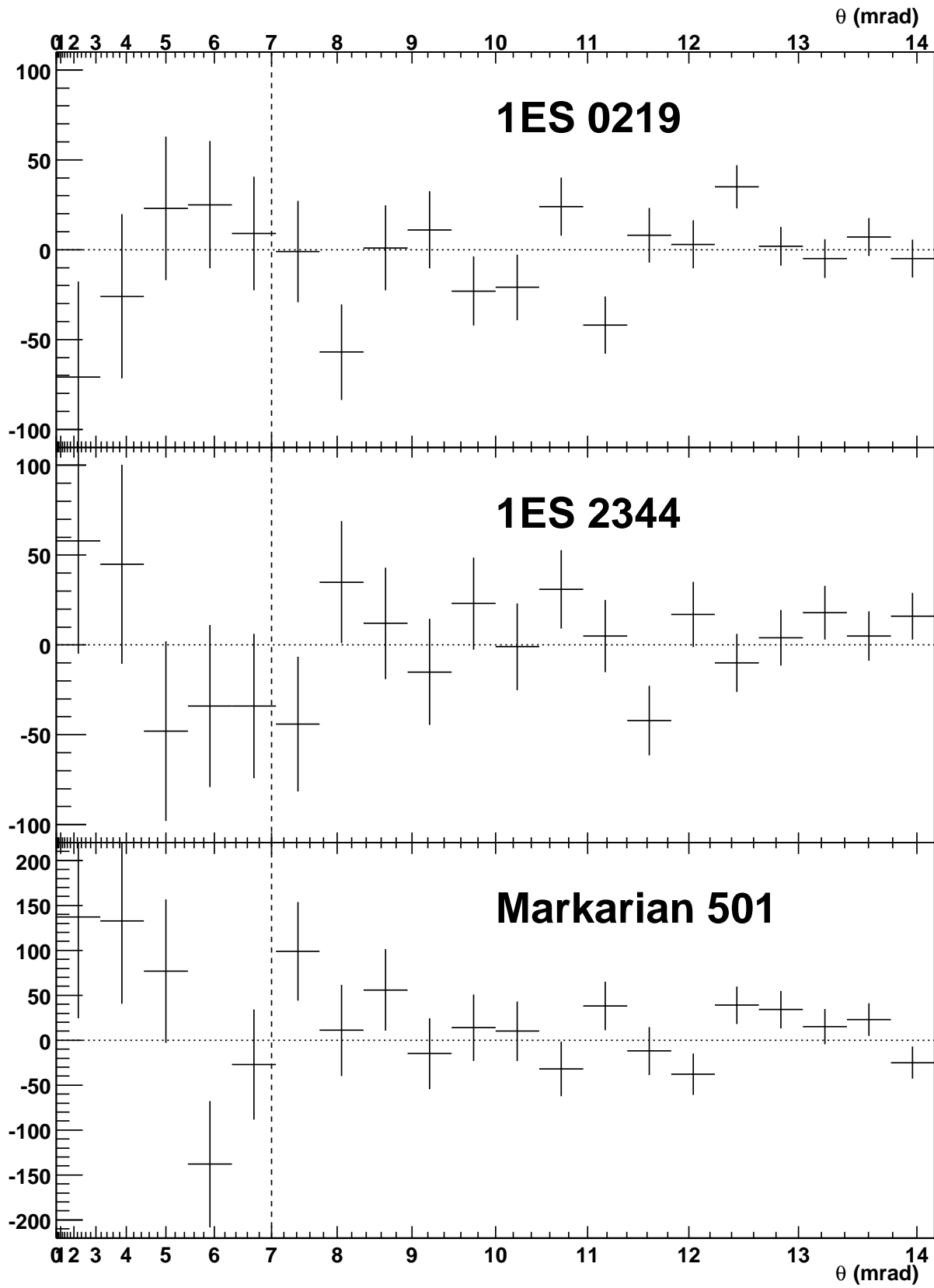
	ON	OFF	Excès	Significativité	Excès/Fond
Brut	223 120	222 413	707	1.1	0.3%
Déclenchement Logiciel	91 027	91 552	-525	-1.2	-0.6%
$N_{\text{pics}} \geq 10$	85 331	85 966	-635	-1.5	-0.7%
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	11 819	11 702	117	0.8	1.0%
$\theta \leq 7$ mrad	6 590	6 603	-13	-0.1	-0.2%

TAB. 11.6: *Idem à 11.2, pour 1ES 2344.*

	ON	OFF	Excès	Significativité	Excès/Fond
Brut	645 787	642 599	3188	2.8	0.5%
Déclenchement Logiciel	262 420	260 824	1596	2.2	0.6%
$N_{\text{pics}} \geq 10$	248 329	247 009	1320	1.9	0.5%
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	28 688	28 213	475	2.0	1.7%
$\theta \leq 7$ mrad	18 225	18 043	182	1.0	1.0%

TAB. 11.7: *Idem à 11.2, pour Markarian 501.*

Les tables 11.5, 11.6, 11.7 résument les observations faites sur ces trois sources. Les distributions ON-OFF des angles reconstruits sont reproduites sur la figure 11.10, et sont compatibles avec des distributions plates. L'absence d'excès (et surtout de déficit) significatif souligne la stabilité à la fois du détecteur et de la procédure d'analyse, et constitue donc un élément supplémentaire de confiance dans le signal observé sur la Nébuleuse du Crabe et sur Markarian 421.

FIG. 11.10: *Distribution angulaire pour les autres sources observées cette année.*

## 11.4 Seuil d'analyse et flux effectif

### 11.4.1 Efficacité des coupures

Les tables 11.8 et 11.9 présentent les efficacités des diverses coupures utilisées dans l'analyse, sur des lots d'événements simulés ainsi que sur les données réelles. Le déclenchement logiciel, la coupure en nombre de pics et celle en homogénéité au sol semble correctement reproduites par la simulation, mais la coupure en angle reconstruit semble au contraire éliminer plus d'événements hadroniques que prévu. Ce comportement est cohérent avec la plus grande largeur de la distribution en  $\chi^2$  observée dans les données (figure 9.25, page 227), et sera à l'origine d'une erreur systématique de l'ordre de 30% dans les estimations de flux.

	Crabe		Zénith	
	$\gamma$	protons	$\gamma$	protons
Déclenchement Logiciel (D.L.)	$61.7 \pm 0.4\%$	$48.9 \pm 0.9\%$	$59.3 \pm 0.4\%$	$47.2 \pm 0.5\%$
$N_{\text{pics}} \geq 10$	$90.8 \pm 0.3\%$	$96.7 \pm 0.5\%$	$88.5 \pm 0.3\%$	$96.9 \pm 0.3\%$
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	$71.0 \pm 0.4\%$	$19.2 \pm 1.0\%$	$68.7 \pm 0.5\%$	$16.2 \pm 0.6\%$
$\theta \leq 7$ mrad	$89.0 \pm 0.4\%$	$82.6 \pm 2.3\%$	$92.2 \pm 0.3\%$	$78.5 \pm 1.5\%$
Total	$35.4 \pm 0.4\%$	$7.5 \pm 0.5\%$	$33.3 \pm 0.3\%$	$5.8 \pm 0.2\%$
Total hors D.L.	$57.4 \pm 0.5\%$	$15.4 \pm 0.9\%$	$56.1 \pm 0.5\%$	$12.3 \pm 0.5\%$

TAB. 11.8: *Efficacité des coupures estimées à partir de la simulation.*

	Crabe		Markarian 421	
	ON-OFF	OFF	ON-OFF	OFF
Déclenchement Logiciel (D.L.)	$64 \pm 24\%$	$51.7 \pm 0.1\%$	$42 \pm 10\%$	$48.1 \pm 0.1\%$
$N_{\text{pics}} \geq 10$	$91 \pm 37\%$	$93.8 \pm 0.3\%$	$100 \pm 27\%$	$94.3 \pm 0.3\%$
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	$70 \pm 25\%$	$21.6 \pm 0.1\%$	$50 \pm 12\%$	$16.8 \pm 0.1\%$
$\theta \leq 7$ mrad	$71 \pm 20\%$	$56.2 \pm 0.4\%$	$98 \pm 19\%$	$57.0 \pm 0.6\%$
Total	$29 \pm 9\%$	$5.9 \pm 0.1\%$	$21 \pm 4\%$	$4.3 \pm 0.1\%$
Total hors D.L.	$45 \pm 15\%$	$11.4 \pm 0.1\%$	$48 \pm 11\%$	$9.0 \pm 0.1\%$

TAB. 11.9: *Efficacité des coupures estimées à partir des données réelles.*

De façon générale, la simulation reproduit correctement le taux d'enrichissement hadronique, tout en étant légèrement pessimiste, puisqu'elle prédit après le déclenchement logiciel un enrichissement d'un facteur 3.6 au transit du Crabe et 4.5 au zénith, alors que les rapport expérimentaux valent respectivement 3.9 et 5.3. Les importantes incertitudes statistiques sur les efficacités observées dans les excès ne permettent pas de conclure plus avant. Néanmoins, l'accord observé montre la robustesse du signal ainsi mis en évidence.

### 11.4.2 Seuil d'analyse

La figure 11.11 montre l'effet des coupures successivement employées sur un spectre en loi de puissance, d'indice  $-2$ . Cette simulation a été réalisée au transit du Crabe, et avec un seuil de déclenchement de  $45 \text{ mV héliostat}^{-1}$ .

Une convention sur la définition du seuil en énergie d'une expérience Čerenkov atmosphérique, proposée initialement par T. Weekes, consiste à prendre comme énergie de seuil le maximum de l'efficacité de détection convoluée par un spectre différentiel en  $E^{-2}$ , qui est typique des sources observées. Pour cette convention, **le seuil en énergie de CELESTE, avant les coupures d'analyse et pour des conditions normales de fonctionnement, est alors de 30 GeV environ. Le déclenchement logiciel, puis dans une moindre mesure la coupure en nombre de pics font monter ce seuil à une valeur comprise entre 40 GeV et 50 GeV.** Les coupures suivantes sont essentiellement indépendantes de l'énergie, et ne font que diminuer le taux de détection.

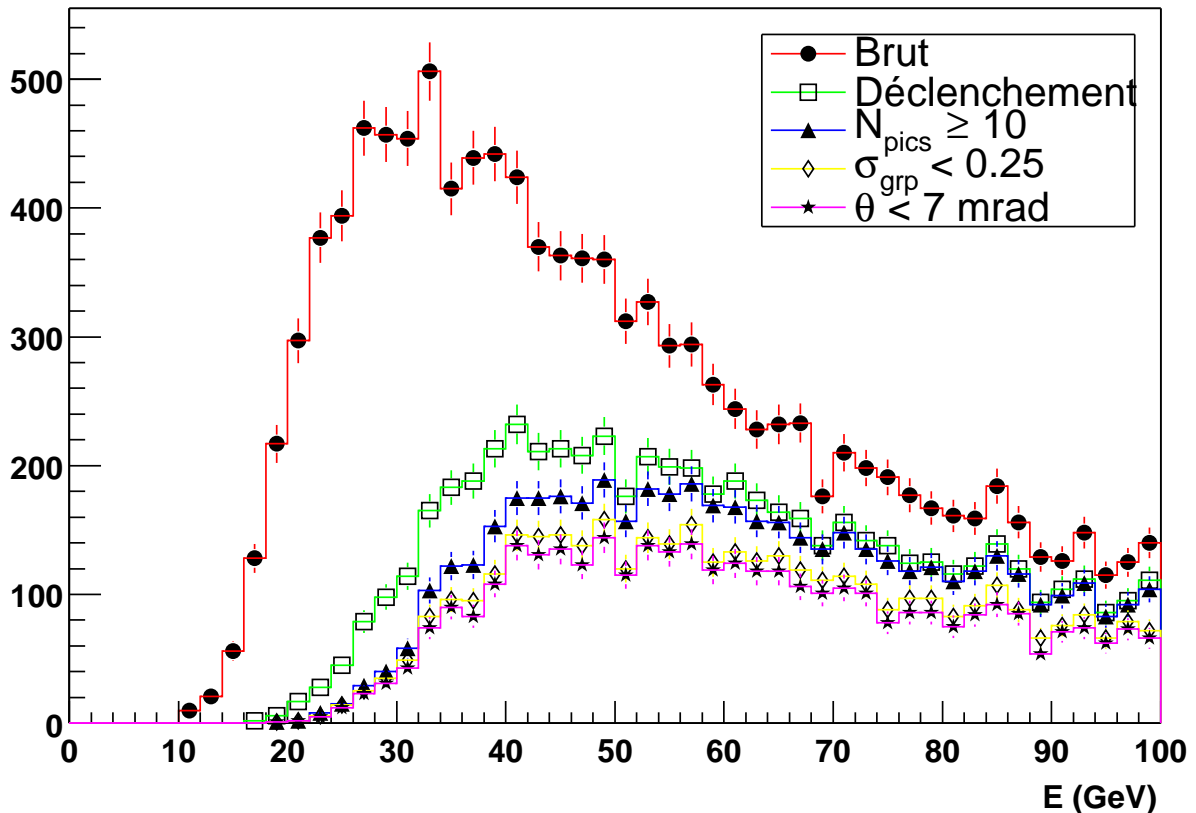


FIG. 11.11: Effet des différentes coupures sur un spectre de  $\gamma$  en loi de puissance  $E^{-2}$ , au Transit de la Nébuleuse du Crabe.

### 11.4.3 Estimation du flux

En supposant que le spectre de la Nébuleuse du Crabe suive aux alentours de 100 GeV une loi de puissance d'indice différentiel  $-2.0$ , nous sommes en mesure de donner une première estimation du niveau de cette émission.

Moyennant l'introduction du temps mort d'acquisition (20% en moyenne), le nombre d'événements attendu dans les données (et après les coupures) peut être calculé en fonction de la

normalisation du spectre primaire et de la durée d'observation. La comparaison avec le nombre d'événements effectivement observés permet alors de remonter au spectre primaire, sous l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance.

Nous obtenons ainsi une normalisation d'un spectre différentiel :

$$\frac{d\Phi}{dE} = (2.2 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 1_{\text{syst}}) \times 10^{-8} \left( \frac{E}{1 \text{ GeV}} \right)^{-2} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad (11.1)$$

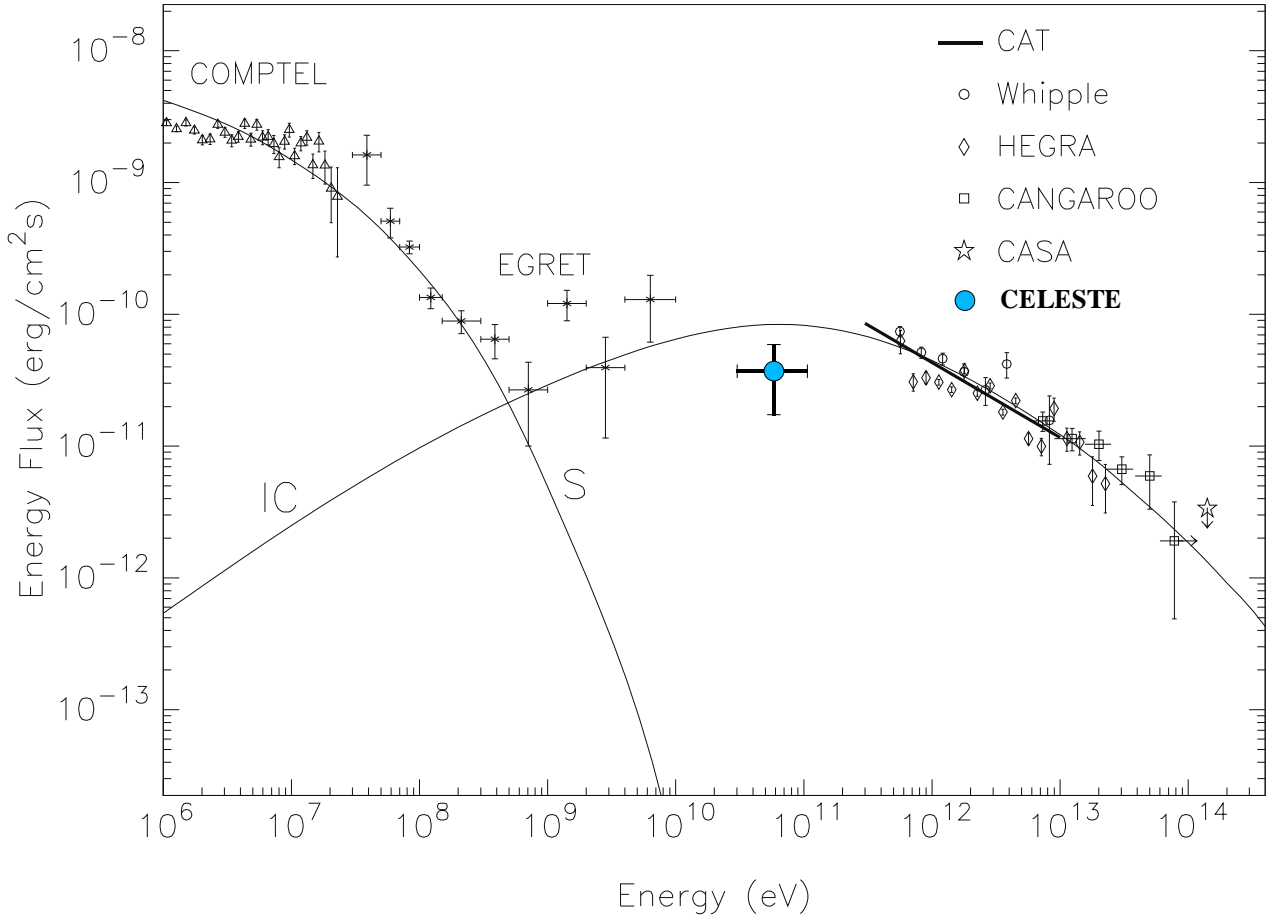


FIG. 11.12: Mesure du flux de la Nébuleuse du Crabe à 60 GeV par CELESTE.

L'erreur systématique exprime de manière globale les incertitudes suivantes :

- ⊙ Une incertitude de 25% sur les surfaces effectives, provenant de la comparaison Cascade - Corsika
- ⊙ Une incertitude de 30% sur les efficacités des coupures, présentée à la section précédente
- ⊙ Une incertitude de 20% sur le seuil
- ⊙ Une incertitude de 10% provenant de l'hypothèse de spectre en  $E^{-2}$  : sous l'hypothèse d'un indice spectral 2.5, on obtient un flux différentiel inférieur de 10% à 50 GeV, avec un déplacement de 5 GeV vers les plus basses énergies.

La figure 11.12 reprend le spectre présenté au deuxième chapitre de cette thèse, en y ajoutant le point de mesure de CELESTE, dans un spectre en densité d'énergie par décade, s'étendant

du keV à 50 TeV. Les barres d'erreurs horizontales correspondent à la largeur à mi-hauteur du spectre différentiel après les coupures, et s'étendent de 30 GeV à 100 GeV.

Cette estimation du flux repose par ailleurs sur l'hypothèse d'une efficacité de détection calculée au transit de la Nébuleuse du Crabe, alors que les données ont été prises sur une plage de deux heures de part et d'autre de ce point. Le seuil de l'expérience n'est pas constant au cours du transit (figure 7.11, page 169), de même que les efficacités des coupures. Une première estimation indique que cet effet conduit à une sous-estimation de 25% du flux de la Nébuleuse du Crabe, si les données sont uniformément réparties autour du transit.

## 11.5 Nouvelles stratégies de pointé

La stabilité légendaire de la Nébuleuse du Crabe nous a permis de tester de nouvelles stratégies de pointé, afin d'optimiser l'efficacité du détecteur. Nous avons en particulier comparé en conditions réelles trois pointés différents :

- ⊙ Un pointé convergent à 11 km d'altitude, donnant d'après la simulation le seuil le plus faible.
- ⊙ Un pointé convergent à 17 km d'altitude, optimisant la résolution angulaire.
- ⊙ Un pointé mixte, avec une moitié des héliostats pointant à 11 km et l'autre à 25 km. Ce pointé, hérité de l'analyse présentée au chapitre 4, page 90, permet un échantillonnage plus fidèle de la distribution de lumière et sol, et améliore en conséquence la réjection hadronique.

	ON	OFF	Excès	Significativité	Excès/Fond	$\gamma$ /mn
Brut	193 734	188 549	5 185	8.4	2.7%	
Déclenchement Logiciel	100 655	98 255	2 400	5.4	2.4%	11.9
$N_{\text{pics}} \geq 10$	95 795	93 466	2 329	5.4	2.5%	11.5
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	10 220	9 780	440	3.1	4.5%	2.2
$\theta \leq 7$ mrad	5 992	5 643	349	<b>3.2</b>	6.2%	1.7

TAB. 11.10: *Idem à 11.2, pour un pointé convergent à 17 km, et pour 3h 22mn de données ON.*

	ON	OFF	Excès	Significativité	Excès/Fond	$\gamma$ /mn
Brut	157 129	155 365	1 764	3.2	1.1%	
Déclenchement Logiciel	76 726	75 424	1 302	3.3	1.7%	10.0
$N_{\text{pics}} \geq 10$	72 996	71 683	1 313	3.5	1.8%	10.0
$\sigma_{\text{grp}} < 0.25$	8 999	8 370	629	4.8	7.5%	4.8
$\theta \leq 7$ mrad	5 650	5 155	495	<b>4.8</b>	9.6%	3.8

TAB. 11.11: *Idem à 11.2, pour un double pointé à 11 et 25 km, et pour 2h 11mn de données ON.*

Au vu des tableaux de nombre d'événements 11.2, 11.10 et 11.11, on peut tout d'abord remarquer que le double pointé est celui qui donne le meilleur résultat en terme de sensibilité, laquelle vaut  $3.25 \sigma / \sqrt{\mathbf{h}}$  contre 1.7 en pointé convergent à 11 km et à 17 km.

La coupure en homogénéité sur les groupes ( $\sigma_{\text{grp}} < 0.25$ ) est responsable de cette amélioration, car son efficacité aux  $\gamma$  n'est que légèrement détériorée en double pointé (48% contre 61% en pointé à 11 km), alors que son pouvoir de rejection est doublé (on ne conserve que 12%



des hadrons contre 21% en pointé convergent). Une simulation présentée dans le tableau 11.12 confirme cette analyse, en prédisant une proportion de respectivement 13% et 19% de protons conservés par cette coupure en pointé mixte et en pointé à 11 km.

	Convergent 11 km		Double Pointé	
	Données	Simulation	Données	Simulation
$\gamma$	61%	71%	48%	55%
protons	21%	19%	12%	13%

TAB. 11.12: Efficacité de la coupure en homogénéité  $\sigma_{\text{grp}} < 0.25$  en pointé convergent et en pointé mixte, pour des données réelles et simulées.

Les autres coupures, et en particulier la coupure angulaire, ne sont quasiment pas modifiées par le double pointé. Enfin, point qui reste à confirmer, le déclenchement lui-même du télescope semble plus favorable aux  $\gamma$  en pointé mixte. La figure 11.13 montre par ailleurs que le seuil du télescope (au déclenchement et à l'analyse) n'est pratiquement pas détérioré par la procédure de double pointé.

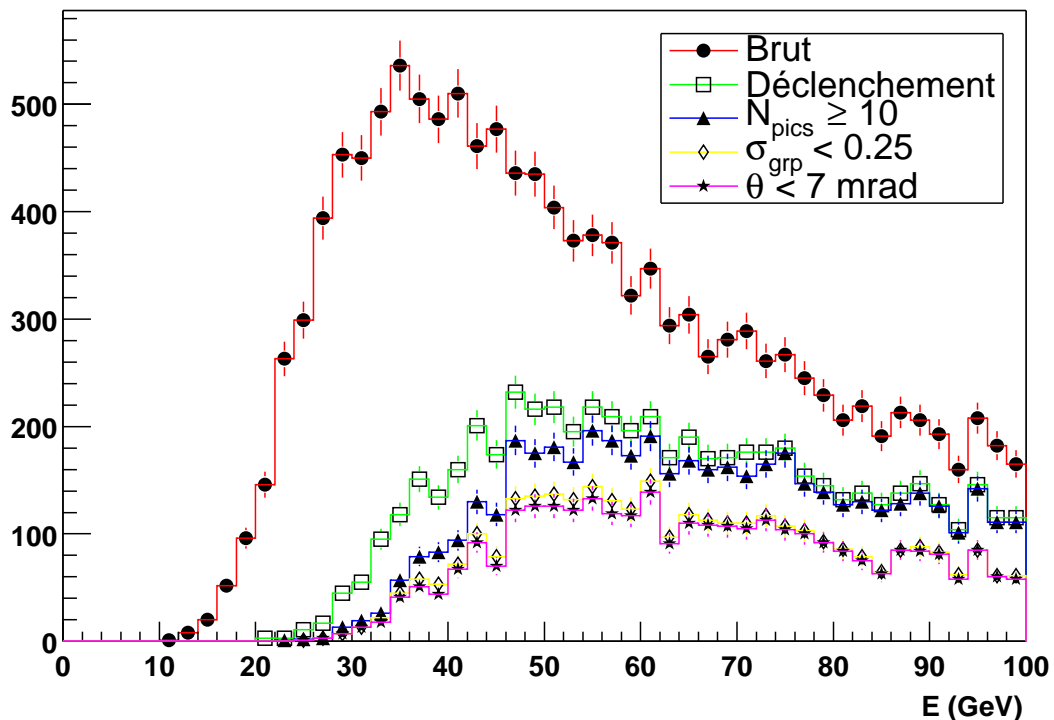


FIG. 11.13: Idem à 11.11, pour un pointé mixte à 11 et 25 km.

Enfin, la significativité totale du signal sur la Nébuleuse du Crabe (lorsqu'on accumule les données prises en pointé simple à 11 et 17 km et en pointé mixte), est de  $7.6\sigma$ , pour 17 heures de données.

## Conclusion

A partir d'une analyse développée conjointement au moyen d'une simulation détaillée et des événements communs, nous avons pu mettre en évidence un signal de la Nébuleuse de Crabe au voisinage de 100 GeV, compatible avec les observations faites à plus basse et à plus haute énergie. Il s'agit de la toute première observation dans le domaine compris entre 30 GeV et 300 GeV, jusqu'alors inexploré et tout juste entrouvert par CELESTE. Cette mesure vient confirmer l'ensemble du travail de simulation, de calibration et d'analyse présenté au cours de cette thèse, tout en laissant présager de nouvelles améliorations : les erreurs systématiques encore élevées sont appelées à diminuer avec la poursuite du travail de calibration et de compréhension du détecteur.

# Chapitre 12

## Perspectives

CELESTE a prouvé sa capacité à détecter des rayons  $\gamma$  et à les extraire du bruit de fond hadronique. L'objectif d'un seuil au voisinage de 30 GeV a été atteint, et le seuil après analyse a été moins augmenté qu'on aurait pu le craindre. **CELESTE est actuellement le détecteur de gerbes atmosphériques de plus bas seuil au monde.** Ce succès est en grande partie dû à la logique de déclenchement.

CELESTE est une expérience de première génération, ayant pour vocation l'ouverture d'une nouvelle fenêtre d'observation. Les améliorations que l'on peut apporter au détecteur sont relativement nombreuses, et pourront - nous l'espérons - renforcer la réjection hadronique qui fait encore défaut à CELESTE. Par ailleurs, les enseignements que l'on peut tirer de cette première observation à 50 GeV permettent d'envisager un détecteur plus spécifique d'un domaine qui reste à la frontière des capacités des prochaines expériences.

### 12.1 Quel futur pour CELESTE ?

Les premiers résultats de CELESTE font état d'un comportement stable et maîtrisé du détecteur. Si la simulation ne reproduit pas parfaitement le comportement des gerbes réelles - et en particulier des gerbes hadroniques - , elle montre néanmoins que le fonctionnement de l'ensemble est bien compris. Les efforts doivent maintenant porter sur l'amélioration de la réjection hadronique, afin d'améliorer la sensibilité du détecteur. La grande variété de pistes laisse espérer une amélioration notable.

#### 12.1.1 Optimisation de l'appareillage

##### Exploitation de la distribution de lumière au sol

L'étroitesse du champ de vue limitant sévèrement le pouvoir de réjection basée sur la distribution temporelle de lumière, c'est la distribution spatiale de cette dernière qui permet d'obtenir les meilleurs résultats. Nous avons étudié deux critères de réjection, l'un utilisant l'homogénéité de la distribution de lumière au niveau des héliostats individuels, et l'autre regroupant les héliostats par 8, avec la même configuration que les groupes de déclenchement. Ce regroupement d'héliostats s'avère nécessaire à basse énergie, où le bruit de fond de ciel gêne la recherche d'un signal Čerenkov dans les données Flash ADC. Par contre, ce regroupement ne rend la méthode sensible qu'à des fluctuations d'intensité sur des distances de l'ordre de 50 m, dimension typique des groupes de déclenchement.

Le regroupement en groupes plus petits, par exemple de 4 héliostats, devrait permettre de

définir un critère sensible à des fluctuations de plus petite taille, pouvant apporter une meilleure réjection hadronique.

**Le passage à 54 héliostats, qui devrait être effectif dès le mois de Septembre 2000, devrait permettre une amélioration sensible de la réjection hadronique et donc de la sensibilité de l'appareillage.**

### De nouvelles stratégies de pointé

Les données présentées au cours de cette thèse ont été, dans leur grande majorité, prises en pointé convergent à une altitude de 11 km au dessus de Thémis, altitude correspondant au maximum de développement des gerbes de basse énergie.

Ce choix est celui qui procure en principe le seuil de déclenchement le plus bas mais, selon les simulations, il ne s'avère pas optimal en terme de résolution angulaire - et donc en terme de réjection hadronique. Pointer à plus haute altitude améliore la résolution sur le pied de gerbe, en dégradant celle sur le maximum de gerbe. L'altitude optimale pour la résolution angulaire résulte donc d'un compromis, et se situerait plutôt vers 17 km. Le prix à payer est une augmentation du seuil de l'ordre de 10 GeV.

L'influence de l'altitude de pointé sur la distribution de lumière au sol, et donc sur la réjection hadronique que l'on peut en tirer, est nettement plus délicate à estimer et ne pourra probablement se faire que par des mesures *in situ*.

Par ailleurs, la possibilité de piloter les héliostats de manière indépendante permet d'envisager de nombreuses autres stratégies de pointé, ayant principalement pour but d'augmenter virtuellement le champ de vue du détecteur.

Parmi les stratégies à l'étude, dont certaines ont déjà été testées, signalons les plus prometteuses :

- ⊙ un pointé convergent mixte, dans lequel un héliostat sur deux pointe à une altitude plutôt basse (par exemple 11 km) et l'autre à plus haute altitude (25 km). Conçue à l'origine pour améliorer la résolution angulaire (en dédiant la moitié des héliostats à la mesure du pied de gerbe et l'autre à celle du maximum de gerbe), cette méthode s'est avérée trop coûteuse en seuil, car seule la moitié de l'information disponible sur chaque héliostat était utilisée.

Si les altitudes ne sont pas trop différentes, les écarts de temps de trajet restent acceptables. Il y a alors un recouvrement des champs de vue et tous les héliostats peuvent intervenir dans la reconstruction des deux points. L'apport d'un tel pointé est alors *d'augmenter virtuellement le champ de vue du télescope*, de façon à contrer l'effet de sélection présenté au chapitre 4, page 90 : si la densité d'héliostats pointant à l'une et à l'autre des altitudes est suffisante, la superposition des deux images de la figure 4.27 doit permettre de retrouver la forme d'anneau, et donc de reconstruire le pied de gerbe avec une meilleure précision.

Ce pointé a été testé avec succès *in situ*, les résultats obtenus sur la Nébuleuse du Crabe (et présentés au chapitre précédent, sur le tableau 11.11) indiquant une amélioration notable de la sensibilité, qui est due à une meilleure réjection hadronique. Il reste cependant à confirmer cette amélioration, à optimiser les altitudes de pointé des deux groupes et à développer une analyse spécifique exploitant au mieux cette stratégie<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>En effet, les données prises en doublé pointé ont été analysées pour l'instant de la même façon que les

- ⊙ un pointé *veto*, dans lequel un certain nombre d'héliostats n'interviennent pas dans la logique de déclenchement, et pointent à des altitudes très différentes - voire en pointé *divergent* - de façon à détecter d'autres sous-gerbes éventuellement présentes dans les gerbes hadroniques. La présence d'un signal sur l'un de ces héliostats constituerait potentiellement une signature hadronique de l'événement. De la même façon que pour les autres méthodes de réjection, le regroupement d'héliostats sera probablement nécessaire à une efficacité de la réjection à basse énergie.

Le prochain passage à 54 héliostats devrait permettre de tester précisément ces stratégies de pointé alternatives, sans diminuer trop fortement le nombre d'héliostats participant au déclenchement et à la reconstruction (ce qui conduirait à une augmentation du seuil).

### Suppression du mode alterné

En doublant le nombre d'héliostats ainsi que l'électronique d'acquisition, il devrait être possible de regarder deux régions du ciel en même temps, sur un mode *flip-flop* : on pourrait ainsi prendre de façon concomitante des données *sur source* (ON) ainsi que les données *hors source* (OFF) correspondant au ON précédent. Le doublement de temps d'observation qui en résulterait - ainsi que la continuité du suivi de la source - serait un élément précieux dans un domaine où le cycle utile ne dépasse pas les 10%.

### 12.1.2 Enjeux astronomiques

CELESTE a atteint son seuil nominal, mais pas encore sa sensibilité nominale. De nombreuses pistes de réflexion, ouvertes par la première observation d'un signal à 50 GeV, laissent présager d'une amélioration notable de la sensibilité, qui devrait permettre l'observation de sources environ 4 fois plus faibles que la Nébuleuse du Crabe en un nombre raisonnable d'heures.

CELESTE a été en mesure d'effectuer une première mesure du flux de la Nébuleuse du Crabe aux alentours de 50 GeV. Le faible seuil atteint permet, d'ores et déjà, de partir à la recherche de nouvelles sources, et notamment des blazars d'EGRET, inaccessibles aux imageurs du fait de l'absorption par le fond infra-rouge présentée au premier chapitre. Les extrapolations des flux mesurés par EGRET permettent d'estimer à au moins 10 le nombre de sources visibles depuis Thémis, et suffisamment intenses pour être détectées en moins de 10 heures. Les sources des différents catalogues X (et notamment du catalogue Einstein) sont également de bons candidats car, dans le cadre du paradigme des blazars, le pic d'émission Compton inverse serait dans le domaine de sensibilité de CELESTE.

Dès à présent, la stratégie d'observation de CELESTE comporte plusieurs axes :

- ⊙ des campagnes multi longueur d'onde, menées avec Beppo Sax (en X) et CAT (au TeV) sur les Blazars de haute énergie (Markarian 421 et Markarian 501), de façon à étudier la variabilité de ces objets ;
- ⊙ des observations à relativement haute statistique sur quelques sources potentielles, tirées notamment du catalogue d'Einstein ;
- ⊙ et bien sûr en hiver, un suivi assidu de la Nébuleuse du Crabe, de façon à rechercher un signal pulsé. Les simulations montrent une certaine sensibilité de CELESTE en peu en dessous de 30 GeV, et ce seuil devrait rapidement pouvoir être abaissé vers 20 GeV en

utilisant une majorité de 5 groupes sur 5 (au prix d'une augmentation du temps mort). **Ce dernier point constitue l'enjeu majeur de la prochaine saison d'hiver**, enjeu pour lequel CELESTE possède un avantage temporel important sur STACEE ou encore plus sur SOLAR II.

## 12.2 Perspectives en Astronomie $\gamma$

Après un développement rapide au cours des deux dernières décennies, l'astronomie  $\gamma$  arrive maintenant à maturité. De nombreux projets de seconde, voire de troisième génération verront le jour dans les prochaines années, de façon à couvrir le plus uniformément possible le domaine allant du MeV à plusieurs dizaines de TeV. Excepté dans le domaine compris entre 20 et 200 GeV, le temps des expériences exploratoires est révolu : les prochains projets ont pour vocation une augmentation d'un facteur 10 à 100 en sensibilité, permettant d'accroître en proportion le nombre de sources potentielles. Par contre, le domaine intermédiaire, celui de CELESTE, reste une région difficile d'accès, qui méritera probablement une expérience dédiée dont les concepts de base sont à définir.

### 12.2.1 GLAST : un satellite pour le domaine 10 MeV - 300 GeV

Le projet GLAST, qui s'inscrit dans la continuité d'EGRET, a pour vocation de couvrir le domaine d'énergies plus basses avec une sensibilité ponctuelle environ 50 fois meilleure que celle d'EGRET. Il repose sur la détection d'une paire électron-positon produite par la matérialisation du photon  $\gamma$  incident, dont la direction sera mesurée par un ensemble de détecteurs à semi-conducteur, et l'énergie estimée dans un calorimètre totalisant environ 10 longueurs de radiation.

La grande surface (1.5 m<sup>2</sup> effectif) et surtout le champ de vue (2–3 sr) de cet instrument sont les éléments qui ont été le plus améliorés par rapport à EGRET, et sont la clef de l'augmentation de sensibilité. La finesse de localisation a été accrue en proportion.

GLAST pourra s'attaquer à tous les domaines de l'astronomie  $\gamma$  :

- ⊙ La plus grande sensibilité ponctuelle devrait permettre d'augmenter fortement le nombre de noyaux actifs de galaxie, et donc d'entamer des études statistiques. Du fait de son large champ de vue, GLAST pourra également servir de système d'alerte, signalant les sursauts des ces objets hautement variables, et permettant ainsi une étude plus efficace depuis le sol.
- ⊙ Parmi les sources non identifiées d'EGRET pourraient se trouver de nombreux pulsars  $\gamma$ . Par une meilleure localisation, GLAST permettra aux radiotélescopes d'accéder à ces sources. L'augmentation de sensibilité de GLAST devrait aussi permettre la recherche directe de période dans les données, et donc la découverte de pulsars  $\gamma$  éventuellement muets en radio ou en optique (à l'instar de Geminga). Cette augmentation de sensibilité permettant de repousser la frontière supérieure en énergie jusque vers 300 GeV, GLAST devrait être à même de contraindre fortement les modèles d'émission et d'apporter une réponse au débat opposant le modèle de la *calotte polaire* au modèle de la *cavité externe*.
- ⊙ Une étude plus fine de l'émission des restes de supernova devrait permettre de savoir s'ils sont à l'origine des rayons cosmique.
- ⊙ Enfin, GLAST devrait apporter une contribution majeure à l'étude des sursauts  $\gamma$ , peu accessibles à EGRET à cause de la relative lenteur des chambres à fils utilisées.

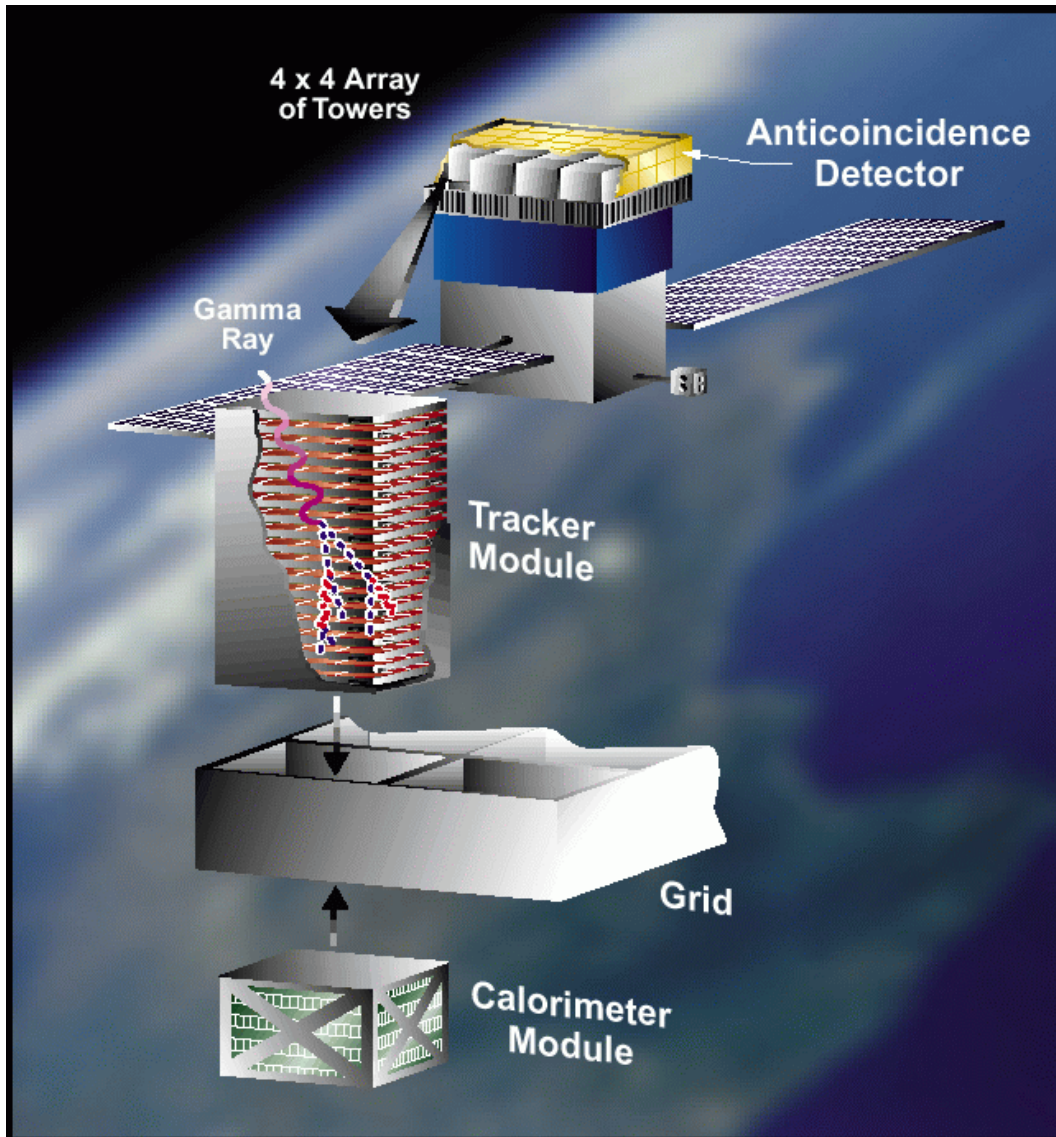


FIG. 12.1: Schéma de principe du satellite GLAST.

La surface de collection de GLAST reste faible comparée à celle des expériences au sol, qui seules permettront l'étude de la variabilité des noyaux actifs de galaxie sur des courtes périodes de temps, du moins vers la dizaine de GeV.

Le possible glissement du maximum de la *bosse* d'émission Compton inverse pendant un épisode de sursaut, envisagé récemment pour les Blazars, sera très difficile à mettre en évidence avec GLAST.

### 12.2.2 Au sol : réseaux stéréoscopiques et imageur géant

Alors que dans l'espace la situation est dominée par un projet majeur, au sol les projets restent plus nombreux, et deux stratégies se dessinent.

#### Réseaux d'imageurs de troisième génération

Les dernières années ont vu le succès d'un certain nombre d'imageurs (Whipple, Hegera, Cat, Cangaroo...), de conception relativement différente, chaque groupe ayant en quelques sortes optimisé l'un des paramètres libres.



FIG. 12.2: Montage photographique représentant les imageurs constituant le réseau HESS, en Namibie.

- ⊙ Le télescope du Whipple a ainsi mis sur une grande taille de réflecteur (environ  $75 \text{ m}^2$  de surface), de façon à optimiser la collection de lumière, mais au prix d'un anisochronisme du dispositif atteignant 4 à 6 ns.
- ⊙ La collaboration CAT, sur le site de Thémis, a au contraire mis l'accent sur la rapidité de l'électronique de la caméra, de façon à réduire le temps d'intégration du bruit de ciel. La très grande finesse de la caméra, constituée de 600 photomultiplicateurs, a permis de développer une analyse exploitant la distribution de lumière le long de l'image des gerbes, de façon à déterminer pour chaque gerbe (et par comparaison avec un modèle analytique) la direction incidente, l'énergie et le point d'impact du primaire. La qualité de la caméra de CAT a permis à ce télescope d'atteindre le même seuil que le télescope du Whipple (250 GeV) malgré une surface de réflecteur 4 fois plus petite.
- ⊙ Le groupe HEGRA a exploité avec succès une technique *d'Imagerie Stéréoscopique*, consistant à regarder la même gerbe depuis plusieurs imageurs Čerenkov situés à des distances de quelques dizaines de mètres les uns des autres. Le supplément d'information obtenu ainsi permet d'une part de déterminer par stéréoscopie la direction incidente, et d'autre part d'augmenter d'un facteur 10 à 100 le potentiel de réjection hadronique. Les petits arcs de muons, qui constituent l'un des bruits majeurs des télescopes Čerenkov près du seuil, sont en particulier supprimés par la condition de déclenchement de plusieurs télescopes, et ce pour la même raison que pour CELESTE.

Deux grands projets de réseaux d'imageurs vont voir le jour d'ici quelques années : VERITAS, dans l'hémisphère Nord, et HESS, en Namibie. Ces deux projets, en tous points similaires, font la synthèse des performances des imageurs actuels. Il reprennent ainsi :

- ⊙ une grande taille de réflecteur (environ 10 m de diamètre), héritée de Whipple,
- ⊙ une électronique rapide, qui a fait le succès de CAT,



⊙ l'observation stéréoscopique, héritage de HEGRA.

Ces projets annoncent un seuil inférieur à 100 GeV, avec une sensibilité excellente assortie d'une bonne réjection hadronique.

La surface de collection de chaque réflecteur, sensiblement double de celle d'un seul héliostat de CELESTE, reste trop faible pour atteindre des seuils de déclenchement inférieurs à 50 GeV. Par ailleurs, ces télescopes seront - en mode individuel - extrêmement sensibles aux muons qui constitueront le bruit dominant au déclenchement. Des estimations récentes font état d'un taux de déclenchement voisin de 600 Hz sur les muons, pour HESS. La condition de coïncidence entre plusieurs télescopes, nécessaire à l'élimination de ces muons, n'est faite qu'après déclenchement individuel de chaque télescope, et ne réduit donc pas le taux de déclenchement individuel.

### Un imageur géant : MAGIC

Au contraire des projets HESS et VERITAS, peu risqués puisqu'ils reposent sur la combinaison des avantages des imageurs existants, un projet ambitieux de télescope géant a vu le jour.

Ce projet, dénommé MAGIC, consiste en un réflecteur de 17 m de diamètre (soit 2 à 3 fois plus de surface que les télescopes de HESS ou VERITAS), assorti d'une caméra à très haute résolution. La dimension du réflecteur impose l'utilisation d'une optique active, chaque élément de miroir étant équipé de vérins de façon à compenser les déformations de la structure.

L'ambition de ce projet est d'atteindre un seuil de l'ordre de 20 GeV, mais les performances annoncées reposent notamment sur le développement de photodétecteurs hybrides de plus de 50% d'efficacité quantique. En outre, les capacités de réjection hadronique d'un imageur unique à ces énergies restent fortement incertaines.

L'utilisation de tels dispositifs en réseau apporterait une puissance supplémentaire, mais la complexité de chaque élément retardera cette éventualité.

### 12.2.3 Un projet dédié au domaine 20 GeV - 300 GeV

Les enjeux de l'astronomie  $\gamma$  sont tels qu'il reste une place pour un projet dédié au domaine 20 GeV – 300 GeV. S'il est encore trop tôt pour définir totalement un tel projet, il est d'ores et déjà possible de préciser certaines de ses caractéristiques.

Un tel projet nécessitera :

- ⊙ une grande surface de collection de lumière, typiquement de l'ordre de celle de CELESTE ( $\approx 2000 \text{ m}^2$ ).
- ⊙ une logique de déclenchement très similaire à celle de CELESTE, distribuée sur une grande surface de façon à rejeter les muons et à diminuer l'influence du bruit de fond de ciel.
- ⊙ un champ de vue plus large que celui de CELESTE, (typiquement 2 à 3 fois plus large), afin d'améliorer la réjection hadronique. De façon à limiter l'incidence du bruit de fond de ciel, seule la partie centrale du champ de vue devra participer au déclenchement.
- ⊙ et probablement une électronique de lecture utilisant des Flash ADC, dont on a vu les performances au cours de cette thèse.

Ceci nous amène à l'idée d'un réseau d'imageurs rudimentaires, comme représenté sur la figure 12.3, dont la caméra serait formée de 7 pixels seulement, avec un champ de vue de 5 mrad par pixel. La logique de déclenchement n'utiliserait que le pixel central de chaque détecteur,

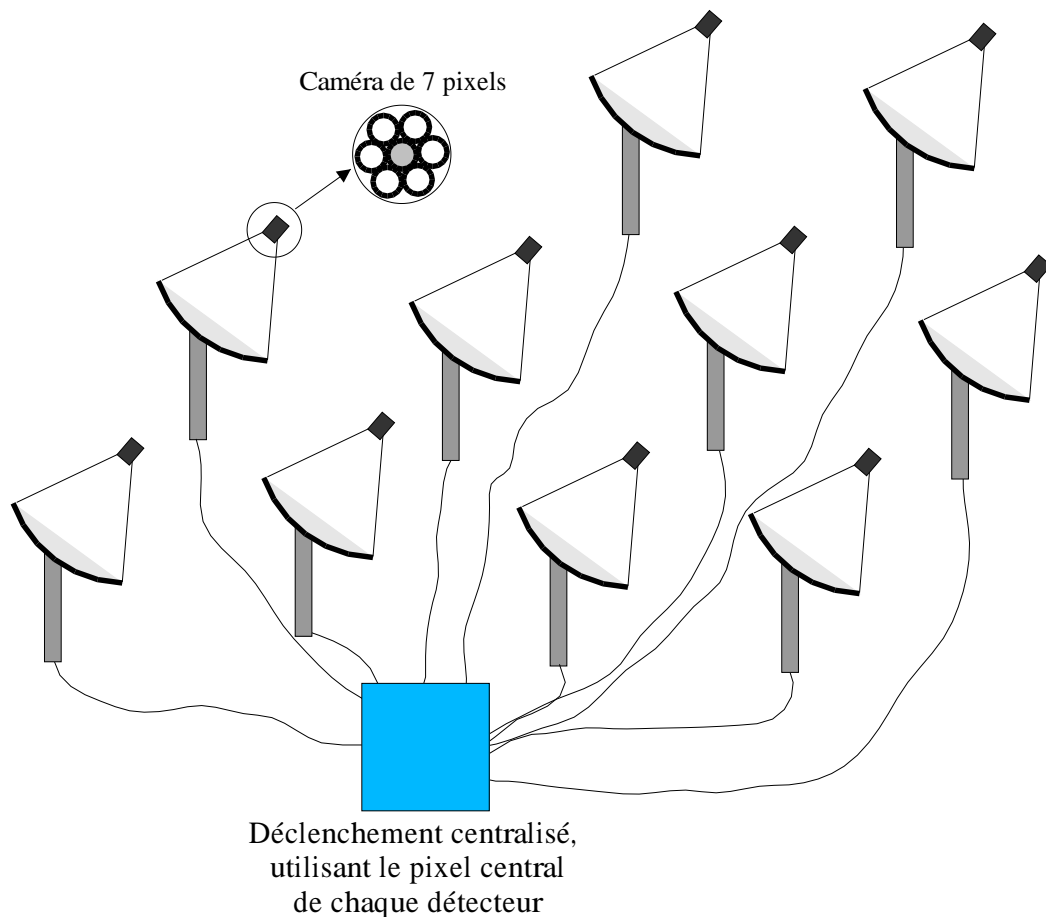


FIG. 12.3: Schéma d'un éventuel projet d'échantillonneur dédié au domaine 20 GeV – 300 GeV.

et ce système conserverait en outre le degré de liberté apporté par les différentes stratégies de pointé. Il faudrait typiquement une quarantaine de stations indépendantes pour atteindre le seuil de 20 GeV, mais la simplicité de ces stations rendrait leur coût nettement inférieur à celui des imageurs actuels. Le miroir aurait en particulier des contraintes de qualité de focalisation nettement moindre, du fait de la grande taille des pixels de la caméra.

Un tel projet ne pourrait malheureusement pas réutiliser une installation existante (centrale solaire), car l'utilisation d'une optique secondaire déportée (comme celle de CELESTE) est incompatible avec la séparation du champ de vue sur différents pixel : chaque détecteur est placé à l'image géométrique de l'héliostat par le miroir secondaire. Ces caméras individuelles redonnent également au dispositif une plus grande homogénéité de réponse, permettant ainsi de couvrir une plus grande partie du ciel.

# Conclusion

CELESTE, pour la première fois, vient de lever un coin du voile sur l'une des dernières régions du spectre électromagnétique encore inexplorées. Restant inaccessible aux satellites du fait de leur surface trop faible, le domaine compris entre 30 GeV et 300 GeV résiste toujours aux imageurs opérant à plus haute énergie, qui ne parviennent pas à extraire les gerbes électromagnétiques trop ténues. Il importe d'ouvrir cette nouvelle fenêtre d'observation, qui devrait permettre d'en savoir un peu plus sur les mécanismes d'émission des pulsars ainsi que sur les phénomènes qui prévalent à la surprenante variabilité temporelle des Blazars.

CELESTE a prouvé que la reconversion d'une centrale solaire était un moyen efficace et peu onéreux permettant de disposer d'une surface de collection de lumière de plusieurs milliers de mètres carrés de miroir, condition nécessaire à la détection de la lumière Čerenkov émise par des gerbes comportant tout au plus quelques dizaines d'électrons.

La conception originale du système de déclenchement a permis d'atteindre un seuil de déclenchement voisin de 30 GeV, inégalé à ce jour. Le seuil après sélection se situe vers 50 GeV et devrait pouvoir être encore diminué au cours des prochains mois.

Les récentes observations de Markarian 421 et de la Nébuleuse du Crabe sont venues confirmer l'ensemble des simulations réalisées, apportant ainsi une compréhension fine du fonctionnement d'un détecteur d'un nouveau genre.

L'observation conjointe avec le télescope CAT, opérant sur le même site, a fourni l'occasion d'une validation qualitative et quantitative de la simulation.

Une première analyse, qui a constitué l'un des pôles de ce travail, a permis d'atteindre une résolution angulaire de 3 milliradians, résultat encourageant pour une technique de détection nouvelle. Cette analyse a permis de mettre en évidence, d'évaluer et de neutraliser partiellement les principaux effets systématiques, notamment liés à l'intensité de bruit de fond de ciel. Ceci constitue une base de travail pour le développement de nouvelles idées d'analyse.

Ces observations ont également mis en lumière les contreparties inévitables d'un détecteur optimisé pour la basse énergie. Le faible champ de vue des héliostats, indispensable pour ne pas être noyé dans le bruit de fond de ciel, maquille ainsi les gerbes hadroniques en gerbes électromagnétiques, rendant leur identification et leur réjection extrêmement délicate.

Le degré de liberté supplémentaire apporté par le fonctionnement individuel de 40 télescopes indépendants permet cependant d'envisager de nouvelles stratégies d'observation, consistant par exemple à augmenter virtuellement le champ de vue du dispositif. L'étude complète de telles stratégies devra reposer entièrement sur la simulation, de façon à prendre en compte les effets sur le seuil de déclenchement, la résolution angulaire et la capacité de réjection hadronique du télescope. Des premières mesures *in situ* ont d'ores et déjà permis de gagner un facteur 2 en sensibilité, au moyen d'une stratégie originale de *double pointé*.

La compréhension plus fine des gerbes de basse énergie, résultant de la comparaison de simulations détaillées avec les observations, devrait enfin permettre une meilleure évaluation des prochains réseaux d'imageurs, qui devraient atteindre des seuils de l'ordre de 100 GeV dans les prochaines années. La démonstration apportée par CELESTE laisse à penser que l'instrument *idéal* de la prochaine génération ne sera ni un imageur géant, ni un échantillonneur, mais un instrument hybride combinant les performances des deux techniques. Un échantillonneur du type de CELESTE, de par sa logique de déclenchement distribuée, permet d'abaisser au maximum le seuil sans souffrir des muons. Equiper quelques télescopes d'une capacité d'imagerie fine, en les déclenchant par le réseau d'échantillonnage, apporterait la puissante réjection hadronique qui fait défaut à CELESTE.

La situation de CAT et CELESTE sur le même site est un outil unique pour tester les capacités d'une telle combinaison. Déclencher CAT au moyen de CELESTE est réalisable avec des modifications raisonnables des dispositifs, permettant en principe de fonctionner en mode d'imagerie au voisinage du seuil de CELESTE.

Par le jeu combiné des simulations et de l'exploitation des moyens disponibles sur le site de Thémis, on est en droit d'escompter des perspectives nouvelles pour l'astronomie  $\gamma$ .



# Annexe A

## Optique sphérique

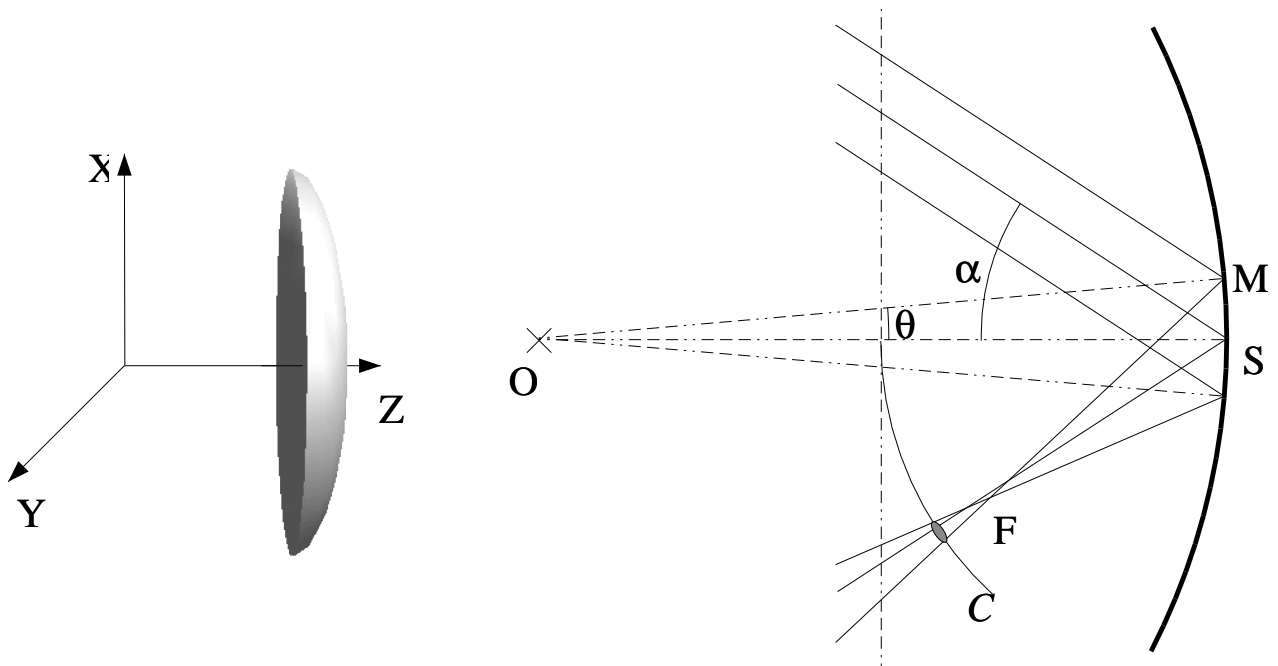


FIG. A.1: *Lorsqu'un miroir sphérique est éclairé sous incidence oblique, la distance du point focal  $F$  au miroir est diminuée dans le plan d'incidence et augmentée dans le plan orthogonal. Par ailleurs, le stigmatisme n'est qu'approché.*

### A.1 Caustique et surfocalisation

Nous montrons ici comment les aberrations sphériques ont pour conséquence principale de diminuer la distance focale apparente d'un miroir sphérique, et pour ce faire nous étudions analytiquement la réponse d'un miroir sphérique à un faisceau parallèle.

Considérons un miroir sphérique de rayon unitaire sur lequel un rayon lumineux arrive avec un angle  $\alpha$  par rapport à l'horizontale  $Oz$ . Le rayon lumineux touche le miroir en  $(\cos \theta, \sin \theta)$ , où  $\theta$  est l'angle polaire d'origine au centre  $O$  du miroir.

Le rayon réfléchi a alors pour équation, dans le système d'axe de la figure A.1 :

$$\begin{cases} z(t) &= [\cos \theta - t \cos(2\theta - \alpha)] \\ x(t) &= [\sin \theta - t \sin(2\theta - \alpha)] \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

La caustique est l'enveloppe des rayons lumineux, c'est à dire la courbe tangente en tout point à un rayon réfléchi. En prenant  $\theta$  comme paramètre pour caractériser la courbe (on pose alors  $t = t(\theta)$ ), il vient :

$$\begin{cases} \frac{dz}{d\theta} = -\sin\theta - \frac{dt}{d\theta}\cos(2\theta - \alpha) + 2t\sin(2\theta - \alpha) \\ \frac{dx}{d\theta} = \cos\theta - \frac{dt}{d\theta}\sin(2\theta - \alpha) - 2t\cos(2\theta - \alpha) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

La condition de tangence entre la caustique et la droite de paramètre  $\theta$  s'écrit

$$\frac{dy}{d\theta}\sin(2\theta - \alpha) - \frac{dx}{d\theta}\cos(2\theta - \alpha) = 0 \quad (\text{A.3})$$

Après développement, les termes en  $dt/d\theta$  se simplifient, et il reste :

$$t = \frac{1}{2}\cos(\theta - \alpha) \quad (\text{A.4})$$

Après simplification, l'équation de la caustique est donc :

$$\begin{cases} z = \frac{1}{2}\cos(\theta - \alpha) [1 + 2\sin^2(\theta - \alpha)] \\ x = \sin^3(\theta - \alpha) \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

Dans le cas particulier de l'incidence normale ( $\alpha = 0$ ), l'équation de la caustique est

$$\begin{cases} z = \frac{1}{2}\cos(\theta) [1 + 2\sin^2(\theta)] \\ x = \sin^3(\theta) \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

La figure A.2 montre la forme de la caustique pour un miroir ouvert à  $45^\circ$  sous incidence normale, c'est à dire pour l'ouverture maximale permettant une focalisation. La ligne foncée est le graphe de l'équation A.6, et correspond bien à l'enveloppe des rayons lumineux réfléchis. La figure A.3 montre quant à elle que pour un miroir ouvert à  $30^\circ$ , la position où la tache est la plus petite est à  $z = 0.56$  alors que le point focal théorique est à  $z = 0.5$ . La focale apparente est donc diminuée de 12%.

Enfin, la figure A.4 montre le taux de réduction de la focale effective du miroir sphérique en fonction de son angle d'ouverture (en degrés). Si ce taux de réduction reste inférieur à 10% pour des angles inférieurs à  $20^\circ$ , il peut atteindre des valeurs proches de 30% pour un miroir de grande ouverture. Dans les conditions de l'expériences, les angles d'ouverture sont compris entre  $15$  et  $25^\circ$ , et la diminution de focale est donc comprise entre 1 et 5% selon les détecteurs.

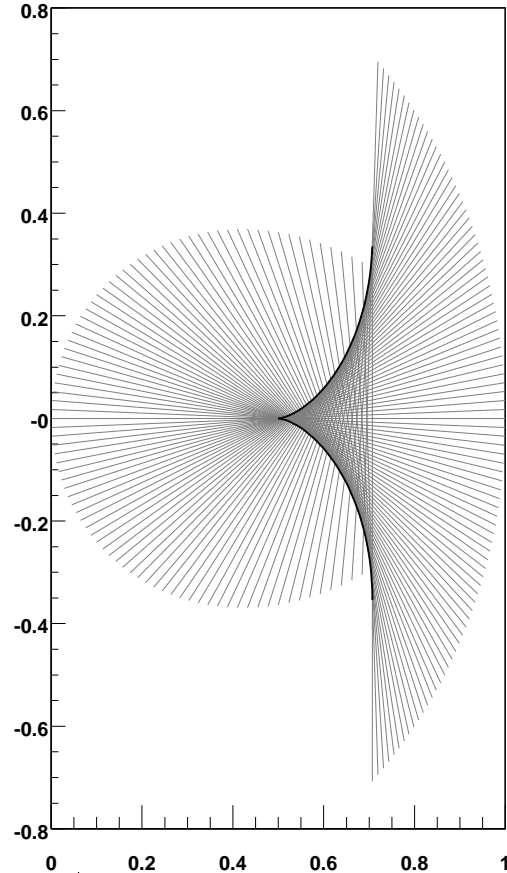


FIG. A.2: *Forme de la caustique pour un miroir ouvert à  $45^\circ$*

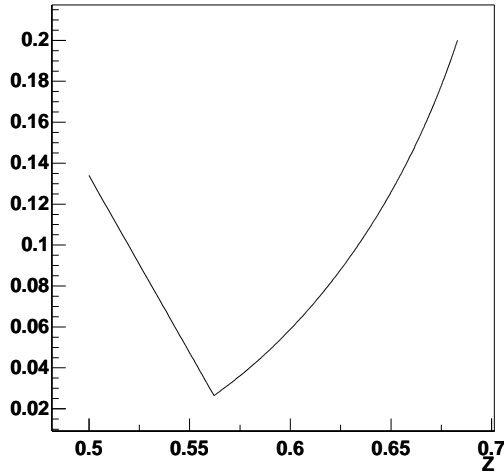


FIG. A.3: Taille de la tache de lumière sur un plan orthogonal à l'axe, en fonction de la position du plan, et pour un miroir ouvert à  $30^\circ$ . On remarque en particulier que la tache est minimale en avant du point focal situé à  $z = 0.5$ . Les distances sont en fraction du rayon de courbure du miroir.

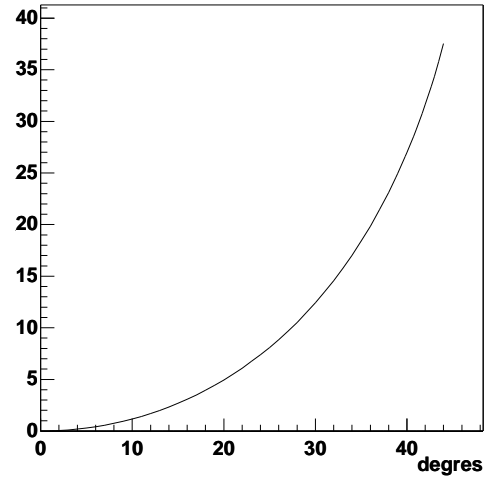


FIG. A.4: Déplacement relatif (en %) du point focal du miroir en fonction de l'angle d'ouverture (en degrés)

## A.2 Aberrations de Coma et déplacement du point focal

On considère un miroir sphérique de rayon unitaire, sur lequel arrive un faisceau parallèle faisant un angle  $\alpha$  avec l'axe du miroir. Dans le système d'axes représenté sur la figure A.1, le point d'impact M d'un rayon peut être paramétré en coordonnées sphériques :

$$\overrightarrow{OM} = \begin{cases} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

La direction  $\vec{v}$  de ce rayon lumineux incident est donnée par

$$\vec{v} = \begin{cases} \sin \alpha \\ 0 \\ \cos \alpha \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

La direction  $\vec{v}'$  du rayon réfléchi vaut  $\vec{v}' = \vec{v} - 2(\vec{v} \cdot \vec{n})\vec{n}$ , où  $\vec{n}$  est la normale au miroir au point d'impact du rayon.

Le rayon réfléchi a alors pour équation

$$\begin{cases} X = \cos \phi \sin \theta + t(\sin \alpha - 2 \sin \alpha \cos^2 \phi \sin^2 \theta - 2 \cos \alpha \cos \phi \sin \theta \cos \theta) \\ Y = \sin \phi \sin \theta - 2t(\sin \alpha \sin \phi \cos \phi \sin^2 \theta \cos \alpha \sin \phi \sin \theta \cos \theta) \\ Z = \cos \theta + t(\cos \alpha - 2 \sin \alpha \cos \phi \sin \theta \cos \theta - 2 \cos \alpha \cos^2 \theta) \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

ce qui donne au premier ordre en  $\theta$  (c'est à dire pour un miroir de petite ouverture)



$$\begin{cases} X = \theta \cos \phi + t(\sin \alpha - 2\theta \cos \alpha \cos \phi) \\ Y = \theta \sin \phi - 2t\theta \cos \alpha \sin \phi \\ Z = 1 - t(\cos \alpha + 2\theta \sin \alpha \cos \phi) \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

### A.2.1 Focalisation dans le plan d'incidence

Dans le plan d'incidence  $xOz$ , on utilise les termes en  $X$  et en  $Z$  de l'équation A.10 pour éliminer  $t$ , ce qui permet d'écrire au premier ordre en  $\theta$

$$X \cos \alpha + Z \sin \alpha - \sin \alpha + \theta(2X \sin \alpha \cos \phi - 2Z \cos \alpha \cos \phi + \cos \alpha \cos \phi) = 0$$

Cette dernière équation est un polynôme en  $\theta$  qui définit un faisceau de droites. Rechercher un point focal revient à rechercher un point fixe au faisceau de droite ainsi défini et donc à annuler les deux termes du polynôme en  $\theta$ . Il vient alors

$$\begin{cases} X_F = \frac{1}{2} \sin \alpha \cos \alpha \\ Z_F = 1 - \frac{1}{2} \cos^2 \alpha \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

La distance focale dans le plan  $xOz$  est alors, si l'on note  $f_0$  la focale nominale du miroir,

$$\boxed{f' = SF = \sqrt{X_F^2 + Y_F^2} = \frac{1}{2} \cos \alpha = f_0 \cos \alpha}$$

Dans le plan d'incidence, la distance focale est donc diminuée, comme on peut le voir sur la figure A.1 : le point focal F est situé en avant du cercle  $C$  de centre S et de rayon  $f_0$ .

### A.2.2 Focalisation dans le plan orthogonal au plan d'incidence

On se place maintenant dans le plan  $FSy$ , dans lequel on choisit un système d'axes  $(S, \vec{Y}, \vec{Z}')$ , avec  $\vec{Z}'$  parallèle à  $\vec{FS}$ . Des équations A.10, on tire

$$\begin{cases} Y = \theta \sin \phi - 2t\theta \cos \alpha \sin \phi \\ Z' = -(Z - 1) \cos \alpha + X \sin \alpha \\ = \theta \sin \alpha \cos \phi + t \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

La condition de stigmatisme s'écrit alors

$$\begin{cases} Y = 0 \\ Z' = \frac{1}{2 \cos \alpha} \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

Ainsi, dans le plan normal au plan d'incidence, la distance focale est allongée et vaut

$$\boxed{f' = \frac{f_0}{\cos \alpha}}$$

### A.2.3 Taille de la tache dans le plan focal

En général, on regarde l'image dans le plan focal nominal, situé à une distance  $f_0$  du sommet S du miroir. En toute rigueur, il s'agit d'un cercle, noté C sur la figure A.1. Dans la mesure où la distance focale est diminuée d'un facteur  $\cos \alpha$  dans le plan d'incidence, la taille de l'image sur ce cercle est simplement

$$\frac{d}{f_0}(1 - \cos \alpha)$$

où  $d$  est la taille du miroir.

# Bibliographie

## Signification des sigles

A&A	.....	Astronomy and Astrophysics
A&AR	.....	Astronomy and Astrophysics Review
A&AS	.....	Astronomy and Astrophysics Supplement Series
AJ	.....	Astronomical Journal
ApJ	.....	Astrophysical Journal
ApJL	.....	Astrophysical Journal Letters
ApJS	.....	Astrophysical Journal Supplement Series
Astropart. Phys.	.....	Astroparticle Physics
ARA&A	.....	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
Nat	.....	Nature
NIM	.....	Nuclear Instruments and Methods
Phys. Rep.	.....	Physics Reports
SSR.	.....	Space Science Reviews
PASP	.....	Publications of The Astronomical Society of the Pacific

- [1] Derdeyn S.M. et al., *SAS-B Digitized Spark Chamber Gamma Ray Telescope*, NIM. **98**, 557, (1972)
- [2] Thompson, D.J., et al., *SAS-2 high-energy gamma-ray observations of the VELA pulsar*, ApJL. **200**, 79-82, (1975)
- [3] Fichtel, C.E., et al., *High-Energy Gamma-Ray Results from the Second Small Astronomy Satellite*, ApJ. **198**, 163-185, (1975)
- [4] Fichtel, C.E., et al., *Diffuse Gamma Radiation*, ApJ. **222**, 833-849 (1978)
- [5] Schönfelder, V., et al., *Instrument Description and Performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory*, ApJS. **86**, 657-692 (1993)
- [6] Thompson, D.J., et al., *Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory*, ApJS. **86**, 629-656 (1993)
- [7] Nolan, P.L., et al., *Observations of the Crab Pulsar and Nebula by the EGRET Telescope on the Compton Gamma-Ray Observatory*, ApJ. **409**, 697-704 (1993)
- [8] Lin, Y.C., et al., *Detection of High-Energy Gamma-Ray Emission from the BL Lacertae Object Markarian 421 by the EGRET Telescope on the Compton Observatory*, ApJL **401**, 61-64 (1992)
- [9] Nolan, P.L. et al., *EGRET Observations of pulsars*, A&AS. **120C**, 61-64 (1996)

- [10] Nel, H.I. *et al.*, *EGRET High-Energy Gamma-Ray Pulsar Studies III. A Survey*, ApJ. **465**, 898-906 (1996)
- [11] Hunter, S.D., *et al.*, *EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission From the Galactic Plane*, ApJ. **481**, 205-240 (1997)
- [12] Kniffer, D.A., *et al.*, *EGRET Observations of the high latitude diffuse radiation*, ApJ. **120**, 615-617 (1996)
- [13] Kniffen, D.A. *et al.*, *Time Variability in the Gamma-Ray Emission of 3C 279*, ApJ. **411**, 133-136 (1993)
- [14] Wehrle, A.E. *et al.*, *Multiwavelength observations of a Dramatic High-Energy Flare in the Blazar 3C 279*, ApJ. **497**, 178-187 (1998)
- [15] Hartman, R.C. *et al.*, *The third catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*, ApJS. **123**, 79-202 (1999) *et*  
[http://coss.gsfc.nasa.gov/coss/egret/3rd\\_EGRET\\_Cat.html](http://coss.gsfc.nasa.gov/coss/egret/3rd_EGRET_Cat.html)
- [16] *Exploring Nature's Highest Energy Processes with the Gamma-ray Large Area Space Telescope*, Document du *GLAST Facility Science Team*, disponible sur  
<http://glast.gsfc.nasa.gov/GSD/>
- [17] Goldreich, P. and Julian. W. H., *Pulsar Electrodynamics*, ApJ. **157**, 869-880 (1969)
- [18] Cheng, K.S., Ho, C. *et Ruderman, M.*, *Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. I. Outer Magnetosphere Gaps*, ApJ. **300**, 500-521 (1986)
- [19] Ruderman, M.A. *et Sutherland, P.G.*, *Theory of pulsars : Polar Gaps, Sparks and Coherent Microwave Radiation*, ApJ. **196**, 51-72 (1975)
- [20] Daugherty, J.K. *et Harding, A.K.*, *Polar Cap Models of Gamma-Ray Pulsars : Emission from Single Poles of Nearly Aligned Rotators*, ApJ. **429**, 325-330 (1994)
- [21] Goret, P., *et al.*, *Search for  $\geq 400$  GeV gamma-rays from the SNR Cas A with the CAT telescope*, 26<sup>th</sup> International Cosmic Rays Conference, Salt Lake City, 1999, disponible à l'adresse  
[http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol3/o2\\_2\\_18.pdf](http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol3/o2_2_18.pdf)
- [22] Lessard, R.W., *et al.*, *Search for TeV Gamma-Rays from Shell-Type Supernova Remnants*, 26<sup>th</sup> International Cosmic Rays Conference, Salt Lake City, 1999, disponible à l'adresse  
[http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol3/o2\\_2\\_16.pdf](http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol3/o2_2_16.pdf)
- [23] Pülhofer, G., *et al.*, *Observations of the supernova remnants Cas-A and Tycho with the HEGRA stereoscopic IACT system*, 26<sup>th</sup> International Cosmic Rays Conference, Salt Lake City, 1999, disponible à l'adresse  
[http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol3/o2\\_2\\_17.pdf](http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol3/o2_2_17.pdf)
- [24] Pomarede, 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).
- [25] Asakimori, K. *et al.*, *Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra : Results from the JACEE Experiment.*, ApJ. **502**, 278-283 (1998)
- [26] Boezio, M., *et al.*, *The Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra Between 0.4 and 200 GeV.*, ApJ. **518**, 457-472 (1999)
- [27] Lagage, P.O. *et Cesarsky, C.J.*, *Cosmic-ray shock acceleration in the presence of self-excited waves*, A&A **118**, 223-228 (1983)

- [28] Völk, H.J. et Biermann, P.L., *Maximum energy of Cosmic-Ray particules Accelerated by Supernova Remnant Shocks in Stellar Wind Cavities*, ApJL. **333**, 65-68 (1988)
- [29] Henri, G. et al., *Active galactic nuclei as high energy engines*, Astropart. Phys. **11**, 347-356 (1999)
- [30] Ellison, D.C. et Eichler, D., *Monte Carlo Shock-Like solutions to the Boltzmann Equation with Collective Scattering*, ApJ. **286**, 691-701 (1984)
- [31] Baring, M.G. et al, *Radio to Gamma-Ray Emission from Shell-Type Supernova Remnants : Predictions from nonlinear shock acceleration models*, ApJ. **513**, 311-338 (1999)
- [32] Giacconi, R., et al, *Discovery of Periodic X-Ray Pulsations in Centaurus X-3 from UHURU*, ApJL. **167**, L67 (1971)
- [33] Shields, G.A., *A Brief History of AGN*, PASP. **111**, 661-678 (1999) et Astro-ph/9903401
- [34] Krolik, J.H., *Active Galactic Nuclei*, Princeton University Press, Princeton (1992)
- [35] Seyfert, C.K., *Nuclear Emission in Spiral Nebulae*, ApJ. **97**, 28-40 (1943)
- [36] Hey, J.S., Parsons, S.J. et Phillips, J.W., Nature **158**, 234 (1946)
- [37] Minkowski, R., *A New Distant Cluster of Galaxies*, ApJ. **132**, 908-909 (1960)
- [38] Hazard, C., Mackey, M.B. et Shimmins, A.J., *Investigation of the Radio Source 3C 273 by the method of Lunar Occultations*, Nature, **197**, 1037 (1963)
- [39] Schmidt, M., *3C 273 : A Star-Like object with Large Red-Shift*, Nature, **197**, 1040 (1963)
- [40] de Jager, O.C., et al., *EGRET observations of the Crab Nebula : a Study of the Synchro-Self-Compton Spectrum*, ApJ. **457**, 253 (1996)
- [41] Weekes, T.C. et al., *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Čerenkov imaging technique*, ApJ. **342**, 379-395 (1989)
- [42] Gioia, I.M. et al., *The Einstein Observatory Extended Medium-Sensitivity Survey. I - X-ray data and analysis*, ApJS. **72**, 567-619 (1990)
- [43] Stocke, J.T. et al., *The Einstein Observatory Extended Medium-Sensitivity Survey. II - The Optical Identifications*, ApJS. **76**, 813-874 (1991)
- [44] Perlman, E.S. et al., *The Einstein Slew Survey Sample of BL Lacertae Objects*, ApJS. **104**, 251-285 (1996)
- [45] Voges, W. et al., *The ROSAT All-Sky Survey Bright Source Catalogue*, A&A **349**, 389-405 (1999)
- [46] Blandford, R.D., McKee C.F. et Rees, M.J., *Super-luminal expansion in extragalactic radio sources*, Nature **267**, 211-216 (1977)
- [47] *Hubble Space Telescope Public Pictures*,  
<http://opposite.stsci.edu/pubinfo/pr/97/12/A.html>
- [48] Gould, R.J. et Schréder, G.P., *Pair Production in Photon-Photon Collision*, Phys. Rev. **155**, 1404-1407 (1967)
- [49] Stecker, F.W., *The Cosmic Gamma-Ray Spectrum From Secondary-Particle Production in the Matagalaxy*, ApJ. **157**, 507-514 (1969)
- [50] Stecker, F.W. et De Jager, O.C., *Absorption of High Energy Gamma-Rays by Low Energy Intergalactic Photons*, SSR. **75**, 401-412 (1996)
- [51] Macminn, D. et Primack, J.R., *Probing the Era of Galaxy Formation via TeV Gamma Ray Absorption by the Near Infrared Extragalactic Background*, SSR. **75**, 413-422 (1996)

- [52] de Naurois, M., Paré, E. et Degrange, B., *Constraints on the Cosmic Infrared/Visible Background Radiation using the Celeste and Cat Experiments at Themis*, 25<sup>th</sup> International Cosmic Rays Conference (ICRC), Durban, Afrique du Sud (1997)
- [53] Stecker, F.W., *Intergalactic extinction of high energy gamma-rays*, *Astropart. Phys.* **11**, 83-91 (1999)
- [54] Piran, T., *Gamma-Ray Bursts and the Fireball Model*, *Phys. Rep.* **314**, 575-667 (1999)
- [55] Goret, P., *et al.*, *A Test Experiment with Atmospheric Cherenkov Light*, *NIM A* **270**, 550-555 (1988)
- [56] Goret, P., *et al.*, *Observations of TeV gamma rays from the Crab nebula*, *A&A* **270**, 401-406 (1993)
- [57] Baillon, P. *et al.*, *Observation of the CRAB in Multi TeV Gamma Rays by the TEMISTOCLE Experiment*, *Astropart. Phys.* **1**, 341-355 (1993)
- [58] Djannati-Ataï, A., *Mesure du spectre d'émission de la nébuleuse du Crabe (M1), en rayons gamma au delà du TeV, par la détection en lumière Čerenkov des cascades atmosphériques*, Thèse de Doctorat de l'université Paris VI, (1995)
- [59] Le Bohec, S., *et al.*, *A new analysis method for very high definition Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes as applied to the CAT telescope*, *NIM A* **416**, 425-437 (1998)
- [60] Punch, M., *New Techniques in TeV Gamma Ray Astronomy*, Thèse de doctorat de l'Université Nationale d'Irlande (1993)
- [61] Le Bohec, Stéphane, *Conception et réalisation d'un Télescope à Effet Tcherenkov Atmosphérique pour l'Astronomie Gamma de 100 GeV à 10 TeV*, Thèse de doctorat de l'Université de Paris-Sud, 1996
- [62] Iacoucci, L., *Etude du Spectre Gamma de la Nébuleuse du Crabe au dessus de 300 GeV avec le Télescope à Effet Tcherenkov Atmosphérique CAT*, Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique (1998).
- [63] De Jager, O.C. et Harding, A.K., *The expected High-Energy to Ultra-High-Energy Gamma-Ray Spectrum of the Crab Nebula*, *ApJ.* **396**, 161 (1992)
- [64] De Jager, O.C., *et al.*, *Gamma-Ray observations of the Crab Nebula : A study of the Sychro-Compton spectrum*, *ApJ.* **457**, 253 (1996)
- [65] Weekes, T.C., *Very High-Energy Gamma-Ray astronomy*, *Phys. Rep.* **160**, 1-121 (1988)
- [66] Ong, R.A., *Very High-Energy Gamma-Ray astronomy*, *Phys. Rep.* **305**, 93-202 (1998)
- [67] Mattox, J.R. *et al.*, *The EGRET detection of quasar 1633 + 382*, *ApJ.* **410**, 609 (1993)
- [68] Quinn, J, *et al.*, *Detection of Gamma Rays with  $E > 300$  GeV from Markarian 501*, *ApJL.* **446**, 83-86 (1996)
- [69] Tanimori, T. *et al.*, *Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006 : Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays*, *ApJL.* **497**, L25-L28 (1998)
- [70] Catanese, M. *et al.*, *Discovery of Gamma-Ray Emission above 350 GeV from the BL Lacertae Object 1ES 2344+514*, *ApJ.* **501**, 616-623 (1998)
- [71] Ulrich, M.H., Maraschi, L., et Urry, C.M., *Variability of Active Galactic Nuclei*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **35**, 445-502 (1997)
- [72] Maraschi, L., *Correlated variability of Mkn 421 at X-ray and TeV wavelengths on time scales of hours*, *Astropart. Phys.* **11**, 189-192 (1999)
- [73] Djannati-Ataï, A. *et al.*, *Very High Energy Gamma-ray spectral properties of Mkn 501 from CAT Čerenkov telescope observations in 1997*, *A&A* **350**, 17-24 (1999)

- [74] Aharonian, F.A., *Galactic TeV gamma-ray sources*, *Astropart. Phys.* **11**, 225-234 (1999)
- [75] Gaisser, T.K., *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1990)
- [76] Rossi, B., *High-Energy Particles*, Prentice-Hall (1952)
- [77] Brun, R., *An Object Oriented Data Analysis Framework*,  
<http://root.cern.ch>
- [78] Longair, M. S., *High Energy Astrophysics, Volume 1 : Particles, photons and their detection*, Cambridge University Press, New York (1992)
- [79] Longair, M. S., *High Energy Astrophysics, Volume 2 : Stars, the Galaxy and the interstellar medium*, Cambridge University Press, New York (1992)
- [80] Paul, J., et Laurent, P., *Astronomie gamma spatiale*, Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam (1997)
- [81] Grenier, I. et Perrot, C., *Enhanced Pulsar and cosmic-ray Production in the Gould Belt ?*, 26<sup>th</sup> International Cosmic Rays Conference, Salt Lake City, 1999, disponible à l'adresse  
[http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol13/o2\\_2\\_11.pdf](http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol13/o2_2_11.pdf)
- [82] Kertzman, M.P. and Sembroski, G.H., *Computer simulation methods for investigating the detection characteristics of TeV air Cherenkov telescopes*, *NIM A* **343**, 629 (1994)
- [83] Heitler, W., *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford Press, Londres (1950)
- [84] Danaher, S., et al., *Possible Applications of Large Solar Arrays in Astronomy and Astrophysics*, *Solar Energy* **28**, 335-343 (1982)
- [85] Chantell, M.C., et al., *Prototype Test Results of the Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment (STACEE)*, *NIM. A* **408**, 468 (1998) et  
<http://hep.uchicago.edu/~stacee/pubs.html>
- [86] 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 I (1998)
- [87] Tümer, T. et al., *Solar Two Gamma-Ray Observatory*, *Astropart. Phys.* **11**, 271-273 (1999)
- [88] Dumora, D. et al., *CELESTE experimental proposal*, disponible sur  
<http://polywww.in2p3.fr/celeste/public/cxp.ps.gz>
- [89] Rivoire, B., *Caractéristiques Géométriques du Champ d'Héliostats de Thémis*, Rapport Interne EDF (1988)
- [90] Moorhead, M.E. et Tanner, N.W., *Optical properties of an EMI K<sub>2</sub>CsSb bialkali photocathode*, *NIM A* **378**, 162-170 (1996)
- [91] Delchini, H., et al., *GAS - A General Application Server*, Computing in High Energy Physics, Berlin, 124-126 (1997)
- [92] Bruel, P., *Calibration des photo-multiplicateurs de l'expérience CELESTE*, Note interne de collaboration (1999)
- [93] Cawley, M.F., *The Application of Noise Padding to the Cherenkov Imaging Technique*, Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector - II, Calgary, Canada (1993)
- [94] Piron, F., *Etude des propriétés spectrales et temporelles des blazars de type Lacertide observés au dessus de 250 GeV par le télescope CAT.*, Thèse de doctorat de l'université Paris XI, 2000
- [95] Zweerink, J., et al., *The TeV Gamma-Ray Spectrum of Markarian 421 during an Intense Flare*, *ApJL* **490**, L141, (1997)

# Remerciements

Je remercie François Jacquet et Henri Videau de m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Énergies à l'École Polytechnique, dont ils ont assuré successivement la direction.

Merci à Hélène Sol, François Le Diberder, René Ong, David Smith et Patrick Fleury qui m'ont lu en détail et m'ont fait de nombreux commentaires et suggestions, dont j'espère avoir tenu compte dans la rédaction de ce manuscrit.

Merci à Marie-Claude Cousinou et Michel Baubillier qui ont également accepté de faire partie de mon jury.

Merci à tous les membres du laboratoire que j'ai côtoyés au cours de ces 4 années, physiciens, ingénieurs, informaticiens ou techniciens, et avec lesquels j'ai pu avoir des conversations intéressantes, détendantes et parfois même amusantes ; ils ont rendu ces années de travail agréables et enrichissantes, les citer tous remplirait plus d'une page et serait le plus sûr moyen d'en oublier, mais ils se reconnaîtront je l'espère.

Merci enfin à tous les amis qui m'ont apporté leur bonne humeur et leur soutien au jour le jour ; solidaires eux-aussi dans leur anonymat, ils resteront gravés dans ma mémoire.

Merci surtout à Eric Paré, qui a été un directeur de thèse exemplaire avant sa disparition tragique, le 16 Juillet 1998, dans un accident de voiture. Je lui dois beaucoup, et en particulier d'aimer la recherche.





# RÉSUMÉ

Le dispositif CELESTE désigne la transformation de la centrale solaire de Thémis (Pyrénées orientales) en un vaste télescope pour l'astronomie des très hautes énergies; le nom avait été proposé par Eric Paré, inventeur du projet, et directeur de cette thèse jusqu'à son décès accidentel en Juillet 1998.

La thèse décrit le long travail de mise en place et de démarrage du projet basé sur un vaste dispositif optique placé en haut de la tour solaire pour détecter la lumière réfléchiée par les héliostats. On observe ainsi, par nuits sans lune, les gerbes atmosphériques produites par les rayons gamma en provenance du cosmos.

La thèse se conclut par les premières observations jamais faites de rayons gamma aux énergies d'environ 50 GeV provenant d'une part d'une source Galactique, la nébuleuse du Crabe, et d'autre part d'une source extra-galactique, un trou noir supermassif, Markarian 421.

# ABSTRACT

The CELESTE experiment is the name given to the Thémis solar plant after its transformation into a large telescope for very high energy astronomy. This project was initiated by Eric Paré, who was also the Director of this thesis up to his accidental death in July 1998.

The thesis describes the work for the installation and running-in of the complex optical detection device located in place of the former furnace, at the top of the tower of the solar plant. This system allows the detection during moonless nights of atmospheric showers produced by gamma rays impinging upon the earth from the cosmos.

The thesis concludes with the first observations ever done of gamma rays of about 50 GeV produced by two different cosmic sources, a Galactic object, the Crab nebula, on the one hand, and an extra-galactic super-massive black hole, Markarian 421, on the other hand.