

École Doctorale *Champs, Particules, Matière*

---

Thèse de doctorat de l'Université Paris VII

présentée pour l'obtention du grade de

Docteur en Sciences

de l'Université Paris VII Denis Diderot

par

Filip Münz

**La simulation électronique de CELESTE :  
étude des biais et application à l'observation de la  
Nébuleuse de Crabe**

devant la commission d'examen composée de

M. Philippe GORET

M. René HUDEC

M. Pierre ESPIGAT

M. Ladislav ROB

M. Thomas PATZACK

Rapporteur

Rapporteur

Directeur de thèse

Directeur de thèse

Examineur

## Resumé

Cette thèse présente le domaine de l'astronomie gamma et les principales sources de notre Galaxie (pulsars et SNRs) et celle situées à des distances cosmologiques (noyaux actifs de galaxie). La technique Čerenkov permet aux observatoires au sol de détecter les rayons gamma d'énergie du GeV absorbés dans l'atmosphère après avoir développé une cascade électromagnétique. Le projet CELESTE a atteint le but d'un seuil bas de 30 GeV, utilisant une grande surface de collection de l'ancienne centrale solaire de Thémis (Pyrénées Orientales). Une étude des principaux éléments du dispositif – un système de déclenchement mixte analogique-digital et un échantillonnage à haute fréquence du signal enregistré en plusieurs points du champ – représente la partie essentielle de cette thèse. Le code développé pour simulation de la chaîne électronique de l'expérience a été vérifié profondément en faisant des comparaisons avec les données réelles.

L'incertitude de la calibration en amplitude et de la mise-en-temps pour le déclenchement se traduit en erreurs sur la détermination du seuil en énergie et la surface effective. Les sources des biais éventuels sont étudiées (sur les différents points de la chaîne de simulation). Ces considérations sont appliquées aux observations de la Nébuleuse de Crabe, détectée par CELESTE déjà en 2000.

**Mots clefs** : CELESTE – Technique Čerenkov – Astronomie Gamma – Nébuleuse du Crabe

## Abstract

High energy astrophysics deals with the extreme processes of the Universe linked with the production of energetic particles (cosmic rays). The search of the sites of its acceleration led to the birth of a gamma ray astronomy. Inside our Galaxy, supernova remnants and pulsars attract most attention. Active galactic nuclei, especially its blazar category, represent the dominant group of sources at cosmological distances.

Using Čerenkov technique ground-based observatories can detect gamma rays of GeV energies that are absorbed in the atmosphere after developing into an electromagnetic cascade. CELESTE project succeeded in lowering of the energy threshold to 30 GeV using a large collecting area of a former solar power plant Thémis (French Pyrenées). Study of the key elements of its implementation – the hybrid analog-logical trigger and high frequency sampling of the signal recorded for multiple places of the field – represent the essential part of this thesis. The code developed for the simulation of the electronic part of the experiment was thoroughly tested in the comparison with real measurements. The uncertainties of the amplitude calibration and trigger timing translate into errors of energy threshold and effective area determinations. The possible sources of bias are studied at several points of the simulation chain. These considerations are applied to the results of Crab Nebula observations, first source detected by CELESTE in 2000.

**Keywords** : CELESTE – Čerenkov Technique – Gamma Astronomy – Crab Nebula

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Astronomie Gamma</b>	<b>8</b>
<b>1</b>	<b>Astrophysique des hautes énergies</b>	<b>9</b>
1.1	Rayonnement cosmique . . . . .	9
1.1.1	Accélération . . . . .	10
1.1.2	Propagation des particules . . . . .	12
1.2	Physique des rayons gamma . . . . .	12
1.2.1	Conversion en gamma . . . . .	13
1.2.2	Absorption . . . . .	14
1.3	Moyens de détection . . . . .	15
1.3.1	A bord des satellites . . . . .	16
1.3.2	Détection au sol . . . . .	17
<b>2</b>	<b>Sources galactiques</b>	<b>25</b>
2.1	Les restes de supernova . . . . .	25
2.1.1	Accélération dynamique . . . . .	26
2.1.2	Observations . . . . .	27
2.2	Pulsars . . . . .	28
2.2.1	Magnétosphère . . . . .	29
2.2.2	Nébuleuse synchrotron . . . . .	31
2.2.3	Observations des pulsars . . . . .	31
2.2.4	Observation des pléions . . . . .	32
2.2.5	Spectres . . . . .	33
2.2.6	Courbes de lumière . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Sources extragalactiques</b>	<b>35</b>
3.1	Noyaux actifs de galaxie . . . . .	35
3.1.1	Accrétion . . . . .	36
3.1.2	Le modèle standard . . . . .	37
3.1.3	Unification . . . . .	40
3.1.4	Modèles d'émission . . . . .	41
3.1.5	Détection gamma des blazars . . . . .	46
3.2	Le rayonnement du fond cosmique . . . . .	48

<b>II</b>	<b>Projet CELESTE</b>	<b>50</b>
<b>4</b>	<b>Optique</b>	<b>51</b>
4.1	Site de Thémis . . . . .	51
4.2	Le champ d'héliostats . . . . .	53
4.3	La Focalisation . . . . .	57
4.3.1	L'optique primaire . . . . .	57
4.3.2	L'optique secondaire . . . . .	59
4.4	Champ de vue . . . . .	62
4.4.1	Cônes de Winston . . . . .	63
4.4.2	Photocathode . . . . .	66
4.5	Absorption et l'efficacité de conversion . . . . .	68
4.6	Résultats et implications . . . . .	69
<b>5</b>	<b>Électronique</b>	<b>73</b>
5.1	Détecteur . . . . .	75
5.1.1	Installation . . . . .	75
5.1.2	Caractéristiques du signal . . . . .	76
5.1.3	Calibration du gain des photomultiplicateurs . . . . .	80
5.2	Digitisation . . . . .	83
5.2.1	Le principe . . . . .	84
5.2.2	Calibration des FADC . . . . .	85
5.2.3	Piédestal . . . . .	87
5.2.4	Fonction d'autocorrélation . . . . .	93
5.3	Déclenchement . . . . .	95
5.3.1	Module de déclenchement . . . . .	96
5.3.2	Le système de coïncidence . . . . .	100
5.4	Acquisition . . . . .	101
5.4.1	Synchronisation . . . . .	101
5.4.2	Orchestration . . . . .	102
5.4.3	Circulation des instructions et données . . . . .	103
5.4.4	Modes d'acquisition . . . . .	103
<b>6</b>	<b>Pics Čerenkov</b>	<b>106</b>
6.1	Recherche des pics . . . . .	106
6.1.1	Identification des pics . . . . .	107
6.1.2	La résolution temporelle . . . . .	110
6.1.3	La résolution en amplitude . . . . .	115
6.1.4	Comparaison avec la simulation . . . . .	120
<b>7</b>	<b>Déclenchement</b>	<b>129</b>
7.1	La formation de déclenchement . . . . .	129
7.1.1	« Mise-en-temps » . . . . .	129
7.1.2	Comparaison des signaux sommés . . . . .	133
7.2	Surface effective . . . . .	136
7.2.1	Définition des variables . . . . .	136
7.2.2	Sensibilité aux paramètres de la simulation . . . . .	139

<b>III</b>	<b>Observation du Crabe</b>	<b>142</b>
<b>8</b>	<b>Analyse et reconstruction</b>	<b>143</b>
8.1	Préparation des données . . . . .	143
8.1.1	Sélection des pics . . . . .	143
8.1.2	Correction des biais de déclenchement . . . . .	144
8.2	Reconstruction du front d'onde Čerenkov . . . . .	145
8.2.1	Centre de gerbe . . . . .	145
8.2.2	Pied de gerbe . . . . .	146
8.2.3	Autres variables . . . . .	147
8.3	Reconstruction de l'énergie . . . . .	147
<b>9</b>	<b>Observations de Crabe</b>	<b>150</b>
9.1	Sélection des observations . . . . .	150
9.2	Extraction du signal . . . . .	153
9.3	Mesure du flux . . . . .	154
9.3.1	Taux des gamma . . . . .	154
9.3.2	Choix du spectre . . . . .	155
9.3.3	Étude des systématiques . . . . .	157
9.4	Estimation des paramètres . . . . .	160
9.5	Discussion des résultats . . . . .	163
<b>A</b>	<b>Les processus d'émission</b>	<b>171</b>
A.1	Le rayonnement synchrotron . . . . .	171
A.2	Le rayonnement de courbure . . . . .	172
A.3	L'effet Compton . . . . .	172
<b>B</b>	<b>Simulation de l'électronique</b>	<b>174</b>
B.1	Initialisation . . . . .	174
B.1.1	Instruments . . . . .	175
B.1.2	Câblage . . . . .	175
B.1.3	Seuils de déclenchement . . . . .	176
B.2	Traitement du signal . . . . .	176
B.2.1	Génération des impulsions . . . . .	176
B.2.2	Propagation du signal . . . . .	177
B.2.3	Génération du bruit . . . . .	177
B.2.4	Décision de déclenchement . . . . .	178
B.2.5	Le voteur majoritaire . . . . .	178
B.2.6	Temps mort . . . . .	178
B.3	Sortie et analyse . . . . .	179
B.4	L'ajustement des paramètres . . . . .	179
<b>C</b>	<b>Conversion en énergie</b>	<b>180</b>
C.1	Paramétrisation . . . . .	180
C.2	L'altitude de pointé . . . . .	181

# Avant propos

L'évidence de l'existence de particules très énergétiques en provenance du cosmos date déjà de la deuxième décennie du 20<sup>ème</sup> siècle. Dès ses débuts (jusqu'à l'arrivée des accélérateurs puissants et fiables) la physique corpusculaire a progressé grâce aux études intensives des émulsions exposées dans les couches supérieures de l'atmosphère. Cette discipline doit une grande partie de ses découvertes fondamentales aux particules accélérées quelque part dans les profondeurs de l'espace.

Même aujourd'hui, la recherche de particules exotiques et l'étude de processus d'énergie bien au-delà des capacités actuelles des accélérateurs terrestres oriente l'intérêt des physiciens corpusculaires vers l'astrophysique. Mais ils s'intéressent aussi aux astroparticules d'énergies plus modestes où une statistique suffisante permet de rechercher les endroits de leur production, les *accélérateurs cosmiques*. Cet intérêt a donné naissance à un nouveau domaine d'astronomie couvrant toute la vaste région de la partie supérieure du spectre électromagnétique, *l'astronomie gamma*.

L'atmosphère ne permettant pas aux particules d'une telle énergie d'atteindre la surface de la terre, la recherche a été menée sur deux fronts : les études de gerbes atmosphériques de particules secondaires avec les grands détecteurs terrestres, et les mesures directes du rayonnement cosmique à bord de ballons stratosphériques et de satellites à partir des années 60. Ces derniers ont finalement réussi à surmonter le fond du rayonnement diffus et ils sont arrivés à la détection des premières sources au milieu des années 70. Quinze ans plus tard, quand il y en avait déjà quelques centaines, la quête des sources ponctuelles menée par les expériences terrestres a été couronnée, elle aussi, de succès, grâce au développement de la technique de détection par la lumière Čerenkov atmosphérique.

Mais la bataille est loin d'être finie. Beaucoup des questions ouvertes sont liées au fait que les satellites opèrent à des énergies sensiblement plus basses que celles qui peuvent être (actuellement) détectées au sol. Une grande majorité des sources vues en orbite n'est pas détectée par les observatoires terrestres bien qu'une simple extrapolation des spectres obtenus par les satellites prédit souvent la possibilité d'une telle détection. Les explications possibles seront détaillées dans cette thèse mais la réponse définitive ne peut être donnée avant la couverture finale de la zone inexplorée entre la région des satellites et celle des détecteurs au sol. En attendant les détecteurs futurs qui devraient fermer cette zone par amélioration et combinaison de méthodes existantes, on cherche une technique alternative qui permettrait de franchir directement cette zone d'environ un ordre de grandeur en énergie.

C'était dès sa conception le but de l'expérience CELESTE, qui est finalement arrivée aux premières détections et à la confirmation de sa fiabilité. La réutilisation des installations existantes d'une centrale solaire a permis de réaliser ce projet pour une dixième du coût d'un observatoire gamma terrestre dédié et quelques pourcents du prix d'un satellite. Mais comme dans tous les travaux de pionniers, l'extraction d'un résultat physique nécessite encore une

vérification détaillée, qui représente une partie essentielle de cette thèse.

Après une présentation générale de l’astronomie gamma dans le premier chapitre, avec les processus principaux liés à l’accélération, propagation et détection de ces particules, nous consacrons les deux chapitres suivants aux objets supposés être à l’origine de l’émission gamma dans notre galaxie (liée surtout aux dernières phases de vie des étoiles) et aux sources beaucoup plus puissantes aux centres des galaxies actives. Le but de cette thèse n’étant pas l’étude détaillée d’une source donnée, nous traiterons de la même manière les principales catégories de ces objets, présentant les modèles d’émission gamma et les résultats obtenus dans les régions du spectre électromagnétique voisines de celle du CELESTE.

La deuxième partie de cette thèse décrit dans deux chapitres le dispositif de CELESTE. L’installation optique, déjà détaillée dans la thèse précédente de Mathieu de Naurois [20], est ici présentée de façon complémentaire à celle-ci (donnant plus de détails et des estimations analytiques où cela semble utile). Ensuite la chaîne d’électronique est étudiée avec nettement plus de soins car la simulation du comportement des éléments de cette chaîne (des photodétecteurs jusqu’à l’enregistrement des données) représente ma contribution principale au projet CELESTE. Les résultats obtenus sur des simulations, sont comparés aux données réelles dans le chapitre suivant qui parle des pics dans les données correspondants aux photons Čerenkov. Le modèle du système de déclenchement permet de définir la surface effective ainsi que le seuil en énergie du détecteur en réponse aux gerbes simulées (celles initiées par des rayons gamma) : ces variables nous donnent une estimation de la gamme d’énergie accessible par notre détecteur, que l’on espère suffisante pour couvrir une grande partie de la zone inexplorée.

La partie finale définit succinctement les variables d’analyse utilisées pour l’extraction du signal : notre but principal est d’étudier comment les effets observés dans la partie précédente peuvent biaiser les coupures sur ces variables. Nous appliquons la procédure d’analyse « standard » à un lot de données prises sur la Nébuleuse du Crabe : le taux des événements, avec les erreurs statistiques et systématiques associées, est enfin utilisé pour contraindre le spectre de cette source au dessous de la zone couverte par les détecteurs terrestres précédents .

Première partie  
Astronomie Gamma

# Chapitre 1

## Astrophysique des hautes énergies

En astrophysique, le domaine des hautes énergies est aussi appelé « non-thermique ». En effet, on ne s'intéresse pas à l'émission du gaz ou plasma en équilibre thermodynamique et dont le spectre suit la distribution de Planck : ceci concerne les étoiles pendant la majorité de leur vie (quand leur émission est essentiellement dans la bande optique), les nuages de gaz interstellaire (qui émettent surtout en infrarouge), mais aussi par exemple les disques d'accrétion chauffés aux très hautes températures dont l'émission peut d'étendre jusqu'aux rayons X. On exclut aussi habituellement les raies nucléaires (d'énergies de l'ordre du MeV), et on se limite aux processus liés à la présence des particules accélérées aux hautes énergies.

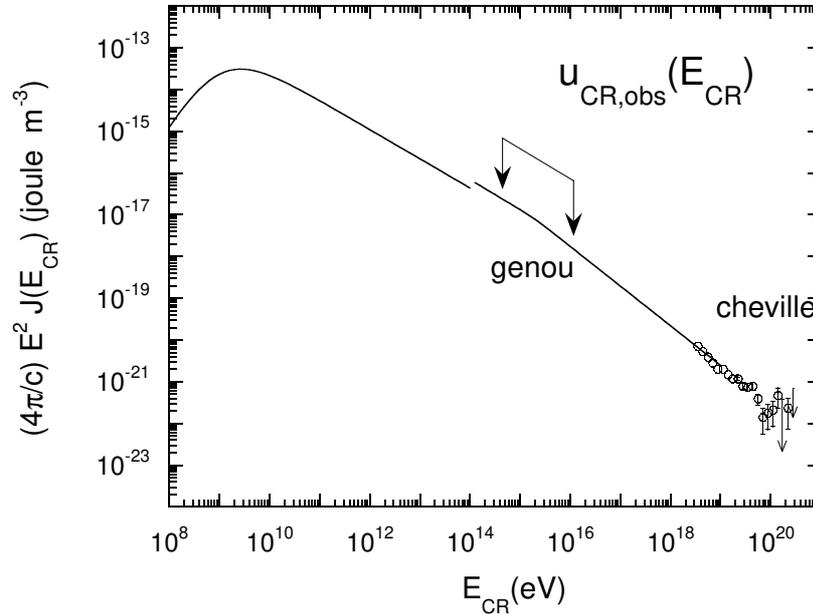
### 1.1 Rayonnement cosmique

L'énergie totale du rayonnement cosmique (sa densité mesurée près de la terre étant environ  $0.5 \text{ eV cm}^{-3} \approx 8 \cdot 10^{-14} \text{ J m}^{-3}$ ) est comparable à celle des autres composantes du rayonnement présente dans l'univers, comme par exemple le champ magnétique. Les processus responsables de l'accélération des particules aux hautes énergies ne sont donc résolument pas négligeables dans l'évolution des étoiles aussi bien que des galaxies entières.

Le spectre différentiel du rayonnement cosmique au delà du  $10^9 \text{ eV}$  (voir fig. 1.1) mesuré près de la Terre suit une loi de puissance avec une pente  $2.6 \sim 2.8$  jusqu'à  $(2 \sim 4) \times 10^{15} \text{ eV}$  (la région qu'on appelle de « genou »), où le spectre devient plus raide avec une pente entre 3.0 et 3.2. Le deuxième changement de la pente arrive autour de  $10^{18} \text{ eV}$  (la région de la « cheville »), où la pente diminue de nouveau.

Le rayonnement cosmique local consiste pour l'essentiel en protons (60% du flux intégral au delà de  $10^{10} \text{ eV}$ ) et noyaux d'hélium (30%), avec une contribution de noyaux plus lourds, notamment du carbone et du fer. Cette contribution reste constante jusqu'au « genou », au delà duquel elle augmente avec l'énergie. La composante électromagnétique (électrons, positons et rayons gamma) est très minoritaire (moins que 3%) – c'est qui explique l'habitude de n'utiliser l'appellation « rayonnement cosmique » que pour la composante hadronique. Le spectre des électrons est nettement plus mou (l'index spectral 3.3) que celui des protons, ce qui peut être attribuée aux pertes d'énergie importantes des électrons de haute énergie et à la contribution d'électrons secondaires (produits dans les interactions de hadrons) à basse énergie.

L'analyse de la composition des isotopes résultant de l'interaction avec les rayons cosmiques nous permet d'estimer l'âge moyen, que les particules du rayonnement cosmique passent dans



**FIG. 1.1** – Spectre différentiel du rayonnement cosmique mesuré près de la Terre. Les deux courbes viennent de l’ajustement des mesures du flux des protons (à basse énergie) et de tous les rayons cosmiques ; les points aux énergies extrêmes correspondent aux mesures d’AGASA. Adapté du [21].

un environnement suffisamment dense, à  $10^7$  ans. On suppose que la majorité de ce rayonnement (jusqu’à la région du « genou ») est créé dans notre galaxie. Le champ magnétique galactique retient les particules chargées dans le halo galactique pendant un temps de l’ordre de  $10^7$  ans, beaucoup plus grand que le temps nécessaire pour traverser la galaxie directement – ce qui est le cas des particules d’énergie extrême (au dessus de la « cheville »). Ceci signifie que la densité du rayonnement cosmique dans l’espace intergalactique devrait être nettement inférieure à celle qu’on mesure près de la terre.

### 1.1.1 Accélération

En général, les modèles d’accélération des particules peuvent être classés de la façon suivante (selon [41, ch. 21]) :

**accélération dynamique :** L’énergie du mouvement des nuages, des fluctuations du champ magnétique ou des ondes dans le plasma peut être convertie en énergie de particules relativistes par des réflexions successives ; ce processus général peut être appliqué aux milieux formés dans les *explosions de supernova*, qui représentent la source d’énergie la plus importante dans notre Galaxie. L’autre possibilité, bien plus efficace (détaillée

dans le par. 2.1.1), est la collision de deux milieux en mouvement global qui conduit à la création d'une onde de choc : outre les restes de supernova c'est le cas de l'interaction du vent stellaire avec les éjectas d'une explosion précédente (*les plérions*) ou avec le champ magnétique du compagnon compact dans les systèmes binaires. Un milieu de création d'étoiles (comme l'association OB dans Cygnus [54]) avec des vents stellaires forts des étoiles massives semble aussi être capable d'accélérer les particules jusqu'aux très hautes énergies.

**accélération électromagnétique :** Les zones avec une différence de potentiel importante peuvent se créer dans les magnétosphères des objets en rotation rapide ; ce sont avant tout les *pulsars*, qui conservent une partie d'énergie libérée par les supernovae, mais aussi probablement les *disques d'accrétion* autour des trous noirs.

**accélération hydrodynamique :** Ici on regroupe les processus qui mènent à l'accélération de nuages entiers de plasma (les *plasmoides*) à des vitesses relativistes ; les endroits typiques de telles accélérations sont les jets relativistes du plasma froid qui se forment (selon certains modèles) dans les noyaux actifs de galaxie (voir chapitre 3.1), mais aussi dans les micro-quasars dans notre propre Galaxie. Il peut s'agir aussi d'événements plus exotiques : par exemple une collision d'étoiles à neutrons peut produire des plasmoides qui se propagent dans le halo galactique.

Ces processus d'accélération dans les sources seront détaillés dans les chapitres suivants.

L'énergie que la particule atteint pendant le processus d'accélération dépend du temps pendant lequel elle reste dans la zone accélératrice. Le spectre est en général donné par la relation entre temps d'échappement  $\tau_{esc}$  et le taux d'accélération

$$\alpha = \frac{1}{E} \frac{dE}{dt},$$

L'évolution du nombre des particules en temps et énergie est donnée par l'équation d'évolution

$$\frac{dN(E, t)}{dt} = \frac{d}{dE} \left( \frac{dE}{dt} N \right) + \frac{N}{\tau_{esc}} = \left( \alpha + \frac{1}{\tau_{esc}} \right) N + \left( \frac{dN}{dE} \alpha + \frac{d\alpha}{dE} N \right) E$$

La solution stationnaire dans le cas où  $\alpha$  et  $\tau_{esc}$  sont indépendants de l'énergie devient

$$\frac{dN}{N} = \frac{dE}{E} \left( 1 + \frac{1}{\tau_{esc} \alpha} \right)$$

et conduit à un spectre différentiel de la forme  $N(E) = k E^{-\delta}$ , où

$$\delta = 1 + \frac{1}{\tau_{esc} \alpha}. \quad (1.1)$$

Ce résultat reste valable même si les paramètres  $\alpha$  et  $\tau_{esc}$  dépendent de l'énergie de la même façon  $\alpha(E) = \alpha_0 E^{-\varepsilon}$ .

### 1.1.2 Propagation des particules

Ayant une charge non nulle, la majorité des particules est soumise aux fortes déflexions par les champs magnétiques à l'intérieur de notre galaxie et leur direction d'arrivée ne correspond généralement pas à la direction de leur source. Ce n'est que pour les particules dont l'énergie dépasse  $10^{20}$  eV (dizaines de joules!) que cette déflexion est assez petite pour que l'on puisse remonter à leur origine.<sup>1</sup> Mais s'il s'agit de particules d'origine extragalactique, cette prédiction est limitée par notre mauvaise connaissance du champ magnétique intergalactique (son intensité et la taille des zones de cohérence). Les particules d'une telle énergie sont très rares et la statistique actuelle ne permet que chercher les double et triple détections provenant d'une même direction. Les expériences futures (comme le projet AUGER, qui utilisera des dispositifs s'étendant sur environ  $3000 \text{ km}^2$ ) devraient répondre à la question de la faisabilité d'une astronomie de particules chargées.

A l'heure actuelle, pour la recherche des sites d'accélération du rayonnement cosmique de haute énergie nous devons nous limiter à la détection des *particules neutres*, les photons gamma et les neutrinos, qui sont produits dans les interactions de particules chargées près de l'endroit de leur accélération. Les processus de conversion seront détaillées dans la section suivante.

En plus de l'interaction avec le champ magnétique, les particules de haute énergie interagissent avec la matière diffuse, dont la composante dominante consiste en des photons de basse énergie. Dans ces interactions, l'énergie de la particule primaire est divisée entre plusieurs particules secondaires, ce qui change sensiblement le spectre : la pente du spectre observé est environ  $0.5 \sim 0.7$  supérieure à celle du spectre de la source. Ces interactions conduisent aussi à une distance limite, à partir de laquelle les particules d'une énergie donnée deviennent pratiquement inobservables.

Dans le cas des protons il s'agit de la photo-production des mésons  $\pi$  ; la contribution la plus importante est l'interaction avec les photons du rayonnement cosmologique dans la bande des micro-ondes, qui donne la *limite GZK* bien connue. L'effet, prédit par Greisen, Zatsepin et Kuzmin en 1966, conduit à l'absorption presque complète des protons de  $E > 10^{20}$  eV provenant de distances supérieures à 100 Mpc. Les résultats des expériences dédiées à ces énergies extrêmes deviennent de plus en plus incompatible avec cette limite, indiquant l'origine non cosmologique de ces particules.

## 1.2 Physique des rayons gamma

Les photons gamma semblent donc être les plus aptes à nous transmettre une information sur les processus à l'oeuvre dans les sites de production des rayons cosmiques. On trouve donc à l'extrémité du spectre électromagnétique un nouveau domaine, l'astronomie gamma. A basse énergie il touche le domaine des rayons X à 100 keV, sa limite supérieure, indéfini en théorie, se situe habituellement à  $10^{15}$  eV (pour les raisons d'absorption précisées plus loin).

---

<sup>1</sup> A l'heure actuelle on ne connaît pas de mécanisme d'accélération qui produirait des particules d'une telle énergie. Une explication est basée sur la désintégration d'objets exotiques, les reliques des premières phases de l'expansion de l'Univers, comme par exemple les *défauts topologiques*.

### 1.2.1 Conversion en gamma

L'énergie des rayons gamma de haute énergie provient de celle des particules chargées, qui seules peuvent être accélérées. L'efficacité de la conversion dépend de la nature de ces particules et du milieu environnant.

#### Composante électromagnétique

Les trois processus dominants pour les électrons (et positons) de haute énergie sont l'émission *synchrotron* dans un champ magnétique, la diffusion *Compton* sur des photons ambiants et le *bremsstrahlung* (rayonnement de freinage) dans les interactions avec des noyaux. L'importance relative de ces processus dépend du rapport entre les densités de ces trois composantes « cible » ; seuls les deux derniers processus peuvent produire un photon gamma d'énergie comparable à celle de l'électron initial. Le *bremsstrahlung* n'est important que dans les régions denses comme la « coquille » des restes de supernova (voir la section 2.1). Dans l'environnement interstellaire le rapport d'énergie des électrons convertie en gamma et en photons plus mous est donné par

$$\frac{L_\gamma}{L_{syn}} = \frac{u_{ph}}{u_B},$$

où  $u_{ph}$  et  $u_B$  sont les densités d'énergie contenu dans le champ des photons et du champ magnétique (suivant les formules de l'annexe A).

Mais il faut qu'un  $\gamma$  produit puisse sortir du lieu de sa création. Chacun de ces trois milieux peut aussi causer la conversion de photon  $\gamma$  en une paire électron-positon et (si l'énergie de ces particules est suffisante) en répétant le processus d'émission d'un rayon  $\gamma$ , développer une cascade électromagnétique. On distingue les cascades « paire-synchrotron » (dans les champs magnétiques intenses, par exemple les magnétosphères des pulsars), les cascades de la « base longue » (*long baseline cascades*, qui se développent dans l'environnement inter-stellaire voire inter-galactique par l'interaction avec le rayonnement du fond infrarouge ou micro-onde) et finalement les cascades « classiques » à *bremsstrahlung* (qu'on observe dans l'atmosphère terrestre comme il sera détaillé dans la section 1.3).

#### Composante hadronique

Les protons ont un facteur  $\gamma$  inférieur de trois ordres de grandeur à celui des électrons de même énergie (et encore moins pour les noyaux des éléments plus lourds). En conséquence, les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron et par effet Compton inverse, proportionnelles à  $\gamma^2$ , ne sont pas très importantes (sauf dans un champ magnétique intense). Les processus dominants dans un environnement suffisamment dense sont le *bremsstrahlung* (proportionnel à  $\gamma$ ) et les *collisions hadroniques*, soit avec les photons diffus, soit avec des noyaux dans la matière environnante. Cette dernière interaction produit plusieurs particules secondaires, surtout des pions, dont un tiers, les  $\pi^0$  neutres, se désintègrent en  $2\gamma$ . L'énergie totale des rayons gamma ainsi produite atteint environ 10% de l'énergie du proton initial. La même énergie est déposée sous la forme de neutrinos  $\nu_e$ , qui proviennent de la désintégration des pions chargés (deux fois plus nombreux que les  $\pi^0$ )

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu.$$

Les pions chargés (avec un temps de vie de quelques ordres de grandeur plus long que  $\pi^0$ ) peuvent aussi faire des collisions hadroniques de génération suivante, produisant une nouvelle

génération de pions de plus basse énergie. Le rayonnement gamma d'origine hadronique a un spectre continue jusqu'à une bosse autour de 70 MeV, l'énergie des  $\gamma$  produits par la désintégration du  $\pi^0$  à l'arrêt (dont énergie vaut 135 MeV).<sup>2</sup> Les électrons, positrons et les rayons gamma dans une cascade hadronique engendrent aussi des cascades électromagnétiques secondaires, dont les produits prolongent le spectre (avec une pente moins forte) aux énergies plus basses.

### 1.2.2 Absorption

Pour les photons gamma de haute énergie l'interaction avec les photons diffus donne des paires électron-positon, si l'énergie totale du système dépasse l'énergie au repos de la paire  $e^+e^-$

$$s = 2E_\gamma E_\nu (1 - \cos \theta) \geq (2m_e c^2)^2,$$

où  $\theta$  est l'angle entre les deux photons. Dans un environnement de photons d'énergie  $E_\nu = h\nu$  le spectre observé des photons gamma devient absorbé au delà de l'énergie  $E_{seuil} = m_e^2 c^4 / h\nu$  (c'est dans le cas de la collision frontale  $\theta = \pi$ ); en moyennant sur la direction de la collision ( $\langle \cos \theta \rangle = 0$ ), on trouve  $E_{seuil} = 2m_e^2 c^4 / h\nu$ . Pour les sources cosmologiques il faut aussi prendre en compte le décalage vers le rouge  $z$  entre le moment d'interaction et l'époque présente, quand la fréquence des photons diffus est  $\nu' = \nu / (1 + z)$ . On observe alors dans le spectre l'absorption au dessus d'énergie

$$E'_{seuil} = \frac{m_e^2 c^4}{h\nu' (1 + z)^2}. \quad (1.2)$$

La section efficace de création de paires s'écrit comme

$$\sigma = \frac{3}{8} \sigma_T f(q),$$

où  $\sigma_T = e^4 / (6\pi^2 \epsilon_0^2 m_e^2 c^4)$  et la fonction  $f(q)$  du paramètre  $q = 4m_e^2 c^4 / s^2$  atteint le maximum 0.7 pour  $q = 0.51$ , s'annulant pour  $q = 1$  et  $q = 0$ . Pour un rayonnement diffus isotrope avec un spectre  $dn(\varepsilon)/d\varepsilon$  l'épaisseur optique est donnée par l'intégration

$$\frac{d\tau}{dl} = \frac{3}{8} \sigma_T \int_{m_e^2 c^4 / E_\gamma}^{\infty} d\varepsilon \frac{dn(\varepsilon)}{d\varepsilon} F(q), \quad (1.3)$$

où le maximum de la fonction  $F(q)$  (intégrale sur tous les angles) est déplacé à  $q = m_e^2 c^4 / E_\gamma \varepsilon = 0.28$ . Pour un spectre de la forme  $dn(\varepsilon)/d\varepsilon = \alpha \varepsilon^{-\beta}$  la probabilité différentielle d'absorption dépend de l'énergie comme

$$\frac{d\tau}{dl} \propto E_\gamma^{\beta-1}. \quad (1.4)$$

Pour estimer le niveau d'absorption des rayons  $\gamma$  (d'énergie observée  $E$ ), il est nécessaire de connaître la densité des photons ambiants autour du maximum de la fonction  $F(q)$ , c. à d. pour la longueur d'onde

<sup>2</sup> Les protons formant la majorité du rayonnement cosmique, on espère voir une telle bosse dans le spectre mesuré du rayonnement gamma diffus, produit surtout dans le plan galactique (lieu préféré des collisions du rayonnement cosmique avec la matière interstellaire).

$$\lambda \approx 0.3 (1+z)^2 \frac{hE}{2m_e^2 c^3} \approx (1+z)^2 \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) 0.7 \mu\text{m}. \quad (1.5)$$

L'absorption peut avoir lieu soit près de la source où la densité des photons est encore élevée, soit au cours de leur propagation en interagissant avec le rayonnement du fond cosmique. Dans le spectre de ce dernier rayonnement (la région correspondant – selon la formule 1.5 – aux énergies  $10^{11} - 10^{15}$  eV) on trouve trois pics correspondant aux trois sources principales de photons diffus :

- la lumière émise par les étoiles dans le domaine visible et infrarouge proche ( $0.3 - 5 \mu\text{m}$ )
- l'émission thermique de la poussière froide dans le domaine infrarouge lointain ( $80 - 200 \mu\text{m}$ )
- le rayonnement du fond cosmologique dans le domaine des micro-ondes (au delà de  $300 \mu\text{m}$ )

La troisième composante définit la limite ultime d'énergie pour l'astronomie gamma, donnant une absorption totale du rayonnement  $\gamma$  au delà de  $5 \times 10^{14}$  eV. Les deux autres composantes sont beaucoup moins intenses (de deux ordres de grandeur inférieures) mais deviennent importantes à l'échelle intergalactique. Nous discuterons cette question à la fin du chapitre 3.1 qui traite les sources extragalactiques.

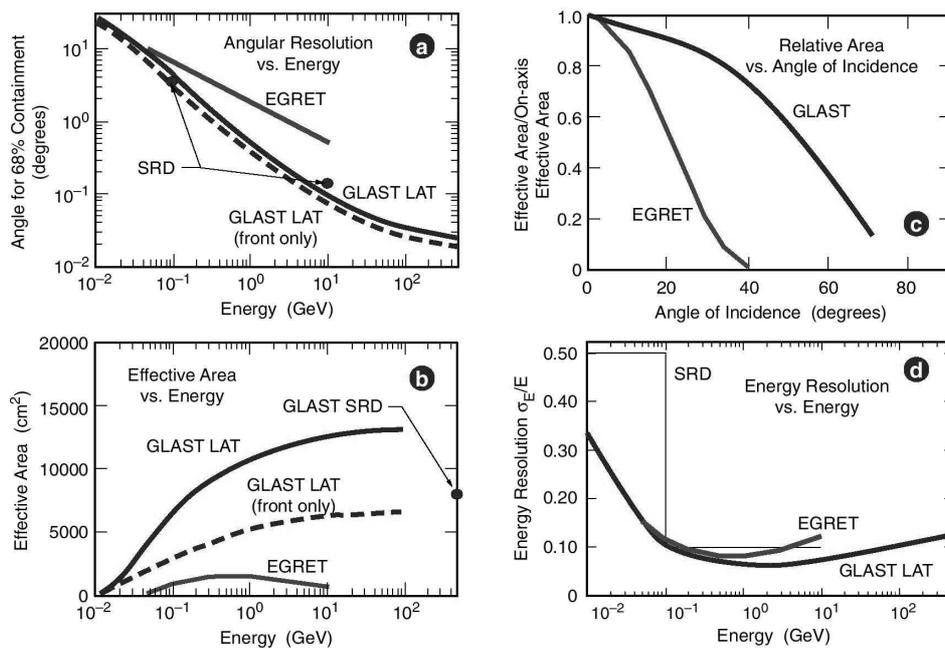
### 1.3 Moyens de détection

Le processus de création de paire, qui a un rôle gênant d'absorption, représente aussi (comme interaction dominante au dessus de 10 MeV) un processus important permettant de détecter les rayons  $\gamma$ . Dans un environnement suffisamment dense les particules  $e^+e^-$  créées émettent la génération suivante de gamma par bremsstrahlung, développant ainsi une cascade électromagnétique. La distance, sur laquelle une particule chargée perd la moitié de son énergie (la longueur de radiation  $X_0$ ), correspond grossièrement à la longueur d'interaction pour la création de paire. On peut donc décrire le développement de la cascade par un modèle (dite de Heitler) où chaque génération est deux fois plus nombreuse que la précédente et l'énergie moyenne des particules (électrons, positons et gamma) réduite de moitié. L'évolution exponentielle s'arrête quand l'énergie atteint un niveau où d'autres processus entrent en jeu. On définit l'énergie critique  $E_c$  comme celle à laquelle les pertes des particules par ionisation deviennent comparables à celles du bremsstrahlung. Selon le modèle de Heitler ceci arrive quand  $E_0 2^{-X/X_0} = E_c$  (83 MeV dans l'air) ; le développement de la cascade s'arrête après avoir traverser  $\ln(E_0/E_c)/\ln 2$  longueurs de radiation. La cascade est alors absorbée dans les  $3 \sim 4 X_0$  suivantes.

L'atmosphère terrestre (opaque aux rayons  $\gamma$  de haute énergie à cause de ces processus) représente au niveau de la mer (dans la direction verticale) 28 longueurs de radiation, par rapport à  $22.4 X_0$  à l'altitude de Thémis (1650 m.s.l.m.). Une gerbe initiée par un gamma d'énergie  $E_0 = 1 \text{ TeV}$  arrête son développement à 5500 m.s.l.m. (la profondeur de  $X = X_0 \ln(E_0/E_c)/\ln 2 = 13.5 \text{ g cm}^{-2}$ ), les dernières particules peuvent être détectées à 4 km d'altitude. Cette énergie peut être considérée comme une limite pratique pour la détection directe au sol de gerbes initiées par des rayons  $\gamma$  ; au dessous de cette limite la quasi-totalité des gerbes électromagnétiques est absorbée dans l'atmosphère. Il faut donc remplacer l'atmosphère par des détecteurs placés au dessus des couches denses de l'atmosphère à l'aide de ballons ou de satellites.

### 1.3.1 A bord des satellites

L'histoire a connu trois expériences en orbite dédiées au domaine des  $\gamma$  de haute énergie : le satellite américain SAS-2 (1972–73) suivi par le projet européen COS-B (1975–82) et finalement le détecteur EGRET à bord de *Compton Gamma-Ray Observatory* (1991–2000). A la différence des observatoires orbitaux opérant dans des domaines moins énergétiques du spectre électromagnétique, les détecteurs  $\gamma$  doivent mesurer des flux extrêmement faibles, nécessitant d'enregistrer les photons individuels. Leur conception ressemble à celle des détecteurs opérant auprès des accélérateurs terrestres : un *trajectographe*, lieu de création de la première paire, dont les traces permettent de reconstruire la direction du  $\gamma$  initial, et un *calorimètre* avec un grand pouvoir d'arrêt, c'est à dire un nombre suffisant de longueurs de radiation pour développer et absorber une fraction importante de la cascade électromagnétique. En plus, les instruments ont souvent une capacité à mesurer le temps de vol entre ces deux parties (pour rejeter les particules allant à contre-sens) et ils sont équipés d'un système de veto contre les évènements engendrés par les particules chargées (un scintillateur extérieur est mis en anti-coïncidence avec le système d'acquisition). Une telle installation permet de réduire le fond du rayonnement cosmique au dessous de l'intensité du fond des rayons  $\gamma$  diffus.



**FIG. 1.2** – Comparaison des caractéristiques du détecteur EGRET et du projet GLAST, estimées par Monte Carlo, en fonction de l'énergie : a) résolution angulaire, b) résolution en énergie, c) surface efficace de détection sur axe, d) dépendance de cette surface avec l'angle d'incidence.

L'épaisseur du calorimètre définit la gamme des énergies qui peuvent être reconstruits avec une précision acceptable (voir fig. 1.2). La nécessité d'une telle barrière (formée par des couches de plomb et de scintillateur) fait des détecteurs  $\gamma$  des instruments très lourds.

Jusqu'ici les expériences ont utilisé une chambre à étincelles comme trajectographe. Le nouveau projet appelé GLAST (*Gamma-ray Large Area Space Telescope*) compte installer des

détecteurs à micro-pistes de silicium (sous la forme de « sandwich » avec de fines feuilles de plomb pour assurer l'épaisseur finale de  $0.5 X_0$ ), qui offrent les avantages suivants :

- une meilleure résolution spatiale ( $10 - 50 \mu\text{m}$ ) des traces qui permet une reconstruction de la direction du  $\gamma$  beaucoup plus précise ;
- une efficacité de détection des particules chargées proche de 100% qui réduit la nécessité du système de veto car il est possible de retrouver le point de la première interaction ; avec la capacité prévue de la pré-analyse en temps réel, on peut aussi réduire le nombre de faux veto causés par les particules rétrodiffusées dans le calorimètre, un effet qui diminue l'efficacité du détecteur aux hautes énergies ;
- une réponse plus rapide et un temps mort réduit de 100 ms à  $100 \mu\text{s}$ , important pour la détection des événements intenses et brefs (sursauts gamma) ;
- la durée de vie n'est pas limitée par la consommation du gaz utilisé dans le chambre à étincelles.

La précision de la reconstruction de la direction du  $\gamma$  primaire est limitée, outre par la résolution spatiale et la dimension « verticale » du trajectrographe, par les fluctuations de la première interaction, qui diminuent avec l'énergie. Cette dépendance suit en gros une loi de puissance (pour EGRET  $\Delta\theta \approx (E/100 \text{ MeV})^{-0.53} 5.9^\circ$ ), mais elle est moins forte que le spectre des sources ainsi que celui des  $\gamma$  diffus. C'est la résolution angulaire qui (avec la taille de la surface efficace) limite la sensibilité du détecteur car elle détermine la capacité d'identification des sources ponctuelles sur le bruit du fond.<sup>3</sup> Le temps de pose nécessaire pour l'extraction d'un signal croît avec l'énergie jusqu'à des valeurs de l'ordre de plusieurs années qui correspondent à l'énergie maximale accessible par le détecteur. Le détecteur GLAST, qui a non seulement une surface de détection plus grande qu'EGRET ( $8000 \text{ cm}^2$  au lieu de  $1200 \text{ cm}^2$  à 1 GeV) mais aussi une meilleure résolution angulaire, devrait être au dessous de 1 GeV 80 fois plus sensible aux sources ponctuelles.

Les longs temps de pose (habituellement de l'ordre de la semaine) sont l'inconvénient majeur des observations  $\gamma$  en orbite car ils limitent la possibilité d'observation des sources variables. D'autre part un grand champ de vue ( $0.5 \text{ sr}$  pour EGRET,  $2 \text{ sr}$  pour GLAST) fait de ces expériences un outil indispensable pour la cartographie du ciel  $\gamma$ , c'est à dire la recherche des sources inconnues.

### 1.3.2 Détection au sol

Ne disposant d'aucun système de « veto » contre les gerbes initiées par les particules chargées, la détection au sol doit affronter le fond diffus beaucoup plus intense (décrit déjà au premier chapitre et résumé dans la table 1.1). La grande majorité des gerbes atmosphériques sont des cascades hadroniques (voir la section 1.2.1) dont le développement est moins régulier et qui s'étend aux couches plus basses de l'atmosphère. Les muons créés dans ces cascades pénètrent beaucoup plus loin que le reste de la gerbe et ils forment à basse altitude une composante dominante des particules chargées, un fond supplémentaire pour les détecteurs terrestres.

<sup>3</sup> La majorité de ce fond est formée par le rayonnement  $\gamma$  diffus d'origine galactique dont l'intensité varie considérablement (presque de deux ordres de grandeur) entre la direction du centre galactique et les endroits éloignés du plan galactique.

	flux différentiel à 10 GeV [ $\times m^2 sr s GeV$ ]	penne	flux intégral à 10 GeV [ $\times m^2 sr s$ ]	à 100 GeV
<i>protons</i>	40.3	-2.78	22.6	0.376
<i>hélium</i>	12.9	-2.68	7.68	0.160
<i>électrons</i>	0.338	-3.3	0.147	$7.37 \times 10^{-4}$
<i>gamma</i>	$1.13 \times 10^{-3}$	-2.07	$1.06 \times 10^{-3}$	$8.89 \times 10^{-5}$

TAB. 1.1 – Composantes dominantes du fond diffus du au rayonnement cosmique entre 1 GeV et 1 TeV.

### 1.3.2.1 Détection directe des particules chargées

Le passage d'une cascade électromagnétique est un évènement très bref : la dispersion temporelle des particules ultra-relativistes pendant la traversé de l'atmosphère reste inférieure à une dizaine de nanosecondes. L'extension latérale des gerbes varie entre 50 et 200 m<sup>4</sup> et les mesures du temps d'arrivée au sol obtenus avec une réseau de détecteurs sur une telle distance devraient permettre la reconstruction temporelle du front de la gerbe (et finalement de la direction du  $\gamma$  primaire) plus précise qu'au sein des détecteurs sur orbite. Cependant, près du seuil de détection le nombre des particules détectées n'est pas élevé et la queue de la gerbe est sujette à des fluctuations importantes. La précision insuffisante de la mesure du temps d'arrivée se traduit par une mauvaise résolution angulaire de l'ordre du degré.

Quant à la reconstruction de l'énergie primaire, l'information sur la densité des particules dans la gerbe vient d'un seul plan de détection qui est une calorimétrie très insuffisante. Pour ces raisons les recherches de sources des rayons  $\gamma$  avec des réseaux de détecteurs de particules, menées depuis les années soixante, n'ont pas donné des résultats significatifs. Cependant ils existent toujours la possibilité d'améliorer la résolution angulaire et calorimétrique en augmentant le nombre de particules détectées :

*monter en altitude* : l'expérience chinoise TIBET est installée sur un plateau situé à 4300 m au dessus de la mer : un réseau des détecteurs de haute densité (pas de 7.5 m) qui couvre une surface de plus de 5000 m<sup>2</sup> sera élargi jusqu'à 37000 m<sup>2</sup> (la taille actuelle du réseau de base densité) ; le seuil pourra descendre au dessous de 1 TeV et la résolution angulaire sera de l'ordre du dixième de degré ;

*une détection plus efficace* : l'expérience américain MILAGRO utilise un bassin couvert (60  $\times$  80 m<sup>2</sup> à 2650 m d'altitude) : toutes les particules chargées qui passent dans l'eau émettent de la lumière Čerenkov (voir la section suivante) qui est détectée par le réseau des 450 et 273 photomultiplicateurs à une profondeur de 1.5 et 7 m respectivement. Environ 50% des particules sont détectées, à comparer avec une efficacité inférieure à 2% pour les réseaux de détecteurs.

Le point faible de ces expériences reste la faible capacité de discrimination entre les gerbes électromagnétiques et hadroniques, basée surtout sur la détection de la composante pénétrante, c. à d. des muons (presque absents dans les gerbes électromagnétiques), qui se traduit par une faible sensibilité aux sources ponctuelles de rayons  $\gamma$ . Malgré cela, cette technique reste

<sup>4</sup> Le développement latérale est du surtout à la diffusion multiple des particules chargées qui devient plus importante à basse énergie.

intéressante pour son grand champ de vue et son mode opératoire presque continu, qui permet un monitoring du ciel  $\gamma$  autour du TeV (supposant l'existence d'une procédure d'analyse rapide et fiable). Cette capacité fut déjà confirmée par la détection du signal en provenance du Crabe avec une significativité de  $5\sigma$ , pour laquelle il a fallu cumuler les données prises pendant une année d'observation.

### 1.3.2.2 Technique Čerenkov

La détection directe des rayons  $\gamma$  au sol est limitée aux énergies supérieures à 1 TeV. Heureusement, l'atmosphère même peut servir non seulement comme milieu de développement des gerbes, mais aussi comme détecteur de particules. Le passage d'une particule chargée dans l'air est accompagnée par l'émission de lumière visible qui peut être observée depuis le sol. Il s'agit de la lumière Čerenkov pour les particules ultra-relativistes (si la vitesse de cette particule  $\beta > 1/n$ , où  $n = 1 + \varepsilon$  est l'indice optique de l'air ; pour la densité de l'air au niveau de la mer ce seuil est  $\gamma_s \approx 1/\sqrt{2\varepsilon} \approx 42$ ) où (dans le cas de particules moins rapides) d'une ionisation suivi par l'émission de lumière de fluorescence. Cette dernière n'est exploitable qu'aux énergies extrêmes ( $> 10^{18}$  eV) car elle est émise de façon isotrope et sa densité au sol est très faible. Par contre l'émission Čerenkov est concentré dans un cône étroit (l'angle  $\cos\theta = 1/n\beta$ ) coaxiale avec la direction de la particule émettrice et elle éclaire le sol avec une tache de quelques centaines de mètres de diamètre. Pour une gerbe électromagnétique verticale l'anneau qui délimite cette tache atteint au niveau de la mer un rayon de 150 m, la densité de la lumière Čerenkov à l'intérieur de l'anneau est

$$n(E) \approx \left( \frac{E}{1 \text{ TeV}} \right) 50 \text{ photons m}^{-2},$$

augmentant de 25% (à cause de la réduction de la taille de tache) à l'altitude de Thémis.

Il est remarquable que la densité de cette lumière soit proportionnelle à l'énergie du  $\gamma$  primaire ; la lumière Čerenkov offre donc une information calorimétrique beaucoup plus précise que la densité des particules qui atteint le sol. Ceci vient du fait que le nombre de photons de lumière Čerenkov émis par une particule par unité de distance parcourue est  $dn/dx \propto \sin\alpha \approx 2\varepsilon$  pour les particules ultrarelativistes, et que la valeur  $\varepsilon$  est proportionnelle à la densité de l'air à l'endroit donné. L'intensité totale de lumière Čerenkov émise par la gerbe complète dépend donc directement de la profondeur de l'atmosphère traversée par l'ensemble des particules chargées de la gerbe (dans le cas d'une cascade électromagnétique les électrons et positons au dessus de l'énergie critique sont bien dans le régime ultrarelativiste). Comme on peut le montrer facilement à l'aide du modèle de Heitler (mais ceci reste valable pour les modèles plus réalistes), la somme de la longueur des traces mesurée en longueurs de radiation croît exponentiellement avec le nombre des générations, qui dépend lui même du logarithme de l'énergie de la particule primaire ; en conséquence on obtient une proportionnalité entre cette énergie et l'intégrale des longueurs des traces, et donc aussi avec le nombre total de photons Čerenkov émis par la gerbe.

Le nombre de photons Čerenkov produits par les gerbes atmosphériques reste cependant négligeable par rapport à l'intensité du ciel nocturne, qui varie (selon les mesures à Thémis analysées par Berrie Giebels [31] ou pour plus de détails [32, pp. 72]) entre  $N = 1500$  et  $2000 \text{ phot. m}^{-2} \text{ ns}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  (en dehors de la Voie Lactée) dans la bande  $310 \sim 650 \text{ nm}$ . Toute pollution lumineuse supplémentaire (la présence de la Lune, les étoiles fortes dans le champ de vue, la réflexion des sources terrestres dans l'atmosphère) rend l'observation très difficile

voire impossible. On peut néanmoins tirer un certain profit de la différence entre le spectre du bruit de fond du ciel (supposé plat dans la bande considérée) et celui de l'émission Čerenkov, qui suit la fonction  $\lambda^{-2}$ , limitée du côté ultra-violet par une coupure forte due à l'absorption dans l'air.<sup>5</sup>

Une comparaison directe de l'intensité du ciel nocturne  $N$  et de l'émission d'une gerbe d'énergie donnée permet une estimation rudimentaire du seuil en énergie d'un tel détecteur Čerenkov. Supposant que le temps d'intégration du signal  $T$  dépasse la durée du signal et que le champ de vue  $\Omega$  est plus grand que l'étalement angulaire de l'image des photons Čerenkov dans le plan focal du télescope, le signal est proportionnel à la surface  $A$  de collection des photons, à l'efficacité  $\varepsilon$  de collection des photons et sa conversion en signal :  $S = kE\varepsilon A$ . Le bruit de fond intégré vaut  $B = \Omega T\varepsilon A N$ . La condition que les fluctuations de bruit de fond ne dépassent pas l'intensité du signal Čerenkov  $S > \sqrt{B}$  donne l'énergie minimale détectable d'un rayon  $\gamma$

$$E > \sqrt{\Omega T N / \varepsilon A / k}. \quad (1.6)$$

Les télescopes à l'effet Čerenkov doivent utiliser des photodétecteurs avec un temps de réponse très rapide, de l'ordre de la nanoseconde. A l'heure actuelle le seul choix satisfaisant cette condition (avec la taille et la résolution nécessaire) sont les photomultiplicateurs dont l'efficacité de conversion des photons reste limitée à 20% environ. La résolution angulaire n'étant pas un critère important, on peut utiliser une optique relativement simple (par rapport aux télescopes opérant dans le domaine visible) composée de petits éléments; ceci permet d'avoir une surface de collection plus grande afin d'atteindre un seuil le plus bas possible.

Pour réduire le bruit de fond, il est nécessaire de choisir un champ de vue limité et un système de déclenchement avec une fenêtre de coïncidence (ajustée à la direction de visée) la plus étroite possible. Le détecteur doit suivre la source observée au cours de son déplacement dans le ciel, différence essentielle entre la technique Čerenkov et les méthodes précédentes de détection des rayons  $\gamma$ .

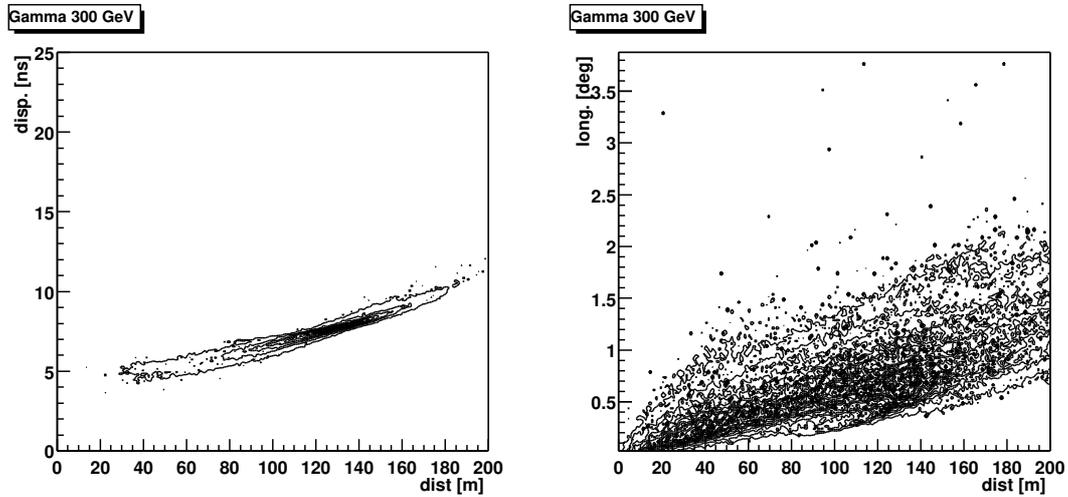
La gerbe est une source étendue dans l'atmosphère : vue depuis le sol (à l'intérieur de la tache Čerenkov), son émission Čerenkov forme un image ovale, dont la taille augmente avec le paramètre d'impact (distance de l'observateur au pied de gerbe - voir la fig. 1.3). La position de son maximum, correspondant au maximum du développement de la cascade, et dépend peu de l'énergie : l'altitude est une fonction logarithmique de la profondeur de ce maximum dans l'atmosphère, qui est lui-même un logarithme de l'énergie de la gerbe.

Les particules de la gerbe se propagent dans l'atmosphère plus vite que la lumière Čerenkov : les photons émises au début de la gerbe arrivent plus tard que ceux provenant de sa queue. Cette différence, qui sur axe vaut environ 3 ns, diminue avec la distance de l'axe de la gerbe : elle devient minimale à environ 130 m de l'axe, plus loin, les photons émis plus bas sont retardés à cause de la distance plus grande à parcourir (voir la fig. 1.4). L'enveloppe de l'émission aux différentes altitudes, qui forme le front d'onde, est conique; cette caractéristique devient plus prononcée aux hautes énergies où les gerbes sont plus longues.

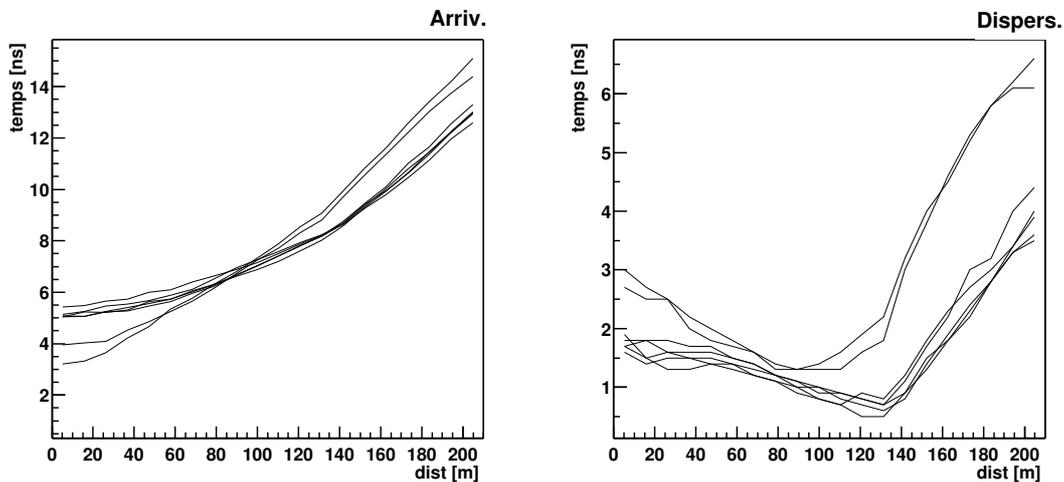
La reconstruction des paramètres de la gerbe peut se faire par deux méthodes :

**L'échantillonnage** du front Čerenkov, en mesurant (comme dans le cas de la détection directe) les temps d'arrivée et l'intensité de lumière en plusieurs endroits. Pour les rayons  $\gamma$

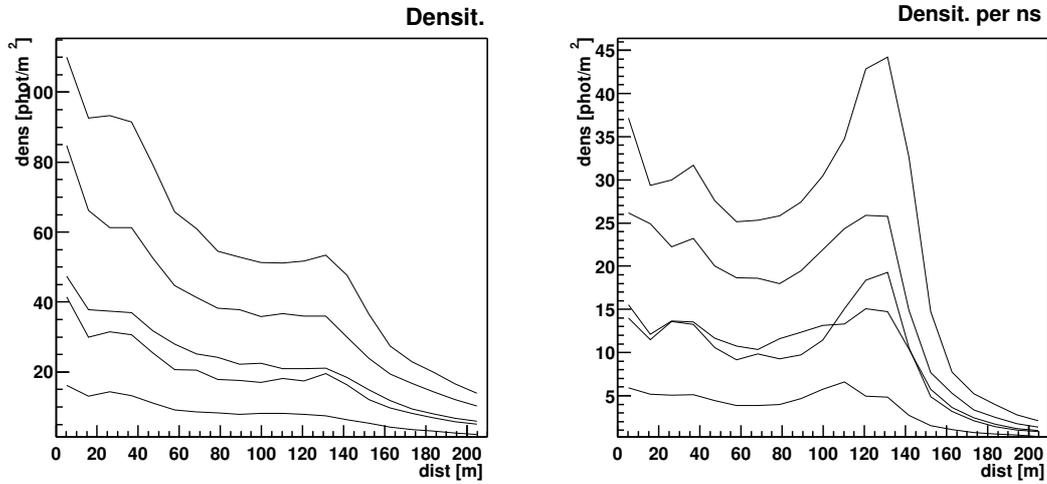
<sup>5</sup> L'expérience CLUE a choisi des photodétecteurs opérant en ultraviolet : la pollution lumineuse a été réduite de façon qu'il a été possible d'observer directement la Lune. Malheureusement, la mauvaise résolution spatiale et les longs temps d'intégration du signal des détecteurs de type MWPC (chambre proportionnelle multi-fils) limitent l'exploitation du signal obtenu.



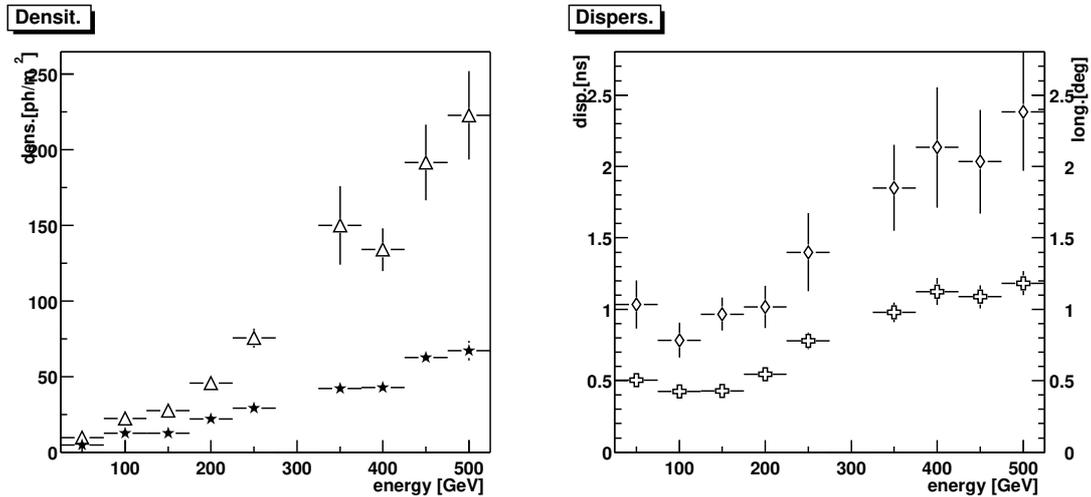
**FIG. 1.3** – Distributions latérales de la lumière Čerenkov produitepar une gerbe gamma de 300 GeV (direction verticale) : à *gauche*, temps d’arrivée par rapport à l’arrivée théorique de la particule primaire; à *droite*, angle entre la direction de la particule primaire et celle des photons Čerenkov : on voit comment avec la distance du pied de gerbe qui augmente, l’image de la gerbe s’éloigne de l’axe et s’allonge dans la direction longitudinale.



**FIG. 1.4** – Analyse de la figure de1.3 pour différentes énergies du gamma primaire (les lignes correspondent aux énergies de 50, 100, 150, 200, 300, 400 et 500 GeV de bas en haut à 200 m) : à *gauche*, la temps moyen d’arrivée en fonction du paramètre d’impact (on voit la variation entre la forme plutôt sphérique et conique du font d’onde) ; à *droite*, l’épaisseur du font d’onde Čerenkov (défini comme l’intervalle contenant 60% de lumière à la distance donnée), qui devient minimale entre120 m et140 m de l’axe pour les basses énergies.



**FIG. 1.5** – Densité de lumière Čerenkov (à l’altitude de Thémis) en fonction de distance au pied de gerbe (pour les gamma d’ énergies 50, 100, 150, 200 et 300 GeV de bas en haut) La présence d’un anneau est moins prononcée qu’au niveau de la mer. *A droite*, cette distribution divisée par la largeur du front d’onde (de la deuxième figure de 1.3), qui donne le nombre de photons Čerenkov par m<sup>2</sup> et ns (correspondant à un échantillonnage du front d’onde à 1 GHz).



**FIG. 1.6** – Le paramètre défini ci-dessous en fonction de l’énergie du gamma primaire : à gauche : moyenne de la densité (triangles) et de la densité par nanoseconde (étoiles) à l’intérieur du disque Čerenkov (10 ~ 130 m); à droite dispersion temporelle (losanges) et angulaire (par rapport à l’axe longitudinal de l’image) des photons Čerenkov moyennée dans la région de l’anneau (110 ~ 150 m).

d'énergie au delà d'1 TeV, la forme conique de ce front permet de retrouver la direction de la gerbe à partir de l'information temporelle seule. À basse énergie, où la zone d'émission Čerenkov est relativement restreinte et, en conséquence, la forme du front d'onde plutôt sphérique, l'information temporelle suffit à retrouver la position de cette zone ; pour déterminer son orientation, il est nécessaire d'utiliser la distribution de lumière au sol, dont le centre correspond au point d'impact de la gerbe.

Les centrales solaires, dont l'utilisation pour la technique Čerenkov fut proposée il y a déjà vingt ans [17], constituent une catégorie particulière des échantillonneurs. L'idée initiale de concentrer la lumière provenant des différents endroits du champ dans un seul détecteur conduit à des dispersions temporelles (et donc des temps d'intégration  $T$  dans la formule 1.6) très grandes, annulant ainsi l'avantage d'une surface de collection énorme. Dix ans plus tard, Tümay Tümer a revu ce concept pour son projet SOLAR-II en Californie, en ajoutant une optique secondaire qui permet la séparation du signal sur un ensemble de détecteurs.<sup>6</sup> Finalement, l'application de ces idées à la centrale solaire de Thémis par Eric Paré (ancien porte-parole et inventeur du projet CELESTE, tragiquement décédé dans un accident de voiture en 1998) a abouti à la réalisation du premier observatoire Čerenkov de ce type. Avec un petit retard, la collaboration STACEE a construit un détecteur similaire au Nouveau Mexique [14].

**L'imagerie** des photons Čerenkov dans le plan focal d'un seul télescope, équipé d'une caméra à photomultiplicateurs de petite taille. L'exploitation de la distribution angulaire des photons est une technique relativement récente mais elle a comme première technique terrestre permis de détecter une source de rayons  $\gamma$  de très haute énergie (l'imageur du Whipple en 1989). L'axe principal de l'image d'une gerbe  $\gamma$  doit pointer vers la position de la source observée dans le plan focal. Par contre la distance angulaire entre la source et le barycentre de l'image de gerbe, qui dépend du paramètre d'impact de la gerbe et de son énergie, restait difficile à déterminer jusqu'à l'arrivée des caméras à haute résolution (la taille des pixels est de l'ordre de  $0.1^\circ$ ), dont le premier exemple a été l'imageur de CAT. Une méthode complémentaire (développée par la collaboration HEGRA aux Canaries) compare l'orientation des images obtenus par plusieurs imageurs : l'intersection des axes principaux donne une estimation très précise de la position de la source. Ce mode d'observation appelée *stéréoscopique* diminue néanmoins la surface effective (la gerbe doit tomber dans la zone commune de détection). Parmi les quatre projets majeurs de cette décennie, trois (VERITAS en Arizona, É.-U., HESS en Namibie et CANGAROO-III en Australie) vont tirer le meilleur partie d'un mariage entre l'observation stéréoscopique et les caméras à pixels très fins. Le quatrième projet appelé MAGIC (installé sur le site de HEGRA) utilisera des matériaux modernes et une optique active pour construire un réflecteur géant de 17 m de diamètre dans le but d'abaisser le seuil (au dessous 50 GeV). Équipé d'une caméra de photodétecteurs hybrides,<sup>7</sup> ce télescope espère atteindre finalement un seuil autour de 20 GeV.

En regardant plus en détail les deux méthodes, il est possible de corriger la condition

<sup>6</sup> L'expérience GRAAL (Almeria, Espagne) a économisé les ressources en utilisant un détecteur par secteur du champ qui contient plusieurs héliostats (voir le paragraphe 4.3.2). Un échantillonnage rapide du signal permet de séparer la contribution des différents héliostats *a posteriori* [26].

<sup>7</sup> Ces photodétecteurs en cours de développement promettent une efficacité quantique supérieure à 50%. Cette augmentation de l'efficacité de détection des photons avec les technologies nouvelles est profitable à tous les types de détecteurs Čerenkov suivant la taille de ces composants : des photodétecteurs de grandes dimensions, trop lourds pour une caméra compacte, seraient une chance pour les échantillonneurs, par contre, s'il ne sont disponibles qu'en petite taille, l'avantage irait aux imageurs.

1.6, pour laquelle le signal Čerenkov devient discernable du bruit de fond.<sup>8</sup> Dans le cas des imageurs, le champ de vue  $\omega$  des pixels individuels est forcément inférieur à la taille angulaire  $\phi$  de l'image de la gerbe : chaque pixel n'intègre qu'une fraction  $\omega/\phi$  de la lumière émise par la gerbe, qui est collectée par la surface du télescope. Pour la reconstruction de l'image de la gerbe, seuls les pixels touchés contenus dans cette image peuvent être utilisés (en appliquant des méthodes sophistiquées de suppression des fluctuations isolées du bruit du fond), permettant ainsi de réduire le bruit intégré dans la mesure où le champ de vue  $\Omega$  de la formule 1.6 est remplacé par la taille  $\phi$  de l'image Čerenkov.

Le cas des échantillonneurs est analogue, la mesure précise de la distribution angulaire étant remplacée par la mesure temporelle du signal avec des échantillons  $\delta$  très courts (p.ex. par une digitisation rapide du signal). Dans l'analyse on n'utilise que les échantillons contenant du signal, le temps d'intégration  $T$  est alors effectivement réduit à la vraie durée  $\tau$  du signal Čerenkov. La valeur de  $\tau$  est limitée par l'épaisseur de l'onde Čerenkov et par le non-isochronisme de l'optique utilisée pour la collection de la lumière (qui devient important pour les grands miroirs).

Jusqu'ici, nous avons discuté les problèmes de la technique Čerenkov par rapport au bruit de fond du ciel. Avant de finir cette section, il faut regarder les avantages qu'offre cette technique pour rejeter le fond du aux gerbes d'origine hadronique. Contrairement à la détection directe, la capacité de ces gerbes à pénétrer plus loin dans l'atmosphère n'est pas gênante (sauf pour les muons examinés plus loin). La majorité de la lumière Čerenkov provenant des électrons et positons (dont le facteur Lorentz est le plus élevé), les cascades hadroniques sont nettement moins efficaces à produire cette lumière que les cascades électromagnétiques de même énergie. Ce handicap diminue avec l'énergie à cause de la création plus fréquente des sous-gerbes électromagnétiques. Le développement moins régulier d'une cascade hadronique donne un étalement angulaire et temporel des photons Čerenkov plus grand que pour les gerbes électromagnétiques. En conséquence, un système de déclenchement qui favorise des signaux courts et des images compactes permet une réjection hadronique importante.

L'instrument ultime de sélection des événements provenant de rayons  $\gamma$  (où d'électrons, qui représentent le bruit de fond irréductible) se trouve dans l'analyse des données « hors ligne ». Les imageurs sont ici très performants, les facteurs de réjection allant de  $10^2$  à  $10^4$  (pour les observations stéréoscopiques), les méthodes allant de l'application des « *supercuts* » (coupures dans les distributions des paramètres d'images des gerbes, présentées déjà dans [52]) à l'ajustement de modèles analytiques de gerbe (développé pour les caméras de très haute définition). La réponse des échantillonneurs à ce problème (qui sera discuté dans le chapitre 8) doit toujours être considéré plutôt préliminaire car la richesse de l'information contenu dans les profils temporels et latéraux des gerbes est loin d'être épuisée.

---

<sup>8</sup> Cette condition concerne la limite d'exploitation des données. Les critères concernant le seuil (compris comme le seuil de déclenchement) sont plus difficile à estimer.

## Chapitre 2

# Sources galactiques

### 2.1 Les restes de supernova

A la fin de la vie d'une étoile, quand son carburant nucléaire est épuisé, la force gravitationnelle commence à dominer sur la pression du gaz et du rayonnement. L'intérieur de l'étoile se contracte jusqu'à une densité de l'ordre  $10^6 \text{ g cm}^{-3}$ , où la gravitation s'équilibre avec la pression du gaz dégénéré des électrons (l'état de la matière dans une naine blanche). En même temps, l'énergie gravitationnelle libérée dans l'effondrement réchauffe les couches extérieures, qui se dilatent. Mais si la masse du noyau restant dépasse la limite de Chandrasekhar,  $1.4 M_{\odot}$ , la balance ne peut être obtenue et une nouvelle contraction, beaucoup plus violente que la précédente, a lieu. L'étoile est devenue une *supernova* (de type II).

La libération d'une quantité énorme d'énergie disperse (avec des vitesses proches de celle de la lumière) les couches extérieures de l'étoile (dont la masse peut dépasser  $10 M_{\odot}$ ), qui à leur tour expulsent la matière interstellaire environnante. Quand la masse de cette matière expulsée n'est plus négligeable par rapport à celle des éjectas (entre  $10^3$  et  $10^4$  ans après l'explosion), l'expansion passe dans une deuxième phase appelée de Sedov : les couches externes, ralenties par l'interaction avec la matière interstellaire, sont rattrapées par les couches internes en créant une « coquille ». La vitesse d'expansion de cette coquille diminue avec le temps comme  $t^{-2/5}$ . Cette expansion entraîne une onde de choc, qui (comme il sera montré dans le paragraphe suivant) permet une conversion efficace d'énergie cinétique de la matière en expansion en accélération de particules.

On peut estimer (en première approximation) le bilan énergétique de ce processus violent. L'énergie gravitationnelle d'une étoile est déterminée par sa masse  $M$  et son rayon  $R$

$$E = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R},$$

pour les valeurs du Soleil on obtient une énergie de  $2.3 \times 10^{41}$  J. Quand le rayon diminue d'un facteur 50 (la densité d'une naine blanche), l'énergie gravitationnelle libérée est de l'ordre de  $10^{43}$  J (l'énergie équivalente à l'émission totale du Soleil pendant  $10^9$  ans). Si l'effondrement continue jusqu'à la densité nucléaire (le diamètre d'une étoile à neutron, décrite dans la section 2.2, étant environ 10 km), cette énergie atteint la valeur gigantesque  $10^{46}$  J.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup> On doit constater que même avec cette énergie disponible pour produire la totalité du rayonnement cosmique le processus de conversion en particules accélérées très énergiques doit être assez efficace, entre 10 et 30%.

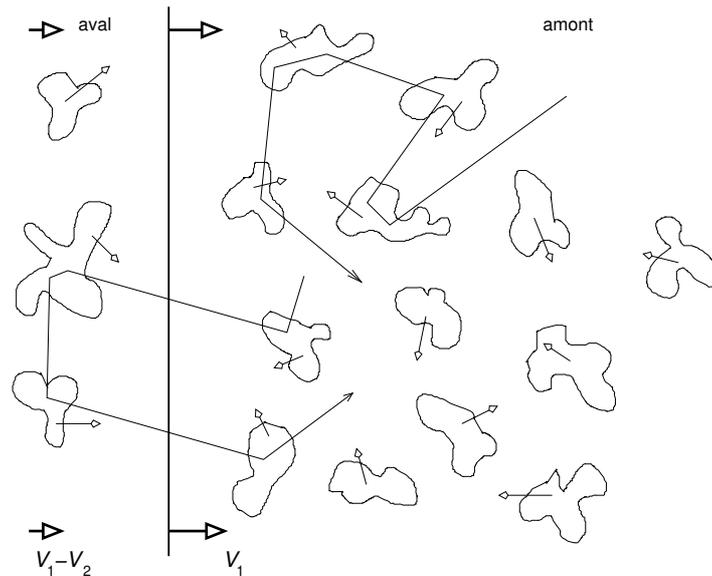
### 2.1.1 Accélération dynamique

La version originelle du modèle de Fermi décrit l'accélération d'une particule par des réflexions élastiques sur des nuages connectés aux fluctuations du champ magnétique<sup>2</sup>, qui se propagent dans des directions aléatoires avec une vitesse moyenne  $U$  (voir fig. 2.1). L'énergie de cette particule augmente parce que les collisions frontales sont un peu plus fréquentes que les collisions dorsales. Mais c'est un effet statistique du deuxième ordre en  $U$  – le gain moyen par collision est

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{8}{3} \left( \frac{U}{c} \right)^2. \quad (2.1)$$

Ce modèle peut gagner en efficacité en présence d'une onde du choc fort. Les régions en amont et en aval, qui ont une vitesse  $V_1$  et  $V_2$  respectivement par rapport du choc, semblent se rapprocher mutuellement avec la vitesse  $V = V_1 - V_2$ . La particule traversant le choc (dans n'importe quel sens) rencontre des nuages dont la vitesse moyenne est orientée vers elle ; le gain d'énergie à chaque traversée du choc est du premier ordre en  $V$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2V}{3c}. \quad (2.2)$$



**FIG. 2.1** – L'accélération des particules au milieu de fluctuations magnétiques et en présence d'une onde du choc.

Après plusieurs réflexions la vitesse moyenne des nuages de ce côté du choc (dans le référentiel de la particule) devient de nouveau isotrope. La particule gagne de l'énergie par des traversées successives du choc, beaucoup plus efficacement (de premier ordre en  $V$ ) que dans le cas précédent en absence de choc. Ce processus s'arrête quand la particule est emportée par la matière en aval (qui s'éloigne du choc avec la vitesse  $V_2$ ). Si le nombre de particules entraînées par ce flux par unité du temps est  $nV_2$  et le nombre de particules qui traversent l'onde de choc  $nc/4$  (pour une distribution isotrope de particules ultra-relativistes  $v \approx c$ ), la

<sup>2</sup> Les formulations modernes ont remplacé ces fluctuations par les ondes d'Alfvén dans le plasma chaud.

probabilité que la particule ne revienne plus près du choc peut être estimée à  $P = 4V_2/c$ . Le temps d'échappement du site d'accélération est alors  $\tau_{esc} = 2\tau_c/P$ , où  $\tau_c$  est le temps moyen d'une traversée du choc. Pour un taux d'accélération

$$\alpha = \frac{\Delta E}{\Delta t E} = \frac{2}{3} \frac{V}{c \tau_c},$$

on obtient selon la formule 1.1 le spectre sous forme de loi de puissance avec un indice spectral

$$\delta = 1 + \frac{1}{\alpha \tau_{esc}} = 1 + \frac{3}{4} \frac{4V_2}{V} = \frac{r+2}{r-1},$$

où  $r$  dénote le rapport des vitesses de la matière en aval et en amont dans le référentiel du choc. La dureté du spectre dépend alors que de  $r$ . On peut estimer ce rapport à l'aide des lois de la conservation des quantités thermodynamiques à travers le choc ; le résultat montre une simple dépendance en fonction de l'indice adiabatique  $\gamma$

$$r = \frac{V_1}{V_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}.$$

Dans le cas le plus fréquent d'un plasma,  $\gamma = 5/3$ , on obtient  $r = 2$ , qui correspond à l'indice spectral  $\delta = 2$ .

La présence d'un champ magnétique homogène peut jouer un rôle important, en fonction de l'angle  $\theta$  entre les lignes du champ et le front d'onde : on distingue ainsi entre les chocs parallèles ( $\theta = 0$ ), perpendiculaires ( $\theta = \pi/2$ ) et obliques (les cas intermédiaires). Pour un angle  $\theta$  suffisamment petit la particule chargée suivant la trajectoire courbée revient près de la front d'onde ; si elle passe cette front dans la direction perpendiculaire, la prochaine passage se produit dans le temps de Larmor  $t_L = \beta\gamma m/eB \cos\theta$ . Le temps d'accélération

$$t_{acc} = \frac{E}{dE/dt} = \frac{3c}{2V} t_L = \frac{3c}{2V} \frac{\beta\gamma m}{eB \cos\theta} \quad (2.3)$$

des particules légères (électrons) dans un champ magnétique intense peut être très court.

### 2.1.2 Observations

Les restes de supernova sont des objets étendus, dont l'image dans le ciel peut atteindre quelques degrés de diamètre. Leur détection en gamma par les télescopes terrestres est particulièrement difficile à cause de la contamination par le fond hadronique nettement plus important que pour les sources ponctuelles. L'autre problème vient du fait que la distribution des restes de supernova, suivant la distribution des étoiles dans notre galaxie, est concentrée dans la région de l'équateur galactique, où l'intensité du rayonnement gamma diffus est maximal. Leur mauvaise résolution angulaire rend les détecteurs spatiaux plus sensibles à une telle contamination. La dimension angulaire varie comme  $1/d$ , tandis que l'intensité d'une source comme  $1/d^2$  ; en conséquence, un télescope donné n'est capable de détecter un tel objet que jusqu'à une certaine distance.

Parmi les restes de supernova proches seulement 5 ont été identifiés par la sonde EGRET (dans la bande entre 10 MeV et 10 GeV) :  $\gamma$  Cygni, IC443, W28, W44 et Monoceros Loop[25], dans l'ordre selon la significativité de détection. Les spectres mesurés pour les sources les plus intenses montrent des indices spectraux proches de la valeur théorique 2 prédite par les

processus de Fermi. Mais la résolution angulaire faible ne permet pas exclure la possibilité que le signal vienne (de façon directe ou indirecte) du pulsar présent dans la nébuleuse.

Pour la première preuve directe d'accélération des particules dans les restes de supernova au delà de TeV il a fallu atteindre les résultats des télescopes terrestres : en 1998 la collaboration CANGAROO a annoncé la détection de signal provenant du bord nord-est du reste de supernova SN 1006[57]. Jusqu'à aujourd'hui, deux autres détections ont été confirmées : une par le même groupe dans SNR RX J1713-3946 [45] et la première détection dans l'hémisphère nord (Cassiopeia A) par HEGRA [2].

Les images en radio montrent la présence d'électrons accélérés ; leur émission synchrotron s'étend de la radio aux rayons X. Mais jusqu'à présent on n'a pas trouvé de preuve directe que les restes de supernova sont aussi les sites d'accélération des protons et donc l'origine attendue du rayonnement cosmique. L'émission signalée par EGRET peut bien provenir du bremsstrahlung des électrons dans les régions denses des restes de supernova. La détection de CANGAROO peut être aussi expliquée par un transfert d'énergie des électrons aux photons diffus (le rayonnement cosmologique de 2.7K) par l'effet Compton inverse. Dans ce cas l'émission des rayons X de SN 1006 détectée par le satellite ASCA[39] correspond aux mêmes électrons (d'énergie de l'ordre de 100 TeV) dans un champ magnétique réaliste  $6.6 \pm 2 \mu\text{G}$ . Mais pour arriver à de telles énergies dans ces restes assez jeunes ( $10^3$  ans), le champ magnétique dans la zone accélératrice (près de l'onde de choc) devrait être plus fort, entre 10 et  $20 \mu\text{G}$ .<sup>3</sup> Le deuxième SNR de CANGAROO, supernova RX J1713-3946, coïncide avec une source d'EGRET : le spectre combiné fut récemment [24] interprété comme une seule loi de puissance qui ne peut être expliqué que par la désintégration de  $\pi^0$ , mais d'autres auteurs suggèrent toujours la possibilité d'un modèle purement électronique.

## 2.2 Pulsars

L'étoiles à neutron représentent la dernière phase de la densification d'une étoile épuisée. Regardons comment ses caractéristiques comme la rotation et le champ magnétique changent pendant l'effondrement. La partie centrale étant très conductrice, le flux magnétique à l'intérieur de l'étoile est conservé (les lignes du champ magnétique *gèlent* comme dans la matière supraconductrice). Cet effet produit une augmentation de l'intensité du champ magnétique à la surface d'un facteur  $(R/R_0)^2$ ,  $R$  étant le rayon de l'étoile à neutron (environ 10 km), jusqu'aux valeurs extrêmes  $B \approx 10^{12}$  G. La conservation du moment angulaire produit un effet similaire : la vitesse de rotation croît comme

$$\Omega = \Omega_0 \frac{R_0^2}{R^2},$$

pour les paramètres typiques du Soleil  $\Omega_0 \approx 10^{-6}$  Hz et  $R \approx 10^8$  m nous obtenons  $\Omega \approx 100$  Hz pour une étoile à neutron au moment de sa naissance.

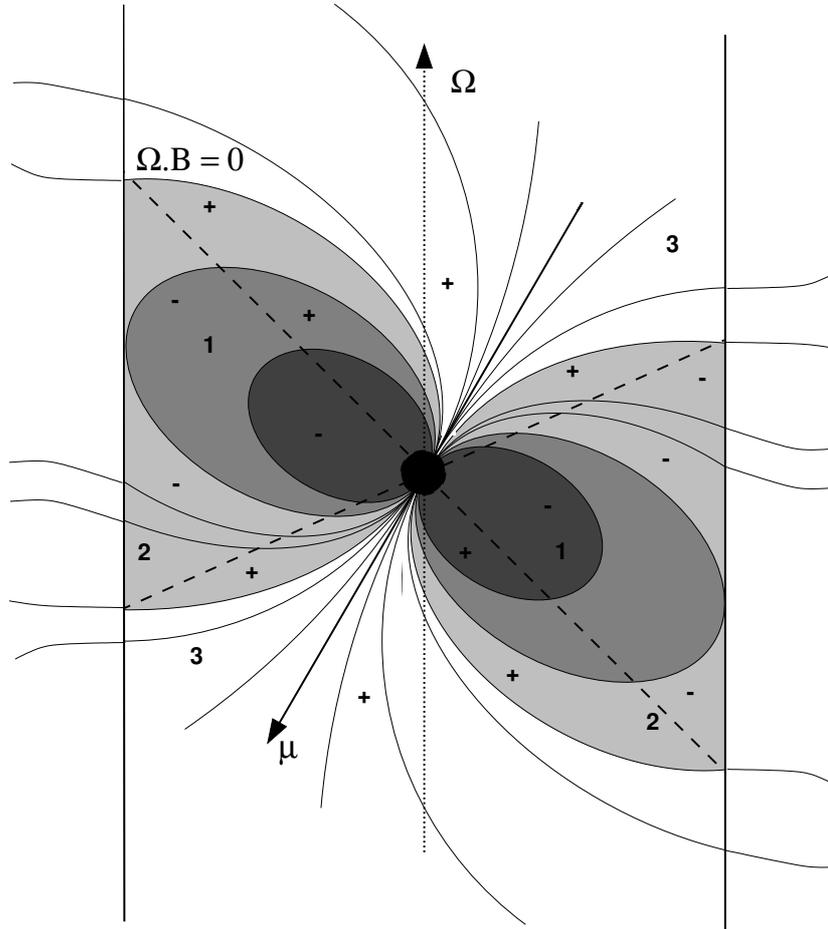
Dans ce processus, une partie de l'énergie gravitationnelle est transformée en énergie de rotation

$$E_{rot} = \frac{1}{2}I\Omega^2 = \frac{1}{5}MR^2\Omega^2 = \frac{1}{5}M\frac{R_0^4}{R^2}\Omega_0^2,$$

qui est environ  $10^{44}$  J, de l'ordre de dix pourcent de l'énergie totale libérée dans l'explosion de la supernova. Nous verrons comment cette énergie est utilisée pour accélérer les particules.

<sup>3</sup> Si on veut un modèle basé purement sur les électrons, l'émission doit se produire en dehors de la zone accélératrice, à l'extérieur de la coquille.

### 2.2.1 Magnétosphère



**FIG. 2.2** – Modèle de magnétosphère de pulsar. Les signes + et - dénotent les régions chargées positivement ou négativement, deux lignes en tirets correspondant à la surface de neutralité.

La croûte de l'étoile à neutron contient aussi des particules chargées – des noyaux lourds et des électrons. La force de Lorentz  $e(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B} = e[(\vec{\Omega} \cdot \vec{B})\vec{r} - (\vec{r} \cdot \vec{B})\vec{\Omega}]$  redistribue les charges jusqu'à l'apparition d'un champ électrique qui compense cette force. Selon le modèle de Goldreich[33], une distribution similaire de charges devrait apparaître dans l'ensemble de la magnétosphère ; les zones chargées positivement (où  $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} < 0$ ) et négativement ( $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} > 0$ ) sont séparées par la *surface de neutralité*.

La magnétosphère ne peut rester en corotation rigide avec l'étoile à neutron que jusqu'à une distance  $R_L = c/\Omega$  de l'axe de rotation. Au delà de ce *cylindre de lumière* le champ devient radial : les lignes de champ magnétique qui franchissent cette surface ne sont plus fermées et

les particules chargés qui se déplacent le long de ces lignes s'échappent de la magnétosphère.

On distingue trois régions marquées sur la fig. 2.2 :

1. zone des *lignes de champ fermées* – les particules chargés de basse énergie ne peuvent quitter cette zone ;
2. zone de *fuite négative* – elle contient les lignes de champ qui croisent le cylindre de lumière dans la région chargée négativement ;
3. zone de *fuite positive* – le reste de la magnétosphère.

L'énergie emportée par la radiation dipolaire et par le vent de particules au delà du cylindre de lumière est extraite de l'énergie de rotation – en première approximation on peut écrire

$$\dot{E}_{rot} = I\Omega\dot{\Omega} \propto -\frac{c}{\mu_0} \left( B \frac{R^3}{R_L^3} \right)^2 4\pi R_L^2 = -\frac{4\pi c^3}{\mu_0} B^2 \Omega^4 R^6, \quad (2.4)$$

où  $I$  est le moment d'inertie de l'étoile (comme la masse des étoiles à neutron varie très peu dans les modèles, on utilise une valeur moyenne  $I \approx 6 \cdot 10^{37} \text{ kg m}^2$ ). Le ralentissement du pulsar peut être mesuré avec une très haute précision : les résultats montrent une extrême stabilité de la rotation avec une dérivée première  $\dot{\Omega} \propto -\Omega^{3.4}$  plutôt qu'en  $\Omega^3$ . Le rapport  $\dot{P}/P = -\dot{\Omega}/\Omega$  ( $P$  désigne la période du pulsar) donne une estimation de l'âge du pulsar : les valeurs varient entre  $10^3$  et  $10^6$  ans.<sup>4</sup>

La capacité accélératrice du champ magnétique est annulée par la redistribution des charges dans la magnétosphère. Les modèles d'accélération de particules prédisent alors la création de *cavités* vides de charges par des processus différents. Le potentiel accélérateur dans ces cavités peut croître jusqu'à des valeurs de  $10^{12} \text{ V}$ , au delà desquelles les photons commencent à créer des paires électron-positon.

Deux zones possibles de création de ces cavités ont été proposées :

**calotte polaire** (*polar cap*, selon [38]) représente la partie de surface qui correspond aux zones « ouvertes » (environ  $10^\circ$  autour de l'axe magnétique). Les modèles récents supposent que cet axe forme un petit angle avec l'axe de rotation (*nearly aligned rotators*). Le fort courant des électrons, entraînés par effet centrifuge dans la zone de fuite négative, est alimenté à partir de la surface de l'étoile (il faut en effet un processus spécial pour arracher les électrons de la surface). Par contre dans la zone voisine (de fuite positive) les sources de charges positives sont limitées et une cavité se forme peu à peu, tandis que la surface, dépeuplée d'électrons, devient chargée positivement.

**cavité externe** (*outer gap*, selon [15]) se forme entre la surface de neutralité et la dernière ligne de champ fermée dans la zone de fuite négative. Si l'arrachement des électrons de la surface de l'étoile n'est pas suffisant, la région près de la surface de neutralité est appauvrie en charges négatives ; cette cavité s'étend aussi de l'autre côté de la surface de neutralité où les charges positives sont repoussées par la force électrostatique.

<sup>4</sup> La précision extraordinaire des mesures temporelles nous permet même d'estimer la distance  $D$  du pulsar en mesurant la dispersion des ondes radio de fréquences différentes qui est reliée à la quantité de matière interstellaire électronique entre la source et la terre.

### 2.2.2 Nébuleuse synchrotron

L'interaction de la magnétosphère avec la matière expulsée après l'explosion de la supernova forme dans la partie centrale de la nébuleuse une région spécifique qu'on appelle *plérion* (« plein » en grec), alimentée par le vent des particules accélérées dans le pulsar. Une onde de choc stationnaire est créée à une distance  $r_s$  du centre, de l'ordre de 0.1 pc (selon la densité de la matière environnante), à l'endroit où le vent stellaire est arrêté par l'interaction avec les éjectas.

Les particules qui traversent successivement cette onde de choc peuvent atteindre (par le mécanisme de Fermi de premier ordre) des énergies bien au delà des limites d'accélération dans la magnétosphère près du pulsar. Suite à la compression et la décélération du plasma à travers le choc, l'intensité du champ magnétique augmente jusqu'à ce que sa densité d'énergie devienne égale à celle du vent des particules puis elle diminue comme  $1/r$ . Ce champ provoque l'émission de rayonnement synchrotron des électrons et positons accélérés par l'onde de choc. Pour cela, on appelle cette région aussi la *nébuleuse synchrotron*.<sup>5</sup>

Le spectre synchrotron peut aller jusqu'à 100 MeV pour les champs magnétiques les plus forts. Le rayonnement  $\gamma$  au dessus de cette énergie est produit par l'interaction des électrons et positons avec les photons diffus par l'effet Compton inverse. Il s'agit soit des photons du fond cosmologique, soit du rayonnement synchrotron des mêmes particules (modèle « self-Compton »). La comparaison des spectres synchrotron et Compton inverse nous permet d'estimer l'intensité moyenne du champ magnétique et la densité du vent des particules.

On estime la durée de vie d'une nébuleuse à  $10^3 - 10^4$  ans, avant que les éjectas soient dispersés ; la majorité des pulsars est déjà privée d'une telle nébuleuse. La recherche de signal dans la bande du TeV est alors concentrée aux pulsars  $\gamma$  les plus jeunes.

### 2.2.3 Observations des pulsars

Le rapport  $\dot{E}_{rot}/D^2$  nous donne une estimation relative de l'intensité de l'émission d'un pulsar qu'on peut enregistrer sur terre. Sans surprise, cinq des six pulsars détectés dans la bande 30 MeV – 20 GeV par EGRET se trouvent en haut de la liste des pulsars rangés par cette variable [46]. Les trois sources les plus intenses – celles du Crabe, Vela et Geminga – ont été déjà enregistrées dans les catalogues des premiers satellites *Sas 2* et *Cos B*. EGRET a confirmé la détection de PSR 1706–44, PSR B1055–52 et PSR B1951+32 (qui n'a pas été inclus dans son 3<sup>eme</sup> catalogue) ; on peut y ajouter les détections marginales de PSR 0656+14 et récemment (une identification pas encore confirmée) PSR B1046–58.

Ces sources ont été identifiées grâce à des contreparties radio par la mise en évidence de l'émission pulsé de la même période. La seule exception est le cas de Geminga, qui est restée une source gamma énigmatique pendant presque vingt ans, car aucun pulsar radio ne correspondait avec la boîte d'erreur donnée par *Cos B*. Elle coïncidait en effet avec une source de rayons X, dont la nature périodique a été finalement découverte en 1992 dans les données du satellite *Rosat*. Connaissant la période il a été facile de trouver aussi le signal pulsé correspondant dans son émission gamma. Une mesure récente de sa parallaxe par le télescope spatial *Hubble* a montré que Geminga est un des pulsars les plus proches situé à la distance de 150 pc.

<sup>5</sup> Il n'y a pas d'émission synchrotron importante à l'intérieur (en amont) du choc, parce que les particules chargées se propagent conjointement avec le champ magnétique. Toute information sur cette région (comme par exemple le facteur Lorentz du vent « non-choqué ») où presque toute l'énergie de rotation est transformée en énergie cinétique du vent des particules, doit être basée sur l'observation de son émission Compton.

Il s'agit d'un pulsar « âgé » ( $\sim 10^5$  ans) ; il tourne sept fois plus lentement que le Crabe et l'énergie libérée par son ralentissement  $\dot{E}_{rot}$  est deux ordres de grandeur inférieure à celle du Crabe.<sup>6</sup> Cependant, son émission gamma mesurée par EGRET au delà de 100 MeV dépasse celle du Crabe (voir fig. 2.3). Faisant la comparaison avec les autres pulsars, on trouve que le facteur de rendement gamma (le rapport entre le flux gamma mesuré entre 100 et 400 MeV et  $\dot{E}_{rot}/D^2$ ) croît (à l'exception du PSR B1951+32) presque proportionnellement avec l'âge caractéristique du pulsar [50]. Nous discuterons ce résultat plus loin.

## 2.2.4 Observation des plérions

À l'exception des pulsars les plus âgés (B1055–52 et Geminga), la présence d'une nébuleuse synchrotron a été signalée pour la majorité des pulsars mentionnés ci-dessus par l'observation dans la bande des rayons X. Mais l'émission Compton inverse n'a été confirmée que pour trois sources que nous allons décrire avec plus de détails.

La Nébuleuse du Crabe est une des sources les plus intenses du ciel dans tous les domaines du spectre (à l'exception de la bande optique), de la radio jusqu'aux très hautes énergies. Elle résulte d'une de ces quelques rares explosions de supernova qui ont été enregistrées à l'oeil nu dans l'histoire humaine (en 1054 en Chine). Le vent produit par le pulsar central est encore extrêmement fort, de même que son champ magnétique. Les électrons accélérés perdent alors la majorité de leur énergie par émission synchrotron,<sup>7</sup> seulement 1% de cette énergie est converti en  $\gamma$  par Compton inverse. Mais cette émission est suffisante pour en faire la première cible de toutes télescopes terrestres opérant dans la bande GeV–TeV, la « chandelle standard » du ciel  $\gamma$ .

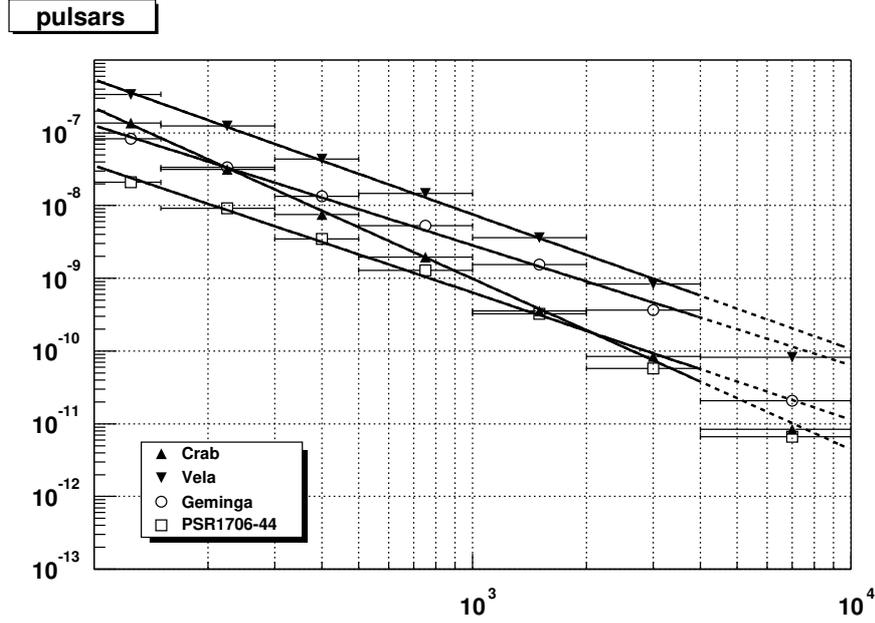
Le spectre synchrotron obtenu par les satellites dans la bande du keV peut être expliqué par le modèle self-Compton avec la valeur du champ magnétique  $\bar{B} \sim 0.26$  mG. Par contre, pour bien reproduire les mesures d'EGRET il est nécessaire d'ajouter dans le modèle une composante supplémentaire de photons diffus ; on obtient alors une valeur plus faible de  $\bar{B} \sim 0.15$  mG (qui correspond probablement à une région plus étendue de la nébuleuse). Le manque de données dans la bande 10–100 GeV, où est situé le maximum du spectre Compton inverse, est ici particulièrement gênant.

Deuxième source galactique dans la domaine du TeV, la nébuleuse de PSR 1706-44, a été découverte par la collaboration CANGAROO en 1993 ; l'équipe de Durham a confirmé cette détection quatre ans plus tard. Son émission (non-pulsée) en rayons X est très faible et donne une valeur  $\bar{B} < 3 \mu\text{G}$ , trop petite pour un plérion. Mais cette émission peut aussi provenir d'une région centrale avec un champ magnétique de l'ordre du  $10 \mu\text{G}$ , d'où les électrons s'échappent assez vite pour ne produire que peu de rayonnement synchrotron.

En 1997 un signal venant de la région de Vela a été annoncé par CANGAROO, mais la position rapportée de la source, décalée de  $0.13^\circ$  par rapport à celle du pulsar, correspond à l'endroit de son lieu de naissance. On peut attribuer simplement cette émission aux particules « reliques » accélérées peu après l'explosion de la supernova. Dans ce cas, il ne peut s'agir d'électrons (dont temps de refroidissement par pertes synchrotron est trop court), mais de protons accélérés jusqu'à 20 TeV et confinés dans cette région par un champ magnétique de l'ordre de 1 mG.

<sup>6</sup> Il faut pas oublier que les paramètres  $P$  et  $\dot{P}$  ont été calculés à partir des données dans la bande des rayons X, où la résolution temporelle est moins bonne qu'en radio.

<sup>7</sup> L'imagerie détaillée des rayons X a montrée que l'émission synchrotron est concentrée dans le plan équatorial du pulsar sous la forme d'un tore.



**FIG. 2.3** – Spectres des quatre pulsars les plus importants mesurés par EGRET entre 100 MeV et 10 GeV. Les pentes différentielles estimées dans cette région sont  $-2.07 \pm 0.03$  pour Crabe,  $-1.54 \pm 0.01$  pour Vela,  $-1.39 \pm 0.02$  pour Geminga et  $-1.56 \pm 0.05$  pour PSR 1706–44. L’axe horizontal donne l’énergie en GeV, l’axe vertical le flux différentiel des photons par  $\text{s m}^2 \text{MeV}$ .

### 2.2.5 Spectres

Les spectres des pulsars entre 100 MeV et 1 GeV sont généralement assez durs (voir fig. 2.3), avec un indice spectral différentiel entre 1.4 et 1.8.<sup>8</sup> Au delà de quelques GeV au moins trois spectres montrent un écart à la loi de puissance, plus prononcé pour Geminga que pour les pulsars plus jeunes. Les détecteurs au sol, Whipple et CANGAROO, opérant autour du TeV, n’ont donné que des limites supérieures du signal pulsé ; aucun d’entre eux n’est compatible avec l’extrapolation d’un loi de puissance.

Ce « cut-off » du spectre, prédit par les modèles, pourrait être attribué à deux effets. Le premier est lié à l’atténuation des  $\gamma$  par la création de paires dans le champ magnétique : dans le modèle de calotte polaire (d’après [58]) l’énergie maximale atteint au bord de la calotte (de rayon  $R_p$ ) peut être exprimée par

$$E_{cut} \approx 2 \text{ GeV } P^{1/2} B_{12}^{-1} \left( \frac{R_p}{R} \right)^{5/2},$$

où  $P$ ,  $R$  et  $B$  sont la période, le rayon de l’étoile et l’intensité du champ magnétique près de sa surface (en  $10^{12}$  G). Pour un champ plus intense,  $B_{12} > 10 (R_p/R)^2$ , l’énergie de la coupure

<sup>8</sup> Le crabe, avec la valeur 2.07, est une exception. Cela pourrait être expliqué par le fait que la résolution angulaire limitée d’EGRET ne permet pas de séparer l’émission du pulsar de celle de la nébuleuse synchrotron environnante. La fraction d’émission non-pulsée (dont l’origine est attribuée à la nébuleuse) diminue progressivement entre 100 MeV et 1 GeV.

ne dépend plus de l'intensité du champ

$$E_{cut} \approx 0.2 \text{ GeV } P^{1/2} \left( \frac{R_p}{R} \right)^{5/2} .$$

Parce que l'intensité du champ magnétique diminue avec l'âge du pulsar, cet effet devrait être plus fort pour les pulsars plus jeunes, ce qui est en désaccord avec l'observation. Le second effet vient des limites des accélérateurs dans les modèles : la différence de potentiel dans les cavités accélératrices dépend elle aussi de l'intensité du champ magnétique comme  $\Delta\Phi \propto B\Omega^2 \propto \sqrt{\dot{E}_{rot}}$ . Pour cette raison la capacité d'accélération diminue en général avec l'âge.

Le modèle de cavité externe prédit une émission qui s'étend à des énergies plus élevées que celles du modèle de calotte polaire. Une détection éventuelle au delà du 20 GeV permettrait distinguer entre ces deux modèles.

Certains auteurs favorisent les pulsars âgés, muets en radio, comme sites préférables pour l'émission de gamma, la contrepartie probable des sources non-identifiées d'EGRET, dont la majorité se trouve près du plan galactique. Les longs temps d'intégration du signal et la faible résolution angulaire des satellites ne permettent pas de retrouver la période d'un signal pulsé à partir des seules données gamma. Les détecteurs au sol devraient être capable d'une détection si leur seuil en énergie s'abaisse suffisamment. Ici on trouve un appel important pour CELESTE, surtout quand il ne sera pas en compétition directe avec les satellites de la nouvelle génération.

### 2.2.6 Courbes de lumière

Connaissant les *éphémérides* précises (i.e. la période  $P$  et les dérivées  $\dot{P}$  et  $\ddot{P}$ ) on peut construire la *courbe de lumière*. Les trois pulsars les plus intenses montrent des phasogrammes très similaires, avec une émission mesurable pendant toute la période. Il a été habituel d'attribuer la composante constante à la nébuleuse environnante comme on le voit dans la bande des rayons X. L'émission du pulsar en X, qui dans ce domaine en énergie peut être distinguée de celle de la nébuleuse, s'arrête pendant une grande partie du cycle (avec habituellement un seul pic sur la courbe de lumière). Cette explication est satisfaisante pour le Crabe, mais pas pour Geminga, qui est trop vieux pour avoir une nébuleuse importante. Il n'est pas exclu que le pulsar même produise aussi une composante non-pulsée ; l'extraction des spectres correspondants aux différentes phases devrait permettre de mieux répondre à cette question [12].

Les modèles d'émission devraient être aussi capables de reproduire les courbes de lumière observées. Dans le modèle de la cavité externe les deux pics correspondent aux zones dans la magnétosphère, tandis que dans le modèle modifié de la calotte polaire ce profil peut être expliqué par l'émission concentrée au bord de la calotte qui tourne autour de l'axe de rotation.

## Chapitre 3

# Sources extragalactiques

Suivant les arguments présentés au premier chapitre, l'origine du rayonnement cosmique au delà du  $10^{15}$  eV se trouve très probablement en dehors de notre Galaxie. À l'échelle de galaxies entières on espère trouver sdes sites d'accélération beaucoup plus puissants qu'à l'échelle stellaire. En effet, certaines galaxies à des distances cosmologiques (qui reflètent les premières étapes de l'Univers) hébergent des noyaux d'une activité extraordinaire qui peut dépasser la puissance de la galaxie entière. Bien que ces noyaux actifs (où AGN selon *active galactic nuclei*) – caractérisés en général par des raies d'émission très intenses – ne soient observés que dans environ 1% des galaxies, il est probable qu'une partie plus importante de la population actuelle des galaxies contienne un tel noyau déjà éteint.

### 3.1 Noyaux actifs de galaxie

Le premier classement des galaxies actives est lié aux études (menées par Seyfert dans les années 40) des raies d'émission dans les spectres d'une catégorie de galaxies spirales. Dans certains cas ces raies sont élargies par l'effet Doppler suite au mouvement de la matière émettrice. Les galaxies dont les spectres contiennent des *raies larges* (définies comme celles dont la largeur correspond à une vitesse supérieure à  $1000 \text{ km s}^{-1}$ ) ont été ultérieurement désignées comme type 1 de Seyfert, les autres, ne présentant que des *raies* d'émission *finies*, comme type Seyfert 2. Mais il existe aussi le cas de galaxies situées entre ces deux catégories, possédant une quantité moins importante de raies larges, appelées simplement Seyfert 1.2, Seyfert 1.5 etc. Il semble alors que cette caractéristique dépende d'un paramètre continu décrivant le modèle commun.

Une autre division, en plus de la précédente, est liée au développement de l'astronomie radio dans les années 60. Une amélioration de la résolution des radio-télescopes a permis de créer les premiers catalogues et de commencer la recherche des contreparties optiques dans ceux-ci. Les sources les plus énigmatiques étaient des objets ressemblant aux étoiles mais présentant les raies d'émission larges comme les galaxies Seyfert 1 et surtout un décalage vers le rouge élevé. L'hypothèse de l'origine cosmologique de ce décalage s'est imposé montrant l'intensité gigantesque d'émission de ces sources qui éclipse l'émission de la galaxie hôte entière. Les observations suivantes ont montré que ces objets appelés *quasars* (pour *quasi stellar radio sources*, sources radio quasi stellaires) ont aussi des frères muets en radio. Dans la totalité des galaxies actives environ 10% sont intenses en radio (celles dont le rapport entre la luminosité radio et luminosité optique  $L_r/L_{opt} > 10$ ). Il semble que cette division a un fondement phy-

sique, c'est à dire qu'il existe vraiment deux catégories distinctes de galaxies. L'émission radio est probablement liée à la présence de jets géants qui partent du noyau le long de son axe de rotation.

Une meilleure cartographie de l'émission radio obtenue dans le cas des radio-galaxies aux raies fines (NLRG, *narrow line radio galaxies*) a permis une division de cette catégorie en deux groupes : les galaxies dont l'émission radio provient surtout de la région centrale (appelés type 1 de Fanaroff-Riley, ou FR 1) et celles où les parties lointaines des jets (les « lobes ») sont les sources dominantes (FR 2). Ces dernières n'ont souvent qu'un seul jet ou l'émission des jets est très asymétrique, mais la luminosité totale est plus élevée que celle des galaxies du premier type. La morphologie des galaxies hôtes est elliptique.

Parmi les quasars, qui font partie des radio-galaxies aux raies larges (BLRG, *broad line radio galaxies*), on fait une distinction basée sur le spectre radio : ceux dont la pente à la fréquence 1 GHz est supérieure à 0.5 sont classés comme SSRQ (*steep spectrum radio quasars*), ceux avec le spectre plus plat comme FSRQ (*flat spectrum radio quasars*). L'aplatissement du spectre peut provenir de l'auto-absorption du spectre synchrotron (voir la section A.1) observé à travers une quantité importante de matière, par exemple le long du jet, ou si l'émission a lieu dans la région centrale très dense.

Il existe une catégorie supplémentaire de radio-galaxies dont le spectre contient une forte composante non-thermique et seulement de faibles raies d'émission. Ces sources sont appelés BL Lacs ou Lacertides, selon son prototype dans la constellation du Lézard, considéré jadis comme une étoile variable. Les autres caractéristiques de ces objets ressemblent beaucoup à celles d'une partie des FSRQs, aussi désignés comme HPQ (*highly polarised quasars*, quasars fortement polarisés) à cause d'une polarisation importante dans la bande optique (entre 3 et 30%), ou OVV (*optical violent variables*, sources violemment variables en optique) à cause de leur forte variabilité. C'est aussi la raison de l'appellation commune de ces objets comme *blazars* (à partir de « *blazing quasars* », les quasars flambants).

### 3.1.1 Accrétion

Au cours d'une accrétion stable sous forme de disque la matière accrétante suit des trajectoires circulaires quasi stationnaires, où la vitesse à la distance  $R$  du centre est presque képlerienne  $v = \sqrt{MG/R}$ . Parce que la vitesse angulaire  $\omega = v/R$  n'est pas constante, les forces de la friction apparaissent entre les bandes voisines du disque – il en résulte un échauffement intense de la matière et une émission thermique intense.<sup>1</sup> La matière qui transforme de cette façon son énergie gravitationnelle en rayonnement, descend à des orbites de plus en plus basses jusqu'au rayon interne  $R_i$  du disque. Selon le théorème du viriel la moitié de l'énergie gravitationnelle est gardée sous la forme d'énergie cinétique  $E_c$ , la partie libérée pendant la descente est alors égale à

$$E_r = \frac{mMG}{2R_i} = E_c.$$

S'il s'agit de l'accrétion sur un objet avec une surface solide, comme une naine blanche ou une étoile à neutrons, l'énergie cinétique restante est libérée au moment du contact avec cette surface ; dans ce cas l'émission de la partie centrale est égale à l'émission du disque entier. Si l'objet central est un trou noir, le rayon  $R_i$  est limité par la dernière orbite stable dont le

<sup>1</sup> Dans certains cas d'accrétion très intense, les forces de friction ne sont pas suffisantes pour convertir l'énergie cinétique en radiation – on emploie dans les modèles par exemple l'interaction des turbulences du champ magnétique.

rayon vaut  $R_d = 3R_s = 6GM/c^2$ , au-dessous de laquelle l'accrétion stable n'est plus possible et la matière tombe dans le trou noir sans avoir le temps de libérer son énergie cinétique. Dans ce cas, l'énergie totale émise sous la forme de radiation est

$$E = \frac{mMG}{6R_s} = \frac{1}{12}mc^2,$$

c'est environ 8% de l'énergie de masse de la matière accrétée. Cette valeur est environ 10 fois supérieure à l'efficacité des réactions nucléaires au sein des étoiles. Comme dans le cas des explosions de supernova, une extraction d'énergie gravitationnelle semble d'être le seul processus qui offre une source suffisante d'énergie.

Dans le cas d'un trou noir en rotation la relativité générale prédit la possibilité d'accélérer de la matière qui entre et ressort de la zone appelée *ergosphère* ; par ce processus il est possible d'extraire jusqu'au 29% de l'énergie de rotation du trou noir (qui est comparable à son énergie de masse comme dans le cas des pulsars).

La pression de radiation causée par l'intensité élevée de l'émission thermique agit contre l'accrétion. Dans le cas de d'une accrétion isotrope (de symétrie sphérique) il existe une luminosité limite pour laquelle la force gravitationnelle et la pression de radiation sont en équilibre. Cette luminosité appelée d'Eddington est calculée à partir de la section efficace de Thompson  $\sigma_T$  pour la diffusion du rayonnement sur les électrons comme le processus dominant. Pour l'état d'équilibre on obtient

$$\frac{L_{Edd}}{4\pi R^2 c} \sigma_T = \frac{GM}{R^2} m_p,$$

où  $m_p$  est la masse de proton (supposant une liaison suffisante entre les électrons et protons dans la matière accrétante). Pour une masse de  $M = 10^8 M_\odot$  cette luminosité est de l'ordre  $10^{12} L_\odot$ , bien plus que l'émission totale d'une galaxie typique. Le taux limite d'accrétion (sur le trou noir), donné par l'expression

$$\frac{\Delta m_{Edd}}{\Delta t} = \frac{12 L_{Edd}}{c^2} = \frac{48\pi GMm_p}{\sigma_T c},$$

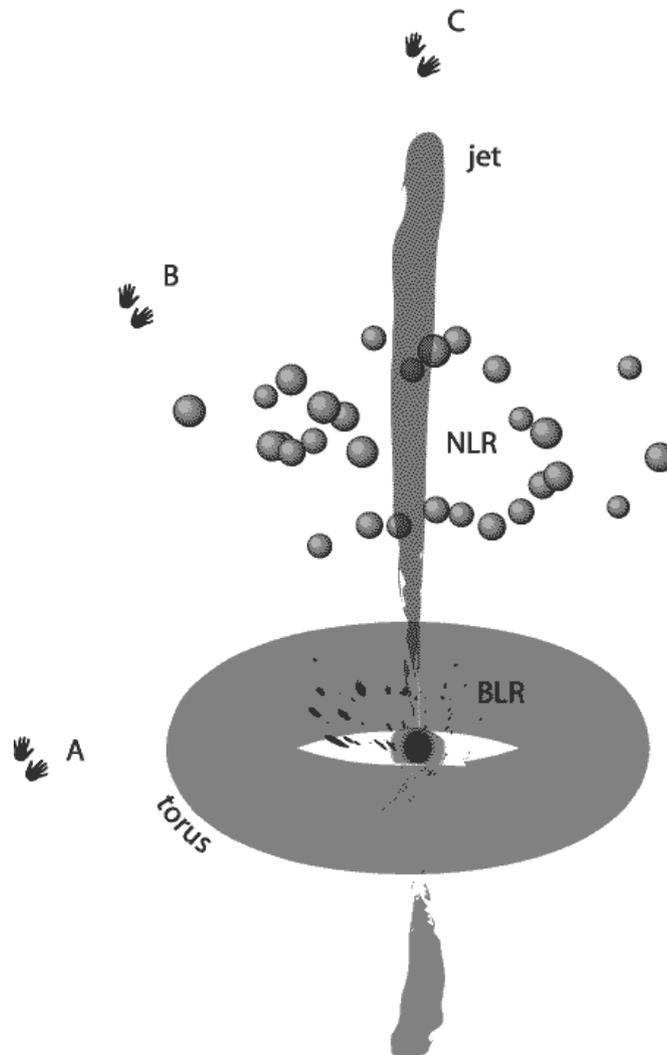
peut être dépassé dans le cas d'une accrétion anisotrope, un exemple étant les disques d'accrétion. Mais pour les paramètres donnés ci-dessus d'un trou noir ultra-massif le taux d'accrétion Eddington est déjà de l'ordre d'une masse solaire par an, c'est ce qui limite la vie d'une telle source à quelques centaines de millions d'années.

### 3.1.2 Le modèle standard

La zoologie complexe des noyaux actifs de galaxie peut être unifiée en un seul modèle où les différences observables sont expliquées par la valeur de l'angle entre l'axe de rotation et la direction de l'observateur. Ce modèle (voir le fig. 3.1) est composé des parties suivantes :

**trou noir ultra-massif** : Une masse de l'ordre  $10^8 M_\odot$  correspond à un rayon d' horizon  $10^{-5}$  pc ; il est intéressant de noter que la densité moyenne du trou noir d'une telle masse n'est que 30% supérieure à celle du Soleil – les étoiles entières peuvent probablement franchir l'horizon sans être déchirées par les forces de marée.

**disque d'accrétion** : L'émission thermique de la matière chauffée à des températures entre  $10^4$  K (le bord extérieur de rayon 0.1 pc) et  $10^5$  K (le bord intérieur de rayon  $10^{-3}$  pc) s'étend de la bande optique jusqu'aux rayons X mous ; sa présence, conçu



**FIG. 3.1** – Vue générale du modèle d'un noyau actif : à plus grande échelle on montre le trou noir central entouré d'une région de nuages aux raies larges (BLR) et d'un tore de poussière. Le jet qui sort du noyau (jusqu'à une distance beaucoup plus grande que le montre cette échelle) passe par la zone des raies fines (NLR). Les icônes marquées A, B et C désignent des observateurs différents (voir le par. 3.1.3).

pour expliquer le *big blue bump*, une bosse observée dans la partie bleue du spectre optique de certains AGNs, aide aussi à former le champ magnétique collimé, essentiel pour la création des jets.

Le taux d'accrétion élevé résulte d'un accroissement de l'épaisseur du disque. Le rayonnement émis par les parties intérieures du disque ne peut plus sortir facilement et sa pression gonfle le disque en forme toroïdale. La création d'un tel tore dans la partie centrale du disque d'accrétion est une bonne chose pour les modèles parce qu'elle conduit à une collimation naturelle de l'émission provenant de l'intérieur du disque le long de l'axe de rotation, mais elle engendre aussi des problèmes graves à cause de l'instabilité intrinsèque de ce tore.

**zone des raies larges :** Une halo sphérique qui s'étend à 1 pc du centre peut contenir jusqu'à  $10^4 M_{\odot}$  de gaz ionisé ; la matière chauffée par l'objet central est responsable de l'émission des raies larges. La distribution de cette matière ne peut pas être uniforme parce qu'une grande partie de l'émission provenant du centre ne subit aucune absorption dans ce gaz. Le *facteur de couverture*, qui est la fraction du ciel vue du centre et couverte par la matière environnante, est estimée à environ 10%. Le gaz devrait être concentré dans les nuages qui orbitent autour du trou noir avec des vitesses allant de  $2 \times 10^{-2} c$  à  $10^{-1} c$  (elles diminuent avec la distance au centre).

**zone des raies fines :** À des distances entre 10 et 100 pc du centre on trouve des nuages qui se déplacent beaucoup plus lentement, mais qui montrent aussi une photo-ionisation importante (et donc des raies d'émission intenses). Dans les parties extérieures cette ionisation devrait être attribuée plutôt aux étoiles locales de type OB qu'à l'émission du moteur central.

**tore de poussière :** La composante essentielle pour l'unification des différents types d'AGNs. Il cache l'émission provenant du disque d'accrétion et les nuages des raies larges aux observateurs qui se trouvent à grande distance angulaire de l'axe de symétrie.

**jets radio :** Un courant de particules relativistes, surtout d'électrons, est à l'origine de l'émission radio qui provient du rayonnement synchrotron dans le champ magnétique qui assure la collimation de ce jet. Le faisceau a pour origine une région très compacte (souvent non-résolue dans les images radio) et il se termine dans des lobes à des distances du noyau pouvant aller jusqu'à quelques megaparsec, formant ainsi l'objet continu le plus étendu dans l'Univers.

L'émission du rayonnement gamma est elle aussi liée à la présence des jets. La preuve la plus importante vient de la haute variabilité de cette émission, dont la rapidité augmente avec l'énergie ; le temps typique allant du jour à la semaine dans la bande des rayons X est inférieur à un jour pour les observations dans la bande du TeV. Ceci correspond à la notion que l'énergie des particules diminue avec la distance à l'engin centrale (la variation corrélée dans le temps  $\Delta t$  donne la limite à la taille de zone d'émission  $R < c\Delta t$ ). Mais le fait que la grande partie de l'émission gamma d'une AGN se produit dans une région très restreinte (de la taille du système solaire) introduit d'autres problèmes. La majorité des rayons gamma devrait être absorbée par le processus de la création de paires si l'épaisseur optique  $\tau_{\gamma\gamma}$  dépasse l'unité ; on peut exprimer cette condition par le « paramètre de compacité » (*compactness parameter*, introduit par [53])

$$l = \frac{\sigma_T L}{4\pi R m_e c^3} \gg 1,$$

où  $L$  est la luminosité des photons diffus d'énergie voisine du maximum de la section efficace pour la création des paires  $(2m_e c^2)^2/E$  (selon un calcul plus détaillé  $\tau_{\gamma\gamma} \approx l/60$ ). Les gamma d'énergie  $E = 100 \text{ GeV}$  interagissant de préférence avec les photons infrarouges, la densité estimée de ces photons mène à une valeur  $l$  de l'ordre de  $10^4$ , qui rend les rayons gamma incapables de quitter la source sans être absorbés.

La situation devient beaucoup plus favorable dans les modèles où la zone d'émission, associée à un jet de particules, est en mouvement vers l'observateur avec une vitesse proche de la célérité de la lumière. Non seulement le temps de variation réel est dilaté par rapport au temps observé par le facteur Doppler

$$D = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (3.1)$$

où  $\theta$  est l'angle entre la direction du jet et la direction vers l'observateur, mais aussi le maximum de l'absorption est décalé vers l'énergie des photons ambiants  $D^2(2m_e c^2)^2/E$ . Si  $\alpha$  est l'indice spectral de ces photons dans la région concernée, le décalage correspond à la diminution de la luminosité  $L$  par le facteur  $D^{-3-\alpha}$ . Avec ces corrections nous obtenons  $l < 1$  pour une valeur réaliste  $D = 10$ .

Si le jet est orienté directement vers l'observateur, l'angle  $\theta$  correspond à l'ouverture du jet, qui peut être approximée par la valeur  $1/\Gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$  : dans ce cas  $D = \Gamma$ .

### 3.1.3 Unification

Selon le modèle décrit ci-dessus, l'image d'une galaxie active dépend fortement de la direction de visée. Si la ligne de visée est proche du plan du disque d'accrétion (direction vers le point A sur la fig. 3.1), l'observateur ne voit que le tore de poussière et les nuages aux raies étroites (et le jet radio s'il est présent) – on obtient ainsi l'image de la galaxie type Seyfert 2 ou bien NLRG. Cette image se change en type Seyfert 1 ou BLRG en s'approchant de l'axe de symétrie (observateur au point B). Le cas extrême quand le jet est orienté vers l'observateur (point C) correspond à la catégorie des blazars ; l'émission continue du jet domine sur celui des raies d'émission qui apparaissent faibles. En absence de jet (le cas des quasars muets en radio) aussi bien que dans les FSRQ on reconnaît le *big blue bump*, provenant du disque d'accrétion, dans le spectre continu ; ce phénomène n'est plus visible dans le cas des BL Lacs, qui présentent un alignement presque parfait du jet vers l'observateur.

Tous les blazars figurent dans les catalogues des sources radio, les FSRQs étant en général des sources plus fortes (du point de vue de l'émission radio et l'émission totale) que les BL Lacs. La comparaison avec les mesures des premiers satellites opérant dans la bande des rayons X a montré que les objets dominants parmi les BL Lacs sur les listes de sources X n'ont qu'une émission radio faible et, de l'autre côté, les Lacertides fortes en radio sont peu actives en X. L'habitude a été prise de distinguer entre le type RBL (les BL Lacs sélectionnés par les observations radio) et type XBL, mais aujourd'hui on parle plutôt des LBL (*low energy* BL Lacs) et HBL (*high energy* BL Lacs), ou bien de *blazars rouges* et de *blazars bleus*. Par ces appellations on reconnaît le fait (confirmé par des recherches plus sensibles) que ces deux catégories ne sont que les cas extrêmes d'une distribution continue de blazars (quand le maximum d'émission d'un AGN tombe dans la bande d'opération des détecteurs radio ou X). La limite ancienne entre RBLs et XBLs correspond à la condition

$$\log \left( \frac{F_{5 \text{ GHz}}}{F_{1 \text{ keV}}} \right) > 5.8.$$

La luminosité bolométrique des HBLs est inférieure à celle des LBLs.<sup>2</sup> Le spectre mesuré entre la bande radio et X montre un seul maximum large, dont la position bouge du domaine infrarouge ( $10^{13} - 10^{14}$  Hz) pour les RBLs jusqu' à la région des rayons X mous ( $2 - 10$  keV) pour les XBLs extrêmes. Ce déplacement qui dépasse 4 ordres de grandeur ne peut pas être expliqué par un simple changement d'orientation du jet par rapport à l'observateur : il s'agit de la variation d'une propriété physique du jet ou de la matière environnante, comme il sera détaillé dans le paragraphe suivant.

Une autre bosse apparaît dans la région des hautes énergies, culminant entre le MeV et la dizaine de GeV. L'extraction d'un spectre et surtout de sa courbure étant une tâche délicate dans ce domaine, la position de son maximum ne peut être estimée avec une précision suffisante, mais en gros on trouve que le rapport entre les fréquences correspondants au maxima des deux bosses  $\nu_\gamma/\nu_X$  est similaire pour toutes les catégories de blazars : les HBLs, LBLs et FSRQs. La classification des blazars selon leur émission de basse énergie nous donne alors une indication claire sur la possibilité de leur détection dans le domaine des rayons gamma.

### 3.1.4 Modèles d'émission

Pour les raisons présentées à la fin du paragraphe 3.1.2, l'émission du rayonnement gamma de haute énergie doit se produire dans un environnement qui se déplace vers l'observateur avec un facteur Lorentz  $\Gamma \gg 1$ . On parle d'une boule (*blob* en anglais) de plasma qui contient des électrons relativistes en mouvement thermique par rapport à cette boule avec un facteur de Lorentz moyen  $\gamma_e$ . La composante non-thermique du spectre de basse énergie (au dessous de 500 keV) est attribuée à l'émission synchrotron de ces électrons dans le champ magnétique  $B$  (au repos dans le référentiel de la boule). Par contre, l'origine de l'émission de haute énergie est encore le sujet de discussions, la division majeure étant entre l'hypothèse leptonique et hadronique.

#### 3.1.4.1 Hypothèse leptonique

Les modèles purement **leptoniques**, préférés par une grande partie des astrophysiciens, lient la production des rayons gamma à la diffusion Compton inverse des photons par les électrons présents dans le jet.

Comme dans le cas d'une nébuleuse synchrotron, on peut d'abord considérer le processus dit *self-synchrotron*, la diffusion des photons produits par les mêmes électrons dans le champ magnétique d'intensité  $B$  (mesurée dans le repère du jet). Le spectre Compton observé a un maximum autour d'énergie (exprimée en unités  $m_e c^2$ )

$$\langle \varepsilon_{ssc} \rangle \approx \langle \varepsilon'_{sy} \rangle D \gamma_e^2 \approx \frac{B}{B_{cr}} D \gamma_e^4,$$

où nous avons utilisé les formules A.1 et A.5. Ici  $\gamma_e$  est le facteur Lorentz des électrons dans le référentiel du jet, le facteur Doppler  $D$  correspond au décalage vers bleu des photons donnée par le mouvement du jet et  $\langle \varepsilon'_{sy} \rangle$  est l'énergie critique (correspondant à la fréquence critique) de l'émission synchrotron dans le repère du jet (exprimé comme toutes les autres énergies dans cette section en unités  $m_e c^2$ ); dans le spectre observé, le maximum du pic synchrotron est

<sup>2</sup> Les nouvelles recherches de blazars ont mis à jour une catégorie de FSRQs dont les luminosité bolométrique et radio sont proches de celles des LBLs, mais qui montrent une émission X importante : on parle de *quasars bleus*.

$\langle \varepsilon_{sy} \rangle = D \langle \varepsilon'_{sy} \rangle$ . La densité de photons synchrotron est liée à la densité du champ magnétique  $u'_B = B^2/8\pi$

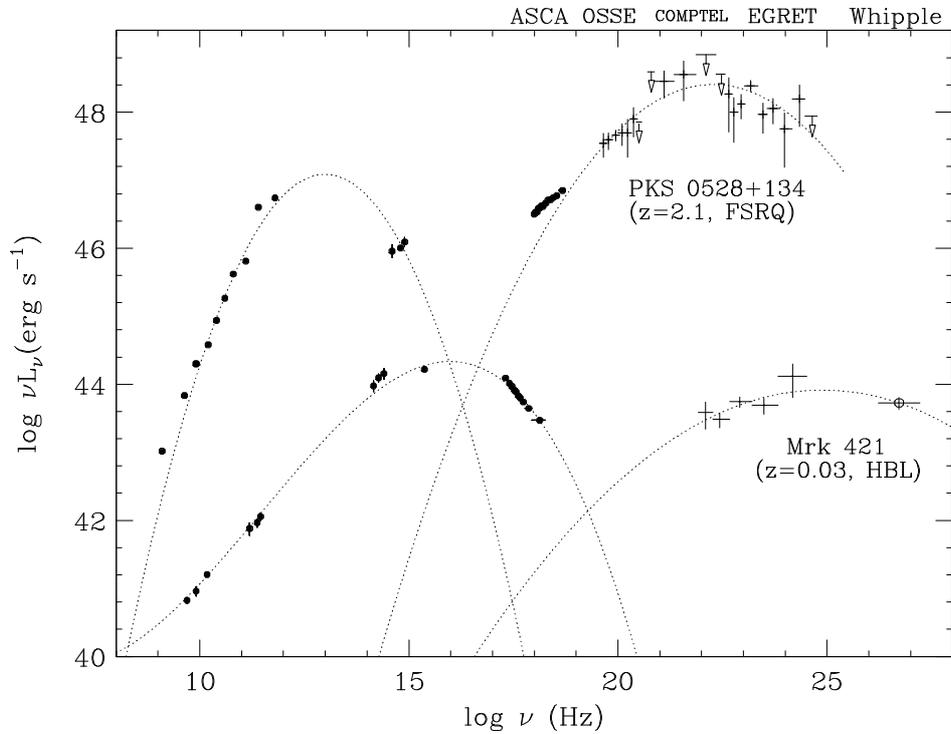
$$u'_{sy} = u'_B \tau_T \gamma_e^2,$$

où  $\tau_T = n_e R'_B \sigma_T$  est la profondeur Thompson de la boule.

A l'extérieur du jet, la source dominante de photons cibles est le *disque d'accrétion*, dont la densité dans le référentiel du jet est

$$u'_d \approx \frac{L_d}{4\pi z^2 c \Gamma^2},$$

où  $L_d$  est la luminosité du disque et  $z$  la distance de la région d'émission au plan du disque. Le spectre de son émission est relativement étroit (placé dans la bande optique et ultra-violet, entre  $10^{14}$  Hz et  $10^{16}$  Hz), l'énergie moyenne  $\langle \varepsilon_d \rangle$  étant autour 5 eV.<sup>3</sup>



**FIG. 3.2** – La comparaison du spectre d'émission du quasar PKS 0528+134 (avec le pic Compton dominant dû à la diffusion des photons externes) et celui du Mrk421 dont l'émission, poussée vers les énergies plus élevés, est divisé en égalité entre deux pics. A partir de [56].

La composition du spectre final décrite ci-dessus nous permet d'expliquer la transition continue entre les catégories des blazars, des FSRQs aux HBLs, par la variation de la densité des photons externes  $u_d$ . L'augmentation de  $u_d$  donne une émission beaucoup plus intense dans la région gamma mais aussi un refroidissement plus important des électrons dans le jet. Les formules analogues pour les pertes par le rayonnement synchrotron (A.2) et par la diffusion

<sup>3</sup> Mais ces photons interagissent avec les particules dans le jet sous un petit angle  $\theta$  (défini en annexe A.3); l'énergie moyenne des photons finals est réduit en conséquence par le facteur  $1/\Gamma$ .

Compton (A.6) donnent une expression simple pour le taux total de refroidissement

$$\dot{\gamma}_{rad} = -\frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 u,$$

où  $u$  comprend les sources liées au champ magnétique ( $u_B$  et  $\underline{u}_{sy}$ , ev.  $u_{rsc}$ ) aussi bien que les photons externes  $u_d$ . Si  $\dot{\gamma}_{rad}$  est en équilibre avec le taux d'accélération  $\dot{\gamma}_{acc}$  (qui ne change pas trop fortement avec l'énergie) le facteur Lorentz moyen des électrons dépend de la densité  $u$  comme

$$\gamma_e \propto \sqrt{\dot{\gamma}_{acc}/u}.$$

Les modèles leptoniques sont traditionnellement divisés en classes SSC (en absence des photons externes) et EC (*external Compton*, où  $u_d$  domine sur  $\underline{u}_{sy}$  et  $u_{rsc}$ ). Selon la formule précédente, baissant la densité  $u_d$  des photons externes le pics dans les bandes X et  $\gamma$  se déplacent vers plus haute énergies : les blazars de type HBL sont alors le mieux expliqués par le modèle SSC pure.

La figure 3.2 illustre l'application de cette hypothèse aux deux cas extrêmes : le spectre du blazar Mrk421 de type HBL a une composition nettement différente de celui du quasar PKS 0528+134. Une étude plus complète, décrite dans [28], compare les paramètres de fit du modèle SSC (7 paramètres) et EC (2 paramètres supplémentaires) appliqué aux spectres des 51 blazars détectés en  $\gamma$ . La distribution de ces paramètres ne laisse aucune doute sur la continuité entre les HBLs et LBLs ; les valeurs typiques sont données dans le tableau suivante :

<i>fit</i>	<i>SSC</i>	<i>EC</i>
$\log D$	1 ~ 1.4	
$\log \gamma_e$	3.5 ~ 5	2 ~ 4
$\log B$ [G]	-2 ~ 0	-0.5 ~ 1

Le pic gamma dominant dans les spectres des certains blazars est la preuve de l'émission Compton intense, qui fait de ces objets les sources brillantes dans la bande MeV–GeV mais ne permet d'atteindre les valeurs  $\gamma_e$  nécessaires pour l'émission observable par les télescopes terrestres au delà de 100 GeV. Les meilleurs candidats pour la détection gamma au sol sont paradoxalement les objets dont l'émission gamma est moins importante que celle dans la bande des rayons X.<sup>4</sup>

### 3.1.4.2 Hypothèse hadronique

Tout au début de ce chapitre nous avons souligné l'intérêt qui présentent les sources extragalactiques comme les sites d'accélération des particules des énergies extrêmes. Dans les parties internes du jet près du noyau l'intensité du champ magnétique peut monter jusqu'à 100 G. L'énergie maximale qu'une particule peut atteindre dans un tel champ dépend de la relation entre les pertes par refroidissement ou échappement et le taux d'accélération (d'après [4])

$$t_{acc} = \frac{1}{\eta(E)} \frac{r_g}{c} = \frac{1}{\eta(E)} \frac{E}{ec^2 B_{\perp}},$$

<sup>4</sup> Pour un  $\gamma_e$  élevé le processus de la diffusion Compton passe au régime Klein-Nishina où sa section efficace (et l'intensité de l'émission gamma) encore diminue.

où le facteur  $\eta(E)$  représente le gain relatif en énergie pour chaque gyration (ce facteur  $\eta < 1$  reste relativement incertain dans les modèles, on suppose une valeur de l'ordre de 0.1 dans le cas d'accélération par chocs diffus).

La limitation qui vient du taux d'échappement dépend de la taille  $R$  de la zone accélératrice : pour une zone restreinte à  $R = 10^{-3}$  pc nous obtenons l'estimation de l'énergie maximale<sup>5</sup>  $E_m < ec\eta RB \approx 10^{19}$  eV. Cette valeur peut encore augmenter grâce au mouvement relativiste de la zone accélératrice vers l'observateur par le facteur Lorentz du jet  $\Gamma$ .

Dans un champ aussi intense le refroidissement est dominé par les pertes synchrotron (beaucoup plus importantes pour les électrons que pour les protons). La comparaison du  $t_{acc}$  avec le temps exprimé par A.3 donne la condition

$$E_m < \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\eta}{e^3 B}} m^2 c^4 = E_0 \sqrt{\eta \frac{1 \text{ G}}{B}}, \quad (3.2)$$

où  $E_0 = 1.8 \times 10^{20}$  eV pour les protons et  $5.3 \times 10^{13}$  eV pour les électrons.

Évidemment, les modèles purement leptoniques ne sont pas capables de produire le spectre observé des rayons  $\gamma$  dans un tel champ magnétique. L'émission  $\gamma$  par la diffusion Compton étant très réduit (sa contribution relative décroît comme  $B^{-2}$ ), le spectre électromagnétique de haute énergie est dominé par l'émission synchrotron. La position du pic synchrotron se déplace avec  $B$  vers plus hautes énergies, mais le maximum dans le spectre des électrons donné par 3.2 cause la coupure dans le spectre synchrotron à l'énergie  $\varepsilon_0 = 9mc^2/4\alpha_f \eta\delta = \eta\delta 160$  MeV.

Pour les protons cette coupure se produit à  $\eta\delta 300$  GeV : l'émission synchrotron des protons peut alors être responsable pour une fraction du spectre  $\gamma$  dans la bande GeV–TeV. En plus la forme de ce spectre ne dépend pas du champ magnétique et reste invariable au cours de l'évolution de la zone d'émission (l'expansion du *blob*) ; à la même temps le flux  $\gamma$  peut varier de plus qu'un ordre de magnitude. Ce comportement rend ce modèle intéressant parce qu'il correspond bien aux observations des blazars dans l'état de flambée.

Le spectre  $\gamma$  au delà du TeV ne peut être expliqué par l'émission synchrotron des particules primaires (si accélérées dans la même région, c. à d. dans un modèle homogène). Il reste néanmoins possible de l'attribuer à l'émission synchrotron des électrons ou positons secondaires produits dans les collisions des protons de très haute énergie par les processus décrits dans le paragraphe 1.2.1. Dans un champ magnétique intense ces électrons (ou positons) perdent leur énergie dans un temps très bref par l'émission des photons de haute énergie, dont l'interaction avec le champ magnétique résulte en création de la génération suivante des  $e^+$  et  $e^-$ . Cette cascade *synchrotron-paire* est caractérisée par une décroissance rapide de l'énergie des particules ; le spectre du rayonnement  $\gamma$  provenant de cette cascade est alors composé des pics distincts : pour un proton initial de l'énergie de l'ordre de  $10^{19}$  eV, un choix convenable de  $B$  permet d'associer les générations suivantes des  $\gamma$  au pics observés dans la région X et TeV. Au dessous du spectre de la cascade on doit ajouter l'émission synchrotron des muons – une étape intermédiaire de la transformation des  $\pi^+$  et  $\pi^-$  en  $e^+$  et  $e^-$ .

Dans le groupe des modèles dites  $p-p$  (où le proton primaire interagit avec la matière hadronique) la conversion d'une fraction suffisante d'énergie contenu dans le jet des protons nécessite une densité élevée de la matière cible. Ce processus ne peut être efficace qu'au cours de la collision du jet avec un nuage du gaz interstellaire (ou avec le vent stellaire d'une

<sup>5</sup> Cette relation est un peu plus forte que celle qui vient de la simple condition que la taille de ce zone est plus grande que le rayon de gyration.

étoile près du jet). En fonction de la distance à laquelle le nuage passe l'axe du jet cette collision cause un état d'émission élevé ou une vraie flambée. Cette hypothèse explique bien la variabilité extraordinaire d'émission dans la bande du TeV qui semble être la superposition de pics individuels sans un niveau « de base » détectable.

Les modèles  $p-\gamma$  qui préfèrent la « photo-production » des mésons sont divisés (comme les modèles leptoniques) selon l'origine des photons : soit il s'agit des photons synchrotron, soit des photons externes. Car la photo-production est moins efficace que la diffusion Compton par les électrons, ces modèles exigent une densité élevée des photons, c'est ce qui apporte sûrement une absorption importante des  $\gamma$  dans la région du TeV. Les deux variables, le temps de refroidissement par la photo-production  $t_{p\gamma}$  et l'épaisseur optique pour les gamma  $\tau_{\gamma\gamma}$ , sont liées par la relation

$$t_{p\gamma} = t_{var} \frac{\sqrt{\delta}}{\tau_{\gamma\gamma}} \alpha \left( \frac{E}{10^{19} \text{ eV}} \right)^{-\beta},$$

où  $t_{var}$  est le temps de variation typique (comme une estimation de la taille du zone émettrice) et les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  dépendent de l'index spectral  $s$  des photons diffusés : pour  $s = 0.5$  nous avons  $\alpha \approx 2 \times 10^6$  et  $\beta = 0.5$ , pour  $s = 1$  c'est  $\alpha \approx 3 \times 10^5$  et  $\beta = 1$ . Nous voyons que même pour les valeurs élevées du  $\tau_{\gamma\gamma}$  le temps  $t_{p\gamma}$  dépasse par plusieurs ordres de grandeur le temps caractéristique de la variabilité de la source – c'est un fort argument qui défavorise cette groupe des modèles.<sup>6</sup>

### 3.1.4.3 Variabilité

Les blazars sont des sources fortement variables dont les caractéristiques spectrales changent clairement avec le flux. Une analyse des données obtenus pour le quasar PKS 0528+134 de type FSRQ (présentée dans [44]) a démontré que la hausse du flux des gamma mesuré par EGRET par le facteur de 30 dans l'état de flambée est associée à l'augmentation de facteur  $\Gamma$  de 5 à 20 et la diminution du  $\gamma_{e1}$  (la limite inférieure du spectre des électrons dans le jet) de 1000 à 250. Cette corrélation est expliquée facilement dans le cadre du modèle EC où le facteur  $\Gamma$  élevé mène à la décalage vers bleu du champ diffus (quasi-isotrope) des photons externes et les pertes plus importantes par la diffusion Compton de ces derniers, qui résulte en refroidissement des électrons dans le jet. Selon la formule A.1 le pic synchrotron est décalé vers les plus basses énergies.

La situation est différente dans le cas des HBLs où les mesures des satellites X (et dans le cas de Mrk 501 aussi les mesures en gamma) ont montré le déplacement du pic en état de flambée vers les plus hautes énergies. Ce changement, lié dans notre modèle à l'augmentation du  $\gamma_e$ , est expliqué par la reaccélération des particules dans le jet.

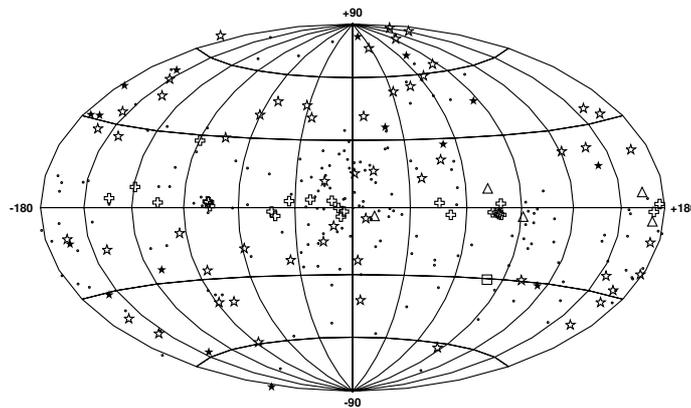
Nous pouvons faire une remarque sur les deux effets comme les conséquences de la relation entre le temps d'accélération  $t_{acc}$  et le temps de refroidissement  $t_{cool}$  des électrons, qui ont été observés dans le spectre des rayons X des blazars. Les particules dans la partie des plus hautes énergies du spectre sont plus lentes à être accéléré et plus rapides à perdre son énergie. Si  $t_{cool} \gg t_{acc}$  on observe l'effet des *soft lags* (retards mous) quand la variation des parties plus

<sup>6</sup> L'absorption des gamma mène à une coupure exponentielle dans le spectre, qui ne corresponde pas aux observations. Mais si les mécanismes d'accélération produit une distribution des particules différente de la loi de puissance, par exemple avec un bosse près de l'énergie maximale, cette absorption interne supplémentaire devient nécessaire pour pouvoir restaurer le spectre observé.

dures du spectre précède celle aux fréquences plus basses. Par contre si  $t_{cool} \approx t_{acc}$  le temps d'accélération limite la vitesse des variations aux hautes fréquences produisant l'effet des *hard lags* (retards durs).

### 3.1.5 Détection gamma des blazars

Les résultats de l'observatoire spatiale CGRO ont montré la richesse véritable du ciel gamma. Le troisième catalogue d'EGRET qui résume 9 ans d'opérations de ce détecteur contient 271 sources ; mais seulement 71 d'entre elles ont été associées à des objets observés dans l'autres domaines spectraux. La détection est bien plus difficile près du plan galactique où la densité du rayonnement  $\gamma$  diffus est presque deux ordres de grandeur supérieure (entre 1200 et 4500  $\gamma$  par semaine) qu'aux hautes latitudes galactiques (60  $\gamma$  par semaine à  $b > 45^\circ$ ). Les problèmes d'identification sont liés à la résolution angulaire insuffisante d'EGRET : dans la région équatoriale de la Galaxie le nombre de candidats possibles dans le cercle d'erreur de source gamma dépasse souvent une dizaine.



**FIG. 3.3** – Les objets du troisième catalogue d'EGRET : on distingue les sources identifiées d'origine galactique (les croix blanches, les pulsars marqués par des triangles) et extragalactique (les étoiles, en noir si l'identification reste douteuse), les points correspondent aux sources non-identifiées.

En conséquence, tandis que nous avons moins de vingt sources associées à un objet dans notre Galaxie, le nombre des sources identifiées comme extra-galactiques dépasse 50 (voir la fig. 3.3). Tous ces objets sont les noyaux actifs de galaxie de la catégorie des blazars (la majorité d'eux sont des FSRQs). Par contre, la détection au sol par les observatoires Čerenkov n'a été confirmé que pour 4 objets de type BL Lac, dont seulement 2 (Mrk 421 et PKS 2155 – 304) font aussi partie du catalogue EGRET.

Regardons en détail l'histoire de leur détection.

**Mrk 421** : La première source extra-galactique dans le domaine des très haute énergie annoncée par l'observatoire Whipple en 1992 a été confirmé en 1996 par HEGRA, en 1997 par Télescope Array et finalement par CAT. Détecté au niveau bas de son émission (0.3 d'intensité du Crabe), les résultats des observations successives sont tellement décorréélés qu'il semble que même en état calme son émission est la superposition des petites flambées, le flux de base

étant au dessous du seuil de détection. En 1995 les variations d'intensité ont dépassé d'un ordre de grandeur (entre 0.15 et 1.5 Crabe) et une réelle explosion a eu lieu en 1996 : le 7 mai l'observatoire Whipple a mesuré un flux 10 fois de celui de Crabe, le plus élevé jamais détecté par les observatoires gamma. La rapidité de la variation était aussi impressionnante : le doublement du signal en une heure et la baisse de moitié en moins qu'un jour.

Après une année sans détection importante un regain d'activité a été observé au printemps 1998 (selon les mesures de CAT son intensité moyenne entre janvier et mai atteignait la moitié d'émission de la nébuleuse du Crabe). Une campagne massive d'observation multi-longueur d'onde (en plus de quelques observatoires Čerenkov, optique et radio elle a compris les participation les satellites ultra-violet – EUVE – et X – RXTE et BeppoSAX) au mois d'avril a montré une corrélation claire des variations dans la bande TeV et X à l'échelle de semaines aussi bien que de jours. Le dernier sursaut d'émission de cette source a été observé début janvier et février 2000, assurant pour Mrk 421 la première place sur la liste des sources extragalactiques des  $\gamma$  de très haute énergie.

**Mrk 501** : La source la plus faible dans la bande du TeV au moment de sa détection en 1995, ce blazar est devenu l'objet le plus brillant du ciel  $\gamma$  en avril 1997 (pour la première fois cette flambée a été confirmé par plusieurs observatoires Čerenkov, CAT inclus). Après cette année exceptionnelle son flux est retombé au niveau précédent, à l'exception d'une flambée moins important mais très rapide en juin 1998. Son émission dans la bande MeV–GeV est restée au dessous du seuil de détecteur EGRET<sup>7</sup>. Malgré de nombreuses alertes (suite à l'observation intensive par les télescopes Čerenkov terrestres), son retour à un niveau élevé d'émission n'ont pas été confirmé.

**PKS 2155 – 304** : La seule source extra-galactique de l'hémisphère sud. Le signal cumulé par le groupe de Durham en 1996 et 1997 correspond à 40% de l'intensité de Crabe. Cet objet est aussi une source d'EGRET de la même intensité que Mrk 421.

**1ES 2344 + 514** : La détection de cette source par l'observatoire Whipple reste à confirmer. Le signal d'une signification de  $4\sigma$  résulte d'une seule nuit d'observation (20/12/95), les observations suivantes ont donné le flux inférieur à 0.1 Crabe.

**1ES 1426 + 428** : Cette source, confirmé par les observations récentes (1998-2000) de trois détecteurs de l'hémisphère nord [37, 22, 3], est l'objet le plus lointain ( $z = 0.129$ ) parmi les AGNs détectés en TeV. Tandis que ses caractéristiques en X ressemble à celles du Mrk501, son spectre en TeV a une pente très différent (3.7 en place de 2 dans la domaine du CAT), une signature de l'absorption des  $\gamma$  par le rayonnement du fond cosmique (voir le par. 3.2).

Tous ces objets sont de type HBL.<sup>8</sup> Le fait qu'aucun d'entre eux ne soit pas une source EGRET intense correspond bien à la prédiction que le maximum de l'émission  $\gamma$  des blazars bleus doit être placé au dessus de la bande de détection d'EGRET, de l'ordre des quelques dizaines de GeV. Les mesures au sol n'ont permis l'extraction d'un spectre que dans deux cas. Celui du Mrk 421 est compatible avec une loi de puissance, mais pas celui du Mrk 501 : les résultats de plusieurs expériences ont confirmé la nécessité d'un terme quadratique, habituellement sous la forme  $\exp(-a \ln E - b \ln^2 E)$ . La bosse  $\gamma$  dans le spectre de Mrk 501 est sans doute située bien plus haut que pour Mrk 421. L'analyse des mesures en 1997 obtenus par l'expérience CAT (dont le seuil d'analyse spectrale descend jusqu'à 320 GeV, plus bas que

<sup>7</sup> Un faible signal ( $4\sigma$ ) a été obtenu récemment suite à la revue des données prises par EGRET en 1996.

<sup>8</sup> En 1998 l'observatoire de Crimée a détecté la radio-galaxie 3C66A au niveau de 1.3 Crabe, un objet de type RBL, qui en plus montre une décalage vers rouge élevée ( $z = 0.444$ ). Cette détection n'a jamais été confirmé ni par les observations suivantes ni par les autres télescopes, alors sa menace au modèle leptonique « standard » reste spéculative.

pour les autres expériences) a estimé la position du maximum de cette bosse à  $560 \pm 100$  GeV [47]. Utilisant seulement les données prises en état de flambée en avril 1997, ce maximum se déplace vers  $940 \pm 160$  GeV. Les résultats de HEGRA pour la même période montrent un spectre courbé allant jusqu'à 24 TeV ; cependant, ils expliquent cette courbure par l'absorption de  $\gamma$  des énergies les plus hautes dans l'interaction avec le rayonnement du fond infrarouge (voir le paragraphe suivant).

Dans la sélection des candidats pour la détection au sol nous ne pouvons pas nous baser sur l'intensité mesurée par EGRET : l'émission  $\gamma$  dans la région sub-TeV n'est pas une extrapolation simple des mesures dans la bande MeV–GeV, comme dans le cas des restes de supernova (dont l'index spectral reste à peu près constant sur plusieurs ordres de grandeur d'énergie). L'information cruciale est la position de la bosse de basse énergie : le pic devrait être situé au dessus de 10 keV (se déplaçant jusqu'au 100 keV en cas de flambée). L'observation par les satellites X offre aussi un monitoring nécessaire pour les sources si variables que les blazars (même si l'émission X exhibe une variabilité moins forte et moins rapide que dans la région  $\gamma$ ).

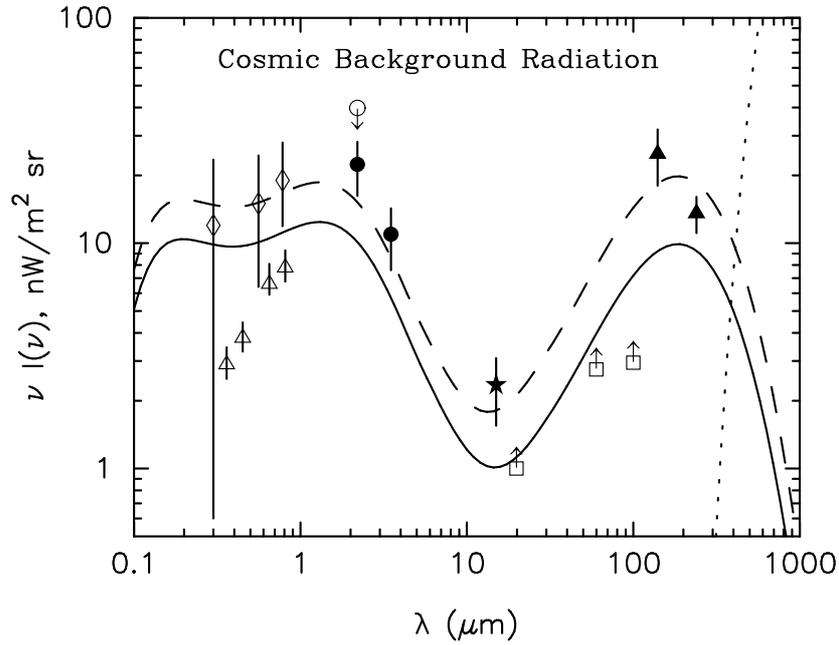
### 3.2 Le rayonnement du fond cosmique

Traversant la distance qui dépasse des centaines de mégaparsecs, la partie la plus dure de l'émission d'une source extragalactique peut subir une absorption considérable dans l'interaction avec le rayonnement du fond cosmique (CBR).

Pour les énergies autour du TeV, le maximum de la section efficace pour la création des paires (selon 1.5) tombe dans le domaine infrarouge. Le champ infrarouge intergalactique (IIRF) présente une composante très intéressante du CBR car dans cette région on trouve les vestiges d'émission stellaire des phases antérieures de l'évolution des galaxies (décalé de la bande optique par l'expansion de l'Univers). Mais les mesures de la densité du IIRF sont très difficiles à cause de la « contamination locale » par l'émission provenant des sources infrarouge diverses dans notre Galaxie (les étoiles, les nuages d'hydrogène et de la poussière) aussi bien que la lumière diffusée par la poussière dans le plan du système solaire. Les incertitudes concernant la modélisation de cette émission (intensité et spectre) dégradent les mesures directes obtenus en orbite par l'expérience COBE-DIRBE.

Une approche complémentaire essaie de prédire le spectre du fond infrarouge intergalactique par les assumptions sur l'évolution des sources de lumière infrarouge et visible dans l'Univers. Le problème crucial vient du grand nombre des paramètres libres qui déterminent cette évolution : le taux de formation des étoiles dans les galaxies (et des galaxies mêmes), la densité de la matière interstellaire et sa composition chimique (par ex. la métallicité).

Sur la fig. 3.4 la courbe en trait plein dénote la prédiction du Primack [51] du modèle le plus accepté, appelé LCDM (matière noire froide + la constante cosmologique  $\Lambda$ ). Il semble que les mesures correspondent mieux au modèle « renormalisé » (la courbe en tirets) qui suppose la composante stellaire du spectre augmentée de 50% et la composante « poussière » de 100%. Une autre étude de Malkan & Stecker [42] utilise les données obtenus par le satellite IRAS pour les spectres des galaxies en fonction de luminosité et du décalage vers le rouge  $z$ . L'utilisation de ces fonctions empiriques évite les incertitudes des paramètres libres du modèle précédant, mais le spectre final dépend tout de même de la durée et du taux d'évolution stellaire (son commencement doit être situé entre  $z = 1$  et  $z = 2$  : une évolution plus longue donne un fond infrarouge plus intense avec les pics déplacés vers les fréquences plus basses).



**FIG. 3.4** – Les analyses utilisant les données récentes de la distribution des sources locales ont permis de convertir les limites supérieures en plusieurs points ([43] les triangles pleins, [16] l'étoile et [35] les cercles pleins) du spectre IIRF (à un facteur 2 près). La courbe en pointillé montre le début de la région du rayonnement du fond cosmologique (2.7 K). D'après [4].

En comparaison avec le modèle LCDM cette étude prédit une composante de la « poussière chaude » plus intense et une vallée moins prononcée entre les deux pics principaux (c'est qui contredise les mesures dans cette région).

Ces résultats prédisent l'intensité finale du fond infrarouge qu'on peut utiliser dans les régions proches de l'Univers ( $z < 0.3$ ) où ce champ reste à peu près constant. Afin de déterminer l'absorption du rayonnement gamma provenant des objets plus lointains, il est nécessaire d'inclure la dépendance de l'intensité IIRF avec  $z$ .

Deuxième partie

**Projet CELESTE**

## Chapitre 4

# Optique

Dans ce chapitre nous décrivons les installations existantes sur le site de la centrale solaire de Thémis. Il s'agit d'une tour qui portait la chaudière centrale au point focal d'un champ des héliostats, les miroirs sphériques de la forme rectangulaire (voir la fig. 4.2) dont certain nombre à déjà cédé la place aux autres expériences décrites ci-dessous. Adaptation de ce dispositif à la détection des gerbes atmosphériques nécessitait d'améliorer la focalisation de lumière (afin de séparer les photons provenant des différents héliostats) et de définir précisément le champ de vue de chaque détecteur. Ces deux tâches, à laquelle nous consacrons les paragraphes 3 et 4, ont été résolues par un système des miroirs secondaires et des cônes de collection de lumière.<sup>1</sup> Au fin de ce chapitre, nous résumons l'efficacité finale de collection de lumière pour les gerbes simulés, calculée à l'aide d'une simulation complète des traces des photons Čerenkov (développée par Mathieu de Naurois), en soulignant la capacité de suppression du fond hadronique au niveau de l'optique seule.

### 4.1 Site de Thémis

Le site de Thémis est située dans les Pyrénées Orientales (1°975 E, 42°5 N), à 1650 m d'altitude, sur les pentes orientées plein Sud de la vallée de la Cerdagne. Cet endroit, supposé être l'un des plus ensoleillés de France avec plus de 300 jours de soleil par an, a été choisi par Électricité de France (EDF) pour installer sa première centrale solaire dont la production d'énergie nette s'élevait à 1 MW, appelée *Thémis*.

La surface réfléchissante totale, répartie sur un champ de 1 ha, était composée de 201 héliostats qui concentraient le rayonnement solaire au sommet de la tour de 100 m de haut. La température de la chaudière s'élevant à plusieurs milliers de degrés, le fluide caloporteur choisi pour le circuit primaire fut le sel fondu, plus efficace que la vapeur d'eau. Cependant cette technique exigeait de préchauffer le sel qui refroidissait pendant la nuit et les périodes de mauvais temps. La construction de la centrale a été approuvée en 1979 et terminée quatre ans plus tard, et coûta 300 MF. La centrale tourna pendant 2 ans. Les coûts de production s'avérant trop élevés, elle fut fermée en 1986.

Les premières activités astrophysiques apparurent sur le site à la fin des années 1980. Des physiciens du *Service d'Astrophysique du Commissariat à l'Énergie Atomique* (CEA) de Saclay, Paris, installèrent 7 miroirs quasi-paraboliques, profitant d'études préalables menées

---

<sup>1</sup> La production d'une grande partie de ces éléments représente la contribution principale de la République Tchèque à la construction de CELESTE.

par EDF sur ce type de collecteurs de lumière à focalisation locale. Cette expérience, baptisée ASGAT, parvint à détecter un signal en provenance de la nébuleuse du Crabe [34] par la technique de reconstruction du front de la gerbe utilisant l'information temporelle recueillie par chaque station. Le déclenchement global est réalisé par une coïncidence corrigée en temps des signaux issus de chaque station, lesquels sont obtenus par discrimination sur la somme des signaux issus de 7 photomultiplicateurs placés dans le plan focal de chaque détecteur. Pour un seuil de déclenchement local typique de 50 photoélectrons et une multiplicité de 4/7 stations, le seuil en énergie des observations du Crabe était estimé à 600 GeV. Les obstacles les plus importants au développement de ce concept prometteur sont dues aux imperfections de l'optique (notamment dans l'important *cross-talk* existant entre les photomultiplicateurs d'un même plan focal).

Une autre expérience, nommée Thémistocle et dotée d'une meilleure finesse d'échantillonnage avec 18 stations réparties dans le champ, débuta peu après en 1990. Ses miroirs étant plus petits (environ  $0.5\text{ m}^2$ ), son domaine d'observations correspondait à la gamme d'énergie 2 – 15 TeV. Le taux de déclenchement global, requérant qu'un minimum de 10 stations atteignent un seuil donné, était en conséquence plutôt bas ( $\approx 0.2\text{ Hz}$ ) et de longues expositions étaient nécessaires pour aboutir à une statistique suffisante. Néanmoins, une reconstruction précise de la direction de la gerbe (en admettant un front d'onde conique et non un plan comme dans le cas d'ASGAT) et une grande réjection des gerbes hadroniques basée sur la dispersion temporelle du front d'onde (plus évidente à ces énergies) permit d'obtenir non seulement un signal mais aussi un spectre de l'émission de la nébuleuse du Crabe dans la gamme 2 – 15 TeV avec une précision en énergie reconstruite de l'ordre de 10% [6]. L'expérience Thémistocle fut démantelée à la fin des années '90.

---

C'est naturellement le site de Thémis qui fut choisi pour l'installation d'un nouveau télescope Čerenkov (au début des années '90), basé sur la technique d'imagerie éprouvée par l'observatoire Whipple. Une caméra haute résolution de 600 pixels compensant une surface de collection plutôt petite ( $17.7\text{ m}^2$ ), une optique bien isochrone, des photomultiplicateurs et une électronique rapide (un temps de coïncidences de 2 ns) permirent d'atteindre<sup>2</sup> un seuil d'environ 220 GeV. La construction de l'imageur CAT (l'abréviation de *Čerenkov At Thémis* qui désigne parfois l'ensemble des expériences présents sur le site) fut terminée en 1996 ; le télescope démontra ses qualités peu après avec la détection du fameux sursaut de Mrk501 d'avril 1997.

Le projet CELESTE utilise les installations existantes de la centrale solaire à l'échelle bien plus grande que les expériences précédentes. La première tâche de ce projet, commencé en 1995, fut la réparation des héliostats, considérablement dégradés en dix ans d'abandon. L'expérience de l'équipe de Thémistocle dans le système de contrôle des héliostats s'est avérée très utile pour cette tâche. La phase 0 de l'expérience, consistant en 6 héliostats et en une optique secondaire temporaire (voir [32] pour une description complète) vit sa première lumière Čerenkov début 1997 ; un an plus tard, avec les 18 héliostats de la phase Ia, la détection de la nébuleuse du Crabe fut annoncée. Le développement rapide de l'expérience attira un grand nombre de physiciens (surtout parmi les jeunes), lesquels forment aujourd'hui l'équipe la plus importante travaillant à Thémis. Aujourd'hui la salle de contrôle de CELESTE et celle de CAT sont regroupées afin de réduire le nombre des observateurs.

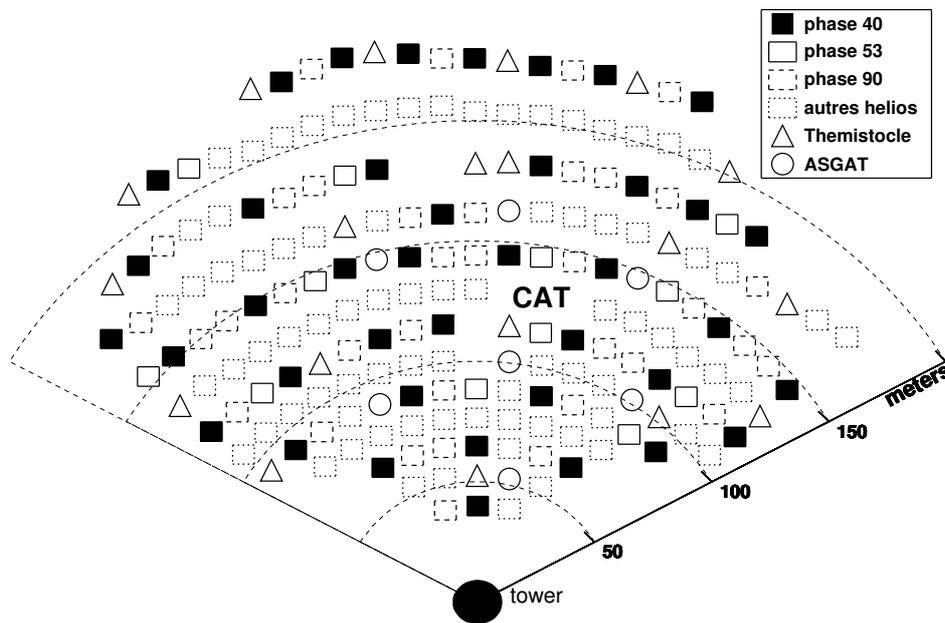
Malgré le microclimat local de cette région des Pyrénées supposé y assurer de faibles précipitations, les conditions météorologiques moyennes du site de Thémis ne sont pas très

---

<sup>2</sup> La condition de déclenchement est de trouver au moins 4 pixels avec plus de 3 p.e. dans un de 9 secteurs de la caméra.

bonnes comparées à celles des véritables sites astronomiques. D'autre part, l'éclairage urbain des petits villages situés à proximité immédiate du site représente une source importante de pollution lumineuse. Un grand avantage de Thémis, un des derniers observatoires Čerenkov européens, est sa proximité et la présence d'une équipe expérimentée travaillant en permanence sur le site.

Selon le contrat signé avec EDF (qui accepta de financer une partie des coûts du fonctionnement du site), le site devrait être fermé à l'horizon 2004. La plupart de ses utilisateurs seront alors probablement impliqués dans les projets de la prochaine génération, HESS et GLAST, et l'intérêt astrophysique des expériences actuellement existantes à Thémis sera alors réduit.



**FIG. 4.1** – Le champ d'héliostats. Les cercles et les triangles représentent respectivement ceux qui ont été remplacés par des coupôles d'ASGAT et de Thémistocle.

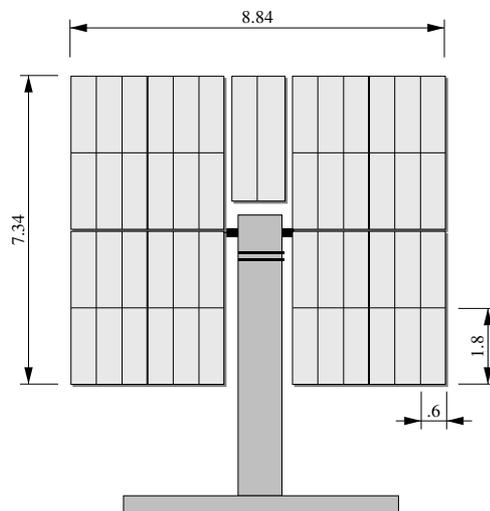
## 4.2 Le champ d'héliostats

Les héliostats sont alignés selon treize arcs de cercles centrés sur la tour. Le télescope CAT a été monté sur l'un des pylônes d'héliostats se trouvant vers le milieu du champ, et son hangar occupe deux autres emplacements d'héliostats. Il se trouve près du centre de l'hexagone formé par les stations ASGAT. Dix-huit autres héliostats ont été remplacés par les détecteurs de Thémistocle. Environ 160 héliostats sont encore disponibles sur le site, mais nombreux sont ceux dont les miroirs sont sérieusement endommagés. Actuellement CELESTE en utilise 53, distribués plus ou moins uniformément à travers le champ.

Dans les centrales solaires à tour réceptrice, les héliostats pointent leur source indirectement de façon à en renvoyer les photons au sommet de la tour.

La surface de collection des héliostats dépend donc fortement de la position de la source, et

est maximale pour les sources situées dans la direction de la tour. Cet effet est particulièrement présent dans le cas de Thémis à cause de l'inclinaison Nord-Sud du champ d'environ  $9^\circ$ .



**FIG. 4.2** – Un des héliostats originaux de la centrale solaire. La surface de réflexion totale des 8+1 modules est de  $54\text{m}^2$ .

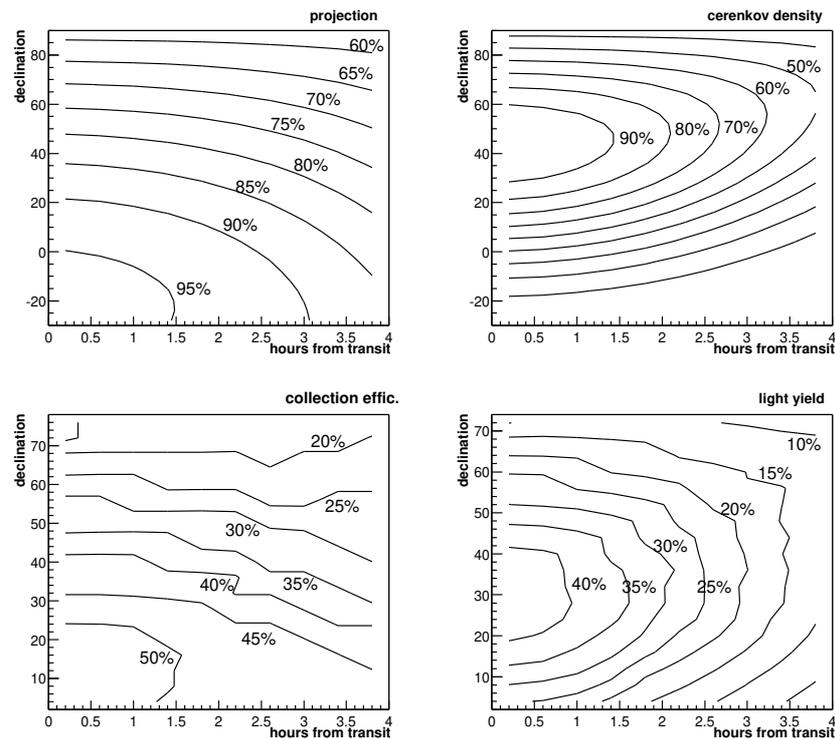
La simple projection de la surface des héliostats selon l'axe de visée (la réduction par un facteur  $\cos \alpha$ ) optimise l'efficacité de collection pour une cible située à  $60^\circ$  au Sud du Zénith, ce qui correspond au transit de sources ayant une déclinaison de  $-20^\circ$  (premier graphe de la figure 4.3). L'effet des aberrations, détaillées dans la section 4.3.1, réduit quant à lui la quantité de lumière collectée par les héliostats focalisant hors-axe.<sup>3</sup> Un autre graphe de la figure 4.3 (en bas à gauche) montre les résultats d'une étude détaillée de l'efficacité de collection obtenue par une simulation de type tracé de rayons, qui inclue les effets d'ombre, d'acceptance angulaire et de réflectivité des éléments optiques. La simulation n'a été effectuée que pour des cibles passant à moins de  $35^\circ$  du Zénith – la direction de l'efficacité maximale est donc mal estimée car elle se trouve près du bord de cette zone.

Quoi qu'il en soit, la densité de lumière Čerenkov au sol décroît avec l'angle zénithal  $\theta$  du fait que la distance entre le maximum de développement de la gerbe et le détecteur augmente (précisé dans [40, page 65]). On peut estimer (dans le cas où le maximum est situé suffisamment haut)

$$n(\theta)/n(0) = \cos^2 \theta \exp \left( \left[ 1 - \frac{1}{\cos \theta} \right] \frac{X}{X_{abs}} \right),$$

avec  $X_{abs} \approx 1200\text{g cm}^{-2}$  la longueur caractéristique de l'absorption atmosphérique de la lumière visible et  $X = 825\text{g cm}^{-2}$  la profondeur du site. Comme le montre le dernier graphe de la figure 4.3 (en bas à droite), avec ce dernier facteur l'efficacité totale de la collection de la lumière émise par les gerbes atmosphériques est maximale (et donc le seuil de détection, minimal) pour les sources dont la déclinaison est proche de  $30^\circ$ .

<sup>3</sup> Les héliostats ne collectent jamais la lumière selon leur axe ; ils sont alors dans l'ombre de la tour.



**FIG. 4.3** – L'efficacité de collection pour l'ensemble des 40 héliostats en fonction de la position de la source (déclinaison en degrés et temps après le transit en heures). *en haut à gauche* : projection de la surface des héliostats selon l'axe de visée; *en bas à gauche* : estimation de l'efficacité de collection à l'aide de la simulation (considérant les ombres et pertes au cours de la focalisation); *en haut à droite* : décroissance relative de la densité de lumière Čerenkov au sol en fonction de l'angle zénithal; *en bas à droite* : l'efficacité totale (combinaison des graphes situés au dessus et à gauche).

## Le pointé des héliostats

La structure réfléchissante (cf fig. 4.2) des héliostats est fixée aux pylônes par une monture *alt-azimutale* – la solution la plus simple du point de vue mécanique est aussi plus facile à réaliser quand le suivi est effectué par ordinateur. Ce type de monture souffre d'un handicap lorsque la source est proche de la verticale (où la vitesse azimutale devient infinie); cela cause des problèmes à l'imageur CAT pendant les observations de certaines sources. Le pointé indirect des héliostats de CELESTE fait que ceux-ci n'approchent la direction verticale que pour les cibles éloignées au nord, en dehors de la zone d'observation habituelle. Les deux axes de la monture sont dotés de moteurs électriques et la position est contrôlée en temps réel par un système de cellules photoélectriques et de roues dentées. Des cellules magnétiques empêchent l'héliostat de sortir de la gamme de mouvement qui lui est impartie.

Le contrôle à distance des héliostats est assuré par un ensemble de câbles les reliant en série; les héliostats sont regroupés dans plusieurs boucles. À cause de leur mauvais état certains de ces câbles sont très sensibles à l'humidité du sol, et peuvent capter des courants de terre en cas d'orage. Malgré les trois câbles paratonnerre suspendus au dessus du champ, un éclair tombant à proximité peut endommager l'électronique de contrôle des héliostats en induisant des courants dans ces câbles (les moteurs sont quant à eux beaucoup moins sensibles à cela).<sup>4</sup> Certains composants électroniques impliqués dans le contrôle des héliostats ayant été endommagés trop souvent et n'étant plus fabriqués, la conception de nouvelles cartes de contrôle s'est avérée nécessaire pour l'extension du nombre de héliostats au delà de 40. C'est le Collège de France qui s'est chargé de cette tâche. Ces nouvelles cartes communiquent avec le PC de contrôle via un modem radio placé au sommet de la tour. Cette solution réduit le risque de foudroiement du matériel.

Pour suivre un objet céleste la vitesse de pointage d'un télescope normal doit atteindre 0.25 arcmin/s (0.07 mrad/s); mais les héliostats, qui pointent indirectement, nécessitent seulement la moitié de cette vitesse. Leur suivi étant effectué par pas de 0.14 mrad (le *pas codeur*), leur position doit être mise à jour toutes les 4 secondes pour les cibles les plus rapides. La durée de la mise à jour de tous les héliostats d'une même boucle étant de 10 s (avec un débit de transfert de données de 1200 bauds), certains héliostats peuvent atteindre un retard de 3 pas codeurs (0.5 mrad) par rapport à leur pointage idéal, ce qui demeure acceptable compte tenu du champ de vue. Malheureusement les problèmes de communication sont fréquents et un héliostat qui manque quelques cycles peut voir son pointé faussé de plusieurs milliradians. Dans les nouvelles cartes l'ancien microprocesseur (de type *Z80*) sera remplacé par le plus puissant *Motorola 68030* qui calculera lui-même les coordonnées du pointé en fonction du temps.<sup>5</sup>

## Risques et limitations

Le cycle utile des détecteurs Čerenkov atmosphériques est réduit par rapport à celui des détecteurs de particules par trois conditions d'observation incontournables : le Soleil doit être à plus de 18° en dessous de l'horizon, la Lune doit être en dessous de l'horizon et la transmission optique de l'atmosphère doit être bonne. Dans le cas de CELESTE, l'adoption d'installations

<sup>4</sup> Nous recevons des alertes foudre émises par les services météorologiques locaux qui nous permettent de déconnecter l'électronique coûteuse située dans la salle de contrôle en cas de risque immédiat. De plus, pendant les longues périodes orageuses estivales, les héliostats sont débranchés des boucles de communication.

<sup>5</sup> Ce calcul est compliqué par le fait que le centre de la rotation (l'intersection de deux axes) ne correspond pas au centre de la surface réfléchissante mais se trouve de 38 cm au dessous.

conçues dans des buts non astronomiques ainsi que la dégradation de certains composants apportent une autre liste de contraintes qui affectent le cycle utile :

**basse température** – beaucoup de fonctionnalités des cartes de contrôle des héliostats ne sont plus assurées quand la température chute en dessous de  $-10^{\circ}\text{C}$  (ce qui est rare pendant les opérations diurnes d’une centrale solaire mais courant pendant les longues nuits d’hiver).

**l’humidité dans le champ** – le taux de problèmes de communication avec les héliostats est corrélé à l’humidité globale du champ ; ce problème devrait disparaître avec le passage au pilotage radio.

**le givre sur les héliostats** – il est la conséquence des deux conditions atmosphériques précédentes. Il est moins fréquent que l’apparition de la buée (qui apparaît quand la température des miroirs tombe en dessous du point de rosée) mais il dure beaucoup plus longtemps. Deux méthodes de chauffage sont envisagées pour l’éviter : de l’air chaud ventilé et une grille de résistances chauffantes situées à même la surface réfléchissante (plus simple mais plus coûteuse).

**la neige dans le champ** – une grande quantité de neige peut tomber en une journée à Thémis. Les héliostats peuvent en être libérés en étant mis en position verticale, mais l’albédo élevé de la couche de neige fraîche au sol peut gêner les observations pendant plusieurs nuits car elle augmente considérablement la luminosité du fond de ciel. Heureusement l’inclinaison Sud du champ favorise la fonte de la neige.

**le vent** – le mouvement des héliostats (ou d’autres télescopes non protégés de même taille) doit être évité lorsque la vitesse du vent dépasse  $\approx 10\text{ms}^{-1}$  ; il en va de même en ce qui concerne l’ouverture de la grande porte située au sommet de la tour. L’optique secondaire est particulièrement vulnérable au vent du Nord, qui peut apporter dans la tour de grandes quantités de poussière.

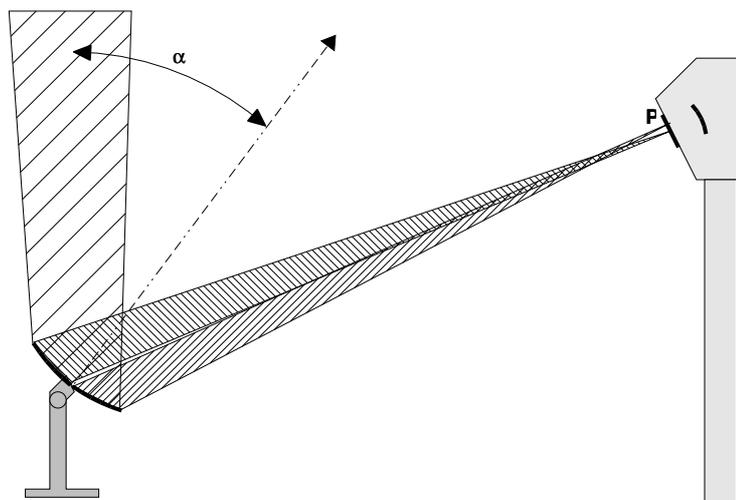
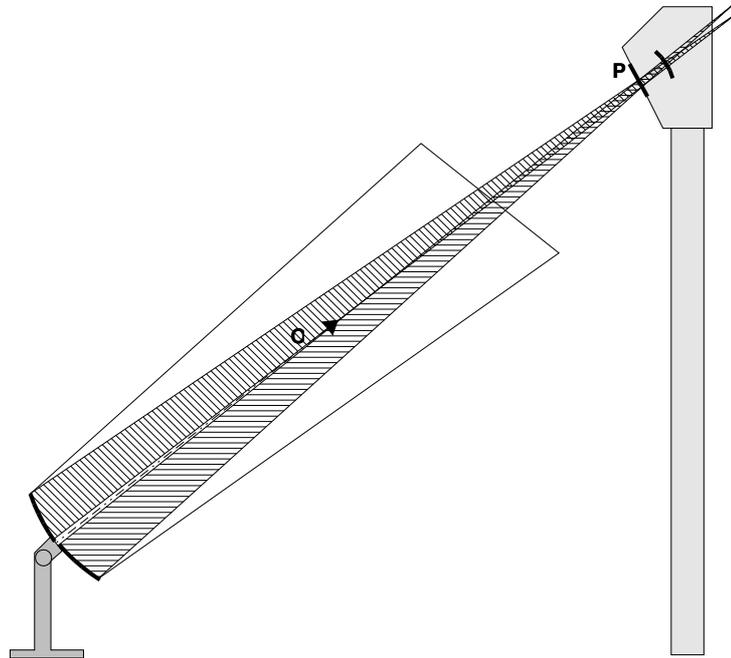
**la foudre** – en plus des dommages qu’elle cause aux cartes de contrôle des héliostats dans le champ, la foudre peut également détruire certaines installations électroniques situées au sommet de la tour par induction de courant dans les boucles de grande dimension. Ses victimes habituelles sont les cartes ADC utilisées pour la mesure du courant d’anode des PM et la carte GPS, reliée à une antenne située sur le toit de la tour. La procédure de déconnexions de toutes ces boucles étant plutôt longue, nous stoppons les opérations pendant le mois d’août ou les orages sont les plus fréquents.<sup>6</sup>

## 4.3 La Focalisation

### 4.3.1 L’optique primaire

La qualité de focalisation des héliostats est loin d’être idéale. L’élément de base de leur surface réfléchissante est un miroir rectangulaire de  $180 \times 60\text{ cm}$ . Ces éléments sont courbés le long de leur plus grand axe et assembles en usine par 6 en modules qui approchent des surfaces sphériques de 4 longueurs focales pré-sélectionnées (100, 140, 200 et 240 m). Pour former une surface réfléchissante d’une longueur focale égale à la distance qui sépare un héliostat donné de l’ouverture située au sommet de la tour, 8 modules de longueur focale immédiatement

<sup>6</sup> De plus, les orages distants perturbent aussi les observations car les flashes de lumières qu’ils émettent font disjoncter les systèmes de sécurité qui protègent les PM.



**FIG. 4.4** – Focalisation d'un faisceau a) parallèle à l'axe optique; b) hors-axe avec un angle d'incidence  $\alpha_f = \arccos f_h/f_m$  (les images formées par chaque module sont focalisées sur l'entrée de la tour).

supérieure cette à distance sont alignés de façon à ce que leurs axes optiques  $O$  se croisent dans le plan focal  $P$  choisi (fig. 4.4).

Même si l'efficacité de la focalisation est finalement calculée à l'aide de la simulation détaillée du passage de lumière, on peut estimer les limitations principales avec un simple calcul. La taille minimale de l'image d'un faisceau parallèle, produit dans le plan focal d'un module unique, est  $d_e = 60$  cm, ce qui correspond à la plus petite dimension d'un élément de base non courbe. Dépendant de la différence entre la longueur focale des modules  $f_m$  et de celle des héliostats  $f_h$ , la dimension de cette image au niveau du plan d'ouverture de la tour  $P$  atteint  $d_l (f_m - f_h)/f_m$  le long de l'axe vertical et  $d_s (f_m - f_h)/f_m + d_e f_h/f_m$  le long de l'axe horizontal ( $d_l = 360$  cm et  $d_s = 180$  cm étant les dimensions d'un module, comme indique fig. 4.2). Avec la combinaison la plus défavorable ( $f_h = 155$  m et  $f_m = 200$  m, dans le cas de l'héliostat E19) on obtient une image de dimensions  $0.8$  m  $\times$   $0.9$ .

Pendant les premiers tests de qualité des héliostats, des images du Soleil et de la Lune ont été obtenues avec des caméras CCD (loin du transit pour le Soleil, presque sur l'axe pour la Lune). Avec une optique parfaite, l'image de la Lune (dont le diamètre angulaire est de  $0.5^\circ$ ) réfléchi par un héliostat à 168 m de la tour devrait être d'1.5 m. Cette rapide estimation est confirmée par la mesure, qui donne 2.5 m.

Quand la source s'éloigne de l'axe optique du miroir d'un angle  $\alpha$  (la deuxième image de la fig. 4.4), la longueur focale (dans le plan d'incidence) est réduit à  $f \cos \alpha$ . Pour certain angle d'incidence  $\alpha_f = \arccos f_h/f_m$  les images des modules se trouvent dans le plan P et l'image créée par l'héliostat entier ressemble à deux lignes parallèles – la superposition de 8 images de barres de 60 cm de long.

Grâce à cet effet de la longueur focale la dimension verticale de l'image varie peu pour les angles  $\alpha < \alpha_f$  (en même temps, sa dimension horizontale grandit jusqu'à un facteur 2 par rapport à la visée sur l'axe). Les imperfections de la sphéricité des héliostats les rendent aussi moins sensibles à l'aberration de coma.

### 4.3.2 L'optique secondaire

Jusqu'à présent nous avons décrit les propriétés des installations existantes avant la construction de CELESTE. La lumière collectée par chaque héliostat est focalisée à l'endroit où se trouvait l'ancienne chaudière ; pour échantillonner la lumière Čerenkov arrivant sur le champ il faut maintenant séparer les signaux parvenant des différents héliostats.

Comme ces signaux, d'une durée de quelques nanosecondes, n'arrivent pas au sommet de la tour au même instant on peut en principe les enregistrer avec un seul détecteur et ensuite identifier les pics du signal mesuré. Cette solution bon marche a été adoptée par la collaboration GRAAL, chaque photomultiplicateur regardant de 13 à 18 héliostats. Elle engendre deux problèmes majeurs :

- la position des pics du signal change avec le pointé des héliostats ; or plus leur nombre est élevé pour un détecteur donne, plus la probabilité que deux pics se retrouvent superposés est importante ;
- la lumière du fond de ciel et celle diffusée par le sol se retrouvent également sommée sur plusieurs héliostats, dans le système de déclenchement et dans les données, réduisant le rapport signal/bruit (comme le racine carrée de nombre des voies sommées, cf. la formule 1.6).

Ce dernier problème est incompatible avec l'objectif d'avoir un seuil le plus bas possible, et toutes les autres expériences basées sur des centrales solaires utilisent une optique secondaire

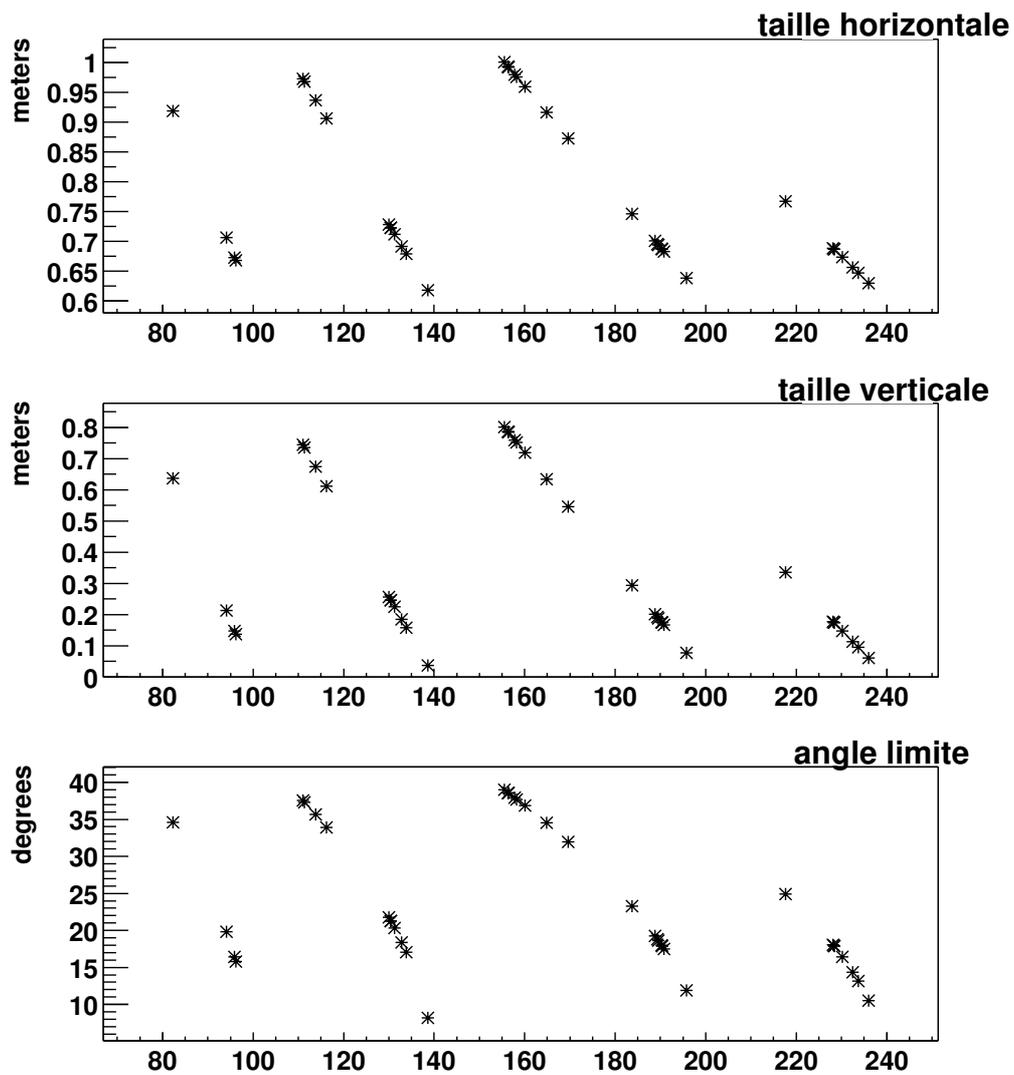
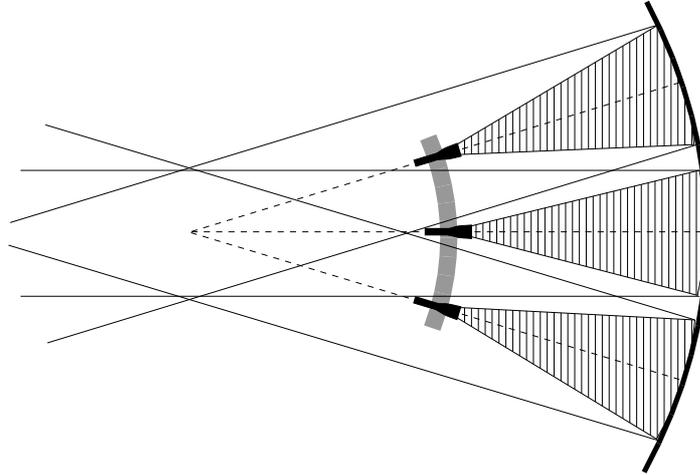


FIG. 4.5 – Les deux premiers graphes donnent l'estimation des dimensions horizontales et verticales de l'image pour la focalisation sur axe de différents héliostats, en fonction de la distance de ces derniers au sommet de la tour. Le dernier graphe donne la valeur de  $\alpha_f = \arccos f_h/f_m$  pour chaque héliostat.

pour focaliser les faisceaux lumineux provenant des différents héliostats vers des détecteurs individuels.



**FIG. 4.6** – Concept de l’optique secondaire utilisant un miroir sphérique. La dimension de ce miroir est grosso-modo proportionnelle à l’extension angulaire du champ de vue des héliostats. Celle de la caméra vaut environ la moitié de celle de du miroir.

Tumay Tumer, dans son concept original de réutilisation de centrale solaire, propose de placer la caméra derrière une grande lentille de Fresnel. Cependant, cette solution implique d’importantes aberrations pour les parties de la caméra éloignées de l’axe de la lentille. Par contre, une surface réfléchissante sphérique n’a pas d’axe privilégié - les faisceaux de lumière parallèle provenant de différentes directions, qui se croisent au centre de la sphère, sont dans ce cas toujours focalisés le long de leur axe « propre » (fig. 4.6). Le prix à payer est l’ombre des caméras, située en plein milieu de tous les faisceaux. Dans le cas de l’expérience STACEE (ou les héliostats sont plus petits et leurs images plus compactes), ce prix est trop élevé ; il a donc été décidé de placer les caméras hors-axe, et d’accepter des aberrations plus grandes.

Le diamètre d’entrée des détecteurs doit correspondre à l’image des héliostats qui leur sont associés dans le plan focal de l’optique secondaire - un diamètre plus petit que cette image conduirait à la perte d’une partie des photons collectés, et des détecteurs trop grands recueilleraient trop de photons diffusés par le sol environnant les héliostats. Ce diamètre  $D$  est inversement proportionnel à la distance entre l’héliostat et le miroir secondaire  $l \approx f_h + R$ ,  $R = 2F$  étant le rayon du miroir secondaire et  $F$  sa focale. On peut écrire

$$D = d_h \frac{F}{l} \approx d_h \frac{F}{f_h + F} \quad (4.1)$$

$d_h$  dénotant la dimension des héliostats. Cette valeur est comprise entre la mesure de leur côté, égale à 8.8 m, et celle de leur diagonale, égale à 11.4 m, étant donné que l’on cherche à ajuster la forme trapézoïdale de l’héliostat avec l’entrée d’un détecteur circulaire ; on utilisera ici  $d_h = 10$  m.

La taille de l'image des héliostats dépend de leur orientation : leurs dimensions horizontale et verticale dépendent respectivement de l'éloignement de la source par rapport au transit et de son élévation. L'aire de cette image,  $A$ , proportionnelle à la surface de collection de l'héliostat, s'exprime en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$  :

$$A = a \cos \alpha \frac{F^2}{(f_h + F)^2},$$

$a = 54 \text{ m}^2$  étant la surface de l'héliostat.

Le coeur de chaque détecteur est un photomultiplicateur de 50 mm de diamètre. Leur surface sensible sur laquelle les photons doivent être focalisés, la photocathode, a un diamètre de 40 mm. Cette focalisation est réalisée à l'aide de cônes de verre (cônes de Winston, présentés dans la section 4.4.1) collés à la photocathode. Le choix de cônes de verre et non de cônes vides se justifie par les raisons suivantes :

- la réflectivité des surfaces internes est plus grande que dans le cas de cônes vides ;
- l'angle d'incidence des rayons lumineux à la sortie du cône étant bien plus grand qu'à son entrée, il est préférable de placer la transition air-verre à l'entrée du cône ;
- dans un environnement à indice de réfraction  $n$ , la dimension des images est réduite d'un facteur  $n$  (cf équation 4.10 ci-dessous). Des cônes vides, devant dotés d'un diamètre de sortie plus grand, ne permettraient pas de placer autant de tubes photomultiplicateurs par caméra.

La distance entre les héliostats et la tour allant de 80 à 240 m, la dimension de l'entrée des détecteurs doit varier d'un facteur 3, la taille de l'image des héliostats s'échelonnant de 6 à 18 cm pour un miroir secondaire de longueur focale  $F = 1.5 \text{ m}$ . La fabrication de détecteurs de tailles aussi variées est à la fois difficile et coûteuse. La solution adoptée par CELESTE pour éviter cela a été de décomposer le miroir secondaire en 6 parties de rayons différents, respectivement 1.75, 2.24 et 3.60 m. Un grand miroir (de rayon 3.60 m) regarde le fond du champ, deux autres (de rayon 2.24 m) en regardent le milieu et trois les plus petits sont focalisés sur les héliostats situés au pied de la tour. Dans cette configuration la taille des images s'échelonne de 7.5 à 11 cm.

Cette solution a un autre avantage, peut-être encore plus important que le premier : elle réduit les ombres causées par les détecteurs. La caméra également peut être divisée en 6 parties : une grande caméra de 17 détecteurs, deux caméras de taille intermédiaire de 8 et 7 détecteurs, et trois petits blocs correspondant aux miroirs sommitaux composées de 2 ou 3 détecteurs. La division de la caméra permet en outre un placement beaucoup plus aisé des détecteurs, surtout en ce qui concerne les miroirs de courte longueur focale. La caméra a été conçue pour pouvoir s'accommoder de 90 détecteurs. Pour une extension au delà de ce nombre (option qui n'a jamais été annoncée dans une étude publiée), il serait nécessaire de remplacer les photomultiplicateurs actuels par d'autres plus petits.

## 4.4 Champ de vue

Comme remarqué déjà dans le paragraphe 1.3.2.2, la contamination par les photons du fond du ciel est proportionnelle à la taille de la zone de ciel vue par la paire héliostat-détecteur donnée. Comme on espère d'avoir tous les détecteurs dans les mêmes conditions (au moins un niveau de bruit équivalent), on doit surtout s'assurer que les champs de vue de toutes les paires soient (presque) identiques. Ce champ de vue doit être de même ordre de grandeur que la

taille angulaire de l'image Čerenkov pour une gerbe gamma typique – un champ plus grand réduit le rapport signal sur bruit. Considérant la dépendance de la taille de cette image en fonction du paramètre d'impact et de l'énergie de la gerbe, ce rapport devient maximal pour les angles de vue entre 6 et 12 mrad.<sup>7</sup>

Avec une optique primaire idéale, la lumière provenant d'une direction donnée dans le ciel devrait être focalisé dans un seul point du plan focal (situé près du miroir secondaire). Le champ de vue du détecteur donné (d'un demi-angle  $\varphi$ ) peut être défini dans ce cas avec un diaphragme de diamètre  $l = (f_h + 2F)2\varphi$ , la valeur maximale étant limité par la taille du miroir secondaire. En réalité, comme la taille de l'image dans le plan focal de l'héliostat est finie, il n'y a pas de correspondance exacte entre une direction dans le ciel et un point sur le miroir secondaire. Le bord du champ de vue n'est donc pas brusque, mais il a une pente proportionnelle à la taille de cet image.

Sa taille augmente avec l'angle d'incidence (par rapport à l'axe de l'héliostat) à cause des aberrations. Évidemment, elle doit rester inférieure à la taille du diaphragme pour qu'on ne perde pas des photons même pour une source au centre du champ de vue. De cette façon le choix du champ de vue limite les directions (la déclinaison et le temps après transit) favorables aux observations.

Comme chaque détecteur est orienté vers une partie différente du miroir secondaire (voir fig. 4.6), le diaphragme ne peut pas être placé sur ce miroir. Même s'il est situé au centre de courbure du miroir secondaire (l'endroit où les faisceaux provenant des différents héliostats se croisent), l'ouverture de ce diaphragme change en fonction de la position du héliostat. La segmentation de l'optique secondaire (et donc la nécessité d'avoir plusieurs diaphragmes) rend leur emplacement encore plus difficile.

On trouve la solution avec un *diaphragme virtuel* : le détecteur n'accepte que la lumière qui vient de l'intérieur d'un angle  $\theta$  limité par rapport à l'axe du détecteur. Ça correspond à une zone de rayon  $\theta F$  sur le miroir secondaire, et un champ de vue de demi angle

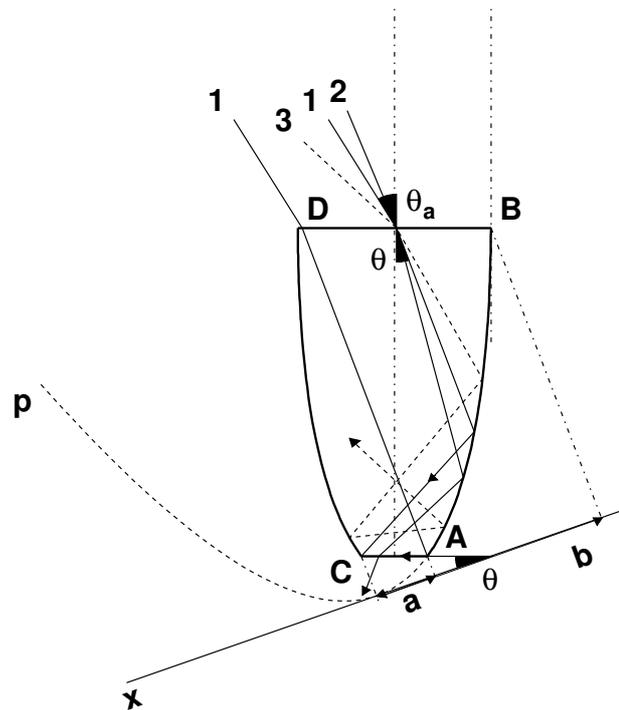
$$\varphi = \theta \frac{F}{f_h + 2F}. \quad (4.2)$$

#### 4.4.1 Cônes de Winston

Un diaphragme virtuel peut être effectivement assuré par des cônes de collection de lumière qui ont une forme particulière appelés des *cônes de Winston*. Comme nous le verrons plus loin ces cônes ont la propriété de ne transmettre que les rayons lumineux qui ont un angle d'incidence plus petit qu'un angle de coupure  $\theta$ . Dans le cas de cônes en verre les rayons se réfractent à l'entrée du cône et l'angle d'incidence limite externe est  $\theta_a = \arcsin(\sin \theta n)$ , où  $n$  est l'indice de réfraction du verre du cône.

La forme du cône de Winston (fig. 4.7 montre la coupe le long de son axe) est donnée par une partie de la parabole dont le point focal est situé au bord de la face de sortie (point  $C$ ). Si  $\theta$  est l'angle entre l'axe de la parabole et celui du cône, la lumière qui entre le cône avec cet angle d'incidence est focalisée exactement au bord de cette face (1), tandis que les rayons avec des angles d'incidence plus petits (2) traversent jusqu'au plan de sortie et ceux avec des

<sup>7</sup> Au paragraphe 1.3.2.2 on a vu une forte variation de la taille de cette image avec le paramètre d'impact de la gerbe : les héliostats loin du point d'impact voient les images prolongées tandis que pour ceux près de ce point les images deviennent plus compactes. En général, les images des gerbes hadroniques sont plus étendues que l'images de cascades électromagnétiques de la même énergie, donc un petit champ de vue favorise les gerbes gamma.



**FIG. 4.7** – Cône de Winston. L'axe  $x$  (le long duquel les distances  $a$  et  $b$  sont mesurées) correspond au système de coordonnées de la parabole  $p$ , qui représente un côté du cône; le côté opposé correspond à une deuxième parabole tournée d'un angle  $2\theta$ . Le cône est terminée aux points  $B$  et  $D$  où la tangente de la parabole devient parallèle à l'axe du cône.

angles d'incidence plus grands (3) tombent sur le cote du cône au dessus de la face de sortie et après plusieurs réflexions ils sont rejetés hors du cône. Le diamètre  $d_s$  de la face de sortie est limité par la taille de la photocathode, le diamètre  $d_e$  de la face d'entrée doit correspondre à la taille de l'image de l'héliostat, décrite dans le paragraphe 4.3.2. Avec l'angle limite  $\theta$  cela fait trois valeurs à ajuster quand nous n'avons que deux paramètres libres – la courbure  $c$  (ou la focale  $f = 1/2c$ ) de la parabole et la hauteur  $h$  du cône. Selon la figure 4.7 on peut écrire pour  $h$

$$h = \frac{d_s + d_e}{2} \cotg \theta, \quad (4.3)$$

et pour les points  $A$  et  $B$  sur la parabole

$$f - a \tan \theta = \frac{a^2}{4f} \quad (4.4)$$

et

$$f + b \cotg \theta = \frac{b^2}{4f}, \quad (4.5)$$

où  $a = d_s \cos \theta$  et  $b = (d_s + d_e) \cos \theta$  sont les coordonnées de ces deux points le long l'axe  $x$ .

On obtient

$$2f = d_s (1 + \sin \theta) = (d_e + d_s) (1 - \cos 2\theta) \frac{\cos \theta}{\sin 2\theta} \quad (4.6)$$

$$= (d_e + d_s) \sin \theta, \quad (4.7)$$

donc

$$d_s = d_e \sin \theta. \quad (4.8)$$

Utilisant la formule 4.1 pour  $d_e$  et 4.2 pour  $\theta$ , on arrive à l'expression

$$d_s \approx \frac{F}{f_h + F} \frac{1}{n} \sin \left( \frac{f_h + 2F}{F} \varphi \right). \quad (4.9)$$

L'indice de réfraction  $n$  dans le cône doit être assez proche de celui de la fenêtre du photomultiplicateur afin que la réflexion sur leur interface soit minimale<sup>8</sup> Le verre Schott FK5-487704 avec  $n = 1.48 - 1.50$  remplit assez bien cette condition : son angle limite pour la réflexion totale est  $42^\circ$ .

Il existe une limitation théorique de la taille minimale de la zone dans laquelle un faisceau de lumière donné peut être focalisé. L'application du théorème de *Liouville* à l'optique géométrique dit que le produit de l'extension spatiale  $\Delta A$  et de la dispersion angulaire  $\Delta \Phi$  du faisceau est conservé à travers tous les éléments optiques (correspondant à la conservation de l'espace des phases). Dans un environnement variable (c. à d. où l'indice de réfraction  $n$  change) la valeur conservée est  $n \Delta A \Delta \Phi$ .

<sup>8</sup> Quand l'indice de réfraction du milieu au dessous de la face de sortie est inférieur à celui du cône, les rayons qui entrent dans le cône près du point  $D$  (le rayon 1 sur la fig. 4.7) avec un angle proche à  $\theta$  n'arrivent pas à traverser la face de sortie à cause de la réflexion totale et ils sont rejetés hors du cône. De plus, ces rayons tombent sur la paroi du cône sous de petits angles d'incidence  $\pi/2 - 2\theta$  qui pour des petits cônes ne suffisent pas à assurer la réflexion totale ; en conséquence, une fraction de la lumière est perdue à travers la paroi du cône.

Supposant l'acceptance angulaire du phototube  $\pi$  rad (c. à d. il détecte tous les photons qui arrivent dessus) et la dispersion originelle égale au champ de vue  $\Delta\Phi = 2\varphi$ , la taille minimale de la zone où les photons peuvent être concentrés est

$$d_{min} = \frac{2\varphi d_h}{\pi n} \quad (4.10)$$

Avec une approximation du sinus dans la formule 4.9 on obtient une limite supérieure

$$d_s < \frac{\varphi d_h}{n} = \frac{d_{min} \pi}{2}.$$

Afin de satisfaire les conditions de taille pour la face d'entrée et de champ de vue, la capacité de focalisation de l'optique de CELESTE doit être proche de sa limite théorique. Pour les valeurs  $d_h = 10$  m,  $n = 1.5$  et l'angle de vue  $2\varphi \approx 10$  mrad on obtient  $d_{min} = 2.12$  cm et  $2.1$  cm  $< d_s < 3.3$  cm.

Le couplage entre le cône et la fenêtre du photomultiplicateur, décrite dans le paragraphe suivant, est très délicate. Afin d'assurer que la même fraction de lumière passe cette limite on doit conserver le même diamètre de sortie pour tous les cônes : notre choix est  $d_s = 3.2$  cm. Il est évident que d'après la formule 4.8 on ne peut pas satisfaire en même temps l'équation 4.2 pour le champ de vue et 4.1 pour la face d'entrée du cône : nous devons faire une approximation de l'une ou deux valeurs. Ceci justifie le nombre réduit de types de cône, discuté dans le paragraphe 4.3.2. La comparaison de ces valeurs approximatives et des valeurs idéales est montrée sur la figure 4.8.

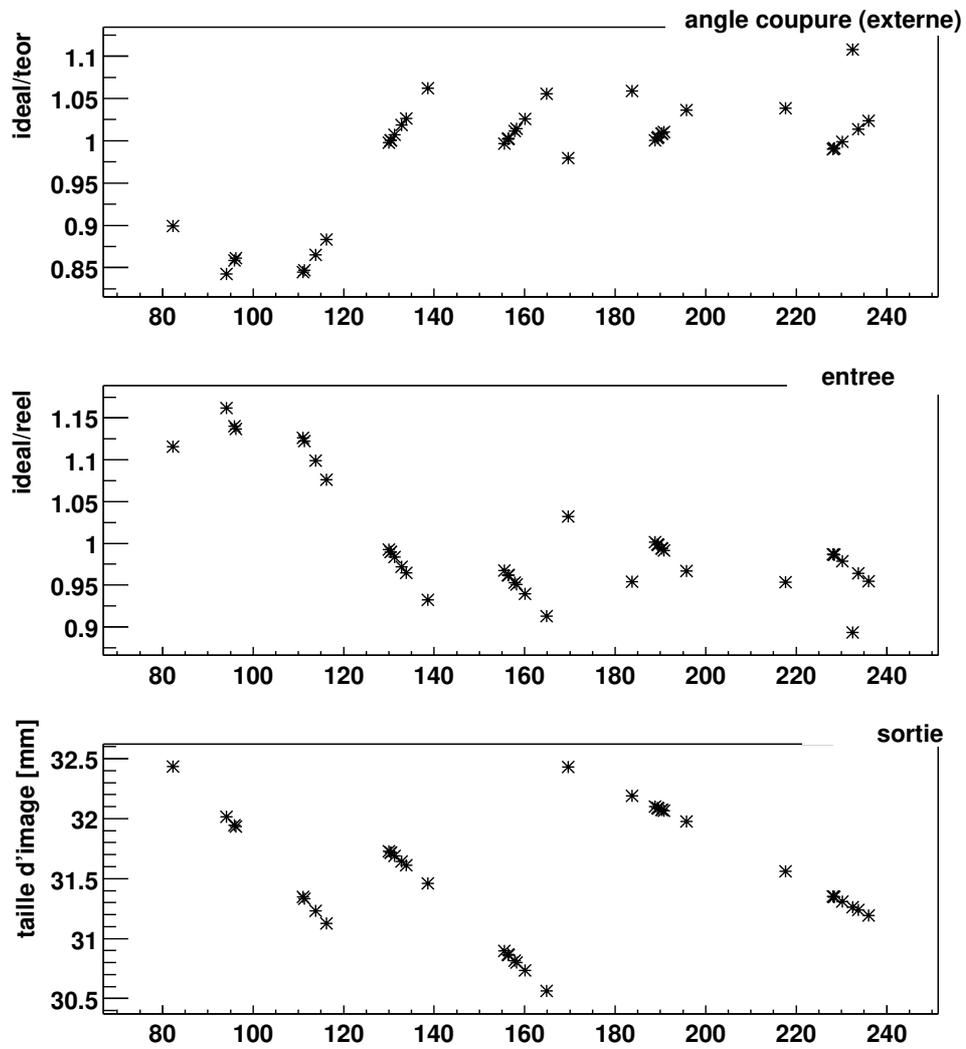
#### 4.4.2 Photocathode

La lumière sort du cône sous des angles importants, la dispersion angulaire du faisceau devenant  $180^\circ$  à la sortie du cône. Ceci a des conséquences importantes pour l'efficacité de la photocathode, car la probabilité qu'un effet photo-électrique ait lieu augmente avec la distance de photocathode traversée, plus longue pour les angles d'incidence plus grandes. Cet effet est amplifié par les réflexions multiples (la probabilité de ces réflexions augmente elle aussi avec l'angle d'incidence).<sup>9</sup>

Mesurée pour plusieurs longueurs d'onde, la dépendance de l'efficacité de photocathode en fonction de l'angle d'incidence est presque plat jusqu'à  $40^\circ$ , augmentant ensuite brusquement d'un facteur entre 1.3 (pour  $\lambda = 400$  nm) et 2.1 pour  $\lambda = 650$  nm, avec une coupure finale à  $70^\circ$ . L'emploi de cônes de Winston donne en une moyenne des angles d'incidence plus élevés (car l'angle d'un rayon lumineux par rapport à l'axe du cône augmente à chaque réflexion) et en conséquence une hausse de l'efficacité moyenne de détection entre 10% pour  $\lambda = 400$  nm et 40% pour  $\lambda = 650$  nm.

La dépendance de l'efficacité de détection de l'ensemble cône-photocathode, en fonction de l'angle d'incidence et de l'endroit où le rayon de lumière entre dans le cône, est beaucoup plus complexe. L'espace entre la face plane de la sortie du cône et la fenêtre du phototube (qui a une forme sphérique) est remplis par une colle optique à base de silicones avec un indice spectral proche de celui du verre du cône. Cependant, une partie du faisceau de lumière qui

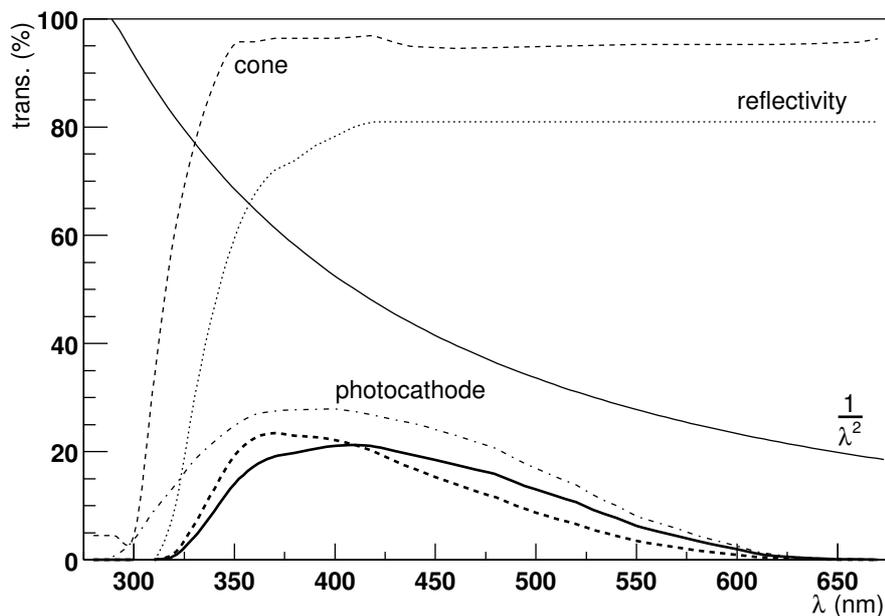
<sup>9</sup> Comme dans le cas d'une photocathode il s'agit d'une couche fine avec absorption intrinsèque, nous sommes obligés d'employer des indices (ainsi que des angles) complexes. Une description de ce calcul est donnée en [20, page 116]. Le modèle développé reproduit bien les mesures de l'efficacité de photocathode en fonction de l'angle d'incidence pour les différentes longueurs d'onde.



**FIG. 4.8** – Comparaison entre les paramètres réels et théoriques des cônes de Winston, en fonction de la distance des héliostats correspondants au sommet de la tour. En haut : le rapport entre l'angle  $\theta$  calculé avec la formule 4.2 et l'angle de coupure externe  $\theta_a$  pour les paramètres réels du cône donné. *Au milieu* : le rapport entre la taille  $D$  de l'image d'un héliostat (estimée avec la formule 4.1) et le diamètre réel de la face d'entrée du cône. En bas : la taille de cette image à la sortie du cône (à partir de la formule 4.9) ; la valeur nominale du diamètre du face de sortie est 32 mm et le diamètre de la photocathode est 40 mm.

entre le cône sous un angle proche de l'angle limite (et sort sous un angle proche de  $\pi/2$  près du bord de la face de sortie) n'arrive pas à toucher la photocathode. Afin de réduire cet effet, une tranche de 4 mm a été enlevé de la base du cône, qui donne un enfoncement virtuel du cône dans la photocathode. L'angle limite du cône augmente à cause de cette opération, mais dans le couplage avec le phototube sa valeur nominale est presque restaurée.

#### 4.5 Absorption et l'efficacité de conversion



**FIG. 4.9** – La ligne en pointillé donne le produit de la réflectivité des héliostats et celle des miroirs secondaires, en fonction de la longueur d'onde; la ligne mince en tirets montre la transmission de lumière dans 100 mm de verre de cône (environ la longueur des cônes les plus petits, et la moitié de celle des cônes les plus longs). La probabilité finale de détection (la ligne épaisse en trait plein), c. à d. la fraction des photons convertis en photoélectrons, est déterminée largement par l'efficacité de la photocathode (ligne mixte). En combinant avec le spectre de la lumière Čerenkov (ici simplement comme  $1/\lambda^2$ , sans l'absorption dans l'atmosphère) on obtient la distribution spectrale de ces photons (ligne épaisse en tirets).

La probabilité de l'émission d'un photon Čerenkov décroît avec la longueur d'onde comme  $1/\lambda^2$ ; arrivant au sol, le spectre de ces photons culmine en ultraviolet (la fraction de la composante UV absorbée dans l'atmosphère dépend de l'altitude d'émission); par contre, la lumière de fond de ciel – avec celle de la Lune et des sources terrestres réfléchies par les nuages de basse altitude – montre un spectre presque plat ou montant vers les longueurs d'onde plus grandes. L'intérêt de toutes les expériences Čerenkov est de favoriser la partie bleue du spectre optique et préserver la plus grande fraction de la lumière ultraviolet possible.

Malheureusement, la structure des miroirs des héliostats est de type "sandwich" – la couche métallique réfléchissante est située entre deux plaques de verre (25 mm et 5 mm). Tandis que

la réflectivité au dessus de 400 nm est  $\approx 90\%$ , la presque totalité de la lumière est absorbée au dessous de 340 nm (la fig. 4.9).

La réflectivité des miroirs secondaires est proche de 90%, presque constante dans la région des longueurs d'onde transmises par les héliostats. La surface sphérique est composée des petits miroirs circulaires de 50 cm de diamètre. L'espace vide entre les miroirs est réduit par un chevauchement de ces derniers : les miroirs situés en arrière ont un rayon de courbure de 2 cm supérieur à celui des miroirs devant eux. La perte de lumière à cause des imperfections de ce dallage (estimée à l'aide de la simulation) est d'environ 8%.<sup>10</sup> Ces miroirs, presque identiques à ceux utilisés pour l'imageur CAT, sont fabriqués en République Tchèque. Les plaques de soutien en verre fabriquées par des verreries commerciales ont été taillé à la courbure demandée dans les ateliers optique à Turnov, suivi d'un polissage pour obtenir une surface parfaitement lisse. La couche réfléchissante d'aluminium est protégée par une autre couche mince de SiO<sub>2</sub> qui absorbe très peu de la lumière ultraviolette (une qualité plus important pour CAT que pour CELESTE). La surveillance scientifique de la production et des tests des miroirs finals étaient assurés par les *Laboratoires Unis d'Optique* à Olomouc.

L'absorption de lumière dans les cônes de Winston au-dessus de 350 nm est faible (env. 1% de lumière dans 2.5 cm du verre Schott choisi) : dans les cônes de 94 mm à 198 mm de longueur, entre 5% et 9% de la lumière est perdue.

La conversion des photons Čerenkov en un signal électrique a lieu dans le photomultiplicateur. La probabilité de l'effet photo-électrique augmentant avec l'énergie du photon, l'efficacité de conversion en combinant avec l'absorption dans le verre de la fenêtre du phototube culmine autour de 400 nm (comme montré sur la fig. 4.9). Cette valeur ne change pas beaucoup après l'introduction de l'effet du couplage cône-phototube (qui favorise les longueurs d'onde plus grandes).

## 4.6 Résultats et implications

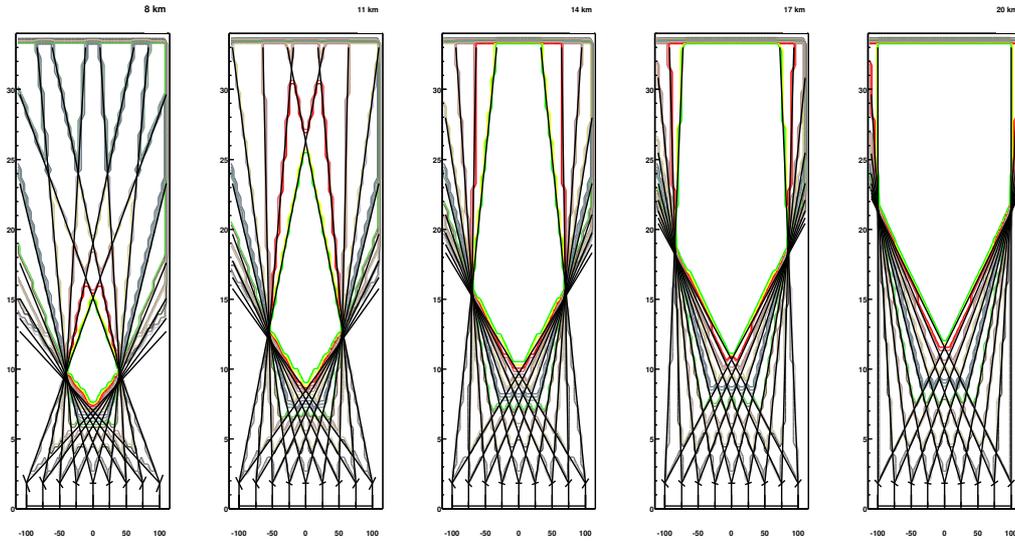
Considérant les limites de la capacité de focalisation des héliostats, le comportement de l'optique de CELESTE est assez bonne, avec la taille de l'image finale (la zone dans laquelle la lumière en provenance d'un héliostat donné est concentrée) proche de sa limite théorique.

La quantité de la lumière collectée, par rapport à la densité de lumière Čerenkov multipliée par la surface totale des héliostats (la lumière collectée en théorie par les détecteurs indépendants, comme les imageurs) varie de plus de 50% (le transit des sources d'une déclinaison entre 10° et 20°) à moins de 40% pour les sources au nord du Zénith. L'efficacité de conversion des photons en photoélectrons (la moyenne entre 340 nm et 570 nm) est environ 15%, atteignant son maximum autour de 400 nm.

L'angle de vue limité des héliostats (choisi pour maximiser le rapport signal sur bruit) entraîne des conséquences importantes pour les modes d'observation. Comme montré sur la première figure de 4.10, les champs de vue des héliostats séparés de 240 m qui observent directement une source au Zénith, se ne recouvre qu'à plus que 26 km au dessus du site. Une gerbe gamma de 100 GeV, dont la majorité de lumière Čerenkov est émise entre 10 et 15 km d'altitude dans une région de 60 m de diamètre (extension latérale) n'est vue que par une partie des héliostats. Pour atteindre un seuil en énergie plus bas (c. à d. pour arriver à la collection maximale de la lumière Čerenkov émise par une gerbe) on est obligé de changer la

<sup>10</sup> L'effet de l'ombre de la camera est plus important – pour les héliostats les plus proches (orientés vers les miroirs secondaires les plus petits) la simulation prédit environs 20% de pertes.

visée directe de la source (appelée le pointé parallèle) en un pointé vers une cible à altitude finie. Les autres exemples de la figure 4.10 montrent la variation des zones de recouvrement des champs de vue pour les différentes altitudes de pointé : le point inférieur de cette zone descend de 11 km (pour le pointé à 20 km) à 6 km (pour le pointé à 8 km) ; la taille verticale de la zone de recouvrement diminue. On voit aussi une réduction de la dimension horizontale de cette zone (pour ces exemples son diamètre  $d \approx 0.01 h$ , où  $h$  est l'altitude de pointé). En conséquence, la surface de détection des gerbes est désormais limitée par cette zone et non par la tache de lumière Čerenkov comme dans le cas des imageur.

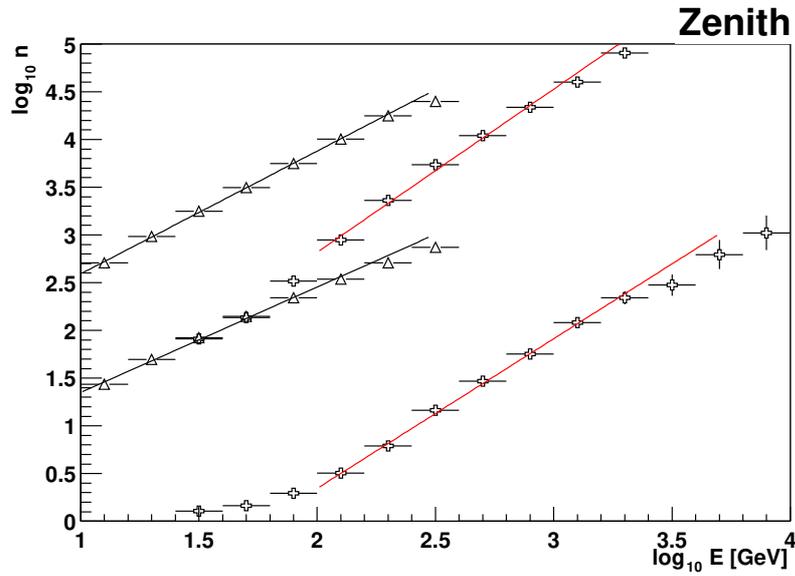


**FIG. 4.10** – L'illustration des observations d'une source au Zénith pour le pointé parallèle et les pointés convergents aux altitudes différentes (8, 11, 14, 17 et 20 km). Les axes des héliostats sont indiqués par des lignes en tirets. On observe la variation de l'étendue de la zone de recouvrement des champs de vue des héliostat, selon l'altitude de pointé. La taille horizontale de cette zone donne une première limite de la surface efficace de télescope.

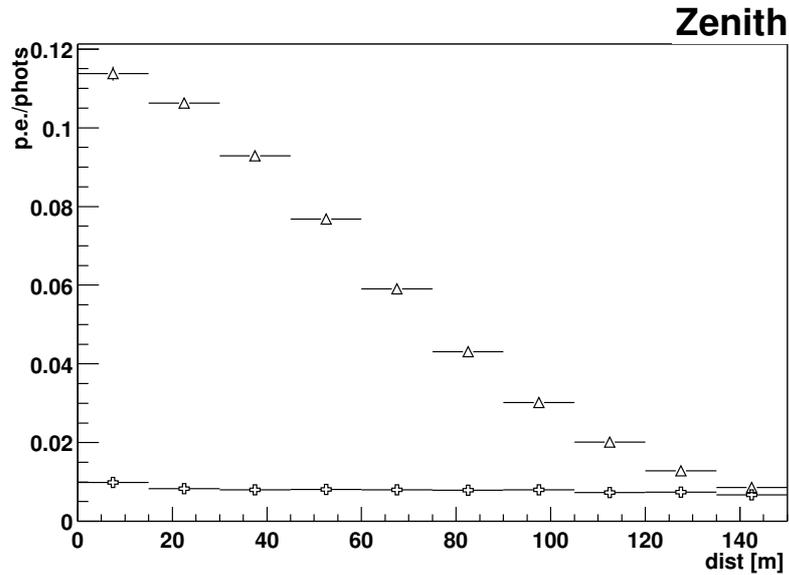
La collection de la lumière Čerenkov d'un espace restreint apporte des avantages et des inconvénients. Pour un pointé à 11 km l'extension verticale de la zone de recouvrement correspond bien au maximum d'émission Čerenkov des gerbes gamma au dessous de 100 GeV. Par contre pour les protons seulement une fraction des photons est émise à l'intérieur de cette zone, et donc le rendement des photoélectrons (en fonction de l'énergie primaire) est nettement réduit, qui augmente considérablement la suppression du fond hadronique (voir la fig. 4.11). Selon cette figure on restaure aussi avec l'effet du champ de vue (pour les gamma) la (quasi) proportionnalité entre le nombre de photoélectrons et l'énergie primaire : le nombre moyenne des photoélectrons par héliostat

$$n \approx 7 \left( \frac{E}{100 \text{ GeV}} \right)^{1.1}.$$

En effet, cette formule donne une valeur moyenne pour les gerbes avec un paramètre d'impact  $imp < 100$  m. Comme montré sur la figure. 4.12, tandis que pour les protons la frac-



**FIG. 4.11** – Nombre moyen des photons collectés par bin en énergie (échelle logarithmique) de la particule primaire (de la direction du Zénith) – les gamma (triangles) et les protons (croix). Seulement les gerbes avec un paramètre d'impact  $imp < 100$  m sont utilisées. Les lignes en haut correspondent au nombre de photons Čerenkov collectés sur une surface égale à celle de l'ensemble des héliostats, les lignes en bas au nombre total des photoélectrons générés dans les photomultiplicateurs, avec la simulation complète de l'optique pour un pointé convergent à 11 km. Tandis que le pour les gamma le rapport entre ces deux nombres (distance moyenne entre les deux lignes dans les intervalles choisis) est  $\approx 26$ , pour les protons il s'agit d'un facteur  $\approx 390$ . On voit aussi un changement de la pente des fonctions ajustées de 1.29 à 1.11 pour les gamma et de 1.71 à 1.57 pour les protons.



**FIG. 4.12** – Rapport entre le nombre total des photoélectrons générés dans les photomultiplicateurs et le nombre des photons Čerenkov (selon la fig. 4.11), en fonction du paramètre d'impact de la gerbe (le pointé convergent à 11 km). Les particules primaires (de la direction du Zénith) sont les gerbes gamma de l'énergie entre 30 GeV et 300 GeV (triangles) et les protons de l'énergie entre 200 GeV et 2 TeV (croix).

tion des photons Čerenkov qui passent l'optique est presque constante, pour les gamma (même si bien plus élevée) elle dépend fortement du paramètre d'impact de la gerbe. Ceci correspond à notre constatation que les gerbes hadroniques sont bien plus étalées que les gerbes électromagnétiques, et elles peuvent déclencher le détecteur avec un paramètre d'impact jusqu'à 300 m. Mais cette dépendance simultanée de l'énergie primaire et du paramètre d'impact est bien plus compliquée et nous n'allons pas la discuter ici (un essai de paramétrer ce dépendance est donnée en annexe C suite à la discussion de calibration en énergie).

## Chapitre 5

# Électronique

Tandis que le système optique de l'expérience CELESTE étaient limitées notamment par la qualité des installations existantes de la centrale solaire, la structure de l'électronique pouvait être projetée sans aucune restriction. Le projet a utilisé deux idées essentielles : échantillonnage à haute fréquence et système de déclenchement mixte combinant des retards logiques et analogiques. Evidemment, la réalisation de ces principes assez novateurs n'était pas simple. Quelques modèles seulement de systèmes d'échantillonnage (disponibles sur le marché au moment de la construction de CELESTE) atteignaient la fréquence d'échantillonnage demandée. Pour le développement de l'électronique de déclenchement, on s'est appuyé sur les travaux du laboratoire du *Centre d'Etudes Nucleaires de de Bordeaux-Gradignan* (CENBG). L'ensemble de l'électronique evolue de facon presque permanente non seulement en quantité (nombre des heliostats inclus) mais aussi en qualité (surtout celle du déclenchement suite aux problèmes rencontrés au cours du développement).

La chaîne du traitement du signal est habituellement divisée en trois sections (comme indiqué sur la fig. 5.1) :

**détecteur** est responsable de la production du signal quand un électron est émis par la photocathode ; le signal parvient par une suite de pre-amplificateurs à un splitter dans la salle de contrôle ;

**trigger** ou **système de déclenchement** est responsable de la mise-en-temps des signaux provenant des différents détecteurs par une série des retards analogiques et logiques ; il est composé de modules contenant de retards analogiques programmables et d'un sommateur suivi d'un discriminateur qui produit un signal logique ; ce signal entre dans un générateur de porte qui permet un retard supplémentaire, et se termine dans un voteur majoritaire qui permet une décision de déclenchement global ;

**digitisation** est réalisé par des convertisseurs ADC rapides (« *flash* ADCs ») avec un module de synchronisation qui assure la distribution des signaux arrêt/marche au moment du déclenchement.

La simulation de l'électronique<sup>1</sup> reprend pleinement cette structure. La tache principale de cette simulation est de produire une sortie comparable aux données réelles. La comparaison directe entre la simulation et la réalité permet de vérifier notre compréhension du dispositif

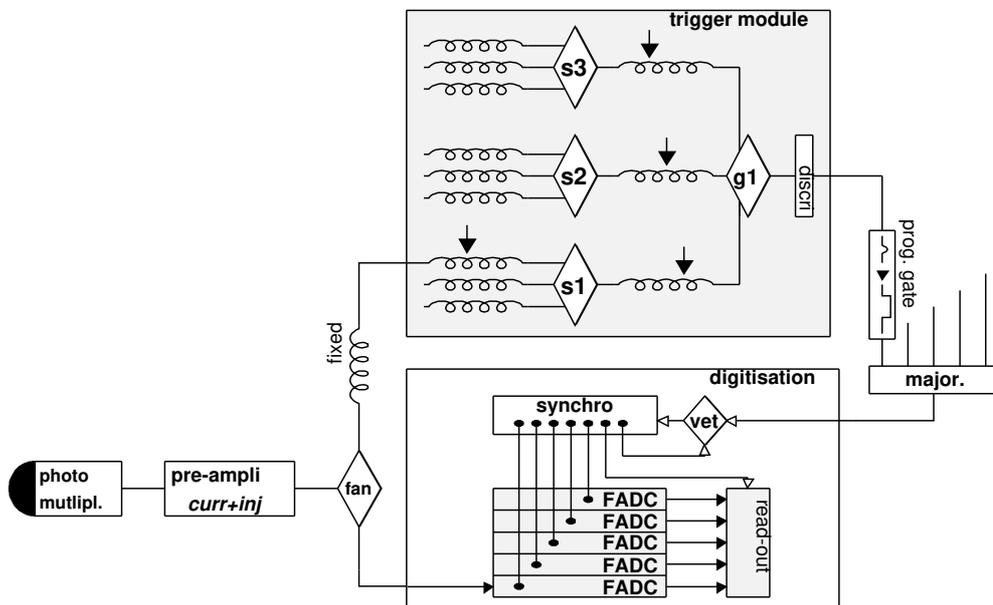
---

<sup>1</sup> J'étais responsable du développement de l'ensemble des logiciels de cette simulation au cours de ma thèse. Les problèmes techniques de son implementation sont détaillés dans l'annexe B.

(surtout sa partie électronique) ainsi que le réalisme de la modélisation des processus physiques intervenant lors la formation du signal Čerenkov. Une fois un accord suffisant atteint, nous pouvons tester les procédures d'analyse et surtout développer des méthodes de reconstruction des paramètres initiaux des gerbes.

Pour les événements Čerenkov, la simulation électronique utilise comme point de départ la sortie de la partie précédente, c. à d. de la simulation de l'optique de CELESTE. Cette sortie consiste en une liste de photoélectrons avec leur temps d'émission à partir de la photocathode du détecteur concerné. La partie électronique peut être également simulé dans un régime indépendant dans des modes d'acquisition alternatifs qui utilisent soit des sources des photons artificielles soit des impulsions injectées après les phototubes (comme décrit dans les paragraphes suivants).

Dans les paragraphes suivants les résultats de la simulation de l'électronique illustreront le comportement des différentes parties de l'installation ; chaque fois que ce sera possible ils seront comparés avec des données expérimentales (pour s'assurer de la fiabilité des prédictions basées sur cette simulation). Néanmoins, ici nous n'utiliserons que la sortie de simulation électronique seule ; les résultats issus de la chaîne complète de simulation des gerbes, correspondant à la lumière Čerenkov, seront discutés dans un chapitre spécial.



**FIG. 5.1** – Le schéma général de l'électronique de CELESTE. La partie déclenchement est représentée par un module qui combine les signaux de 9 voies au plus.

## 5.1 Détecteur

Dans ce paragraphe nous décrivons la formation du signal dans le détecteur et abordons sa calibration *in situ* (en temps ainsi qu'en amplitude). Ici nous utilisons les mesures directes pour obtenir des caractéristiques du signal ; introduisant ces paramètres dans la simulation électronique, nous pourrions vérifier indirectement ces résultats par la comparaison avec la structure du piedestal des données réelles, décrite dans le paragraphe suivant sur la digitisation.

### 5.1.1 Installation

Toutes les caméras installées aux différents niveaux de l'optique secondaire (voir chapitre précédent) sont équipées de photomultiplicateurs Phillips XP2282B. Ce type, avec sa réponse rapide, est particulièrement adapté aux mesures temporelles, comme il a déjà été montré dans l'expérience Thémistocle (qui a utilisé une version précédente de XP2020). Les bases des photomultiplicateurs construites aux *Laboratoires de l'Accélérateur Linéaire*, Orsay, distribuent la haute tension entre les 8 étages du phototube. La tension entre la cathode et la première dynode est maintenue constante à un niveau plus élevée que les autres étages grâce à une diode Zener, qui permet d'autre part de couper le courant qui risque d'endommager le photomultiplicateur en cas d'illumination trop élevée. Un câble supplémentaire offre la possibilité d'injecter un signal artificiel dans chaque base ( mode appelé *injection charge*) afin de vérifier la réponse du reste de l'électronique sans nécessité de mettre les photomultiplicateurs sous tension (par exemple dans la journée).

Il y a donc trois câbles – respectivement pour le signal, le circuit de disjonction et l'injection charge – qui relie chaque base avec une des cartes de préamplification (installées pres des caméras). Ces cartes assurent plusieurs fonctions :

*amplification* : l'amplificateur de premier niveau (d'un gain  $\approx 5$ ) est suivi par un deuxième à large bande passante (d'un gain  $\approx 20$ ).

*suivi des courants* : la composante continue du signal provenant d'un photomultiplicateur est éliminée par un couplage capacitif (avant le pré-amplificateur) ; le potentiel aux bornes du condensateur, qui modifie le piédestal du signal, est donc proportionnel au courant moyen généré dans ce photomultiplicateur. La valeur de ce potentiel est mesurée par une carte ADC (branchée sur un ordinateur dans la salle de contrôle) ; l'ensemble des valeurs pour tous les détecteurs est visualisé et enregistré périodiquement. Ce système nous permet d'identifier toutes les voies insolites avec éclairage trop bas ou trop élevé : la tension des photomultiplicateurs dont le courant dépasse une certaine limite est coupée automatiquement dans la carte de préamplification.<sup>2</sup>

L'alimentation des photomultiplicateurs est assurée par un module *LeCroy* qui peut être commandé soit en mode local soit à distance en utilisant le protocole TCP/IP. Au début d'une nuit les photomultiplicateurs sont préchauffés pendant environ 30 minutes sous la tension plus basse (cca. 800 V) avant que la tension nominale ne soit réglée selon les commandes de la station de travail centrale.

Le gain  $g$  du photomultiplicateur (la charge libérée par un photoelectron) donne le rapport entre le taux de photoélectrons  $n$  et le courant  $i$  mesuré. En première approximation on peut

<sup>2</sup> En l'état actuel cette coupure affecte tous les PMs (jusqu'à 12) branchés dans la carte donnée et arrête l'acquisition tant que l'interrupteur n'est pas rebasculé par l'opérateur dans la salle de contrôle.

l'estimer à partir de l'amplitude  $A$  et la largeur à mi-hauteur  $w$  mesurée à la sortie du détecteur (entrée du splitter)

$$i = ng \approx nAw/GR, \quad (5.1)$$

où le gain des pré-amplificateurs est  $G \approx 100$  et l'impédance  $R \approx 50 \Omega$ . Sous un fort éclairage ( $n \sim 1 \text{ GHz}$ ) le gain doit rester suffisamment bas (de l'ordre de  $10^6 e$ ) afin que des courants élevés (plus de  $100 \mu\text{A}$ ) n'endommagent pas les phototubes.

Le signal passe de l'amplificateur au splitter situé dans la salle de contrôle en traversant 115 ns de câble coaxial. La calibration *in situ* de la réponse des photomultiplicateurs a été faite au bout de ce câble et les formes d'impulsions utilisées dans la simulation correspondent au signal mesuré à ce point. En conséquence le photomultiplicateur, l'amplificateur et les câbles sont considérés comme un seul instrument car nous ne mesurons que les paramètres à sa sortie.

### 5.1.2 Caractéristiques du signal

Deux éléments temporels caractérisent en principe la réponse du photomultiplicateur :

le *temps de transit* l'intervalle entre le moment où un électron est libéré de la photocathode et où le signal atteint son maximum ou une certaine fraction de ce maximum,

la *forme d'impulsion* propre, décrite généralement par sa demi-largeur  $t_{mid}$  (expression abrégée de la largeur à mi-hauteur) et son temps de montée/descente  $t_{mon}/t_{des}$ .

Le choix du photomultiplicateur pour la technique d'échantillonnage est déterminé par la nécessité d'avoir une impulsion courte (surtout son temps de montée) et des fluctuations du temps de transit très petites. La plupart de ces fluctuations est induite par le passage du premier électron entre la photocathode et la première dynode ; les fluctuations de vitesses des électrons suivants contribuent à élargir l'impulsion finale. La vitesse moyenne des électrons dans la cascade augmente avec la tension appliquée ; tous les principaux paramètres temporels (la durée du signal, son temps de montée et de transit) dépendent donc de la tension  $V$  selon la formule

$$t = t_0 (V/V_0)^{-\delta},$$

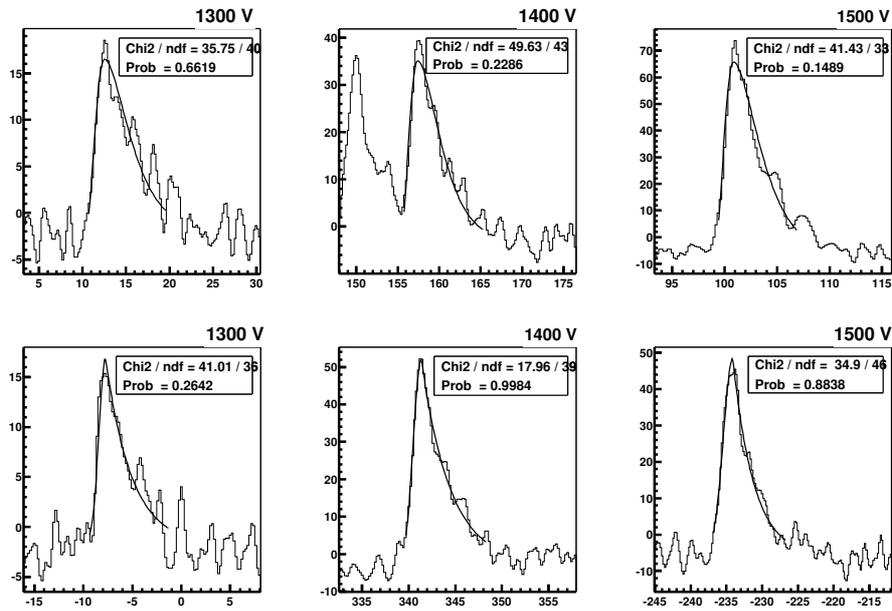
où  $\delta$  est typiquement entre 0.5 et 0.7. L'expression donnant le temps de transit du photomultiplicateur entier contient aussi un terme constant (indépendant de  $V$ ). Il vient du fait que la tension du premier étage reste constante grâce à la diode Zener. La valeur relativement élevée de cette tension  $V_{zen} \approx 520 \text{ V}$  assure un temps de transit de cet étage très court, et en conséquence des fluctuations plus petites du temps de transit du photomultiplicateur entier.<sup>3</sup>

La formule décrivant la variation des caractéristiques temporelles avec la haute tension se transforme à cause de l'effet de la diode Zener en

$$t = t_0 \left( \frac{V - V_{zen}}{V_0 - V_{zen}} \right)^{-\delta}. \quad (5.2)$$

Les valeurs fournies par le constructeur pour la tension nominale 2500 V valent 1.5 ns pour le temps de montée et 2.2 ns pour la mi-hauteur. À la tension 1400 V ils deviennent 2.6 ns et 3.9 ns respectivement, à 1200 V les impulsions sont élargies à  $t_{mon} = 3.2 \text{ ns}$  et  $t_{mid} = 4.6 \text{ ns}$ . La valeur du temps de transit est selon Phillips 19 ns (à la tension  $V_0 = 2500 \text{ V}$ ). Mais nous

<sup>3</sup> Le temps de transit du premier étage dépend aussi de l'endroit où l'électron est libéré de la photocathode (et de sa direction). Selon le constructeur (Phillips) la différence des temps de transit entre le centre de la photocathode et un point périphérique situé à 18 mm est  $0.5 \sim 0.7 \text{ ns}$ .



**FIG. 5.2** – Trois exemples d’impulsions de photoelectron dans le photomultiplicateur de H25, mesurées avec l’oscilloscope à l’entrée du splitter. Les trois figures du haut montrent un ajustement avec la forme *double poissonien*, les figures du bas les mêmes pics ajustés avec la forme dite *gaus+expo*. La haute tension a été réglé à 1300 V, 1400 V et 1500 V respectivement. On peut constater que la forme poissonnienne généralement sur-estime la largeur du pic et sous-estime son amplitude tandis que le profil exponentiel étant plus pointu ajuste mieux autour du maximum de pic (avec une probabilité de  $\chi^2$  plus élevée) mais l’amplitude estimée est en moyenne plus élevée que la valeur réelle.

nous n'intéressons qu'à la partie variable avec la haute tension selon la formule 5.2 ; le reste (indépendant de la tension appliquée) s'ajoute à une constante propre à chaque détecteur dans laquelle se cumulent tous les petits retards d'origines diverses. Nicolas Herault (LAL, Orsay) a présenté dans [36] les résultats de ses propres mesures ; en ajoutant un terme constant à la fonction 5.2 il obtient les paramètres  $t_0 = 14.6 \text{ ns}$ ,  $V_0 = 1300 \text{ V}$  et  $\delta = 0.5$ .

### 5.1.2.1 Forme de l'impulsion d'un photoelectron

Ces premières mesures de la forme des impulsions produites par le photomultiplicateur ont été répétées *in situ*, avec des phototubes liés en chaîne aux amplificateurs. Nous avons utilisé l'oscilloscope Tektronix *TDS 620B* avec un échantillonnage de 0.2 ns. Les impulsions produites par des photoélectrons individuels ont été localisées dans des fenêtres (choisies de façon aléatoire pour que les paramètres des impulsions ne soient pas biaisés par le déclenchement). Une basse illumination est nécessaire pour limiter la probabilité de superposition de pics. Ils sont ajustés avec une des fonctions décrites ci-dessous ; on obtient un ensemble d'environ 100 pics (ceux pour lesquels la qualité d'ajustement  $\chi^2/n.d.f. < 3$ ). Quelques exemples de pics ajustés (correspondants à des hautes tensions différents) sont présentés sur la fig. 5.2.

La forme traditionnelle pour le profil d'impulsion d'un photoelectron (appelé *poissonnien*) est

$$a(t) = A t^\alpha e^{-\beta t} = A e^{\alpha \ln t - \beta t} \quad (5.3)$$

où les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  sont liés à  $t_{mon} = \alpha/\beta$  (la valeur de  $t_{mid}$  ne peut être estimée qu'avec un calcul numérique itératif). L'inconvénient de cette fonction est son domaine limité à  $t > 0$  : si  $\alpha < 1$  cette fonction n'a pas de dérivée continue à 0. Afin de résoudre ce problème le profil est divisé en deux régions  $t < t_{mon}$  et  $t > t_{mon}$ . Les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  sont choisis indépendamment dans ces deux régions : dans la première nous fixons la valeur  $\alpha = 3.6$  qui assure que la dérivée première  $a'(t) \rightarrow 0$  à  $t = 0$  avec la condition additionnelle  $a(t_{mon}/2) = A/2$ .

Une forme différente proposée par Mathieu de Naurois décrit la partie montante comme une gaussienne, suivi par une exponentielle décroissante :

$$a(t) = A e^{-(t-t_{mon})^2/\alpha^2} \quad (t < t_{mon}) \quad (5.4)$$

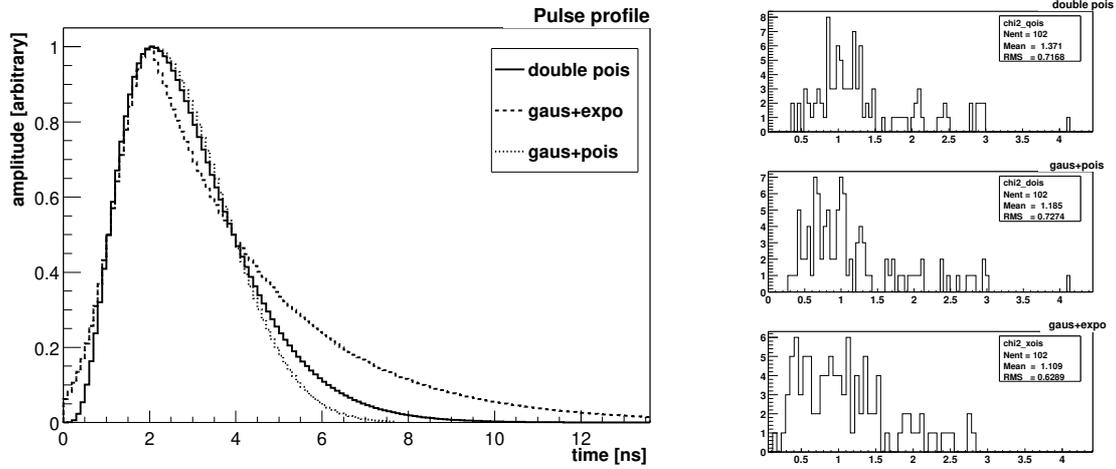
$$A e^{-\beta(t-t_{mon})} \quad (t > t_{mon}) \quad (5.5)$$

où  $\alpha = t_{mon}/(2\sqrt{\ln 2})$  et  $\beta = \ln 2/(t_{mid} - 0.5 t_{mon})$ . Maintenant la discontinuité de la dérivée première se produit pour  $t = t_{mon}$ . Un remède possible consiste dans le remplacement de la partie exponentielle par la fonction « poissonnienne » 5.3 pour laquelle  $da(t = t_{mon})/dt = 0$ . La forme d'impulsion devient

$$a(t) = A e^{-(t-t_{mon})^2/\alpha^2} \quad (t < t_{mon}) \quad (5.6)$$

$$A e^{\alpha' \ln t - \beta' t} \quad (t > t_{mon}) \quad (5.7)$$

où  $\alpha'$  et  $\beta'$  sont encore liés par la condition  $\alpha'/\beta' = t_{mon} = 2\alpha\sqrt{\ln 2}$ . Les trois formes proposées sont comparées sur la fig. 5.3. À droite nous avons les distributions des valeurs  $\chi^2/n.d.f.$  caractérisant la qualité de l'ajustement de ces trois formes aux pics qui font partie de l'ensemble mentionné ci-dessus. On peut constater que la forme 5.4 semble la meilleure car le maximum plus pointu et la queue plus longue d'une exponentielle correspondent mieux aux pics réels que la forme poissonnienne (eq. 5.6).



**FIG. 5.3** – à gauche : lcomparaison des trois versions du profil temporel de la réponse du photomultiplicateur (pour les mêmes paramètres  $A$ ,  $t_{mon}$  et  $t_{mid}$ ); à droite : distribution du  $\chi^2$  divisé par le nombre de degrés de liberté pour l’ajustement de ces trois formes aux données de l’oscilloscope.

On estime les demi-temps de montée et descente (les endroits correspondant a la moitié de la valeur maximale sur la pente montante et descendante) pour chaque pic de notre ensemble dont l’ajustement est suffisamment bon ( $\chi^2/n.d.f. < 2$ ). Le tableaux ci-dessous compare les valeurs obtenues :

<i>type</i>	$t_{mon}/2[\text{ns}]$	$t_{des}/2[\text{ns}]$	$\bar{A}[\text{mV}]$	$\chi^2/n.d.f.$
double pois	$1.10 \pm 0.34$	$2.97 \pm 0.69$	42.5	1.37
gaus+expo	$1.11 \pm 0.29$	$1.97 \pm 0.60$	49.2	1.15
gaus+pois	$0.93 \pm 0.29$	$2.76 \pm 0.63$	46.9	1.19

La différence évidente des temps de descente estimés pour des formes différentes a pour origine le comportement opposé autour du maximum. Tandis que la pente d’une courbe poissonnienne est nulle au maximum, la pente d’une exponentielle est maximale à ce point. Ceci appuie la remarque donnée au fig. 5.2 que l’ajustement d’une courbe exponentielle sous-estime le demi-temps de descente réel, en revanche l’utilisation d’une courbe poissonnienne donne un résultat sur-estimé.

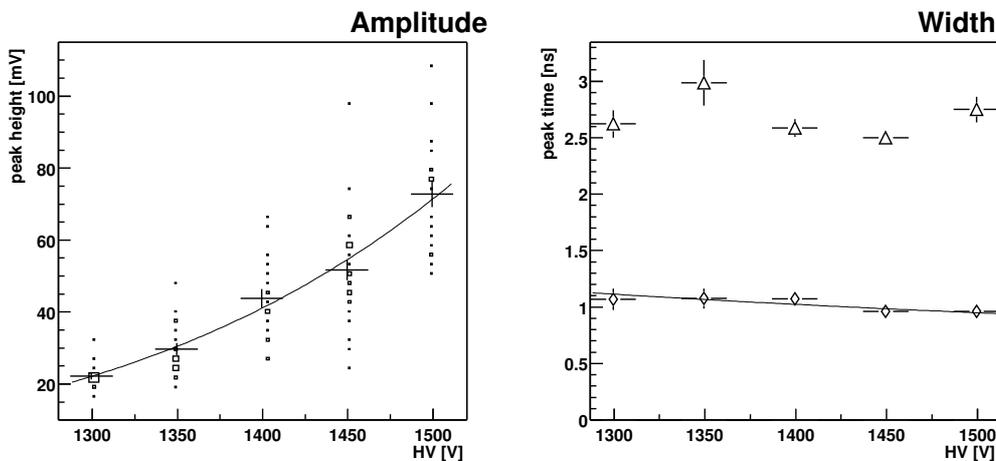
Le contraire s’applique aux amplitudes moyennes  $\bar{A}$  des pics ajustés, comme montré dans la troisième colonne. La dernière colonne indique que la forme 5.4 (« gaus+expo ») est probablement un peu plus près du profil réel que la forme 5.6 (« gaus+pois »).

Les mesures à l’oscilloscope ont été faites avec des hautes tensions entre 1300 V et 1500 V, suffisamment proches des valeurs utilisées pendant l’acquisition normale. La variation du temps de monté ou descente avec la haute tension ne peut pas être mise en évidence dans un intervalle si limité mais les valeurs montrées à la fig. 5.4 sont compatibles avec la fonction 5.2 pour  $\delta \approx 0.7$ . Par contre l’amplitude des pics croit clairement avec  $V$  (la methode precise de la mesure de cette fonction est decrite dans le paragraphe suivant). Comme le gain de chaque dynode (nombre d’électrons libérés par l’impact d’un électron) est proportionnel à l’énergie

gagné par les électrons dans le champ électrique, l'amplitude (moyenne) à la sortie dépend de la haute tension comme

$$A = A_0 \left( \frac{V - V_{zen}}{V_0 - V_{zen}} \right)^\lambda \quad (5.8)$$

où  $\lambda = (0.65 \sim 0.75)n$  et  $n$  devrait correspondre au nombre des étages (sans la première dont la tension est fixée). L'amplitude de l'impulsion d'un photoelectron varie autour de cette valeur selon la distribution gaussienne avec  $\sigma \approx (0.3 - 0.5)A$ . La variation possible de  $\sigma$  avec la haute tension est discutée avec l'estimation des paramètres de la fonction 5.8 dans le paragraphe 5.1.3 traitant la calibration des photomultiplicateurs.



**FIG. 5.4** – Les paramètres obtenus par l'ajustement de la forme « double poissonnienne » ; à gauche : l'amplitude en fonction de la haute tension  $V$  ; à droite : la variation du temps de montée (losanges) et de descente (triangles) : la ligne pleine est l'ajustement de la fonction 5.2 avec le paramètre  $\delta = 0.7$ .

Nous n'avons pas trouvé une corrélation significative entre largeur et amplitude d'impulsion d'un photoelectron ou entre temps de montée et de descente.

### 5.1.3 Calibration du gain des photomultiplicateurs

Si le gain du photomultiplicateur dépend fortement de la haute tension appliquée, les valeurs des HT peuvent être choisies afin d'égaliser la réponse des différentes voies. L'idée initiale était de minimiser les différences entre les courants<sup>4</sup> mesurés à la sortie des photomultiplicateurs (qui correspond au vieillissement des phototubes). Mais il existe d'autres motivations plus importantes : (1) toutes les voies devront avoir le même poids dans la décision du déclenchement ; (2) on demande la même gamme dynamique pour toutes les voies de digitisation. Tandis que pour les courants il s'agit d'égaliser les *gains* (la charge collecté par un électron libéré de la photocathode), ici on compare les *amplitudes* ; cependant, comme la largeur des impulsions change peu avec la haute tension, les résultats de la calibration en gain et en amplitude sont presque équivalents.

<sup>4</sup> L'éclairage des photomultiplicateurs due au fond du ciel varie sensiblement entre les voies suivant l'efficacité de collection de lumière.

En fait on cherche à obtenir la même réponse pour une intensité de lumière donnée (provenant soit des événements Čerenkov, soit du fond de ciel) et ceci nécessite d'inclure l'efficacité de collection de lumière. L'efficacité changeant avec la direction de pointé on ne peut établir que l'équilibre des valeurs moyennes. Cette analyse assez délicate, effectuée par Philippe Bruel et Jamie Holder, sera discuté plus loin.

Ici nous ne considérons que la première partie de la démarche, qui consiste, pour chaque photomultiplicateur, à estimer les paramètres  $A_0$  et  $\lambda$  de la fonction 5.8. Nous avons déjà vu une première approximation de cette fonction sur la fig. 5.4 mais la statistique des mesures avec l'oscilloscope est insuffisante et la méthode trop pénible pour être utilisée sur toute les voies. La méthode adoptée pour la calibration *in situ* se fonde sur la mesure du *pic de photoélectron unique*.

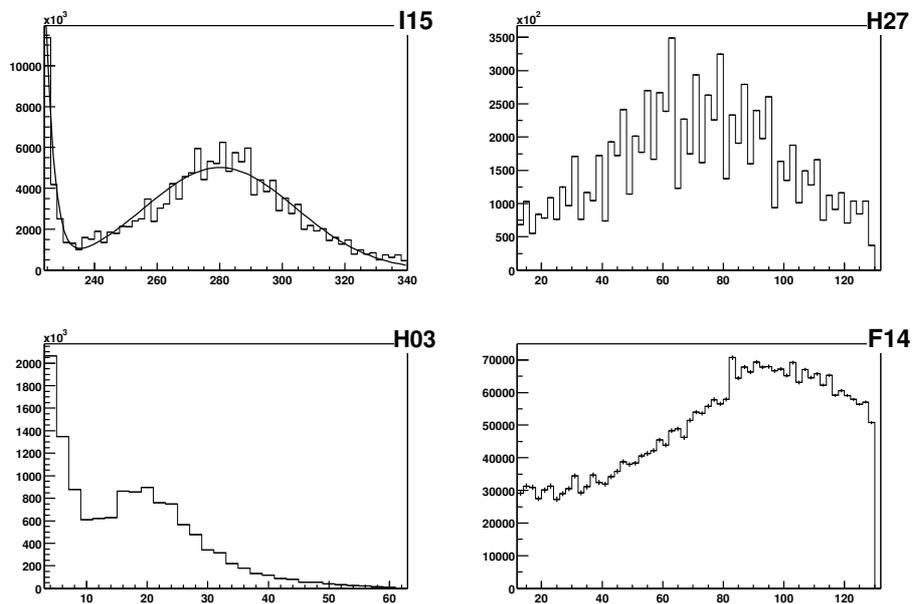
### La méthode du pic du photoélectron unique

Les résultats présentés ci-dessous proviennent de mon travail au cours des premiers étapes de la construction de CELESTE ; ils ont été affinés plus tard en coopération avec Philippe Bruel. Le principe de cette méthode est l'analyse de la distribution des amplitudes des pics provenant d'un détecteur. On obtient cette distribution en comptant le nombre d'événements, où le signal dépasse un seuil donné du discriminateur.<sup>5</sup> Le spectre différentiel (la dérivée de la distribution précédente) montre, au-delà de la région dominée par le bruit (d'origine électronique), un maximum local correspondant aux impulsions produites par un photoélectron unique. La position et la largeur du maximum donnent l'amplitude moyenne de ces impulsions et sa fluctuation. Le premier pic peut être suivi par une série de bosses, produites par des événements initiés par deux (ou plusieurs) photoélectrons. Ces pics sont plus larges (parce que les photoélectrons initiaux ne sont pas forcément synchrones) et ils se chevauchent ; pour cette raison seulement le premier pic est intéressant pour la calibration.

Une illumination très faible est nécessaire pour que les événements à plusieurs photoélectrons restent peu probables par rapport à ceux à un photoélectron. Pour cela on ajuste un éclairage indirect des photomultiplicateurs (en évitant des lampes fluorescentes à cause de la périodicité de leur émission).

Selon notre conception de la calibration des détecteurs le signal doit être mesuré à l'endroit où il entre dans le splitter. Les câbles provenant des amplificateurs entrent dans les discriminateurs de la carte CAEN V258, dont les sorties sont branchées sur la carte des échelles (CAEN V260). Pendant la calibration le seuil des discriminateurs est augmenté périodiquement avec un pas choisi (le pas minimal étant 2 mV) ; les échelles sont lues et remises à zéro avec la même période. Le réglage des seuils et la lecture des échelles sont assurés par un contrôleur Motorola (présent dans le même châssis VME) dont le système opérationnel Lynx est un clone de UNIX adapté pour les processus en temps réel. Les logiciels, développés pour cette tâche par David Smith et moi-même, ont été finalement remplacés par un logiciel polyvalent *Axel* (un acronyme de « acquisition CELESTE ») développé par Nicolas Briand pour le pilotage de l'ensemble du dispositif électronique. Ce logiciel permet de communiquer les commandes aux diverses cartes et de récupérer les données sous forme de blocs. Ces blocs peuvent être transmis à un ordinateur pour une analyse rapide ; une vérification interactive des résultats est souvent nécessaire pour faire un choix correct du seuil minimum et maximum à utiliser.

<sup>5</sup> Cette méthode, déjà utilisée dans la phase précédente de CELESTE, a été développée par Berrie Giebels et David Smith, à partir d'une idée initiale de l'expérience HEGRA.



**FIG. 5.5** – Distribution des amplitudes des pics du photoélectron unique : en haut à gauche : combinaison de deux gaussiennes ajusté au spectre mesuré ; à droite : mesure pathologique due au problèmes de discriminateur ; en bas : problèmes avec la détermination de la position des pics pour un gain trop bas et trop élevé : dans le premier cas on voit la contamination du bruit d'électronique, dans le second cas on est limité par le seuil maximal du discriminateur.

Malgré la simplicité de cette méthode plusieurs problèmes (montrés sur la fig. 5.5) apparaissent :

- la précision avec laquelle le processeur mesure la durée des périodes entre le changement du seuil et la lecture n'était pas suffisante ; pour contrôler ceci on dédie une voie d'échelle pour un signal de référence issu d'un générateur d'impulsions ;
- le compteur des échelles est automatiquement remis à 0 quand il dépasse la valeur maximale de  $2^{24}$  événements (ceci arrive surtout dans la région du piédestal où le taux de comptage est très élevé) ; cet effet est corrigé pendant le calcul du spectre différentiel ;
- pour améliorer la statistique on fait plusieurs cycles de lecture au même seuil ; le premier et le dernier cycle sont rejetés pour éviter des erreurs de comptage possibles au cours de la modification du seuil ;
- même avec une statistique suffisante certaines voies du discriminateur montrent un comportement bizarre avec des effets périodiques (comme montré sur le deuxième graphique de la fig. 5.5) ; l'explication la plus probable attribue cet effet aux pas irréguliers entre les seuils voisins – certaines valeurs de seuils deviennent donc plus probables que d'autres ; ces voies ont été exclues de la calibration ;
- même dans les voies restantes où les pas sont réguliers sa valeur absolue peut être assez différente de la valeur nominale 2 mV : la tâche nécessaire de re-calibration des discriminateurs a été réalisée par Roland Le Gallou (CENBG).

La distribution des amplitudes de photoélectron unique peut être ajustée par la somme de deux gaussiennes correspondants au pic du piédestal et du photoélectron unique. La position du piédestal varie avec le gain à cause du couplage capacitif à la sortie du photomultiplicateur. La valeur  $A$  cherchée est la distance entre les deux maxima. Malheureusement, la séparation de ces deux maxima sous les conditions nominales (l'amplitude  $A = 10 \sim 15$  mV) n'est pas suffisante. Pour pouvoir faire une mesure correcte il faut augmenter la tension des PMs au delà de sa valeur nominale (autour de 1200 V) à des valeurs entre 1300 V et 1700 V (la limite supérieure vient du maximum du seuil de discriminateur à 256 mV). L'extrapolation 5.8 à des valeurs inférieures à celles utilisés pour la mesure est une source supplémentaire d'erreur.

La largeur du pic à un photoélectron est proportionnelle à la fluctuation d'amplitude des impulsions du photoélectron. La dépendance de fluctuation relative  $\sigma/A$  avec la haute tension n'est pas si évidente comme pour amplitude  $A$  ; la pente  $\lambda$  (de la paramétrisation 5.8) varie largement d'une voie à l'autre. La valeur moyenne (comme le cas montré sur la figure 5.6) est  $\bar{\lambda} \approx -1$ . La fluctuation relative utilisée dans la simulation est donc calculée selon la formule

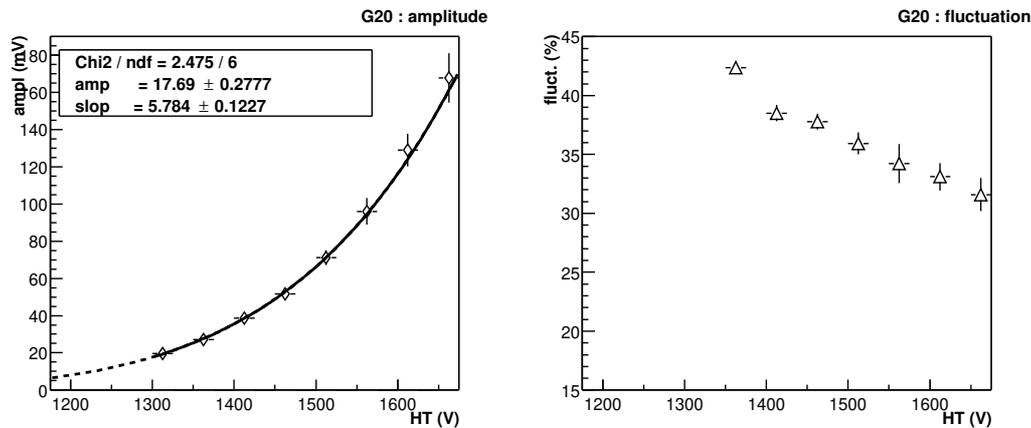
$$\sigma/A = \mu_0 (V_0 - V_{zen}) / (V - V_{zen})$$

où  $\mu_0 = 0.5$  pour  $V_0 = 1260$  V.

Une asymétrie bizarre de la distribution correspondant à un photoélectron, présent sur le dernier graphique de la fig. 5.5, est caractéristique de mesures à haut gain. Nous attribuons cet effet à un certain nombre de photoélectrons mal focalisés (par exemple ceux issus au bord de la photocathode) dont le facteur d'amplification dans la première dynode est réduit.

## 5.2 Digitisation

La conversion d'un signal analogique sous forme digitale à une fréquence au delà de 1 GHz était un grand défi technologique à l'époque de la conception de CELESTE. Les quelques modèles de convertisseurs analogique-numériques rapides (en abrégé FADC pour *flash analog-digital*)



**FIG. 5.6** – à gauche : amplitude moyenne  $A$  des évènements d’un seul photoélectron ajustée avec la fonction 5.8; à droite : fluctuation relative des mêmes amplitudes, calculée comme le  $\sigma$  d’une courbe gaussienne correspondante au photoélectron unique, divisé par  $A$ .

convertor) sur le marché capables d’accomplir une telle tâche doivent être considérés comme des prototypes. Ceci se traduit dans le prix des convertisseurs – les FADCs représentent une des parties les plus importantes du budget de CELESTE. La rentabilité de cet investissement est réalisée par une très bonne résolution en temps et en amplitude. Encouragé par le succès de nos premiers pas de pionniers dans l’analyse des données FADC, la collaboration de STACEE a décidé d’implanter la digitisation à haute fréquence dans son expérience. L’exploitation du contenu extrêmement riche des données FADC est un long chemin. Dans ce chapitre nous ne traiterons que des propriétés de la composante de fond qui forme le bruit dans les données. L’analyse des pic Čerenkov est décrite dans un chapitre spécial.

### 5.2.1 Le principe

Seulement 18 détecteurs ont été utilisés dans la première phase des observations de CELESTE. À cette période on ne disposait que de six exemplaires de carte STRUCK modèle DL515 dont 4 voies étaient capables d’échantillonner à 250 MHz. Quand le signal traverse ces 4 voies avec des câbles de 1 ns de retard entre eux on peut obtenir un échantillonnage effectif à 1 GHz. Le faible nombre des voies disponibles nous a obligé à sommer les sorties de détecteurs par trois. Pour chaque triade nous avons choisi des héliostats dont les distances à la tour étaient suffisamment différentes pour que les signaux Čerenkov – pour la plupart des directions de pointé – n’arrivent pas au même temps. La conséquence inévitable de la sommation des signaux est une contamination par le bruit de fond trois fois plus élevé et une résolution affaiblie des pics reconstruits.

Pour la phase suivante contenant 40 détecteurs ces cartes ont été remplacées par les nouveaux FADCs produits par ETEP, une entreprise française installée à Toulon.<sup>6</sup> Les modèles 301C contiennent deux voies échantillonnant réellement à 1 GHz. La fréquence d’échantillon-

<sup>6</sup> La proximité du lieu de production s’est montrée être très intéressante pendant l’installation de ce nouveau type de FADC : les cartes défectueuses étaient réparées ou remplacées sans aucun retard. On suppose que la compagnie ETEP a appréciée également notre faculté d’identifier et analyser les pathologies, aidant ainsi au développement de ce modèle.

nage fourni par un générateur d'impulsions externes a été abaissé à une fréquence avoisinant de 940 MHz. On s'est aperçu que ce petit changement de taux d'échantillonnage réduit considérablement le nombre des évènements mal formés, résultat des erreurs de synchronisation. Le signal digitisé (sur 1 octet) est sauvegardé dans un buffer circulaire de 2048 échantillons, donnant une profondeur de mémoire suffisante pour la lecture de signal Čerenkov qui arrive jusqu'à 800 ns avant le signal de déclenchement (considerant le temps nécessaire pour la formation du déclenchement autour de 1  $\mu$ s). Ce buffer consiste en 8 mémoires distinctes qui reçoivent les données en alternance à un taux de 125 MHz.

### 5.2.2 Calibration des FADC

La conversion d'un signal analogique en un temps aussi court que 1 ns n'est faisable que par la comparaison directe avec un jeu de comparateurs en parallèle. Tandis que la précision relative du réglage de ces seuils est suffisante, les différences entre les seuils voisins peut différer largement de la valeur théorique d'un pas  $1\text{ dc} \approx 7\text{ mV}$ . A cause des erreurs d'espacement des seuils certaines valeurs digitisées sont plus fréquentes que d'autres : ceci produit une *signature* caractéristique dans une voie donnée de FADC. Parce qu'on ne dispose pas de la mesure des valeurs absolues du jeu complet de seuils, cet effet ne peut pas être reproduit dans la simulation.

Afin de modéliser correctement la réponse des FADC aux impulsions courtes on doit considérer la bande passante de son entrée. Sa limite supérieure de 500 MHz (la valeur fourni par le producteur) devient critique pour les impulsion issues des photomultiplicateurs avec un temps de montée  $\approx 2\text{ ns}$ . Heureusement l'oscilloscope TEKTRONIX TDS 620B utilisé pour la calibration est caractérisé par la même bande passante donc les effets de diminution de hauteur des signaux due à leur élargissement devraient être équivalents dans les deux instruments. Roland le Gallou a calibré les cartes FADC avec une impulsion de 10 ns de largeur, placée sur un piédestal de 230 mV. Le résultat moyen

$$a [\text{mV}] = -7.07 a [\text{dc}] + 70 \quad (5.9)$$

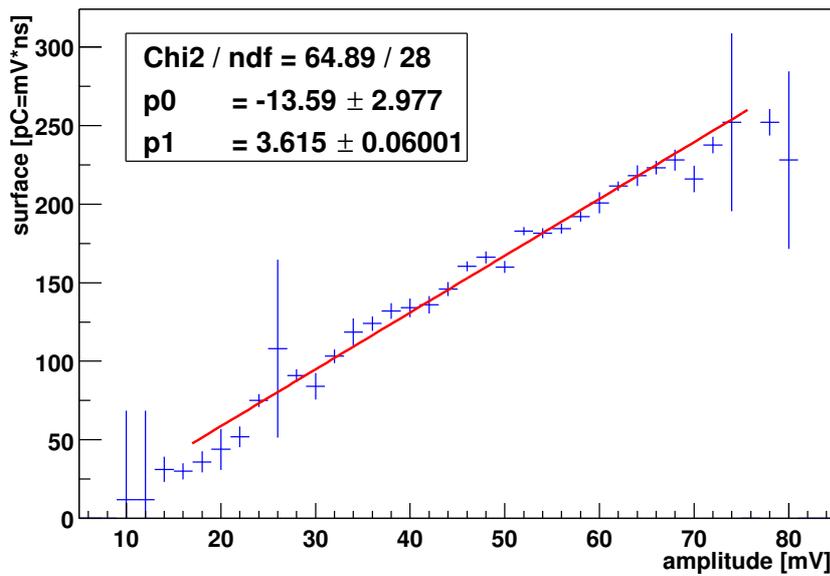
ne diffère du résultat de calibration par une tension continu que d'un petit changement du piédestal. Il est intéressant de noter qu'on a observé une diminution de gain de 3% suite à l'augmentation du taux d'échantillonnage de 940 à 970 MHz.

La valeur moyenne du signal sortant du détecteur étant nulle à cause du couplage capacitif, un piédestal convenable est à ajouter pour qu'on obtienne une conversion correcte des signaux de basse amplitude. La sortie du splitter allant vers les FADCs est adaptée à cet effet, avec une amplification supplémentaire d'un facteur  $\approx 2$ . Pour le piédestal choisi au niveau de 20 *dc*, la gamme dynamique de 256 *dc* correspond donc à un signal entre 70 mV et -825 mV à l'entrée du splitter.

**Les impulsions d'un photoélectron** Les FADCs peuvent être aussi utilisés pour la calibration en gain des photomultiplicateurs. On cherche (dans des conditions de faible éclairage) des pics à un photoelectron dans les données FADC. Nous obtenons ainsi directement le facteur de conversion des pas codeur de FADC en nombre de photoélectrons. En plus aucun re-câblage n'est nécessaire pour une telle calibration, autre avantage par rapport à celle avec des discriminateurs. Par contre le pas codeur (donnée par 5.9) est bien plus grand que le pas

de réglage des seuils de discriminateurs et l'amplification dans le splitter est insuffisante à compenser cette différence.<sup>7</sup>

Roland le Gallou a mis en oeuvre cette méthode de calibration avec des résultats compatibles à ceux du paragraphe 5.1.3, mais avec une résolution inférieure. Pour cette raison la calibration des nouveaux photomultiplicateurs (en cas de remplacement ou pour des voies supplémentaires) est faite à l'aide des discriminateurs, la méthode décrite ici restant une alternative adaptée pour le monitoring de vieillissement des phototubes.

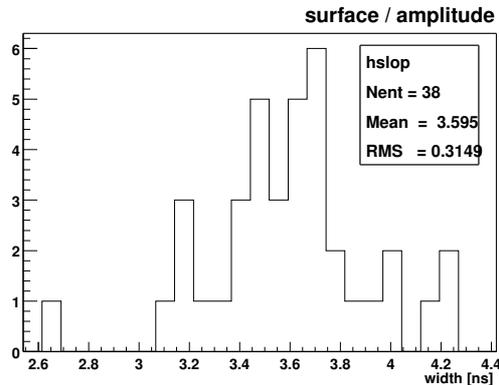


**FIG. 5.7** – Corrélation entre l'amplitude et la surface de pics à un photoélectron retrouvés dans une voie choisie (I24) de données FADC prises à bas éclairage. La haute tension est réglée de façon que l'amplitude moyenne des impulsions d'un photoélectron soit égale à 50 mV. La pente (paramètre  $p_1$ ) correspond à la largeur moyenne des ces pics, la constante  $p_0$  dépend seulement du choix de piedestal.

Malgré une précision insuffisante, les données FADC offrent une information plus riche sur les impulsions de photoélectrons uniques que les discriminateurs. L'échantillonnage des pics à 1 ns ne donne pas un nombre de points suffisant pour l'ajustement d'une fonction mais elle nous permet d'estimer la surface du pic, c. à d. la charge libérée par un photoélectron (exprimée en  $dc$ ). Cette valeur divisée par l'amplitude du pic donne une mesure de la largeur  $w$  du pic (voir l'ajustement d'une fonction lineaire sur la fig. 5.7). Les pentes de cet ajustement obtenues pour toutes les voies montrent une distribution (fig. 5.8) centrée autour de  $\bar{w} \approx 3.6$  ns proche de la largeur des impulsions obtenues à l'oscilloscope. On conclut que la bande passante des FADCs produit les effets attendus et que les mesures à l'oscilloscope sont compatibles avec les données digitisés.

Par cette méthode on aborde la *calibration en charge* qui nous offre une conversion plus précise du signal digitisé en nombre des photoelectrons que la calibration en amplitude. Le rapport entre l'amplitude d'un pic et la somme des amplitudes des impulsions de photoe-

<sup>7</sup> On a considéré aussi une version alternative du splitter ou le gain de la sortie de digitisation pouvait être augmenté, dans un but de calibration, jusqu'à un facteur 10.



**FIG. 5.8** – La distribution de pentes obtenus par l’ajustement lineaire de la correlation entre l’amplitude et la surface, selon la fig. 5.7.

lectron unique qui forment ce pic dépend de l’isochronisme des photoelectrons (le facteur de sommation discuté en detail dans le chapitre suivant). Par contre les surfaces (i.e. les charges) des impulsions peuvent etre sommées directement ; en plus on devient insensible à l’effet d’elargissement des pics. Neanmoins, la variation du facteur de sommation est dominée par la fluctuation des amplitudes des impulsions de photoelectron unique, qui affecte de la meme facon la calibration en charge et en amplitude.

### 5.2.3 Piédestal

Le niveau de piédestal et sa fluctuation sont estimés séparément pour chaque prise de données et chaque voie. Ces paramètres sont importants dans la procédure de recherche des pics, comme détaillé dans le chapitre suivant dédiée à l’analyse.

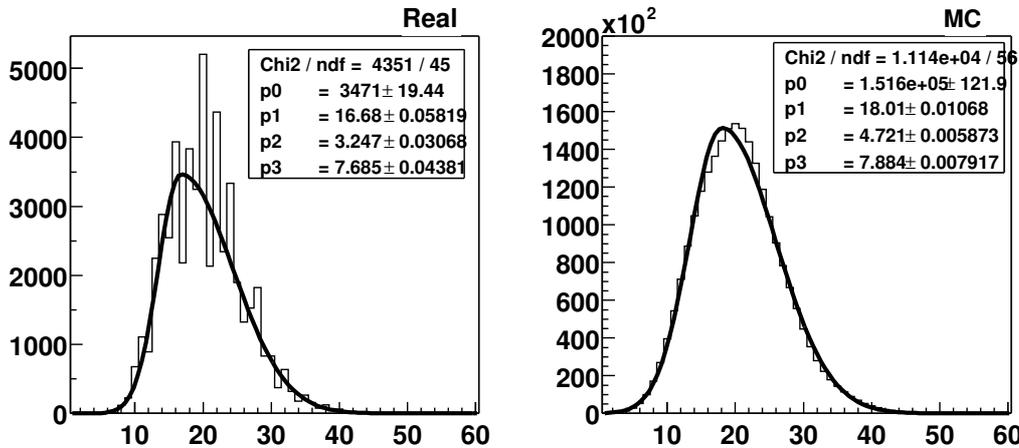
Afin d’obtenir une distribution des valeurs de piédestal non biaisée, on doit exclure les régions affectés par un quelconque signal. Dans l’acquisition normale, les pics Čerenkov devraient être centrés dans les fenêtres digitisées. Le piédestal est extrait des bins qui précèdent de 15 ~ 20 ns le centre de la fenêtre ; les valeurs à droite du pic principal risquent d’être influencées par les *afterpulses*<sup>8</sup> dans le phototube.

Le piédestal peut être calculé d’une autre facon à partir des échantillons ne contenant que de bruit de fond, enregistré dans des intervalles aléatoires (avec un déclenchement logiciel). Cette methode permet de réduire la taille des fenêtres digitisées (et donc le temps mort du à la lecture des données ainsi que la taille sur le disque). Une telle réduction est envisagée une fois les problèmes de pics mal positionnés (discutés dans le paragraphe 6.1.2) résolus.

Dans les conditions expérimentales habituelles (un taux de photoélectrons du fond de l’ordre du 1 GHz) la distribution des valeurs des piédestaux peut être assimilée à une gaussienne asymétrique. Sa largeur à gauche étant plus petite que celle à droite (à cause de la forme pointue des impulsions de photoélectron), la valeur moyenne de cette distribution se trouve au dessus de son maximum. La fig. 5.9 compare ces distributions pour les données réelles et simulées.

La valeur moyenne étant arbitraire (dépendant du niveau de piédestal ajouté dans le

<sup>8</sup> Ce sont les pics de faible amplitude créés par des ions émis pendant l’événement principal.



**FIG. 5.9** – la distribution des valeurs digitisées (de pedestaux) d’une voie choisie, à *gauche* : pour l’acquisition réelle (Crabe près du transit); à *droite* : pour les données simulées calculées pour la même orientation du télescope. L’histogramme du pedestal réel ne peut pas être ajusté directement à cause de la signature du FADC correspondant : Mathieu de Naurois dans son analyse a choisi de lisser une telle distribution par la convolution avec une gaussienne dont la largeur est déduite après l’ajustement.

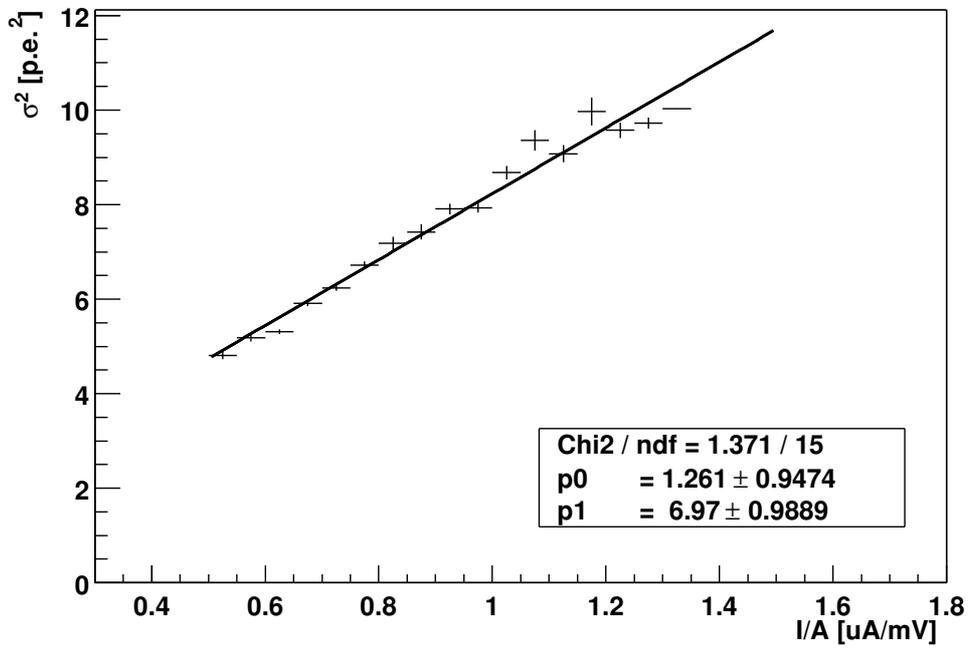
splitter), ce n’est que la largeur (à droite ou à gauche) qui est liée au taux des photoélectrons  $n$ . La variation du pedestal  $\sigma^2$ , calculée comme le carré de la demi-largeur à droite, devrait être proportionnelle à ce taux et aussi (par la formule 5.1) au courant  $i$ .

En effet, toutes les voies (ou presque) montrent une nette relation linéaire entre ces deux variables lorsque l’intensité de lumière du ciel nocturne varie (fig. 5.10). Les paramètres d’un ajustement linéaire de  $\sigma^2$  (exprimé en photoélectrons) en fonction de  $i/A$  (courant divisé par l’amplitude moyenne  $A$  afin de le corriger pour les variations de gain entre les observations) des 39 voies sont histogrammés au fig. 5.11. La constante  $\sigma_e^2$  de l’ajustement linéaire, qui est attribuée au bruit d’électronique, peut varier largement pour les différentes voies.<sup>9</sup> Comme le montre la fig. 5.12, la dépendance linéaire de  $\sigma^2$  avec le taux de photoélectrons  $n$

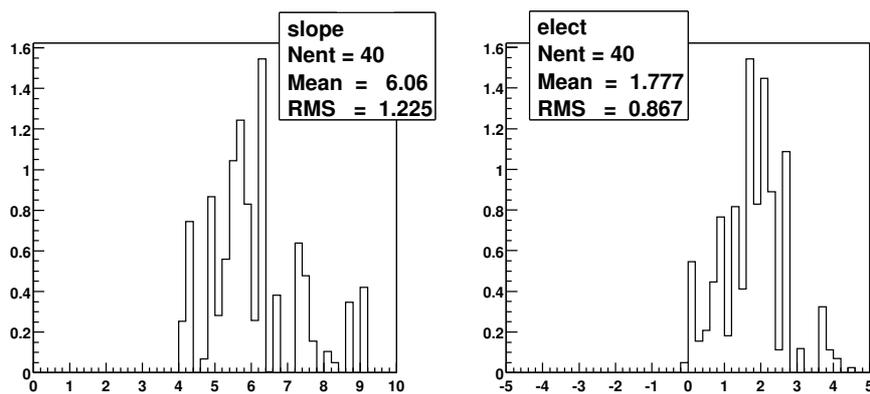
$$\sigma^2 = \sigma_e^2 + ci/A = \sigma_e^2 + cnw/RG = a + bn \quad (5.10)$$

est reproduit dans la simulation. La figure 5.13 montre que pour des événements simulés la pente  $b$  est en effet proportionnelle à la valeur  $w = gGR/A$  (correspondant à la largeur des impulsions utilisées pour la génération du bruit de fond). Dans ce graphique on obtient le rapport  $b/w \approx 0.8$  est plus petit que la valeur moyenne expérimentale du facteur  $c/RG \approx 1.2$ , issu de la distribution sur la fig. 5.11. Cette différence peut être attribuée à une valeur de  $RG$  plus grande que  $5\text{ k}\Omega$  nominal. Heureusement, elle n’affecte pas les résultats de la simulation, la calibration des détecteurs étant faite après les pré-amplificateurs.

<sup>9</sup> Le cas de voie G15 (absente dans la distribution des paramètres ajustés) est un peu spécial : l’intensité de ce bruit change en alternance entre deux niveaux. On explique cet effet par une source supplémentaire de bruit électronique qui s’ajoute par intermittence au dessus du pedestal.



**FIG. 5.10** – La relation entre le courant (divisé par l’amplitude d’un photoelectron pour le gain choisi) et la variation du piédestal (en unités de photoélectron) au carré pour un ensemble d’acquisitions et une voie de digitisation choisie.



**FIG. 5.11** – Résultats de l’ajustement linéaire de la relation montrée sur la figure précédente : les distributions de la pente et la constante pour les 40 détecteurs.

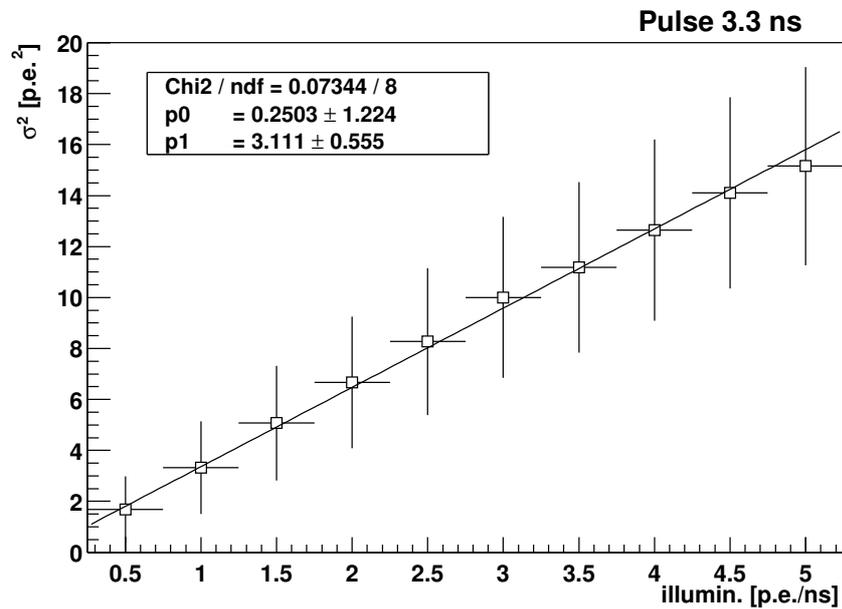


FIG. 5.12 – Relation similaire à la fig. 5.10, mais pour des données simulées : ajustement linéaire entre le taux de photoélectrons simulés et la variation du piédestal (au carré).

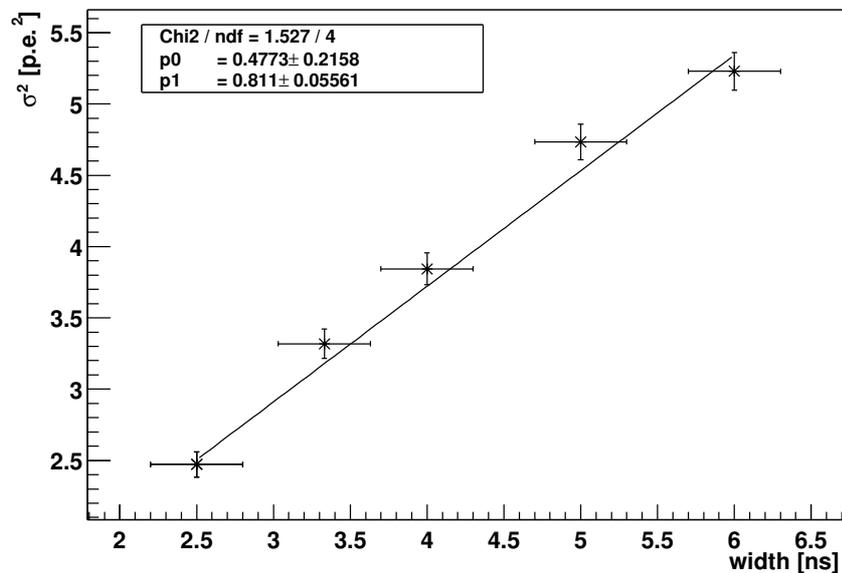


FIG. 5.13 – Le coefficient de proportionnalité  $b$  entre  $\sigma^2$  et  $n$  (pour le bruit de fond simulé) en fonction de  $w$  ( $width$ , le rapport entre la charge et l'amplitude de l'impulsion d'un photoélectron).

### 5.2.3.1 Bruit de fond du ciel

Le taux  $n$  de photoélectrons du fond dépend de l'intensité de la lumière du ciel nocturne et de l'efficacité de collection de l'optique de CELESTE, estimée à l'aide de la simulation. Quand le premier varie largement avec les conditions météorologiques (ainsi que le nombre des étoiles dans le champ de vue), le dernier change avec la direction de pointée, produisant des différences observées dans la contamination des données par le bruit de fond.

Une composante supplémentaire de lumière diffuse provient de la réflexion des photons par le sol autour des héliostats. Sa contribution réduit la variation des courants mesurés en fonction de la direction de pointée (l'éclairage des phototubes dépend principalement de la surface projetée des héliostats).

La réflectivité du sol n'est pas du tout constante (les courants peuvent monter d'un facteur  $\approx 3$  quand la neige fraîche tombe sur le champ) mais pour nos considérations nous prendrons une valeur moyenne pour l'albedo autour de 0.3 (pour des conditions sans neige). Simulant la transmission de cette lumière parasite à travers l'optique secondaire on estime le taux total des photoélectrons du fond entre 1.2 et 2.2  $p.e. ns^{-1}$  (la limite inférieure correspond aux conditions optimales à l'observation, la limite supérieure aux observations fortement perturbés par le bruit).

La fluctuation du piédestal dans les données réelles varie (voir la fig. 5.10 pour une voie choisie) entre 5 et 10  $p.e.^2$ . Selon la fig. 5.12 (obtenu à partir de la simulation avec les impulsions de 3.3 ns) le taux des photoélectrons correspondant devrait être entre 1.5 et 3.0  $p.e. ns^{-1}$ , en désaccord avec les estimations directes ci-dessus. Pour les impulsions plus larges (de 5.0 ns), on arrive à la même fluctuation avec les taux entre 1.0 et 2.0  $p.e. ns^{-1}$ . On peut donc proposer une modification des paramètres obtenus par les mesures directes afin de pouvoir simuler le bruit de fond plus conforme aux données réelles.

### 5.2.3.2 Simulation du bruit de fond

La contamination par le bruit de fond est un des problèmes majeurs des expériences à grande surface comme CELESTE, et donc sa simulation correcte est essentielle pour une comparaison non biaisée aux données réelles. La fluctuation des piédestaux a un impact direct sur la possibilité de trouver le signal Čerenkov dans des données FADC.

**Bruit des photoélectrons** Dans la simulation de l'électronique, chaque détecteur a une forme d'impulsion associée (correspondant à l'émission d'un photoélectron), qui a son propre temps de montée et de descente. La largeur des impulsions est constante tandis que ses amplitudes fluctuent autour de la valeur moyenne donnée par la formule 5.8. Le temps de transit varie aussi dans un certain intervalle mais ceci n'a pas de conséquences pour l'arrivée aléatoire des impulsions de photoélectrons du fond. Le couplage capacitif branché au photomultiplicateur ne change pas la forme d'impulsion de façon significative, grâce à la grande valeur de la constante  $RC$ . Il produit une longue queue négative<sup>10</sup> qui décroît comme  $b \exp(-(t-t_1)/RC)$  après avoir passé le point le plus bas à  $t_1$ . Ayant la même surface  $S$  (avec le signe opposé) que la partie positive du pic, l'amplitude de cette queue vaut à peu près  $b = S/RC$ . Pour les valeurs typiques de la surface de l'impulsion d'un photoélectron à la tension nominale, et une constante  $RC$  des plusieurs centaines de nanosecondes, on obtient  $b$  de l'ordre de  $10^{-4}$  V (1%

<sup>10</sup> Rigoureusement, l'impulsion d'un photoélectron est un signal négatif (le résultat d'une cascade d'électrons) et sa queue est positive, mais nous adoptons la notation inverse afin d'avoir les pics situés au-dessus de zéro.

de l'amplitude positive de l'impulsion). Pour cette raison il n'est pas possible de mesurer la queue directement ; la superposition des multiples queues donne un déplacement du piédestal si le temps moyen entre les pics est plus petite que la constante  $RC$ .

La queue ne devient mesurable qu'en cas d'un grand nombre de photon tombant presque simultanément sur la photocathode. Afin d'obtenir les paramètres corrects de cette queue il nous faudrait un écart temporel des photons négligeable, ce qui n'est pas le cas pour des événements Čerenkov ou événements produits par des sources artificielles (comme un laser pulsé). Takashi Sako (Palaiseau) a développé une méthode originale, qui utilise les photons émis par les muons traversant les cônes de Winston. L'entrée des cônes étant couvert par des caches, les photons produits par l'effet Čerenkov dans le verre est la seule lumière qui entre dans le phototube. Un tel éclair extrêmement court produit à la sortie du photomultiplicateur un signal qui approche l'impulsion d'un photoélectron ; il fut adopté par Takashi Sako dans la procédure de *padding* (décrite dans le chapitre suivant). Dans son modèle la partie décroissante de l'impulsion est la combinaison de deux exponentielles, une avec l'amplitude positive et l'autre, responsable de la queue, avec l'amplitude négative. La paramétrisation de cette dernière donne la valeur de la constante du couplage capacitif  $RC \approx 380$  ns.

La simulation de l'impulsion entière aurait besoin d'une fenêtre de plusieurs microsecondes de largeur. Afin de réduire le temps de calcul nécessaire cette fenêtre est écourtée à environ 300 ns et le reste de la queue (dont la surface est  $s_2$ ) est traité comme un déplacement du piédestal. Pour un taux moyen  $n$  de photoélectrons du fond ce déplacement est

$$p = \int b e^{-(t-t_1)/RC} n dt = ns_2.$$

Comme le nombre de photoélectrons générés en temps  $RC$  varie avec une dispersion  $\sigma_n = \sqrt{n RC}$ , le déplacement du piédestal devrait varier aussi avec une dispersion  $\sigma_p \approx \sqrt{n RC} s_2 / RC = p / \sqrt{n RC}$ .

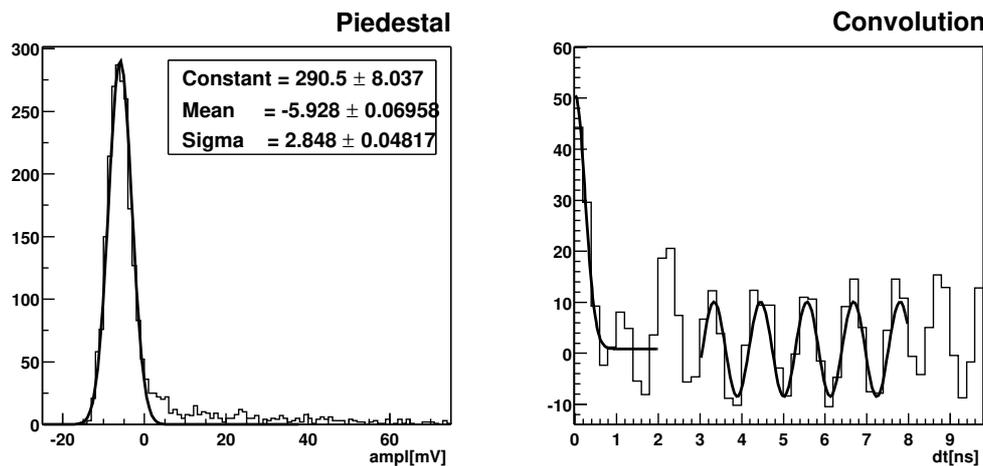


FIG. 5.14 – *a gauche* : la distribution des valeurs mesurées à l'oscilloscope pour la voie H25 à 1500 V ; *a droite* : la fonction d'autocorrélation du piédestal obtenue pour la même mesure.

**Bruit électronique** Plusieurs composantes dans le chaîne du détecteur (notamment les amplificateurs) présentent des sources de bruit dit d'électronique, qu'on peut facilement observer

sur l'oscilloscope. Dans la simulation ce bruit est assimilé à des impulsions de faible amplitude, positive ou négative, dont la forme est gaussienne. Le taux et amplitude moyenne peuvent être déduits des données d'oscilloscope prises au cours de la calibration (par. 5.1.2) en dehors des pics de photoélectrons. L'histogramme des tensions de chaque échantillon est représenté sur la fig. 5.14. Le pic est dû au bruit électronique et sa largeur liée à ses fluctuations dépend peu de la haute tension. Les points situés à droite du pic principal sont dus à des impulsions générées par des photoélectrons.

La combinaison de toutes les mesures de la voie H25 donne une largeur moyenne du pic principal  $\bar{\sigma}_e = 2.9 \pm 0.5 \text{ mV}$ , tandis que la voie H13, apparemment bien plus bruitée, donne  $\bar{\sigma}_e = 5.1 \pm 0.5 \text{ mV}$ .

La figure voisine montre la fonction d'autocorrélation calculée seulement en dehors des pics Čerenkov. La largeur de cette fonction fournit l'information principale sur la largeur des impulsions qui forment le bruit d'électronique. Selon les simulations, la fonction d'autocorrélation, qui peut être ajustée par une gaussienne de demi-largeur  $\tau_{corr} \approx 0.4 \text{ ns}$ , correspond à des signaux de  $1.0 \sim 1.2 \text{ ns}$  large (ici, la dépendance de  $\tau_{corr}$  avec la largeur des pics utilisés dans la simulation n'est pas très forte). La partie droite de la fonction d'autocorrélation révèle une composante périodique dans le bruit d'électronique dont la période est  $\tau_{per} \approx 1.3 \text{ ns}$  (encore plus prononcé dans la voie H13). Cependant, cette composante d'origine inconnue n'était pas incluse dans la simulation.

La connaissance de cette largeur des impulsions gaussiennes nous permet d'effectuer des simulations nécessaires pour établir la relation entre la fluctuation du piédestal  $\bar{\sigma}_e$ , l'amplitude  $a$  et le taux  $n_e$  (en GHz) de ces impulsions, les deux derniers paramètres étant inconnus :

$$\bar{\sigma}_e = 0.19 \text{ mV} + 0.80 a \sqrt{n_e}.$$

Pour  $a = 1.0 \text{ mV}$  (actuellement un choix arbitraire, qui n'a pas des conséquences apparentes dans les données simulées) la valeur  $\bar{\sigma}_e = 2.9 \text{ mV}$  (pour la voie H25) donne  $n_e = 3.4 \text{ GHz}$ .

#### 5.2.4 Fonction d'autocorrélation

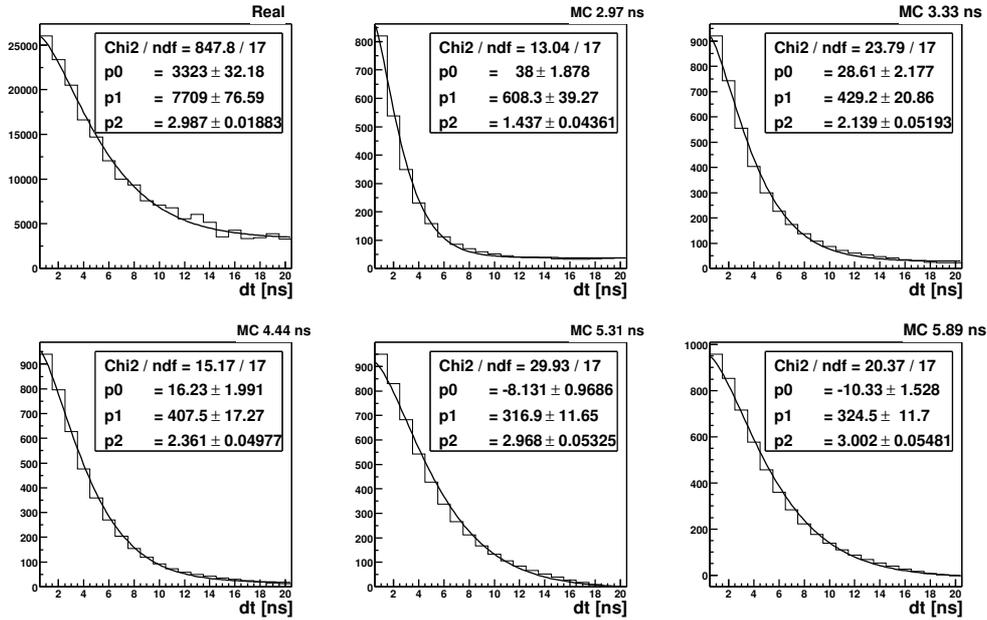
En plus de la mesure directe du profil des impulsions issues de photomultiplicateurs, décrite dans le paragraphe 5.1.2.1, il existe des méthodes indirectes de comparaison des caractéristiques temporelles entre la simulation et les données réelles. L'avantage de cette approche est qu'on utilise l'ensemble du dispositif dans la configuration identique à celle de l'acquisition normale. La fonction d'autocorrélation permet (en complément de la distribution de piédestal discutée ci-dessus) une vérification très utile du réalisme du modèle de bruit de fond issu de la simulation.

Selon le raisonnement de Mathieu de Naurois en [20, page 206], à cause de la queue exponentielle (qui est commune de toutes formes d'impulsions considérés jusqu'ici), la fonction d'autocorrélation a la forme suivante :

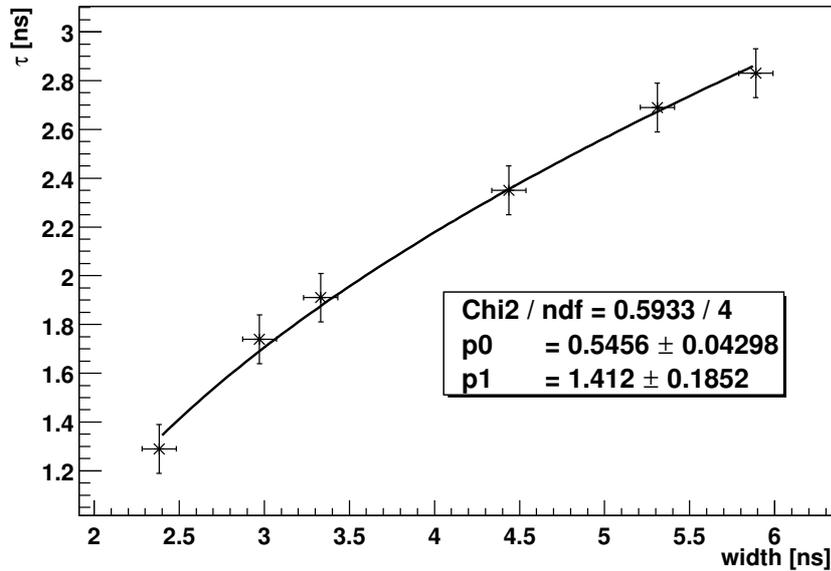
$$d(t) = D(t + \tau) \exp(-t/\tau), \quad (5.11)$$

où  $\tau$  est le temps caractéristique de décroissance de cette queue. Nous ajustons cette forme aux fonctions obtenues pour la simulation de bruit de fond sous les conditions diverses (fig. 5.15).

Le paramètre  $\tau$  de la fonction 5.11 est quasiment insensible au taux de bruit ou son amplitude ; par contre, il est proportionnel (au carré) à la largeur des impulsions utilisés dans



**FIG. 5.15** – Exemples de fonction d'autocorrélation obtenues à partir de données réelles (la partie avant la position attendue du pic) et les données simulées pour le bruit de fond pur : le bruit électronique et le bruit de photoélectrons (la forme « *gaus+expo* ») des impulsions de largeurs entre 2.9 ns et 5.9 ns respectivement.



**FIG. 5.16** – Paramètre  $\tau$  de fonction d'autocorrélation en fonction de la largeur  $w$  des impulsions. La fonction ajustée correspond à la relation  $\tau^2 p_0 + p_1 = w$ ; les valeurs obtenues pour des données réelles  $\tau \approx 2.6 \sim 2.9$  ns correspondent ici à  $w \approx 5 \sim 6$  ns.

la génération de bruit (voir la fig. 5.16). Sur cette figure, la fonction ajustée aux résultats de la simulation permet d'estimer la largeur  $w$  des impulsions qui nous donne le même temps  $\tau$  d'autocorrelation que dans les données expérimentales. On constate (comme dans le paragraphe précédente) que cette caractéristique est mieux reproduite avec les impulsions plus larges (entre 5 et 6 ns). Nous remettons la résolution de ce problème au chapitre suivant.

### 5.3 Déclenchement

Le système de déclenchement de l'expérience CELESTE fut étudié de façon d'atteindre le seuil le plus bas possible. Dans le chapitre présentant les principes de détection des gerbes atmosphériques nous avons démontré les avantages du système analogique par rapport au modèle logique. Malheureusement, le nombre des retards analogiques disponibles sur le marché, capables de retarder un signal sans trop de déformation, est très limité et son prix assez prohibitif, en comparaison avec l'offre abondante des retards logiques (ce sont des générateurs de portes avec largeur et retard programmables). De plus, la dynamique des retards logiques est plusieurs fois plus grande que celle des retards analogiques disponibles (de l'ordre de 100 ns). Cette valeur ne suffit pas à compenser les différences de temps d'arrivée de signaux des héliostats les plus éloignés. Pour la taille du champ entier d'héliostats (la distance  $l \approx 300$  m) la formule

$$\Delta t = (l/c) \sin \Delta\alpha \approx 1 \mu\text{s} \sin \Delta\alpha$$

nous donne un angle de vue  $\Delta\alpha$  très limité. Ce problème a été résolu par une partition du champ en plusieurs groupes d'héliostats (avec une taille  $l < 130$  m) : les retards nécessaires pour observer la zone de  $30^\circ$  autour du zénith sont ainsi réduits à  $t < 215$  ns.

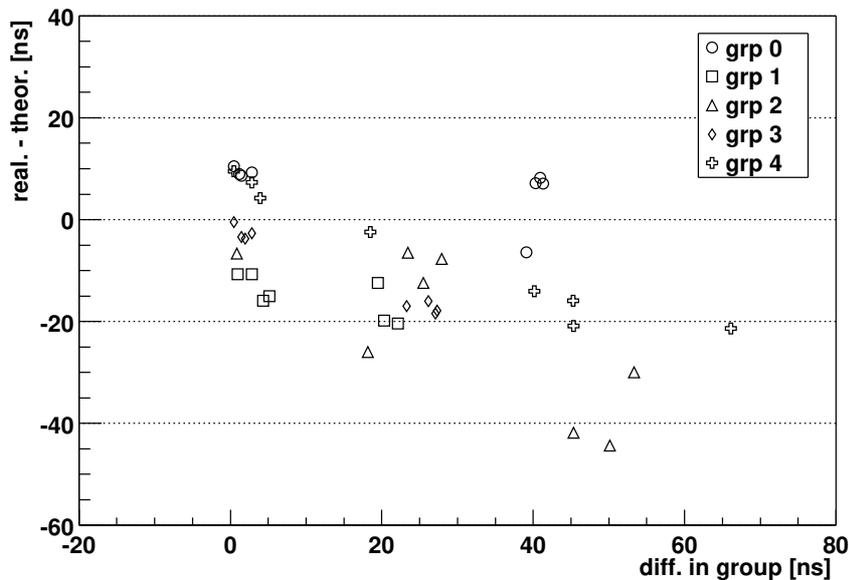
Dans chaque groupe ces différences de temps d'arrivée des signaux (le processus qu'on appelle *mise-en-temps*) sont corrigées à deux niveaux (comme montré sur la fig. 5.1) par la combinaison de retards et sommateurs qui forment le *module de déclenchement*. Chacun de ces modules (équipé d'un discriminateur) représente un système de déclenchement local purement analogique ; le déclenchement global est la coïncidence d'un certain nombre de déclenchements de groupes.

Dans les deux premières phases de la construction de CELESTE, contenant 18 et 40 héliostats, chaque groupe a englobé 6 et 8 détecteurs respectivement ; le projet de 9 voies par module était donc une extrapolation convenable. Dans la phase actuelle des 54 héliostats on est arrivé à la limite de ce modèle : il serait plus propice pour atteindre le seuil de déclenchement le plus bas possible d'agrandir les groupes plutôt qu'augmenter le nombre des groupes au delà de six.<sup>11</sup> Néanmoins, les voies de détection supplémentaires ne doivent pas forcément être incluses dans le déclenchement.

L'emplacement de la zone de ciel observable dépend aussi du choix des retards fixes, situés entre le splitter et les modules de déclenchement, qui devraient compenser les différences entre les distances des héliostats de l'optique secondaire (parmi les détecteurs d'un groupe). L'augmentation de ces retards déplace la zone observable vers le sud (les déclinaisons plus petites). Dans cette direction on profite aussi d'une efficacité de collection plus élevée de l'optique primaire. Mais comme montré sur la fig. 5.17, les retards fixes actuellement utilisés n'atteignent pas les valeurs théoriques pour la correction de temps de transmission, même pour une source au zénith. Évidemment, on évite l'usage excessif des retards fixes à cause de

<sup>11</sup> Mais les groupes plus petits permettent d'observer une zone du ciel plus large (les sources qui passent à des angles zénithaux  $> 30^\circ$ ).

l'atténuation du signal dans le câble (environ 14% dans 100 ns du câble coaxial utilisé). Par contre l'expérience STACEE, où le signal est retardé déjà dans sa forme logique, est équipée d'un jeu de retards fixes qui favorisent pleinement la direction de l'efficacité de collection maximale.



**FIG. 5.17** – Retards fixes : chaque voie de déclenchement est représentée par un symbole selon le groupe auquel il appartient. Sur l'axe horizontal on donne la valeur de son retard fixe (après la soustraction de la valeur minimale de retards fixes dans le groupe donné). Sur l'axe vertical on compare cette valeur avec le retard théorique calculé à partir de la différence des chemins optiques en passant par différents héliostats, pour un source au zénith. On voit bien à quel niveau la compensation par les retards fixes est insuffisante.

### 5.3.1 Module de déclenchement

Chacun des six modules de déclenchement, étudiés et construits au laboratoire du CENBG, contient 12 cartes de retards analogiques réglables de 0 à 127 ns par pas de 1 ns. La gamme dynamique du module entier est le double de cette valeur car la mise-en-temps des signaux est faite à deux niveaux. Neuf cartes sont branchées à chacune des entrées du module, les trois cartes restantes sont utilisées à un deuxième niveau pour la mise-en-temps des signaux dans les sous-groupes, résultat de la sommation des voies par trois.

Le principe de ces cartes est une simple série de 7 paires de câbles et atténuateurs, qui sont branchées alternativement à l'aide des commutateurs. Les paramètres des atténuateurs sont choisis afin d'égaliser l'atténuation de deux composantes de chaque paire, tandis que la différence des temps de transit de la paire  $i$  est  $2^{i-1}$  ns ( $i$  entre 1 et 7). En réalité, seulement les trois câbles les plus longs sont complétés par un atténuateur approprié (on néglige l'atténuation dans les câbles de la longueur inférieure à 10 ns).

La commutation des câbles et des atténuateurs nous permet de régler le retard de la carte donnée avec un pas de 1 ns, tout en gardant son atténuation approximativement constante.

### Calibration, atténuation et élargissement

La première comparaison des valeurs réelles et théoriques des retards et des atténuations de ces cartes a été faite au laboratoire du CENBG, lieu de construction de ces modules, sous la supervision de Jean Quebert. Les résultats obtenus (mesurés pour les cartes des trois premiers modules de déclenchement) sont en accord avec une variation linéaire du retard choisi. La pente légèrement négative ( $\approx -10^{-4}$ ) du facteur d'atténuation en fonction du retard donne une différence de 7% entre l'atténuation du retard le plus court et du plus long.

Les mesures ont été poursuivies sur le site pour l'ensemble des modules de déclenchement. Les sommateurs (trois au niveau des sous-groupes et un pour la somme « générale ») ont une atténuation intrinsèque estimée à 0.92. Une sortie externe permet une surveillance du signal sommé. Malheureusement, il n'est pas identique au signal qui entre dans le discriminateur, déformé par un amplificateur opérationnel BUFF601AP, située avant le discriminateur. Le signal est réduit par un facteur 0.9 environ [29, p. 89], mais l'incertitude de cette mesure nous empêche d'utiliser cette sortie comme un moyen de calibration fiable.

Philippe Bruel a adopté une méthode qui combine la mesure de l'atténuation globale du module de déclenchement et la calibration des discriminateurs dans chaque module. La valeur  $\gamma_i s_{th} + \delta_i$  donne l'amplitude du signal qui déclenche le module  $i$  pour un seuil  $s_{th}$  donné en  $dc$ . Mais cette méthode ne nous donne qu'une seule paire de paramètres  $\gamma_i, \delta_i$  pour chaque module, négligeant les différences entre les voies. Les mesures détaillées au laboratoire ont démontrées que ces différences sont moins importantes que la variation de l'atténuation avec le retard choisi. On estime la précision finale de cette calibration inférieure à 10%.

Pour les 6 modules utilisés en ce moment dans le système de déclenchement la pente mesurée est  $\gamma_i = 6 \sim 8.5 \text{ mV}/dc$ . Avec un gain des photomultiplicateurs moyen choisi à  $\approx 10 \text{ mV}/p.e.$  et le gain du splitter 0.81 un pas de discriminateur correspond à  $0.7 \sim 1.1 p.e.$  Avec un seuil typique entre 30 et 40 p.e. par groupe on utilise donc une partie relativement petite de la gamme de discriminateur (127  $dc$ ).

Malheureusement, ces résultats dépendent de la forme de l'impulsion utilisée dans la calibration. Les atténuateurs ne compensent correctement l'atténuation dans les câbles que pour une largeur d'impulsion choisie (pendant la construction des cartes). Cette dépendance donne un élargissement du signal qui devient important dans les câbles les plus longs. Cet effet étant absent dans les atténuateurs, la compensation par ces derniers est insuffisante pour des impulsions plus étroites que celles utilisées à la calibration ( $\approx 5 \text{ ns}$ ), et vice versa.

Nous avons comparé deux modèles pour calculer l'élargissement à travers une série de câbles et autres composantes dans le système de déclenchement. Le premier modèle exprime l'élargissement comme le rapport de la largeur finale et initiale

$$f = w^2/w_0^2 - 1. \quad (5.12)$$

Ce facteur étant proportionnel à la longueur du câble, on obtient pour l'élargissement de modules de déclenchement

$$w = w_0 \sqrt{\gamma t + \delta},$$

où  $t$  est le retard appliquée au module. Ce modèle est plutôt empirique car il ne permet pas un enchaînement correcte des câbles (la condition d'additivité).<sup>12</sup>

<sup>12</sup> Ceci veut dire que l'élargissement dans deux câbles de la longueur  $t_1$  et  $t_2$  est égale à ce d'un seul câble de la longueur  $t_1 + t_2$ .

Dans le deuxième modèle l'élargissement est calculé par l'addition (au carré) des termes correspondants aux différents éléments

$$w^2 = w_0^2 + \delta^2 \quad (5.13)$$

Si le terme  $\delta^2$  est proportionnel à la longueur du câble, ce modèle accomplit la condition d'additivité. L'avantage de ce modèle est que la formule 5.13 reproduit exactement la simulation de l'élargissement (d'un signal gaussien) obtenu par la convolution avec une gaussienne de la largeur  $\delta$ .

Les figures 5.18 et 5.19 présentent la comparaison de ces deux modèles : l'élargissement calculé selon les formules 5.12 et 5.13 est mesuré pour trois largeurs différentes et des retards balayant toute la gamme du module de déclenchement (soit deux fois celle de la carte unique). Les modèles prédisent des courbes identiques pour ces trois impulsions : nous voyons que ni l'un ni l'autre modèle n'est en accord avec les données mesurées. Dans le deuxième cas les différences entre les courbes augmentent avec le retard appliqué. De plus l'évolution de  $\delta^2$  avec le retard est plus quadratique que linéaire. Néanmoins (pour des raisons pratiques données dans le paragraphe précédent) nous avons appliqué ce modèle dans la simulation de l'électronique. La valeur de  $\delta^2$  est calculé par une formule du deuxième degré en  $t$  dont les coefficients sont des moyennes des paramètres de trois courbes de la fig. 5.19.

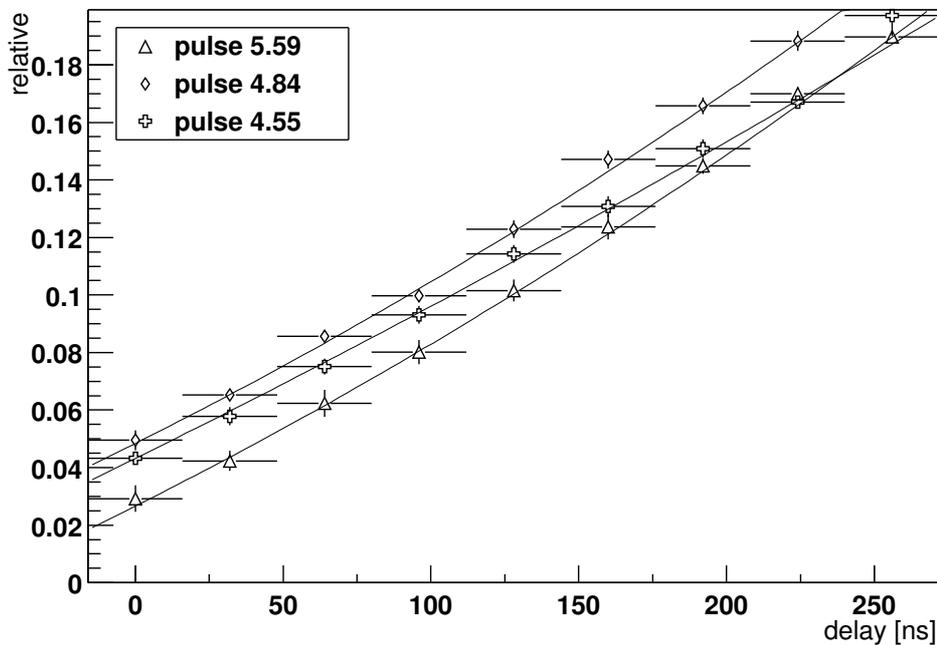


FIG. 5.18 – Le facteur d'élargissement  $f$  (défini par l'eq. 5.12) dans le module de déclenchement pour trois largeurs d'impulsion injectée, en fonction du retard appliqué.

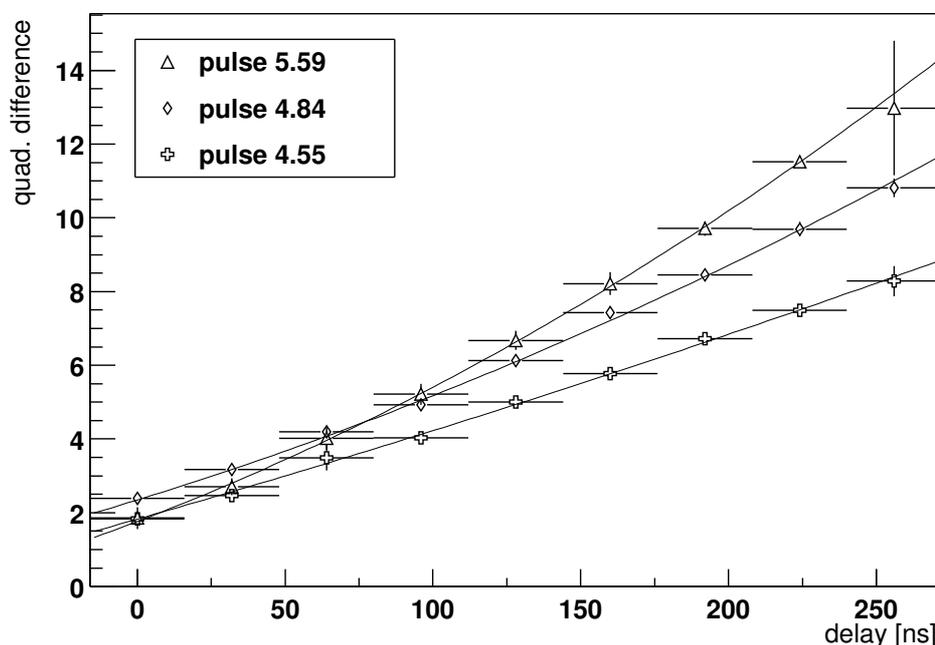


FIG. 5.19 – Les mêmes données analysés selon la formule 5.13 (la différence  $\delta^2$  des largeurs au carrée).

### 5.3.1.1 Les pathologies

La sortie logique de chaque module (après le discriminateur) est divisée en deux voies : une voie directe  $Q$  et une voie complémentaire  $\bar{Q}$ . Tandis que cette dernière est prise dans la décision de déclenchement, la voie directe est branchée sur la carte des échelles qui enregistrent le taux de déclenchement de chaque groupe. Dans ces données échelles on a découvert un phénomène énigmatique baptisé « mâchicoulis », vraisemblablement le résultat d'un défaut dans la mise-en-temps des signaux. Il consiste en une variation brusque et périodique du taux de comptage, le plus souvent une alternance de deux niveaux de taux : l'effet était observé à l'époque avec un intensité variable dans tous les groupes de déclenchement. La périodicité présentait la clef essentielle de ce mystère car ces changements étaient corrélés à la commutation de certains relais dans les cartes, suite à l'évolution du retard appliqué au cours de suivi de certaines sources.<sup>13</sup>

Le point le plus étrange consistait dans le fait que plusieurs modules concernés ont été vérifiés profondément au laboratoire sans aucun signe d'une pathologie possible. Finalement on a trouvé que certains relais souffraient de mauvais contacts résultant de soudure décollée pendant le transport. Le défaut a effectivement disparu suite à une nouvelle soudure de toutes les cartes.

<sup>13</sup> Le profil des « mâchicoulis » devenait plus complexe si plusieurs relais étaient affectés dans le même module.

### 5.3.2 Le système de coïncidence

La partie logique du système de déclenchement de CELESTE est jusqu'ici assuré par deux cartes VME : le générateur de portes programmables (CAEN V486) et le module majoritaire (CAEN V495). Cette solution convient bien quant à la fiabilité des produits commerciaux mais ne correspond pas vraiment à nos besoins en ce qui concerne le temps mort et la signature de multiplicité.

#### 5.3.2.1 Le générateur de porte

Le retard du modèle de générateur V486 est réglable par pas d'environ 2 ns (jusqu'à 255 pas), le retard minimal étant  $\approx 120$  ns (cette valeur s'ajoute simplement au temps nécessaire pour la formation du déclenchement mais elle ne dégrade pas la capacité de mise-en-temps). Pour la largeur de la porte générée (réglable par pas de 2 ns) la valeur minimale de  $\approx 14$  ns présente une limitation plus importante : notre maîtrise actuelle de la mise-en-temps nous permettrait de choisir une porte de coïncidence plus étroite que  $t_p = 15$  ns utilisée pour l'instant (et gagner ainsi sur le bruit de fond). Mais le désavantage le plus crucial de ce générateur est son temps mort qui est une contribution importante au temps mort du système de déclenchement complet. Selon des études détaillées de Roland Le Gallou (Bordeaux), le temps mort se compose de deux parties :

- le temps entre l'arrivée du signal et la génération de la porte  $t_r + t_p$  pendant lequel aucun signal suivant n'est pas traité ;
- le temps de rétablissement de 150 ns après l'émission de la porte : la génération de la porte suivante est possible mais avec un retard biaisé d'une valeur  $\approx 0.2 t_l$ , où  $t_l$  est le temps restant avant la fin de cette période ; considérant qu'une erreur de mise-en-temps des portes (le réglage des retards logiques) supérieure à 10 ns empêche la coïncidence, le groupe concerné est éliminé de la décision de déclenchement pendant  $t_e \approx 100$  ns supplémentaires.

L'effet de ce temps mort sur le taux de déclenchement global est difficile à estimer. N'ayant aucune mesure du taux de déclenchements de groupe *acceptés* (c. à d. pour lesquels la porte est générée correctement) le nombre des événements perdus à cause du temps mort des générateurs de porte doit être déduit du taux  $f_g$  des déclenchements de groupe *formées* (mesuré par les échelles). La fraction de « temps de vie » de générateur de porte  $i$  est

$$\varepsilon_i = (1 + f_{gi}(t_{ri} + t_p + t_e))^{-1};$$

ce temps pour la coïncidence est la valeur moyenne de tous produits  $\varepsilon_i \varepsilon_j \dots \varepsilon_k$  possibles, dont le nombre des éléments est donné par la multiplicité exigée.

La sensibilité élevée du taux  $f_g$  aux variations de niveau de bruit de fond de ciel (causées par les effets atmosphériques) produit aussi des variations importantes du temps mort de déclenchement global.

#### 5.3.2.2 Majorité

Le voteur majoritaire V495 base la décision de coïncidence sur un processus de soi-disant « recherche de dessin » (*pattern search*). La mémoire de ce module est organisée de façon que chaque combinaison de  $n$  signaux à l'entrée (sous forme binaire, i.e. une séquence de 0 et 1) remplisse une ligne de tableau, qui a pour valeur la valeur 1 ou 0 si cette combinaison

satisfait la condition de déclenchement ou pas. Comme le signal à la sortie (qui reprend la ligne du tableau correspondant à la combinaison à l'entrée) est actualisé avec une période de 5 ns, le temps moyen entre la formation de la coïncidence et sa reprise à la sortie du voteur majoritaire est 2.5 ns. On peut considérer cette valeur comme la durée minimale de coïncidence du nombre exigé de portes. Effectivement, la largeur  $t_p$  des portes générées peut être réduit par cette valeur dans les expressions analytiques estimant le taux de déclenchement.<sup>14</sup>

En théorie, le dessin logique qui a produit le déclenchement pourrait être enregistré pour chaque évènement. Cette information nous révélerait la fréquence avec laquelle chaque groupe contribue au déclenchement global ainsi que la fraction des évènements de la multiplicité  $m/n$ . Cette dernière est importante pour l'estimation correcte du temps mort discuté à la fin du paragraphe précédent. Malheureusement le module actuel ne permet pas l'enregistrement de ce dessin – ceci doit être amélioré avec le nouveau système de coïncidence. Pour l'instant ce dessin peut être reconstruit *à posteriori* à partir de signaux digitisés de la sortie analogique de chaque module de déclenchement.

## 5.4 Acquisition

Les cartes du système de coïncidence étant rangées dans le même châssis que celles des discriminateur et des échelles, le même contrôleur de type Motorola est responsable de la lecture des échelles et initialisation des retards logiques. Il pilote le réglage des retards et seuils des discriminateurs dans les modules de déclenchement (branchés via des ports série RS 232). Finalement ce contrôleur (désigné *Lynx Maître* pour son rôle central dans l'acquisition) communique aussi avec la carte GPS qui assure la datation précise (à 1 ns) de chaque évènement.

Les autres châssis VME de l'installation de CELESTE sont dédiés aux cartes FADC. Jusqu'à 10 cartes peuvent être rangés dans le même châssis de telle sorte qu'entre deux cartes voisines reste une place vide, afin d'assurer une circulation d'air suffisante pour le refroidissement de ces cartes. Le nombre des voies de digitisation par châssis (jusqu'à 20 pour deux voies par une carte ETEP) détermine aussi le temps nécessaire pour la lecture et transmission des données (travail des contrôleurs dénommés *Lynx Esclaves*). À l'opposé du temps mort de déclenchement, le temps mort d'acquisition est calculé en continu par comparaison du taux des évènements déclenchés et le taux des évènements lus.

### 5.4.1 Synchronisation

Une coïncidence trouvée, le signal de déclenchement doit être distribué entre les FADCs pour arrêter la digitisation ; ensuite une instruction est transmise aux contrôleurs de chaque châssis pour commencer la lecture de la partie donnée de la mémoire FADC. Cette fenêtre de mémoire est repérée par rapport à l'endroit des derniers échantillons digitisés ; la synchronisation parfaite du signal d'arrêt entre les cartes FADC est donc cruciale pour un repérage précis de cette fenêtre, qui se traduit en précision temporelle des données analysés.<sup>15</sup> Le module

<sup>14</sup> Dans la simulation, la durée de coïncidence exigé est tirée aléatoirement entre 0 et 5 ns.

<sup>15</sup> C'est le temps relatif entre les voies de digitisation qui nous intéresse pour la reconstruction du front de gerbe. Le temps absolu n'a pas d'importance pratique – au moins à l'échelle de la nanoseconde. Il est intéressant pour la recherche d'un signal périodique provenant de pulsars où pour l'identification des évènements communs dans les données prises par l'autres expériences opérantes sur le site. En tout cas la précision exigé est de l'ordre de  $10^{-3}$  s.

de synchronisation, développé spécialement pour le contrôle des cartes ETEP, dispose pour le moment de 24 sorties branchées sur les cartes individuelles. Le signal crée par ce module alterne entre l'état « acquisition au cours » (remplissage de la mémoire circulaire de FADC) et l'état « acquisition arrêtée ». La communication avec les contrôleurs *Lynx Esclaves* passe à travers un port RS 232 : le module émet le signal pour la lecture et attend la réponse « lecture finie » pour recommencer l'échantillonnage.

Ce module accepte aussi des signaux de déclenchement d'origines variées : déclenchement logiciel (issu par le *Lynx Maître*), une source interne d'impulsions périodiques où des sources externes, comme le système de déclenchement de l'imageur CAT.

### 5.4.2 Orchestration

L'ensemble de l'électronique d'acquisition est dirigé par une station de travail centrale, responsable de coordination des contrôleurs individuels. Le logiciel de conduite (*Master Run Controller* ou *MRC*) donne à l'opérateur la vue intégrale ainsi que la commande complète de l'expérience. Ce logiciel a été développé (par adaptation de travail déjà faite pour l'imageur CAT) sous *LabView*, un langage de programmation graphique de *National Instruments*, qui fournit l'ensemble des outils nécessaires à la conduite des processus parallèles en temps réel ainsi que pour la commande d'une grande variété d'instruments.

Au démarrage le MRC obtient les données initiales à partir de deux databases : la première décrit les instruments disponibles et la seconde le câblage c.à d. les liaisons entre les instruments choisis. L'information correspondante est transmise à chacun des contrôleurs *Lynx*. En plus le MRC est responsable du calcul des retards dans le système de déclenchement, ainsi que du calcul des positions de fenêtres digitisées. Ces valeurs sont régulièrement (env. toutes les 30 secondes pour une source typique) re-calculées et envoyées aux contrôleurs *Lynx*.

En plus des deux processus principaux de l'acquisition – la mise-en-temps du déclenchement et le traitement des données digitisés – assurés par ces contrôleurs on trouve un nombre de tâches mineures prises en charge par des plateformes indépendantes :

**PC héliostats** : un logiciel (aussi emprunté au système de commande du télescope CAT) exécuté sous MS Windows OS calcule l'orientation de chaque héliostat (exprimé en *pas codeur*) pour la cible choisie et envoie cette information (par un port série multiple) dans la boucle de communication correspondante. La cible peut être définie par une *direction* (un objet céleste comme une astre ou la Lune ou une direction fixée comme le zénith) ou par un *point* (une source locale comme un laser ou – dans la majorité de cas – le centre supposé des gerbes atmosphériques à l'altitude donnée dans la direction de la cible choisi). En cas de cible mobile les coordonnées sont mises à jour toutes les 10 secondes environ ; la réponse des héliostat (son état et orientation actuelle) est affichée et enregistré régulièrement.

**PC courants** : la lecture périodique de cartes ADC décrites dans le paragraphe 5.1.1

**module HT** : la télécommande des modules de haute tension (alimentation de PMs) n'a pas pour le moment de liens vers les autres parties du système d'acquisition ; l'opérateur est seul responsable de la baisse des HT pendant le déplacement entre les cibles ou la coupure d'alimentation des phototubes pour lesquelles l'héliostat correspondant n'arrive pas à suivre la cible.

**PC météo** : il reçoit et sauvegarde l'information supplémentaire provenant d'une mini-station météorologique ; des alertes (signal acoustique) sont émises quand la vitesse du vent dépasse des limites de sécurité.

### 5.4.3 Circulation des instructions et données

Les contrôleurs Lynx nous permettent de communiquer avec une gamme de cartes VME (ainsi qu'avec certains autres instruments comme le fréquencemètre) dans une espèce de métalangage interprété par le logiciel *Axel* (cité déjà dans le paragraphe 5.1.3). La sortie de ce logiciel est un flot de données binaires organisées dans des blocs avec des entêtes contenant le type de bloc et sa taille.

Le dialogue de chaque contrôleur avec la station centrale consiste en un échange d'instructions (surtout dans la phase d'initialisation) et de données. Quand les deux côtés travaillent sous un système de type UNIX, il existe une solution transparente et fiable pour assurer la communication via le réseau : démarrer le logiciel *Axel* directement à partir de la station de travail en utilisant la possibilité d'exécution à distance, un type de *remote shell*. Les instructions sont écrites sur l'entrée standard et on reçoit les données sur la sortie standard du même logiciel. Tandis que ces premiers sont émis par une sorte de sous-contrôleur du MRC (et il traite aussi les messages arrivant à la sortie d'erreur de la commande), le flot des données est dirigé vers un serveur de données nommé GAS (*General Application Server*). Ce serveur assure le stockage ininterrompu des données dans le format des blocs, transmet certains messages d'erreur revenant à un sous-contrôleur et ouvre à la demande une connexion TCP-IP avec les autres clients. Les clients (par exemple un logiciel de visualisation de données en temps réel) recevront des données demandées, si le serveur n'est pas occupé avec une tâche de plus haute priorité.

Chaque processus distant dispose de son propre sous-contrôleur et d'un serveur de donnée, installés sur la station de travail centrale. Afin de garder la même structure pour des processus exécutés sur les machines qui ne permettent pas un lancement à distance (de type *remote shell*) une sorte de *by-pass* est établie : la tâche à distance est remplacée par un petit logiciel lancé quelque part dans l'environnement UNIX qui se connecte à la machine distante, transmet des commandes sous la forme de paquets TCP-IP et reçoit de la même façon les données qu'il renvoie vers sa sortie standard. Cette solution permet de traiter tous les sous-processus de la même manière et recevoir des données sans complications via une connexion TCP-IP à partir de n'importe quelle plate-forme.<sup>16</sup>

### 5.4.4 Modes d'acquisition

En plus de l'observation « standard » (avec l'installation complète de l'expérience) un certain nombre (14 à l'heure actuelle) de modes de prises de données spéciales fut proposé en vue de tests ou de calibrations. L'aperçu suivant mentionne les plus intéressants ou les plus fréquents.

Le mode de **l'injection de charge**, déjà cité dans le paragraphe 5.1.1, n'utilise que la partie électronique de l'expérience. Les impulsions presque identiques injectées dans la base de chaque photomultiplicateur nous permettent de vérifier que le câblage du système de déclenchement est correct et le déroulement de l'acquisition sans problèmes.

Afin d'introduire aussi certains éléments d'optique dans les tests d'acquisition, on utilise des sources de lumière variées. Dans le mode d'acquisition dite de **diode** une impulsion très courte de lumière émise par une diode rapide est distribuée par des fibres optiques en plusieurs points (fixés sur les caméras) dans le plan focal de l'optique secondaire. La lumière diffusée

<sup>16</sup> Notamment il serait possible d'échanger des données en temps réel avec l'expérience CAT (où l'architecture d'acquisition décrite ci-dessus a été développée).

à partir de ces points sur la surface des miroirs illumine les caméras de façon plus ou moins homogène. Cette installation fut projetée pour la calibration des efficacité des phototubes (ensemble avec l'acceptance des cônes Winston). Mais les résultats préliminaires montrent que l'éclairage varie sensiblement entre les cônes à cause des diffuseurs.

On peut aussi faire des tests expérimentaux avec des héliostats. Pour la source de lumière nous reprenons un laser pulsé à azote, installé dans la tour pour la calibration temporelle de l'expérience Thémistocle. Malheureusement son point d'émission situé au niveau 75 m de la tour, à une dizaine de mètres de l'ancienne chaudière, est très mal placé pour les besoins de CELESTE : la lumière diffusée du laser réfléchi sur un héliostat donné (dont la distance au point d'émission est proche de sa distance focale) arrive sur l'optique secondaire comme un faisceau quasi-parallèle. Le trou dans la structure des miroirs d'héliostat entraîne un manque de lumière dans ce faisceau exactement dans la zone, qui couvre les miroirs secondaires correspondantes. Comme montré par la simulation optique seulement à cause des aberrations et des défauts de focalisation on obtient un éclairage faible de ces miroirs. Néanmoins, cette lumière suffit pour la calibration temporelle : en particulier Mathieu de Naurois [20, pp. 185] l'a utilisé pour une nouvelle mesure de temps de transit dans les photomultiplicateurs en fonction de la tension appliquée.

Tandis que la précision de la reconstruction de front Čerenkov dépend surtout de la résolution temporelle, la collection de lumière optimale est cruciale pour atteindre le seuil le plus bas possible. Des vérifications régulières de l'alignement des héliostats sont nécessaires. La source de lumière ponctuelle, exigée pour cette alignement, provient d'étoiles avec une élévation convenable.

Le courant dans un phototube correspond à la quantité de lumière, qui passe à travers l'optique pour un héliostat donné. La variation de ces courants en fonction de l'orientation de l'héliostat nous donne la possibilité directe de mesurer le champ de vue ainsi que de trouver la direction de collection optimale. Pour cette mesure, deux modes d'observation sont envisagés. Pendant la **dérive d'étoile** on arrête le suivi des héliostats et laisse l'étoile choisie traverser le champ de vue par la rotation naturelle du ciel. Dans le cas d'un **scan d'étoile** l'héliostat continue à suivre le cible mais des corrections sont ajoutées à son orientation de façon qu'il s'éloigne de plus en plus de la direction nominale. La séquence de ces corrections définit un chemin en forme spirale, permettant ainsi une cartographie complète du champs de vue. La résolution habituelle de 1 mrad correspond à 7 pas codeur.

Le mode d'acquisition spécial le plus fréquemment utilisé à l'heure actuelle (plusieurs fois par nuit), dénommé **trigrade**, est un complément nécessaire d'observation de chaque source. Il s'agit de la mesure de l'évolution du taux de déclenchement global en fonction des seuils des discriminateurs dans chaque module (compte tenu du nombre des détecteurs actifs dans chaque groupe). La cassure caractéristique sur la courbe obtenue (entre les régions de déclenchement sur les événements aléatoires et les événements Čerenkov) se déplace selon les conditions atmosphériques et la région du ciel observée. Par des mesures régulières de cette courbe nous pouvons choisir les valeurs minimales de seuils au dessus de cette cassure afin que la contamination par des événements aléatoires deviennent négligeable.

Évidemment, tous les processus ne sont pas exigés pour tous modes d'acquisition. Par exemple (selon le tableau récapitulatif 5.1) pour l'injection de charge il suffit d'établir la communication entre les contrôleurs Lynx et MRC. La télécommande de haute tension est souvent remplacée par une manoeuvre manuelle : l'astérisque dans cette colonne désigne des modes où les photomultiplicateurs sont branchés. Le contrôleur météorologique est absent dans ce tableaux – il n'est pertinent que pour des observations avec des héliostats quand ces

données peuvent indiquer la présence de rosée ou de givre sur les miroirs.

TAB. 5.1 – Usage des sous-processus en modes différents d'acquisition. Les processus obligatoires pour le mode donné sont marqués par le signe '+', l'astérisque signifie un usage optionnelle.

mode	Lynx(FADC)	Courants	Helios	Haute Tension
Normal	+	*	+	*
Injection charge	+			
Scan/dérive étoile		+	+	*
Laser	+		+	*
Diode	+	*		*
Trigrade	(trigger)		+	*

## Chapitre 6

# Pics Čerenkov

Dans le chapitre précédent nous avons discuté les caractéristiques du fond (le bruit) dans les données digitisées qui dépendent de la forme des impulsions de photoélectron ainsi que de bruit électronique. Sa comparaison avec les données réelles vérifie donc surtout la partie électronique de la simulation. Par contre, ce chapitre est dédié principalement aux études des pics Čerenkov qui représentent les informations élémentaires des gerbes atmosphériques dans les données enregistrés par CELESTE. C'est à ce niveau que nous avons pour la première fois la possibilité de comparer les résultats de la chaîne de simulation complète avec les données mesurées. La distribution des paramètres des pics identifiés comme les pics Čerenkov nous permet de vérifier en même temps la simulation optique (son isochronisme et l'efficacité de collection), le modèle de développement des gerbes et la transmission optique avec toute sa sensibilité aux fluctuations de l'atmosphère.<sup>1</sup>

La comparaison se passe avant toute sélection de pré-analyse qui pourraient biaiser les résultats. Une seule est incontournable – la condition de déclenchement – et la simulation électronique devrait assurer que le processus de déclenchement est reproduit correctement pour tous les types de gerbes. La sélection de déclenchement – la fraction des événements simulés qui déclenchent le détecteur – est reliée directement au *taux de déclenchement* attendu.

Il s'agit également d'une variable qui peut être comparée directement avec la réalité afin de vérifier notre connaissance de l'expérience, surtout la formation de déclenchement.

Il est difficile de donner les résultats quantitatifs de ces dernières études : n'ayant pas d'informations fiables sur la concentration des substances absorbantes et diffusives dans l'atmosphère (telles qu'on pourrait obtenir à l'aide de LIDAR) seulement les effets les plus prononcés (comme les différences saisonnières) peuvent être observés.

### 6.1 Recherche des pics

Nous commençons par la description des méthodes d'identification et de mesure des pics (supposés d'origine Čerenkov) dans les données des FADCs. Les procédures que j'ai développé moi-même à des fins d'essai de la simulation électronique n'étaient ni si précises ni robustes que les méthodes de recherche des pics utilisées par deux groupes principalement engagés dans

---

<sup>1</sup> Comme la presque totalité des gerbes enregistrées par l'expérience (avant toute coupure qui enrichirait la composante gamma dans le lot de données) sont produites par les protons ou les noyaux plus lourdes, nous sommes obligés d'utiliser des simulations de gerbes hadroniques, sujettes à des incertitudes beaucoup plus importantes que celles des gerbes électromagnétiques.

l'analyse : ceux de Palaiseau et de Bordeaux. Pour les études et comparaisons suivantes j'ai adopté les procédures d'origine parisienne, le travail de Mathieu de Naurois, car le langage et la structure de son code sont proches de ceux de la simulation électronique. La section suivante apportera une description rapide de cette méthode (décrite en détail dans [20]) avec des références aux approches alternatives.

### 6.1.1 Identification des pics

Partant de sa définition intuitive, le pic s'élève à un certain niveau au dessus des fluctuations du fond ; plus précisément, son amplitude (mesurée par rapport au piédestal estimé) doit dépasser un certain multiple de la déviation standard de ce piédestal. Il peut exister plusieurs régions qui satisfont cette condition : ayant trouvé la position de maximum dans chaque de ces régions on choisit le pic le plus proche de la position théorique de front d'onde Čerenkov (qui se trouve, dans le cas idéal, au centre de la fenêtre digitisé). En plus de sa position, on peut définir d'autres critères (dis)qualifiant le pic donné comme produit par des photons Čerenkov : surtout les rapports entre sa largeur (temps de montée ou descente) et son amplitude. Nous discuterons d'abord les méthodes d'estimation de ces paramètres.

**Les pics tracés** Une méthode simple et rapide fut développée par Roland le Gallou [29, p. 114] : on descend du sommet du pic jusqu'à atteindre le niveau correspondant à la moitié du maximum. Une interpolation linéaire des deux bins les plus proches (leur position mesurée par rapport à la position du maximum de pic) donne une bonne estimation de la demi-largeur du pic. Néanmoins, cette valeur peut être considérablement biaisée si le niveau du demi-maximum tombe déjà dans la zone affectée par des fluctuations de piédestal. De plus, comme on n'utilise qu'un ou deux bins, on devient sensible au fait que l'espacement de l'échantillonnage vertical dans les cartes FADC n'est pas parfaitement uniforme (l'effet de signature décrite dans le paragraphe 5.2.2) : l'erreur en amplitude peut se traduire par un décalage temporel.

**Les pics ajustés** La méthode plus raffinée (mais aussi bien plus exigeante en temps de calcul) consiste à ajuster les données digitisés avec un profil choisi. Il est caractérisé par au moins quatre paramètres (cinq avec le niveau de piédestal) : *amplitude*, *position du maximum*, *demi-temps de montée* et de *descente*.<sup>2</sup> La méthode d'ajustement est bien moins sensible aux effets de la signature des FADCs car on utilise l'information extraite d'un grand nombre de bins. Par cette procédure nous pouvons estimer aussi les paramètres des *pics saturés* – ceux dont l'amplitude dépasse le maximum du codeur FADC en échelle verticale. Mathieu de Naurois dans son implémentation de cette méthode choisit avec soin les valeurs de départ de paramètres, utilisant trois (quatre en cas de saturation) points de pic pre-localisé. Pour l'ajustement il utilise le même profil que pour l'impulsion d'un photoélectron :

$$f(t) = \begin{cases} p_0 \exp((t - p_1)^2 / 2p_2^2) & \text{pour } t < p_1 \\ p_0 \exp(-(t - p_1) / p_3) & \text{pour } t > p_1 \end{cases} \quad (6.1)$$

c. à d. une gaussienne pour la partie montante et une exponentielle pour la partie descendante. Ce choix est correct si on suppose que la dispersion en temps d'arrivée des photons dans les détecteurs individuels est bien inférieure à la largeur d'impulsion d'un photoélectron.

<sup>2</sup> Le plus souvent, deux profils de même amplitude avec des largeurs indépendantes sont ajustés du côté gauche et droit du pic.

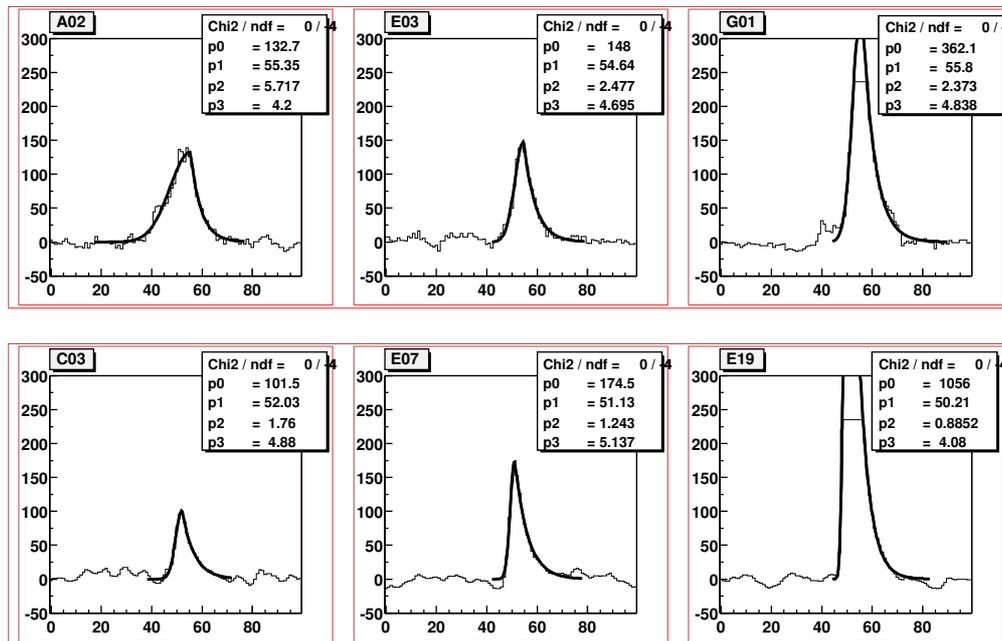
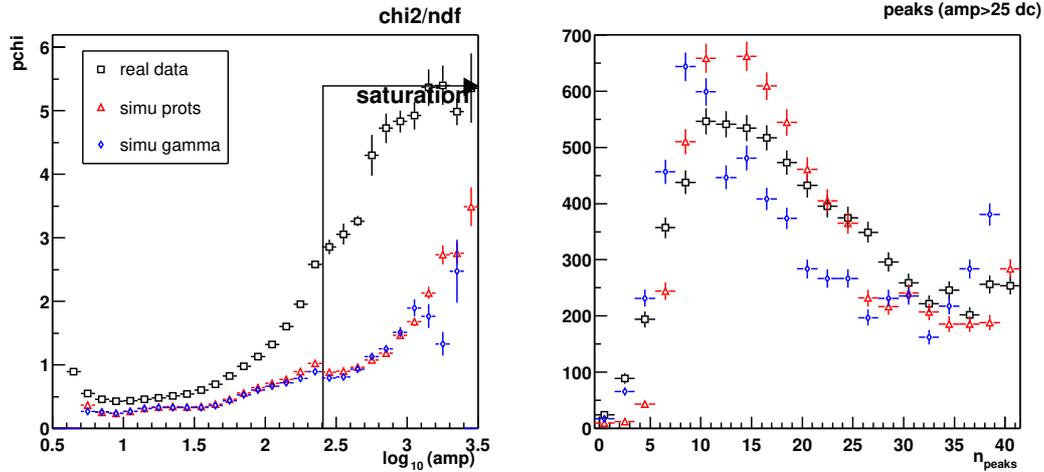


FIG. 6.1 – Exemples des pics Čerenkov enregistrés dans les différents voies de FADC, les profils ajustés à la forme 6.1. En *haut* : les données réelles, en *bas* : les protons simulés.

Les gerbes électromagnétiques satisfont sans doute cette condition, ainsi que les photons émis par des gerbes hadroniques qui tombent dans un petit champs de vue des détecteurs. La première figure de 6.2 compare la qualité d'ajustement (le rapport  $\chi^2/n.d.f.$ ) de cette forme au pics réels ainsi qu'aux données simulées (les gerbes hadroniques et gamma) qui satisfont la condition de déclenchement. On remarque que pour les données simulées – protons ou gamma – les résultats sont voisins mais très différents des données réelles. Ceci pourrait indiquer que pour des signaux forts la largeur du pic Čerenkov n'est plus négligeable devant la largeur d'impulsion à un photoélectron. Sur la deuxième figure on trouve un meilleur accord entre les protons simulés et réels (c. à d. les données expérimentales brutes), mais aussi une différence nette entre les protons et les gamma (pour lesquels les gerbes des hautes énergies éclairent plus uniformément le champ des heliostats et on trouve les pics dans presque toutes les voies).

D'autres formes de pics ont été proposés (par exemple le remplacement de la gaussienne par une ligne droite). Il est difficile de choisir le profil qui s'ajuste le mieux à une vaste variété de pics Čerenkov ; quand on se limite au nombre minimal (4) des paramètres, la fonction ?? donne une bonne approximation de cette forme idéale. En général, l'ajustement de pics Čerenkov par une forme choisie *a priori* cause une perte d'information, un des désavantages principaux de cette méthode.

**La (im)probabilité de pics** Les études présentées par Phillippe Bruel [7] traitent résolument le problème de l'identification des pics par la recherche de l'accumulation de charge la moins probable (celle correspondant à la probabilité la plus basse d'être un produit de fluctuation du bruit de fond). Sa méthode compare les intégrales de signaux dans des fenêtres de largeurs variables et glissantes. La probabilité finale est estimée en comparant ces intégrales avec celles obtenues dans la région de bruit de fond : elles suivent à peu près une distribution normale



**FIG. 6.2** – *A gauche* : distribution de  $\chi^2/n.d.f.$  en fonction de l’amplitude des pics. *A droite* : nombre de pics retrouvés qui dépassent 25 dc, par événement (avec le maximum de 40 voies). Les carrés désignent des données réelles, les triangles des protons simulés ( $E > 200$  GeV), les losanges des gamma.

dont l’écart-type est proportionnel à la largeur de la fenêtre glissante (voir la fig. 6.3).

**Le facteur de qualité comme évidence des pathologies** Un paramètre simple peut être défini pour décrire l’allure des pics : cette valeur appelée *le facteur de qualité* est définie comme le rapport

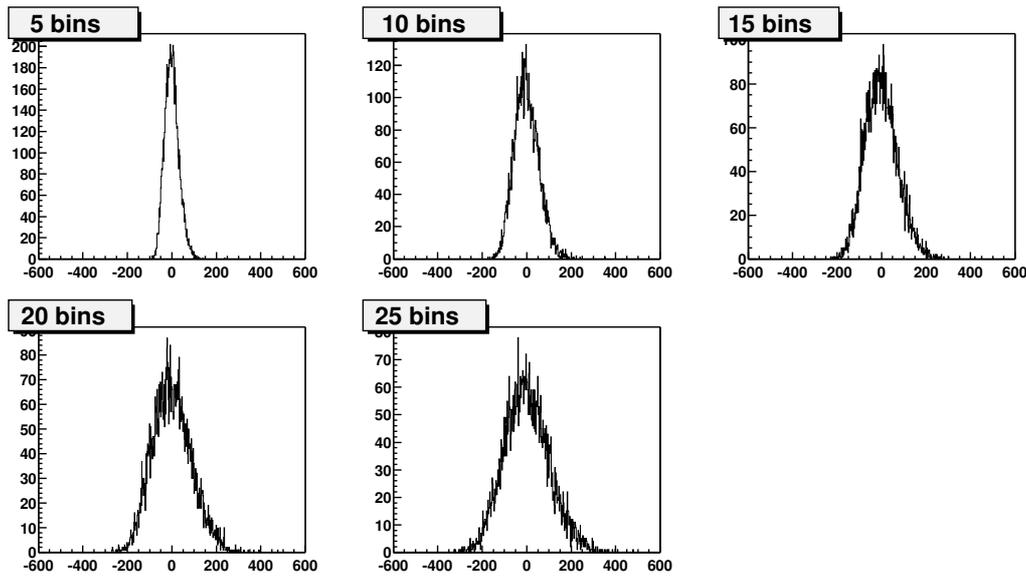
$$F_q = \sum |y_{i+1} - y_i| / 2A,$$

où  $y_i$  sont les valeurs digitisées et  $A$  est l’amplitude du pic, la sommation s’étendant à tout le pic.<sup>3</sup> Pour un profil monotone (partie montante et descendante) avec un seul sommet on obtient  $F_q = 1$  ; cette valeur augmente quand il y a plusieurs maxima. Une valeur élevée de ce facteur signale souvent la présence de *spikes* : à cause des défauts de codage des FADCs un bin isolé est mis à la valeur maximale ou minimale (zéro) du codeur. On peut reconnaître facilement ces bins comme ceux dont la valeur diffère sensiblement de la moyenne des deux bins voisins. Le traitement le plus facile est le remplacement de la valeur erronée par cette moyenne.

Pendant les études de recherche de pics, on a découvert d’autres formes de pathologies dans les données digitisées qui signalent des problèmes liés le plus souvent à la re-lecture de certains des 8 registres qui forment la mémoire des FADCs, où aux défauts de synchronisation. Ces pathologies se manifestent soit par un bruit périodique de fréquence deux ou quatre fois inférieure à celle de l’échantillonnage, ou au contraire par la répétition de valeurs identiques dans 4 bins qui se suivent.<sup>4</sup> De temps en temps l’ordre de re-lecture de la séquence des registres est complètement faux, qui résulte en une « explosion » du pic.

<sup>3</sup> Ici, on aborde le problème de la détermination des limites de pic : une définition convenable est de les placer à une distance égale au double de la largeur à mi-hauteur de la partie gauche ou droite de pic.

<sup>4</sup> Ce dernier effet, produit probablement par un défaut du processus d’alternance des registres, apparaît dans env. 5% des événements de la voie affectée.



**FIG. 6.3** – Distribution des valeurs obtenues par intégration des fenêtres de largeur entre 5 et 25 bins dans les données de bruit de fond pur.

Parmi ces pathologies seulement la première peut être guérie *à posteriori*, à l'aide d'une convolution qui élimine la composante de haute fréquence. Dans les autres cas il ne reste qu'à remplacer le module FADC (pour les voies les plus défaillantes) ou à rejeter les voies concernées de l'analyse des événements affectés (supposant des méthodes de détection fiables implémentées dans les routines d'analyse.)

## 6.1.2 La résolution temporelle

Dans le cas des gerbes gamma, la dispersion temporelle des photons Čerenkov au sol (la moyenne des valeurs obtenues pour les différents endroits dans un champ de 200 m de diamètre) varie entre 5 et 10 ns par rapport au temps théorique attendu ; par contre pour les gerbes hadroniques cette dispersion peut dépasser 30 ns. Néanmoins (comme démontré dans [20, sec. 4.5]), le champ de vue restreint à 10 mrad (qui élimine tous les photons au delà d'une zone restreinte au centre de la gerbe) réduit fortement la dispersion des temps d'arrivée (pour la plupart des gerbes simulées au dessous de la nanoseconde). C'est pourquoi la pente du front de montée des pics est déterminé principalement par la fluctuation du temps de transit et surtout par le temps de monté des impulsions d'un photoélectron. Un point le long de ce front – le moment où il atteint une certaine fraction du maximum – devrait nous donner un point de référence meilleur que la position de maximum de pic.

### 6.1.2.1 Le bruit d'échantillonnage

Il existe une classe de défaillance électronique qui n'affecte pas les donnés mêmes (les caractéristiques des pics ou du bruit de fond) mais seulement la position de la fenêtre lue : elles ont une forte influence sur la résolution temporelle du détecteur. Ceci est liée au (mauvais) traitement du signal d'arrêt dans le processus d'échantillonnage. On trouve d'abord que dans

certain nombre d'évènements le pic Čerenkov est excentré ou complètement absent de la fenêtre choisie. La fraction des pics manquants ne peut pas être déterminée à partir d'une seule voie mais il faut la comparer avec les autres voies « correctes ».

L'autre effet, désigné comme le *bruit d'échantillonnage* (en anglais *digitisation jitter*), n'est pas causé par des défauts des cartes FADC mais par le simple fait que le signal d'arrêt (suite au déclenchement) n'est pas synchronisé avec l'horloge qui donne les coups d'échantillonnage. Il a été découvert pendant des mesures de la résolution temporelle des voies individuelles (concrètement en mesurant la précision de l'estimation des positions de pics injectés artificiellement avec une amplitude convenable et sans bruit de fond). Afin de s'affranchir de l'influence des fluctuations dans la décision de déclenchement, on n'a étudié que les positions relatives des pics. Dans le cas idéal, pour les temps reconstruits d'arrivée du front d'onde Čerenkov, la distribution des différences d'une paire de voies arbitraires forme un pic unique dont la largeur est la somme (au carré) des dispersions temporelles des deux voies individuelles. En réalité, le signal de déclenchement peut coïncider avec le coup d'horloge d'échantillonnage et n'être traité qu'un pas plus tôt ou plus tard selon les différences minuscules de temps de propagation. La position reconstruite du pic est dans ce cas décalée d'un pas d'échantillonnage à droite ou à gauche. L'histogramme des différences de temps entre signaux reconstruits présente donc trois maxima, celui au milieu étant du moins 2 fois plus grand que ses voisins. Un quatrième pic apparaît rarement, signalant une défaillance plus grave du processus d'arrêt du FADC considéré.

La solution de ce problème, mise en place en février 2000, introduit un signal de référence (dénommé *pic fiduciaire*) émis par un générateur d'impulsions au moment du déclenchement. Ce signal, distribué dans l'ensemble des voies par l'injection de charge standard, ajoute un pic à la position fixée de la mémoire du FADC. La taille de la fenêtre nécessaire pour la localisation de ce pic étant réduit à 30 bins, on augmente la taille des données lus à chaque évènement de 30%. En conséquence, le temps mort peut monter d'un tiers, désavantage le plus grave de cette solution. La comparaison de la position mesurée du pic fiduciaire par rapport à la position théorique nous permet non seulement de corriger le décalage d'échantillonnage, mais également de résoudre les défaillances plus graves de processus d'arrêt/marché des FADCs.<sup>5</sup>

De plus, comme la position du pic Čerenkov est maintenant mesuré relativement au pic d'injection, on devient insensible à toutes les différences inconnues de temps de propagation dans la chaîne électronique entre PMs et FADCs. Évidemment, en plus de l'augmentation du temps mort, la prix à payer est une dégradation de la résolution temporelle, qui est maintenant la combinaison des précisions d'estimation de la position du pic Čerenkov et du pic fiduciaire (pour ce dernier, on peut néanmoins profiter de la forme et amplitude connues).

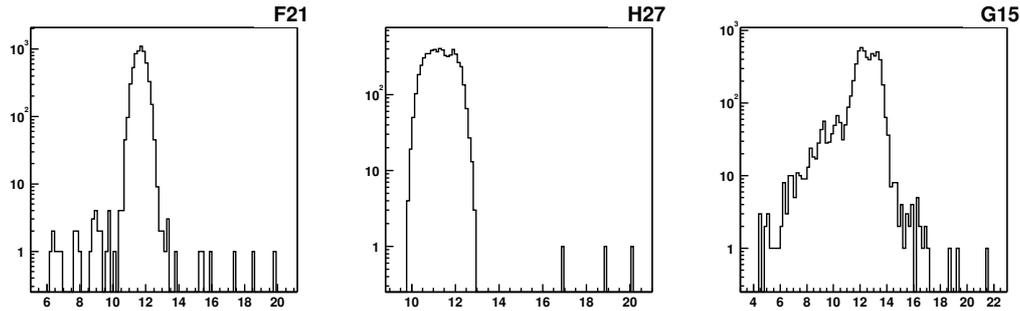
Toutes les informations temporelles extraites des données FADC dépendent de la valeur du pas d'échantillonnage, estimé avec une précision limitée. Les petites variations de la fréquence d'échantillonnage (de l'ordre de 0.1%), observées depuis l'installation d'un fréquencemètre parmi les outils de surveillance en 1999, peuvent avoir des conséquences mesurables sur la position estimée de la fenêtre lue relativement au moment du déclenchement. Un intervalle de 1000 bins dans la mémoire des FADCs résulte en un biais entre 0.1 et 1 ns.<sup>6</sup>

Malheureusement, à cause des problèmes persistants de la communication entre le fré-

<sup>5</sup> L'absence totale du pic fiduciaire est une simple indication que le FADC a manqué le signal d'arrêt (le problème discuté déjà au début de ce paragraphe).

<sup>6</sup> De tels décalages furent déjà découverts en relation avec la reconstruction du front d'onde : il s'agit de petites corrections temporelles d'origine inconnue introduites afin d'améliorer la qualité moyenne de l'ajustement d'un ensemble de gerbes.

quencemeter et le contrôleur Lynx d'acquisition, nous manquons les valeurs de la fréquence d'échantillonnage pour une grande partie des données. En théorie, les variations de cette fréquence peuvent être extraites des décalages des pics fiduciaires (dont la position réelle ne change pas entre les observations) mais la profondeur de cette position dans la mémoire des FADCs (autour de 100 bins du moment de déclenchement) est insuffisante pour obtenir la précision nécessaire (de l'ordre de  $10^{-3}$ ).



**FIG. 6.4** – La position reconstruite du pic fiduciaire dans trois canaux choisis. Parmi les deux premiers voies seulement quelques événements tombent en dehors du pic principal de largeur supposée 1.1 ns. Le troisième cas montre un nombre de ces événements bien plus élevée dû à la défaillance du processus d'arrêt des FADCs. L'introduction de pics fiduciaires permet de traiter correctement même ces événements.

### 6.1.2.2 L'influence du bruit de fond

La fluctuation du piédestal, proportionnelle à l'intensité du bruit provenant de lumière de fond et de l'électronique, est la source d'incertitude la plus difficile à maîtriser. L'erreur  $\sigma_t$  de l'estimation de la position temporelle (ainsi que  $\sigma_a$  en amplitude) dépend du rapport signal/bruit, donc elle varie entre les observations (à cause des variations du fond de ciel) et augmente fortement pour les pics de faible amplitude. La connaissance de cette erreur est le point clé pour le choix correct des poids dans l'ajustement du front d'onde de la gerbe. Mathieu de Naurois et Roland Le Gallou ont utilisé les injections de charge où des pics artificiels d'amplitude variable furent superposés sur le bruit de fond réel. La méthode d'ajustement des pics donne naturellement les meilleurs résultats pour l'amplitude maximale du codeur FADC (235 dc au dessous du piédestal correspondent à env. 80 p.e.); pour les pics plus élevées le traitement de la saturation produit des incertitudes supplémentaires donc l'erreur temporelle commence à croître. La fonction finale de cette erreur obtenue dans [20] est quadratique en termes de  $\ln A$

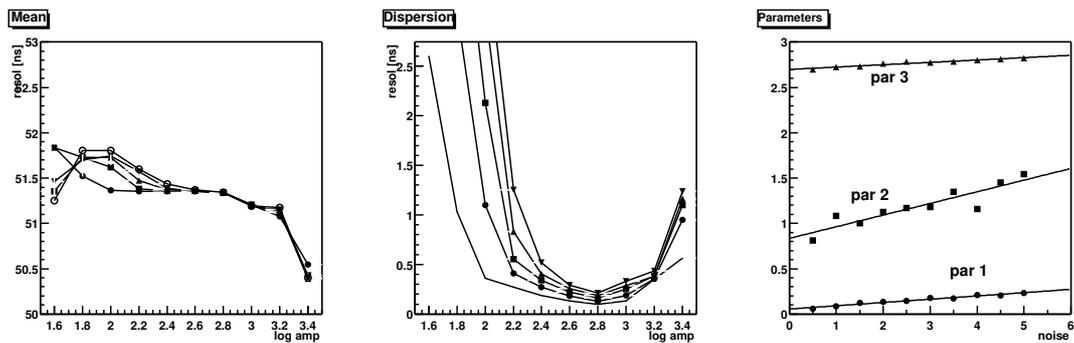
$$\sigma_t(A, n) = a_t(n) + b_t(n) (\log_{10} A - c_t)^2 \quad (6.2)$$

où  $c_t$  est fixée à  $\log_{10} 235 \text{ dc}$  tandis que les paramètres  $a_t(n)$  et  $b_t(n)$  augmentent de façon presque linéaire avec l'intensité du bruit  $n$ .

J'ai vérifié ces résultats en appliquant les méthodes d'analyse aux données simulées. Cette approche nous permet d'estimer simultanément la résolution en temps et en amplitude sur une large gamme d'intensité de bruit. Comme noté déjà plus haut, l'erreur de la procédure

d'ajustement standard, due à l'extrapolation en cas des pics saturés, se manifeste de façon bien plus forte sur l'amplitude que sur le temps reconstruit.

J'ai étudié plus de  $10^4$  pics simulés dans le mode *diode* sous des conditions de bruit allant de 0.5 à 5 *p.e./ns*. Le nombre de photoélectrons par pic variant de 3 à 400 afin de couvrir deux ordres de grandeur en amplitude. Les distributions sur la fig. 6.5 montrent les caractéristiques principales – la moyenne et l'écart-type – des distributions de temps reconstruits par bin en amplitude (en échelle logarithmique). Pour la moyenne, la valeur absolue n'est pas pertinente (elle vient du choix de la position de la fenêtre par rapport au temps d'injection) mais on doit commenter la décroissance de la moyenne avec l'amplitude : il s'agit probablement d'un effet lié à l'ajustement, qui préfère un front montant avec une gaussienne de pente plus petite pour les événements de basse amplitude que pour les pics plus grands. Néanmoins, cet effet devient important seulement pour les pics saturés, supérieures à env. 150 *p.e.*, qui sont très rares dans les données réelles, et donc son influence sur la reconstruction du front d'onde est négligeable. La dépendance de l'écart-type en fonction de l'amplitude suit bien une forme parabolique comme prédit par la formule 6.2. On trouve une légère variation du troisième paramètre  $c_t$ , qui détermine la position du minimum de la courbe ajustée, avec  $n$ .

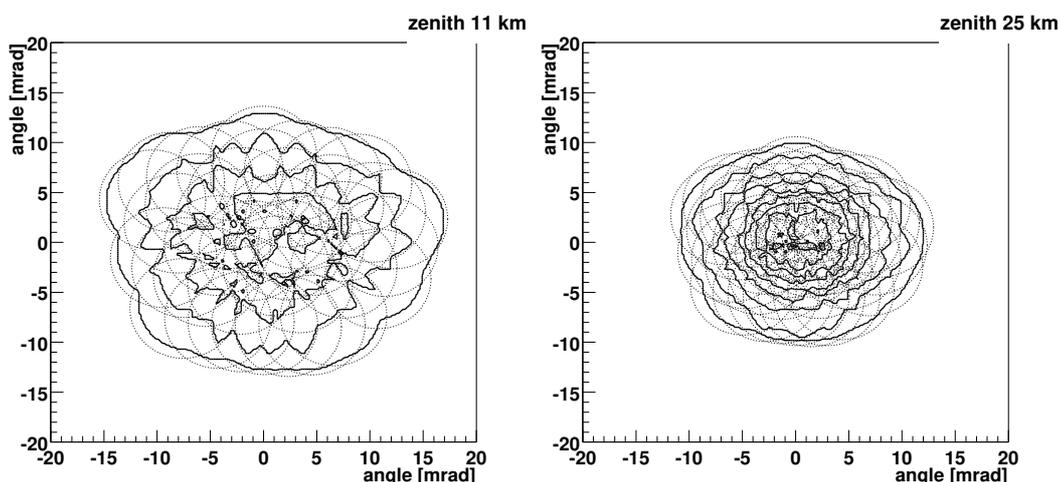


**FIG. 6.5** – Temps reconstruit pour les événements simulés. Les deux premières figures donnent la moyenne et l'écart-type des positions de maximum reconstruits par bin (logarithmique) d'amplitude simulée (échelle horizontale  $\ln A / \ln 10 \text{ mV}$ ). Les courbes correspondent à un taux de bruit de 0.5, 1.5, 2.5, 3.5 et 4.5 *p.e./ns* (de bas en haut dans la figure au milieu). La figure à droite donne l'évolution des trois paramètres de l'ajustement 6.2 décrit dans le texte.

### 6.1.2.3 Le « padding »

Dans le paragraphe précédent nous avons démontré l'influence du taux de bruit sur les paramètres de pics reconstruits, plus précisément sur les erreurs de son estimation qui s'appliquent directement dans la procédure d'ajustement du front d'onde. Tant que les résultats physiques sont basés sur la comparaison des données ON-OFF (i.e. les données prises avec le détecteur orienté vers la source et celles prises en pointant vers une région de référence hors de toute source connues, une telle sensibilité aux variations d'intensité du fond devient très critique, produisant arbitrairement des excès positifs ou négatifs. Les différences d'illumination ont leur origine soit dans l'instabilité des conditions météorologiques (la quantité de centres réfléchissants et absorbants dans l'atmosphère), soit dans les différences entre les zones de vue ON et OFF, surtout en présence d'étoiles de magnitudes importantes.

Lorsque les héliostats sont orienté en pointé convergent (et pas parallèle), les zones du ciel vues par les différents héliostats individuels ne sont pas identiques. Par exemple quand leur axes se croisent à l'altitude de 11 km, les centres des zones de ciel de 10 mrad correspondantes à deux héliostats du bord (à la distance 220 m) sont séparés de 20 mrad. La fig. 6.6 montre l'étendue du recouvrement pour deux altitudes de pointé.

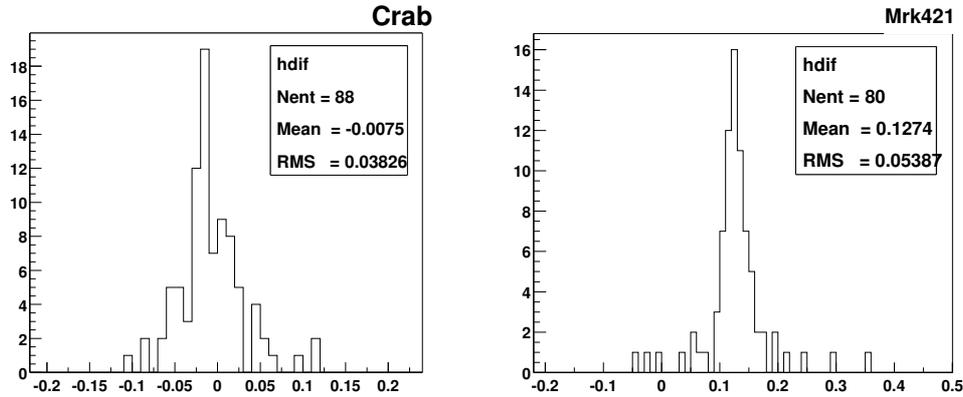


**FIG. 6.6** – Le recouvrement des champs de vue (cercles en pointillé de 10 mrad de diamètre) des 40 héliostats pour un pointé à l'altitude de 11 km et 25 km (presque parallèle) dans la direction du Zénith. Les contours épais correspondent aux zones du ciel vues par (au moins) 1,4,7 et 10 héliostats respectivement.

Afin de réduire la possibilité de variations aléatoires, la durée des séquences d'observations ON/OFF devrait rester la plus courte possible, prenant en compte aussi le temps nécessaire pour le changement d'orientation du télescope.<sup>7</sup> Quand à la deuxième source de variations du bruit de fond, on a vérifié [30], que les régions OFF choisies pour les sources habituelles ne contiennent aucune étoile gênante (de magnitude  $< 6$ ). Malheureusement, on ne peut empêcher la présence d'une telle étoile dans la région ON – comme c'est le cas pour Markarian421. La distribution des différences de niveaux de bruit entre les observations ON et OFF est comparée sur la fig. 6.7 pour cette source et celle du Crabe. La différence importante des courants (liés aux fluctuations de piédestal) pour cette source a imposé la nécessité de corrections *a posteriori* de la contamination par la lumière de fond du ciel.

Le principe de cette correction, appelée en anglais *software padding* (le « remboursement logiciel ») vient du travail de M.F. Cawley [13]. Le projet développé originellement pour la technique d'imagerie consiste en l'insertion d'un nombre de photons artificiels dans les photons aléatoires de l'image enregistré. Cette idée fut adaptée pour CELESTE par Takashi Sako [55] : en comparaison avec le cas des imageurs, le processus d'insertion des photons dans les données FADC est plus complexe (on doit connaître son profil temporel) et il ressemble en principe à ce qui se fait pour la simulation électronique. La forme de l'impulsion de photoélectron utilisée dans la procédure de padding est basée sur l'analyse des événements induits par les muons passant dans les cônes de Winston (voir le paragraphe 5.1.2). Elle diffère légèrement de la

<sup>7</sup> Pour cette raison la durée habituelle des prises de données de 30 min a été réduit à 20 min avec 18 min de prise des données et 2 min de déplacement.



**FIG. 6.7** – Différence relative des courants moyens mesurés dans les régions ON et OFF (dans la plupart des cas placées 20 min avant ou après la source, c. à d. en ascension droite  $5^\circ$  au dessus ou en dessous des coordonnées de la source), pour les observations du Crabe et Mrk421. Tandis que dans le premier cas la valeur moyenne est compatible avec 0, pour Mrk421 les courants de la région ON sont en moyenne 13% plus hauts que dans les régions de référence OFF.

forme obtenue par les mesures sur l'oscilloscope, donnée par la fonction 5.4 : le front montant est une simple droite et la descente exponentielle est combinée avec une autre exponentielle de constante bien plus élevée  $1/\delta \approx 380$  ns qui reproduit le couplage capacitif :

$$a(t > t_{mon}) = A \left( \frac{\beta}{\beta - \delta} e^{-\beta(t-t_{mon})} - \frac{\delta}{\beta - \delta} e^{-\delta(t-t_{mon})} \right).$$

Ici aussi, le traitement de l'impulsion complète exigerait une fenêtre de quelques microsecondes. Afin de réduire le temps de calcul on n'ajoute que les impulsions qui tombent à moins de 50 ns avant la fenêtre de digitisation ; la contribution sommée des queues des impulsion arrivant plus tôt (avec un taux de  $n$  impulsions par nanoseconde) est remplacée par un déplacement du piédestal

$$s(t) = (\alpha + \gamma t) n + \varepsilon \sqrt{n},$$

où  $\varepsilon$  est la fluctuation aléatoire (normalement distribuée) de largeur  $\varepsilon_0 = 0.58 dc$  (tiré une seule fois pour chaque fenêtre des données digitisées),  $t$  est le temps après le début de la fenêtre FADC et  $\gamma \approx 5 dc/100$  ns. Cette correction introduit une légère pente à cause du fait que la forme des impulsions sommées est terminée de manière précoce dans la zone des valeurs négatives (donc la pente moyenne est négative). Les facteurs  $\alpha$ ,  $\gamma$  et  $\varepsilon_0$  sont estimés séparément pour chaque voie de digitisation en tenant compte du gain du détecteur correspondant.

### 6.1.3 La résolution en amplitude

Bien que l'appellation CELESTE rappelle qu'il s'agit d'une méthode d'échantillonnage combinant des mesures temporelles et d'amplitudes, la calibration du gain fut considéré un peu secondaire par rapport à la calibration temporelle. La connaissance des gains exacts des voies individuelles n'était pas requis ni pour le fonctionnement du détecteur (c. à d. la

formation de déclenchement) ni pour la reconstruction du front de la gerbe (sûrement pas avec la précision exigée pour la mise en temps).<sup>8</sup>

Par échantillonnage du front Čerenkov nous voulons dire estimation de la densité des photons à l'endroit de chaque héliostat. Son objet principal est la reconstruction de l'énergie de la particule primaire (en cas de gerbes initiés par des gamma), mais les différences d'illumination en divers points du champ des héliostats fournissent aussi des informations importantes pour la distinction entre les gerbes hadroniques et électromagnétiques, ainsi que pour la localisation du point d'impact de gerbe. La conversion des données digitisées peut être divisée en deux phases :

**des données FADC en photoélectrons** – basés sur la calibration de l'électronique, allant de l'impulsion d'un photoélectron jusqu'à la calibration des FADCs.

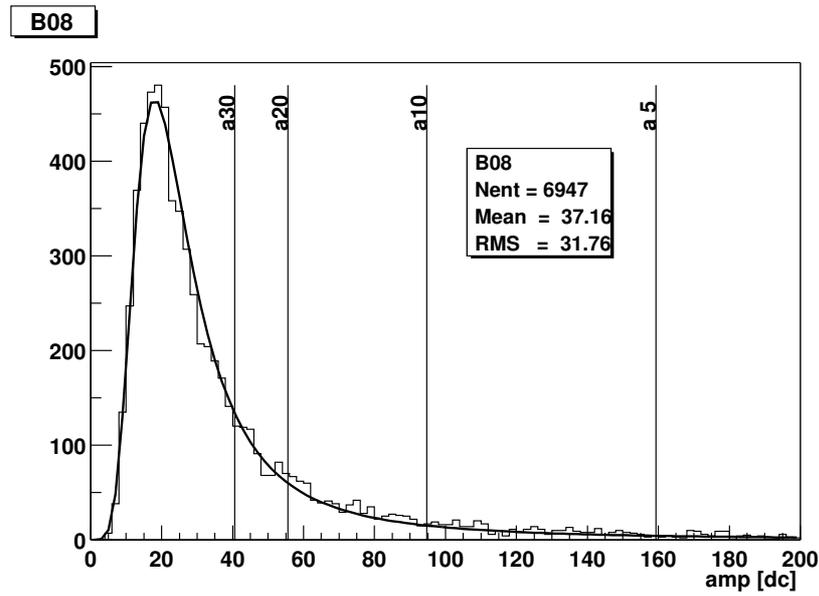
**des photoélectrons en densité de photons** – dépendant l'efficacité de collection de l'optique (en fonction du pointé) et de l'efficacité quantique des PMs.

Les facteurs de conversion de la partie électronique (la première phase) peuvent être mesurés directement (comme présenté dans le chapitre précédent et discuté en détails plus loin). Un travail semblable pour la partie optique du détecteur exigerait une source de lumière calibrée, dont la taille et la distribution spectrale ressemblerait à celle des images Čerenkov. Même si nous disposons de sources de dimension angulaire convenable (comme la Lune), leur spectre en général est plat, non-compatible avec le spectre Čerenkov qui monte rapidement vers bleu. Les mesures existantes d'alignement d'héliostats et son champ-de-vue – les cartographies et derives d'étoile – ne donnent que des variations relatives d'illumination en fonction de l'orientation de l'héliostat. Récemment le groupe de Bordeaux a commencé des études caractéristiques comparatives des valeurs absolues d'illumination, produites par deux étoiles avec des spectres connues. Le but principal de ces études est de quantifier les variations d'absorption atmosphérique, mais en théorie une déconvolution permettrait d'extraire les caractéristiques spectrales des détecteurs individuels (la réflectivité des héliostats et l'efficacité quantique de PMs).

Néanmoins, une possibilité existe de comparer l'efficacité de collection des différents héliostats en utilisant directement les photons Čerenkov émis par les gerbes atmosphériques. La méthode, adapté pour CELESTE par Philippe Bruel et Jamie Holder, est basée sur la comparaison des distributions d'amplitudes (*spectres en charge*) de pics trouvés dans les données digitisées collectés au cours d'une acquisition normale. Son but original étant d'égaliser la réponse entre les voies de digitisation (ainsi que leur poids dans le système de déclenchement), cette méthode combine le problème d'efficacité de collection avec la réponse des PMs et FADCs. Le gain dit *opto-électronique* est caractérisé par l'expression  $a_5 - a_{30}$  (pour la définition voir la fig. 6.8) déduit de la partie droite du spectre en charge (on réduit ainsi l'influence probable du choix du seuil de déclenchement). Les spectres en charge provenant des observations de sources dans des directions variées donnent des valeurs différentes des gains à cause de la dépendance de l'efficacité de collection en fonction de l'angle zénithal et azimutal.

Actuellement, l'estimation de l'efficacité de collection est basée purement sur une simulation détaillée de l'optique de CELESTE. Malgré des corrections qui prennent en compte les ombres de la caméra ainsi que la structure précise des surfaces réfléchissantes (primaire et secondaire), beaucoup d'effets peuvent difficilement être pris proprement en compte dans la simulation :

<sup>8</sup> Il y a deux exceptions : la calibration des phototubes (voir le paragraphe 5.1.3), effectuée immédiatement après leur installation, et la calibration des discriminateurs dans les modules de déclenchement (nécessaires pour le choix correct des seuils).



**FIG. 6.8** – Le spectre en charge (distribution des amplitudes) des pics dans la voie B08 au cours l’observation de Crabe près du transit. La variable  $a_n$  est défini comme l’amplitude où la valeur du spectre intégral atteint  $n\%$  de sa valeur initiale (autrement,  $n\%$  des pics analysés ont l’amplitude supérieure à  $a_n$ ). Comme une variation du gain optique ou électronique cause une variation similaire de l’échelle horizontale du spectre en charge, la différence  $a_m - a_n$  est en conséquence proportionnelle à ce gain. Le choix  $m = 5$ ,  $n = 30$  s’est montré suffisamment stable (pour plus de détails, voir [20, pp. 196]). La fonction ajustée est une fonction de Landau, qui est bien adaptée aux distributions des amplitudes de pics.

**des ombres additionnelles** de la structure de soutien de la caméra, des éléments de sa protection etc.

**défauts des miroirs d'héliostats** – en plus de quelques sections brisées ou manquantes (moins de  $2\text{ m}^2$  pour les héliostats les plus endommagés), une fraction de la surface de certains héliostats est polluée par la fuite d'huile (probablement de l'unité motrice).

**mauvais alignement et fautes de pointé** – des problèmes de pointé apparaissent souvent pour certains héliostats. Ceux qui cessent complètement de suivre la cible sont supprimés de l'acquisition et du déclenchement. Mais le plus souvent l'héliostat donné n'est retardé que de quelques pas codeurs de sa position théorique. Ce défaut affecte très peu le temps d'arrivée des photons dans la caméra, mais il a des conséquences plus graves sur le nombre des photons collectés. On ne peut pas déduire le changement correspondant de l'efficacité de collection à partir des dérives d'étoiles car les gerbes sont des sources étendues. Des effets similaires peuvent apparaître de façon systématique (en fonction de l'orientation du héliostat) à cause de la rigidité insuffisante de la structure de soutènement : les corrections dérivées de la cartographie d'étoile dans une direction donnée deviennent fausses en changeant l'orientation des héliostats. Même si de tels décalages sont observés souvent pour les imageurs (causés par le déplacement de la caméra dans le plan focal du miroir), on n'a aucune évidence de cet effet pour les héliostats de CELESTE. Si cet effet paraissait important, on serait obligé soit d'introduire des corrections d'alignement variables dans l'algorithme de pointage, soit de corriger l'efficacité de collection pour ce décalage en fonction de position de source.

Tous ces phénomènes réduisent le nombre de photons réellement collectés par rapport au nombre estimé dans la simulation, qui produit une **sous-estimation de l'énergie** de la particule primaire. En plus, **la réponse du détecteur simulé est plus uniforme que celle du détecteur réel**, fait qui affecte certaines variables d'analyse basés sur l'uniformité du signal à travers du champ d'héliostats.

---

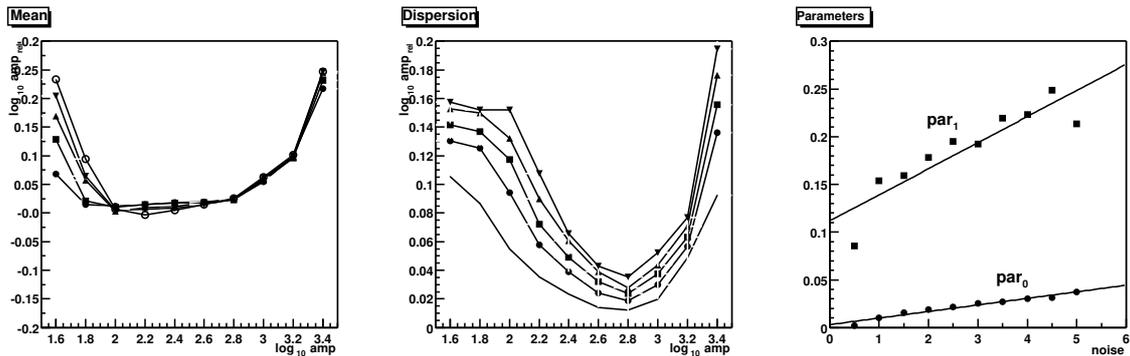
Dans la partie électronique du télescope, les gains (i.e. les atténuations) furent mesurés comme le rapport entre l'amplitude à l'entrée et à la sortie d'une impulsion injectée de largeur convenable (proche de celle des pics Čerenkov réels). Or ces mesures dépendent du choix de cette largeur parce que l'élargissement des impulsions dans les câbles les plus longs et dans les éléments à bande passante limitée introduise aussi une réduction de l'amplitude. Les pertes propres de l'élément donné sont égales au rapport de la charge (la surface du pic) à la sortie et à l'entrée  $g = s_o/s_i$  (ici on dénote par  $i$  les variables à l'entrée et par  $o$  celles à la sortie). Considérant l'élargissement donné par  $w_o^2 = w_i^2 + b^2$ , l'atténuation de l'amplitude mesurée est

$$r = \frac{a_o}{a_i} = \frac{s_o}{s_i \sqrt{1 + b^2/w_i^2}}.$$

Il semblerait plus avantageux de calibrer les gains en charges plutôt qu'en amplitudes. Cette méthode reconstruit mieux le nombre de photoélectrons car la surface du pic Čerenkov final est une simple somme de surfaces des impulsions de photoélectrons individuels (comme discuté plus bas). Le choix originel pour la calibration en amplitude fut justifié par la nécessité d'équilibrer les voies dans les modules de déclenchement (et entre les modules) : ici c'est l'amplitude qu'on compare avec le seuil choisi (malgré les effets importants de l'élargissement dans les cartes de retards). Mais la calibration en charge doit être préférée pour la branche de digitisation. Les premiers essais, décrits dans le paragraphe 5.2.2, concernent la recherche des impulsions de photoélectron unique dans les données FADC.

## Amplitude

Pour l'amplitude d'un pic localisé dans la fenêtre d'échantillonnage on peut prendre simplement la valeur la plus élevée (supposant la valeur de piédestal correctement estimée). Mais l'estimation basée sur une seule valeur est sensible au décalage des pas de conversion  $dc/mV$ . Une approche plus sûre est de calculer l'interpolation quadratique des trois bins les plus élevés. On est dans l'abri de ce biais avec la méthode d'ajustement, mais la différence entre la forme du pic réel et de la fonction ajusté (surtout s'il s'agit de pics pointus) peut produire une erreur importante de l'amplitude reconstruite (bien plus importante que dans cas de la résolution temporelle). Néanmoins, l'ajustement est la seule méthode de traitement des pics saturés.



**FIG. 6.9** – Rapport entre l'amplitude reconstruite (à partir des paramètres ajustés) et réelle pour les différents niveaux de bruit de fond (analogue à la fig.6.5) à l'échelle logarithmique. L'axe horizontale est donnée en mV.

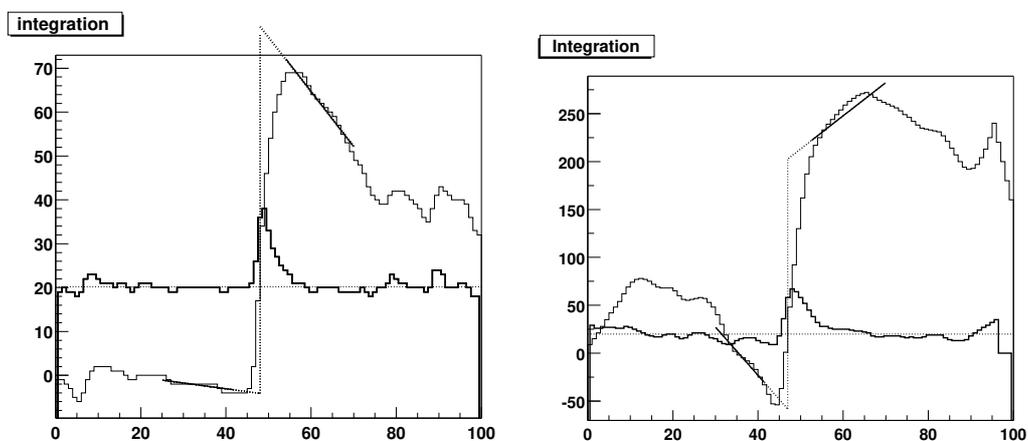
Sur la figure 6.9 nous voyons les résultats de l'analyse des mêmes données que celles utilisées pour l'estimation de la résolution temporelle; les distributions obtenues ressemblent à celles de la figure 6.5. On remarque que la valeur moyenne devient surestimée dans deux régions. Les petits pics sont fortement perturbés par le bruit car les fluctuations négatives ne sont pas identifiées comme des pics, on obtient un excès positif qui croît avec le taux de bruit. Dans la région des pics saturés il s'agit d'un défaut intrinsèque à la méthode d'ajustement : l'erreur sur l'amplitude ajustée monte de 20% à 500  $dc$  jusqu'à 80% à 800  $dc$ .

Comme dans le cas de la résolution temporelle, nous avons ajusté la résolution en amplitude par une parabole (selon la paramétrisation 6.2), mais seulement sur la partie de la courbe au dessous de 100 mV. On trouve que la relation linéaire entre les paramètres ajustés et le taux de bruit est toujours valable, avec la position de minimum fixé à  $c_t = 2.8 = \log_{10} 630 \text{ mV} \approx \log_{10} 200 \text{ dc}$ .

## Surface

Comme dans le cas de l'amplitude, la surface du pic peut être estimée soit à partir des paramètres de la fonction ajustée, soit par une simple intégration de la région du pic. Par la seconde méthode on obtient un résultat plus exact, mais elle ne peut pas être appliquée en cas des pics saturés. Il faut aussi définir des limites de pic, c'est à dire les limites d'intégration de la surface du pic. La fig. 6.10 montre la charge cumulée en intégrant sur toute la fenêtre de digitisation (après soustraction du piédestal). On voit comment un changement des points

initiaux et finaux de l'intégration de la surface du pic modifie fortement la valeur de cette surface (obtenue comme une simple différence des valeurs de l'intégral en ce deux points). Les deux droites donnent l'ajustement linéaire (c. à d. constante avant intégration) aux régions situées à gauche et à droite du pic central. La pente non-nulle de cette fonction aux bords de la fenêtre indique que les piédestaux propres à ces deux régions diffèrent de la valeur moyenne du piédestal. Ceci arrive pour deux raisons : le piédestal varie à cause de la fluctuation du taux des photons du fond de ciel (exemple de droite de la fig. 6.10) et aussi la libération simultanée d'un grand nombre de photoélectrons produit une accumulation de charges importante dans le condensateur attaché au phototube (le couplage capacitif présenté en par. 5.1.1) – évident dans l'exemple de gauche à bas bruit de cette figure. La moyenne du piédestal à droite du pic est donc diminuée par la valeur correspondante du potentiel du condensateur.



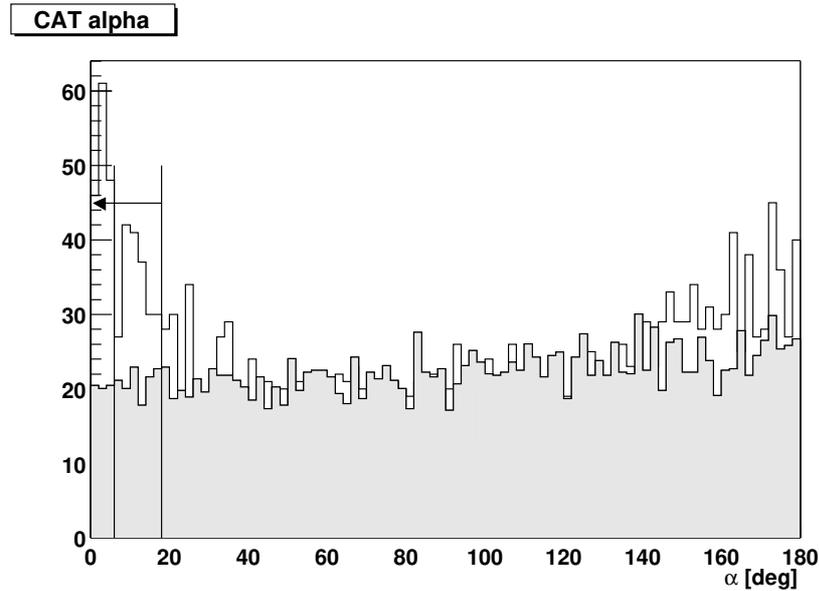
**FIG. 6.10** – Charge intégrée dans la fenêtre de digitisation pour un pic Čerenkov simulé avec un bruit de fond négligeable (à gauche) ou nominal (à droite). La courbe épaisse montre le signal avant intégration (la ligne pointillée horizontale correspond à la valeur du piédestal). La surface du pic est estimée à l'aide de deux ajustement linéaires (voir le texte) comme la différence à la position du maximum du pic (ligne pointillée verticale).

#### 6.1.4 Comparaison avec la simulation

Comment déjà dit au début de ce chapitre, les paramètres des pics Čerenkov donnent la possibilité d'une première comparaison directe entre les données prises dans l'acquisition réelle et celles issues de la chaîne complète de la simulation. Il est très important de vérifier les résultats à ce point car toutes les variables de l'analyse suivante dépendent des caractéristiques des pics individuels.

Nous commençons cette comparaison avec la simulation « standard » d'une source située au Zénith. Deux lots de protons sont simulés avec un indice spectral intégral  $-1.78$  : l'un entre 30 GeV et 200 GeV et l'autre entre 200 GeV et 10 TeV.<sup>9</sup> L'indice du spectre des gamma ( $-2.0$ ) a été choisi proche de celui du Crabe (selon les mesures d'EGRET), les énergies allant de 10 à

<sup>9</sup> Car seulement peu protons du premier intervalle déclenchent le détecteur ; avec un seul lot de spectre continu on aurait une statistique insuffisante d'événements à haute énergie. Pour certaines études nous nous contentons seulement des protons du deuxième intervalle, négligeant la contribution minoritaire des protons de basse énergie.



**FIG. 6.11** – Distribution de l’angle  $\alpha$  pour les évènements communs (pris sur la source) passant les coupures « gamma » (histogramme blanc) et « hadron » (histogramme gris) de l’analyse CAT. Le nombre des évènements hadroniques a été renormalisé à la même intensité hors source ( $60^\circ < \alpha < 180^\circ$ ). Les lignes verticales indiquent les deux coupures en  $\alpha$  utilisés pour l’extraction des lots enrichis en gamma.

300 GeV. Le développement des gerbes est traité avec ISU, suivi par la simulation optique, dans la configuration des 40 héliostats en pointé convergent à 11 km. Les paramètres de la simulation électronique viennent des mesures présentées dans le chapitre précédent (l’impulsion d’un photoélectron de type *gaus+expo* de avec demi-largeur de 3.3 ns , compte tenu du couplage capacitif). Le bruit du fond du ciel avec un taux (moyenné entre les héliostats) de 1.2 *p.e./ns* correspond à de bonnes conditions météorologiques.

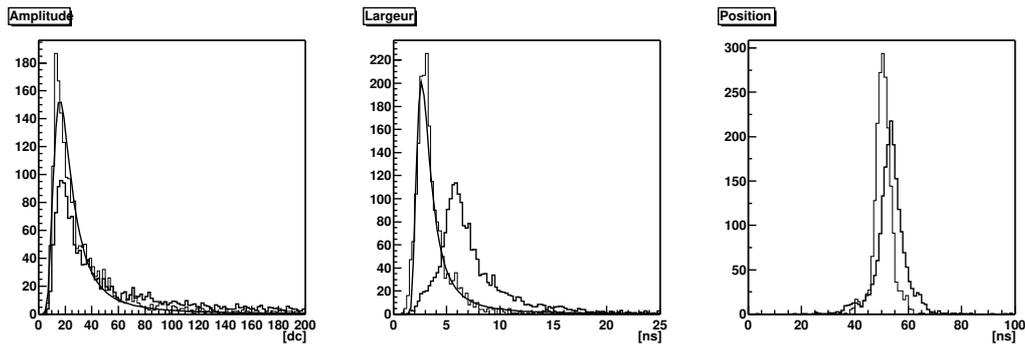
Pour les données réelles nous avons choisi les données prises près du Zénith (l’angle zénithal  $\theta < 15^\circ$ ), pendant l’observation de Markarian421 en janvier et février 2000 (7 runs totalisant 2.4 heures sur la source). Ce lot a été choisi pour deux raisons :

- le source a été observé simultanément avec l’imageur CAT, dont l’analyse est très performante pour la sélection entre les gerbes hadroniques et gamma ;
- il s’agit d’une période d’activité très élevée de Markarian421 (selon les mesures du CAT), qui a permis à CELESTE pour la première fois d’obtenir un signal significatif sur cette source.

La combinaison de ces deux conditions nous permet d’extraire une sélection d’évènements communs fortement enrichie en gamma. La procédure d’une telle extraction est décrite en détail par Mathieu de Naurois dans [20, chap. 10] : ici nous ne rappellerons que les idées essentielles. Pour l’imageur CAT, on utilise comme variable principale l’angle  $\alpha$  d’orientation de l’image de la gerbe par rapport à la position de la source dans le plan focal. Dans l’analyse de CAT on sélectionne les images qui s’ajustent le mieux à un modèle de gerbes gamma ; la distribution de l’angle  $\alpha$  de ces évènements (montrée sur la fig. 6.11) montre un excès attendu (par rapport aux évènements du fond hadronique) près du 0. La coupure habituelle  $\alpha < 6^\circ$  nous

donne 334 évènements « gamma » par rapport aux 131 évènements « hadroniques » dans cet intervalle (après la renormalisation donnée sur la fig. 6.11) : on estime donc le contenu à environ 60% de gamma dans ce lot. Pour certaines études (dépendances de plusieurs paramètres) cette statistique paraît trop faible ; une sélection moins forte de  $\alpha < 18^\circ$  nous donne un lot de 740 évènements avec 48% des gamma.

Imposer un déclenchement simultané de CAT aux évènements de CELESTE élève nettement le seuil de ce dernier (autour de 200 GeV). Nous devons donc étudier aussi l'influence du seuil de déclenchement pour les distributions discutées ci-dessous.



**FIG. 6.12** – Distributions des paramètres d’ajustement des pics trouvés dans la voie B08 pour la simulation des protons (ligne étroite avec des fonctions de Landau ajustées) et les évènements réels (communs CAT-CELESTE) marqués « hadronique » (ligne épaisse). Les valeurs des amplitudes sont données en pas codeur [dc], la largeur et la position en pas d’échantillonnage, dénoté [ns] (parce qu’il vaut une nanoseconde à 6% près).

La fig. 6.12 compare les distributions des trois paramètres principaux des pics - l’amplitude, la largeur et la position du maximum - d’une voie choisie, pour des protons simulés (seuil « nominal » de  $4.5 p.e.$  par héliostat et une majorité de 3/5) et pour des données réelles (évènements « hadroniques »). Les différences entre ces distributions méritent des commentaires :

- amplitude* l’excès de pics à faible amplitude dans les données simulées correspond effectivement à un seuil plus élevé des données réelles (commenté avec la fig. 6.13) ;
- position* la position absolu du pic n’est pas pertinente ; la dispersion plus élevée des données réelles peut être aussi attribuée aux défauts de synchronisation des FADCs ;
- largeur* le désaccord le plus marqué, qui sera discuté plus loin.

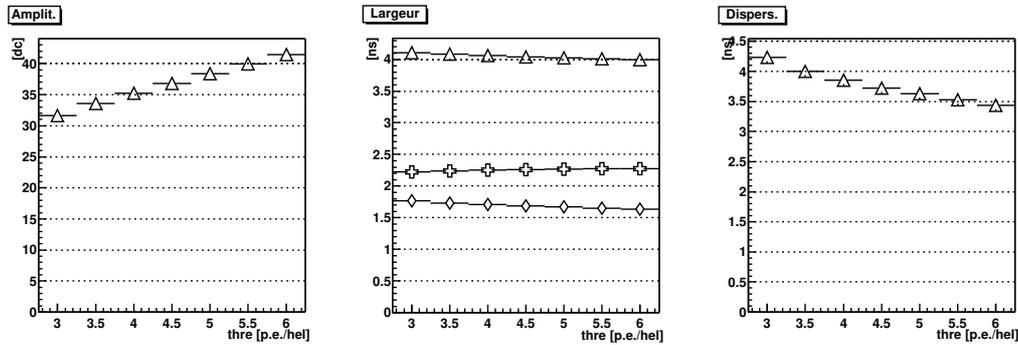
La comparaison avec les gamma simulés (le même seuil que celui des protons) et le lot des données réelles enrichies de 60% en gamma donne les résultats résumés dans le tableau suivant :

données	communs CAT-CELESTE		simulation « standard »	
	« hadrons »	« gamma »	protons	gamma
amplitude [dc]	47.3	36.6	36.5	30.0
disp. de position [ns]	5.38	5.74	3.70	3.26
demi-largeur [ns]	$6.52 \pm 3.36$	$6.70 \pm 3.80$	$4.05 \pm 2.17$	$3.92 \pm 2.19$
à gauche	$2.87 \pm 2.51$	$3.10 \pm 2.92$	$1.70 \pm 1.51$	$1.65 \pm 1.50$
à droite	$3.65 \pm 2.26$	$3.61 \pm 2.47$	$2.34 \pm 1.73$	$2.26 \pm 1.75$

Il s'agit des valeurs (moyennées entre toutes les voies) de la moyenne et l'écart-type des distributions discutées : pour l'amplitude seule la moyenne est donnée et pour la position seule la dispersion. On utilise aussi une pré-sélection des pics en amplitude  $A > 10 dc$  (env.  $3 p.e.$ ) pour réduire le nombre des pics dus aux fluctuations du fond de ciel (sauf pour la distribution d'amplitude, où on utilise une coupure différente  $A < 230 dc$  pour rejeter les ajustements défailants des pics saturés).

Les différences entre les voies (pour les données réelles) ne sont pas négligeables : pour les moyennes des distributions d'amplitude la dispersion entre les voies est environ 13%, de même pour la dispersion de position du maximum. Les largeurs moyennes varient entre les voies de  $5 \sim 6\%$ .

La figure 6.13 montre une variation linéaire de ces valeurs moyennes avec le seuil appliqué, pour des protons simulés. L'amplitude moyenne croît (vers les valeurs qu'on trouve pour les données réelles) avec le seuil, semblant indiquer une sous-estimation du seuil simulé. Par contre la largeur (sa partie à gauche) et la dispersion de position diminue. Il faut donc aller chercher les raisons des écarts constatés dans les parties précédentes de la simulation.



**FIG. 6.13** – Caractéristiques des distributions de la figure 6.12 (moyenne entre toutes les voies) pour les protons simulés en fonction du seuil appliqué (majorité 3/5). A gauche, l'amplitude moyenne (dans l'intervalle  $10 dc < A < 230 dc$ ), au milieu, la demi-largeur (triangles) et les parties à gauche (losanges) et à droite (croix), et le dernier graphique la dispersion de position du maximum.

L'effet de diminution de la largeur avec l'amplitude du pic <sup>10</sup> est encore plus visible sur les graphiques bi-dimensionnels (6.14) ; étude séparée des profils pour la largeur à droite et à gauche est donnée sur la fig. 6.15. On voit bien que la largeur moyenne de pics simulés est sensiblement inférieure (d'environ 40%) à la largeur des pics trouvés dans les données réelles. A cette échelle les différences entre les données hadroniques et « gamma » devient négligeables. On peut néanmoins constater que les données réelles composées pour moitié de gamma ont une largeur légèrement inférieure aux données hadroniques, c'est ce qu'on trouve aussi entre les protons et gamma simulés, jusqu'à la saturation. La croissance de la largeur des pics dans les données réelles au-delà de la saturation peut être expliqué par l'effet de pics mal reconstruits (beaucoup plus rare dans les données simulées).

On peut imaginer deux effets qui ont impact sur la largeur des pics Čerenkov : le niveau de bruit du fond (qui joue surtout dans la reconstruction des pics) et la fluctuation temporelle des impulsions d'un photoélectron dont le pic est composé. Pour étudier ce dernier effet, nous avons introduit dans la simulation électronique une fluctuation supplémentaire du temps de

<sup>10</sup> Il s'agit de la largeur à mi-hauteur ; la largeur à un niveau donné peut effectivement augmenter.

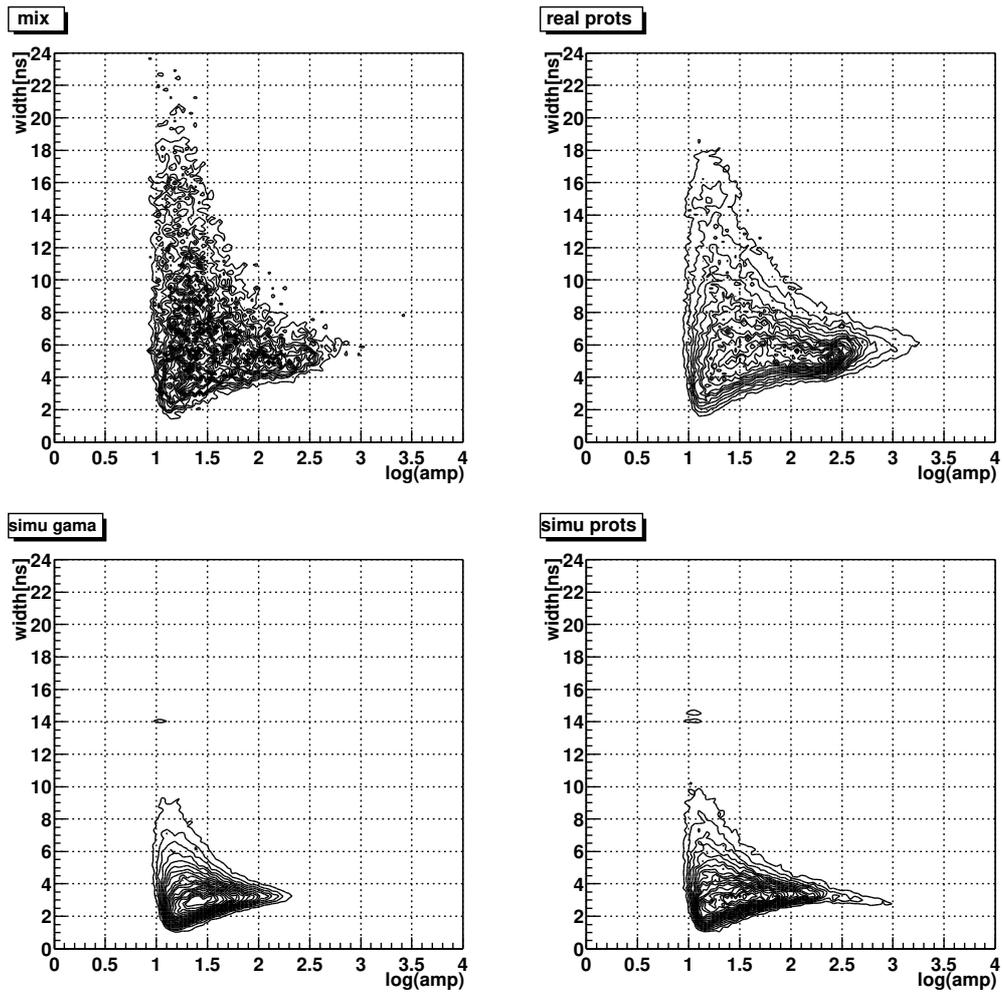


FIG. 6.14 – Largeur ajustée versus amplitude (en échelle logarithmique) : en haut, les données réelles enrichies en gamma (48%) et les événements « hadroniques », en bas, les gamma et les protons simulés.

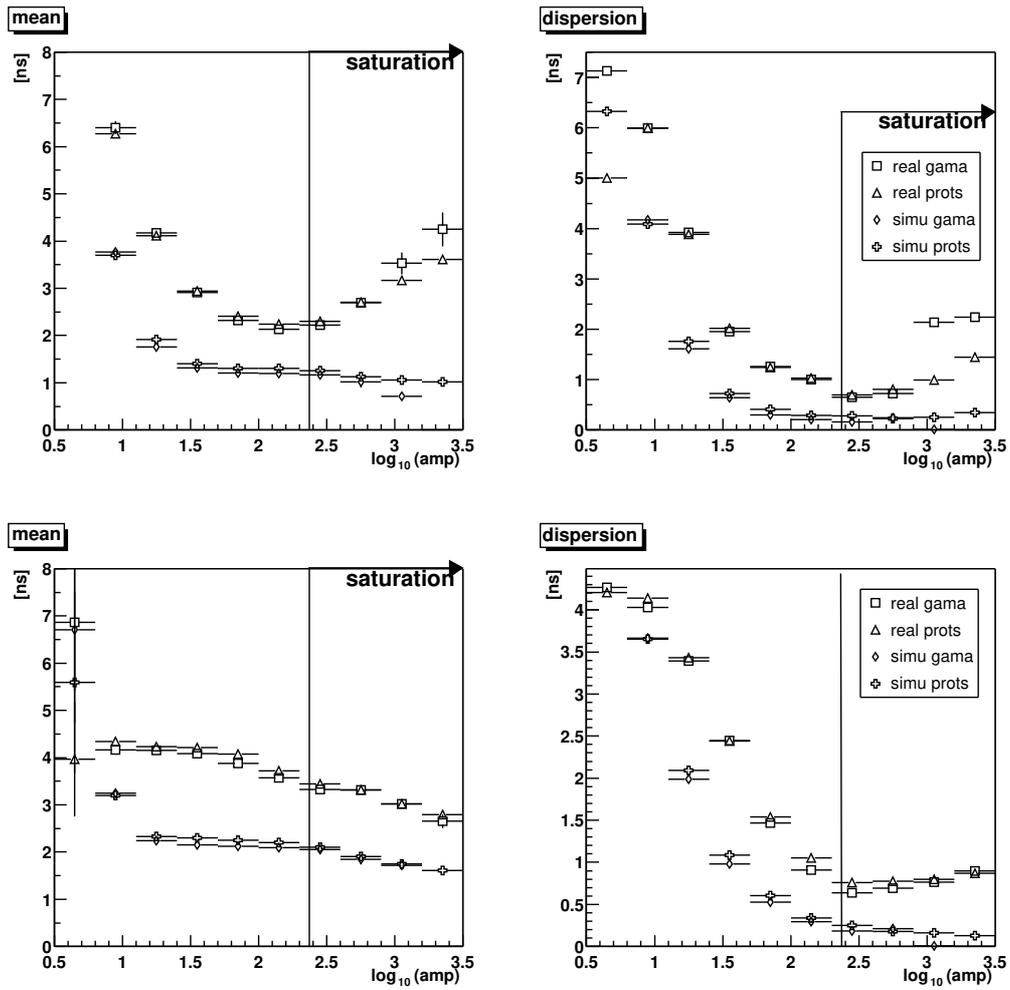
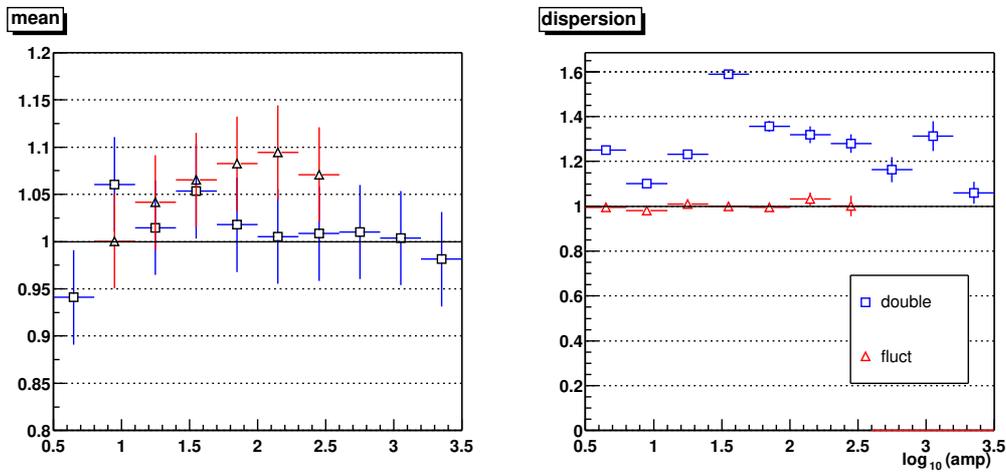


FIG. 6.15 – Largeur ajustée versus amplitude pour des données prises près du Zénith et la simulation « standard ». La paire du haut donne la valeur moyenne et la dispersion (par bin logarithmique en amplitude) de la demi-largeur à gauche, en bas même chose pour la demi-largeur à droite. La ligne verticale limite la région de saturation des FADCs.

transit des photoélectrons dans les PMs, mais la vraie origine de la dispersion supplémentaire des photons peut être déjà dans la propagation de la lumière dans l'optique ou même dans le développement des gerbes.

Sur la fig. 6.16 on peut comparer l'influence de ces deux effets : le doublement de bruit de fond du ciel (un taux moyen  $n = 2.4 p.e./ns$ ) et une augmentation forte de la fluctuation du temps de transit (de 0.5 ns à 2.7 ns, cette valeur importante ayant été choisie pour estimer la grandeur de cet effet). Comme on le voit, le bruit de fond supplémentaire ne change pas la valeur moyenne de la largeur des pics (sauf à basse amplitude à cause des faux pics de bruit), mais il augmente la dispersion des distributions de largeur de 20 à 40 %. La variation de la fluctuation temporelle des photoélectrons d'un facteur 5 peut effectivement augmenter la largeur moyenne, mais au maximum de 10% près de la saturation.

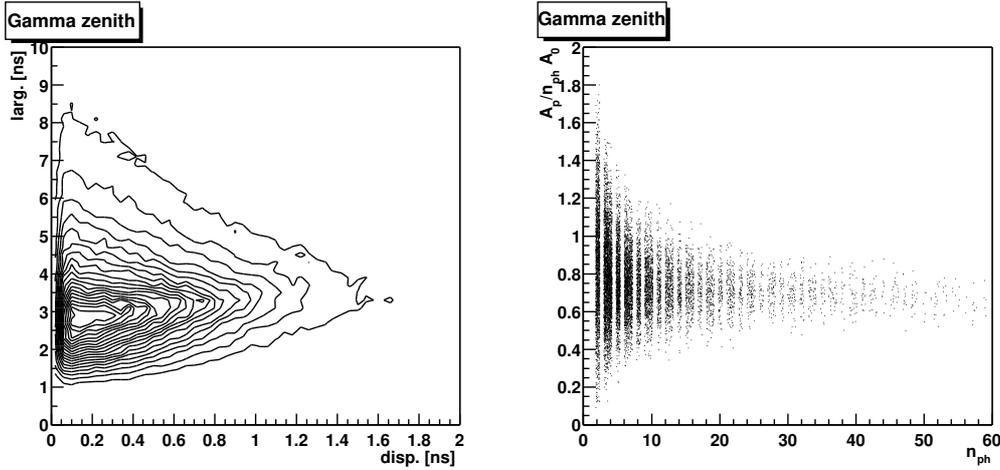


**FIG. 6.16** – Influence de deux effets – bruit de ciel double (carrés) et fluctuation temporelle (triangles) – sur la largeur des pics. La figure de gauche donne l'élargissement relatif de la valeur moyenne par bin en amplitude (en  $\log dc$ ), la figure de droite le changement de sa dispersion, en fonction de l'amplitude.

Les effets discutés ne sont donc pas capables d'apporter les corrections nécessaires. La seule solution qui reste c'est de revenir au paragraphe 5.2.4 : le paramètre d'autocorrelation  $\tau$  pour les données réelles varie entre  $\tau \approx 2.6 ns$  et  $2.9 ns$  ; pour arriver à cette valeur avec le bruit de fond simulé, il faut selon la figure 5.16 élargir l'impulsion d'un photoélectron jusqu'à une demi-largeur entre 5 ns et 6 ns. Ce choix nous permet de simuler la fluctuation du piédestal réelle (la valeur  $\sigma^2 = 5 \sim 10 p.e.^2$ ) avec un taux des photons plus proche de l'estimation de Berrie Giebels (page 19). Mais le changement de largeur peut avoir des conséquences importantes sur beaucoup d'autres caractéristiques de l'expérience, non seulement dans sa branche digitisation, mais encore plus dans la procédure de déclenchement. Dans le chapitre suivant on va essayer de quantifier ces effets.

On s'est aperçu que la largeur des impulsions d'un photoélectron joue un rôle beaucoup plus important que la dispersion temporelle du front d'onde Čerenkov : la fig. 6.17 montre que la variation de la largeur du pic avec cette dernière est assez faible.

La valeur de la largeur  $w_0$  des impulsions d'un photoélectron, utilisée dans la simulation, a une influence directe sur la surface des pics Čerenkov (car les détecteurs ont été calibré en amplitude, on trouve une proportionnalité entre  $w_0$  et la surface des pics). Son impact sur



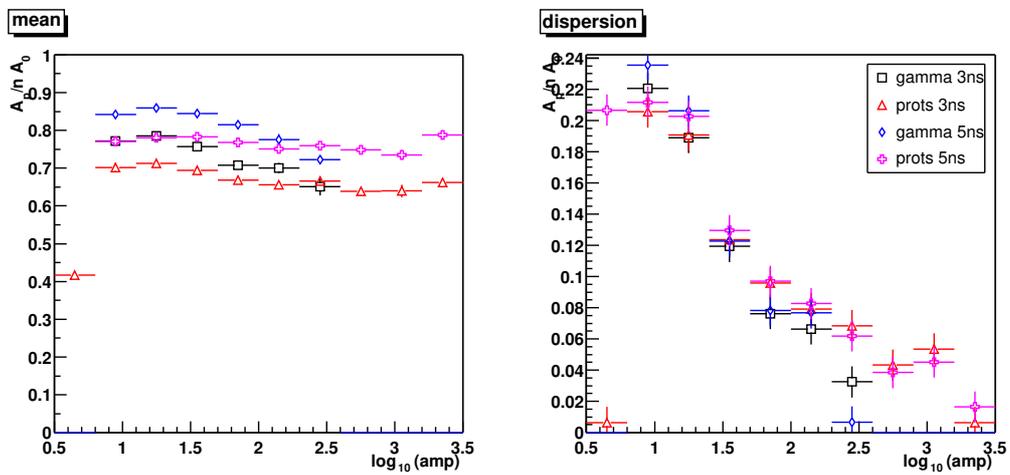
**FIG. 6.17** – à gauche : corrélation entre la largeur du pic et la dispersion du temps d’arrivée des photons (la dispersion du front d’onde Čerenkov) dans un phototube donnée; à droite : le « facteur de sommation »  $s_p = A_p/nA_o$  en fonction du nombre de photoélectrons (simulation de gamma au Zénith avec une largeur d’impulsion de photoélectron  $w_0 \approx 3.3$  ns).

l’amplitude  $A_p$  des pics Čerenkov est moins direct : la dispersion des temps d’arrivée des photons (sur un détecteur) fait que  $A_p$  est inférieur à la somme des amplitudes d’impulsion d’un photoélectron (qui fluctuent autour de la valeur « calibrée »  $A_0$ ). Pour des impulsions étroites cet effet est plus important que pour des impulsions larges.

Le tableau suivant montre les résultats des simulations (gamma et protons au Zénith) qui ont été effectuées pour trois largeurs  $w_o$  :

$w_0$ [ns]	gamma		protons	
	$w_p$ [ns]	$s_p$	$w_p$ [ns]	$s_p$
3.34	3.63	0.83	3.81	0.78
5.00	5.19	0.90	5.36	0.85
6.02	6.32	0.91	6.52	0.86

Une pré-sélection des pics entre 10 et 30 *p.e.* a été appliquée (pour s’affranchir de pics perturbés par le bruit). La valeur  $w_p$  est la largeur moyenne des pics dans cet intervalle,  $s_p$  est la moyenne des rapports  $s_{pi} = A_{pi}/nA_{oi}$  obtenus pour chaque détecteur (avec sa propre calibration d’amplitude  $A_{oi}$  des impulsions d’un photoélectron).



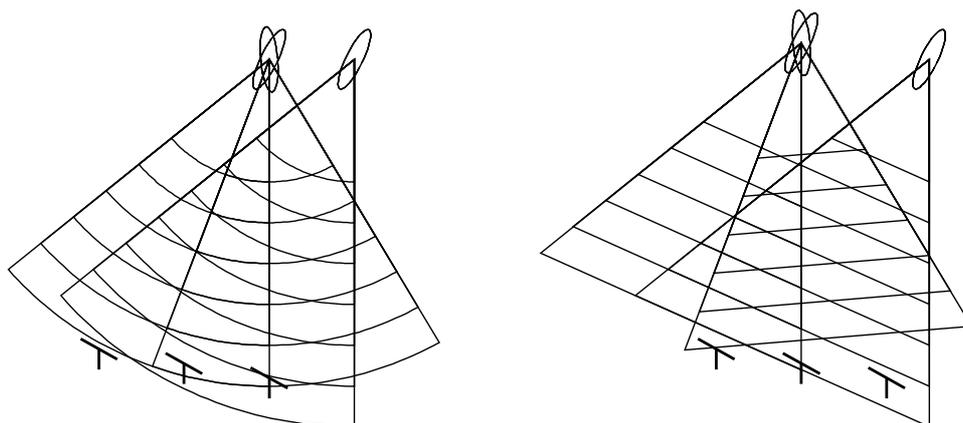
**FIG. 6.18** – Le facteur  $s_p$  en fonction de l'amplitude des pics (en [dc]) pour les protons et gamma au Zénith et deux largeurs différentes d'impulsions d'un photoélectron. Tandis que pour les protons la valeur moyenne reste presque constante, pour les gamma elle décroît (presque jusqu'au niveau des protons).

## Chapitre 7

# Déclenchement

### 7.1 La formation de déclenchement

#### 7.1.1 « Mise-en-temps »



**FIG. 7.1** – Front d’onde sphérique versus front plan. Dans le deuxième cas le déplacement de la gerbe ne modifie pas la qualité de la mise-en-temps (pour un réglage des retards donné), ce qui n’est pas vrai pour un réglage « sphérique ».

Le calcul des retards dans le système de déclenchement est faite à partir d’une hypothèse sur la structure temporelle de la lumière Čerenkov produite par une gerbe électromagnétique. Pour les énergies de l’ordre  $10^1 - 10^2$  GeV la forme du front d’onde la mieux adaptée est probablement la forme sphérique. Son rayon est donné par  $d/\cos \theta$  (où  $\theta$  est l’angle zénithal sous lequel on observe la gerbe et  $d$  l’altitude du maximum de l’émission – typiquement 11 km), son centre se situe sur la droite qui passe par le pivot (point au milieu du champ des héliostats) dans la direction de la source observée.

Il est intéressant de noter que si on supposait une forme plane du front d’onde aucun choix de pivot serait nécessaire : le calcul des retards serait le même pour n’importe quel point d’impact des gerbes qui arriveraient de la direction donnée. En revanche, les retards réglés

selon l'hypothèse sphérique favorisent les gerbes qui tombent près du centre du champ, mais sans aucune restriction sur la direction de la gerbe (comme on le voit sur la fig. 7.1).

Pour cette raison le réglage « plan » contrairement au type « sphérique » ne réduit pas la surface effective de déclenchement mais ce dernier permet une meilleure mise-en-temps et donc un seuil en énergie plus bas pour les gerbes bien centrées. Mais une étude quantitative nous montre que les différences entre les deux types de réglage ne sont pas en fait très marquées : la dispersion des pics après la mise-en-temps (dans un module de déclenchement) croît légèrement avec le paramètre d'impact (d'une valeur 0.7 ns au double). Le facteur limitant ici est le pas minimal (1 ns) des retards analogiques.

Néanmoins, dans le système de déclenchement de CELESTE, de petites différences dans le positionnement des pics peuvent avoir des implications importants dans les amplitudes après la sommation. La sensibilité du détecteur à la précision de la mise-en-temps dépend beaucoup de la forme des pics sommés. Dans un mode de déclenchement purement logique on somme des impulsions rectangulaires (générées par des portes de retards logiques) donc de petits déplacements (jusqu'à la largeur de ces impulsions) sont tolérés. Par contre dans un système analogique, où on somme des impulsions étroites, même les petits erreurs de mise-en-temps peuvent réduire sensiblement l'amplitude du pic final. Les rapports de cette amplitude et de la somme des amplitudes des pics à l'entrée du module de déclenchement ont une valeur moyenne  $s_g$ , qui caractérise bien la précision de mise-en-temps.

L'amplitude « somme »  $A_g$  peut également être ramené (pour les gerbes simulées) au nombre total  $n_g$  des photoélectrons générés dans toutes les voies du groupe donné. Le rapport

$$f_g = \frac{A_g}{n_g b_g A_0} \quad (7.1)$$

(où  $A_0$  dénote l'amplitude nominale d'un photoélectron<sup>1</sup> et  $b_g$  est l'atténuation moyenne entre le détecteur et le module de déclenchement – dans le splitter et les retards fixes) donne une mesure de l'isochronicité globale de détecteur, combinant ainsi le facteur  $s_g$  de module de déclenchement avec les facteurs  $s_{pi}$  dus à la dispersion de temps d'arrivée des photons dans les photomultiplicateurs individuels. La figure 7.2 donne une idée générale de la qualité de mise-en-temps dans les groupes, la figure 7.3 compare le facteur  $f_g$  obtenu pour les différentes simulations. La connaissance de ce facteur peut être utile pour la correction de la relation traditionnelle entre le seuil exprimé en photoélectrons par héliostat et le seuil en millivolts appliqué au discriminateur dans le module de déclenchement

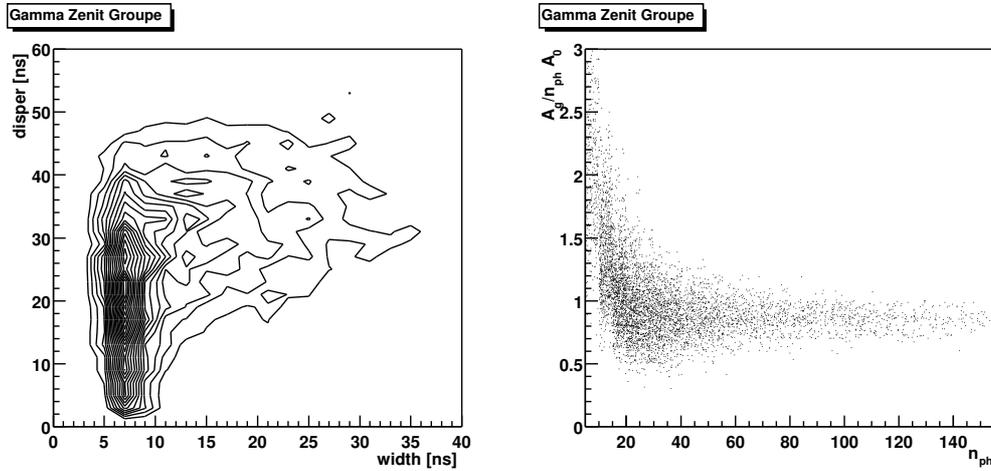
$$s[\text{mV}] = \gamma_i s[\text{dc}] - \delta_i = s[\text{p.e./hel}] h_g b_g A_0, \quad (7.2)$$

$h_g$  étant le nombre des voies actives dans le groupe.<sup>2</sup> Si l'intensité de lumière Čerenkov collectée par un héliostat est  $n = s[\text{p.e./hel}]$ , l'amplitude moyenne du signal sommé, obtenue à partir de la formule 7.1 avec  $n_g = h_g n$

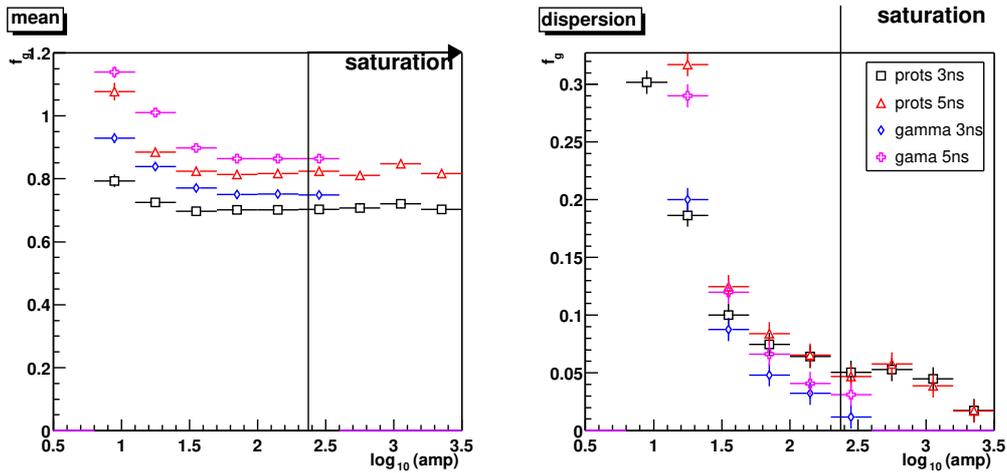
$$A_g = f_g n h_g b_g A_0,$$

<sup>1</sup> Dans une première phase de l'expérience, la haute tension des PMs fut réglée de façon à obtenir la même amplitude (moyenne) dans toutes les voies. Ceci a changé suite à la calibration opto-électronique (voir le par. 6.1.3). Pour une définition propre du seuil on doit donc utiliser la moyenne des amplitudes de toutes les voies du groupe considéré. Comme les différences entre la calibration ancienne et nouvelle ne sont pas très grandes, ces moyennes diffèrent de la valeur nominale (habituellement 10 mV/p.e.) de moins de 10%.

<sup>2</sup> Il n'y a pas d'atténuation à inclure car les paramètres  $\gamma_i$  et  $\delta_i$  pour la conversion entre tension en millivolts et d.c. partent de la calibration faite à l'entrée du module de déclenchement (voir le paragraphe 5.3.1).

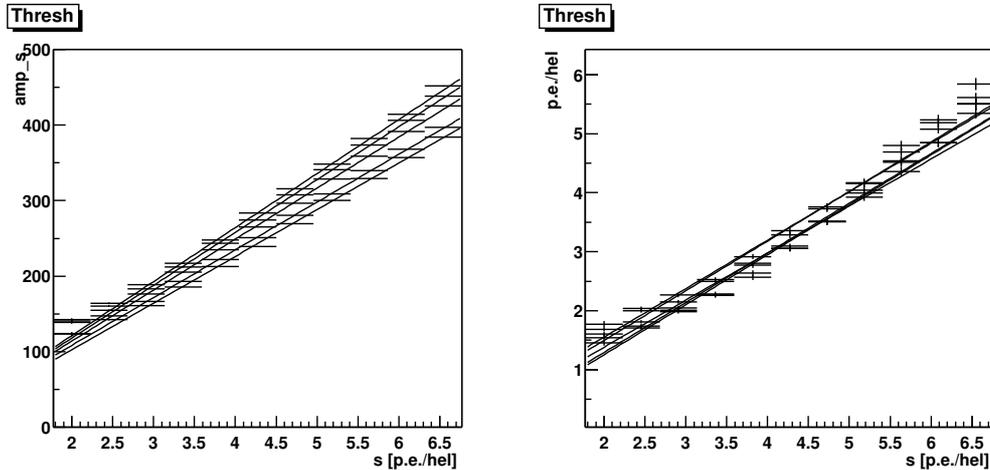


**FIG. 7.2** – Figure analogue à 6.17 pour un groupe de déclenchement : à gauche, la largeur du pic de la somme de groupe versus la dispersion des positions des maxima des pics dans les voies correspondantes ; à droite, le facteur de sommation  $f_g$  en fonction du nombre total  $n_g$  de photoélectrons dans le groupe : l'excès des événements  $f_g > 1$  pour les petits  $n_g$  est probablement dû aux petits pics augmentés par la fluctuation du bruit de fond [simulation de gamma au Zénith avec une largeur d'impulsion d'un photoélectron  $w_0 \approx 5$  ns].



**FIG. 7.3** – Le facteur  $f_g$  en fonction de la somme des amplitudes de pics (en [dc]) dans une groupe, pour les protons et gamma au Zénith et deux largeurs différentes des impulsions d'un photoélectron. (cf. la fig. 6.18). Sur le graphique des valeurs moyennes on trouve un excès similaire à celui observé sur la fig. 7.2.

est inférieure d'un facteur  $f_g$  au seuil donné par la formule 7.2. La fig. 7.4 montre les moyennes des valeurs  $A_g$  et  $n_g/h_g$  pour les événements qui ont déclenché le détecteur avec les seuils différents.



**FIG. 7.4** – Valeurs moyennes de l’amplitude du pic sommé (à gauche) et nombre des photoélectrons par groupe (à droite) versus le seuil de déclenchement (chaque bin en seuil correspond aux événements qui ont déclenché avec le seuil donné mais pas avec un seuil supérieur). Les pentes de la deuxième figure (entre 0.80 et 0.85) donnent le facteur de correction entre le seuil « théorique » et « réel ».

Pour les données réelles nous ne disposons que des variables extraites de données digitisées ; le facteur de sommation doit donc être re-défini comme

$$f_g = \frac{A_g}{\sum A_i}, \quad (7.3)$$

où  $\sum A_i = A_s$  est la somme des amplitudes de pics trouvés dans les voies de digitisation correspondants au groupe donnée. Évidemment, l’amplitude  $A_g$  du signal sommé dans le groupe n’est définie que pour les observations où on a dédié certaines voies d’échantillonnage aux sommes de groupes. Mais avant que l’expérience ne dispose du nombre nécessaire de FADCs, Mathieu de Naurois a implanté dans son code d’analyse (un logiciel dénommé *Flashview*, destiné à l’origine à la visualisation des données brutes) une méthode qui remplace les sommes digitisées par des sommes *reconstruites*. Il s’agit d’une simple sommation des fenêtres d’échantillonnage des voies qui contribuent au groupe donné. Ces fenêtres étant centrées au temps d’arrivée théorique du front d’onde (à un coup d’horloge près), on obtient presque la même précision de mise-en-temps ( $\approx 1$  ns) que dans le système de déclenchement réel. Néanmoins, les défauts occasionnels de positionnement et de lecture des fenêtres dans la mémoire des FADCs dégradent la mise-en-temps (et donc diminuent l’amplitude) des sommes reconstruites. Ces défauts peuvent biaiser la comparaison des paramètres de sommes de groupe reconstruites entre la simulation et la réalité.<sup>3</sup> Par contre, une telle comparaison ne dépend ni du modèle d’élargissement ni des autres caractéristiques du module de déclenchement.

<sup>3</sup> Le traitement de ces défauts à l’aide des pics fiduciaires, utilisé dans le code d’analyse de Mathieu de Naurois, n’était pas appliqué pour les sommes reconstruites.

La formule 7.3 peut être re-écrite de la façon suivante

$$f_r = \frac{A_r}{\sum A_i}, \quad (7.4)$$

où  $A_r$  est l'amplitude de la somme reconstruite. On peut définir une variable analogue à 7.4 qui compare la largeur  $w_r$  du pic reconstruit avec la moyenne de largeurs  $w_i$  des pics dans les voies individuelles

$$g_r = \frac{n w_r}{\sum w_i},$$

où  $n$  est le nombre de pics qui contribuent à la somme donnée. Cette variable est néanmoins sensible à la sélection des pics; elle peut être biaisée par les pics de petite amplitude pour lesquels l'estimation de la largeur est moins précise. Il semble donc plus prudent d'utiliser une moyenne pondérée

$$\bar{g}_r = \frac{w_r}{\sum A_i w_i / \sum A_i}. \quad (7.5)$$

La surface du pic (assimilé à un triangle) peut être exprimé comme  $S = Aw$ . Comme la surface du pic reconstruit est  $S_r = \sum S_i$  indépendamment de la qualité de la mise-en-temps, il existe une relation approchée entre  $f_r$  et  $\bar{g}_r$

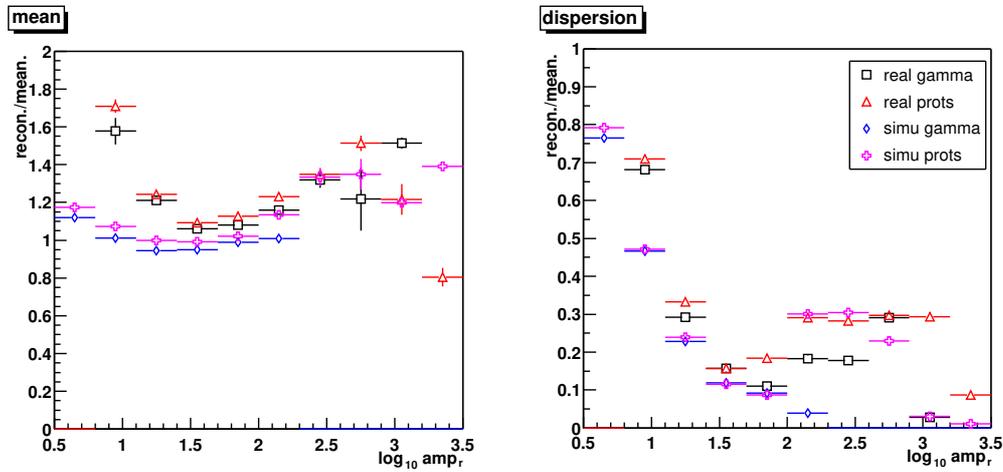
$$\bar{g}_r = \frac{w_r \sum A_i}{\sum A_i w_i} \approx \frac{S_r \sum A_i}{A_r \sum S_i} = \frac{1}{f_r}.$$

### 7.1.2 Comparaison des signaux sommés

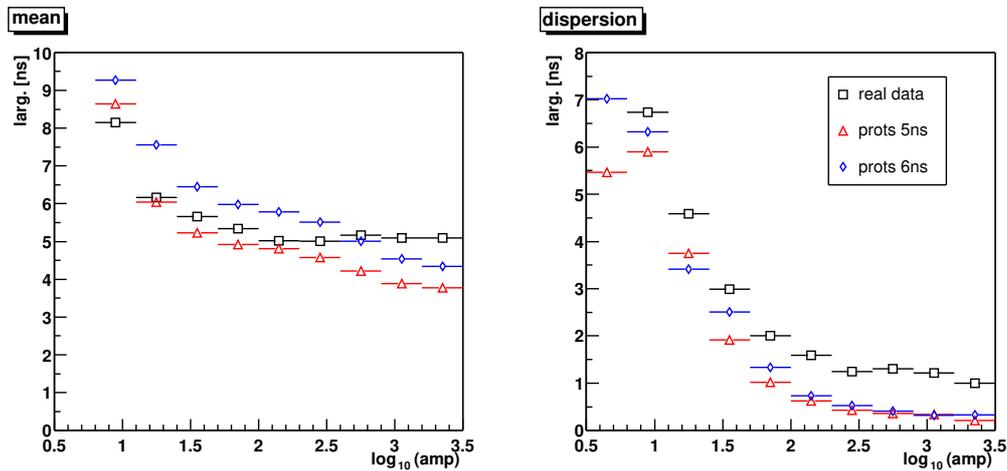
Nous commençons par la comparaison des sommes de groupe reconstruites, en utilisant toujours les données de Markarian 421 près du transit et celles simulées au Zénith. La figure 7.5 montre que même avec des impulsions d'un photoélectron de 6 ns de largeur, les données simulées n'approchent les données réelles qu'aux amplitudes élevées. Il y a donc effectivement une source supplémentaire de fluctuation de pics Čerenkov pour les données réelles, soit au niveau de digitisation des pics individuels et reconstruction de sommes, soit déjà entre les photons Čerenkov. Néanmoins, pour la distribution de  $\bar{g}_r$  discutée, on arrive à reproduire (voir la fig. 7.5) la différence entre le lot des données réelles enrichi en gamma par rapport aux données hadroniques : les pics reconstruits sont plus larges à basse énergie et plus étroits à haute énergie, c'est qu'on trouve aussi pour les gamma simulés par rapport aux protons.

Pour la comparaison des pics réels (c.à d. digitisés) de sommes de groupe nous ne pouvons pas utiliser le lot précédent, car à l'époque de ce sursaut de Mrk421 il n'y avait pas encore des voies de digitisation dédiées aux sommes de groupes. On doit donc tourner vers le Crabe, qui était notre cible principale, et pour lequel nous disposons d'une collection suffisante des données de bonne qualité. Nous devons nous contenter de la comparaison des données brutes avec des protons simulés. Dans les comparaisons précédentes on s'est assuré que les différences entre les distributions principales de paramètres de pics pour les données « gamma » et « proton » ne sont pas importantes (ni pour les données réelles ni simulées) par rapport aux différences entre la simulation et la réalité.

Nous allons comparer les données réelles (run 13139 datant du février 2001) avec les protons simulés pour deux largeurs différentes de l'impulsion d'un photoélectron : 5 et 6 ns. Ce choix est justifié par la figure 7.6, où la valeur moyenne de la largeur des pics dans les données réelles



**FIG. 7.5** – La valeur  $\bar{g}_r$  de la formule 7.5 en fonction de l’amplitude du pic reconstruit des sommes de groupe. Il s’agit de mêmes données que dans les comparaisons précédentes, la simulation s’est passée avec l’impulsion d’un photoélectron de 6 ns de largeur. Le « real gamma » est en effet le lot de données réelles enrichies de 48% de gamma.



**FIG. 7.6** – La largeur des pics digitisés dans les voies individuelles (une moyenne pour toutes les voies), en fonction de leur amplitude. Les données réelles (sans coupures) sont prises pendant l’observation du Crabe près du transit, les protons étaient simulés pour la même direction et deux largeurs différentes de l’impulsion d’un photoélectron.

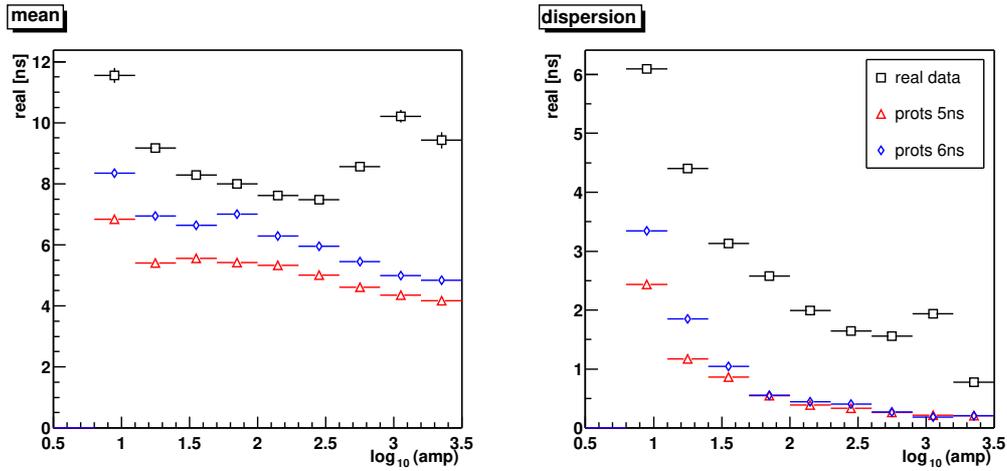


FIG. 7.7 – La largeur des pics digitisés des sommes de groupe, en fonction de leur amplitude.

se trouve pour une bonne partie de la gamme dynamique entre les points correspondants à ces deux simulations.

Nous commençons l'étude de pics de sommes digitisés par la comparaison des largeurs : sur la figure 7.7 nous constatons une différence plus marquée que dans le cas des pics reconstruits. Cette différence peut être attribuée aux effets divers à l'intérieur du module de déclenchement : les erreurs de la mise-en-temps aussi que une modélisation insuffisante de l'élargissement.

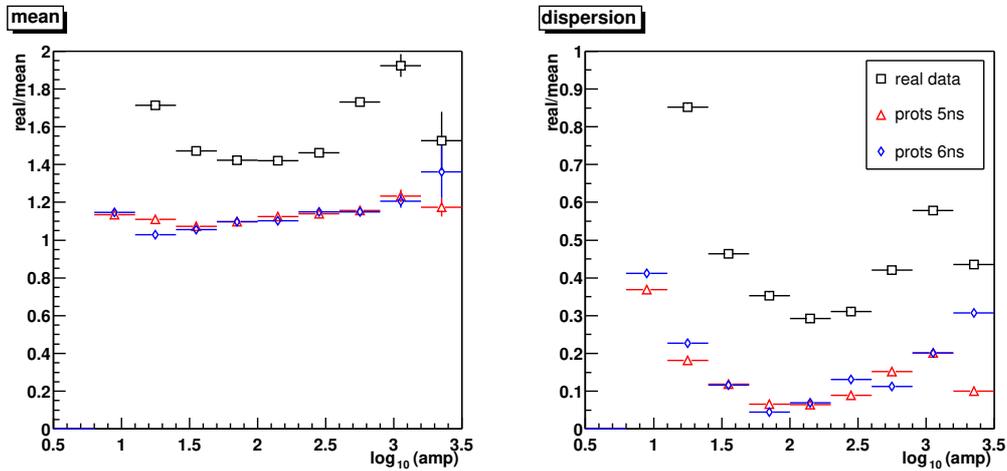


FIG. 7.8 – La largeur des pics digitisés des sommes de groupe, par rapport à la largeur moyenne (ponderée) des pics dans les voies correspondantes (en fonction de l'amplitude du pic sommé). On voit que l'influence de la largeur d'impulsion d'un photoélectron, utilisé dans la simulation, a effectivement disparu.

En outre de la largeur de pics sommés, nous pouvons aussi comparer leur amplitude. L'erreur de la calibration de la sortie analogique du module de déclenchement apporte une

incertitude supplémentaire de ce comparaison. La figure 7.9 nous montre le rapport entre l'amplitude de la somme digitisée et reconstruite ; même si on constate une différence de 50% entre la simulation et la réalité, on s'assure que jusqu'à la saturation ce rapport reste constante, qui est un point essentiel pour l'emploi des sommes reconstruites comme un remplacement des sommes digitisés dans l'analyse.

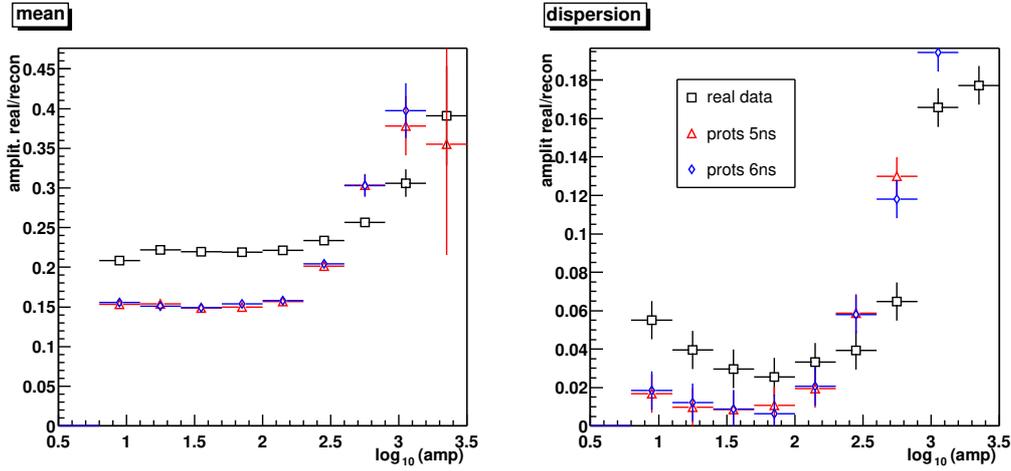


FIG. 7.9 – Le rapport entre les amplitudes de pics réels et reconstruits des sommes de groupe.

## 7.2 Surface effective

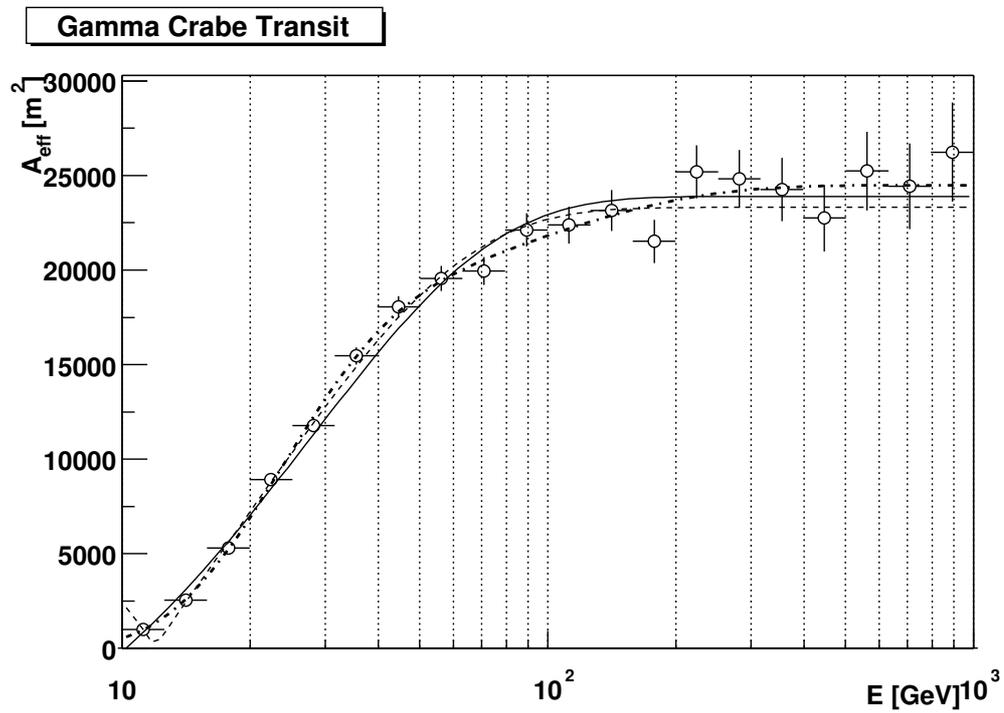
### 7.2.1 Définition des variables

A l'aide de la simulation de déclenchement on peut estimer une des variables principales de l'expérience, la surface effective. Elle est calculée comme l'efficacité de déclenchement  $n_d/n_g$  (où  $n_g$  est le nombre de gerbes générés et  $n_d$  le nombre de ces gerbes qui ont déclenché l'expérience) multiplié par la surface  $A_g$  sur lequel on a généré les gerbes (ici on parle toujours des gerbes gamma parce que ce sont les particules dont on veut mesurer le flux). On devrait s'assurer que la probabilité de déclenchement par les gerbes en dehors de cette zone de génération est négligeable.

La dépendance de la surface effective  $A_{eff}$  avec l'énergie  $E$  des gerbes utilisées nous permet aussi de définir le seuil en énergie (habituellement l'énergie pour laquelle  $A_{eff}(E)$  atteint 50% de sa valeur maximale). Dans le cas de CELESTE cette définition est en peu plus délicate car la zone de déclenchement est limitée surtout par le recouvrement des champs de vue des héliostats et non par la taille du disque Čerenkov (le cas des imageurs). Les gerbes d'énergie suffisamment élevée peuvent déclencher CELESTE même si elles ne sont vues que par une fraction des héliostats, et la surface effective continue à croître jusqu'au delà du 1 TeV. Pour cette raison, la formule simple

$$A_{eff}(E) = \frac{n_d(E)}{n_g} A_g = p_0 \left(1 - e^{-(E-p_1)/p_2}\right), \quad (7.6)$$

ne s'ajuste pas très bien aux données (cf. fig. 7.10). Une simple modification



**FIG. 7.10** – Surface effective en fonction de l'énergie ajustée par trois fonctions proposées dans le texte : 7.6 par le trait plein, 7.7 en tirets et 7.8 par la courbe épaisse. Les données correspondent aux gerbes gamma provenant de la direction du Crabe au transit, après le déclenchement avec un seuil de  $4.5 p.e.$  par héliostat et une multiplicité  $3/5$ .

$$A_{eff}(E) = p_0 \left(1 - e^{-(E-p_1)/p_2}\right)^{p_3}, \quad (7.7)$$

permet obtenir un ajustement sensiblement meilleur de la partie montante (près du seuil). Mais pour modéliser correctement la croissance de  $A_{eff}(E)$  jusqu'au 1 TeV (qui devient plus évidente après les coupures d'analyse), une fonction de 6 paramètres a été proposé

$$A_{eff}(E) = p_0 \left(1 - e^{-(E-p_1)/p_2}\right)^{p_3} \left(1 - e^{-(E-p_1)/p_4}\right)^{p_5}. \quad (7.8)$$

Évidemment, on ne peut pas exprimer l'énergie du seuil directement à partir des paramètres de cette fonction. Mais nous pouvons revenir à la fonction précédente qui donne les résultats presque identiques près du seuil. Cette fonction atteint la valeur  $0.5 p_0$  à

$$E_{th} = p_1 - p_2 \log \left(1 - \frac{1}{2}^{1/p_3}\right).$$

Mais à cause d'une mauvaise ajustement de la fonction 7.7 aux données aux hautes énergie son paramètre  $p_0$  (dénomé ensuite  $p_0^d$ ) ne correspond pas à la surface effective réelle dans la limite d'haute énergie ; on devrait plutôt utiliser le paramètre  $p_0$  de la fonction 7.8 (dénomé  $p_0^s$ ) et on obtient la définition finale du seuil

$$E_{th} = p_1 - p_2 \log \left(1 - \left[\frac{p_0^s}{2 p_0^d}\right]^{1/p_3}\right). \quad (7.9)$$

Cette définition est le maximum que nous pouvons tirer du meilleur ajustement de la fonction  $A_{eff}(E)$ , sans avoir fait une hypothèse sur le spectre de la source. Mais la paramétrisation 7.8, qui correspond aux besoins spécifiques de CELESTE, est difficile à comparer avec les résultats des autres expériences. La définition du seuil la plus répandue est probablement celle introduite par la collaboration de Whipple, pour laquelle à l'énergie du seuil  $E_{max}$  le nombre des gamma (tirés selon un spectre  $E^{-2}$ ) qui déclenchent le détecteur devient maximale (c'est à dire on cherche le maximum de la fonction  $E^{-2}A_{eff}(E)$ ).

Cette définition est particulièrement convenable pour l'observations de la Nebuleuse de Crabe, car la pente  $-2$  choisie correspond bien à celle du spectre de cette source dans la région  $10 \sim 100$  GeV.<sup>4</sup> Avec un spectre  $S(E) dE$  des particules primaires donné, nous pouvons aussi définir la surface effective moyenne

$$A_{moy} = \int_{E_s}^{\infty} S(E) A_{eff}(E) dE / \int_{E_s}^{\infty} S(E) dE = E_s \int_{E_s}^{\infty} E^{-2} A_{eff}(E) dE \quad (7.10)$$

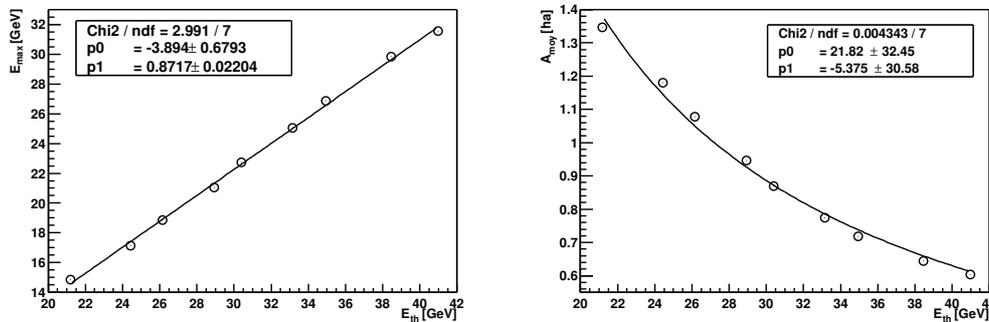
pour notre choix  $S(E) = kE^{-2}$ . Cette valeur dépend du choix de  $E_s$  : nous prenons l'énergie donné par le paramètre  $p_1$  dans la formule 7.8 pour laquelle  $A_{eff}(E)$  est nulle. Enfin, nous calculons l'énergie moyenne

$$E_{moy} = \int_{E_s}^{\infty} E S(E) A_{eff}(E) dE / A_{moy}.$$

<sup>4</sup> En effet, au dessus de cette région, dans la domaine des imageurs, le spectre de la Nebuleuse devient plus raide. Mais ce changement de l'indice spectral n'a pas des effets importants dans le cas de CELESTE dont le seuil est situé bien dans la région choisie.

Elle est plus sensible aux variations du spectre aux hautes energies que  $A_{moy}$ . De plus, quand on peut (pour un spectre avec la pente autour de  $-2$ ) terminer l'integration de 7.10 avec la precision suffisante autour de 10 TeV, pour le calcul de  $E_{moy}$  il faut aller au moins 10 fois plus loin, dans la region où le spectre de la source est très peu contraint par les mesures. On ne peut donc pas utiliser  $E_{moy}$  comme l'energie moyenne des gamma enregistrés avec la precision satisfaisante.

L'avantage des variables  $A_{moy}$  et  $E_{max}$  est qu'elles sont moins sensibles à l'ajustement de la fonction  $A_{eff}(E)$  dans la partie des hautes energies (où on a peu de statistique) que les parametres  $E_{th}$  et  $A_{lim}$ . De plus, si notre hypothese du spectre est correcte (surtout pour les energies autour de  $E_{max}$ ), la valeur  $A_{moy}$  est liée directement au taux de declenchement sur les gamma.



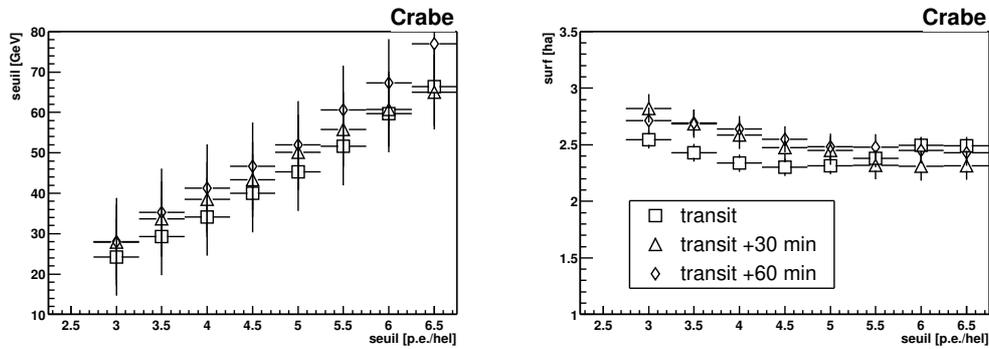
**FIG. 7.11** – Variables  $A_{moy}$  (à droite) et  $E_{max}$  (à gauche) en fonction du seuil en energie  $E_{th}$  (selon la formule 7.9) obtenus pour les differents seuils de declenchement. La surface  $A_{moy}$  est ajusté par une fonction  $p_0/(E_{th} + p_1)$ . Il s'agit de gamma de la direction du Crabe au transit, on utilise l'impulsion d'un photoélectron de 6 ns de large.

Comme montré sur la figure 7.11, il existe une relation lineaire entre  $E_{th}$  et  $E_{max}$  ; on trouve  $E_{max}$  de quelque GeV au dessous de  $E_{th}$ .

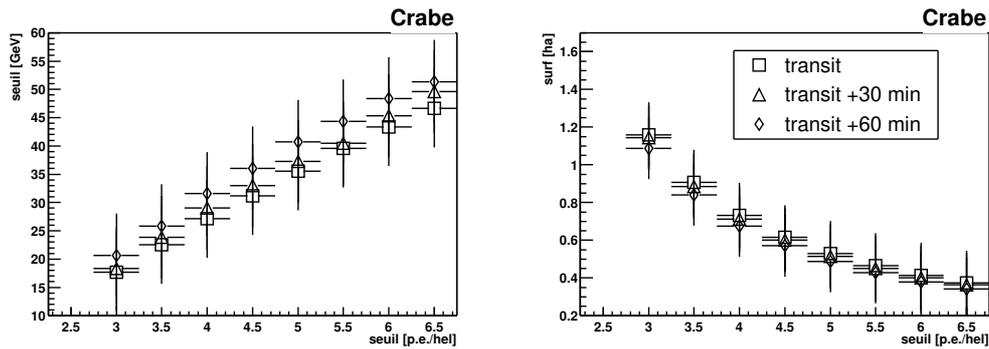
## 7.2.2 Sensibilité aux parametres de la simulation

La figure 7.13 montre la dépendance de parametres  $E_{th}$  et  $A_{lim}$  en fonction du seuil appliqué dans les modules de déclenchement. On observe une presque parfaite proportionalité entre le seuil  $s$  (en  $p.e.$  par heliostat) et l'energie du seuil  $E_{th}$ . Ce seuil monte avec l'angle horaire (de 40 GeV au transit à 47 GeV une heure après, pour le seuil nominal de 4.5  $p.e./hel$ ). Tandis que la surface limite peut effectivement augmenter à cause d'etalemt (par l'effet de projection) de la tache de lumiere Čerenkov ainsi que la zone de recouvrement des champs de vue avec l'angle zenithal, la surface integrale  $A_{moy}$  diminue clairement avec l'angle horaire ainsi qu'avec le seuil de declenchement (voir la fig. 7.13).

Le tableau suivant resume les valeurs obtenues pour la simulation des observations de Crabe, avec l'impulsion d'un photoélectron d'une largeur de 6 ns.



**FIG. 7.12** – Le seuil en énergie  $E_{th}$  (selon la formule 7.9) et la surface effective limite  $A_{lim} = p_0^s$ , en fonction du seuil des groupes de declenchement, pour une multiplicité 3/5. Il s’agit de gamma de la direction du Crabe (dans les moments donnés après son transit), on utilise l’impulsion d’un photoélectron de 6 ns de large.

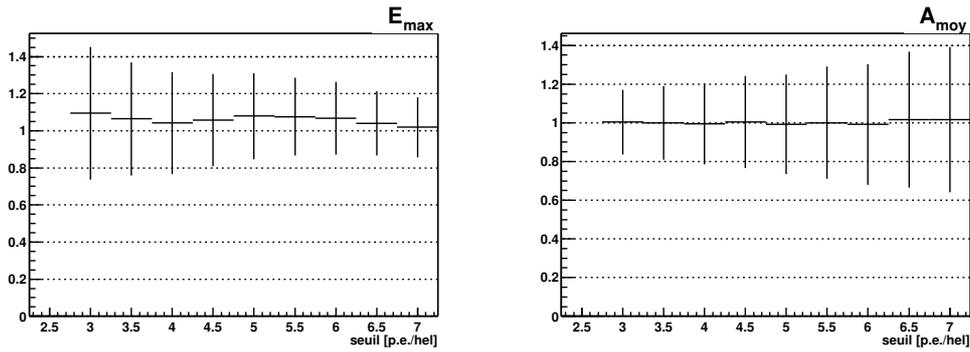


**FIG. 7.13** – L’énergie  $E_{max}$  et la surface moyenne  $A_{moy}$ , en fonction du seuil de declenchement, obtenus pour les memes conditions que la figure precedente.

angle horaire	$E_{th}$ [GeV]	$E_{max}$ [GeV]	$A_{lim}$ [ha]	$A_{moy}$ [ha]
0 min	$-11.50 + 11.58 s$	$-7.42 + 8.54 s$	$3.02 - 0.16 s$	$1.96 / (s - 1.32)$
30 min	$-5.33 + 11.03 s$	$-6.88 + 8.74 s$	$3.50 - 0.23 s$	$1.87 / (s - 1.37)$
60 min	$-10.39 + 12.82 s$	$-6.20 + 9.24 s$	$3.06 - 0.11 s$	$1.77 / (s - 1.38)$

Ce tableau nous permet d'avoir une idée comment seuil en energie et le taux de detection des gamma varie avec tous les effets qui entrent dans la calibration opto-electronique. La transparence de l'atmosphere, la reflectivité des miroirs, le gain des phototubes sont susceptibles de varier au cours du temps (à l'échelle saisoniere où journaliere), et l'amplitudes des pics (ainsi que les sommes de groupe) changent proportionnellement à la magnitude de cet effet. De facon plus quantitative, pour la direction du Crabe au transit, la variation du gain (par rapport aux conditions normales avec le seuil  $s = 4.5 p.e/hel$ ) de 10% resulte en changement du seuil  $E_{th}$  de 12% et de 15% pour la surface  $A_{moy}$ .

La figure 7.14 compare les resultats obtenus pour largeur  $w_0 = 6$  ns avec ceux pour lesquels nous avons utilisés  $w_0 = 5$  ns. On s'assure que meme si la reduction de la largeur des impulsion d'un photoelectron cause un seuil en energie plus elevé (de 6%), la surface ne change quasiment pas.



**FIG. 7.14** – L'énergie  $E_{max}$  et la surface moyenne  $A_{moy}$ , en fonction du seuil de declenchement : le rapport des valeurs obtenues pour la simulation avec la largeur des impulsion d'un photoelectron de 5 ns et celles pour la largeur de 6 ns.

Troisième partie  
Observation du Crabe

## Chapitre 8

# Analyse et reconstruction

Dans ce chapitre, nous allons décrire brièvement les idées principales dans la reconstruction des paramètres de gerbe. Pour une discussion détaillée de la procédure d'ajustement de la front d'onde Čerenkov ainsi que de la vérification de stabilité des variables d'analyse, le lecteur doit s'adresser aux thèses [29] et [20], dont les auteurs ont été directement impliqués dans le développement des procédures d'analyse.

### 8.1 Préparation des données

Une fois la recherche des pics dans les données digitisés terminée, l'ensemble des données peut être réduit à une simple série des paires des nombres réels : l'amplitude du pic et la position de son maximum, qui correspond au temps d'arrivée et l'intensité des photons Čerenkov au chaque détecteur. A ce moment on aborde la phase de reconstruction des paramètres de gerbes atmosphériques.

En réalité, à chaque pic retrouvé on ajoute deux paramètres supplémentaires : le temps de montée et de descente de la courbe ajustée. Ils nous permettent de faire une sélection des pics Čerenkov parmi les faux pics de bruit de fond et de définir des critères supplémentaires pour distinguer les événements hadroniques des gerbes purement électromagnétiques.

#### 8.1.1 Sélection des pics

Parmi les pics retrouvés par la méthode de recherche des pics peuvent être présents de faux pics (accumulation des photons de fond) ou des pics fortement perturbés par le bruit. Comme ils dégradent la précision de la reconstruction de gerbes nous cherchons des critères qui permettent de distinguer entre les pics réels et fortuits et éliminer ces derniers de la phase suivante de l'analyse.

Plusieurs critères de sélection ont été proposées :

*selon l'amplitude* : la condition (discutée déjà dans le paragraphe 6.1.1) que l'amplitude du pic dépasse un certain multiple de la fluctuation de piédestal, liée à la probabilité que le pic soit dû à une fluctuation ;

*selon la position* la coupure sur l'intervalle du temps entre le maximum du pic et la position théorique du front d'onde Čerenkov (le centre de la fenêtre lue, corrigé avec le pic fiduciaire) : car le temps précise d'arrivée du front dépend de la position du centre

de la gerbe (obtenue après sa reconstruction), on définit plutôt une zone des pics autorisée – tous pics en dehors de cette zone sont rejetés ;

*selon la forme* en cas de la procédure d’ajustement le profil général du pic doit correspondre à la fonction ajustée : le premier critère est donc la qualité de cet ajustement ; les résultats la comparaison de pics localisés dans les données réels et simulés présentée dans la section ?? nous permet de définir les coupures dans les espaces paramétriques variés. À cause de la limitation du petit angle de vue, les paramètres de pics de l’origine hadronique et électromagnétique (selon la simulation) occupent les régions très proches, mais les études de la réjection des gerbes hadroniques par l’identification des pics insolites sont en cours.

Mathieu de Naurois a défini les critères suivantes pour que les pics retrouvés soient acceptés dans l’analyse (les paramètres utilisés dans la formule 6.1) :

- pour l’amplitude  $p_0 \geq 25 dc$  ;
- pour la position  $33 \text{ ns} \leq p_1 \leq 83 \text{ ns}$  ;
- pour le temps de montée  $0.2 \text{ ns} \leq p'_2 \leq 5 \text{ ns}^1$  et de descente  $0.2 \text{ ns} \leq p_3 \leq 8 \text{ ns}$ .

Comme sera précisé dans le chapitre suivant, on exige au moins 10 pics à satisfaire ce condition pour que l’évènement soit analysable.

### 8.1.2 Correction des biais de déclenchement

Dans le chapitre précédente nous avons quantifié l’influence de bruit de fond sur la précision d’estimation des paramètres de pics. Nous avons également décrit la procédure de *padding* qui permet d’augmenter le niveau de bruit dans un membre de paire ON-OFF afin d’obtenir la même contamination par le bruit dans ces deux observations et donc d’éliminer les différences systématiques dans les distributions des paramètres reconstruits entre les données ON et OFF. Mais le bruit de fond produit aussi un effet sur le taux de déclenchement car la fluctuation du piédestal permet de certains évènements de déclencher même si leur signaux sommés dans les groupes ne dépassent pas les seuils imposés. En effet, cette fluctuation peut aussi empêcher aux autres évènements plus énergétiques de déclencher le détecteur, mais à cause de la pente élevée du spectre des particules primaires le nombre de ces derniers est plus petit que le nombre des évènements qui franchissent le niveau du seuil dans l’autre sens ; l’effet net est donc l’augmentation du taux de déclenchement.

Cet excès des évènements à basse amplitude dans les données plus bruitées cause un biais direct du signal de chaque paire pour laquelle les différences de niveau de bruit ne sont pas négligeables. Il faut donc introduire une procédure qui (après le *padding*) enlève ces évènements : on l’appelle le *déclenchement logiciel*. On impose de nouveau aux sommes de groupes<sup>2</sup> un seuil plus élevé et souvent on demande aussi une multiplicité plus grande que dans le déclenchement brut. L’élimination du biais de déclenchement est payée par un seuil en énergie nettement plus élevé (discuté dans le chapitre suivant).

<sup>1</sup> Ici  $p'_2$ corresponde à l’ajustement d’une exponentielle en place d’une gaussienne dans la formule 6.1.

<sup>2</sup> Il s’agit de sommes reconstruites même si l’utilisation des sommes digitisés a été également considéré pour les données récentes.

## 8.2 Reconstruction du front d'onde Čerenkov

### 8.2.1 Centre de gerbe

Le centre de gerbe peut être défini comme la zone d'émission maximale des photons Čerenkov. Le faible angle de vue des détecteurs impose une pré-sélection de cette zone par l'intersection des champs de vue des héliostats individuels. Pour cette raison le lieu d'origine prédominant des photons collectés n'est pas forcément identique au centre de gerbe complète. Mais dans le but de reconstruction de la direction de gerbe il nous suffit de trouver un point sur son axe longitudinal (si la distribution de lumière au sol nous permette de reconstruire le point d'impact de gerbe). L'altitude de ce point est limitée préalablement par le pointé des héliostats – la zone de recouvrement est plus étalée en altitude quand on pointe plus haut (comme montré déjà sur la fig. 4.10 dans le premier chapitre).

L'ajustement du front d'onde Čerenkov se fait par minimisation du  $\chi^2$  donnée par la somme (pour toutes les voies où on a trouvé un pic valide) des carrés des écarts entre la position temporelle du pic et le temps théorique pour la position donnée du centre de gerbe, pondérée par la résolution temporelle attribuée à chaque pic (ici donc entrent aussi les amplitudes de pics). Cette procédure peut être accéléré par deux assumptions :

- la forme d'une parabolöide en place d'une sphère est choisie pour l'ajustement du front d'onde; les différences entre ces deux formes sont négligeables, de l'ordre des picosecondes.
- le rayon de courbure de cette parabolöide (double de sa distance focale et égale au rayon de la sphère correspondante) est fixée à

$$c = (h_{pnt} - h_{obs}) / \cos \theta,$$

où  $h_{pnt}$  et  $h_{obs}$  sont l'altitude de pointé et celle de site de Thémis, et  $\theta$  est l'angle zénithal de la direction de pointé.<sup>3</sup>

Ces assumptions nous permettent de calculer les deux paramètres libres restants, les coordonnées  $x_c$  et  $y_c$  du centre de courbure (dans le plan perpendiculaire à l'axe de visée) par des formules analytiques.

Mathieu de Naurois a trouvé qu'il existe pour chaque voie un écart systématique entre les positions de pic et le temps théorique correspondant la position de gerbe reconstruite (en théorie, la distribution de ces différences, appelés les *résidus*, devrait avoir la valeur moyenne nulle). Mécontent avec la valeur  $\chi^2$  finale, il a mis en place une méthode de l'optimisation des résidus, en ajoutant des petits corrections (inférieures à 1 ns) aux retards fixes de chaque voie (qui peuvent être expliquées par des erreurs de la calibration temporelle de l'expérience). Ces corrections ont été calculées à partir des distributions de résidus obtenues pour chaque observation (un lot de l'ordre de  $10^4$  événements). La comparaison entre différentes observations a mise en évidence une évolution lente de ces corrections au cours du temps; cet effet énigmatique a été finalement expliqué par une faible dérive de la fréquence d'échantillonnage dans les FADCs; une mesure systématique de la fréquence de l'horloge de synchronisation s'est prouvée nécessaire.

La valeur de  $\chi^2$  ainsi corrigé devrait maintenant réfléchir seulement les déviations intrinsèques du front d'onde de la forme théorique. On espérait de pouvoir à l'aide de cette variable

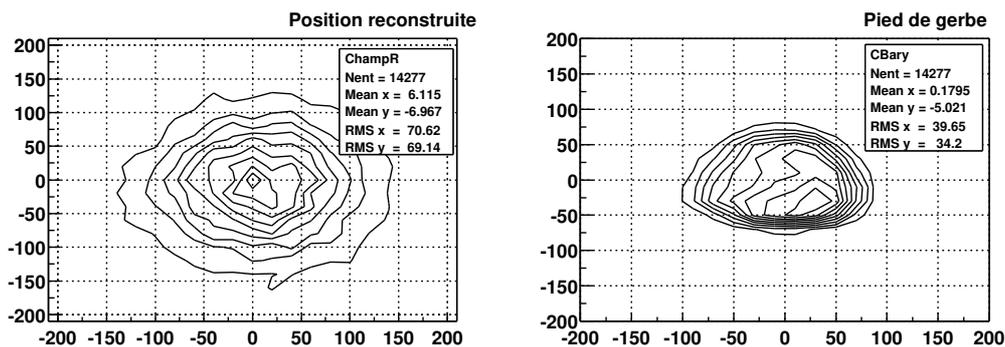
<sup>3</sup> Roland le Gallou, qui a adopté une méthode presque identique à celle de Mathieu de Naurois, présentée dans le texte, a essayé d'optimiser la valeur  $c$  par l'ajustement complet du front de gerbe. Pour un pointé à 11 km il a trouvé le maximum de la distribution des  $c$  ajustés correspondant à  $h_{pnt} = 8$  km.

de distinguer entre les gerbes électromagnétiques et les gerbes hadroniques, ces derniers moins réguliers que ces premiers. Mais comme remarqué par Roland le Gallou dans [29, p. 120], les distributions de  $\chi^2$  obtenues pour les différentes observations montrent une variation importante avec le niveau de bruit. Ceci vient d'une forte sensibilité de  $\chi^2$  aux facteurs de poids liés à la résolution temporelle dans chaque voie : la variation de cette résolution avec  $n$  n'est probablement pas reproduite de façon vraiment correcte. Même après le padding on n'arrive pas à corriger ce biais, c'est qui rend la variable  $\chi^2$  inexploitable dans les comparaisons ON-OFF.

En même temps, on trouve [20, p. 227] que la distribution de  $\chi^2$  divisé par degré de liberté pour les données réelles est nettement plus étalée (avec une queue bien plus forte) que cette distribution pour les protons simulés. Ceci est en accord avec notre observation du chapitre précédant que une fluctuation supplémentaire est nécessaire dans les simulations pour qu'elles puissent reproduire les données expérimentales.

### 8.2.2 Pied de gerbe

A cause d'un grand rayon de courbure par rapport à la taille du champ, la direction de l'axe de la paraboloïde est très peu contrainte par l'ajustement du front d'onde temporelle, et ne permet pas de retrouver la direction de gerbe. L'information supplémentaire sur les paramètres de la gerbe enregistré doit être basée sur les amplitudes de pics reconstruits.



**FIG. 8.1** – La distribution des positions reconstruits du centre de gerbe (à gauche) et le pied de gerbe (à droite) pour l'observation réelle d'une source près du Zénith, les distances données en mètres.

Au début du projet de CELESTE on a espéré de pouvoir reconstruire la distribution de lumière Čerenkov au sol avec une précision suffisante pour estimer son centre correspondant au pied de gerbe. Mais à cause de l'effet du pointé convergent et du champ de vue étroit la relation entre le nombre des photoélectrons générés dans les photomultiplicateurs et l'intensité de lumière Čerenkov au sol devient très compliquée, avec une forte dépendance de la position du pied de gerbe, le paramètre qu'on cherche à reconstruire. De plus, les fluctuations des gerbes de basse énergie rendent la distribution même de lumière Čerenkov au sol très irrégulière, ne permettant pas d'identifier les bords de la tache de lumière attendue.

Actuellement, on n'a pas trouvé une méthode de reconstruction du pied de gerbe meilleure qu'un simple calcul du barycentre de lumière [20, par. 9.6.1], dont l'intensité à chaque héliostat est obtenu à partir de nombre des photoélectrons en utilisant l'efficacité de collection de lumière diffus pour la direction donnée. La résolution sur le pied de gerbe obtenu par cette méthode est  $\delta x_p = 35$  m, seulement de quelques mètres plus petite que la dispersion de pieds

des gerbes analysés (qui correspond à la résolution obtenue en identifiant la position du pied de gerbe au pivot au centre du champ des héliostats).

Cette reconstruction insuffisante de pied de gerbe limite la résolution angulaire de la direction de gerbe : pour un pointé à 11 km son écart-type est 3.5 mrad. Pour les hadrons, à cause de la pré-sélection par un petit champ de vue, la dispersion des angles reconstruits des événements qui déclenchent l'expérience est seulement d'1 mrad plus grande que celle des gerbes gamma provenant directement de la source. Le potentiel de réjection hadronique par cet angle est donc très réduit.

### 8.2.3 Autres variables

Comme nous verrons dans le chapitre suivant, les variables les plus performantes dans la réjection hadronique ne viennent pas de l'ajustement sophistiqué du front d'onde mais d'une évaluation plutôt simple des fluctuations spatiales et temporelles du front d'onde Čerenkov. Le principe de sommer la contribution de plusieurs voies les rend moins sensible aux variations de bruit de fond, le problème de base pour CELESTE.

**homogénéité au sol** : la variable clé de l'analyse de Mathieu de Naurois mesure le niveau des fluctuations de la distribution de lumière au sol par l'écart quadratique moyen des amplitudes  $A_i$  des sommes reconstruits des  $n$  groupes

$$\sigma_{grp} = \frac{\sqrt{\sum_{grp} A_i^2/n - \left(\sum_{grp} A_i/n\right)^2}}{\sum_{grp} A_i/n}.$$

La distribution de cette variable obtenue pour les données réelles est très bien reproduite par la simulation des protons. Mais un écart est observé [29, p. 160] pour les sources loin de transit donc une recherche ultérieure des variables décrivant la homogénéité au sol est envisagée.

**dispersion temporelle** : Roland le Gallou est allé plus loin dans le principe de reconstruction des sommes de groupes, combinant toutes les fenêtres FADC ensemble<sup>4</sup> pour obtenir un seul pic par événement. La largeur à mi-hauteur  $\tau_{50}$  de ce pic donne une mesure de homogénéité temporelle, avec un grand potentiel de réjection hadronique. Car elle n'est pas corrélée avec  $\sigma_{grp}$ , cette variable permet d'améliorer considérablement le signal au delà des résultats de l'analyse standard de Mathieu de Naurois, décrite dans le chapitre suivant.

## 8.3 Reconstruction de l'énergie

L'échantillonnage dans un nombre élevé des points de la front d'onde permet en théorie à l'expérience CELESTE d'atteindre une précision supérieure à celle des télescopes qui mesurent dans un seul endroit (comme les imageurs). Néanmoins, l'efficacité optique, presque stable dans le cas des imageurs, varie pour CELESTE très sensiblement avec la direction et mode (l'altitude de convergence) de pointé.

Dans le paragraphe 6.1.3, le processus de conversion de la charge (intégrée dans les données FADC) à une variable physique (la densité des photons Čerenkov au sol) fut divisé en deux pas : *électronique* (jusqu'au nombre des photoélectrons émises dans chaque phototube) et *optique* (la relation entre le nombre des photoélectrons et la densité des photons dans le champ).

<sup>4</sup> Il améliore la mise-en-temps des fenêtres en utilisant les résultats de l'ajustement du front d'onde : chaque fenêtre est décalée par la valeur correspondant au résidu de cette voie.

La calibration opto-électronique décrite dans le paragraphe 6.1.3 combine ces deux facteurs en un seul paramètre qui caractérise la réponse moyenne du détecteur donné à la lumière Čerenkov. Par contre ici on se n'intéresse qu'aux variations dues au facteur de conversion optique seul : la dépendance de *l'angle horaire*, *l'altitude de pointé* et surtout du *paramètre d'impact* (qui définit en fait la surface effective de l'expérience). Dans les études suivantes il nous suffit donc de nous concentrer sur la phase finale de la reconstruction d'énergie, la relation entre le nombre des photoélectrons collectés et l'énergie du rayon gamma primaire. L'incertitude de cette relation peut être finalement combiné avec des incertitudes de la reconstruction du paramètre d'impact et du facteur de conversion électronique qui sont analysés séparément.<sup>5</sup>

En plus la comparaison les générateurs utilisés, ISU et CORSIKA, semblait d'être nécessaire pour voir si le choix du générateur n'introduit pas un biais important. En place d'un spectre continu pour ISU, nous avons dans le cas de CORSIKA des lots monoénergétiques (de l'énergie 20, 30, 40, 50, 75, 100, 150 et 200 GeV). En conséquence, les données ISU devrait être divisés en bandes autour des énergies énumérés, ses largeurs choisies afin d'obtenir une statistique comparable à chaque de ces bandes.

Dans ces lots (quasi-)monoénergétiques, la seule variable restante, de laquelle dépend le nombre des photoélectrons produits, est donc le paramètre d'impact  $r$ .<sup>6</sup> Cette dépendance est le plus souvent paramétrée par la fonction de Fermi

$$n \left( 1 + \exp \frac{r - r_0}{w} \right)^{-1} \quad (8.1)$$

La figure 8.2 donne l'évolution des paramètres ajustés – le rayon, la largeur de la region de borne et la normalisation ( $r$ ,  $w$  et  $n$  dans la formule ci-dessus) - avec l'énergie. La dépendance du  $r_0$  en  $E$  étant très faible (plus ou moins constante), nous prenons sa valeur moyenne et l'introduisons dans 8.1 comme un paramètre fixe. Le paramètre de largeur  $w$  peut être exprimé en fonction d'énergie comme

$$w = \frac{w_1}{w_0 + \log E/E_{crit}}.$$

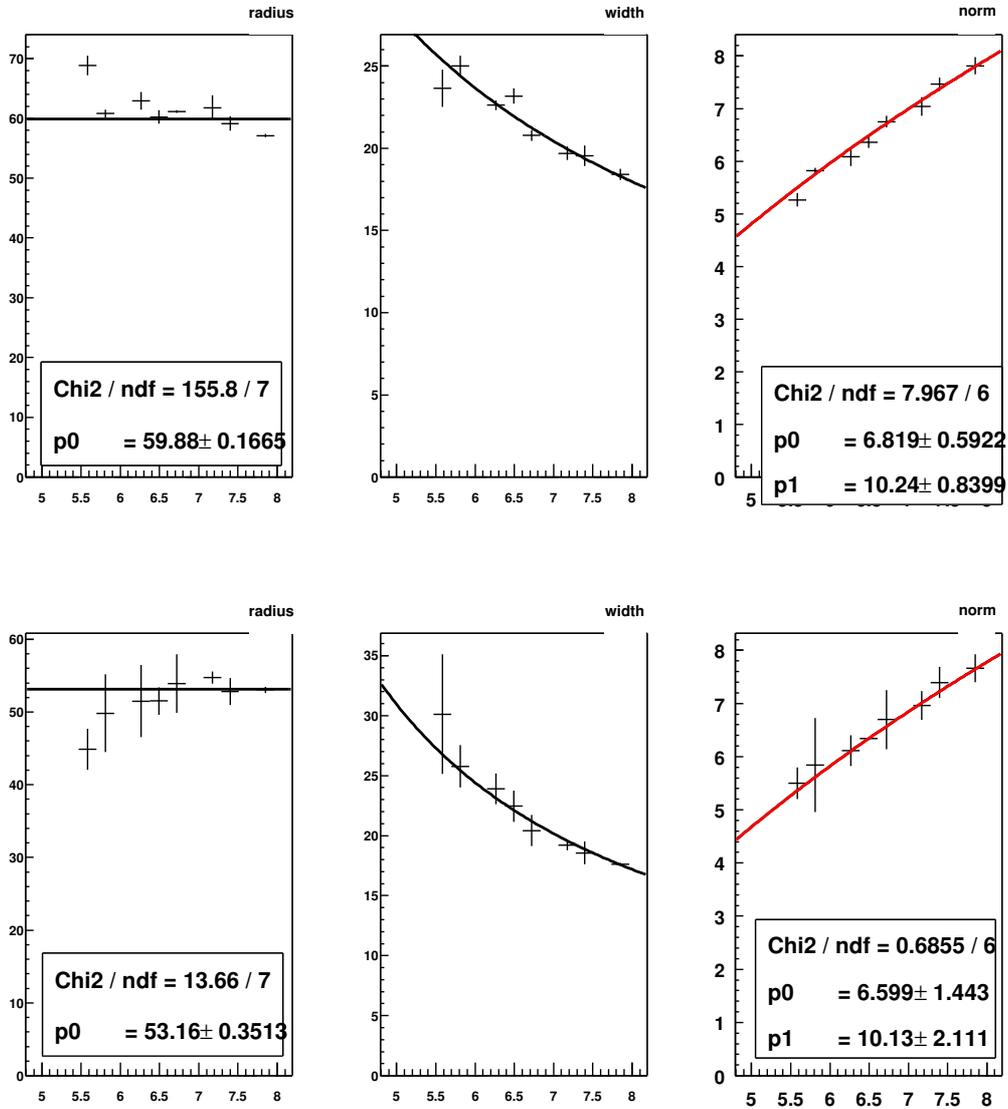
Le paramètre  $n(E)$  on ajuste soit par une droite à l'échelle logarithmique (selon la formule  $E = a n^b$ ), soit par une fonction

$$\log n = n_0 + n_1 \log \left( \frac{1}{3} + \frac{\log E/E_{crit}}{n_1} \right) \quad (8.2)$$

basée sur un recours théorique de développement des gerbes (voir l'annexe C).

<sup>5</sup> A la similitude des études précédentes de Frederic Piron [49] et Mathieu de Naurois[20, par. 9.8], la richesse des données nous avons sur la distribution de la lumière issue de la gerbe est réduite à une seule variable, la somme des photoélectrons enregistrés par l'ensemble des détecteurs. Cette réduction considérable du problème semble nécessaire afin d'obtenir la statistique suffisante pour l'extraction des dépendances de paramètres variés.

<sup>6</sup> En théorie, l'efficacité de collection change de manière différente avec le point d'impact dans la direction est-ouest par rapport à la direction nord-sud (la symétrie du champ n'a qu'une seule axe), donc la fonction  $E(n_{phe}, r)$  devrait être remplacé par  $E(n_{phe}, x, y)$ . Néanmoins les études préliminaires n'ont pas montré des différences importants dans les distributions des variables en jeu selon les axes  $x$  et  $y$  du champ.



**FIG. 8.2** – Dépendance des paramètres ajustés de la fonction 8.1 pour la simulation des gamma de la direction de Crabe au transit, avec le generateur CORSIKA (en haut) et ISU (en bas). L'axe horizontale donne l'énergie en échelle logarithmique  $\log E/E_{crit}$  où  $E_{crit} = 83 \text{ MeV}$  est l'énergie critique des électrons dans l'aire. Dans les figures à droite, la ligne en tirets correspond à l'ajustement d'une droite, la ligne à trait plein suit la formule 8.2.

## Chapitre 9

# Observations de Crabe

Ma contribution à l'expérience CELESTE étant concentrée surtout sur les études de données simulées et non sur le traitement des données réelles, afin d'arriver aux résultats physiques, j'ai du profiter du travail des autres membres la collaboration impliqués plutôt dans la pre-analyse et l'analyse propre des données. Néanmoins, certaines considérations présentées dans ce chapitre, de ce qui concerne la sélection des données acceptées pour l'analyse, s'appuient aussi sur la database des observations que j'ai développé dans le but d'avoir une statistique le plus complète possible des paramètres principales des données acquises.

Les données discutées dans ce chapitre viennent des observations de Crabe dans la période entre novembre 1999 et mars 2000. Ces mesures ont déjà servi à l'extraction du signal de Crabe présentée dans la thèse de Mathieu de Naurois [20] ainsi que dans la première publication de son flux mesuré par CELESTE dans [19]. Il s'agit donc des données vérifiées plusieurs fois par les différents collaborateurs. Néanmoins, notre lot de données est plus réduit que celui utilisé dans ces deux cas, à cause d'une sélection des observations plus rigoureuse dans le but d'avoir un lot plus homogène (il s'agit surtout d'une limitation de l'angle horaire).

### 9.1 Sélection des observations

Les observations sont composés des paires ON-OFF, c'est à dire d'une observation sur la source et de l'autre décalée en déclinaison couvrant la même partie du ciel.<sup>1</sup> Cette condition est importante à cause de la sensibilité du taux de comptage (surtout au niveau des groupes) au réglage des retards dans les modules de déclenchement ainsi qu'à la variation d'efficacité de collection de lumière. Dans chaque paire on ne garde que la partie de recouvrement en angle horaire ; si une instabilité de taux de déclenchement se produit dans un membre de la paire (comme la disjonction d'une groupe ou la passage soudaine d'un nuage), le même intervalle des angles horaires est enlevé aussi dans l'autre membre de la paire.

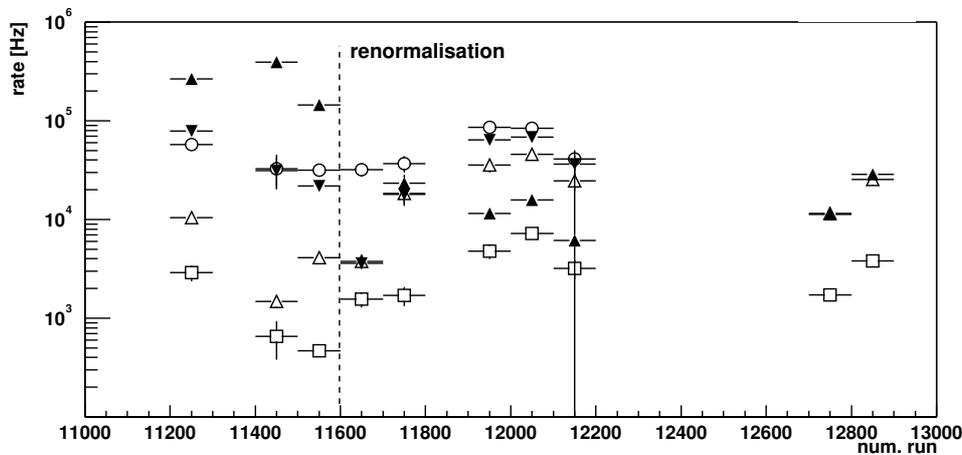
Les héliostats qui rencontrent des problèmes de suivi de la cible sont enlevées de l'acquisition ainsi que de déclenchement (le HT des phototubes correspondants mise à zéro) et le seuil de déclenchement de la groupe correspondante est adapté au nouveau nombre des voies. Pour l'analyse on a choisi les observations où il n'y avait pas plus que 2 héliostats manquants. De plus, la stabilité de courant dans chaque détecteur est vérifiée dans la phase de pre-analyse –

---

<sup>1</sup> La décalage typique (80% des observations) est de 20 min. (5°), pour le reste un décalage supplémentaire est souvent forcé par un retard imprévu de démarrage.

les voies qui montrent une forte instabilité où une pente importante ne sont pas utilisés pour la reconstruction des gerbes.

Le seuil de déclenchement nominal, utilisé pendant la majorité des observations, correspond à 45 mV par voie de déclenchement, mesuré à l'entrée du splitter, avec une multiplicité demandée de 3 groupes sur 5. Car l'amplitude moyenne des impulsion d'un photoélectron (suite à la calibration opto-électronique, pour les observations à partir de janvier 2000) diffère d'un détecteur à l'autre, cette valeur ne correspond pas exactement à 4.5 *p.e.* par héliostats. Par contre, on devrait avoir une meilleure équilibre entre les amplitudes moyennes de pics Čerenkov (pour les sources près du transit), ce qui se traduit par la réduction des différences entre le taux de comptage de différents groupes (voir la fig.9.1).

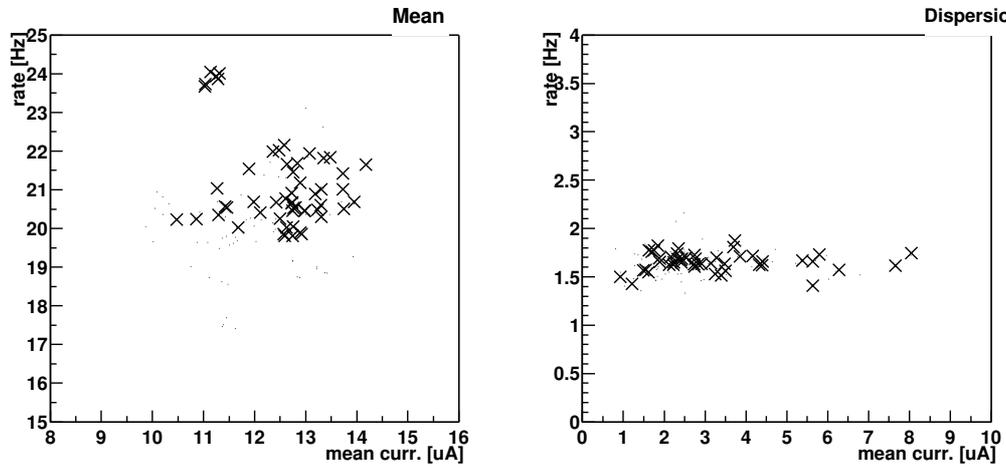


**FIG. 9.1** – Évolution du taux de déclenchement des différents groupes (données prises en 1999 et 2000) pour les observations du Crabe à moins d'une heure de transit. La différence des taux de comptage entre les groupes est sensiblement réduite suite à l'application de la calibration opto-électronique (la ligne en tirets).

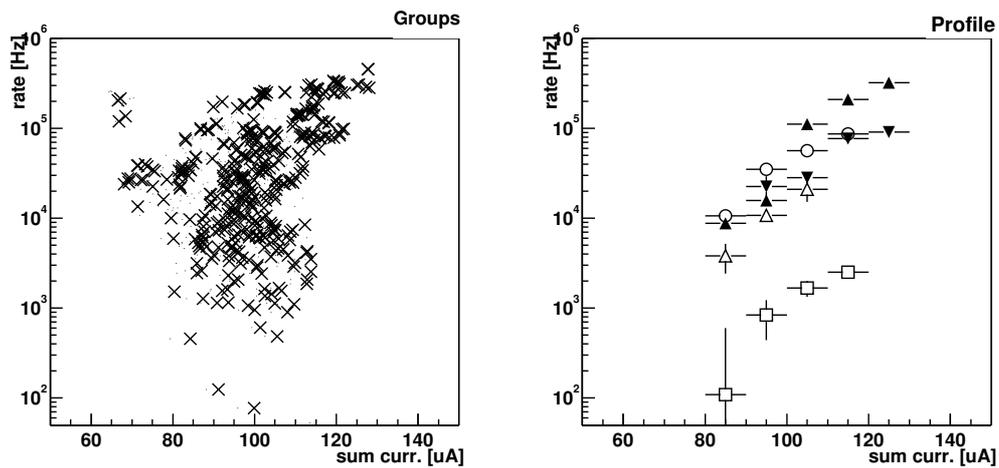
La figure 9.2 montre la distribution (moyennes des valeurs mesurées au cours de chaque observation) de taux de déclenchement global par rapport à la somme de courants divisée par le nombre des voies actives. On constate qu'il n'y a pas de corrélation évidente entre le taux de déclenchement et l'intensité de bruit de fond du ciel (mesurée par les courants dans les photomultiplicateurs). Même la variation du taux de déclenchement n'est pas liée aux fluctuations d'éclairage des détecteurs.

La figure analogue pour les groupes de déclenchement (9.3) ne donne, non plus, une signe de corrélation entre le taux de déclenchement et la somme des courants dans les voies correspondantes. Mais ici le problème est caché par la superposition des distributions correspondants aux différents groupes : si nous séparons ces distributions et calculons la moyenne par intervalle des courants, l'évolution du taux de déclenchement devient évidente. Ceci confirme que les groupes individuels déclenchent largement sur les fluctuations de bruit de fond du ciel, c'est qui n'arrive pas pour le déclenchement global.

Nous avons choisi pour l'analyse suivante 21 paires constituant 7 heures de données prises sur le Crabe en pointé simple convergent à 11 km. Par contre du lot des données utilisé dans [19] nous avons limité notre sélection aux observations prises à moins de 90 minutes de transit.



**FIG. 9.2** – Corrélation entre le taux de déclenchement global et la moyenne des courants. A gauche nous avons les valeurs moyennes, à droite les fluctuations de ces deux variables au cours de chaque observation. Nous ne montrons que les observation acceptées pour analyse, toutes avec le même seuil 45 mV par héliostat ; celles utilisées dans l’analyse suivante de ce chapitre sont marquées par des croix.



**FIG. 9.3** – Idem que 9.2 (la figure à gauche) mais pour le déclenchement de groupes. A droite, les valeurs moyennées (les symboles correspondant aux différents groupes) par bin en des courants.

Cette décision est basée sur une remarque de Roland le Gallou qui signale dans [29, p. 160] la variation des distributions de  $\sigma_{grp}$ , une variable principale dans les coupures décrites ci-dessous, avec l'angle horaire, ce qui risque de biaiser l'efficacité des coupures. De plus, les résultats présentés dans [19] montrent (figure 13) un signal excessif pour les observations prises à grandes angles horaires.

## 9.2 Extraction du signal

La procédure d'extraction du signal consiste en une séquence des coupures sur le lot des événements analysés dans ON et OFF, en utilisant les variables d'analyse définies dans le chapitre précédente. On peut considérer comme la première coupure le *déclenchement logiciel*, demandant 4 pics de sommes des groupes (reconstruits où digitisés s'ils sont disponibles) de dépasser le niveau correspondant à 5 *p.e.* par héliostat. Ce seuil élevé (qui doit dépasser dans tous les cas le seuil du déclenchement réel) a été choisi pour s'assurer qu'aucun effet systématique, du aux différences non compensées de bruit de fond, ne peut pas influencer les résultats. Cette coupure réduit considérablement le nombre des événements (environ d'un facteur 2) et augmente en conséquence le seuil d'analyse.

La deuxième coupure exige d'avoir 10 pics dans les données digitisés pour chaque événement, qui dépassent 25 *dc*, un niveau considéré nécessaire pour une reconstruction correcte des gerbes. Car la plupart des événements satisfont déjà ce condition, la réduction des événements est inférieure à 10%.

Le but de ces deux coupures n'est qu'assurer la stabilité et fiabilité des résultats, même si le déclenchement logiciel peut effectivement augmenter le rapport du signal sur bruit. Les coupures suivantes ont été optimisées pour obtenir la meilleure réjection hadronique, en gardant le plus grande nombre des gamma (issus de la simulation) possible ; plus précisément, on cherche à maximiser le facteur de qualité défini comme

$$Q = e_\gamma / \sqrt{e_p},$$

où  $e_\gamma$  et  $e_p$  sont les fractions des gamma et protons qui passent la coupure.

Dans l'analyse standard de Mathieu de Naurois, la variable la plus performante est  $\sigma_{grp}$ , arrivant au facteur  $Q = 1.6$  avec la coupure  $\sigma_{grp} < 0.25$  – cette coupure réduit le nombre des événements hadroniques d'un facteur 6, en gardant plus que moitié des gamma.

La coupure en angle reconstruit  $\theta$ , considéré au début comme le moyen principal de sélection des gerbes gamma de provenance de la source, montre, à cause de l'incertitude dans la direction reconstruite, souvent un facteur  $Q < 1$ . Néanmoins, cette coupure permet d'augmenter le rapport signal/bruit grâce à la valeur  $e_\gamma/e_p > 1$ .

La dernière coupure discuté par Mathieu de Naurois est celle de  $\chi^2$  d'ajustement de front de gerbe : avec un facteur  $Q \approx 1$ , elle peut augmenter le rapport signal sur bruit plus que la coupure précédente. Mais l'instabilité de cette variable signalée dans le paragraphe 8.2.1 ne permet pas de se servir de cette coupure sans risquer un biais important du à la fluctuation du niveau de bruit.

Le tableau suivant résume l'application de ces coupures au données choisies dans le paragraphe précédente. Les résultats physiques dans les deux dernières colonnes donnent la signification statistique

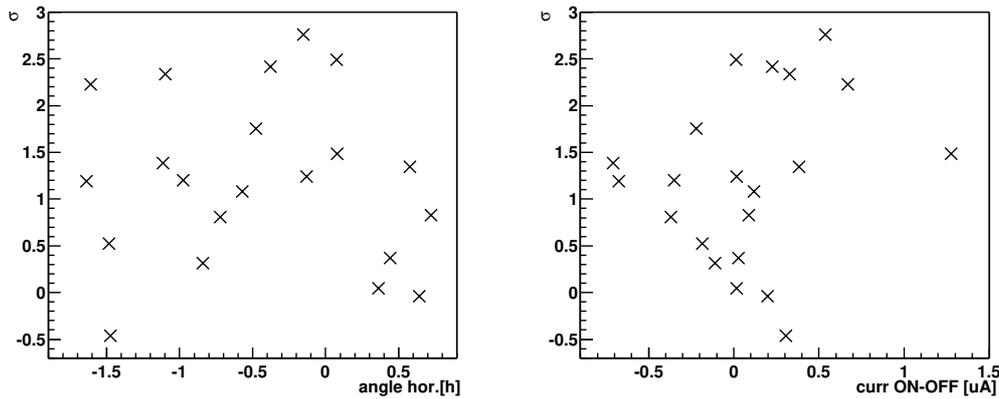
$$\sigma = \frac{\text{ON} - \text{OFF}}{\sqrt{\text{ON} + \text{OFF}}}$$

et le taux estimé des gamma  $\tau = (\text{ON} - \text{OFF})/420 \text{ min}$ .

coupure	ON	OFF	ON-OFF	sig./bruit	$\sigma$	$\tau[\gamma/\text{min}]$
déclenchement brut	529276	526581	2694	0.51%	2.62	...
déclenchement logiciel	287196	285293	1902	0.67%	2.52	6.29
$N_{A>25dc} \geq 10$	265183	263757	1425	0.54%	1.96	4.78
$\sigma_{grp} < 0.25$	<b>37624</b>	<b>36232</b>	<b>1391</b>	<b>3.84%</b>	<b>5.12</b>	<b>4.30</b>
$\theta^2 < 50 \text{ mrad}^2$	23010	22104	905	4.09%	4.26	2.79
$\chi^2 > 0.1$	13322	12641	680	5.38%	4.22	2.11

Pour les études suivantes, nous n'utiliserons que 3 premières coupures, arrivant à la signification de  $5.12\sigma$ .

La distribution des  $\sigma$  des paires individuelles (pondéré par la racine carrée de leur durée) a la moyenne 1.25 et l'écart-type 0.85, montrant une bonne stabilité de ce résultat. Nous pouvons aussi vérifier la variation des  $\sigma$  avec l'angle horaire ou avec la différence des courants dans les deux membres de la paire – nous voyons sur la fig. qu'il n'y a pas de corrélation.



**FIG. 9.4** – La distribution des significations  $\sigma$  des paires individuelles par rapport à l'angle horaire (à gauche) et la différence des courants moyennes (en  $\mu\text{A}$ ) entre ON et OFF (à droite).

## 9.3 Mesure du flux

### 9.3.1 Taux des gamma

Pour convertir le taux des événements excessives (après les coupures) en flux estimé des gamma arrivant de la source, il faut connaître l'efficacité des coupures aux gamma simulés (en fonction de l'énergie). En combinaison avec l'efficacité de déclenchement brut nous obtenons la surface effective d'analyse  $A_{ana}(E)$ , qui est le mieux ajusté par la fonction 7.8. Après les premiers trois coupures de l'analyse standard (le déclenchement logiciel, nombre des pics et  $\sigma_{grp}$ ), les paramètres ajustés à  $A_{ana}(E)$  des gamma simulés pour le Crabe au transit sont (selon [19])

$$p_0 = 1.432 \cdot 10^4 \text{ m} \quad p_1 = 15 \text{ GeV}$$

$$\begin{aligned} p_2 &= 8.7 \text{ GeV} & p_3 &= 5.19 \\ p_4 &= 23.9 \text{ GeV} & p_5 &= 2.38 \end{aligned}$$

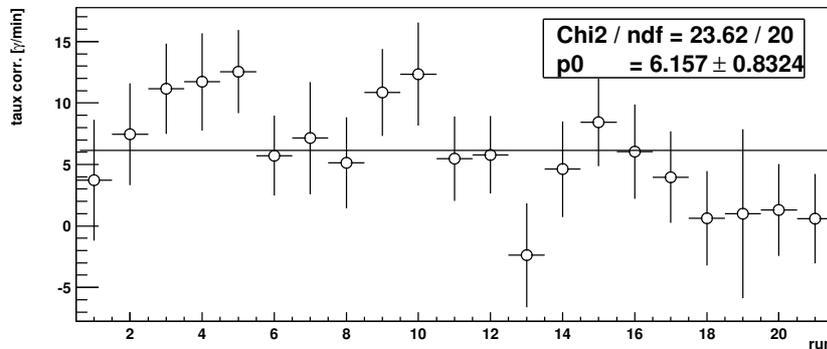
Faisant l'hypothèse d'un spectre de la forme  $E^{-2}$ , nous obtenons le seuil  $E_{max} = 50 \text{ GeV}$ . La valeur  $A_{moy}$  (définie par l'eq. 7.10) est réduite après les coupures à  $4380 \text{ m}^2$  pour la direction du Crabe au transit, qui correspond (pour cette forme du spectre primaire) à une efficacité moyenne  $\bar{\epsilon}_\gamma = 32\%$  aux événements gamma qui déclenchent l'expérience.

Les incertitudes liées à cette valeur seront discutés plus tard. Ici nous n'intéressons qu'à la variation de  $A_{moy}$  avec l'angle horaire. Supposée symétrique autour  $h_{ang} = 0$ , cette fonction peut être ajustée par un polynôme de 3 paramètres (pour  $h_{ang}$  en heures)

$$A_{moy}(h_{ang}) = A_{moy}(0) \left( 1 - 0.343 h_{ang}^2 + 0.219 h_{ang}^4 - 0.0441 h_{ang}^6 \right).$$

Cette formule nous permet de cumuler correctement les mesures de taux des gamma obtenues pour les observations sous les différents angles horaires. La figure 9.5 donne les valeurs  $\tau$  multipliées par le rapport  $A_{moy}(0)/A_{moy}(h_{ang})$  (de l'ordre de 10% dans l'intervalle  $\pm 1.5$  heure) et corrigées pour le temps mort pour toutes les paires, avec l'erreur proportionnel à  $\sqrt{\text{ON} + \text{OFF}}$ . L'ajustement d'une fonction constante montre que cette distribution est compatible avec une émission stable, et donne le taux de gamma de provenance du Crabe renormalisé à son transit, avec l'erreur statistique

$$\tau_\gamma = (6.2 \pm 0.8) \gamma/\text{min}.$$



**FIG. 9.5** – Le taux des gamma estimé pour les paires individuelles, après la correction pour le temps mort et la variation de la surface effective avec l'angle horaire.

### 9.3.2 Choix du spectre

Une partie des considérations suivantes a été déjà résumé dans [9] ; car il s'agit d'une note interne de la collaboration, il me semble nécessaire de rappeler les idées principales.

Pour obtenir un résultat physique comme le flux différentiel à partir du taux des gamma  $\tau_\gamma \pm \delta\tau$  estimé dans le paragraphe précédent, nous sommes toujours obligés de faire une hypothèse sur le spectre. En fait, nous cherchons une telle forme du spectre  $S(E)$ , qui nous permet, avec notre connaissance de l'expérience résumé dans la fonction de sa surface effective

$A(E) \pm \delta A(E)$ , de retrouver le taux des gamma

$$\tau_e = \int_0^\infty S(E) (A(E) \pm \delta A(E)) dE \quad (9.1)$$

qui tombe dans la boîte d'erreur de notre mesure. Évidemment, nous devons choisir une forme qui semble physique avec une paramétrisation simple : la condition  $\tau_e \in \langle \tau_\gamma - \delta\tau_\gamma, \tau_\gamma + \delta\tau_\gamma \rangle$  se donc traduit dans un intervalle (espace) des paramètres autorisés. Si nous, comme dans le cas de CELESTE, disposons aussi d'une mesure de cette source à haute énergie, nous pouvons fixer le spectre  $S'(E)$  à partir d'une énergie  $E_c$ . Dans ce cas le spectre qu'on cherche entre l'énergie du seuil  $E_s$  et  $E_c$  doit joindre  $S'(E = E_c)$  (le plus lissement possible) et satisfaire la condition

$$\tau_c = \int_{E_s}^{E_c} S(E) (A(E) \pm \delta A(E)) dE \in \langle \tau_\gamma - \tau_d - \delta(\tau_\gamma - \tau_d), \tau_\gamma - \tau_d + \delta(\tau_\gamma - \tau_d) \rangle,$$

où

$$\tau_d \pm \delta\tau_d = \int_{E_c}^\infty S'(E) (A(E) \pm \delta A(E)) dE \quad (9.2)$$

est le taux des gamma d'énergie  $E > E_c$  (qui déclenchent le détecteur et passent les coupures). Une partie de l'incertitude systématique sur le surface effective peut être donc transférée dans la largeur de la boîte d'erreur du taux des gamma.

Le spectre des gamma de très haute énergie (pas seulement dans le cas de la Nébuleuse de Crabe), attribué à la production par l'effet Compton inverse, est souvent assimilé à une parabole à l'échelle logarithmique (pour les deux axes); la paramétrisation s'écrit

$$\log S(E) = a + b \log E + b \log^2 E$$

où autrement

$$S(E) = \gamma E^{-\alpha - \beta \log E}.$$

Le paramètre  $\beta$  donne la déviation d'une loi de puissance (souvent négligée dans la région  $E > 1 \text{ TeV}$ ). Notre gamme des spectres convenables nous obtenons par la variation de ce paramètre dans la région au dessous d'énergie  $E_c = 500 \text{ GeV}$ , le paramètre  $\alpha$  étant fixé à celui issu de mesures des imageurs dans la région  $E > E_c$ , résumées dans le tableau suivant (l'énergie mesuré en TeV) :

expérience	$\alpha$	$\beta \log 10$	$\gamma$ [m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> GeV <sup>-1</sup> ]	$S'(E = E_c)$ [m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> GeV <sup>-1</sup> ]	$\tau_d(E > E_c)$ [phots./min.]
CAT [48]	2.74	0.20	$2.33 \times 10^{-10}$	$1.49 \times 10^{-9}$	0.374
HEGRA [1]	2.47	0.11	$2.47 \times 10^{-10}$	$1.34 \times 10^{-9}$	0.392
Whipple [11]	2.44	0.15	$3.25 \times 10^{-10}$	$1.71 \times 10^{-9}$	0.512

Dans la dernière colonne nous avons utilisé dans la formule 9.2 la surface  $A_{ana}(E)$  selon 7.8 avec les paramètres donnés dans le paragraphe précédant pour la direction du Crabe au transit.

### 9.3.3 Étude des systématiques

Il y a deux façons comment les incertitudes de la simulation et de la calibration de l'expérience se traduisent en erreurs systématiques du taux de déclenchement. La première concerne l'incertitude sur l'amplitude de signaux dans les détecteurs qui correspondent à la gerbe d'une énergie (et d'un point impact) donnée. Les erreurs de la calibration opto-électronique ont d'habitude un effet multiplicatif sur l'amplitude des signaux : il s'agit non seulement des erreurs des mesures du gain de phototubes (et des amplificateurs suivantes), mais aussi des incertitudes concernant des pertes de lumière dans l'atmosphère et à travers de l'optique qui réduisent le nombre des photons collectés. Ici entre aussi l'effet du facteur de sommation étudié dans le chapitre 6. Tous ces erreurs peuvent être traduit par l'erreur en énergie nécessaire pour produire les signaux des amplitudes données dans le détecteur.

Le deuxième groupe des incertitudes est lié à la réponse du détecteur à un tel événement. Le déclenchement logiciel avec un seuil bien au-dessus de celui du déclenchement brut cache effectivement toutes les incertitudes liées aux problèmes de la simulation des modules de déclenchement. Le biais de déclenchement provient dans ce cas seulement des erreurs attribués aux amplitudes de pics des sommes reconstruits. Les deux coupures suivantes utilisés dans l'analyse apportent aussi un erreur systématique qui peut biaiser la fonction  $A_{ana}(E)$ .

Le problème à part est l'incertitude de simulation des gerbes. Sur la figure 8.2 nous avons vu un bon accord entre les deux générateurs pour la normalisation, qui concerne le gain des photons ; par contre, il y a une différence de 17% dans le rayon  $r_0$  ajusté (plus grande à basse énergie) qui a une influence directe sur la surface de détection. Nous classons donc cette incertitude dans le deuxième groupe de systématiques.

Si les erreurs de cette groupe modifient la surface effective par un facteur multiplicatif indépendant de l'énergie, ils se traduisent par une simple variation du paramètre  $p_0$  de la formule 7.8. Les erreurs de première groupe s'appliquent de façon homothétique  $A((1 \pm \delta)E)$ , reproduit par la modification des paramètres  $p_1$ ,  $p_2$  et  $p_4$  (ceux de la dimension d'énergie) par ce facteur (s'il s'agissait d'un simple biais du seuil, on changerait le paramètre  $p_1$  seul).

### Erreurs en energie

Pour quantifier ces erreurs, les études présentées au cours de cette thèse ne servent à préciser qu'une partie de la chaîne opto-électronique – des photomultiplicateurs aux FADCs. Pour le reste nous ne pouvons donner que des estimations grossières et indirectes.

- efficacité de **collection** de lumière : La vérification directe de la simulation optique vient seulement des études de cartographie des étoiles [23] ; les différences indiquées dans le cas de ces sources ponctuelles sont probablement moins marquées pour les gerbes atmosphériques. L'erreur de base de la simulation optique (mauvaise estimation des aberrations, des pertes dans les cônes etc.) est donc relativement petit (de l'ordre de 5%). Le biais supplémentaire s'ajoute de façon asymétrique (la réduction de lumière par rapport à la prédiction) à cause des erreurs de pointé (soit instantanés soit plus persistants), estimés à  $\approx 10$  pas codeurs ( $\approx 1.5$  mrad) pour les héliostats le plus erronés [10], c'est qui correspond à une réduction de lumière de 10% [20, fig. 5.14] pour une source ponctuelle. Avec les pertes non comprises dans la simulation (p.ex. défauts de miroirs), on estime la valeur moyenne de ces pertes à 5%, donnant l'erreur systématique du à l'optique  $\langle -7\%, 5\% \rangle$ . Les effets météorologiques apportent une absorption supplémentaire de lumière (qu'on espère de pouvoir mesurer plus régulièrement à l'aide de LIDAR) : actuellement on attri-

bue un erreur de 10% du à cette absorption, modifiant la borne inférieure de l'intervalle ci-dessus à 12%.

- efficacité de **conversion** en photoélectrons : Contrairement à la réflectivité des miroirs, qui a pu être mesurée directement, les valeurs absolues de l'efficacité des photocathode en fonction de longueur d'onde sont utilisés dans la simulation sont basées sur la courbe donnée par le constructeur. On peut attendre une variation de 5% autour de cette efficacité moyenne.
- dans la **chaîne électronique**, l'incertitude liée à l'extrapolation de la formule 5.8 pour le gain des photomultiplicateurs s'écrit

$$\left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 = \left(\frac{\delta A_0}{A_0}\right)^2 + \left(\delta\lambda \ln \frac{V - V_{zen}}{V_0 - V_{zen}}\right)^2 = \left(\frac{\delta A_0}{A_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda} \ln \frac{A}{A_0}\right)^2$$

et pour l'exemple donné sur la fig. 5.6 on obtient  $\delta A/A \approx 2\%$ . Au gain des FADC, susceptible d'une variation avec la fréquence signalée dans le par. 5.2.2, nous attribuons un erreur de 3%. Paradoxalement, l'erreur le plus important vient avec le gain du splitter, dont la branche vers les FADCs est calibrée dans la database avec la précision de seulement %5. L'erreur de la chaîne complète est donc 6%.

- l'amplitude de pics Čerenkov dépend finalement du **facteur de sommation**, défini auprès de la fig. 6.17. Il est relativement indépendant de la largeur d'impulsion dans l'intervalle 5 ~ 6 ns actuellement utilisé, mais la différence de 10% par rapport à la valeur obtenue pour la forme des impulsions estimée à l'oscilloscope (selon le tableau à la fin du paragraphe 6.1.4) nous laisse une incertitude que les pics Čerenkov réelles soient réduit de 10% par rapport aux résultats de simulation.

La combinaison de tous les erreurs discutés nous donne un intervalle  $\langle -17\%, 8\% \rangle$  de biais des amplitudes de pics Čerenkov par rapport à la simulation « standard ». On peut comparer se résultat avec la distribution des rapports entre le gain opto-électronique des données réelles et simulées pour les différents voies [8, fig. 13] : on constate que pour la plupart des voies la différence est inférieure à 10%. Il s'agit d'une calibration relative donc les effets qui ont une influence globale (le facteur de sommation, l'absorption dans l'atmosphère) ne contribuent pas à cette dispersion : avec les incertitudes restantes l'intervalle obtenu ci-dessus est réduit à  $\langle -9\%, 8\% \rangle$ . Néanmoins, dans la calibration opto-électronique certains voies exhibent une différence jusqu'à 40% entre la simulation et la réalité : ceci nous signale la présence des effet pas encore compris dans l'expérience CELESTE.

### Erreurs en surface effective

Abordons maintenant le deuxième groupe des incertitudes, celles liées à la surface de détection après les coupures d'analyse. Nous n'allons pas rejeter ici la procédure de vérification de la stabilité et l'efficacité des coupures, détaillées dans les thèses de Mathieu de Naurois et Roland le Gallou. Il est possible de comparer l'efficacité des coupures pour les gamma  $e_\gamma$  avec la fraction de données ON-OFF qui passent la coupure donnée, comme p.ex. [20, p. 266], mais l'incertitude de ces fractions expérimentales  $\sqrt{\text{ON}+\text{OFF}}$  est grande (environ 30% pour les valeurs dans cette référence). Mathieu de Naurois obtient pour ces efficacités un très bon accord entre la simulation et la réalité (même dans la comparaison des protons avec les données OFF) pour la direction du Crabe, à l'exception de la coupure en  $\theta^2$  (que nous n'utilisons pas pour l'estimation de  $\tau_\gamma$ ). Les différences entre les efficacités simulées et expérimentales étant négligeables par rapport aux erreurs statistiques, elles ne peuvent pas nous servir à évaluer les

incertitudes systématiques de ces coupures. Nos études des biais possibles doivent se fonder sur les considérations plutôt théoriques.

Nous n'avons pas encore discuté la résolution en amplitude de la méthode d'ajustement des pics – il faut la considérer selon son influence sur la variable d'analyse donnée. Le biais entre l'amplitude reconstruite et l'amplitude réelle (montré sur la fig. 6.9) concerne soit les pics de faible amplitude soit ceux au delà de la saturation : tandis que ce dernier cas cette différence peut influencer l'amplitude des sommes reconstruits (et la variable  $\sigma_{grp}$ ), dans le premier cas elle est susceptible de biaiser la coupure en  $N_{pics}$ .

Les résultats sur la fig. 6.9 étant obtenu avec les pics simulés, on n'est pas sûr d'avoir le même effet aussi pour les pics réels : selon la fig. 6.2 l'ajustement de ces pics est nettement moins bonne que celle de pics simulés. Le problème d'ajustement au delà de la saturation s'est manifesté déjà dans les distributions de largeurs de pics (par. 6.1.4 et 7.1.2) : la largeur moyenne des pics réels à partir de ce point recommence à croître avec l'amplitude tandis que celle de pics simulés continue à diminuer. Néanmoins, dans le cas des sommes reconstruits, le problème est plus délicat car on somme les pics saturés avec les pics « correctes ». Dans les données réelles, obtenus de la direction du Crabe près du transit, nous avons trouvé que dans 7 ~ 8% de cas la groupe contient (au moins) un pic saturé (et 3 ~ 4% de groupes en contiennent plus que 2) tandis que la fraction de pics saturés dans les données digitisés est 3% pour les voies des détecteurs individuels et 5% pour les voies dédiées à la digitisation des groupes. Nous concluons que dans environ 5% de cas le  $\sigma_{grp}$  risque d'être fortement biaisé par une mauvaise ajustement de pics saturés. Ajoutant 5% des fluctuations supplémentaires de l'intensité de lumière pour les raisons non compris dans la simulation (discutées dans le par. 6.1.3), nous avons une réduction de 7% de l'efficacité de cette coupure pour les données réelles par rapport à la simulation.

A basse amplitude, le biais des amplitudes reconstruits a l'origine dans la contamination par le bruit de fond. On voit sur la fig. 6.9 qu'au delà de  $A = 100 \text{ mV} \approx 30 \text{ dc}$  ce biais effectivement disparaît. Pour  $A \approx 20 \text{ dc}$  la surestimation de l'amplitude varie entre 4% pour un taux de photoélectrons de fond faible (0.5 GHz) et 14% pour un taux fort de 2.5 GHz. Même si l'effet de bruit de fond doit être égalisé dans chaque paire par le *padding*, on peut imaginer un désaccord entre la simulation et la réalité dû au fait qu'une fraction différente des pics de l'amplitude vraie  $A = 22 \sim 24 \text{ dc}$  franchit la limite de  $25 \text{ dc}$  à cause de la perturbation par le bruit. Cet intervalle contient 6 ~ 7% du nombre total de pics identifiés. Une estimation pessimiste du biais de la coupure  $N_{pics} \geq 10$  donne 7% plus des événements qui passent cette coupure dans les données réelles par rapport à la simulation. Mais parce qu'il y a seulement  $\approx 4\%$  des événements (par rapport au nombre total acquis) qui passent le déclenchement logiciel et pas cette coupure, l'effet sur le taux des gamma est inférieur à 1%.

Le **déclenchement logiciel** est la coupure la plus importante et son biais éventuel aurait des conséquences graves pour la surface effective  $A_{ana}(E)$ . On s'intéresse seulement aux pics près du seuil, car c'est la migration de ces pics au-dessous ou au-dessus du seuil qui peut biaiser le taux de déclenchement. Le seuil utilisé de  $5 \text{ p.e./hel}$  correspond à l'amplitude de sommes reconstruites entre 100 et 120 *dc*, la région où on attend une bonne résolution en amplitude et un biais négligeable des amplitudes ajustées.<sup>2</sup> Les incertitudes systématiques sont donc liées surtout à la simulation électronique.

L'amplitude des pics reconstruits ne varie plus de 3% avec la largeur des impulsions d'un

<sup>2</sup> Néanmoins, on affronte la contamination par le bruit de fond augmenté par un facteur  $\sqrt{8} = 2.8$ , le rapport signal sur bruit étant réduit à la même temps par le même facteur.

photoélectron utilisés entre 5 ns et 6 ns ; par contre, avec les impulsions courtes de 3.3 ns on trouve la valeur  $f_r = A_r/\Sigma A_i$  (la formule 7.4) surestimée dans cet intervalle des amplitudes de 8 ~ 9%. Nous avons aussi étudié l'effet de « *digitisation jitter* » (le paragraphe 6.1.2.1) – une décalage aléatoire de 50% de pics d'un pas d'échantillonnage réduit le facteur  $f_r$  de 2% pour  $A \approx 120$  dc. Finalement, nous comparons ce facteur obtenu dans la simulation (avec l'impulsion de 6 ns) avec celui de données réelles (brutes) prises de la direction du Crabe au transit : un écart de -14% (réalité/simulation) pour  $A \approx 70$  dc est réduit à -4% pour  $A \approx 140$  dc.<sup>3</sup> Cet écart nous avons déjà attribué à une fluctuation supplémentaire non inclus dans la simulation. Pour estimer grossièrement son influence au taux de déclenchement, nous calculons la fraction des événements qui ont une multiplicité 3 (pour le seul de déclenchement logiciel de 5 p.e./hel) et au moins un pic de sommes moins de 10% au dessous de ce seuil : par rapport au nombre des événements qui passent le déclenchement logiciel, nous trouvons 13% des événements supplémentaires qui pourraient passer cette coupure. Nous concluons que le biais de  $A_{ana}(E)$  à cause de cette coupure (par rapport à la simulation « standard ») est limité par l'intervalle  $\langle -13\%, 8\% \rangle$ , la borne supérieure provenant d'un surplus de déclenchement logiciel si on adoptait l'impulsion d'un photoélectron de 3.3 ns obtenu à l'oscilloscope.

Toutes ces comparaisons sont basés sur la simulation des gerbes par le générateur ISU. Comme nous avons déjà constaté, les gerbes gamma simulés par CORSIKA sont plus étalées (sans diminution de l'intensité de lumière Čerenkov) ; pour la même gamme des énergies, Mathieu de Naurois trouve une surface effective de 25% plus grande par rapport à ISU.

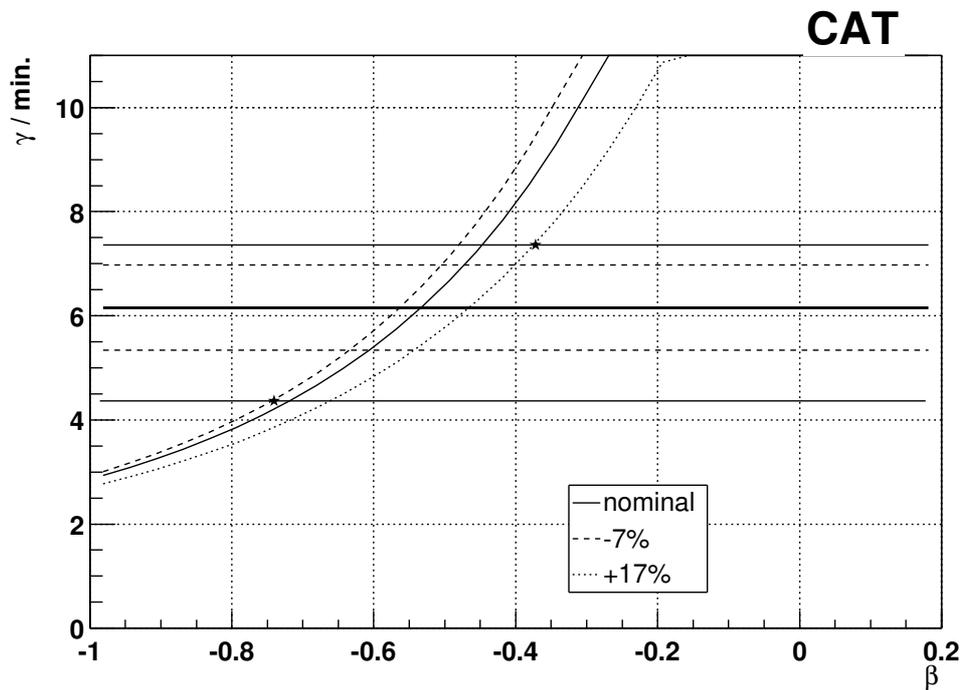
Résumant toutes ces contributions, l'incertitude systématique de la surface effective obtenue par la simulation « standard » est  $\langle -15\%, 26\% \rangle$ . La contribution la plus importante vient de l'incertitude de la procédure de génération de gerbes, un problème extérieur à la collaboration ainsi qu'aux études du détecteur.

## 9.4 Estimation des paramètres

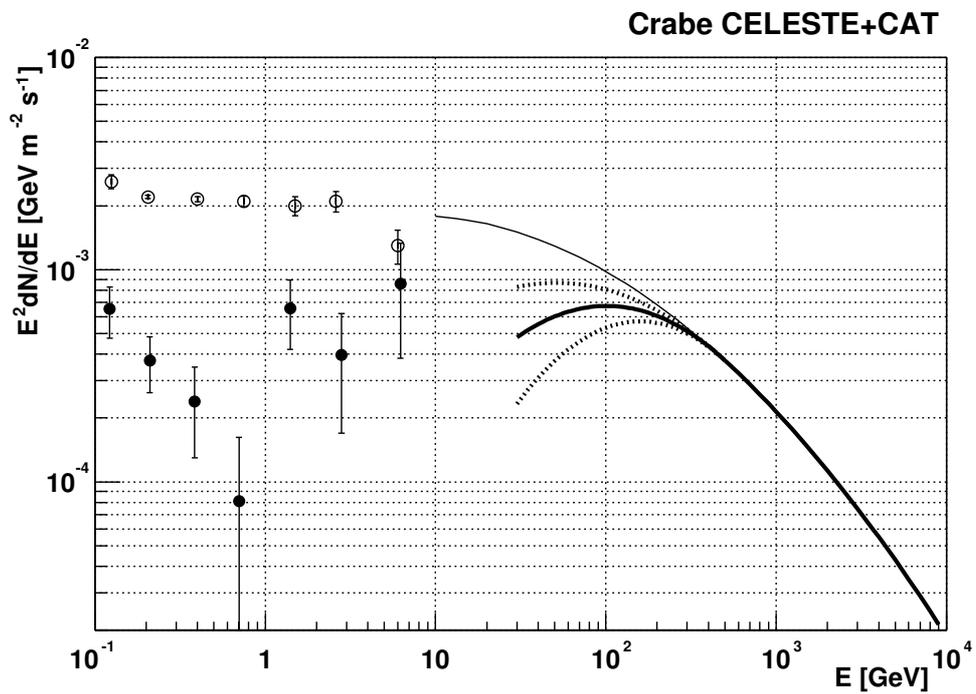
Considérant l'incertitude relative de  $A_{ana}(E)$  d'être indépendant de l'énergie –  $A_{ana}(E) (1 \pm \delta_{ana}^{\pm})$  – nous pouvons ajouter l'erreur systématique de la surface effective à l'erreur (statistique) du taux mesuré de gamma  $\delta\tau_\gamma/\tau_\gamma = 13\%$ . L'intervalle des valeurs compatibles de  $\tau_\gamma$  est donc  $\langle 71\%, 120\% \rangle$   $\tau_\gamma = \langle 4.4, 7.4 \rangle$   $\gamma/\text{min}$ . Pour trouver l'intervalle de paramètre  $\beta$ , nous calculons la courbe  $\tau_e(\beta)$  selon la définition 9.1 pour les différents jeux de paramètres  $p_i$ , correspondants au détecteur de référence choisi (CAT, HEGRA ou Whipple) et le biais considéré de calibration en énergie. L'intersection de ces courbes avec les lignes  $\tau_\gamma$ ,  $\tau_\gamma + \delta_{tot}^+ \tau_\gamma$ ,  $\tau_\gamma - \delta_{tot}^- \tau_\gamma$  donne les solutions pour  $\beta$  desquelles on choisit la valeur minimale et maximale. La figure 9.6 illustre cette procédure pour les valeurs  $\alpha, \beta$  et  $\gamma$  prises du spectre de CAT. Le spectre  $S(E)$ , correspondant aux valeurs de  $\beta$  ainsi obtenues (les extrêmes et la valeur pour  $A_{ana}(E)$  « nominal »), est montré sur la fig. 9.7.

Le tableau suivant donne les résultats pour les trois imageur de référence : la valeur de  $\beta$  nominale, ses limites supérieure et inférieure, et les flux différentiels (à 50 GeV) correspondants.

<sup>3</sup> Nous avons utilisé les gamma simulés dans ce comparaison ; la différence entre les valeurs  $f_r$  moyennes obtenues pour les gamma et protons dans cet intervalle des amplitudes ne diffèrent plus de 2%.



**FIG. 9.6** – Les taux de gamma calculés pour les différents spectres, dérivés de mesures de l’imageur CAT par la variation du paramètre  $\beta$ . Les trois courbes correspondent à la surface effective nominal et aux variations de l’échelle en énergie de  $-7\%$  et  $+17\%$  respectivement. Les lignes horizontales donnent le taux mesuré avec son intervalle d’erreur (les lignes en tirets pour l’erreur purement statistique). Les valeurs de  $\beta$  extrêmes sont marqués par les étoiles.



**FIG. 9.7** – Le spectre du Crabe dans la domaine de GeV, estimé par la combinaison des mesures de CELESTE et CAT. Les courbes à traites épaisses correspondent aux trois valeurs de  $\beta$  données dans le tableau, la ligne fine prolonge le spectre de CAT au dessous de 50 GeV. Les cercles creux correspondent au flux total mesuré par EGRET [27], la composante non-pulsée, attribuée à la nébuleuse [18], est marquée par les cercles pleins.

	flux nominal		flux minimal		flux maximal	
	$\beta^0$	$\phi^0(50 \text{ GeV})$ [m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> GeV <sup>-1</sup> ]	$\beta^-$	$\phi^-(50 \text{ GeV})$ [m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> GeV <sup>-1</sup> ]	$\beta^+$	$\phi^+(50 \text{ GeV})$ [m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> GeV <sup>-1</sup> ]
CAT	0.533	$2.40 \times 10^{-7}$	0.743	$1.48 \times 10^{-7}$	0.374	$3.47 \times 10^{-7}$
HEGRA	0.293	$2.01 \times 10^{-7}$	0.494	$1.27 \times 10^{-7}$	0.132	$2.91 \times 10^{-7}$
Whipple	0.393	$4.76 \times 10^{-7}$	0.611	$2.88 \times 10^{-7}$	0.230	$6.93 \times 10^{-7}$

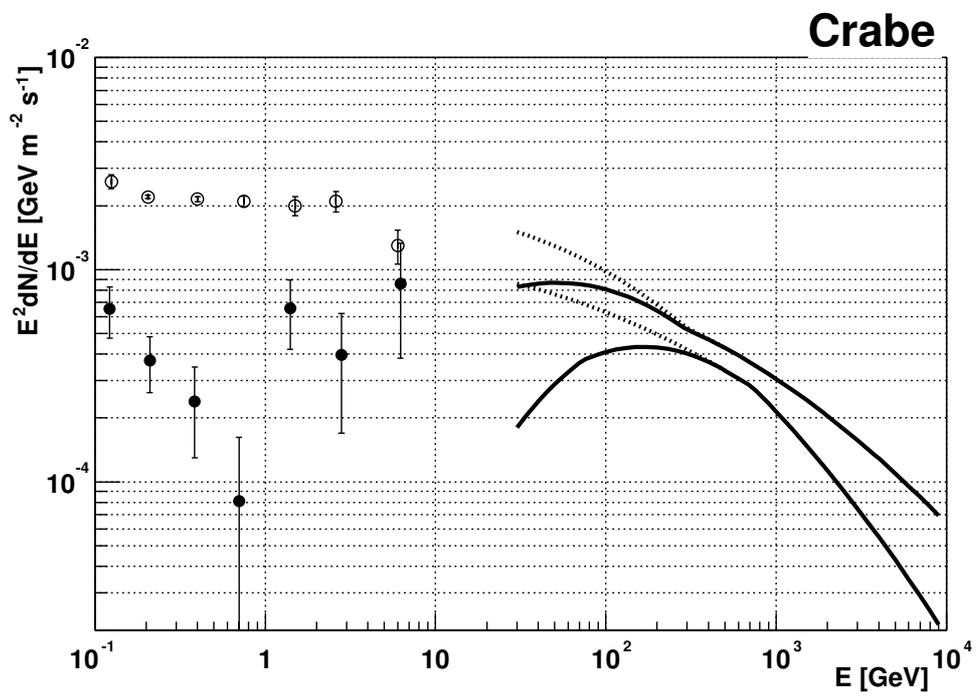
## 9.5 Discussion des résultats

La combinaison des spectres obtenus sous les trois hypothèses du spectre  $S'(E > 500 \text{ GeV})$  est donnée sur la fig. 9.8 par la forme d'une enveloppe. Nous voyons que le spectre de la Nébuleuse du Crabe doit être forcément plus courbé au dessous de 100 GeV que dans la domaine des imageurs, le spectre prolongé des imageurs seuls devenant incompatible avec nos estimations à 30 GeV. Il faut noter que nous n'avons pas introduit dans les modèles les erreurs des paramètres  $\alpha, \beta$  et  $\gamma$  dans les spectres des imageurs, de l'ordre de 5% pour la pente  $\alpha$  mais jusqu'à 25% pour le flux absolu. Cette incertitude supplémentaire relâche encore les contraintes données par notre enveloppe permettant au spectre de Crabe de remonter encore au dessous de 50 GeV.

La comparaison avec les mesures de plus basse énergie, obtenues par EGRET, est compliquée par la contribution de la composante pulsée du Crabe (considérée négligeable au dessus de 50 GeV). La soustraction de cette composante est chargée des erreurs importants (les cercles pleins sur la fig. 9.8). De plus, ces points se trouvent dans la région de croisement des courbes attribuées aux composantes synchrotron et inverse Compton [5] de l'émission de la nébuleuse (c. à d. la région où ces deux composantes sont comparables).<sup>4</sup> Il est donc difficile de déduire de ces résultats la position plus précise du maximum de la composante inverse Compton, la variable qui permettrait de contraindre sensiblement les paramètres physiques de la nébuleuse (plus précisément des milieux supposés d'accélération de particules, comme le choc de terminaison du vent stellaire provenant du pulsar).

Dans les études des systématiques présentées dans ce chapitre, certains assomptions nécessitent encore de révisions : p. ex. la variation de l'absorption des photons dans l'atmosphère, estimé à 10%, a l'influence directe sur la borne supérieure de l'enveloppe estimée : en augmentant cette variation on peut très facilement faire remonter cette borne, réduisant ainsi les contraintes actuelles sur la courbure du spectre. On espère aussi de pouvoir résoudre le problème du désaccord entre les générateurs de gerbes, qui réduit gravement notre connaissance de la surface effective de CELESTE, et qui détermine actuellement la borne inférieure de nos prédictions.

<sup>4</sup> La remontée au dessous de 1 GeV est déjà attribué à l'émission synchrotron.



**FIG. 9.8** – Idem à 9.7, mais donnant l’enveloppe des résultats obtenus pour les 3 imageurs de référence. Les lignes en pointillé montrent l’enveloppe des mesures des imageurs seuls (prolongées au dessous de 500 GeV).

# Conclusions et perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons discuté les limitations principales de la reconversion d'une centrale solaire en observatoire gamma. La focalisation médiocre des héliostats a été rétabli par une optique secondaire très bien adaptée aux paramètres de la centrale de Thémis, arrivant à un système où la lumière collectée par chaque héliostat est concentrée sur une région de 32 mm de diamètre, presque la limite théorique de ce dispositif. CELESTE devient ainsi équivalent à l'ensemble des détecteurs individuels repartis sur le champ, avec un champ de vue bien défini. Ce champ de vue petite<sup>5</sup> impose le mode de visée qui réduit la surface effective du télescope. L'autre limitation incontournable de l'optique au récepteur central est la variation forte de la surface de collection avec la position de la cible. Mais les problèmes les plus graves de CELESTE viennent des conditions météorologiques peu satisfaisantes (avec les problèmes enchaînés des instruments individuels) qui réduisent considérablement le temps utile de l'expérience.

Ma contribution au développement de CELESTE était basée sur la simulation électronique. La partie la plus compliquée de ce logiciel (décrit en détail dans l'annexe B) est liée avec la modélisation du système de déclenchement : surtout la procédure de l'élargissement du signal à travers des modules de déclenchement et la recherche de coïncidence des portes programmables. Nous avons discuté le choix des paramètres de la simulation, provenant des mesures directes à l'oscilloscope ainsi que des méthodes indirectes, comparant la fluctuation des pedestaux et sa fonction d'autocorrelation entre les données réelles et simulées. Le désaccord entre les résultats obtenus par les différentes méthodes (concernant la largeur des impulsions d'un photoélectron) était résolu par la comparaison des pics Čerenkov dans le chapitre 6 : le choix des impulsions plus larges a un impact sur le facteur de sommation qui peut biaiser la calibration en énergie de l'expérience. Nous avons aussi montré l'influence de niveau de bruit de fond sur la résolution en temps et en amplitude des pics reconstruits par la méthode d'ajustement.

La comparaison des pics de sommes dans les groupes de déclenchement relève une autre différence entre la réalité et la simulation que nous n'avons pas pu compenser par les moyens de la simulation électronique seuls : nous suggérons une source de la fluctuation temporelle du front d'onde Čerenkov située dans les éléments précédentes de la chaîne de simulation. Néanmoins, cette fluctuation mise en évidence par la comparaison des données réelles avec les protons simulés ne doit pas forcément avoir la même intensité dans le cas des gerbes électromagnétiques.

Pour les gamma simulés nous avons aussi estimé le seuil en énergie et la surface effective de déclenchement en fonction des conditions appliquées aux modules de déclenchement. Le seuil

---

<sup>5</sup> Choisi pour limiter l'intensité de lumière de fond de ciel collecté par chaque détecteur : la camera ne permet pas d'accommoder plus qu'un photodétecteur par héliostat.

de 32 GeV (le maximum de la convolution avec une spectre  $E^{-2}$ ), obtenu pour les conditions nominales (majorité 3/5 et le seuil 45 mV par héliostat) et la direction du Crabe au transit (correspondant à l'efficacité de collection maximale), peut varier de 6% selon les paramètres de simulation ; l'erreur de calibration en amplitude de 10% donne une variation additionnelle du seuil en énergie de 13%.

Les coupures d'analyse « standard » augmentent le seuil en énergie à environ 50 GeV. Les incertitudes liées à l'efficacité de ces coupures influencent directement l'estimation du flux de la source observée : à l'état actuel l'effet dominant est associé avec le déclenchement logiciel : la différence entre les paramètres de sommes reconstruits dans les données réelles et simulées vient probablement de la fluctuation temporelle mentionnée ci-dessus non compris dans la simulation. La procédure de génération des gerbes est chargée d'une incertitude encore plus importante (qui va dans la direction opposée à la précédente), le choix d'un générateur alternatif augmentant la surface effective de 25% et réduisant en conséquence le flux estimé.

Les erreurs de la calibration en amplitude influencent notre estimation de flux de la façon moins directe : le choix des impulsions plus étroits (selon les mesures à l'oscilloscope) qui augmente l'amplitude des pics de 7% environ, ne modifie le paramètre  $\beta$  (la courbure du spectre final) que de 3%. Par contre la réduction du gain opto-électronique, due surtout aux pertes possibles de la lumière Čerenkov, cause la diminution du  $\beta$  (sa valeur absolue) de 18%.

Amélioration principale des erreurs systématiques est donc liée d'une part au choix finale du générateur des gerbes, d'autre part à notre maîtrise des effets atmosphériques, dont l'absorption on espère de pouvoir mesurer régulièrement avec le LIDAR installé sur le site de Thémis dans le futur proche. La calibration en charge de la chaîne électronique pourrait surmonter l'incertitude provenant de l'effet de sommation dans les voies individuelles ainsi que dans les sommes de groupe.

Mais les résultats physiques que nous tirons d'une seule valeur du taux de gamma mesuré sont surtout sensibles à notre connaissance du spectre aux énergies  $> 500$  GeV. L'enveloppe des mesures provenant des différents imageurs est assez large et permet une vaste gamme des spectres à basse énergie. La réponse finale sur la forme spectrale entre les domaines des observations terrestres et spatiales doit être basée sur la reconstruction du spectre propre à CELESTE, qui nécessite une reconstruction de l'énergie événement par événement. Les premiers résultats de Frederic Piron sont déjà encourageants.

Une cartographie définitive des sources gamma de la domaine  $10 \sim 200$  GeV devrait atteindre le lancement du satellite GLAST, prévu pour 2007. Même si CELESTE ne sera probablement pas opérationnel en ce temps-là, le futur des observatoires gamma terrestres à « basse » énergie ne s'arrête pas à ce date. Le temps d'intégration long des détecteurs gamma sur orbite limite sa capacité de mesurer les sources variables ; les détecteurs au sol gagnent donc largement pour les études des variations spectrales de ces sources. Le principe d'un système de déclenchement « hybride » et l'échantillonnage à 1 GHz se montrent comme les outils très performants des échantillonneurs à basse énergie ; par contre la limitation intrinsèque de l'optique des centrales solaires ne permet pas de tirer le meilleur de ces idées. Un projet dédié pourrait être basé sur le principe de ASGAT (comme proposé déjà dans [20, p. 278]), combinant par la méthode des sommes analogiques un réseau des détecteurs (aux miroirs plus petits que les imageurs actuels, et avec une camera de seulement 7 phototubes) pour un prix accessible. Le choix d'un site plus adapté aux observations astronomiques serait aussi une avantage apprécié d'un tel projet.

# Bibliographie

- [1] F. Aharonian et al. The energy spectrum of tev gamma-rays from the crab nebula as measured by the hegra system of imaging air cherenkov telescopes. *Astrophys. J.*, 539 :317–324, 2000.
- [2] F. Aharonian et al. Evidence for tev gamma ray emission from cassiopeia a. *Astronom. Astrophys.*, 370 :112, 2001.
- [3] F. Aharonian et al. Tev gamma rayse from the blazar h 1426+428 and the diffuse extragalactic background radiation. accepté pour A&A Letters, 2002.
- [4] F. A. Aharonian. Tev gamma rays from bl lac objects due to synchrotron radiation of extremely high energy protons. *New Astron.*, 5 :377–395, 2000.
- [5] A. M. Atonyan and F. A. Aharonian. Gamma radiation in the crab nebula. *Month. Not. Roy. Astronom. Soc.*, 278 :525, 1996.
- [6] P. Baillon et al. Observation of the crab in multi tev gamma rays by the temistocle experiment. *Astropart. Phys.*, 1 :341–355, 1993.
- [7] P. Bruel. Vers un nouveau traitement des données de l’expérience celeste. Technical report, CELESTE, 2001. Note interne de collaboration.
- [8] P. Bruel and J. Holder. Calibration relative de la reponse en amplitude des héliostats de l’expérience celeste. Technical report, CELESTE, 2000. Note interne de collaboration.
- [9] P. Bruel, J. Holder, and D. Smith. Using celeste’s measurement to constrain the crab spectrum. Technical report, CELESTE, 2001. Note interne de collaboration.
- [10] Ph. Bruel. Compléments sur les star scans. Technical report, CELESTE, 2002. Note interne de collaboration.
- [11] D.A. Carter et al. Spectrum of tev gamma-rays from the crab nebula.
- [12] M. Catanese et al. Discovery of gamma-ray emission above 350 gev from the bl-lac object les 2344+514. *Astrophys. J.*, 501 :616, 1998.
- [13] M.F. Cawley. The application of noise padding to the cherenkov imaging technique.
- [14] M.C. Chantell et al. Prototype test results of the solar tower atmospheric cherenkov effect experiment (stacee). *Nucl. Instr. Meth.*, A 408 :468 et, 1998.
- [15] K.S. Cheng, C. Ho, and M. Ruderman. Energetic radiation from rapidly spinning pulsars. i. outer magnetosphere gaps. *Astrophys. J.*, 300 :500–521, 1986.
- [16] C. J. Cesarsky D. Elbaz, D. Fadda, et al. Source counts from the 15 mu m isocam deep surveys. *Astronom. Astrophys.*, 351 :L37–L40, November 1999.
- [17] S. Danaher et al. Possible applications of large solar arrays in astronomy and astrophysics. *Solar Energy*, 28 :335–343, 1982.

- [18] O.C. De Jager et al. Gamma-ray observations of the crab nebula : A study of the sychrocompton spectrum. *Astrophys. J.*, 457 :253, 1996.
- [19] M. de Naurois, J. Holder, et al. Measurement of the crab flux above 60 gev with the celeste cherenkov telescope. *Astrophys. J.*, 566 :343–357, feb 2002.
- [20] Mathieu de Naurois. *Premiere observation de la Nebuleuse du Crabe et du Blazar Markarian 421 entre 30 et 300 GeV*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2000. Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie  $\gamma$ .
- [21] C. D. Dermer. Gamma ray bursts and cosmic ray origin.
- [22] A. Djannati-Atai et al. Detection of the bl lac object 1es 1426+428 by the cat telescope. accepted pour A&A Letters, 2002.
- [23] E. Durand. Etude des scans d'étoiles. Technical report, CELESTE, 2001. Note interne de collaboration.
- [24] R. Enomoto et al. The acceleration of cosmic-ray protons in the supernova remnant rx j1713.7-3946. *Nature*, 416 :823, April 2002.
- [25] J. A. Esposito et al. EGRET Observations of Gamma-Ray Emission from Supernova Remnants. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 28 :861–+, May 1996.
- [26] F. Arqueros et al. Very high-energy gamma-ray observations of the crab nebula and other potential sources with the graal experiment. *Astropart. Phys.*, 17 :293–318, 2002.
- [27] J.M. Fierro et al. Phase-resolved studies of the high-energy gamma-ray emission from the crab, geminga, and vela pulsars. *Astrophys. J.*, 494 :734–746, 1998.
- [28] A. Celotti G. Ghisellini. A theoretical unifying scheme for gamma-ray bright blazars. *Month. Not. Roy. Astronom. Soc.*, 280 :67–86, 1998.
- [29] R. le Gallou. *Mesure du flux du blazar Mrk421 au dessus de 60 GeV avec l'experience CELESTE*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 2001.
- [30] B. Giebels. Etoiles dans le champ de vue de celeste. Technical report, CELESTE, 1999. Note interne de collaboration.
- [31] B. Giebels et al. Prototype test results for the celeste solar array gamma ray telescope. *Nucl. Instr. Meth.*, A412 :329–341, feb 1998.
- [32] Berrie Giebels. *Contribution à la reconversion d'une centrale solaire en un vaste detecteur pour l'astronomie  $\gamma$* . Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 1998.
- [33] P. Goldreich and W. H. Julian. Pulsar electrodynamics. *Astrophys. J.*, 157 :869–880, 1969.
- [34] P. Goret et al. Observations of tev gamma rays from the crab nebula. *Astronom. Astrophys.*, 270 :401–406, 1993.
- [35] V. Gorjian, E.Ł. Wright, and R.Ř. Chary. Tentative detection of the cosmic infrared background at 2.2 and 3.5 microns using ground-based and space-based observations. *Astrophys. J.*, 536 :550–560, June 2000.
- [36] N. Herault. *Reconstruction des parametres des gerbes et contribution à l'analyse dans l'experience CELESTE*. Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg, 2000.
- [37] D. Horan et al. Detection of the bl lac object 1h1426+428 at tev gamma ray energies. feb 2002.

- [38] Joseph K. Daugherty and Alice K. Harding. Polar caps models of gamma-ray pulsars. *Astrophys. J.*, 429 :325, 7 1994.
- [39] K. Koyama et al. Evidence for Shock Acceleration of High-Energy Electrons in the Supernova Remnant SN 1006. *Nature*, 378 :255, November 1995.
- [40] Stéphane Le Bohec. *Conception et réalisation d'un Télescope à Effet Tcherenkov Atmosphérique pour l'Astronomie Gamma de 100 GeV à 10 TeV*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 1996.
- [41] M. S. Longair. *High Energy Astrophysics*, volume 2 : Stars, the Galaxy and the interstellar medium. Cambridge University Press, New York, 1992.
- [42] M. A. Malkan and F. W. Stecker. An empirically based calculation of the extragalactic infrared background. *Astrophys. J.*, 496 :13–16, 1998.
- [43] T. Kelsall M.G. Hauser, R.G. Arendt et al. The COBE diffuse infrared background experiment search for the cosmic infrared background. *Astrophys. J.*, 508 :25–43, November 1998.
- [44] R. Mukherjee et al. Broadband spectral analysis of pks 0528+134. *Astrophys. J.*, 527 :132+, 1999.
- [45] H. Muraishi et al. Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR J1713.7-3946. *Astronom. Astrophys.*, 354 :L57, November 2000.
- [46] P.L. Nolan et al. EGRET observations of pulsars. *Astronom. Astrophys. Suppl. Ser.*, 120C :61–64, 1996.
- [47] F. Piron. *Etude des propriétés spectrales et temporelles des blazars de type Lacertide observés au dessus de 250 GeV par le télescope CAT*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2000.
- [48] F. Piron et al. Very high-energy gamma-ray sources as seen by the CAT imaging telescope. présenté aux 36. Rencontres de Moriond, France, 2001.
- [49] F. Piron and A. Jacholkowska. Estimation de l'énergie des  $\gamma$  dans CELESTE. Technical report, CELESTE, 2001. Note interne de collaboration.
- [50] M. Pohl and R. Schlickeiser. On the conversion of blast wave energy into radiation in active galactic nuclei and gamma-ray bursts. astro-ph/9911452, nov 1999.
- [51] Joel R. Primack, James S. Bullock, Rachel S. Somerville, and Donn MacMinn. Probing galaxy formation with TeV gamma ray absorption. *Astropart. Phys.*, 11 :93–102, 1999.
- [52] Michael Punch. *New Techniques in TeV Gamma Ray Astronomy*. Thèse de doctorat, Université Nationale d'Irlande, 1993.
- [53] A.C. Fabian P.W. Guilbert and M.J. Rees. Spectral variability constraints on compact sources. *Month. Not. Roy. Astronom. Soc.*, 205 :593, 1983.
- [54] G.P. Rowell, D. Horns, et al. Evidence for an unidentified TeV source in the vicinity of Cygnus OB2. présenté aux 37. Rencontres de Moriond, France, 2002.
- [55] T. et al Sako. New technique of software padding applied of flash ADC data in Čerenkov observations. Technical report, CELESTE, 1999. Note interne de collaboration.
- [56] T. Takahashi, G. Madejski, and H. Kubo. X-ray observations of TeV blazars and multi-frequency analysis. *Astropart. Phys.*, 11 :177–187, 1999.

- 
- [57] T. Tanimori et al. Discovery of tev gamma rays from sn 1006 : Further evidence for the supernova remnant origin of cosmic rays. *Astrophys. J. Lett.*, 497 :L25–L28, 1998.
- [58] Bing Zhang and Alice K. Harding. Full polar cap cascade scenario : Gamma-ray and x-ray luminosities from spin-powered pulsars. *Astrophys. J.*, 532 :1150, 4 2000.

# Annexe A

## Les processus d'émission

### A.1 Le rayonnement synchrotron

Dans un champ magnétique, les particules chargées suivent une trajectoire hélicoïdale autour la ligne de champ. Ce mouvement accéléré entraîne une émission de rayonnement appelée *synchrotron*. Les particules non-relativistes ( $\gamma \approx 1$ ) rayonnent sur une seule fréquence qui est égale à la fréquence de la rotation autour la ligne de champ  $\nu_g = eB_\perp/2\pi mc$  (ou  $B_\perp = B \sin \psi$  est l'intensité de champ magnétique perpendiculaire à la vitesse de particule). La situation est plus complexe dans le régime ultra-relativistes ( $\gamma \gg 1$ ) : le spectre devient continue (pour le traitement détaillé voire par ex. [41], chapitre 18) et culmine autour de  $0.3\nu_{sy}$ , où  $\nu_{sy} = \frac{3}{2}\gamma^2\nu_g$  s'appelle la *fréquence critique*. Moyennant sur l'angle  $\psi$  (pour une émission isotrope) on obtient

$$\nu_{sy} = \frac{eB}{2\pi mc} \sqrt{\frac{3}{2}} \gamma^2 = \sqrt{\frac{3}{2}} \gamma^2 \frac{B}{B_{cr}} \frac{c}{\lambda}, \quad (\text{A.1})$$

où  $\lambda = h/mc$  est la longueur d'onde de Compton de la particule et  $B_{cr} = 2\pi m^2 c^3 / eh$  le *champ critique*, qui vaut  $4.4 \times 10^{13}$  G. Pour les valeurs plus réalistes<sup>1</sup>

$$\nu_{sy} = \gamma^2 \left( \frac{B}{1 \text{ G}} \right) 1.2 \times 10^6 \text{ Hz}.$$

Pour un faisceau monoénergétique le spectre synchrotron autour de son maximum peut être approximé par la fonction  $x^{1/3} \exp(-x)$ , où  $x = \nu/\nu_{sy}$ . Si la distribution d'énergie des particules suit une loi de puissance  $d\Phi/dE \propto E^{-\delta}$ , son rayonnement synchrotron a un spectre

$$\frac{dU}{d\nu} \propto B^{(\delta+1)/2} \nu^{-(\delta-1)/2},$$

plus dur que celui des particules de source.<sup>2</sup>

Les pertes d'énergie d'un électron (moyennant sur l'angle  $\psi$ ) peut s'écrire comme

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} c \sigma_T \frac{m_e^2}{m^2} \gamma^2 u_B, \quad (\text{A.2})$$

<sup>1</sup> Utilisant les valeurs typiques des sites d'accélération, comme la Nébuleuse de Crabe dont  $B$  moyenne est estimée à  $3 \times 10^{-4}$  G [5], nous trouverons que les électrons thermiques émettent surtout en radio tandis que l'émission des électrons d'énergie du TeV ( $\gamma \approx 10^7$ ) est située dans la bande de rayons X ( $\nu_{sy} \approx 10^{17}$  Hz).

<sup>2</sup> Dans un milieu optiquement épais les photons de basse énergie sont réabsorbés par les électrons et le spectre de basses fréquences est retourné (l'effet de l'auto-absorption).

ou  $u_B = B^2/8\pi$  est la densité d'énergie dans le champ magnétique et  $\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$  la section efficace Thompson. Pour les électrons la formule se simplifie à  $\dot{\gamma} = \sigma_T \gamma^2 u_B/m_e c$ .

Le temps caractéristique de refroidissement par l'émission synchrotron, en cas général

$$t_{sy} = \frac{E}{dE/dt} = \frac{6\pi m^4 c^3}{\sigma_T E B^2 m_e^2}, \quad (\text{A.3})$$

devient pour les électrons  $t_{sy} = 6\pi m^2 c^3 \sigma_T^{-1} E^{-1} B^{-2} = E_{12}^{-1} B_1^{-2} 45$  s où  $B_1$  est exprimé en Gauss et  $E_{12}$  en TeV. Pour les protons de même énergie, ce temps est de 13 ordres de grandeur plus long!

## A.2 Le rayonnement de courbure

Dans la région où les lignes du champ magnétique sont fortement courbées, une autre composante s'ajoute au dessus du spectre synchrotron. La fréquence caractéristique du rayonnement de courbure est

$$\nu_{cur} = \frac{3}{2} c \frac{1}{2\pi R} \gamma^3,$$

ou  $R$  est le rayon de courbure de la ligne de champ. Pour les électrons

$$\nu_{cur} \approx \gamma^3 \left( \frac{10^6 \text{ m}}{R} \right) 72 \text{ Hz.}$$

Les pertes d'énergie d'un électron par le rayonnement de courbure s'écrivent comme

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2}{3} e^2 c \gamma^4 R^{-2}. \quad (\text{A.4})$$

## A.3 L'effet Compton

Il s'agit de transfert d'énergie entre un photon et une particule chargée – l'interaction de premier ordre dans l'électrodynamique quantique. Le traitement traditionnel de cet effet est décrit dans le système où la particule chargée est au repos. On dénote  $\varepsilon = h\nu/mc^2$  et  $\varepsilon' = h\nu'/mc^2$  l'énergie initiale et finale du photon par rapport à l'énergie de masse de la particule.

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)}$$

où  $\theta$  est l'angle entre le photon initial et final. Le transfert d'énergie est maximal pour  $\theta = \pi$ , pour les photons de basse énergie ( $\varepsilon \ll 1$ ) l'énergie du photon est presque conservée (on parle du *régime Thompson*).

Avec la transformation du Lorentz nous pouvons exprimer l'énergie du photon diffusé dans le repère de laboratoire, où la vitesse initiale de la particule est  $v = \beta c$  (et  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ) :

$$\varepsilon' = \frac{1 - \beta \cos \alpha}{1 - \beta \cos \alpha'} \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta) \gamma (1 - \beta \cos \alpha)},$$

où  $\alpha$  et  $\alpha'$  sont les angles de la direction du photon initial et final par rapport à la vitesse  $v$  (les autres symboles dénotent maintenant les valeurs dans le repère de laboratoire). Dans le cas le plus favorable,  $\alpha = \pi$  et  $\alpha' = 0$ , l'énergie finale devient

$$\varepsilon' = \delta^2 \frac{\varepsilon}{1 + 2\delta\varepsilon}, \quad (\text{A.5})$$

où  $\delta = [(1 + \beta)/(1 - \beta)]^{1/2}$  est le facteur Doppler entre les deux repères.

La formule complète pour la section efficace étant assez compliquée, on peut utiliser les expressions approximatives pour les régimes de basse et haute énergie

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_T (1 - 2\varepsilon) & \text{pour } \varepsilon \ll 1 \\ \sigma_T \frac{3}{8} (\ln(2\varepsilon) + 1/2) / \varepsilon & \text{pour } \varepsilon \gg 1 \end{cases}.$$

Pour les photons de basse énergie (le régime de *Thompson*) la section efficace est proche de la valeur classique  $\sigma_T = e^4 / (6\pi^2 \epsilon_0^2 m_e^2 c^4)$ . Si  $\delta\varepsilon \ll 1$ , la fréquence du rayonnement diffuse augmente avec  $\delta^2$ , qui pour les particules ultra-rélativistes vaut  $4\gamma^2$ , alors la fréquence maximale obtenue par ce processus est

$$\nu' = \frac{\varepsilon mc^2}{h} \delta^2 = \nu 4\gamma^2.$$

Par contre, si  $\delta\varepsilon \gg 1$  (régime *Klein-Nishina*), le photon final reprend presque la totalité d'énergie d'électron (son énergie  $\varepsilon' = \delta/2 = \gamma$ ), mais la section efficace approche 0.

L'énergie transmise aux photons (de la densité  $u_{ph}$ ) par unité du temps (dans le régime Thompson) est

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 u_{ph}, \quad (\text{A.6})$$

qui montre exactement la même relation que la formule A.2 dérivée pour le rayonnement synchrotron.

## Annexe B

# Simulation de l'électronique

Le but de ce travail fut de développer un logiciel qui permettrait avec les résultats de la simulation optique de produire un fichier qui ressemble au maximum à la sortie de l'acquisition réelle. Pour chaque événement nous commençons la liste des photo-électrons avec les temps correspondants à leur création dans la photo-cathode d'un photomultiplicateur donné. Cette liste est fourni par le bloc `TEVENTBLOCK`, qui avec le bloc « entête » `TCORSIKAEVENTH`<sup>1</sup> (qui contient les paramètres initiaux de la gerbe) fait l'essentiel de la sortie des phases précédentes de la simulation. Il est néanmoins possible de démarrer la simulation électronique sans fichier issu de la simulation optique dans un des modes suivants (ressemblants à des types de run de l'acquisition réelle) :

- *Piédestaux* – seulement le bruit de fond ajouté
- *Calibration* – les pics correspondent à un nombre donné des photo-électrons sans la fluctuation en amplitude
- *Diode* – même chose avec la fluctuation normale en amplitude
- *Laser* – même chose avec la fluctuation en nombre des photoélectrons
- *Injection de charge* – une impulsion de forme choisie dans le fichier de configuration est placé au centre de la fenêtre d'échantillonnage.

Ces modes ont été développé surtout pour la vérification de la chaîne de simulation électronique mais aussi pour tester les méthodes de la recherche des pics dans les données plus ou moins bruités.

### B.1 Initialisation

Le démarrage de la simulation est piloté par un fichier de configuration et les paramètres de la ligne de commande (traités en derniers, ils ont donc la priorité). Selon le type de run choisi parmi la liste citée ci-dessus, le type de source est défini. Ensuite le système cherche les databases.

Elles peuvent être chargées à partir d'un fichier d'initialisation de format bloc (par défaut *init.dat*), d'un fichier déjà passé à travers de la simulation électronique ou bien à partir d'un fichier de l'acquisition réelle (pour obtenir les résultats correspondants à l'état de l'expérience presque identique à la réalité). Les blocs manquants sont cherchés sous un format texte dont l'emplacement est donné dans le fichier de configuration.

---

<sup>1</sup> La structure (et la classe de manipulation) reste la même quelques soit le générateur des gerbes, seulement le numéro du bloc change (6621, 6622...)

Pour la description de l'ensemble de la chaîne électronique on utilise la structure des bases des données, INSTRUMENT et WIRING, conçu pour l'initialisation du *MasterRun Controller* de l'acquisition. Au cours du développement, ces structures ont été transformés en classes (avec la possibilité de stockage dans les fichiers de type BLOC et ROOT) qui font maintenant partie de la bibliothèque *libDatabase*.

### B.1.1 Instruments

La database décrivant les instruments individuels (INSTR) associe (dès sa conception) à chaque objet les paramètres de base qui concernent la transmission du signal : le temps de transit, l'atténuation et (surtout pour les câbles longs et les retards analogiques) l'élargissement du signal. La calibration temporelle a été faite soigneusement pendant la période initiale de la construction de l'expérience et les valeurs, nécessaires pour la mise-en-temps du signal dans le trigger, ont été remplis de manière précise dans la database. Par contre, la calibration en amplitude, non nécessaire pour l'acquisition, c'est déroulé en plusieurs étapes et de façon moins directe, mesurant en général des valeurs qui incluent plusieurs instruments :

1. la calibration des photomultiplicateurs avec les pre-amplificateurs et les câbles jusqu'à l'arrivée du signal dans la salle de contrôle,
2. la calibration des discriminateurs dans les modules trigger (dites de « Bordeaux ») à travers les retards programmables dans ces modules et les retards fixes éventuels. Cette mesure, faite par Philippe Bruel, n'attribue qu'une seule valeur d'atténuation par module. En mesurant l'amplitude du signal à la sortie « groupe analogique » du module (qui n'est pas forcément le même que celui qui entre dans le discriminateur) on s'est assuré que les différences entre les canaux voisins sont au-dessous de la précision de mesure. La même conclusion a été faite pour la dépendance de l'atténuation en fonction du retard appliqué.
3. la calibration des FADC à travers le splitter qui à la sortie « digitisation » amplifie le signal et ajoute un piédestal fixé.

Les résultats de la calibration en amplitude sont sensibles à la largeur de l'impulsion utilisée. La diminution de l'amplitude du signal, qu'on appelle atténuation, vient de deux effets : les pertes propres et l'élargissement du signal (pour laquelle la surface reste constante). L'élargissement du signal n'est important que pour les câbles les plus longues – ceux des retards fixes et dans les modules des retards analogiques programmables. Les valeurs des premiers ont été mesurées et introduites dans la database, les résultats des études des derniers sont précisés dans le paragraphe 5.3.1.

Il peut se produire aussi une élargissement du signal à travers les splitter et surtout les amplificateurs ; la grandeur de cet effet dépend de la bande passante de ces éléments. Ces valeurs n'était pas encore incluses dans la base de données.

### B.1.2 Câblage

Tandis que la structure INSTR est reprise de la bibliothèque *libDatabase* sans modification, les objets contenus dans WIRING sont considérablement agrandi par les méthodes permettant un traitement interne du signal aussi que par les pointeurs qui font les liaisons avec différents instruments. Ces liens, qui remplacent le système des indexes dans *libDatabase*, sont initialisés dans la phase qui suit la création de ces objets, regroupés dans la classe *TWir*. En même

temps on calcule les retards et atténuations (sauf les parties variables) à travers des objets du câblage (les trois éléments de la calibration décrits dans le paragraphe précédent).

### B.1.3 Seuils de déclenchement

La structure de la database permet de définir jusqu'à 20 jeux différents de seuils pour chaque groupe. Ce nombre apparaît insuffisant pour des études de taux de déclenchement versus en fonction du seuil; les structures de la simulation électronique peuvent garder le nombre beaucoup plus grande des seuils (d'habitude 100). Les seuils des groupes sont exprimés en DC (pas de discriminateurs), correspondant au 6-9 mV a l'entrée des modules trigger, soit 1 photoélectron par groupe ou 0.12 photoélectron par voie. Le réglage des seuils, qui est faite de façon à convertir la valeur requise de mV en DC (et de nouveau en mV au moment de comparaison avec le signal qui entre le discriminateur), est relativement grossière (l'erreur autour de 3%).

## B.2 Traitement du signal

### B.2.1 Génération des impulsions

Chaque détecteur obtient sa propre copie de la forme d'impulsion choisie. Son amplitude (moyenne) est réglée selon la valeur de la haute tension.<sup>2</sup> Le changement de la largeur de l'impulsion de PM avec la HT est aussi prise en compte. Récemment une méthode a été ajoutée permettant de simuler l'effet du couplage capacitif des PMs (tout en gardant l'amplitude et la largeur à mi-hauteur défini dans la database).

Le pas d'échantillonnage du signal choisi est une fraction de la période d'horloge des FADC pour faciliter la conversion du signal traité en données FADC (la valeur traditionnelle de cette fraction GRID=10 permet un échantillonnage suffisamment fin de l'ordre de 0.1 ns).

Un événement « optique » (soit issu de la simulation de gerbe soit généré) est traité de façon suivante : pour chaque photoélectron son temps d'émission de la photocathode est augmenté du temps de transit du PM correspondante (avec une fluctuation qui dépend aussi de HT appliqué) et son amplitude est choisi selon une distribution gaussienne montré dans le paragraphe 5.1.3 (décrivant la calibration des phototubes). Parce que le temps d'arrivée des photons Čerenkov a été souvent décalé (surtout dans les versions antérieures de la simulation d'optique) d'une constante globale, le temps moyen d'arrivée des photons dans chaque détecteur est comparé avec le temps théorique (utilisé pour le placement des fenêtres d'échantillonnage) et un décalage globale supplémentaire est ajouté pour obtenir les pics Čerenkov bien centrés dans les fenêtres. La taille de ces fenêtres est augmenté d'une certaine fraction (d'habitude 40%) au delà de la largeur des fenêtres lus dans les FADCs (actuellement  $\approx 100$  ns) pour ne pas tomber en dehors de cette fenêtre si le déclenchement se produit plus tôt ou plus tard que sa position théorique.

<sup>2</sup> Cette valeur VSET contenu dans la database *Wiring* est souvent fausse : d'habitude on recalcule ces valeurs pour obtenir l'amplitude identique égale au paramètre GELECAMPL. Le réglage des hautes tensions peut être lue à partir d'un bloc de type 5200 – la configuration de HT.

### B.2.2 Propagation du signal

La fenêtre du signal échantillonné est décrite par un objet de type *THist* contenant une table des valeurs réels avec des variables qui précisent la taille de cette table, l'échelle verticale, la position du début et le pas d'échantillonnage. La propagation du signal à travers un élément avec un temps de propagation et atténuation donné est alors très facile : il suffit de modifier la position du début de la fenêtre et l'échelle verticale.

L'effet d'élargissement du signal, important dans les boîtes trigger, est bien plus difficile à simuler : il nécessite de convoluer le signal avec une gaussienne dont la largeur dépend de la grandeur d'élargissement. C'est la procédure la plus longue de toute la chaîne de la simulation ; en plus il faut séparer le changement de l'amplitude du signal à cause de l'élargissement de l'atténuation propre. On a donc décidé d'adopter une méthode approximative mais plus rapide : utiliser dans les voies trigger les impulsions plus larges que dans les voies d'échantillonnage correspondantes. L'approximation est acceptable à condition que la largeur des pics Čerenkov soit en majorité due à la largeur des impulsions des PMs. Ces impulsions « trigger » doivent être recalculés chaque fois les valeurs des retards changent.

Mais on s'aperçu que cette méthode n'est applicable qu'au premier niveau des modules de déclenchement. La largeur des impulsions après la première sommation (des sous-groupes) dépend du détail de la mise-en-temps (le pas de 1 ns des retards ne permet pas une mise-en-temps exacte) et on ne peut pas connaître le facteur d'atténuation et de l'élargissement *à priori*. À partir de ce point on reprend donc la méthode « classique » de convolution. L'approximation suggérée ci-dessus permet néanmoins de réduire le nombre de ces convolutions de 13 à 4.

### B.2.3 Génération du bruit

Le bruit, qui est superposé au signal Čerenkov, contient deux composantes : le bruit du ciel nocturne, formé par des impulsions des photoélectrons uniques, et le bruit dit électronique, qu'on simule par des courtes impulsions gaussiennes dont l'amplitude fluctue entre  $-1$  et  $+1$  mV.

Le taux des photoélectrons du fond dans chaque détecteur dépend de l'efficacité de collection de la lumière diffuse ; les valeurs relatives sont choisies selon les résultats de la simulation optique, qui calcule cette efficacité (y ajoutant une contribution due à l'albédo de la surface environnante) pour les différents points allant jusqu'à l'angle zénithal de  $30^\circ$  avec un pas de  $5^\circ$ . Par contre le taux de bruit électronique est le même dans toutes les voies.<sup>3</sup> La valeur absolue du taux de ces deux sources de bruit peut être assez variable (vu que la luminosité diffuse peut changer de plus que 10 pourcents entre les nuits).

Dans des conditions typiques (pour des énergies autour de 100 GeV) le nombre de photoélectrons du fond dans la fenêtre utilisée pour le traitement du signal dépasse largement le nombre des photoélectrons Čerenkov. L'utilisation des blocs de bruit pré-générés permet alors d'accélérer la simulation d'un facteur assez important. La première solution adoptée était de calculer pour chaque détecteur un bloc de quelques dizaines de microsecondes de bruit avec un taux voulu. Ces blocs sont sauvegardés dans un fichier dont la relecture est accélérée avec un système des *buffers*. Avec un échantillonnage de l'ordre de 0.1 ns chaque bloc contient de l'ordre de  $10^5$  valeurs : afin de réduire sa taille sur le disque les valeurs réelles (=4 octets)

<sup>3</sup> Les différences entre elles n'ont pas fait l'objet d'une étude systématique mais sont habituellement attribuées aux mauvais fonctionnements de certains éléments de la chaîne électronique (p.ex. les amplificateurs).

sont arrondies aux entiers de type *char* (=1 octet). Le désavantage de cette solution est que le choix d'une nouvelle cible ou la modification globale du taux de bruit nécessite la génération d'un nouveau fichier (d'une taille de l'ordre de mégaoctets). Dans la solution actuelle le taux choisi est obtenu en ajoutant les fenêtres des blocks générés pour les taux de 1 GHz, 0.5 GHz, 0.25 GHz... (8 blocs au total donnent la précision suffisante de 8 MHz). L'imperfection de cette solution repose dans l'utilisation d'une seule forme d'impulsion pour tout les détecteurs. On accepte cette approximation en supposant que l'effet des petites différences des largeurs des impulsions entre les PMs (selon la haute tension appliquée) et de l'élargissement des impulsions à travers des retards dans le trigger est bien moins important pour le bruit de fond que pour les caractéristiques des pics Čerenkov. Le piédestal de fond est modifié afin d'obtenir la valeur moyenne égale à 0, simulant ainsi l'effet du couplage capacitif des PMs.

#### B.2.4 Décision de déclenchement

Une fois toutes les voies d'une groupe sont mises en temps et sommées, on cherche le premier endroit où la valeur du signal sommé dépasse le seuil choisi (cette procédure est répétée pour toutes les seuils activés).<sup>4</sup> La calibration des discriminateurs ayant été faite à travers des modules trigger, la valeur en mV qui correspond au seuil choisi est comparée avec le signal de la somme de groupe sans atténuation. L'atténuation (qu'on suppose d'être presque constante – autour de 0.3 – dépendant légèrement du retard programmé) est appliquée après la décision de déclenchement pour obtenir le signal de la sortie analogique du module qui peut éventuellement être transmis dans un voie de digitisation.

#### B.2.5 Le voteur majoritaire

Quand le discriminateur d'un module déclenche, le signal rectangulaire (avec la largeur et la position du front montée retardée selon le réglage des portes programmables) est ajouté dans la fenêtre appartenant à l'objet de la classe *Trig*, décrivant le niveau supérieur de trigger, le voteur majoritaire. Le moment de déclenchement global correspond à la position dans cette fenêtre où la valeur atteint la multiplicité exigée. Mais en réalité, le voteur majoritaire utilisant le système de « *pattern search* », cette coïncidence devrait duré au moins le temps nécessaire pour la réponse de la mémoire du voteur, recherché avec une fréquence de 200 Mhz.

En conséquence, le temps minimal de coïncidence exigé pour le déclenchement (i.e. dans la simulation la largeur minimale du pic, au-dessus la valeur exigée, dans la fenêtre du trigger global) est tiré aléatoirement entre 0 et  $t_p \approx 5$  ns.

#### B.2.6 Temps mort

Selon les caractéristiques des retards logiques décrites dans le paragraphe 5.3.2 chaque groupe est inactif pendant un temps de l'ordre d'une centaine des nanosecondes après son déclenchement (et génération de la porte retardée). Cet intervalle dépasse la taille de fenêtre où on génère le signal – pour cette raison les effets de temps mort ne peuvent pas être traité directement dans la simulation. Les résultats (comme le taux de déclenchement attendu) sont donc calculés en négligeant le temps mort et le taux de déclenchement final est obtenu selon

<sup>4</sup> La fenêtre pour une telle recherche est d'habitude plus étroit que la fenêtre digitisée (les paramètres *PRETRG* et *SUFTRG*) – afin de limiter la probabilité de déclenchement sur des fluctuations de bruit.

la formule analytique

$$f' = f \frac{1}{1 + fT},$$

où  $T$  est le temps d'inactivité après le déclenchement d'une groupe. Pour plus de détails, consultez [29, pp.90].

### B.3 Sortie et analyse

Une fois le moment du déclenchement global déterminé, on connaît la position du début de la fenêtre de chaque voie d'échantillonnage dont l contenu sera écrit sous la forme de bloc d'événement FADC. Afin que cette fenêtre ne tombe jamais en dehors de la fenêtre simulée, cette dernière est un peu plus large – de 30 à 40% – que la taille de fenêtre d'échantillonnage définie dans la database et le moment de déclenchement de chaque groupe est limité à un intervalle autour de son centre, la position théorique de signal Čerenkov sommé.

En plus des données digitisées la sortie de la simulation contient des blocs décrivant les conditions de déclenchement : soit un bloc simple indiquant les groupes qui ont déclenché, soit les temps de déclenchement de ces groupes (pour tous les jeux de seuils définis) ou même les caractéristiques des signaux dans les sommes groupe (amplitude, largeur et position) qui permettent de reconstruire la décision de déclenchement « hors-ligne » (avec une meilleure précision qu'en cas de reconstruction des sommes groupe à partir des données digitisées).

Les méthodes de calcul de ces caractéristiques des signaux font partie de manière standard de la classe *THist* utilisé pour le traitement du signal. Elles ont servi principalement pour vérifier la présence du signal à travers du détecteur simulé, surtout dans les phases de développement du code de simulation. Elles n'ont ni le pouvoir de recherche des pics comme celles utilisés dans l'analyse ni la précision donnée par l'ajustement des fonctions choisies. Cependant, elles permettent de remplir les tables d'analyse (les arbres de ROOT) conçues pour des études interactives des relations entre les valeurs initiales et finales de la simulation.

### B.4 L'ajustement des paramètres

Le nombre des variables qu'on peut imaginer affecter les résultats de la simulation est très important, mais on s'intéressera surtout à celles dont l'influence sur les caractéristiques physiques est la plus forte. Pour certaines il y a des moyens de mesures directes, en examinant séparément des divers éléments de l'électronique. Les résultats de la calibration ont été détaillées dans le chapitre 5 : la forme de l'impulsion (par 5.1.2.1), son élargissement à travers des modules de déclenchement (par 5.3.1) et le choix de bruit de fond (par 5.2.3.1). Parfois on peut constater des contradictions entre ces mesures : p.ex. l'étude de la fonction d'auto-correlation donne des impulsions plus larges que celles obtenues directement à l'oscilloscope. La décision finale devra être basée sur l'ajustement des paramètres liés directement aux observables d'analyse : les paramètres des pics Čerenkov dans les voies individuelles et dans les sommes de groupe après la mise en temps.

## Annexe C

# Conversion en énergie

Les études suivantes sont basés sur les résultats de la simulation optique seule. Nous disposons des fichiers décrivant des nombres des photoélectrons par détecteur pour les gerbes générées sous différents conditions. Dans les fichiers créés par ISU (le générateur de gerbes intégré dans le code de la simulation optique) les rayons gamma primaires tombent uniformément sur un cercle de 300 m de diamètre, son énergie tiré aléatoirement selon une distribution de loi de puissance (l'index spectral différentiel  $-2.0$ ) entre 10 et 1000 GeV. Les lots de données disponibles nous permettent deux études principales :

- la dépendance de *l'angle horaire* – une source des gerbes située dans la direction de Crabe à 0, 30, 60, 90 et 120 minutes après le transit ;
- la dépendance de *l'altitude de pointé* – pour une source au zénith la simulation optique a produit des blocs multiples (la même gerbe enregistrée sous différents conditions du détecteur) pour 7 différents altitudes de pointé : 8, 11, 14, 17, 20, 25 et 30 km

### C.1 Paramétrisation

Nous allons d'abord justifier le choix de la formule 8.2.

La formule du Greisen donne une estimation du nombre des électrons au niveau du développement maximal de la cascade électromagnétique

$$n_e = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \log \frac{3t}{t + 2y} \right) \right],$$

où  $y = \log(E/E_{crit})$  et  $t = X/X_0$  est la profondeur de l'atmosphère en longueurs de radiation. En ne gardant que les termes dépendant du  $y$

$$\log n_e = p_0 - \frac{1}{2} \log y + p_1 \log \left( \frac{1}{3} + \frac{y}{p_1} \right)$$

où  $p_1 = \frac{3}{2}t$ . Le nombre des photons est à peu près proportionnel au nombre des électrons (ou des positons), les émetteurs principaux de la lumière Čerenkov. Pour les paramètres typiques de  $p_1$  on peut négliger le deuxième terme par rapport au troisième, arrivant ainsi à la formule 8.2.

Nous pouvons désormais remplacer deux paramètres de la formule

$h_{ang}$	$r_0$	$n_0$	$n_1$	$w_0$	$w_1$
0	52.475	115.45	-1.252	6.238	9.427
30	54.203	106.76	-1.711	6.313	9.657
60	54.362	115.45	-1.503	6.373	9.855
90	56.333	123.23	-1.598	6.375	10.136
120	60.501	117.41	-2.133	6.336	10.513

TAB. C.1 – Paramètres ajustés de la formule C.1 obtenus de la simulation pour l'observation du Crabe

$$n(E, r) = E \frac{n(E)}{1 + \exp \frac{r-r_0}{w(E)}}$$

par les expressions

$$n(E, r) = \exp \left( n_0 + n_1 \log \left( \frac{1}{3} + \frac{\log E/E_{crit}}{n_1} \right) \right) \frac{E}{1 + \exp \left( \frac{r-r_0}{w_1} (w_0 + \log E/E_{crit}) \right)}. \quad (C.1)$$

Les cinq paramètres ajustés pour les différents directions d'observation sont donnés dans le tableaux C.1.

Pour le lot des données simulées avec un spectre continu (le cas de simulations d'ISU utilisées ici) les paramètres  $n_0$  et  $n_1$  peuvent être recalculés par l'ajustement de la fonction

$$n^{cor}(E) = \exp \left( n_0 + n_1 \log \left( \frac{1}{3} + \frac{\log E/E_{crit}}{n_1} \right) \right), \quad (C.2)$$

où

$$n^{cor}(E) = n(E, r) \left( 1 + \exp \left( \frac{r-r_0}{w_1} (w_0 + \log E/E_{crit}) \right) \right)$$

est le nombre des photons Čerenkov corrigés pour la dépendance du paramètre d'impact  $r$ .

Évidemment, la fonction C.1 n'est pas inversible pour obtenir directement  $E(n, r)$ . Nous transformons C.1 en

$$E(n, r) = \exp \left( \exp n_1 \left( \frac{\log n^{cor} - n_0}{n_1} - \frac{1}{3} \right) \right)$$

où  $n^{cor}$  est calculé pour une énergie choisie, et elle est réintroduite par les itérations.

## C.2 L'altitude de pointé

Nous disposons aussi des simulations où pour chaque gerbe la passage des photons Čerenkov par l'optique est répétée plusieurs fois pour les différentes altitudes de pointé (il s'agit des gerbes gamma de la direction du zénith). L'analyse analogique à celle de la dépendance de l'angle horaire, mène aux résultats résumés dans le tableau C.2.

<i>alt</i> [km]	$r_0$	$n_0$	$n_1$	$w_0$	$w_1$
8	33.40	2.37	12.89	-1.86	131.6
11	49.60	6.55	10.31	-0.621	147.1
14	57.90	5.97	9.68	-0.108	159.4
17	63.30	5.48	9.16	0.995	198.4
20	68.20	5.18	8.85	2.527	245.0
25	74.90	4.91	8.65	4.263	306.7
30	79.80	4.81	8.65	4.635	328.6

TAB. C.2 – Paramètres ajustés selon la formule C.1 obtenues pour les différents altitudes de pointé.

On constate une variation bien plus forte que dans le paragraphe précédent. La distribution devient plus plat en pointant plus haut, à la même temps que la quantité de la lumière collectée décroît (à partir de 11 km). La dépendance de  $r_0$  de l'altitude peut être ajusté par un logarithme

$$r_0 = 12.68 + 20.81 \log(\text{alt} - 5.77),$$

tandis que pour les autres on utilise une forme de logarithme

$$w_0 = 14.73 - 20.56 \exp(-0.0024 \text{alt}),$$

$$w_1 = 127.7 + 207.8 / (1 + \exp(-\text{alt} + 19.67) / 3.20),$$

$$n_0 = 4.86 - 24.33 \exp(-0.221 \text{alt}),$$

$$n_1 = 8.69 + 42.22 \exp(-0.273 \text{alt}).$$

Les ajustements de 3 premières fonctions sont montrés sur la figure C.1.

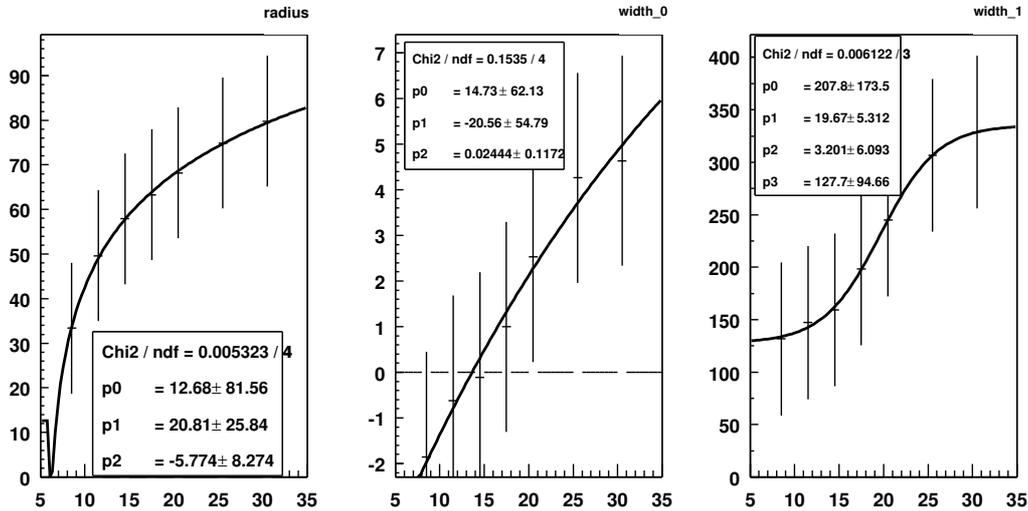


FIG. C.1 – Les paramètres  $r_0$ ,  $w_0$  et  $w_1$  en fonction de l'altitude de pointé.