



HAL
open science

Détection hybride des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies avec l'Observatoire Pierre Auger

Nathalie Playez

► **To cite this version:**

Nathalie Playez. Détection hybride des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies avec l'Observatoire Pierre Auger. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT : . tel-00007717

HAL Id: tel-00007717

<https://theses.hal.science/tel-00007717>

Submitted on 10 Dec 2004

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

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

Université Joseph Fourier - Grenoble I
ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur en Sciences de l'Université Joseph Fourier

Spécialité : Astroparticules

par

Nathalie Playez

**Détection Hybride des Rayons Cosmiques
d'Ultra-Hautes Energies avec l'Observatoire
Pierre Auger**

Soutenue le 22 octobre 2004 devant le Jury composé de :

MM.	B. D'Almagne	Président du Jury
	P. Billoir	Rapporteur
	A. Cordier	
	B. Degrange	Rapporteur
	G. Henri	
	G. Sigl	
	M. Urban	Directeur de thèse

*Comme je me promenais à cette heure tardive
dans cette allée bordée d'arbres,
une châtaigne tomba à mes pieds.
Le bruit qu'elle fit en éclatant, l'écho qu'il suscita en moi,
et un saisissement hors de proportion avec cet incident infime,
me plongèrent dans le miracle, dans l'ébriété du définitif,
comme s'il n'y avait plus de questions, rien que des réponses.
J'étais ivre de mille évidences inattendues, dont je ne savais que faire...
C'est ainsi que je failli toucher au suprême.
Mais je crus préférable de continuer ma promenade.*

Cioran, De l'inconvénient d'être né.

A ma mère...

Table des matières

	iii
	v
Introduction.	xi
1 Les Rayons Cosmiques d’Ultra-Hautes Energies.	1
1.1 Introduction.	1
1.2 Le spectre des rayons cosmiques.	2
1.3 Le spectre aux Ultra-Hautes énergies.	3
1.4 Composition du spectre.	5
1.5 Directions d’arrivées.	7
1.6 Conclusion.	8
2 Origine des Rayons Cosmiques d’Ultra-Hautes Energies	9
2.1 Introduction.	9
2.2 Propagation et pertes d’énergie.	9
2.2.1 Propagation des protons: la coupure GZK.	9
2.2.2 Propagation des noyaux.	11
2.2.3 Propagation des photons.	11
2.3 Le scénario Bottom-Up.	12
2.3.1 Accélération par des champs électriques: les étoiles à neutron.	13
2.3.2 Accélération de Fermi du second ordre	13
2.3.3 Mécanisme de Fermi du premier ordre	15
2.3.4 Quels accélérateurs cosmiques pour quelles énergies?	16
2.4 Le scénario Top-Down.	18
2.4.1 De la désintégration de la particule X aux particules observables	19
2.4.2 Origine des particules X	19
2.5 Conclusion.	21
3 Particules X reliques: durée de vie et signatures expérimentales	23
3.1 Introduction	23
3.2 Propagation: contribution au fond diffus γ aux basses énergies observé par EGRET	25
3.2.1 Photons	25
3.2.2 Protons	26
3.3 Fond diffus et Halo: limites imposées par le fond diffus γ aux basses énergies observé par EGRET	27
3.3.1 Contribution au spectre observé en fonction du red-shift	28

3.3.2	Fond diffus et Halo : Limites sur la durée de vie des particules X	28
3.4	Modification du flux de neutrinos avec la durée de vie des particules X	30
3.5	HG : normalisation du spectre des UHECR et densité de matière noire.	30
3.5.1	Désintégration des Particules X:	32
3.6	Anisotropies	34
3.7	Nature des Rayons Cosmiques aux Ultra-Hautes Energies	36
3.8	Conclusion	36
4	Détection des gerbes atmosphériques par l'Observatoire Pierre Auger	39
4.1	Introduction	39
4.2	Développement des gerbes atmosphériques	39
4.2.1	Gerbes initiées par un hadron	39
4.2.2	Gerbes initiées par un photon	40
4.2.3	Gerbe initiées par un neutrino	41
4.3	L'Observatoire Pierre Auger	42
4.3.1	Le détecteur de Surface (SD)	43
4.3.2	Le Détecteur de Fluorescence(FD)	48
4.3.3	Détection hybride des événements.	56
4.4	Conclusion	56
5	Simulation Hybride	57
5.1	Introduction	57
5.2	Reconstructions géométriques et détermination de l'énergie : principe	57
5.2.1	Reconstruction par le détecteur de Fluorescence (FD)	57
5.2.2	Reconstruction par le détecteur de surface (SD)	60
5.2.3	Reconstruction Hybride	62
5.3	Mise en place de la chaîne de simulation	63
5.4	Probabilité de trigger	65
5.5	Reconstruction Hybride : nombre de stations et rayon de courbure	66
5.6	Comparaison des reconstructions Hybride, FD monoculaire et SD seul	66
5.6.1	Reconstructions géométriques	66
5.6.2	Evénements de basse énergie	71
5.7	Conclusion	72
6	Analyse des tirs laser hybrides	73
6.1	Introduction	73
6.2	Tirs laser de L'Engineering Array (EA)	73
6.2.1	Energie équivalente	74
6.2.2	Reconstruction de fluorescence	74
6.2.3	Simulation de tirs laser	75
6.2.4	Synchronisation FD/SD	75
6.2.5	Reconstructions hybrides	77
6.2.6	Conclusion de l'EA	77
6.3	Préproduction	78
6.3.1	Energie équivalente	78
6.3.2	Géométrie apparente	78
6.3.3	Reconstruction FD	79
6.3.4	Simulation de tirs laser	80

6.3.5	Reconstruction Stéréo	81
6.3.6	Synchronisation FD/SD	84
6.3.7	Reconstruction hybride	86
6.3.8	Conclusion de la phase de préproduction	86
6.4	Conclusions	88
7	Données de la phase de préproduction	89
7.1	Introduction	89
7.2	Événements Golden Hybrides	89
7.2.1	Sélection des événements	89
7.2.2	Comparaison des reconstructions géométriques: SD/Hyb	91
7.2.3	Comparaison des reconstructions géométriques: FD/Hyb	94
7.2.4	Comparaison des énergies	95
7.2.5	Conclusion	98
7.3	Distributions angulaires	98
7.3.1	Données du détecteur de surface	98
7.3.2	Données du détecteur de Fluorescence	99
7.3.3	Événements Golden Hybrides	99
7.4	Distribution des énergies	100
7.4.1	Données du détecteur de surface	100
7.4.2	Données du détecteur de Fluorescence	101
7.4.3	Événements Golden Hybrides	102
7.4.4	Conclusion	102
7.5	Recherche des Anisotropies	105
7.5.1	Recherches de Multiplets	105
7.5.2	Anisotropies à large échelle	105
7.5.3	Simulation	107
7.5.4	Détecteur de Surface	108
7.5.5	Détecteur de Fluorescence	110
7.5.6	Position des événements Golden	110
7.5.7	Conclusion	110
7.6	Conclusion	110
	Conclusion	113
	A Rectification Off-Line des défaillances du GPS de fluorescence.	117
	Remerciements	133
	Résumé	135
	Abstract	137

Introduction.

La mise en évidence par Victor Hess, en 1912, de l'existence d'un rayonnement ionisant baignant la terre, a révolutionné le monde de l'astrophysique. Si cette science était alors basée sur la seule étude de la lumière émise par les objets astrophysiques, cette découverte permit de disposer de véritables échantillons de matière en provenance de l'Univers, donnant naissance à une nouvelle branche de l'astrophysique, désignée aujourd'hui par le terme "astroparticule".

En particulier, si les photons peuvent se propager pour une très large gamme d'énergie (du MeV au TeV), au delà du TeV et jusqu'au PeV, l'Univers devient opaque à ces particules pour de relativement courtes distances cosmologiques (de l'ordre du Mpc). Les rayons cosmiques deviennent alors les seuls messagers de mécanismes astrophysiques pouvant mettre en jeu des énergies colossales : les rayons cosmiques les plus énergétiques jamais détectés atteignent des énergies estimées supérieures à $10^{20} eV$, soit l'énergie d'une balle de tennis à 100 km/h, soit une énergie macroscopique pour des particules microscopiques.

Depuis plus de 40 ans, l'observation de ces Rayons Cosmiques d'Ultra-Hautes Energies (UHECR), reste une énigme. Bien au delà des énergies accessibles sur les accélérateurs, les phénomènes astrophysiques les plus violents semblent difficilement pouvoir accélérer des particules à de telles énergies.

Même en supposant le problème de l'accélération résolu, les pertes d'énergie de ces rayons cosmiques lors de leur propagation (notamment par interaction sur le fond de rayonnement cosmologique (CMB)) contraignent la présence des sites accélérateurs à moins de 100 Mpc, zone dans laquelle aucune source potentielle ne semble exister. Pour lever ce paradoxe, de nombreuses théories, faisant intervenir une nouvelle physique au delà du modèle standard, ont été développées. Le plus grand nombre d'entre elles ne considère plus la production des UHECR par accélération (scénarios dits Bottom-Up), mais par désintégration de particules super-massives, de masses de l'ordre de $10^{24} eV$ (Scénarios dits Top-Down).

A l'heure actuelle, la principale limite à la contrainte de ces modèles est le manque de statistiques : on attend seulement une particule par $km^2/siècle$ au delà de $10^{20} eV$.

Pour obtenir une statistique suffisante, il faut donc envisager des surfaces de détection importantes. C'est dans ce but qu'a été conçu l'Observatoire Pierre Auger, actuellement en cours de construction en Argentine. Il couvrira sur 2 sites, l'un dans l'hémisphère sud et l'autre dans l'hémisphère nord, une surface totale de $6000 km^2$, et permettra une couverture totale du ciel. Une autre particularité de l'Observatoire Pierre Auger est de présenter simultanément deux types de détection des gerbes atmosphériques : un réseau de détecteurs de surface permettant de détecter les particules des gerbes atteignant le sol, et des télescopes permettant de détecter la lumière de fluorescence due à l'excitation des molécules de l'azote de l'air par les particules chargées de la gerbe.

Après un premier chapitre décrivant les principales données actuelles concernant les rayons

cosmiques, nous verrons dans un second chapitre quels sont les mécanismes physiques concernant la production et la propagation de ces particules aux plus hautes énergies. Dans le chapitre 3, nous nous attacherons plus particulièrement à l'étude d'un mécanisme de production de type Top-Down, considérant l'existence de particules X super-massives reliques. Le but de cette étude est de déterminer quelles limites peuvent être mises sur la durée de vie de ces particules et de rappeler quelles évidences expérimentales correspondent à ce scénario.

Le reste de la thèse sera consacré à l'étude des données hybrides de l'Observatoire Pierre Auger : La mise en place d'une chaîne de simulation hybride, décrite dans le chapitre 4, a permis de déterminer les précisions associées à la détection hybride et de les comparer aux reconstructions par le détecteur de surface et par le détecteur de fluorescence, utilisés seuls.

Afin de vérifier les performances attendues et de contrôler la synchronisation des horloges des détecteurs de surface et de fluorescence nécessaire au bon fonctionnement de la méthode hybride utilisée, des tirs lasers "hybrides" ont été réalisés. Le chapitre 5 portera sur l'analyse de ces tirs lasers.

Enfin dans un dernier chapitre, nous étudierons les données obtenues lors de la phase de pré-production : l'analyse des premiers événements "Golden Hybrides", c'est-à-dire pouvant être reconstruits indépendamment par le détecteur de surface et le détecteur de fluorescence permettra tout d'abord de vérifier les précisions obtenues avec les simulations et d'effectuer une première comparaison des énergies. Les distributions angulaires et en énergies vont permettre de réaliser une étude des anisotropies.

Chapitre 1

Les Rayons Cosmiques d'Ultra-Hautes Energies.

1.1 Introduction.

C'est dans les années 1900 qu'a été mise en évidence l'existence d'un rayonnement ionisant baignant la terre, rayonnement à l'origine de la décharge des électroscopes alors utilisés en physique et ce même en l'absence de sources radioactives. En 1912, les expériences en ballon de Victor Hess, apportèrent la preuve que ce rayonnement vient de l'espace. En effet son intensité augmente avec l'altitude, alors que s'il provenait d'une radioactivité naturelle, comme on l'avait tout d'abord supposé, elle devrait au contraire diminuer.

Ce "Rayonnement Cosmique" constitua des années 30 aux années 50 un outil crucial pour les prémices de la physique des particules. En effet, on disposait ainsi naturellement, avant les premiers accélérateurs, de particules de différentes natures et de toutes énergies. L'étude de ces rayons cosmiques fut à l'origine de nombreuses découvertes notoires, telles que celle de l'antimatière par la détection de positrons, mais aussi les muons, les kaons, les particules Λ , et les pions, pour ne citer qu'elles.

Provenant de l'espace, ces rayons cosmiques allaient également révolutionner l'astrophysique qui depuis des siècles se basait sur la seule étude de la lumière des astres. On dispose alors d'un véritable échantillon de la matière extra-terrestre, provenant essentiellement du système solaire, mais également d'origine galactique et extra-galactique. Si aux plus basses énergies, la propagation des rayons cosmiques chargés dans les champs magnétiques va uniformiser leurs directions d'arrivée, rendant ce rayonnement isotrope autour de la terre, aux plus hautes énergies, ceux-ci vont avoir une rigidité suffisante pour permettre de "pointer" leur source.

La compréhension des phénomènes à l'origine de la production des rayons cosmiques nécessite la connaissance de leur composition, de leur énergie et, aux plus hautes énergies, de leur direction d'arrivée.

Pour mesurer la composition ainsi que le spectre des rayons cosmiques aux relativement basses énergies, il fallut attendre le lancement des premiers satellites afin de s'affranchir de l'interaction des particules avec l'atmosphère. Cependant, le nombre de particules par unité de surface et par seconde diminuant avec l'énergie, les surfaces nécessaires à leur détection vont rapidement devenir trop importantes pour envisager des expériences spatiales. L'étude des rayons cosmiques se fera alors de manière indirecte en considérant leur interaction avec l'atmosphère. Ainsi, en 1938, Pierre Auger mit en évidence l'existence de ces particules secondaires : en mesurant le taux de coïncidences entre 2, 3 ou 4 compteurs Geiger en fonction de leur écartement, il montra

que plus les détecteurs étaient proches, plus le taux de coïncidences augmentait. C'est donc que les coïncidences étaient dues à la présence d'un groupe de particules secondaires, le nombre de particules et la taille de cette "gerbe" augmentant avec l'énergie. En étudiant la dépendance du taux de coïncidences en fonction de la distance, Pierre Auger estima l'énergie des particules à l'origine de ces gerbes à 10^{13} eV.

1.2 Le spectre des rayons cosmiques.

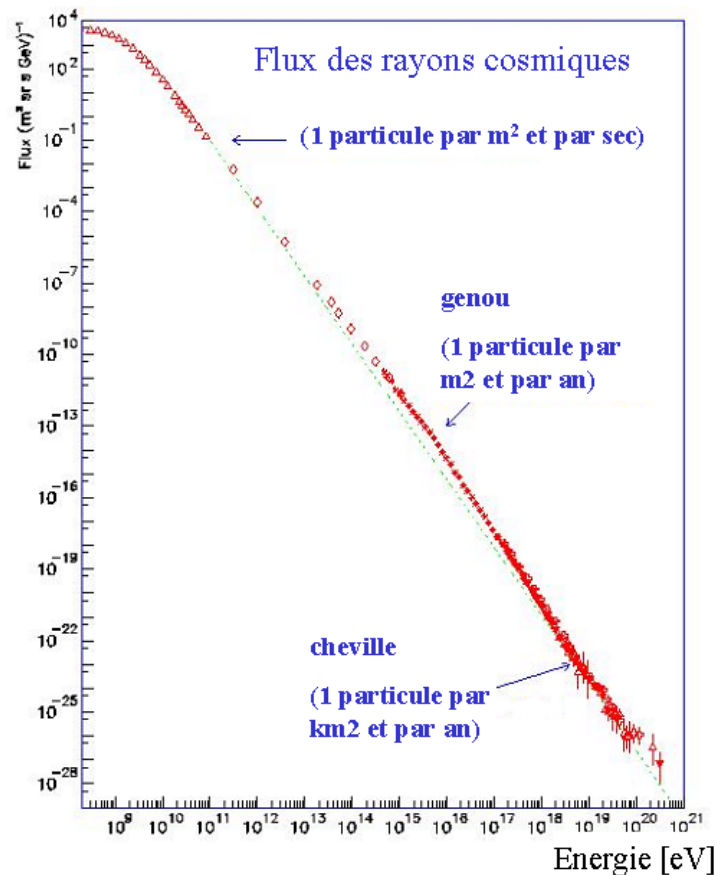


FIG. 1.1 – Spectre des rayons cosmiques.

Le spectre des rayons cosmiques (FIG. 1.1) est remarquable par sa grande régularité : sur 12 ordres de grandeurs en énergie et 32 ordres de grandeur en flux, il est assez bien représenté par une loi de puissance d'exposant $\eta \approx -3$.

De plus près, ce spectre présente cependant quelques irrégularités. La principale se trouve autour de $4 \cdot 10^{15}$ eV. On observe alors un durcissement du spectre appelé "genou", qui passe d'un exposant $\eta \approx -2.7$ à -3 . Cette rupture de pente sans différence de normalisation semble indiquer un changement dans le mode de production de ces rayons cosmiques, et (ou) une origine spatiale distincte. Ce genre de rupture est particulièrement difficile à obtenir, car elle suppose la disparition du phénomène correspondant à l'exposant -2.7 (sans cette disparition, le spectre au delà du genou resterait dominé par cette composante) et l'apparition d'un autre phénomène correspondant à l'exposant -3 (qui s'il existait avant le genou serait dominant). Si la pente de la région en deçà du genou correspond très probablement à un mécanisme d'accélération par onde

de choc et une origine galactique, il est plus difficile de se prononcer au delà du genou. Il est également à remarquer que la gamme d'énergie considérée correspond à une rupture entre les méthodes d'observation directe, par ballon ou satellite, et les méthodes d'observation au sol, par détection des gerbes de particules secondaires.

Le second principal changement de pente se situe autour de 5.10^{18} eV dans la région dite de la "cheville". Le spectre présente alors une pente plus douce avec un exposant de -2.7.

Enfin au delà de 10^{20} eV, le spectre semble encore s'aplatir, même si la signification statistique de ce changement de spectre est à l'heure actuelle encore assez faible.

1.3 Le spectre aux Ultra-Hautes énergies.

Le spectre des rayons cosmiques se poursuit jusqu'à des énergies considérables. En effet, en 1962, John Lisley et ses collaborateurs ont détecté grâce à leur réseau de détecteurs au sol installé à Vulcano Ranch, au Nouveau Mexique, un événement dont l'énergie a été estimée à 10^{20} eV. Depuis cinq autres expériences ont également détecté des rayons cosmiques d'énergies comparables (TAB. 1.1) : en 1991, le détecteur de fluorescence Fly's Eye, dans l'Utah a enregistré l'événement le plus énergétique jamais détecté avec une énergie de 3.10^{20} eV (50 joules). Ces gammes d'énergie pour des particules ordinaires telles que des photons, des protons ou des nucléons sont colossales. Elles représentent des énergies macroscopiques, de l'ordre du joule, pour des particules microscopiques. A l'heure actuelle aucun modèle satisfaisant ne permet d'expliquer de telles énergies.

Expérience	Année	Techniques d'observation	Surface de détection	Evénements
Volcano Ranch (USA) [3]	1959 - 1963	scintillateurs	8 km ²	10^{20} eV
Haverah Park (GB) [4]	1968 - 1987	Čerenkov à eau	12 km ²	3 evts à 10^{20} eV 1 evt à $1.2 \cdot 10^{20}$ eV
SUGAR (Australie) [5]	1968 - 1979	détecteurs de muons	60 km ²	8 evts $> 10^{20}$ eV
Yakutsk (Sibérie) [6]	1974 -	scintillateurs + Čerenkov atmosphérique	20 km ²	1 evt à $1.2 \cdot 10^{20}$ eV
Fly's Eye/HiRes (Dugway - USA) [7]	1981 -	fluorescence atmosphérique	$3000\text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot 10^{19} \text{eV}$ $10000\text{km}^2 \cdot \text{sr} \cdot 10^{20} \text{eV}$	1 evt à $3.2 \cdot 10^{20}$ eV 2 evts à $1.5 \cdot 10^{20}$ eV
AGASA (Akeno - Japon) [8]	1990 -	scintillateurs + détecteurs de muons	100 km ²	1 evt à $2.13 \cdot 10^{20}$ eV 7 evts $> 10^{20}$ eV
Auger	2001	Čerenkov à eau + fluorescence atmosphérique		

TAB. 1.1 – Les événements au-dessus de 10^{20} eV.

Parmi les expériences de détection des rayons cosmiques encore en fonctionnement, on peut citer : l'expérience HiRes (High Resolution Fly's Eye), remplaçant l'expérience Fly's Eye depuis 1994. En 1999 il est complété par un second détecteur de fluorescence, permettant une détection stéréoscopique des événements. L'expérience Yakutsk, en Sibérie, est composée d'un réseau au sol d'une soixantaine de scintillateurs et de 50 télescopes Čerenkov atmosphériques. Enfin l'expérience AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) au Japon a été le plus grand détecteur de rayons cosmiques avec ses 100 km^2 de surface. Ce détecteur est constitué de scintillateurs de 2.2 m^2 espacés de 1000 m, avec une partie plus dense (nommée Akeno) s'étendant sur une surface de 1 km^2 permettant d'observer des gerbes de plus basses énergies (entre $10^{16.5}$ et $10^{18.5}$ eV). L'expérience AGASA s'est arrêtée au début de l'année 2004.

L'extrémité du spectre mesurée par les expériences HiRes et AGASA est représentée FIG. 1.2. Si les deux expériences semblent observer des événements supérieurs à 10^{19} eV, il existe cependant un désaccord sur la valeur du flux déterminé par chacune d'entre elles. Quand HiRes semble voir une coupure à haute énergie (la coupure GZK, cf 2.2.1), AGASA observe au contraire un accroissement du flux multiplié par E^3 .

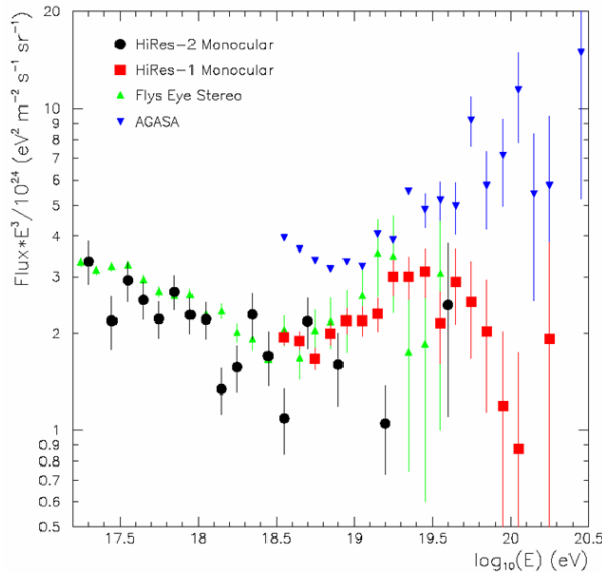


FIG. 1.2 – *Partie extrême du spectre d'énergie, multipliée par E^3 .*

Il est à noter qu'une renormalisation des flux avec (par exemple) une diminution de 20% de l'énergie des événements observés par AGASA (FIG. 1.3), permettrait de rétablir l'accord entre les deux expériences en-dessous de $10^{19.5}$ eV [13]. Néanmoins, à plus haute énergie, on observe toujours un excès d'événements dans AGASA. Avec seulement une dizaine d'événements à ces énergies, la statistique est cependant trop faible pour conclure. Le principal but des nouvelles expériences de rayons cosmiques d'Ultra-Hautes Energies va être d'augmenter cette statistique.

L'Observatoire Pierre Auger, dont le projet a démarré en 1992, utilise à la fois un réseau de surface (des cuves Čerenkov à eau) et des détecteurs de fluorescence. Il sera composé d'un site de 3000 km^2 dans chaque hémisphère. Le site de l'hémisphère sud actuellement en cours de construction, constitue dès à présent le plus grand détecteur de surface du monde avec 400 cuves

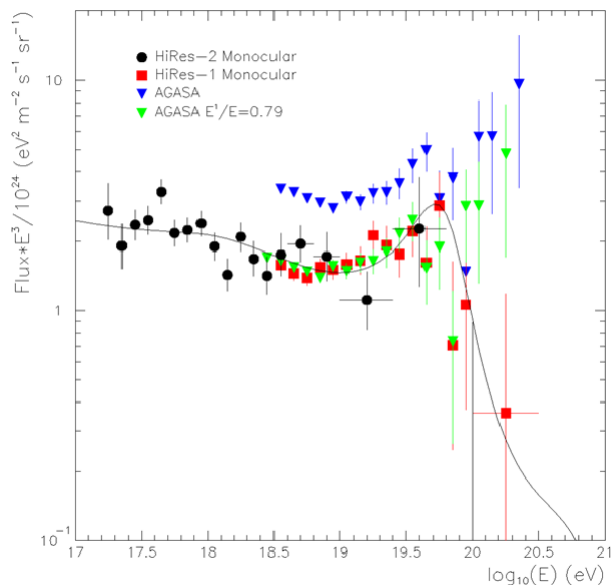


FIG. 1.3 – Multiplication des énergies d’AGASA par un facteur 0.79 et comparaison avec les événements d’HiRes. La courbe en trait plein représente le flux attendu pour une distribution uniforme des sources.[13]

pour une ouverture de plus de $2400 \text{ km}^2 \cdot \text{sr}$ (soit près de 14 fois AGASA) et devrait être complet d’ici la fin 2005. L’installation du deuxième site devrait débuter en 2007. En plus d’obtenir une statistique suffisante, une utilisation de deux techniques de détection sur le même site, permettra d’inter-calibrer les détecteurs et de lever les désaccords entre HiRes et AGASA.

Le Télescope Array [10] sera constitué de 10 télescopes à fluorescence, et sera situé dans l’Utah. Enfin, les projets Airwatch/EUSO (Extreme Universe Space Observatory) [11], et OWL (Orbiting Wide-angle Light-collectors) [12] sont des expériences de télescopes sur satellites, destinées à observer le développement des gerbes atmosphériques depuis l’espace.

1.4 Composition du spectre.

Aux plus basses énergies, la détection directe des rayons cosmiques par les expériences ballons ou satellite donne les proportions : 98% des particules cosmiques sont des protons ou des noyaux divers, et seulement 2% sont des électrons. Parmi les noyaux, 87% sont de l’hydrogène, 12% de l’hélium et 1% des noyaux lourds. Ces abondances relatives des rayons cosmiques sont révélatrices à la fois de la composition chimique de leurs sources et des interactions nucléaires qu’ils ont subies lors de leur propagation. Elles sont très similaires à celles déterminées par spectroscopie, à quelques différences notoires près : on remarque une surabondance de certains éléments tels que le lithium, le béryllium et le bore. L’écart étant d’environ un facteur 10^6 par rapport aux abondances solaires. Si ces noyaux particulièrement instables sont peu présents dans les étoiles, les phénomènes de spallation, c’est-à-dire la fragmentation de noyaux plus lourds tels que le carbone, l’azote ou l’oxygène sur les protons du milieu interstellaire, enrichissent considérablement le spectre des rayons cosmiques. La comparaison des abondances de carbone, azote et oxygène, à

celles du lithium, béryllium et bore nous renseigne ainsi sur la quantité de matière interstellaire traversée par les rayons cosmiques. La même surabondance des éléments allant du calcium au fer correspond aux mêmes phénomènes de spallation de noyaux plus lourds. (FIG. 1.4)

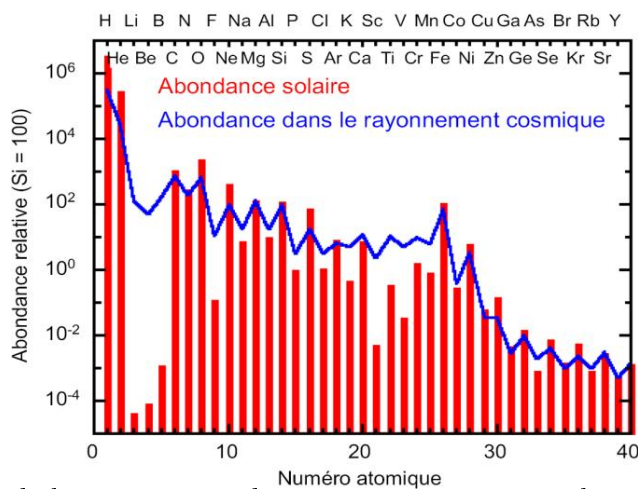


FIG. 1.4 – *Comparaison de la composition des rayons cosmiques aux basses énergies aux abondances solaires.*

Aux plus hautes énergies, du fait de la détection indirecte des rayons cosmiques, la détermination de leur composition est plus délicate. Elle se base sur certaines caractéristiques des gerbes de particules secondaires : la profondeur d'atmosphère correspondant au maximum de particules de la gerbe, ainsi que la proportion de muons dans la gerbe. Cependant les fluctuations dans le développement des gerbes ne permettent pas d'effectuer une identification des particules primaires gerbe par gerbe, mais nécessitent un traitement statistique de la composition.

Au niveau du genou l'expérience KASCADE (FIG. ?? et REF. [14]) semble observer une composition légère avec une masse qui augmente avec l'énergie. Cette disparition successive d'éléments participant au spectre peut être considérée comme une explication de l'existence du genou : la succession de coupures du spectre pour des énergies rapprochées apparaissant comme un changement d'indice du spectre résultant.

A plus haute énergie, Fly's Eye [59, 60], qui utilise la profondeur du maximum de la gerbe (X_{max}), indique une composition dominée par les noyaux de fer autour de 10^{17} eV et devenant nettement plus légère à 10^{19} eV (FIG. 1.6). A Yakutsk, on observe également un changement de composition d'un mélange de noyaux lourds et légers vers uniquement des éléments légers lorsque l'énergie augmente.

AGASA [61] au contraire, en faisant une prédiction sur la façon dont le nombre de muons augmente avec l'énergie, ne remarque pas de changement de composition dans la même gamme d'énergie.

Ces divergences soulignent la difficulté de la détermination de la nature des rayons cosmiques à partir de l'observation des gerbes atmosphériques. La composition du spectre reste donc une question ouverte aux expériences futures de détection de rayons cosmiques à ultra-haute énergie.

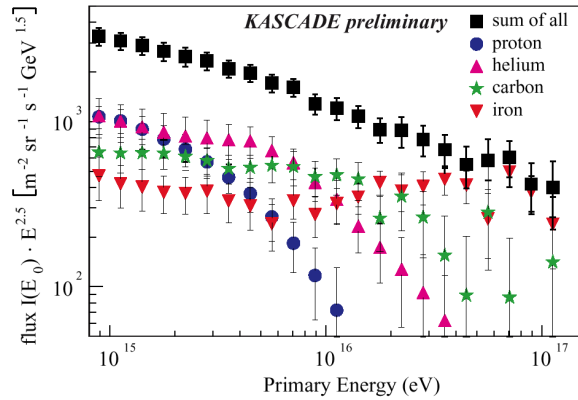


FIG. 1.5 – *Distribution en énergie de quatre types de primaires et le spectre total correspondant [14].*

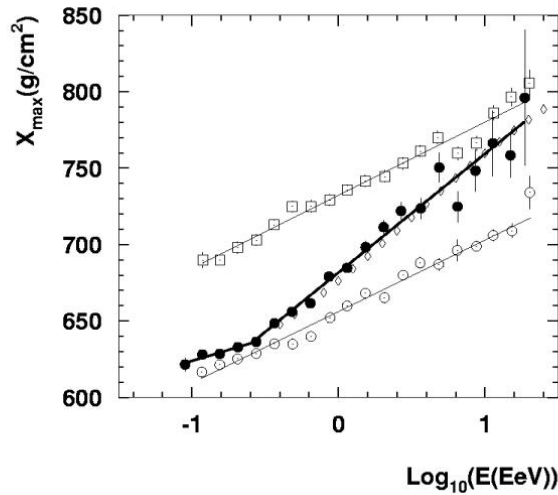


FIG. 1.6 – *Profondeur du maximum de la gerbe atmosphérique (X_{max}) en fonction de l'énergie pour les données expérimentales de l'expérience Fly's Eye (ronds pleins). Les carrés représentent les résultats des simulations pour les protons, les ronds vides pour les fers et les losanges correspondent à une distribution des X_{max} basée sur un modèle à deux composantes.*

1.5 Directions d'arrivées.

Au delà de 10^{19} eV les rayons cosmiques devraient avoir une rigidité suffisante pour n'être que peu déviés par les champs galactiques et extragalactiques (moins de 1.5^0 pour un proton de 10^{20} eV et une distance parcourue de 100 Mpc. Ref. [9]). La direction d'arrivée des rayons cosmiques devrait donc nous permettre de pointer vers les sources. On pourra donc vérifier si ces directions sont uniformes dans le ciel, correspondent à des points source précis ou à des structures à plus grandes échelles.

Autour de 10^{18} eV, les expériences AGASA et Fly's Eye rapportent une anisotropie provenant du centre galactique avec un déficit dans la direction opposée, de 4 % à 4σ pour AGASA et 3σ pour HiRES (Ref. [53] et [56]).

Au delà de 10^{20} eV, la statistique est encore insuffisante pour vraiment conclure sur un éventuel excès en direction du centre Galactique.

Concernant l'existence de "coïncidences", c'est-à-dire d'événements semblant provenir d'un même point du ciel, l'expérience AGASA a détecté trois doublets et un triplet d'événements dans des cercles de diamètres 2.5° (correspondant essentiellement à la précision angulaire sur la reconstruction des directions d'arrivée). La probabilité d'observer de tels triplets avec une distribution isotrope des sources semble être seulement de l'ordre de 1%. Cependant les directions correspondantes ne semblent pas pointer vers des objets astrophysiques connus (FIG. 1.7) Ref.[55].

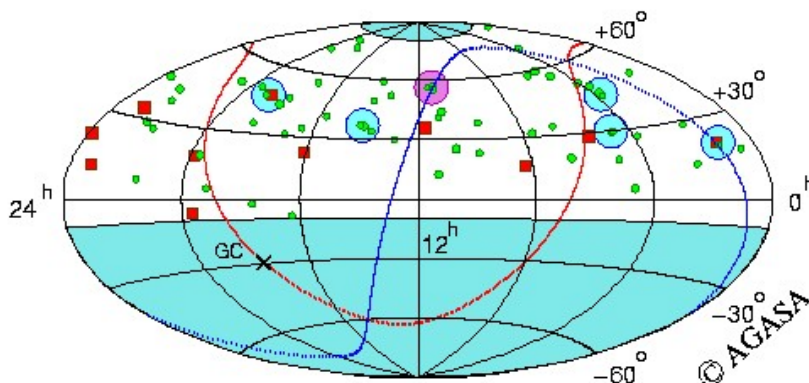


FIG. 1.7 – Directions d'arrivée en coordonnées équatoriales, des rayons cosmiques au-dessus de 4.10^{19} eV enregistrés par AGASA. Les carrés rouges représentent les rayons cosmiques ayant des énergies supérieures à 10^{20} eV. Les cercles les plus grands indiquent les multiplets (triplet en mauve).

1.6 Conclusion.

Si l'histoire de l'étude des Rayons Cosmiques d'Ultra-Haute Energie est déjà vieille de plus de 40 ans beaucoup de questions restent ouvertes : concernant la forme du spectre au delà de 5.10^{19} eV, les résultats de différentes expériences ne permettent pas de conclure sur l'existence ou non d'une coupure. La détermination de la nature de la particule primaire à partir de l'observation des gerbes atmosphériques s'avère délicate. Enfin au delà de 10^{20} eV, si l'étude des anisotropies à petite échelle semble montrer l'existence de multiplets, l'étude des anisotropies à grande échelle n'est pas statistiquement significative. Le but des nouvelles expériences sera donc en premier lieu d'augmenter la statistique afin d'apporter une réponse à ces trois questions qui, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, sont autant de clefs pour comprendre l'origine de ces particules aux énergies extrêmes.

Chapitre 2

Origine des Rayons Cosmiques d'Ultra-Hautes Energies

2.1 Introduction.

Si des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV ont bien été détectés, les mécanismes physiques à l'origine de particules à des énergies aussi considérables sont encore inconnus. Deux principaux types de scénarios s'opposent : d'une part les scénarios dits "*Bottom-up*", supposent l'existence de sites accélérateurs, dans lesquels des ondes de chocs magnétiques transféreraient leur énergie macroscopique à quelques particules selon le principe d'accélération de Fermi. A l'opposé les scénarios dits "*Top-Down*" supposent l'existence de particules super-massives qui en se désintégrant produiraient des particules de relativement plus basses énergies constituant les Rayons Cosmiques d'Ultra-Hautes Energies.

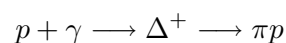
En supposant le problème de la production "résolu", il reste celui de la propagation. En effet, les particules vont subir des pertes d'énergie lors de leur propagation qui, en l'absence de sites de production proches, vont rendre leur observation à de telles énergies difficile à concevoir.

2.2 Propagation et pertes d'énergie.

2.2.1 Propagation des protons : la coupure GZK.

Un an après la découverte du fond diffus cosmologique à 3K (CMB) en 1965 par Penzias et Wilson (Ref. [27]), Zatsepin et Kuzmin (Ref. [28]) et de manière indépendante Greisen (Ref. [29]) soulignèrent que lors de leur propagation, les rayons cosmiques aux plus hautes énergies allaient interagir avec les photons du CMB, produisant d'autres particules, et voir leur énergie se dégrader.

Si l'on considère par exemple pour les protons la réaction de photoproduction de pions :



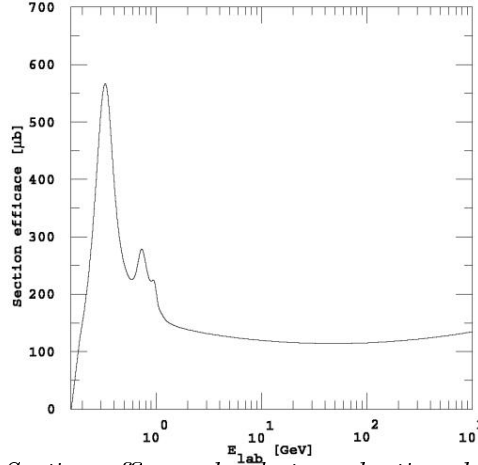


FIG. 2.1 – Section efficace de photoproduction de pions.

Energie seuil de la réaction.

Pour que cette réaction puisse avoir lieu, il faut que, dans le centre de masse, l'énergie du proton plus celle du photon soit supérieure ou égale à la masse du proton et du pion :

$$(p + \gamma)^2 = m_p^2 + m_\gamma^2 + 2p\gamma = m_p^2 + 4E_0E_\gamma = (m_p + m_\pi)^2 \quad (2.1)$$

en considérant $m_\pi \ll m_p$ on obtient l'énergie seuil de la réaction :

$$E_0 = \frac{m_p m_\pi}{2E_\gamma} \quad (2.2)$$

Pour une énergie moyenne de $0.5 \cdot 10^{-3}$ eV par photon, l'énergie seuil de la réaction est de $1.4 \cdot 10^{20}$ eV. Il s'agit de l'énergie seuil minimale puisque nous avons considéré une collision frontale.

Libre parcours moyen :

La section efficace d'interaction est résonnante pour une énergie des photons $E_{\gamma LAB} = 0.3$ GeV, ce qui correspond par transformation de Lorentz à une énergie de $3 \cdot 10^{20}$ eV, et σ vaut alors 0.55 mb (FIG. 2.1). En considérant $n=410$ photons/cm³, le libre parcours moyen est donc :

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n} = 4.5 \cdot 10^{24} \text{ cm} \approx 2 \text{ Mpc}$$

Pertes d'énergie.

Afin de déterminer approximativement la perte d'énergie à chaque interaction, on considère la transformation de Lorentz pour le passage du référentiel du centre de masse (dans lequel les deux particules sont immobiles) à n'importe quel autre référentiel. La conservation de l'énergie s'écrit : $E_{pinitial} = E_{pfinal} + E_\pi$, et comme par transformation de Lorentz : $E_{pfinal} = \gamma m_p$ et $E_\pi = \gamma m_\pi$ et on a finalement :

$$\frac{\Delta E_p}{E_p} = \frac{E_{pinitial} - E_{pfinal}}{E_{pinitial}} \approx \frac{m_\pi}{m_p} \approx 15\% \quad (2.3)$$

A chaque interaction le proton perd donc environ 15% de son énergie.

Un calcul plus complet doit prendre en compte la distribution en énergie des photons suivant le spectre d'un corps noir. Du fait de ces pertes, on obtient l'évolution de l'énergie au cours de sa propagation représentée FIG. 2.2

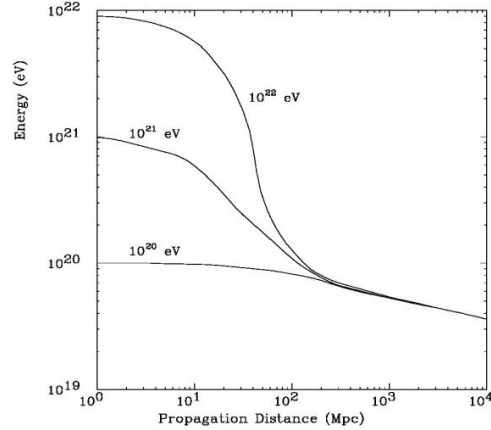


FIG. 2.2 – *Evolution de l'énergie des protons lors de leur propagation dans le CMB, en fonction de leur énergie de départ.*

2.2.2 Propagation des noyaux.

Concernant les noyaux, le principal mode d'interaction est la photodésintégration par interaction sur le CMB ou sur le fond diffus cosmologique infrarouge, processus durant lequel un ou plusieurs nucléons du noyaux sont arrachés. La perte d'énergie est proportionnelle au rapport entre le nombre de nucléons arrachés et le nombre de nucléons final. Il est ici plus difficile d'estimer la probabilité d'interaction car le fond diffus infrarouge est beaucoup moins bien connu. Un calcul complet de l'ensemble des mécanismes de perte d'énergie, incluant également les pertes par effet Compton et par création de paire par interaction du champ du noyau sur le CMB, donne une longueur caractéristique d'atténuation de plus de 100 Mpc à 100 EeV, soit bien supérieure à celle d'un proton. Cette valeur dépend fortement de l'énergie et tombe à 10 Mpc à 200 EeV (Ref. [24]).

2.2.3 Propagation des photons.

Les photons d'énergie supérieure à 10^{15} eV vont interagir avec le fond diffus cosmologique (CMB) et initier des cascades électromagnétiques (FIG. 2.4). Pour l'interaction $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, le libre parcours moyen est d'environ 10 Mpc à 10^{20} eV et descend jusqu'à une dizaine de kpc pour des énergies de l'ordre de 10^{14} eV . Les électrons font ensuite de l'Inverse Compton Scattering (ICS) sur le CMB (FIG. 2.3). Les pertes d'énergies sont accélérées par la présence d'un champ magnétique, du fait de l'émission synchrotron des électrons. Pour un champ moyen de $10^{-9} G$, on obtient un libre parcours moyen allant d'un Mpc à 10^{20} eV , à quelques kpc en dessous de 10^{14} eV .

Du fait des interactions des particules durant leur propagation, la distribution des sources potentielles des rayons cosmiques devrait représenter une contrainte importante. Les noyaux de

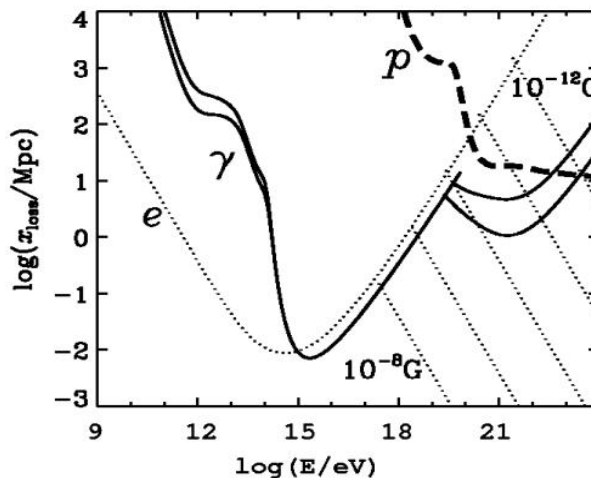


FIG. 2.3 – Propagation des photons, électrons et protons. Les lignes pointillées correspondent à la prise en compte des pertes d'énergie par rayonnement synchrotron.

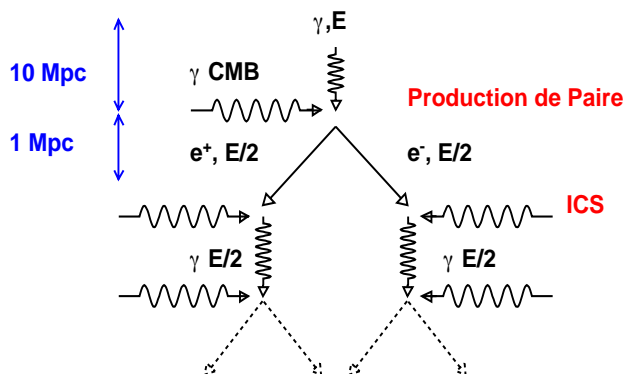


FIG. 2.4 – Propagation des photons: cascades électromagnétiques. Les distances indiquées correspondent à une énergie de $10^{20} eV$, et la propagation des électrons prend en compte les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron pour un champ magnétique de $10^{-9} G$.

fer puis les protons peuvent parcourir les distances les plus importantes. Nous allons à présent voir quels sont les mécanismes de production possibles.

2.3 Le scénario Bottom-Up.

L'accélération des rayons cosmiques se fait essentiellement par des champs magnétiques mais de deux manières fondamentalement différentes : l'une correspond à l'induction de champs électriques par des champs magnétiques variables, l'autre à une accélération par chocs sur des inhomogénéités du champ \vec{B} .

2.3.1 Accélération par des champs électriques : les étoiles à neutron.

Le mécanisme le plus évident pour accélérer des particules chargées est l'utilisation d'un champ électrique. Cependant, pour accélérer des particules de nombre atomique Z à 10^{20} eV, les champs électriques requis doivent correspondre à des différences de potentiel de $\frac{10^{20}V}{Z}$. Peu d'objets astrophysiques, tels que les pulsars (étoiles à neutrons en rotation) présentent de tels champs.

En effet, pour une pulsation angulaire typique de 70 rad/s, le champ \mathbf{B} maximum à la surface de l'étoile est de l'ordre de 10^9 T. L'amplitude du champ induit est donc $E = \Omega R B = 7.10^{14}V/m$ pour $R=10$ km. L'énergie maximale acquise par une particule de charge Ze dans un tel champ est donc : $E_{max} = ZeRE = 10^{19} - 10^{20}eV$ pour le Fer.

Cependant il faut prendre également en compte les pertes d'énergie synchrotron subies lors de l'accélération. Une particule de charge Q et de masse m émet, lors d'une accélération, une puissance :

$$P = \frac{2}{3} \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{m^2} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (2.4)$$

La généralisation relativiste devient :

$$P = \frac{2}{3} \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{m^2} \left(\frac{dp_\mu}{d\tau} \frac{dp_\mu}{d\tau} \right) \quad (2.5)$$

avec pour une trajectoire circulaire et une particule relativiste, $\frac{dp}{d\tau} = \gamma\omega p$, $\omega = \frac{c\beta}{R}$ et $\gamma = \frac{E}{mc^2}$, on obtient :

$$P = \frac{2}{3} \frac{Q^2 c}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma^4}{R^2} \quad (2.6)$$

Si l'on veut que les pertes soient inférieures à l'énergie acquise dans la zone d'accélération on obtient la contrainte sur la taille de cette zone :

$$R \gg E^3 \times 2.5 \times 10^{11} \quad (2.7)$$

E étant en Joules et R en mètres. Les distances d'accélération requises sont donc d'au moins 1pc, ce qui exclut les étoiles à neutron.

2.3.2 Accélération de Fermi du second ordre

Ce modèle d'accélération correspond à une diffusion stochastique des particules sur les irrégularités d'un champ magnétique. Il a été tout d'abord considéré pour des interactions à l'intérieur de nuages de matière ionisée en mouvement. Ces irrégularités du champ agissent comme des "raquettes" sur lesquelles rebondirait la particule : si la particule et le choc vont dans des directions opposées, la particule est accélérée, si elles se déplacent dans la même direction la particule est "amortie", elle perd de l'énergie.

Afin de comprendre comment se fait ce transfert d'énergie entre la particule et le choc, nous allons considérer un champ \vec{B} qui varie de façon adiabatique le long du mouvement de translation de la particule, c'est-à-dire sans transfert d'énergie entre le champ et la particule. Le flux du champ \vec{B} à travers la section du mouvement hélicoïdal de la particule est conservé et on a :

$$E = -e \frac{d\Phi(\vec{B})}{dt} = -e \frac{d\pi R^2 B}{dt} = 0 \iff R^2 B = cste \quad (2.8)$$

R étant le rayon giratoire de la particule. Si l'on décompose l'énergie de la particule sur les directions transversales et longitudinales par rapport à la direction du champ, l'énergie de la particule :

$$E_{part} = P_z^2 + P_{perp}^2 + m^2$$

est constante et comme : $P_{perp}^2 \propto B^2 R^2 \propto B$, on obtient $P_z^2 \propto cste - B$.

Si B augmente suffisamment P_z s'annule. Toute l'énergie se trouve dans le plan transverse et comme l'équilibre est instable, la particule peut faire demi-tour. Ainsi dans le référentiel du nuage, l'énergie de la particule ne varie pas, elle subit des diffusions élastiques.

Si l'on considère à présent un référentiel fixe, on note θ_1 l'angle que fait l'impulsion de la

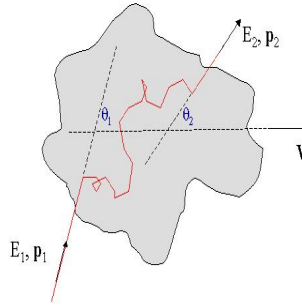


FIG. 2.5 – Mécanisme d'accélération de Fermi du second ordre.

particule avec la direction de propagation du nuage (vitesse \vec{V}) à son entrée dans le nuage et θ_2 , le même angle à la sortie du nuage. Par transformation de Lorentz entre le référentiel fixe et celui du nuage, on obtient l'expression des énergies successives :

$$E_{1,nuage} = \gamma E_{1,refixe} (1 - \beta \cos(\theta_1)) \quad (2.9)$$

$$E_{2,refixe} = \gamma E_{2,nuage} (1 + \beta \cos(\theta_2)) \quad (2.10)$$

Le choc étant élastique, dans le référentiel du nuage : $E_{1,nuage} = E_{2,nuage}$ et on obtient la variation relative d'énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (2.11)$$

Pour des diffusions multiples, la direction de sortie est aléatoire ($\langle \cos \theta_2 \rangle = 0$). Avec un taux de collisions proportionnel à la différence des vitesses : $v_{part} - V \cos \theta_1$ soit $\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{\beta}{3}$, le gain moyen d'énergie devient :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} \approx \frac{4}{3} \beta^2 \quad (2.12)$$

pour de petites valeurs de β . Ce processus d'accélération est donc appelé "Mécanisme de Fermi du second ordre". A chaque choc, une particule gagne en moyenne une énergie $\frac{4}{3} \beta^2 E$. Pour un libre parcours moyen L entre deux nuages, son énergie devient :

$$E(t) = E_0 \left(1 + \frac{4}{3} \beta^2 \right)^{ct/L} = E_0 \exp \left(\frac{ct}{L} \ln \left(1 + \frac{4}{3} \beta^2 \right) \right) \approx E_0 \exp \left(\frac{4ct\beta^2}{3L} \right) \quad (2.13)$$

Ce modèle a été initialement développé par Fermi pour des nuages dans notre galaxie, mais pour obtenir des particules d'énergie supérieures à 10^{20} eV, le rayon giratoire de la particule dans un

champ magnétique devient important et les particules ne resteront pas confinées suffisamment longtemps dans la zone d'accélération. Ce modèle d'accélération va donc correspondre à une accélération par de grandes structures, telles que les Amas de Galaxies, comme Virgo par exemple.

L'un des points forts de ce modèle est qu'il permet d'obtenir un spectre de puissance pour l'énergie des particules produites. En effet, pour des temps caractéristiques d'accélération τ_{Acc} et d'échappement τ_{ech} de la particule proportionnels à l'énergie, on obtient un rapport τ_{Acc}/τ_{ech} indépendant de E . Le nombre de particules produites en fonction de l'énergie $N(E)$ est donné par l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{dE}{dt} N(E) \right) = \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{E}{\tau_{Acc}} N(E) \right) = -\frac{N(E)}{\tau_{ech}} \quad (2.14)$$

qui donne le spectre en loi de puissance :

$$N(E) = N_0 E^{-1-\tau_{Acc}/\tau_{ech}} \quad (2.15)$$

Cependant, pour des valeurs caractéristiques $L=10$ pc et $V=10$ km/s, le temps caractéristique d'accélération $\tau_{Acc} = \frac{3L}{4c\beta^2}$ est de l'ordre de plusieurs dizaines de milliards d'années ce qui en fait un mécanisme particulièrement peu efficace pour accélérer les particules aux énergies souhaitées. Il va donc falloir considérer un autre mécanisme d'accélération, l'idéal étant de conserver un mécanisme d'accélération de type Fermi produisant le spectre en loi de puissance attendu.

2.3.3 Mécanisme de Fermi du premier ordre

Il existe dans l'Univers de nombreux phénomènes astrophysiques violents présentant des déplacements de chocs magnétiques avec des facteurs de Lorentz élevés : les explosions de Supernovae, les jets des radio-galaxies, les sursauts gamma. Ces phénomènes vont présenter des ondes de choc en amont et en aval desquelles les particules vont pouvoir être rétrodiffusées et vont ainsi pouvoir retraverser le choc (FIG. 2.6). Les milieux étant ici très dilués, il va s'agir de chocs non collisionnels propagés par les ondes plasmas.

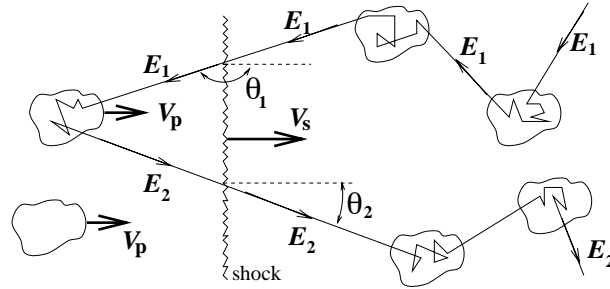


FIG. 2.6 – Mécanisme d'accélération de Fermi du premier ordre.

A la première traversée du choc, la particule aura le même gain d'énergie que celui de la formule 2.11. Les valeurs de θ étant ici comprises entre $-\pi/2$ et $\pi/2$ pour θ_1 et entre $\pi/2$ et $3\pi/2$ pour θ_2 , le gain moyen devient :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1 - 2/3\beta - 2/3\beta - 4/9\beta^2}{1 - \beta^2} \approx \frac{4}{3} \left(\frac{V - v}{V} \right) \beta \quad (2.16)$$

(V étant la vitesse du milieu en amont du choc et v celle en aval du choc). On obtient ainsi un gain du premier ordre en β beaucoup plus efficace que l'ordre 2.

A chaque traversée du choc, la particule a une probabilité d'échappement $P_{echap} = 4V/v$, indépendante de l'énergie. En effet, en amont du choc, des réflexions successives sur des inhomogénéités magnétiques rendent le flux isotrope, une fraction :

$$F_{aval \rightarrow amont} \propto \int_{V/v}^1 (v \cos \theta - V) d \cos \theta \propto \left[1 - \frac{V}{v}\right]^2 \quad (2.17)$$

va pouvoir rattraper le choc. En aval du choc une fraction :

$$F_{amont \rightarrow aval} \propto \int_{V/v}^1 (v \cos \theta + V) d \cos \theta \propto \left[1 + \frac{V}{v}\right]^2 \quad (2.18)$$

va pouvoir être rattrapée par le choc. La probabilité pour une particule de faire un aller-retour est donc :

$$P_{retour} = \frac{F_{aval \rightarrow amont}}{F_{amont \rightarrow aval}} = \left(\frac{V - v}{V + v}\right)^2 = 1 - P_{echap} \quad (2.19)$$

Pour des chocs non relativistes $V \ll v$ et la probabilité d'échappement devient donc : $P_{echap} = 4V/v$.

On a donc après n chocs $N = N_0(1 - P_{echap})^n$ particules d'énergie $E = E_0(1 + 4/3\beta)^n$. Le spectre qui en résulte est donc :

$$N(E) = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln(1 - P_{echap})}{\ln(1 + 4/3\beta)}} \approx N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{-3P_{echap}}{4\beta}} \quad (2.20)$$

On retrouve un spectre en loi de puissance dont l'indice spectral ne dépend que du rapport entre les vitesses.

Le mécanisme de Fermi du premier ordre correspond donc également à un spectre de puissance en énergie avec une bien plus grande efficacité d'accélération.

Nous allons voir à présent à quels sites astrophysiques peut correspondre ce mécanisme et jusqu'à quelles énergies les rayons cosmiques peuvent être accélérés.

2.3.4 Quels accélérateurs cosmiques pour quelles énergies ?

De manière générale, pour pouvoir être accélérées aux plus hautes énergies, les particules doivent rester confinées dans le site accélérateur pour pouvoir interagir avec celui-ci. En considérant une région accélératrice stable dans le temps, la contrainte de confinement impose un rayon de giration de la particule inférieur à la taille caractéristique de la région accélératrice :

$$E_{max} = ZBL \approx Z \frac{B}{1\mu G} \frac{L}{1kpc} EeV \quad (2.21)$$

Le diagramme de Hillas illustre cette condition (FIG. 2.7). Les sites sont classés en fonction de leur taille et de leur champ magnétique comme potentiels accélérateurs.

Les mécanismes d'accélération et les énergies limites pouvant être atteintes par les sites accélérateurs les plus favorables sont les suivants :

– *Chocs relativistes dans les lobes des radio galaxies FR II :*

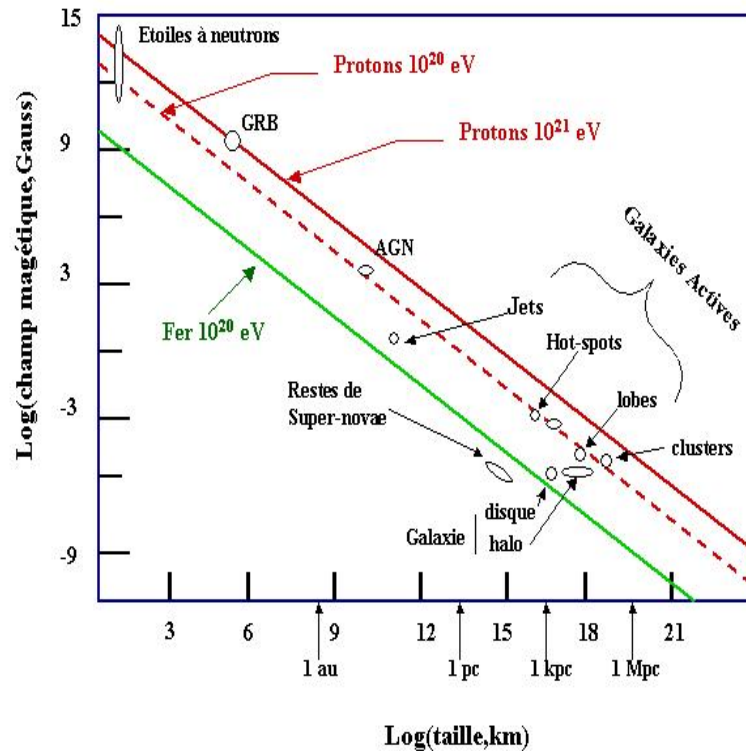


FIG. 2.7 – Diagramme de Hillas. Seules les sources au-dessus des différentes lignes peuvent accélérer les particules aux énergies indiquées.

Le spectre en loi de puissance de l'émission radio des lobes de galaxies FR II est interprété comme l'émission synchrotron d'électrons évoluant dans un plasma chaud comprimé, générant des champs magnétiques intenses. Ce plasma est issu de la collision entre les jets relativistes d'un noyau Actif de Galaxie en rotation et le milieu interstellaire. La présence d'ondes de choc va permettre d'accélérer de manière efficace des protons, sur une zone ayant la forme d'un disque de rayon $R \approx 0.3 - 3 \text{ kpc}$ et d'épaisseur $H \approx 0.1 - 2 \text{ kpc}$. La condition de confinement dans la région accélératrice ainsi que la prise en compte des pertes dues au rayonnement synchrotron, à la diffusion Inverse Compton (IC) et à des diffusions inélastiques donnent des énergies maximales de l'ordre de 10^{20} eV pour les protons. (Ref. [18]).

– *Cisaillement au frontière du jet :*

L'accélération peut également avoir lieu à la frontière entre le jet et le milieu extérieur. L'existence d'un important cisaillement du fait des différences de vitesses extrêmes entre les deux milieux va engendrer un choc, de part et d'autre duquel la particule va pouvoir

être rétrodiffusée. Les simulations montrent que les énergies maximales pouvant être atteintes par un tel scénario sont comparables à la limite précédente de quelques 10^{20} eV pour des protons (Ref. [20]).

– *Sursauts Gamma (Gamma Ray Burst, GRB) :*

Les sursauts gamma constituent à l'heure actuelle un des sites accélérateurs les plus prometteurs. L'interprétation la plus généralement acceptée pour l'existence de ces "bouffées" de photons (E compris entre 0.1 et 1 MeV) sur des durées de quelques secondes, est l'existence d'une boule de feu (dont l'origine est encore inconnue) située à des distances cosmologiques et d'expansion Ultra-Relativiste, ayant des facteurs de Lorentz Γ pouvant atteindre les 300. Les contraintes de confinement dans la zone accélératrice (qui correspondent en fait ici à un temps d'accélération plus petit que le temps d'expansion du GRB) et la comparaison des temps caractéristiques d'accélération et de pertes d'énergie (essentiellement par émission synchrotron) donnent des énergies pouvant être atteintes supérieures à 10^{20} eV. Le problème est ici la distribution des GRB. En effet, les observations réalisées sur les raies d'absorption dans la contre-partie optique du spectre d'émission, ainsi que de la lumière émise par les galaxies hôtes, ont montré que les GRB se situaient à des distances cosmologiques (les red-shift observés variant de $z \approx 0.3$ à 4.5). Les particules ne devraient donc pas être observables avec des énergies supérieures à la coupure GZK.

– *Structures Super-Galactiques :*

La formation de structures cosmologiques telles que les amas de galaxies implique l'existence de plasmas s'accrétant à des vitesses de l'ordre de 10^3 km/s sur des régions pouvant s'étendre sur plusieurs Mpc et formant des chocs aux tailles considérables observés en radio (Ref. [19]). On peut donc envisager l'accélération des rayons cosmiques dans de tels chocs. Cependant, ce genre d'accélération correspond à une accélération de Fermi du second ordre et nécessite donc des temps d'accélération de l'ordre de l'âge de l'Univers. De plus, les distances parcourues à l'intérieur même de la structure accélératrice entraînent des pertes d'énergie par effet GZK. Les énergies limites pouvant être atteintes sont de 10^{19} eV.

Ainsi, s'il semble bien exister des objets astrophysiques capables d'accélérer des protons à des énergies supérieures à 10^{20} eV, aucun de ces objets ne se situe à des distances suffisamment proches pour pouvoir être observés à ces énergies. La présence d'importantes densités de radiation dans les sites considérés favorise la photodésintégration des noyaux et rend leur accélération difficile.

2.4 Le scénario Top-Down.

Les difficultés rencontrées pour trouver des mécanismes astrophysiques capables d'accélérer des particules au delà de 10^{20} eV ont conduit à considérer une toute autre origine pour les Rayons Cosmiques d'Ultra-Hautes Energies : ces particules résulteraient de la désintégration de particules super-massives, appelées particules X, de masse $m_X > 10^{11}$ GeV, elles-même engendrées par des processus de haute énergie dans l'univers primordial.

Ce type de scénario par dégradation d'énergie avait été envisagé pour la première fois par Georges

Lemaître (Ref[23]) dans un modèle d'Univers en expansion dont l'origine aurait été la désintégration d'une particule de très grand nombre atomique, les rayons cosmiques étant les reliques de désintégrations successives des produits de cette première désintégration. Ainsi la première tentative d'explication de l'origine des rayons cosmiques considèrerait un scénario Top-Down plutôt qu'un scénario par accélération.

L'avantage de ce scénario est qu'il autorise des désintégrations ayant lieu à des distances suffisamment proches pour éviter les pertes d'énergie par effet GZK pour les protons ou la création de cascades électromagnétiques sur le fond cosmologique à 3K pour les photons.

2.4.1 De la désintégration de la particule X aux particules observables

Si la nature même de la particule X ainsi que les phénomènes physiques intervenant dans sa désintégration sont inconnus, certaines hypothèses peuvent permettre cependant d'avoir une idée du spectre final de hadrons issus de cette désintégration.

Tout d'abord, concernant le mode de désintégration des particules X : on pourrait considérer par exemple la présence de particules supersymétriques, squarks et sleptons, dans la désintégration. Cependant pour les masses de particules X considérées, nous sommes dans un domaine d'énergie bien au-dessus de la brisure supersymétrique que l'on situe au TeV. Les particules supersymétriques et non-supersymétriques devraient donc avoir des comportements semblables. En dessous de ces énergies, les particules supersymétriques vont alors se découpler du processus d'hadronisation et éventuellement se désintégrer en particules stables super-symétriques de très haute énergie, emportant une fraction de l'énergie totale du jet d'environ 40%. Ceci se traduira donc par une incertitude d'un facteur 2 sur la masse de la particule X. On peut donc considérer que les particules X se désintègrent essentiellement en quarks et leptons, la prise en compte de la Super-Symétrie et la prise en compte des pertes d'énergie associées intervenant dans la normalisation du spectre.

Ensuite, concernant les processus de "fragmentation" des quarks pour former des jets de hadrons : il paraît raisonnable de considérer que ce processus ne dépend pas du mode de production des quarks eux-même. Si à l'heure actuelle, ce phénomène n'est pas complètement compris, à cause notamment du problème de confinement des quarks, on peut supposer, dans le cas des particules X, que le spectre de hadrons obtenu sera similaire aux fragmentations observées pour les collisions : $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons}$ observés à plus basse énergie. La forme des spectres résultants est représentée FIG. 2.8. Ce spectre sera dominé par les neutrinos et les photons (1 photon pour 3 neutrinos), les hadrons ne représentant que 10% des particules émises (Ref. [24]). Etant données les faibles sections efficaces d'interaction des neutrinos avec l'air, aux Ultra-Hautes Energies, un spectre issu d'un scénario top-down sera donc dominé par les photons.

2.4.2 Origine des particules X

Afin de retrouver des phénomènes aux énergies comparables à la masse de la particule X, il faut remonter à l'Univers Primordial. Pour expliquer l'existence à l'heure actuelle de particules résultant de ces époques il faut :

- soit considérer que ces particules sont très stables,
- soit les "protéger" à l'intérieur de "structures" stables, telles que les défauts topologiques.

La formation de défauts topologiques (monopoles, cordes cosmiques, ou parois de domaines) est prédite dans l'univers primordial par la Théorie de Grande Unification. L'existence de tels

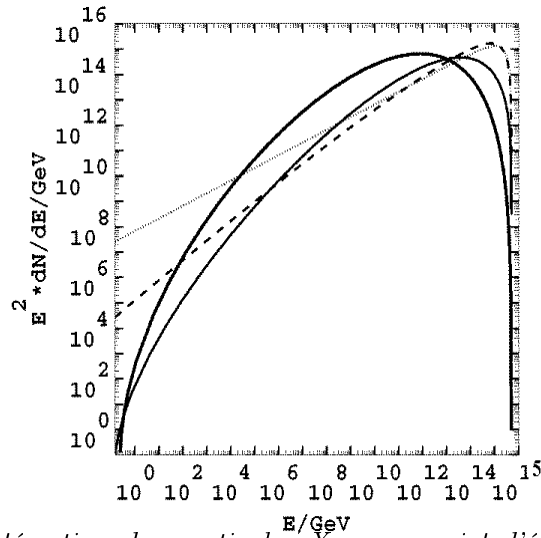


FIG. 2.8 – Spectre de désintégration des particules X pour un jet d'énergie 5×10^{24} eV, avec supersymétrie (ligne pleine piquant à 10^{12} eV), et sans super-symétries (ligne pleine piquant sur 10^{14} eV). Les lignes tirées et pointillées correspondent à 2 modèles analytiques. (Ref. [24])

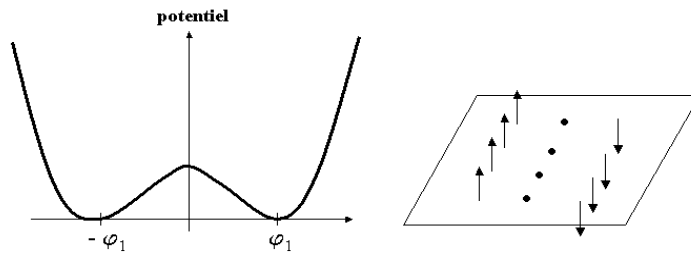


FIG. 2.9 – Brisure de symétrie et défaut topologique de type mur.

défauts topologiques associés aux brisures de symétrie lors de transition de phase, est déjà bien connue en physique de la matière. On peut citer par exemple les parois de Bloch en magnétisme ou les lignes de Vortex dans l'hélium super-fluide.

Si l'on considère par exemple un champ dont le potentiel est représenté FIG. 2.9, ce potentiel présente 2 minima : l'un pour une valeur de champ $-\varphi_1$ et l'autre pour une valeur de champ φ_1 . Certaines régions de l'espace présenteront donc l'une ou l'autre de ces valeurs. Ces régions seront séparées par une zone où le champ passe de $-\varphi_1$ à φ_1 . Cette zone représente un défaut topologique à 2 dimensions appelé mur. La valeur du potentiel étant non nulle à l'intérieur du mur, celui-ci va contenir des quantités d'énergie qui sont en fait trop importantes pour envisager la persistance de tels murs. D'autres types de défauts topologiques peuvent être envisagés : les cordes ou les monopoles (champ de Higgs et monopoles magnétiques). Il existe différents pro-

cessus d'émission de particules X. Par exemple lors de l'intersection de deux segments de cordes le champ devient indéfini dans la zone de recouvrement et l'énergie contenue dans les deux segments se recouvrant peut être libérée sous forme de particules X. Des systèmes monopoles-anti-monopoles très stables pourraient quant à eux constituer les particules X. (pour une revue : Ref. [24]).

Cependant, les contraintes sur ce type de modèles sont aujourd'hui sévères. En effet, la formation de cascades électromagnétiques lors de la propagation des photons dominant le spectre, va enrichir le spectre des γ aux basses énergies. Les simulations réalisées donnent un flux incompatible avec celui observé par EGRET. Ceci ne remet pas en cause l'éventuelle existence des défauts topologiques, mais leur présence en quantité suffisante pour expliquer le flux des rayons cosmiques aux Ultra-Hautes énergies.

2.5 Conclusion.

Si de nombreux modèles existent afin de tenter d'expliquer l'origine des UHECR, à l'heure actuelle l'énigme reste entière. Les résultats expérimentaux futurs devraient permettre de déterminer quels types de scénarios sont les plus probables, en considérant en particulier les différences observationnelles notoires entre les modèles de types Bottom-up et Top-Down qui sont :

- *La nature du primaire* : les scénarios de type Bottom-up concernent uniquement l'accélération de particules chargées (protons ou noyaux) alors que les scénarios de types Top-Down donnent un spectre dominé par les photons.
- *Les directions d'arrivée* : on attend l'existence de sources ponctuelles pour les scénarios Bottom-up alors que les scénarios Top-Down correspondent à une répartition isotrope des sources ou présentant des anisotropies à grandes échelles (Galactique).

Le chapitre suivant s'attache en particulier aux contraintes expérimentales associées à un scénario de type Top-Down considérant l'existence de particules X reliques.

Chapitre 3

Particules X reliques : durée de vie et signatures expérimentales

3.1 Introduction

La différence qui existe entre la quantité de matière observée sous forme de baryons et la quantité totale de matière nécessaire à expliquer la formation des structures (Ref [34]), les observations d'effets de lentilles gravitationnelles (Ref [38]) ou encore celles des courbes de rotation des galaxies (Ref [35], [36] et [37]), semble indiquer que la composante principale de matière dans l'Univers est sombre. De plus, la densité baryonique étant limitée par les modèles de Nucléosynthèse Primordiale, la majeure partie de cette matière noire doit être non baryonique (Ref [39]). On suppose généralement que cette Matière Noire est en partie constituée de particules massives inconnues, reliques du Big-Bang. Selon le mode de production considéré, les masses de ces particules peuvent aller de l'ordre du TeV aux 10^{23} eV nécessaires pour faire de ces particules X l'origine possible des rayons cosmiques d'Ultra-Haute Energies (voir 2.2.1). Comme tous les scénarios Top-Down, l'avantage est de s'affranchir de l'effet GZK en autorisant l'existence de sources de rayons cosmiques proches.

Si l'on considère que les particules X super-massives constituent toute la matière noire et que leurs désintégrations rendent compte du flux observé aux ultra-hautes énergies, la durée de vie des particules X doit être de l'ordre de 10^{20} ans, ce qui semble difficile à concevoir pour des particules si massives, sans avoir recours à des conservations de symétrie qui préviendraient leurs désintégrations. Une approche alternative est de considérer que ces particules sont stables, garantissant ainsi une densité comobile de matière noire constante et s'annihilent pour produire les rayons cosmiques aux ultra-hautes énergies. Afin de déterminer quelles peuvent être les limites sur la durée de vie des particules X, et en particulier s'il n'est pas possible d'envisager de petites durées de vie, nous allons considérer ici dans un premier temps que les particules X super-massives ne composent pas toute la matière noire mais seulement une petite fraction et possèdent une durée de vie finie. Les limites vont dépendre de la répartition des particules considérée (Tab.3.1) : pour un fond diffus de particules X, les désintégrations pouvant se produire à de grandes distances, les photons de cette désintégration vont interagir avec le fond de rayonnement cosmologique à 3K (CMB) et initier des cascades électromagnétiques. Le nombre de photons de basse énergie ainsi produits ne devra pas dépasser le flux γ aux basses énergies observé par EGRET. Dans le cas d'un fond diffus seul, les simulations réalisées (Ref. [26]) ne permettent pas de concilier le flux observé aux Ultra-Hautes Energies et le flux γ observé par EGRET. Nous considérerons donc que les particules X suivent la répartition de la matière noire

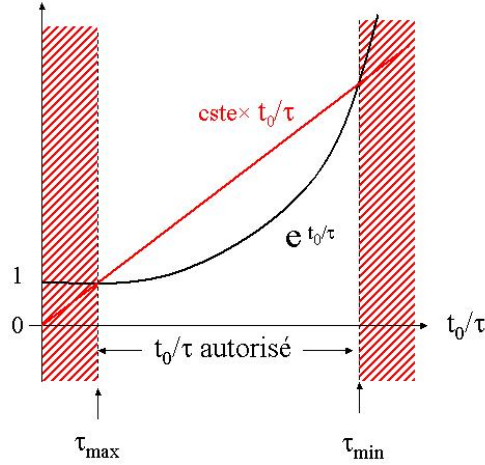


FIG. 3.1 – Limitation du temps de vie des particules par la densité de matière noire

et, en plus d'un fond diffus, forment un halo, le halo contribuant aux Ultra-Hautes énergies et le fond diffus essentiellement aux basses énergies. Si la durée de vie (τ) des particules X est finie, leur nombre augmente quand t diminue et sera donc plus important à des distances plus grandes. Ceci aura pour effet d'augmenter la contribution aux basses énergies. Le flux observé par EGRET imposera donc une limite inférieure sur la durée de vie des particules X.

Le flux des neutrinos aux ultra-hautes énergies va également permettre de limiter cette durée de vie. En effet, les neutrinos interagissant peu, même les particules X du fond diffus se désintégrant à de grandes distances, vont contribuer aux ultra-hautes énergies et même dominer le spectre par rapport au halo. Les éventuelles détections de ce flux de neutrinos par les expériences Auger et Ice-Cube, permettraient de contraindre la répartition des particules du fond diffus avec le temps et donc la durée de vie des particules X.

La répartition de la matière en Halo va également nous permettre de déterminer des limites sur cette durée de vie. En effet, si l'on considère que le spectre observé au-delà de la coupure GZK est issu de désintégrations de particules X dans le Halo, la normalisation du spectre attendu à ces énergies grâce aux données d'AGASA à 10^{20} eV va nous permettre de déterminer le taux de désintégrations $N_{0X}m_X/\tau$ (N_{0X} étant la densité locale de particules X, m_X la masse et τ sa durée de vie). On comparera ensuite la densité d'énergie correspondant aux particules X, $N_{0X}m_X e^{(t_U-t)/\tau}$, à la densité de matière noire pour obtenir les limites sur le temps de vie. En effet, des durées de vie inférieures à t_U , l'âge de l'Univers, vont impliquer des présences de particules X beaucoup plus importantes dans le passé mais, leur densité devra rester une petite fraction de la densité de matière noire pour que celle-ci reste constante. On obtiendra ainsi la condition :

$$N_{0X}(t) < \rho_{CDM}(t) \Rightarrow \frac{e^{\frac{t_U-t}{\tau}}}{t_U/\tau} < cste \Rightarrow \frac{e^{\frac{t_U}{\tau}}}{t_U/\tau} < cste, \text{ pour } t = 0 \quad (3.1)$$

dont la résolution (FIG. 3.1) définit un intervalle pour t_U/τ .

Nous considérerons ensuite les signatures de ce type de scénario (Tab.3.1). La première de ces signatures concerne la distribution des directions d'arrivée des Rayons Cosmiques d'Ultra-Hautes Energies. En effet, du fait de notre position en périphérie de la Galaxie, l'existence d'un Halo de particules X devrait se traduire par un excès d'événements en direction du centre galactique. La forme de la distribution observée dépendra à la fois du modèle de Halo considéré et du type d'interactions à l'origine de la production des rayons cosmiques, selon que les particules X se désintègrent ou s'annihilent. Les distributions attendues seront présentées et comparées aux

données d'AGASA et Fly's Eyes.

Enfin, la nature des rayons cosmiques observés va également dépendre de la distribution des sources. Pour une répartition des sources en fond diffus, les photons, qui dominent le spectre d'émission, vont interagir avec le CMB et perdre de l'énergie beaucoup plus vite que les protons. On retrouvera donc un spectre dominé par les protons aux Ultra-Hautes Énergies. Par contre pour une répartition en Halo, les rayons cosmiques ne parcourant pas des distances suffisantes depuis leur lieu de production pour voir leur énergie dégradée, le spectre restera dominé par les photons. Nous rappellerons les résultats obtenus sur la nature des rayons cosmiques par les expériences AGASA et Fly's Eyes dans une dernière partie.

	$\Phi \gamma$ EGRET	Nature $E > 10^{19} \text{eV}$	Distribution angulaire	Densité de ma- tière noire
Fond Diffus	incompatible	Protons et neutrinos	uniforme	limite in- férieure et supérieure
Halo Galac- tique	aucune contrainte	90% photons 10% protons, 3 neutrinos pour 1 photon ^a	excès vers le centre galac- tique	limite in- férieure et supérieure
Fond Dif- fus+Halo Galactique	limite infé- rieure	90% photons 10% protons, 3 neutrinos pour 1 photon ^b	excès vers le centre galac- tique	même limites que pour le Halo seul

TAB. 3.1 – *En fonction de la répartition de particules X considérée : contraintes sur le temps de vie, nature des rayons cosmiques et anisotropies.*

^a D'après les modèles d'hadronisation présentés Ref. [24]

^b Dans le cas où la contribution du fond diffus aux Ultra-Hautes Énergies reste négligeable par rapport à celle du Halo. Si ce n'est pas le cas, le spectre sera enrichi en protons provenant du fond.

3.2 Propagation : contribution au fond diffus γ aux basses énergies observé par EGRET

Du fait des pertes d'énergie lors de la propagation, la répartition des désintégrations contribuant au spectre observable va déterminer la forme du spectre résultant. En particulier les mesures du fond diffus γ réalisées par EGRET vont permettre de contraindre la répartition de ces sources en fonction du scénario considéré.

Les pertes d'énergie lors de la propagation pour les différents types de particules sont présentées en 2.2. Nous allons considérer ici plus particulièrement les contributions au fond diffus γ aux basses énergies qui en résultent.

3.2.1 Photons

Les photons d'énergie supérieure à 10^{15}eV vont interagir avec le fond diffus cosmologique (CMB) et initier des cascades électromagnétiques (FIG. 2.4). Si l'on considère que lors de la création de paires, les deux électrons ont la même énergie et que la totalité de l'énergie de

l'électron est transmise au γ lors de l'ICS, pour chaque étage de la cascade électromagnétique caractérisé par la distance X_0 , l'énergie est divisée par deux et devient inférieure à $10^{11} eV$ pour un nombre n de X_0 parcourus tel que :

$$\frac{\log(E(eV)/10^{11})}{\log(2)} < n \quad (3.2)$$

soit $n > 30$. Avec un libre parcours moyen de 10 Mpc à 10^{20} eV, on peut donc considérer qu'au delà de 330 Mpc ($z=0.08$) toute l'énergie des particules est convertie en particules de moins de $10^{11} eV$ vues par EGRET.

3.2.2 Protons

Les protons peuvent également contribuer à la production de photons : en effet, les π^0 produits par interaction avec le CMB vont se désintégrer en deux photons. Les protons interagissent également avec l'hydrogène du milieu intergalactique avec une forte multiplicité. La longueur d'interaction hadronique correspondante étant 10^5 fois plus grande que la longueur GZK, cette interaction est donc généralement négligée. Nous allons considérer son effet sur la production de γ secondaires, en dessous de la coupure GZK et pour de grandes distances parcourues par les particules (fond diffus de particule X). La proportion de photons secondaires ainsi produits est la suivante :

Pour ce qui est des photons issus de l'effet GZK, leur nombre sera environ 1 à 2 ordres de grandeurs en dessous du spectre de protons, c'est-à-dire négligeable devant ceux émis lors de la désintégration des pions neutres issus directement de la désintégration des particules X.

Le nombre de photons issus des interactions hadroniques sont les suivants : avec une section efficace d'interaction pp d'environ 200 mb à 10^{20} eV et une densité moyenne actuelle de l'hydrogène de 2.10^{-6} noyau/ cm^3 , le libre parcours moyen actuel est d'environ 8.10^5 Mpc. Ces interactions sont donc négligées au-dessus du seuil GZK, les interactions avec le CMB étant alors largement dominante. Ce phénomène est également négligé pour la propagation des protons dans l'univers local. Cependant, un scénario Top-Down autorise une distribution cosmologique des lieux de production de particules. L'Univers étant en expansion, la densité d'hydrogène augmente en $(1+z)^3$ (quand t diminue) et donc le libre parcours moyen comme $(1+z)^{-3}$. Si l'on considère par exemple le cas d'un fond diffus de particules X avec un temps de vie limite 20 fois plus petit que l'âge de l'Univers, le maximum de contribution au spectre se trouve à des red-shift de l'ordre de 5 (FIG. 3.3). La distance parcourue par un proton correspondra alors à un nombre de λ_{pp} :

$$L = \int_0^z \rho c dt = \int_0^z \rho_0 c (1+z)^3 t_U \frac{3}{2} (1+z)^{-5/2} dz = \frac{3\rho_0 c t_U}{2} \int_0^z (1+z)^{1/2} dz \quad (3.3)$$

$$L = \rho_0 c t_U \left[(1+z)^{3/2} - 1 \right] \Rightarrow \frac{L}{\lambda_{pp}} = 5.10^{-3} \left[(1+z)^{3/2} - 1 \right] \quad (3.4)$$

En considérant une densité moyenne actuelle d'hydrogène de $\rho_0 = 3.10^{-30}$ g/ cm^3 , $c t_U = 1.5.10^{28}$ cm et $\lambda_{pp} = M_H / (A\sigma) = 1g.mol^{-1} / (6.10^{23}mol^{-1} \times 200.10^{-27}cm^2) = 8 g/cm^{-2}$ pour $z=5$, $L = 0.1\lambda_{pp}$. Ainsi 10% des protons vont interagir avec l'hydrogène et créer essentiellement des pions, avec une grande multiplicité : à 5.10^{18} eV 100 π^0 et 200 π^\pm sont produits. Si l'on compare le nombre de π^0 secondaires ainsi obtenus au nombre de π^0 primaires obtenus par désintégration directe de la particule X : à une énergie donnée E, pour un π^0 primaire produit, 0.3 protons sont produits dont 0.03 vont interagir avec une multiplicité de 100. On obtiendra donc 3 fois plus de

π^0 secondaires. Cependant l'énergie de ces π^0 secondaires est en moyenne $E/300$. En considérant un spectre de désintégration de la particule X d'indice spectral $\alpha = -1.5$, le nombre de pions secondaires de même énergie sera $-(\alpha+1)\log(300) - \log(3) = 0.76$ décades en dessous du spectre primaire, soit 5 fois plus petit. On négligera cette contribution.

3.3 Fond diffus et Halo : limites imposées par le fond diffus γ aux basses énergies observé par EGRET

Nous faisons l'hypothèse que la distribution des particules X suit la distribution de la matière noire. Ces particules formeraient donc un Halo Galactique, de taille caractéristique de l'ordre de 10 kpc (petite devant les longueurs caractéristiques d'interaction des photons et des protons. FIG. 2.3) qui contribuera donc essentiellement aux Ultra-Hautes Energies.

On considère en plus du Halo l'existence d'un fond diffus de particules X. La surdensité que représente le Halo par rapport à ce fond diffus, pour une échelle de distance considérée de 100 kpc est considérée de l'ordre de 10^4 (Ref. [25] Fig. 30 p.145). Le nombre de particules venant du fond diffus et contribuant aux Ultra-Hautes Energies sera donc négligeable. Le spectre obtenu par simulation est représenté FIG. 3.2 pour une durée de vie de la particule X grande devant l'âge de l'Univers.

La surdensité correspondant au rapport entre la contribution du Halo aux Ultra-Hautes énergies et celles du fond diffus, il est à noter que ces simulations excluent l'existence de particules X sous la forme d'un fond diffus seul, quelque soit la durée de vie de la particule. En effet, étant donné la taille caractéristique du Halo (10 kpc), celui-ci ne contribuera que très peu aux γ de basses énergies, seul le fond diffus y contribue. Dans le cas d'un fond diffus seul, la normalisation aux Ultra-Hautes énergies nécessitera donc la multiplication de la densité du fond diffus (et donc de la contribution aux basses énergies) par un facteur 10^4 . Les limites sur EGRET sont alors amplement dépassées.

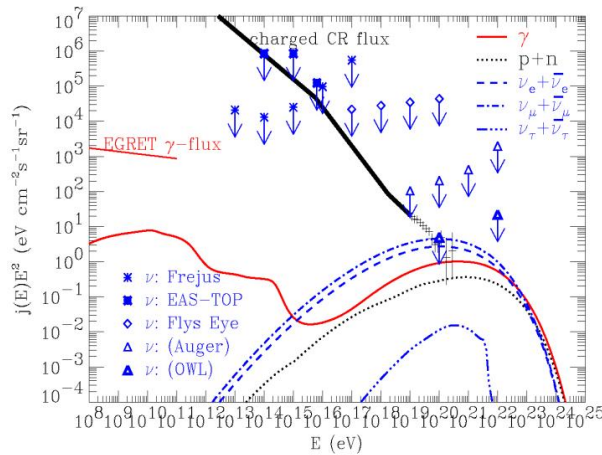


FIG. 3.2 – Flux obtenus pour des particules X réparties en fond diffus et halo. La durée de vie des particules X est supposée longue devant l'âge de l'Univers. La surdensité du Halo est de 10^4 pour une échelle de taille de 100 kpc.

Nous allons tout d'abord considérer la contribution des particules au spectre observé en fonction du red-shift et de la durée de vie des particules X, pour ensuite déterminer une limite inférieure sur la durée de vie des particules X en comparant aux basses énergies le flux attendu

au flux observé par EGRET.

3.3.1 Contribution au spectre observé en fonction du red-shift

On se place dans l'approximation d'un espace d'Einstein-de Sitter. Du fait d'effets "géométriques", la contribution au spectre observé des particules X se désintégrant le long d'une ligne de visée va dépendre de leur red-shift, de la façon suivante :

$$j(E) = \frac{3}{8\pi} \int_0^{z_{max}} dz_i (1+z_i)^{-11/2} \Phi(E_i(E, z_i), z_i) \quad (3.5)$$

E_i correspondant à l'énergie de la particule émise à z_i pour une observation à une énergie E pour $z=0$, et $\Phi(E_i(E, z_i), z_i)$ le flux émis au red-shift considéré. Du fait de la contraction de l'espace en $(1+z_i)^3$ on aura $\Phi(E_i(E, z_i), z_i) \propto (1+z_i)^3$. Pour des particules de temps de vie plus petit que l'âge de l'Univers, la densité de particules va également augmenter en fonction du red-shift en $e^{\frac{t_U}{\tau}(1-(1+z)^{-3/2})}$ (t_U étant l'âge de l'Univers et τ la durée de vie de la particule X). La contribution en fonction du red-shift sera donc en :

$$(1+z_i)^3 \times (1+z_i)^{-11/2} = (1+z_i)^{-5/2}$$

La contribution géométrique au spectre observé en fonction du red-shift est représentée figure 3.3. Plus le temps de vie est court plus les contributions peuvent correspondre à des grands red-shift. Pour des temps de vie plus petits que l'âge de l'Univers, l'augmentation exponentielle de la quantité de particules avec le red-shift et sa diminution par effets géométriques se compensent pour donner un maximum.

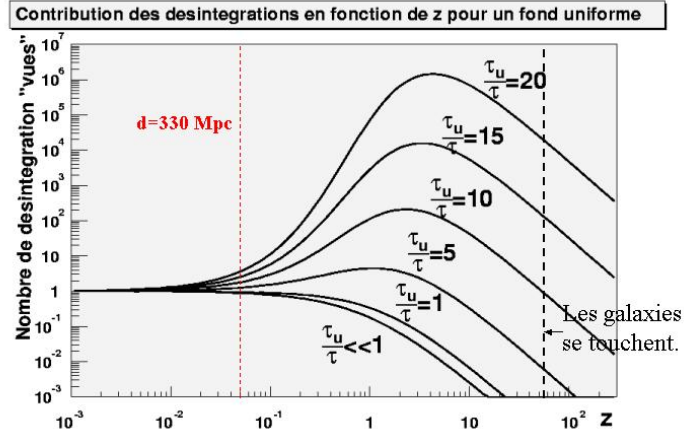


FIG. 3.3 – Particules X métastables : Contribution géométrique au spectre observé en fonction du red-shift pour différents temps de vie des particules. Lorsque la durée de vie de la particule diminue, la contribution des particules de grands red-shifts augmente.

3.3.2 Fond diffus et Halo : Limites sur la durée de vie des particules X

Le spectre d'émission des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies étant dominé par les photons issus de la désintégration des π^0 primaires, le flux de γ diffus observé par EGRET est alors

une contrainte sur la durée de vie de la particule X. En effet tous les γ émis à une distance supérieure à 330 Mpc, soit au delà de $z = (\frac{ct_U - d}{ct_U})^{-2/3} - 1 = 0.08$ (pour $ct_U = 3000 \text{ Mpc}$), auront achevé le développement de leur cascade électromagnétique, et donc contribueront uniquement aux basses énergies. Il existe également une contribution directe aux basses énergies, mais elle est dominée par la contribution liée aux gerbes électromagnétiques. Si l'on considère la figure 3.3, pour estimer cette contrainte il faut comparer la valeur de l'intégrale des courbes pour $z < 0.08$ correspondant aux contributions aux plus hautes énergies, à l'intégrale pour $z > 0.08$ contribuant uniquement aux γ de basses énergies. La valeur de ces intégrales en fonction de la durée de vie des particules X est représentée FIG. 3.4 ($t_U \ll \tau$).

On peut constater que le nombre de particules au delà de 330 Mpc devient rapidement beaucoup plus grand que le nombre des particules plus proches que 330 Mpc. On peut donc négliger la contribution des particules du fond diffus proches pour les basses énergies. De plus le résultat obtenu est très peu sensible à la valeur de la limite sur la distance prise en considération. On peut voir sur la figure 3.4 que pour différentes distances limites considérées $d=300$ Mpc et 400 Mpc, la contribution aux basses énergies n'est pas modifiée.

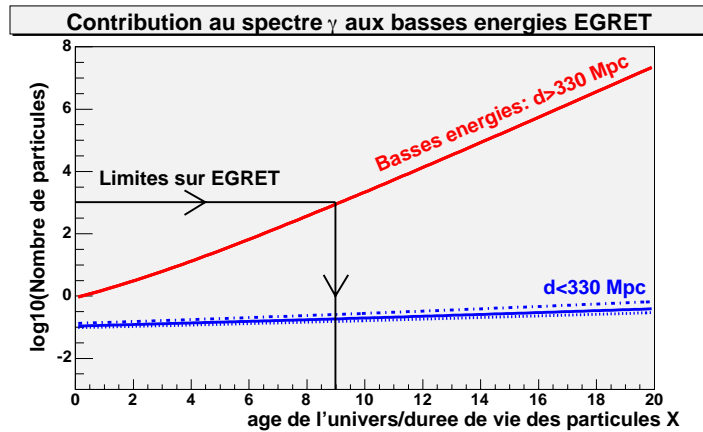


FIG. 3.4 – Intégrale du nombre de particules contribuant au spectre pour des distances respectivement supérieure (ligne rouge) et inférieure (ligne bleu) à 330 Mpc. Les lignes pointillées et hachurées correspondent aux mêmes intégrales mais pour des limites respectivement de 400 Mpc et 300 Mpc. Le résultat aux basses énergies n'est pas changé.

Les simulations réalisées pour un temps de vie grand devant l'âge de l'Univers (Ref[24] et [25]) donnent le spectre présenté figure 3.5. Etant données les faibles distances parcourues par les particules dans le Halo Galactique, celui-ci ne va contribuer qu'aux photons de hautes énergies. A l'opposé, le rapport de densité du fond diffus et du Halo étant de 10^{-4} , on peut considérer que la contribution du fond diffus aux hautes énergies est négligeable, le nombre de particules à faible distance correspondant essentiellement au Halo. Pour un temps de vie grand devant l'âge de l'Univers le fond diffus obtenu est environ 1000 fois plus petit que le fond diffus détecté par EGRET. En considérant un temps de vie $t_U/\tau = 9$, le nombre de particules au delà de 330 Mpc est multiplié par 1000, on se trouve donc au limites d'EGRET.

Pour une surdensité de 10^4 , le fond diffus γ détecté par EGRET impose donc une durée de vie des particules X supérieure à $t_U/9$. Ce résultat dépend bien entendu du rapport de densité considéré, et pour une surdensité de 10^3 la limite obtenue serait de $t_U/7$ alors que pour une surdensité de 10^5 on obtiendrait $t_U/12$ comme limite.

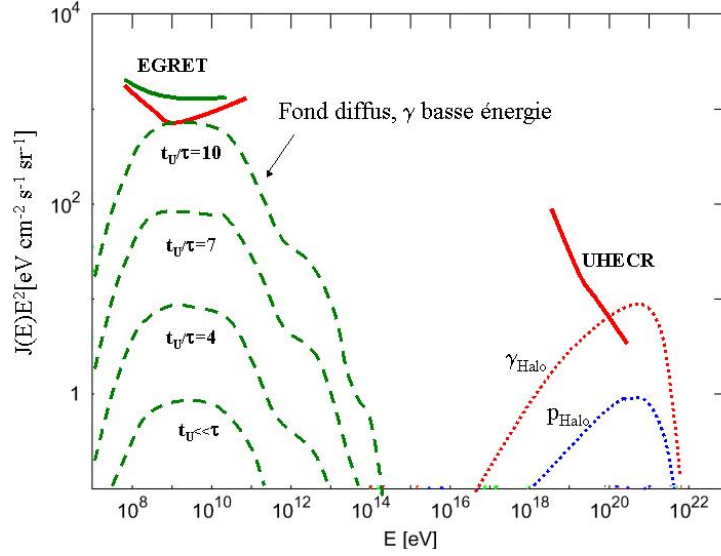


FIG. 3.5 – Contribution du fond diffus de particules X au fond diffus γ observé par EGRET aux basses énergies (ligne verte : ancien flux (Ref. [32]), ligne rouge : nouveau flux (Ref. [33])). Les courbes aux UHE et la courbe indiquée $t_U \ll \tau$ représentent les simulations réalisées pour une surdensité de 10^4 et une durée de vie des particules X grandes devant l'âge de l'Univers (Ref[24] et [25]). Les lignes pointillées vertes correspondent à une renormalisation du fond diffus en fonction de la durée de vie de la particule X au vu de la figure 3.4. Cette renormalisation n'affecte que les basses énergies. Le flux aux hautes énergies reste le même.

3.4 Modification du flux de neutrinos avec la durée de vie des particules X

Les neutrinos interagissant peu, leur énergie n'est pas dégradée. Le spectre observé, à une constante de normalisation près, sera donc très proche du spectre émis.

De plus, on peut raisonnablement considérer que l'origine des neutrinos aux Ultra-Hautes Energies est essentiellement extra-galactique. La normalisation de ce spectre pour différentes durées de vie de la particule X pourra être faite en comparant les intégrales du nombre de particules du fond diffus. Etant donné la faible contribution des particules à moins de 330 Mpc, on peut considérer la même contribution que la contribution aux basses énergies pour les photons (Fig. 3.4). En renormalisant les flux de neutrinos obtenus par simulation pour des durées de vie grandes devant l'âge de l'Univers (Ref. [24] et [25]), on obtient les flux représentés FIG. 3.6. La sensibilité de Ice-Cube est atteinte pour $t_U/\tau > 4$ et celle d'Auger aux ν_τ est atteinte pour $t_U/\tau > 10$, ce qui, pour Auger, est au delà de la limite d'exclusion d'EGRET.

3.5 Halo Galactique : normalisation du spectre des rayons cosmiques aux Ultra-Hautes Energies et densité de matière noire

Les contraintes obtenues précédemment concernent uniquement le fond diffus de particules X . Nous allons à présent considérer la répartition de particules X dans le Halo Galactique et les contraintes sur le temps de vie des particules qui lui sont associées. Pour cela nous allons dans un premier temps déterminer le flux attendu à 10^{20} eV, en fonction de la densité locale de particules X ($N_{0Xlocal}$) et de la durée de vie τ pour différents modèles de Halo Galactiques.

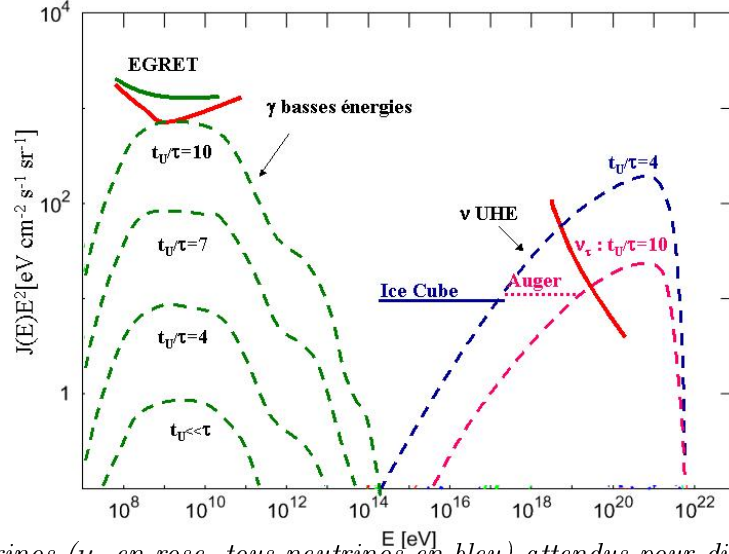


FIG. 3.6 – Flux neutrinos (ν_τ en rose, tous neutrinos en bleu) attendus pour différents temps de vie des particules X et une surdensité de 10^4 . Les sensibilités attendues d’Auger (au ν_τ et d’Ice Cube) sont représentées. La sensibilité de Ice-Cube est atteinte pour $t_U/\tau > 4$ et celle d’Auger aux ν_τ est atteinte pour $t_U/\tau > 10$

La comparaison du flux observé au flux attendu va nous permettre de déterminer le taux de désintégrations $N_{0X} \text{local} m_X/\tau$. Les particules X ne devant représenter qu’une petite fraction de la matière noire, quelque soit le temps t, nous obtiendrons ainsi les bornes sur le temps de vie des particules X.

Afin de déterminer le flux attendu de rayons cosmiques aux Ultra-Hautes Energies il est nécessaire de connaître le nombre de photons émis par désintégration en fonction de l’énergie. Les photons observés proviennent essentiellement des π^0 issus de la désintégration des particule X. Avec une fraction de pions produits de 0.9, on obtient un spectre d’émission de photons pour une particule X se désintégrant (Ref [24]):

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{0.3}{m_X} \left(\frac{2E_\gamma}{m_X} \right)^{-\alpha} \quad (3.6)$$

La valeur de l’indice spectral α étant typiquement de 1.5 (voir 2.2.1), pour une masse de la particule X de 10^{23}eV , on obtient $2.4 \cdot 10^{-12} \text{part. GeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ à 10^{20}eV . Cette valeur va permettre d’obtenir la normalisation du spectre aux Ultra-Hautes Energies.

Concernant la forme du Halo, nous supposons que les particules X suivent la distribution spatiale de matière noire. Pour décrire le Halo de matière noire, il existe 2 principaux modèles. Le premier est le modèle isothermique (ISO) (Ref [41]), qui est caractérisé par le profil de densité :

$$N_{0X} = 5N_{0X \text{ local}} \frac{R_c^2}{R^2 + R_c^2} \quad (3.7)$$

où R est la distance entre le centre galactique et le point considéré, et R_c est la taille du coeur de la Galaxie, soit 4kpc. Le second modèle de Halo a été obtenu par Navarro-Frenk-White (NFW) (Ref [40] et [41]) à partir des simulations à N-corps :

$$N_{0X} = 0.55N_{0X \text{ local}} \frac{R_s^3}{R(R + R_s)^2} \quad (3.8)$$

où R_s est typiquement de 25 kpc (Ref. [43]).

3.5.1 Désintégration des Particules X :

A partir des profils de densité ISO et NFW, nous allons déterminer le nombre de particules observées en fonction de la densité locale de particules X ($N_{0X\ local}$) et de la durée de vie des particules X (τ).

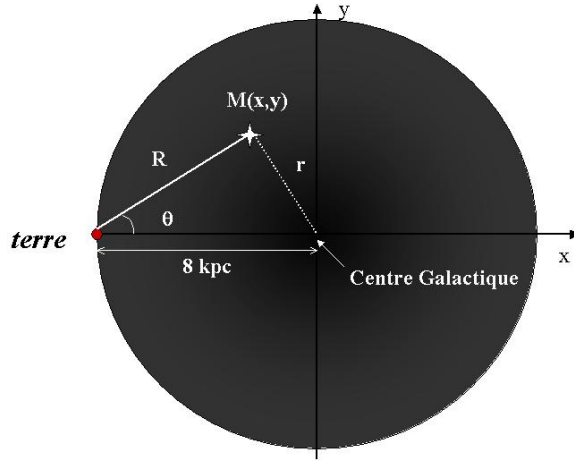


FIG. 3.7 – Contribution aux spectres des RCUHE en fonction de la position dans le Halo

Contribution d'un Halo ISO au spectre observé :

La contribution d'un point de la galaxie en fonction de ses coordonnées R et θ (en coordonnées galactiques, R étant la distance entre la terre et le point considéré et θ l'angle entre les axes : terre-centre galactique et terre-point considéré) (FIG. 3.7), est la suivante :

$$\frac{dN_{obs}}{dSdt dE d\Omega_{obs}} = \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \frac{N_{0X}(\theta, R)}{\tau} \frac{2\pi \sin(\theta) d\theta dR}{4\pi} \quad (3.9)$$

soit

$$\frac{dN_{obs}}{dSdt dE d\Omega_{obs}} = \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \frac{N_{0X}(\theta, R)}{2\tau} \sin(\theta) d\theta dR \quad (3.10)$$

$$\frac{dN_{obs}}{dSdt dE d\Omega_{obs}} = \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \frac{5N_{0X\ local}}{2\tau} \frac{R_c^2}{r^2 + R_c^2} \sin(\theta) d\theta dR \quad (3.11)$$

r s'exprime en fonction de R et θ de la manière suivante :

$$r^2 = x^2 + y^2 = (R \cos(\theta) - R_{\odot})^2 + (R \sin(\theta))^2 = (R - R_{\odot} \cos(\theta))^2 + R_{\odot}^2 \sin^2(\theta) \quad (3.12)$$

où R_{\odot} est la distance entre le centre galactique et le soleil et vaut 8 kpc.

Puisque l'on considèrera les rayons cosmiques d'énergie 10^{20} eV, on intègre pour $R < \lambda_{\gamma}$ (λ_{γ} étant la distance moyenne d'interaction des photons à 10^{20} eV, soit 10 Mpc), le nombre de particules observées par unité de temps, d'énergie, d'angle solide et de surface :

$$\frac{dN_{obs}}{dSdt dE d\Omega_{obs}} = \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{R=0}^{\lambda_{\gamma}} \frac{5N_{0X\ local}}{2\tau} \frac{R_c^2}{r^2 + R_c^2} \sin(\theta) d\theta dR \quad (3.13)$$

$$\frac{dN_{obs}}{dSdt dE d\Omega_{obs}} = \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \frac{5N_{0X local}}{4\pi\tau} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{R=0}^{\lambda_{\gamma}} \frac{R_c^2}{(R - R_{\odot} \cos(\theta))^2 + R_{\odot}^2 \sin^2(\theta) + R_c^2} \sin(\theta) d\theta dR \quad (3.14)$$

L'intégration numérique donne :

$$\frac{dN_{obs}}{dSdt dE d\Omega_{obs}} = 17kpc \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \frac{N_{0X local}}{\tau} \quad (3.15)$$

Contribution d'un Halo NFW au spectre observé :

Le même calcul réalisé pour un Halo de type Navarro-Frenk-White donne :

$$\frac{dN_{obs}}{dSdt dE d\Omega_{obs}} = \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \int_{R=0}^{\lambda_{\gamma}} \frac{0.55N_{0X local}}{2\tau} \frac{R_s^3}{r(r + R_s)^2} \sin(\theta) d\theta dR \quad (3.16)$$

On obtient de même par intégration numérique :

$$\frac{dN_{obs}}{dSdt dE d\Omega_{obs}} = 36kpc \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \frac{N_{0X local}}{\tau} \quad (3.17)$$

Les distances caractéristiques 17 kpc et 36 kpc pour les deux modèles de Halo étant du même ordre de grandeur et le résultat final variant peu avec cette valeur on considèrera pour la suite une seule distance caractéristique moyenne de 26.5 kpc.

Normalisation aux Ultra-Hautes Energies :

Le flux observé de particules à 10^{20} eV est de 10^{-28} part/(m^2 s GeV sr) = 3.10^{-24} part/(cm^2 an GeV sr), on obtient donc un taux de désintégrations :

$$\frac{dN_{obs}}{dSdt dE d\Omega_{obs}} = 26.5kpc \frac{dN_{\gamma}}{dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \frac{N_{0X local}}{\tau} \Rightarrow \frac{N_{0X local}}{\tau} = \frac{dN_{obs}/dSdt dE d\Omega_{obs}}{17.5 kpc dN_{\gamma}/dE_{\gamma} d\Omega_{emis}} \quad (3.18)$$

que l'on compare au flux observé :

$$\frac{N_{0X local} m_x}{\tau} = \frac{3.10^{-24} \text{part.cm}^{-2} \text{an}^{-1} \text{GeV}^{-1} \text{sr}^{-1} \times 10^{14} \text{GeV}}{0.3/4\pi \times (2.10^{11} \text{GeV})^{-1.5} \times 26.5kpc \times (3.10^{21} \text{cm/kpc})} \sqrt{m_X(\text{GeV})} \quad (3.19)$$

On obtient ainsi le taux de désintégration :

$$\frac{N_{0X local} m_x}{\tau} = 3.10^{-28} \sqrt{\frac{m_X}{1\text{GeV}}} \text{GeV}/(\text{cm}^3 \text{an}) \quad (3.20)$$

Densité de matière noire en fonction du temps :

Nous allons ici comparer la densité des particules X à la densité de matière noire dans les halos galactiques en tenant compte des différentes évolutions des densités avec le temps. Nous considérons la densité de matière noire locale $\rho_{CDM\odot} = 0.3\text{GeV}/\text{cm}^3$

Si l'on considère des particules X de temps de vie plus petit, ou de l'ordre de l'âge de l'Univers, la densité de particules va diminuer avec le temps du fait de la désintégration et de la dilatation de l'espace en $(1+z)^3$:

$$N_X(t) = N_{0X} e^{\frac{t_U - t}{\tau}} (1+z)^3 \quad (3.21)$$

l'indice 0 correspondant à l'époque actuelle et t_U , l'âge de l'Univers est d'environ 10^{10} ans.

A l'inverse la matière noire est supposée stable et sa densité ne devrait diminuer avec le temps que du fait de la dilatation de l'espace en $(1+z)^3$. Les particules X constituant ici une petite fraction de la matière noire, on considérera une densité de particules X toujours inférieure au dixième de la densité de matière noire totale, on obtient alors la condition, pour tout temps t :

$$N_X(t)m_X = \frac{N_{0Xlocal}m_X}{\tau} \tau(1+z)^3 e^{\frac{t_U-t}{\tau}} < \frac{\rho_{CDM\odot}(1+z)^3}{10} \quad (3.22)$$

$$N_X(t)m_X = 3.10^{-28} \sqrt{\frac{m_X}{1GeV}} GeV / (cm^3 an) \times t_U \frac{\tau}{t_U} e^{\frac{t_U-t}{\tau}} < \frac{\rho_{CDM\odot}}{10} \quad (3.23)$$

$$\frac{\tau}{t_U} e^{\frac{t_U-t}{\tau}} < \frac{10^{16}}{\sqrt{\frac{m_X}{1GeV}}} \Rightarrow \frac{\tau}{t_U} e^{\frac{t_U}{\tau}} < \frac{10^{16}}{\sqrt{\frac{m_X}{1GeV}}}, \text{ pour } t = 0 \quad (3.24)$$

On obtient ainsi les bornes sur la durée de vie des particules X, pour différentes masses de la particule X :

$$\frac{t_U}{25} < \tau < 3.10^9 t_U, \text{ pour } m_X = 10^{13} GeV \quad (3.25)$$

$$\frac{t_U}{24} < \tau < 10^9 t_U, \text{ pour } m_X = 10^{14} GeV \quad (3.26)$$

$$\frac{t_U}{23} < \tau < 3.10^8 t_U, \text{ pour } m_X = 10^{15} GeV \quad (3.27)$$

et jusqu'à :

$$\frac{t_U}{17} < \tau < 3.10^6 t_U, \text{ pour } m_X = 10^{19} GeV \quad (3.28)$$

Si le temps de vie de la particule X est inférieur à $\frac{t_U}{24}$, la densité de ces particules dans le passé devient trop importante et dépasse un dixième de la densité de matière noire dans le halo. L'ensemble des contraintes obtenues sur la durée de vie des particules X est résumé en Tab.3.2.

Contribution du Halo Galactique	Contribution du Fond Diffus (pour une surdensité de 10^4)	
$\rho_{CDM}(t)$ (ISO et NFW)	EGRET	UHE neutrinos
$\frac{t_U}{24} < \tau < 10^9 t_U$ pour $m_X = 10^{14} GeV$	$\frac{t_U}{10} < \tau$	Ice Cube mesure τ si $t_U/\tau > 4$

TAB. 3.2 – Contraintes obtenues sur le temps de vie des particules X, selon que la contribution provient du Halo ou du fond diffus.

3.6 Anisotropies

Une des signatures d'un modèle Top-Down pour lequel les rayons cosmiques d'Ultra-Hautes énergies seraient issus de la désintégration ou de l'annihilation de particules X concentrées en halo dans notre galaxie, serait un excès d'événements en direction du centre galactique pour les événements d'énergie supérieure à la coupure GZK. Nous allons ici comparer les anisotropies dans la direction d'arrivée des rayons cosmiques obtenues dans différentes expériences à celles attendues en fonction du modèle de halo considéré (ISO ou NFW) et du type d'interaction : désintégration ou annihilation des particules X. Les figures 3.8 et 3.9 représentent ces anisotropies. Les données d'AGASA (Ref. [54]) et Fly Eyes (Ref. [50] et [51]) pour $E > 10^{19}$ eV sont aussi

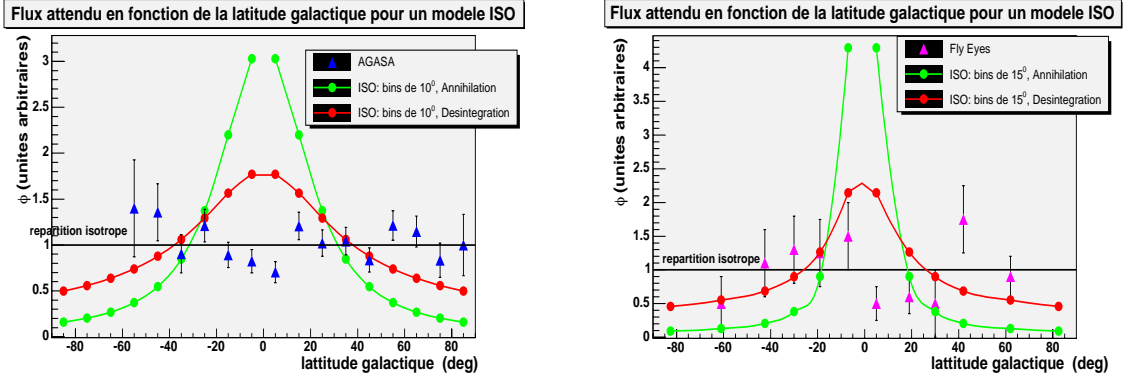


FIG. 3.8 – Nombre d'événements attendus en fonction de la latitude galactique pour la désintégration ou l'annihilation des particules X et pour un modèle de halo ISO. Les points correspondent aux données expérimentales de AGASA et Fly Eyes pour $E > 10^{19}$ eV. Les données sont en bon accord avec une distribution isotrope (1.1σ pour AGASA et Fly's Eyes, pour une précision angulaire considérée de 10^0 pour AGASA et 15^0 pour FLY's Eyes). Elles semblent incompatibles avec l'annihilation (9σ pour AGASA et 4σ pour Fly's Eyes, mêmes précisions) mais peuvent correspondre marginalement à un modèle par désintégration (3.7σ pour AGASA et 2σ pour Fly's Eyes).

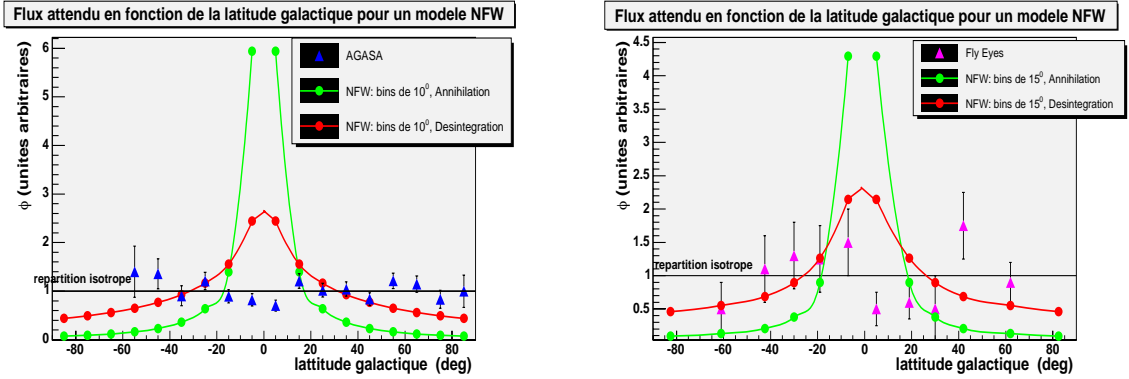


FIG. 3.9 – Nombre d'événements attendus en fonction de la latitude galactique pour la désintégration ou l'annihilation des particules X et pour un modèle de halo NFW. Les points correspondent aux données expérimentales de AGASA et Fly Eyes pour $E > 10^{19}$ eV. Les données sont incompatibles avec l'annihilation (16.2σ pour AGASA et 5.3σ pour Fly's Eyes, pour une précision angulaire considérée de 10^0 pour AGASA et 15^0 pour FLY's Eyes) mais peuvent marginalement correspondre à un modèle par désintégration (5.5σ pour AGASA et 2.4σ pour Fly's Eyes, mêmes précisions).

représentées.

Quelque soit le modèle de Halo (ISO ou NFW) le scénario de l'annihilation semble exclu car il correspond à un trop grand excès d'événements en direction du centre galactique. Ce modèle présente également l'inconvénient de nécessiter pour expliquer le flux de rayons cosmiques observés aux ultra-hautes énergies des sections efficaces d'annihilation qui peuvent être plus grandes que la limite d'unitarité (Ref. [43] et [44]). Cependant, les simulations à N-corps du Halo réalisées par Moore (Ref. [57] et [58]) semblent montrer l'existence de "grumeaux" de matière noire. La considération de telles surdensités locales de particules X en plus de la composante continue du

Halo, permettent d'obtenir des sections efficaces d'annihilation plus petites. Les anisotropies de la composante continue du Halo devraient être dominées par des coïncidences à petites échelles angulaires (de l'ordre du degré carré).

Quelque soit le modèle de Halo considéré, la désintégration des particules X, ne semble pas être exclue (FIG. 3.8 et 3.9), même si les distributions semblent être davantage compatibles avec une distribution isotrope des sources. Cependant les données considérées ici correspondent à des énergies supérieures à 10^{19} eV, la domination par le halo n'étant attendue que pour $E > 5 \cdot 10^{19}$ eV. A ces énergies, la statistique est insuffisante pour conclure.

3.7 Nature des Rayons Cosmiques aux Ultra-Hautes Energies

Une autre signature d'un tel modèle est la composition du spectre : si l'on considère la désintégration de particules X dans le Halo Galactique le spectre aux Ultra-Hautes Energies devrait être dominé par les photons. Du fait des importantes fluctuations statistiques dans le développement des gerbes atmosphériques, ainsi que de la dépendance des résultats avec les modèles hadroniques utilisés pour les simulations numériques, la détermination expérimentale de la nature de la particule primaire à l'origine de la gerbe atmosphérique observée est délicate. Elle se base essentiellement sur deux caractéristiques des gerbes : la profondeur dans l'atmosphère pour laquelle la gerbe contient le plus de particules (X_{max}) pour les détecteurs de fluorescence et la proportion de muons dans la gerbe pour les détecteurs au sol. Aux plus hautes énergies, les résultats de Fly's Eye [59, 60] qui utilisent la profondeur du maximum de la gerbe (X_{max}), indiquent une composition dominée par les noyaux de fer autour de 10^{17} eV et devenant nettement plus légère à 10^{19} eV (figure 3.10).

AGASA [61] au contraire, en faisant une prédiction sur la façon dont le nombre de muons augmente avec l'énergie, ne remarque pas de changement de composition dans la même gamme d'énergie.

Ces divergences soulignent la difficulté de la détermination de la nature des rayons cosmiques à partir de l'observation des gerbes atmosphériques. Cependant toutes les expériences semblent d'accord pour privilégier une nature hadronique pour la particule primaire. S'il est difficile de différencier le proton du fer, les gerbes atmosphériques engendrées par des photons se différencient plus facilement des gerbes hadroniques, la composante muonique étant plus faible et la valeur du maximum de la gerbe étant en moyenne plus grande que pour les gerbes initiées par des hadrons (FIG. 3.10). Les particules primaires de type photons semblent donc exclues en dessous de la coupure GZK. Au delà de 10^{19} eV, la statistique est trop faible pour conclure. On pourrait envisager un nouvel allègement dans la composition vers les photons à ces énergies. De plus si l'on considère que l'énergie est systématiquement surévaluée d'un facteur 2, on retrouve à $5 \cdot 10^{19}$ eV une composition mélange de fer de protons et de photons (pour une revue voir Ref. [49]).

3.8 Conclusion

Du fait du faible nombre d'événements dont nous disposons au delà de la coupure GZK, il est impossible à l'heure actuelle d'exclure ou valider les scénarios Top-Down. Seules les contraintes sur le flux γ aux basses énergies observé par EGRET permettent de rejeter une distribution des particules X en fond diffus seul ou une production par des défauts topologiques. Les observations des anisotropies ne sont pas incompatibles avec un scénario par désintégration dans le Halo Galactique, et, si la composition du spectre semble essentiellement hadronique en dessous de 10^{19} eV, rien n'exclut un changement de composition au niveau de la coupure GZK. Concernant

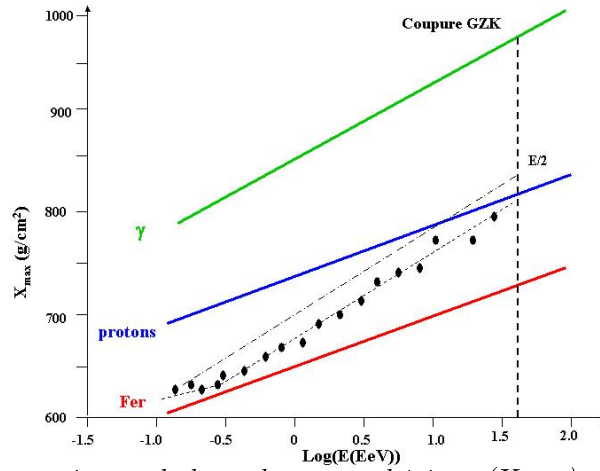


FIG. 3.10 – Profondeur du maximum de la gerbe atmosphérique (X_{max}) en fonction de l'énergie pour les données expérimentales de l'expérience Fly's Eye (ronds pleins). Les lignes représentent les résultats des simulations pour les noyaux de Fer, les protons et les photons. La ligne pointillée représente un scénario à deux composantes. La ligne hachurée correspond à cette dernière ligne mais en considérant une surestimation de l'énergie d'un facteur 2. La domination du spectre par les photons du halo n'est attendue qu'au delà de 5.10^{19} eV.

la durée de vie des particules X, les données expérimentales d'EGRET obligent cette durée à être plus grande que $t_U/9$ (t_U étant l'âge de l'Univers), si l'on considère l'existence d'un fond diffus de densité 10^4 fois plus petite que la densité du Halo sur une échelle de 100 kpc. Ensuite, en considérant la répartition de ces particules sous forme de Halo et en imposant une densité des particules X toujours inférieure au dixième de la densité de matière noire afin que celle-ci reste constante, on obtient une durée de vie des particules X comprise entre $t_U/25$ et $10^9 t_U$. Les éventuelles détections de neutrinos devrait préciser sa valeur entre $t_U/9$ et $t_U/7$ ou fixer une limite inférieure à $t_U/7$. Il n'est donc pas possible d'envisager de petites durées de vie pour ces particules. Pour pallier la difficulté de concilier ces durées de vie très grandes et une masse des particules très élevée, on pourrait considérer non plus la désintégration des particules X mais leur annihilation. Cependant, ce modèle correspond à une distribution des directions d'arrivée des particules très piquée en direction du centre galactique, ce qui est incompatible avec les données actuelles.

Chapitre 4

Détection des gerbes atmosphériques par l'Observatoire Pierre Auger

4.1 Introduction

Dans ce chapitre nous verrons tout d'abord comment se développe une gerbe de particules dans l'atmosphère pour ensuite présenter l'Observatoire Pierre Auger et les techniques de détection qui lui sont associées.

4.2 Développement des gerbes atmosphériques

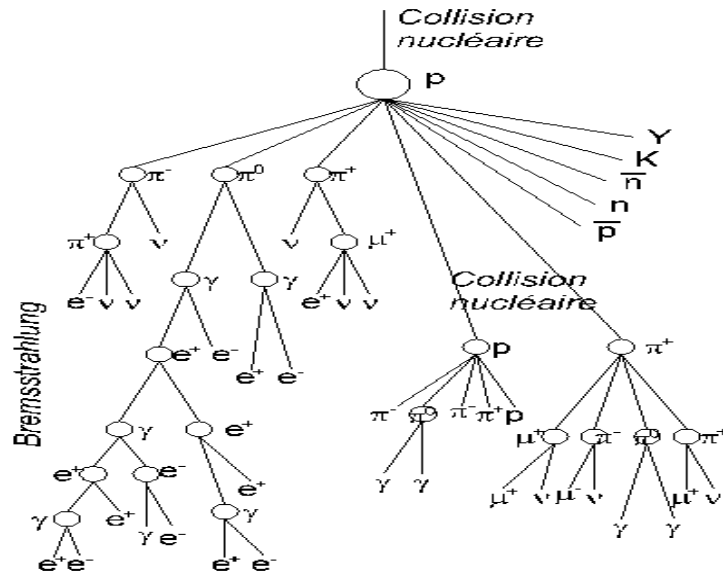


FIG. 4.1 – Développement d'une gerbe atmosphérique.

4.2.1 Gerbes initiées par un hadron

Dans le cas où la particule primaire est un hadron (proton ou noyau), l'interaction de celle-ci avec l'atmosphère va produire une gerbe hadronique (FIG. 4.1). A chaque interaction les hadrons

vont engendrer de nouveaux hadrons. 30% de l'énergie des particules va être transformée en π^0 qui se désintègrent en photons, qui à leur tour vont initier une cascade par création de paires, effet Compton et Bremsstrahlung, et vont produire une composante électromagnétique à la gerbe. 90% de l'énergie totale de la gerbe est ainsi convertie en énergie électromagnétique. Les pions chargés vont quant à eux se désintégrer en muons et neutrinos lorsque leur énergie sera devenue suffisamment faible pour que leur longueur de désintégration soit plus courte que leur longueur d'interaction.

Le nombre de particules augmente jusqu'à atteindre 10^{11} particules au maximum de développement de la gerbe, pour une particule primaire de 10^{19} eV. Au delà de ce maximum, les particules sont de moins en moins énergétiques et celles de plus basse énergie vont se faire absorber par l'atmosphère, diminuant ainsi la taille de la gerbe. Au niveau de la mer, il reste ainsi environ 10^{10} particules formant autour de l'axe un cercle de 2.5 km de rayon, composé à 99% de particules électromagnétiques et de muons.

4.2.2 Gerbes initiées par un photon

Un photon interagissant avec l'atmosphère va générer une gerbe électromagnétique par production de paires e^+e^- , effet Compton et Bremsstrahlung. Un photon a également une probabilité non nulle d'interagir par photo-production avec l'atmosphère (la section efficace de 0.12 mb correspondant à un photon sur 3000), générant une gerbe hadronique. Une cascade électromagnétique présente donc une partie hadronique faible, excepté si la première interaction est hadronique. Dans ce cas rien ne pourra la différencier d'une gerbe initiée par un hadron.

Au-dessus de 10^{19} eV, un premier effet vient perturber le développement des gerbes atmosphériques: c'est l'effet LPM (Landau Pomeranchuk (1953. Ref. [30]) et Migdal (1956, Ref. [31]). Dans la haute atmosphère, l'énergie de seuil de cet effet est de 3.10^{19} eV. A ces énergies, lorsqu'un électron interagit dans un milieu dense, la longueur d'interaction peut devenir importante, et le photon subit des diffusions multiples. L'angle de diffusion peut alors devenir plus grand que l'angle d'émission du photon virtuel de bremsstrahlung et le photon ne peut être émis. Le phénomène est le même pour la création de paire. Cet effet correspond donc à une diminution des sections efficaces électromagnétiques, et entraîne un ralentissement dans le développement longitudinal de la gerbe. Son maximum va alors se trouver plus bas dans l'atmosphère et la valeur du X_{max} (profondeur du maximum de développement de la gerbe) devrait montrer de plus importantes fluctuations (FIG. 4.2).

Les photons vont également pouvoir interagir avec le champ magnétique terrestre, avant même de pénétrer dans l'atmosphère. Un photon arrivant perpendiculairement aux lignes de champ peut en effet créer une paire e^+e^- en interagissant avec un photon virtuel du champ magnétique. Ceux-ci vont à leur tour interagir avec le champ magnétique et émettre des photons par Bremsstrahlung. Plusieurs photons entrent alors simultanément dans l'atmosphère, créant chacun une gerbe de plus basse énergie. La superposition de ces gerbes correspond alors à une gerbe de même énergie que le photon initial, mais le développement se fait ici plus rapidement que pour une interaction directe du photon primaire avec l'atmosphère. Cet effet va encore augmenter la dispersion de la profondeur du maximum de gerbe pour les photons (FIG. 4.3).

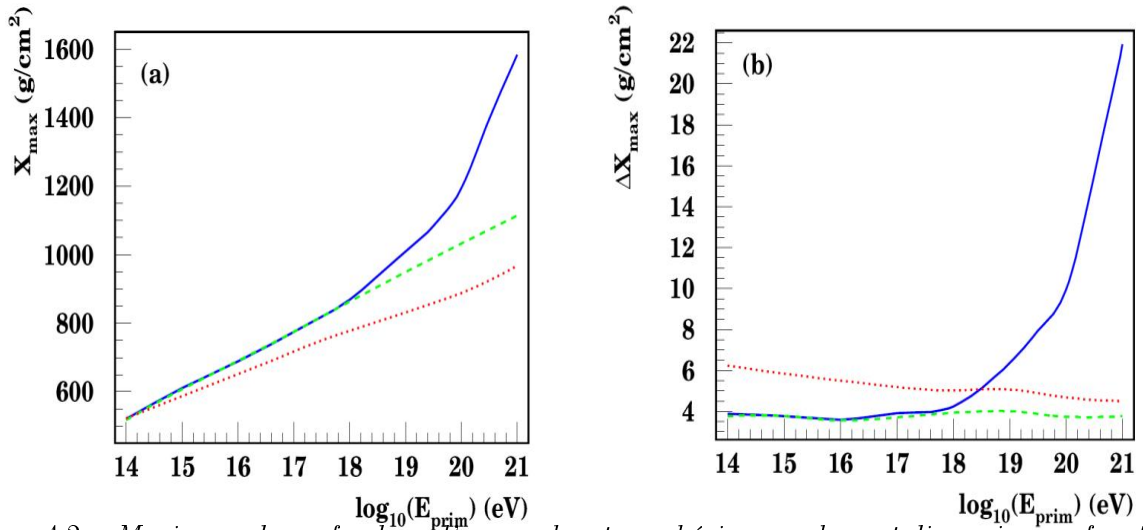


FIG. 4.2 – Maximum de profondeur d'une gerbe atmosphérique : valeur et dispersion en fonction de l'énergie (ligne pleine bleue : photon(LPM), ligne hachurée verte : photon, ligne pointillée rouge : proton. Ref. [62])

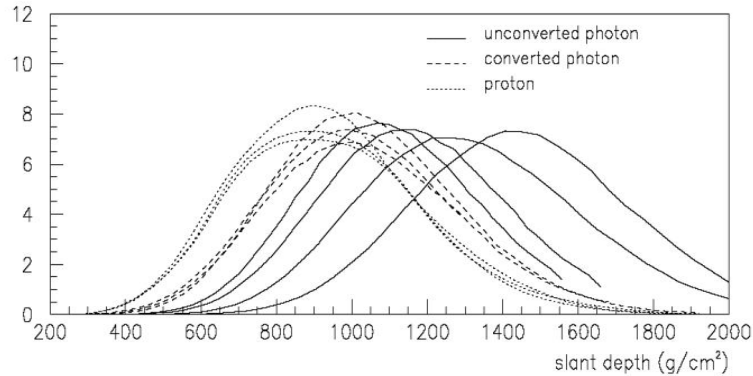


FIG. 4.3 – Exemples de profils longitudinaux de gerbes pour $\theta < 70^\circ$ et $5 \cdot 10^{19} \text{ eV} < E < 10^{20} \text{ eV}$, en traits pleins : photons n'ayant pas interagi avec le champ magnétique terrestre, en traits hachurés : photons ayant interagi, en pointillé : protons. Ref. [63])

4.2.3 Gerbe initiées par un neutrino

La section efficace d'interaction d'un neutrino dans l'atmosphère est beaucoup plus faible que celle des hadrons ou des photons. Autour de 10 EeV la probabilité d'interaction est de 10^{-5} pour une incidence verticale et grandit avec l'angle azimuthal θ en $10^{-5}/\cos(\theta)$. Les gerbes initiées sont des gerbes hadroniques. Elles vont pouvoir être différenciées des gerbes initiées par des hadrons en incidences rasantes par la proportion du signal électromagnétique.

En effet, les gerbes initiées par un hadron vont interagir haut dans l'atmosphère et parcourir une grande distance avant d'atteindre le sol. Ces gerbes vont donc voir leur composante électromagnétique quasiment disparaître et seule la composante muonique de la gerbe atteindra le détecteur (FIG. 4.4). Pour un même angle d'incidence, un neutrino, s'il interagit, le fera uniformément, la composante électromagnétique pourra donc être moins atténuée.

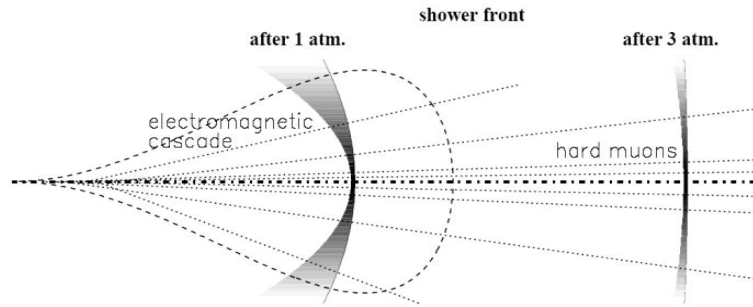


FIG. 4.4 – Atténuation de la composante électromagnétique en fonction de la profondeur dans l'atmosphère. Ref. [64]

Mais ce scénario reste très peu efficace pour la détection des neutrinos.

Un autre scénario prend en compte l'interaction de neutrinos avec la terre : pour des incidences légèrement supérieures à 90° , le neutrino va traverser une fine épaisseur de terre. Le "matériau" étant plus dense, la probabilité d'interaction va donc être augmentée. Ce type d'interaction ne va être intéressant que pour une famille de neutrinos, les ν_τ . En effet, un électron produit par l'interaction d'un ν_e va instantanément être arrêté par la terre, et un muon produit par l'interaction d'un ν_μ va pouvoir s'échapper mais ne va pas initier de gerbe atmosphérique. À l'inverse, un ν_τ va pouvoir engendrer un τ , qui va s'échapper et dont la durée de vie est suffisamment courte pour pouvoir envisager la création d'une gerbe de basse altitude (FIG. 4.5).

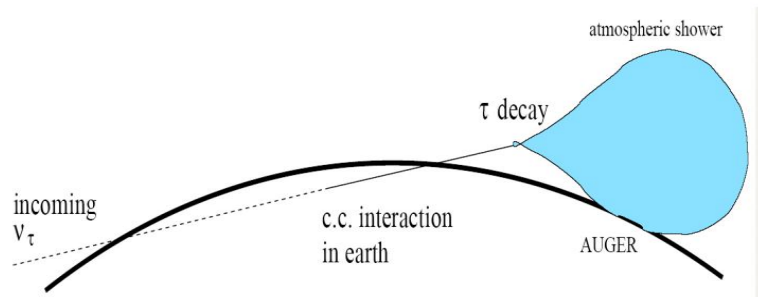


FIG. 4.5 – Gerbe engendrée par une particule τ résultant de l'interaction d'un ν_τ avec la terre. Ref. [64]

4.3 L'Observatoire Pierre Auger

Il existe principalement deux techniques de détection des gerbes atmosphériques : la première consiste en une détection au sol des particules de la gerbe, et la seconde en la détection du rayonnement de fluorescence engendré par l'interaction des particules chargées de la gerbe avec les atomes d'Azote de l'air. Ces deux types de détection correspondent respectivement aux expériences AGASA et HiRes. Pour la première fois l'Observatoire Pierre Auger présentera simultanément les deux types de détection.

L'Observatoire devrait, à terme, être constitué de deux sites semblables, l'un dans l'hémisphère sud et l'autre dans l'hémisphère nord, permettant ainsi une couverture intégrale du ciel. Afin d'obtenir une statistique suffisante, les détecteurs au sol (ou détecteurs de surface (SD))

couvriront chacun une surface de 3000 km^2 . Les détecteurs de fluorescence (également appelés "yeux de mouches") permettront d'observer, lors des nuits sans lune, l'atmosphère située au-dessus du détecteur de surface et donc de détecter simultanément des événements par le détecteur de surface et par le détecteur de fluorescence (FIG. 4.6). L'association de ces deux types de détection, en une détection dite "Hybride", va permettre à la fois d'augmenter la précision des reconstructions géométriques et d'intercalibrer les deux détecteurs, afin de mieux comprendre les écarts apparents entre les résultats d'AGASA et d'HiRes.

Le premier site est en cours de construction en Argentine, près de la ville de Malargüe, dans la province de Mendoza. Un premier "réseau test" (Engineering Array (EA)) a d'abord été mis en place entre août 2001 et juillet 2002 pour le détecteur de surface et entre décembre 2001 et mars 2002 pour le détecteur de fluorescence. Il avait pour but de valider les choix techniques pour les deux types de détecteurs. Le détecteur de surface était alors composé d'une trentaine de cuves et le détecteur de fluorescence de Los-Leones équipé de deux télescopes regardant au-dessus de l'Engineering Array. (FIG. 4.7)

A partir d'août 2003 commence la phase de préproduction. Le détecteur de surface s'étend. Il est composé aujourd'hui de plus de 400 cuves, faisant de l'Observatoire Pierre Auger le plus grand détecteur d'UHECR au monde. Pour la fluorescence, les détecteurs de Los-Leones et Coihuecco sont équipés en totalité.

Nous allons à présent décrire plus en détail les deux types de détecteurs.

4.3.1 Le détecteur de Surface (SD)

Description

Le détecteur de surface forme un réseau triangulaire de 1.5 km de côté permettant de détecter un échantillon des particules au sol. Le réseau final comportera 1600 cuves pour une surface totale de 3000 km^2 . Chaque élément du détecteur, ou station, est composé d'une cuve cylindrique de 1.8 m de rayon et 1.2 m de hauteur, remplie d'eau pure. Les particules chargées traversant cette cuve vont émettre de la lumière par effet Čerenkov, qui va être réfléchi et diffusé par un Tyvek tapissant l'intérieur de la cuve, puis collectée par trois photomultiplicateurs situés à la surface de la cuve (FIG. 4.8).

Etant données les distances mises en oeuvre dans ce réseau, chaque station doit être autonome : elle dispose d'une alimentation composée d'un panneau solaire et d'une batterie. Les données enregistrées sont ensuite communiquées au système d'acquisition central (CDAS, Central Data Acquisition System) grâce à un système radio. Enfin chaque station possède un GPS (Global Positioning System) qui permet de dater les événements avec précision et d'un ordinateur local permettant un prétraitement des données (définition d'un trigger T2 au niveau de la station et calibration de la cuve).

Signaux dans une cuve

Les signaux observés dans les cuves peuvent être très différents. En effet, le nombre de particules chargées et donc l'intensité du signal décroît avec la distance à l'axe. De même la structure

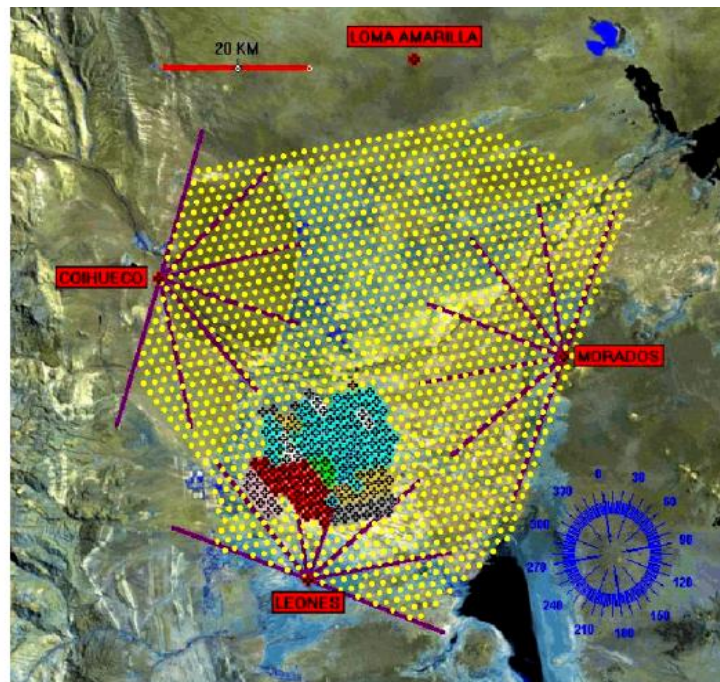


FIG. 4.6 – Plan du site sud. Les points jaunes et les croix représentent les cuves à effet Cerenkov et les lignes roses délimitent les champs de vision des télescopes. Les 4 étiquettes rouges correspondent aux 4 yeux de mouches : Los-Leones, Morados, Loma Amarilla et Coihuecco.

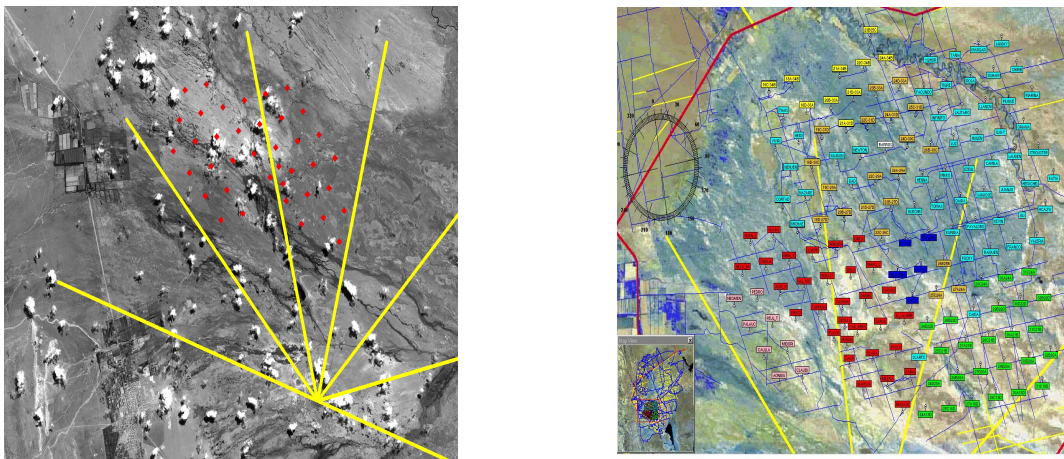


FIG. 4.7 – Engineering Array (A Gauche) et Préproduction (A Droite). Les points rouges et les étiquettes correspondent aux cuves, les lignes jaunes délimitent les champs de vision des télescopes

temporelle va varier avec la distance, les particules loin de l'axe ayant plus diffusé, elles seront

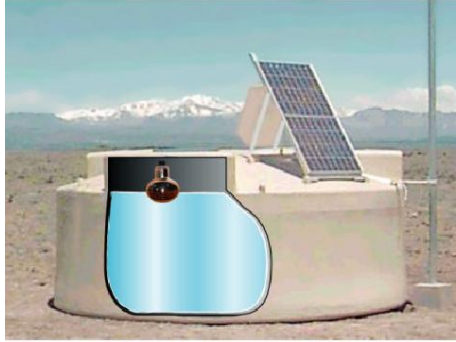


FIG. 4.8 – Un élément du détecteur de surface dans la pampa. En coupe est représentée l'eau dans la cuve et un photomultiplicateur. On peut également voir le panneau solaire.

davantage dispersées en temps, l'écart entre deux particules pouvant atteindre plusieurs dizaines de microsecondes. Deux exemples de signaux des stations sont représentés FIG. 4.9.

Afin de pouvoir couvrir l'ensemble de l'intervalle d'intensité des signaux chaque photomultiplicateur possède 2 sorties : la première sur l'anode (bas gain) et la seconde sur la dynode (haut gain), le rapport entre les gains étant de l'ordre de 32. Les signaux des photomultiplicateurs sont ensuite dirigés vers un flash ADC qui les échantillonne à la fréquence de 40 MHz. Une mémoire tampon d'une durée de $19 \mu s$ enregistre continuellement ces signaux et lorsqu'un trigger est déclenché ils sont conservés en mémoire jusqu'à l'envoi au CDAS.

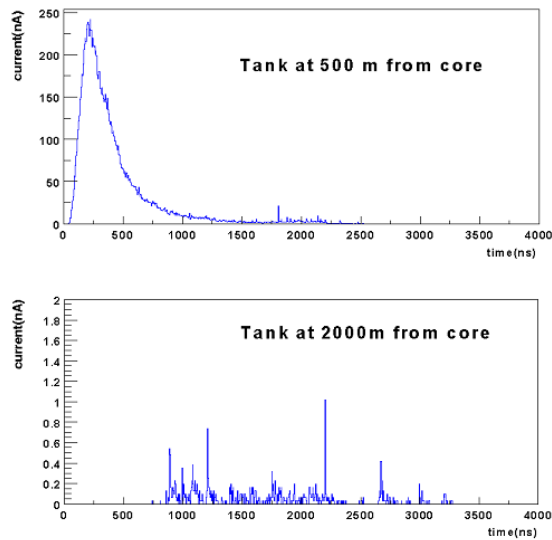


FIG. 4.9 – Simulation de signaux dans une cuve à différentes distances pour une gerbe de $5 \cdot 10^{20}$ eV et un angle zénithal de 30°

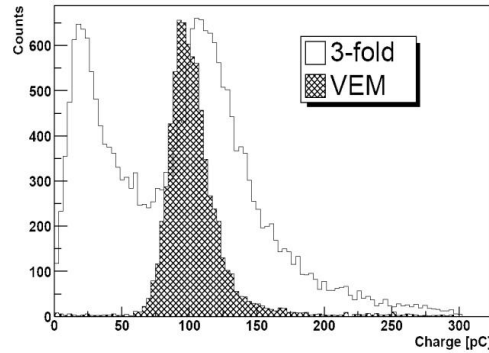


FIG. 4.10 – Histogramme de l'intégrale du signal laissé par les muons atmosphériques dans une cuve, en blanc pour les muons de toutes directions, en gris pour les muons verticaux. Le premier pic est dû à la présence de rayons cosmiques électromagnétiques de basse énergie, et le second pic aux muons. Ref.[65]

Calibration

L'unité de référence pour l'analyse des signaux est le Vertical Equivalent Muon, c'est à dire le signal laissé par un muon vertical traversant la cuve. Cette valeur est mesurable pour, le haut gain, en enregistrant les muons du fond cosmique. Cet enregistrement est réalisé à l'aide d'un buffer de muon. Il permet de déterminer le spectre de l'intégrale du signal émis par les muons de toutes directions. Afin de comparer la valeur du VEM au pic obtenu, des scintillateurs ont été utilisés en coïncidence au-dessus et en dessous d'une station test. La comparaison du spectre total obtenu et du spectre réel des muons verticaux est présentée FIG. 4.10. On constate pour l'histogramme des muons non sélectionnés deux pics. Le premier, aux basses énergies, est dû aux particules électromagnétiques de basse énergie traversant la cuve. Le second correspond au pic des muons de toutes directions. On peut remarquer un décalage de 13% entre le pic ainsi obtenu et le pic réel et une plus grande dispersion, du fait de longueurs parcourues dans la cuve différentes et d'une longueur moyenne supérieure à la verticale. (Ref. [66]).

Cette méthode de calibration permet de prendre en compte de façon globale tous les paramètres dont peut dépendre la calibration (qualité de l'eau, du Tyvek, collection et gain de la dynode. Cependant, elle ne permet pas de calibrer le bas gain, les signaux étant trop faibles : la valeur du bas gain est alors obtenue en supposant la linéarité des PM et en divisant le haut gain par 32.

Triggers

Le déclenchement des premiers et seconds niveaux de trigger (T1 et T2) se fait au niveau de la station locale. Le T1 est un trigger électronique réalisé grâce à un circuit intégré programmable (PLD-Programmable Logic Device) alors que le T2 est un trigger software réalisé au niveau du microprocesseur de la station locale. Les fréquences respectives de chacun de ces triggers sont de 100 Hz pour un T1 et 20 Hz pour un T2.

Il existe 2 catégories de trigger T1 et T2, les conditions de trigger étant les suivantes :

- *Trigger Threshold* : lorsque le signal atteint un seuil de 1.7 VEM sur les trois photomultiplicateurs simultanément, un trigger de niveau 1 est déclenché. Le trigger devient T2 lorsque le signal dépasse 3 VEM. Les taux de T1 et T2 sont respectivement de 100 et 20 Hz.

- *Trigger Time Over Threshold*: Dans le cas du trigger Time Over Threshold (TOT) le trigger de niveau 1 est identique au trigger de niveau 2. Il est déclenché lorsque le signal dépasse 0.2 VEM sur 12 intervalles en temps de 25 ns dans une fenêtre de 3 μs . Le taux de T2 TOT est de 2 Hz.

Ces deux types de trigger vont correspondre aux deux types de signaux présentés plus haut. Le premier va déclencher sur des signaux courts et de forte amplitude (stations proches du coeur de la gerbe) alors que le second va déclencher sur des signaux de faible amplitude et étalés dans le temps (stations plus éloignées).

Chaque T2 est ensuite communiqué au CDAS qui déclenche un niveau 3 de trigger (T3) si 3 stations au moins ont envoyé des T2 compatibles d'abord en temps puis en position. Concernant la compatibilité en temps, les stations sont regroupés dans un premier temps dans un "*groupe temporel*", contenant au moins 3 T2 dans une fenêtre glissante de $+/- 25\mu s$.

Ensuite, en considérant comme référence la station dont le temps de T2 correspond au centre de la fenêtre en temps, les conditions sur la cohérence spatiale sont les suivantes : au moins un T2 supplémentaire dans les 2 premières couronnes entourant la station de référence (FIG. 4.11) et un autre T2 dans les 4 premières couronnes. Le groupe ainsi défini contient au moins 3 T2. Plusieurs groupes de stations appartenant à une même gerbe peuvent être définis, si par exemple des stations sont défailtantes. Ces clusters sont regroupés au sein d'une même "*proto-shower*" si ils vérifient les conditions :

- il y a moins de 2 couronnes hexagonales de distances entre les deux clusters;
- il y a moins de $10\mu s$ entre les 2 stations les plus proches appartenant chacune à un cluster différent.

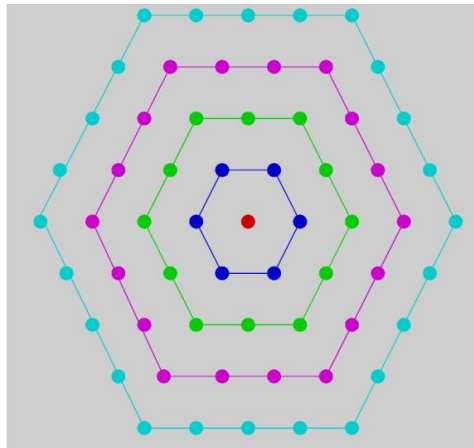


FIG. 4.11 – *Couronnes hexagonales autour d'une station.*

Enfin les *proto-showers* deviennent des T3 si elles vérifient les conditions suivantes :

- *Time-Over-Threshold (TOT)* : il y a plus de 3 T2 TOT dans la protoshower
- *nCm* : il y a n-1 stations ($n > 3$) dans (m-1) couronnes entourant la station centrale. L'écart en temps entre la réponse d'une station i de la couronne m et la station centrale devant vérifier :

$$t_i - t_0 < 5\mu s \times m + \Delta t \quad (4.1)$$

t_0 étant le temps de réponse de la station centrale et Δt l'erreur du temps GPS brut, estimée à $6 \mu s$.

- *nCmH*: 2 triggers se situent dans la première couronne, sans contrainte sur le temps.

A ces triggers T3 viennent s'ajouter des triggers spéciaux :

- *Multiplets*: Si des stations d'un même multiplet ont une réponse en temps dans la même microseconde, un T3 portant le nom de ce multiplet est déclaré (par exemple CARMEN-MIRANDA ou DIA-NOCHE).
- *OBSERVER*: le T2 d'une station est demandé pour être promu directement en T3
- *RANDOM*: à un taux défini dans la configuration du CDAS, une station est choisie de manière aléatoire, et lorsqu'elle déclare un T2 la lecture de tous les T1 du SD est déclenchée dans une fenêtre de $\pm 30 \mu s$.

4.3.2 Le Détecteur de Fluorescence(FD)

Emission et transmission de la lumière de Fluorescence

La lumière de fluorescence induite par l'interaction d'une gerbe de particules avec l'atmosphère est majoritairement due à la désexcitation des molécules d'azote. Les longueurs d'onde correspondantes sont comprises entre 300 et 400 nm et l'émission est isotrope.

On suppose généralement que la quantité de lumière émise est proportionnelle à l'énergie déposée par les particules chargées de la gerbe (Ref. [67]). En considérant cette énergie déposée elle-même proportionnelle au nombre de particules chargées dans la gerbe, la mesure du nombre de photons de fluorescence émis en fonction de la profondeur va nous permettre de déterminer le profil en terme de nombre de particules chargées. Pour cela il va falloir tenir compte de la propagation de la lumière à travers l'atmosphère, ainsi que du bruit de fond constitué par les photons Čerenkov (FIG. 4.12).

- *Emission Čerenkov* :

Les particules chargées d'une gerbe atmosphérique, ayant une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu considéré, vont produire de la lumière Čerenkov. Contrairement à l'émission de fluorescence, l'émission Čerenkov n'est pas isotrope mais piquée vers l'avant. La pollution directe par la lumière Čerenkov ne concerne que quelques rares cas où la gerbe va être dirigée vers le détecteur.

- *Diffusion Rayleigh (ou moléculaire)* :

La diffusion Rayleigh correspond à la diffusion élastique de la lumière par les molécules de l'atmosphère. Le coefficient de transmission de la lumière pour ce mode de diffusion s'exprime de la manière suivante :

$$T^m = e^{-\int_0^z \frac{\rho_m(z) dz}{\Lambda_m(\lambda)} \frac{1}{\sin \alpha}} \quad (4.2)$$

où z est la hauteur au-dessus du détecteur de fluorescence à laquelle est émise la lumière, ρ_m est la densité de l'air au point considéré et α est l'angle d'élévation du point considéré. Enfin $\Lambda_m(\lambda) = 2974 \left(\frac{\lambda}{400nm}\right)^4 g/cm^2$ est la distance d'atténuation Rayleigh (Ref. [68]). A l'altitude de l'Observatoire Auger, elle correspond à une distance de 18.4 km, pour

$\lambda = 360nm$. En pratique la donnée de la pression et de la température de l'atmosphère en fonction de z , permet de calculer la densité de l'air et donc le facteur de transmission.

– *Diffusion de Mie (ou aérosol)* :

La diffusion de Mie, ou diffusion aérosol, correspond quant à elle à la diffusion par les particules en suspension dans l'atmosphère. Si ce type de diffusion est moins important avec un angle de diffusion fortement piqué vers l'avant et une longueur d'atténuation typique de 20km, contre 18.4 précédemment, il est difficilement modélisable. La section efficace de diffusion est proportionnelle à la surface des particules en suspension, le problème étant de connaître leur nombre et leur taille. Aussi la majorité des mesures de transmission de l'atmosphère viseront à mesurer l'atténuation par diffusion de Mie.

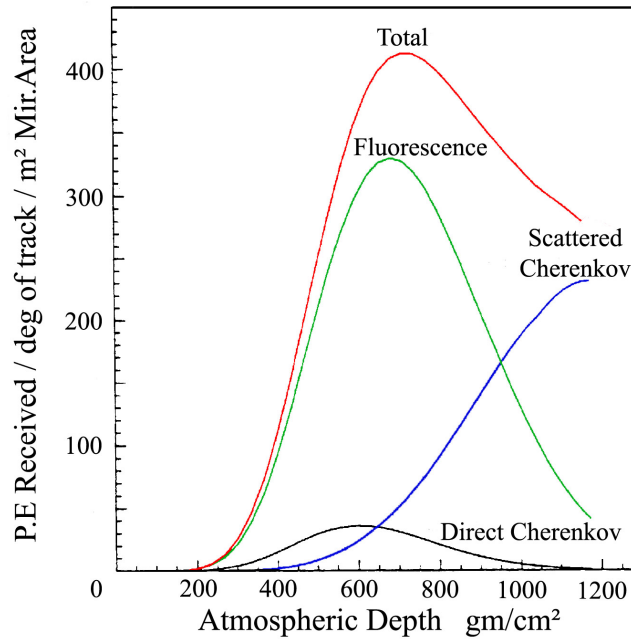


FIG. 4.12 – Contamination de la lumière reçue par le détecteur de fluorescence.

Description du détecteur

Le détecteur de Fluorescence est constitué de 4 yeux de mouche indépendants, situés autour du détecteur de surface (FIG. 4.6). Chacun de ces détecteurs est constitué de 6 télescopes différents ayant un champ de vue de $30^0 \times 30^0$ permettant de couvrir 180^0 en azimut et 30^0 en élévation (FIG. 4.13). Le télescope utilise une optique de Schmidt comprenant un miroir sphérique de 3.4 m de rayon, un anneau de correction à l'entrée, un filtre UV, dont la fenêtre de transmission correspond aux longueurs d'ondes comprises entre 290-410 nm, et une caméra (FIG. 4.14). Chaque caméra est composée de 440 photomultiplicateurs (PMT) hexagonaux constituant chacun un pixel et ayant une ouverture de $1.5^0 \times 1.5^0$. Afin de minimiser l'espace entre les pixels et

d'optimiser la collection de lumière, chaque PMT est surmonté d'une version simplifiée de "cônes de Winston", de forme hexagonale, également appelé "Mercedes".

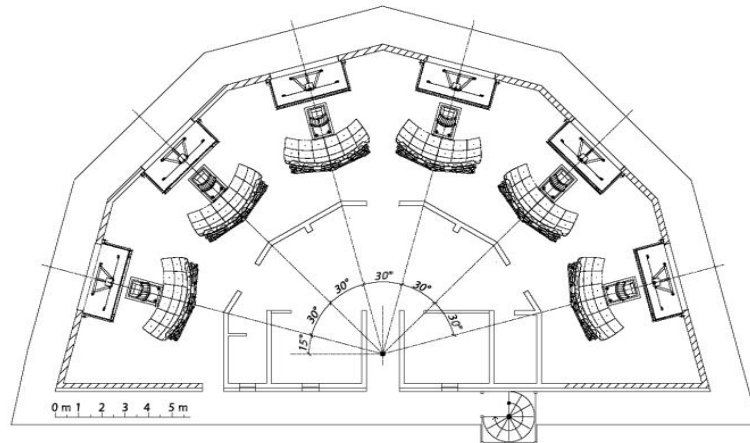


FIG. 4.13 – Vue du dessus d'un œil de mouche.

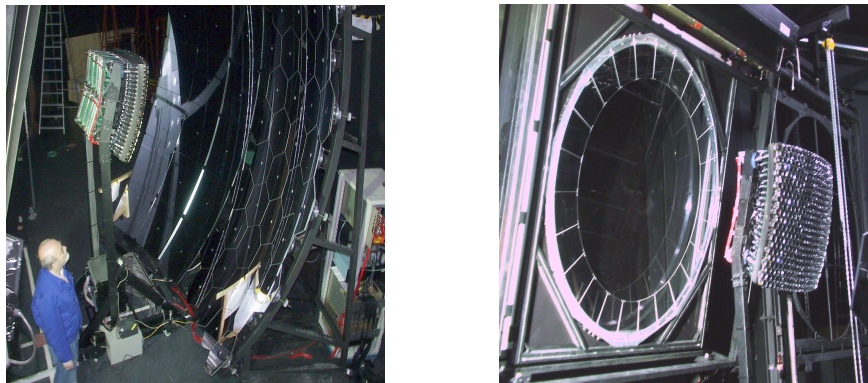


FIG. 4.14 – Optique d'un télescope. A Gauche, miroir et caméra. A Droite, filtre, anneau de correction et caméra.

Signaux dans une caméra :

La lecture de chaque caméra se fait indépendamment des autres, grâce à un PC d'acquisition pour chaque caméra, appelé "mirror-PC" (FIG. 4.15). Les signaux des PMTs sont échantillonnés à la fréquence de 10MHz. La durée du signal dans un pixel va dépendre de la géométrie de la gerbe. Par exemple une gerbe verticale arrivant à 30 km (portée des télescopes) du détecteur mettra environ $50 \mu s$ pour parcourir le champ de vision de la caméra. Le temps limite retenu de $100 \mu s$ pour la durée du buffer circulaire correspond à une gerbe horizontale parcourant les 30 km le long de la ligne de visée d'un pixel.

Une image de la réponse de la caméra à une gerbe, ainsi que la réponse en temps de chacun des pixels sont représentés FIG. 4.16. Le bruit des pixels est d'environ 2.7 photo-électrons/100 ns

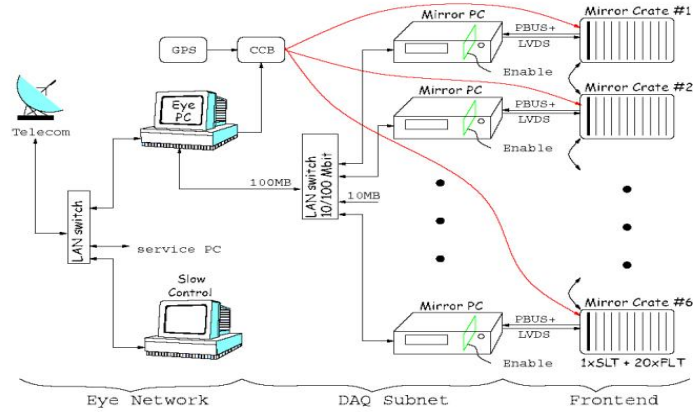


FIG. 4.15 – Acquisition et slow control d'un oeil de mouche.

et il est essentiellement dû au bruit lumineux du ciel, le bruit électronique ne représentant que 20% du bruit du ciel (Ref. [71]).

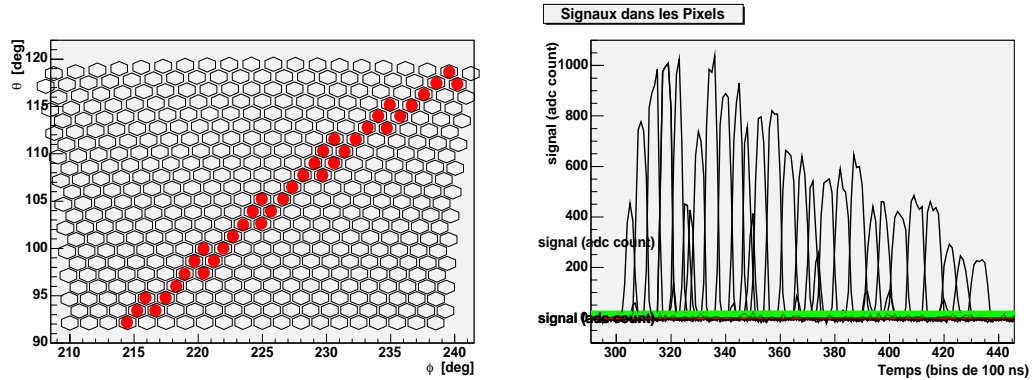


FIG. 4.16 – Réponse d'un télescope. A gauche, image des pixels de la caméra ayant une réponse. A Droite : signaux des pixels en fonction du temps. Chaque pulse correspond à un pixel.

Trigger :

- Premier niveau de Trigger ($T1$) :

Le premier niveau de trigger est un trigger électronique élaboré grâce à 4 FPGA (Field Programmable Gate Array) contrôlant chacune 6 pixels. Un filtre digital programmable lisse les variations du bruit de fond, en utilisant les 4 à 16 derniers bins des traces ADC, ce qui permet de réduire le bruit d'un facteur 2 à 4. Le seuil de déclenchement du T1 est ensuite défini pour garantir un taux de trigger compris entre 100 et 200 Hz.

- Second niveau de Trigger ($T2$) :

Le second niveau de trigger est également électronique (FPGA). Le temps de coïncidence pour définir le T2 est programmable entre 1 et 32 μs . Les T1 des pixels sont lus toutes les millisecondes et analysés afin de déterminer l'existence de coïncidences spatiales. 5 T1

peuvent déclencher un T2 s'ils représentent une des figures de base présentées FIG. 4.17, à une rotation ou une réflexion près (soit 37163 figures différentes). Des groupes de 4 pixels correspondant à ces figures, mais avec un pixel manquant (pixel défectueux ou juste sous le seuil de T1) sont également retenus. Le taux de T2 est d'1 Hz par miroir.

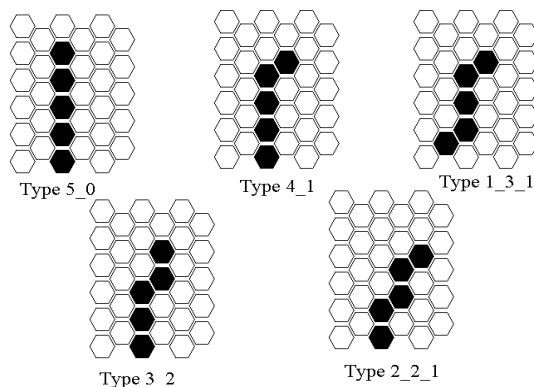


FIG. 4.17 – Les 5 figures de base pour le déclenchement d'un T2 FD.

– *Troisième niveau de Trigger (T3)*:

Le troisième niveau de trigger est quant à lui programmé. Il est basé sur la recherche de coïncidences en temps entre les T2, le nombre final de pixels constituant le T3 devant être d'au minimum 6. D'après les simulations, la durée totale du signal dans le miroir est comprise entre 400 ns et 10 μs . Ces limites en temps permettent de rejeter les signaux engendrés par l'émission Cerenkov de muons à proximité de la caméra, les muons frappant directement la caméra, les éclairs ou encore les objets lents tels que satellites, avions, planètes ou étoiles. Le taux de T3 au niveau du miroir est de 0.02 Hz.

Enfin pour prendre en compte les événements faisant répondre 2 miroirs ou plus, les mêmes contraintes de coïncidence en temps sont appliquées au niveau des différents miroirs, afin de définir un T3 au niveau de l'oeil.

Calibration :

La précision sur la détermination de l'énergie par la fluorescence dépend de plusieurs sources d'incertitudes. Les deux principales sont la fraction d'énergie "détectable" dans la gerbe (Ref. [81]) et la fraction d'énergie électromagnétique déposée dans l'air à l'origine du rayonnement de fluorescence (Ref. [82]) et correspondent chacune respectivement à 5% et 10% des erreurs systématiques sur la détermination de l'énergie. Les autres sources d'incertitudes viennent principalement de la calibration de l'efficacité absolue des télescopes de fluorescence et de la connaissance de la transmission de la lumière de fluorescence dans l'atmosphère et de la contamination par la lumière Cerenkov. La calibration devra donc tenir compte non seulement de la calibration du système optique et électronique des télescopes, mais aussi de l'atmosphère dont les propriétés vont à la fois influencer le développement de la gerbe, l'émission et la transmission de la lumière de fluorescence. Nous allons maintenant passer en revue l'ensemble des techniques de calibration

prises en place pour l'Observatoire Pierre Auger aussi bien pour la calibration atmosphérique que pour la calibration des télescopes.

Calibration atmosphérique :



FIG. 4.18 – *Le Central Laser Facility.*

Depuis juillet 2003 la pièce centrale de la calibration atmosphérique est le CLF : Central Laser Facility (FIG. 4.18 et Ref. [76]). Installé au centre du détecteur de surface (East= 0469378, N=6095769, coordonnées UTC) à une distance à peu près égale de 3 des 4 détecteurs de fluorescence (26 km de Los-Leones, 30 km de Coihuecco et 30 km de Morados) il regroupe différentes techniques permettant le monitoring de l'atmosphère :

- Un système LIDAR permet de mesurer la profondeur optique verticale en fonction de l'altitude, à l'aide de la lumière rétrodiffusée par l'atmosphère.
- L'observation des tirs laser par les trois yeux de mouches permet d'effectuer une calibration relative de chacun des yeux, de mesurer l'uniformité horizontale de l'atmosphère, de vérifier l'alignement, le synchronisme des télescopes et de déterminer l'efficacité de trigger.
- Pour certains tirs laser, une partie de la lumière est injectée dans une cuve (nommée Céleste). La comparaison du temps de réponse de la cuve et du temps d'émission vu par la fluorescence permet de vérifier le synchronisme FD/SD essentiel à la reconstruction hybride.
- Le CLF abrite également une station météo qui enregistre toutes les 5 minutes la température, la pression, le taux d'humidité, la vitesse et la direction du vent.

L'ensemble de ces systèmes utilise un laser YAG émettant à une longueur d'onde de 355 nm correspondant à l'émission de fluorescence de l'azote.

A l'heure actuelle, les différents tirs laser sont effectués automatiquement. Tous les quarts d'heure 21 tirs lasers sont réalisés en vue des télescopes 4 de Los-Leones et 3 de Coihuecco. Les 20 premiers tirs laser sont effectués à une fréquence de 0.5 Hz (bien plus petite que les 20 Hz des T3) qui permet de les identifier comme tirs laser au niveau des yeux de mouche et de les enregistrer à part sous la forme de fichier "laser_...". Le 21^{ème} tir laser est hybride. Sa détection se décompose en un événement SD de nom trigger T3 "Laser..." contenant uniquement la réponse de la cuve Céleste et en un événement T3 FD présent dans les données.

Outre le monitoring et la calibration de l'atmosphère, l'ensemble de ces tirs laser va permettre de tester la précision des reconstructions FD monoculaires, Stéréos et Hybrides.

Chaque oeil de mouche dispose également de sa propre station météo, qui enregistre la température, la pression, la vitesse et la direction du vent. Une caméra infra rouge (longueurs d'onde entre 7 et 14 μm et champ de vue $45^0 \times 36^0$) permet par rotation la détection panoramique des nuages et leur localisation par triangulation.

Enfin, des vols de ballons sont réalisés afin de connaître le profil en température et en pression de l'atmosphère. La connaissance de ces profils est importante pour la fluorescence car elle va influencer à la fois l'émission de fluorescence, de lumière Cerenkov, mais également le développement de la gerbe. En particulier le profil de pression définit le nombre de g/cm^2 et aura donc également une influence sur le développement des gerbes atmosphériques (Ref. [73]). L'atmosphère de référence utilisé généralement est le US-Standard Atmosphere. Une comparaison de ces atmosphères avec les mesures ballons réalisées à Malargüe est représentée FIG. 4.19. Les effets de ces différences de profil sur le nombre de photons au diaphragme sont représentées FIG. 4.20. Les incertitudes liées à l'atmosphère peuvent donc représenter des erreurs systématiques de l'ordre de 5% sur le nombre de photons ainsi que sur la valeur du X_{max} (profondeur du maximum de la gerbe).

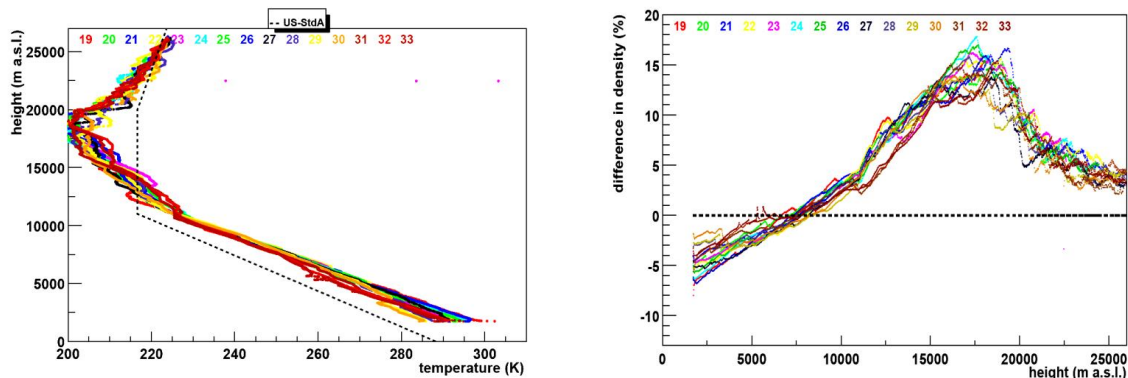


FIG. 4.19 – *Atmosphère de Malargüe en été (Janvier-Avril 2003) : profil de température et comparaison des profils en densité à l'US-standard Atmosphere. La ligne pointillée noire correspond à l'US-standard Atmosphere et les lignes de couleurs aux différentes mesures ballons.*

Calibration des télescopes

La calibration absolue de tout le système optique (filtre, miroir, cônes Mercedes, PMT, front end électronique, ADC) donne la relation entre le nombre de coups d'ADC et le nombre de photons au diaphragme. Elle est déterminée à l'aide de la technique du Drum (Ref. [75]) : un tambour réfléchissant illuminé par une source (xenon flasher) de longueur d'onde comprise entre 300 et 400 nm située au centre est placé à l'extérieur du bâtiment au niveau du filtre afin d'illuminer uniformément l'ouverture du télescope (FIG. 4.21). Le signal dans chaque pixel permet de remonter directement à la valeur du nombre d'ADC par photon au diaphragme celui-ci étant

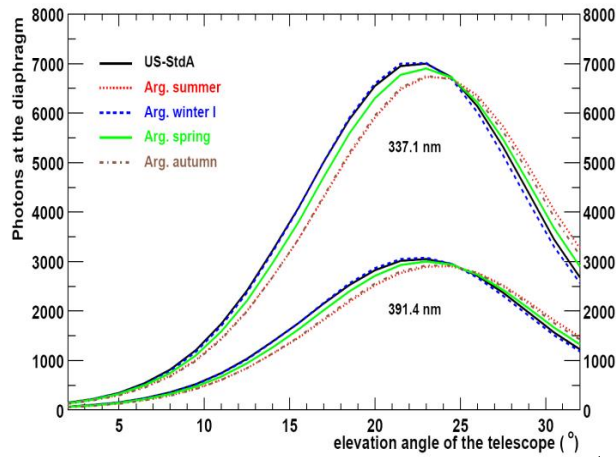


FIG. 4.20 – *Effet d'atmosphère sur le développement de la gerbe (énergie déposée), l'émission de fluorescence et la transmission dans l'atmosphère. Différence de profil résultant des mesures réalisées à Malargüe et profil correspondant à l'US-standard Atmosphère. (Ref. [73])*

connu avec une précision de 8%.

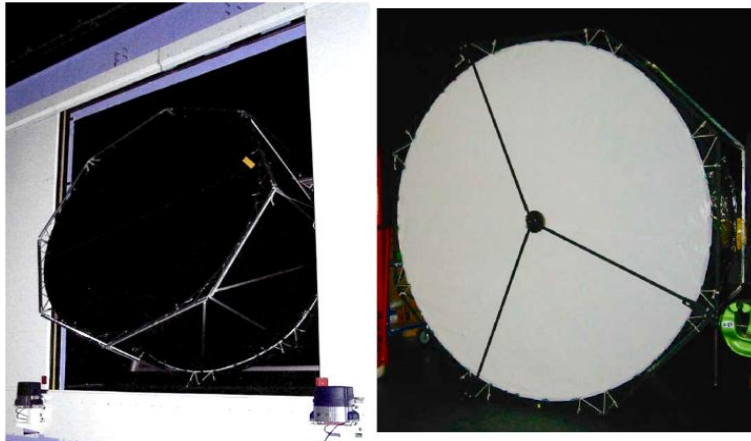


FIG. 4.21 – *Système de calibration par Drum.*

La dépendance en longueur d'onde des constantes de calibration est déterminée quant à elle par une calibration pièce-par-pièce (Ref [75]). Cette calibration est réalisée grâce à 3 sources lumineuses au xénon par œil de mouche. La lumière de chacune de ces sources est distribuée aux 6 télescopes par des fibres optiques qui, pour chaque télescope, se placent respectivement :

- Au centre du miroir vers la caméra. La lumière est diffusée directement vers la caméra. Le but est de mesurer la stabilité et la linéarité de chaque caméra.
- Au centre du miroir vers le miroir. La lumière est diffusée vers le miroir puis réfléchi vers la caméra pour mesurer la stabilité combinée de la réflectivité du miroir et des gains de la

caméra.

- A l'entrée des télescopes. La lumière est réfléchiée par des cibles de Tyvec vers le miroir puis vers la caméra. Cette source est équipée de filtre UV correspondant aux longueurs d'onde 330, 350, 370, 390 et 410 nm, afin de vérifier la stabilité des réponses pour ces différentes longueurs d'onde.

Associée à une simulation de la réponse du système optique, cette méthode peut également être utilisée pour estimer la calibration absolue. Les résultats obtenus sont compatibles avec ceux obtenus par tirs laser ou drum, mais avec une précision de l'ordre de 20% seulement.

4.3.3 Détection hybride des événements.

Afin de favoriser la détection d'événements hybrides, un trigger particulier, dit "FD" a été mis en place. Ce trigger est initié par la fluorescence: pour chaque T3 de la fluorescence, un message est envoyé au CDAS afin de demander la réponse du détecteur de surface correspondant à cet événement. Ce message comprend en particulier le temps d'impact au sol vu par la fluorescence. En effet pour chaque T3 est effectué un fit linéaire de la réponse en temps des pixels en fonction de leur élévation. Le temps extrapolé correspondant à une élévation nulle correspond au temps d'arrivée au sol vu par la fluorescence. La position de l'impact est inconnue, seule est connue la valeur de l'angle que fait le SDP¹ avec le sol, également communiquée au CDAS. A l'heure actuelle cette information n'est pas utilisée On-Line pour définir le trigger. Afin de déterminer le temps réel d'impact au sol, il faut corriger le temps d'impact vu par la fluorescence (T_{agFD}) du temps de propagation (inconnu) entre l'impact et la fluorescence. Pour les phases de l'Engineering Array et de Préproduction, une station de référence est définie (Huenu Leufu pour l'EA et CAEN puis Celeste pour la phase de Préproduction). Le temps de la fluorescence est corrigé du temps de propagation entre cette station et le détecteur de fluorescence considéré. Le temps ainsi obtenu définit la microseconde de l'événement SD. Pour chaque station, un offset est ensuite appliqué pour prendre en compte les différences de temps de propagation entre chaque station et l'oeil de mouche à l'origine du trigger. Toutes les stations ayant un T1 à un instant t compris entre :

$$T_{agFD} - t_{propagation} - window < t < T_{agFD} - t_{propagation} + window \quad (4.3)$$

avec pour la station considérée : $t_{propagation} = distance(station_{ref}, oeil\ de\ mouche)/c + offset$. La valeur de la fenêtre est actuellement de 120 μs .

4.4 Conclusion

L'Observatoire Pierre Auger est le premier détecteur à mesurer les deux caractéristiques des gerbes: leurs profils longitudinaux et latéraux. Ceci va permettre d'intercaler les deux techniques de détection des gerbes atmosphériques (fluorescence et échantillonnage des particules au sol).

Les chapitres qui vont suivre ont pour but d'étudier les premiers événements hybrides enregistrés lors de la phase de l'Engineering Array et la phase de préproduction.

1. Shower Detector Plan, Plan contenant le détecteur et l'axe de la gerbe. FIG 5.1

Chapitre 5

Simulation Hybride

5.1 Introduction

La détection hybride des gerbes atmosphériques est un des atouts principaux de l'Observatoire Pierre Auger. L'utilisation simultanée des deux types de détecteurs va permettre, à la fois d'améliorer les précisions des reconstructions géométriques des gerbes et d'intercaler les deux types de détecteurs.

Dans ce chapitre, nous rappellerons tout d'abord quelles sont les techniques de reconstruction utilisées pour la fluorescence (FD) et pour le détecteur de surface (SD), pour présenter ensuite la technique de reconstruction hybride utilisée.

La mise en place d'une chaîne de simulation hybride utilisant le générateur de gerbes atmosphériques Corsika, le programme de simulation du détecteur de surface SDSim, et du détecteur de fluorescence FDSim, a été réalisée afin d'optimiser le programme de reconstruction et de déterminer les erreurs sur les paramètres reconstruits, en fonction de l'énergie et de la géométrie.

5.2 Reconstructions géométriques et détermination de l'énergie : principe

5.2.1 Reconstruction par le détecteur de Fluorescence (FD)

Reconstruction monoculaire

La reconstruction de la géométrie pour la fluorescence procède en deux étapes : tout d'abord un fit linéaire de la direction des pixels ayant répondu, donne le plan contenant le foyer de l'oeil considéré et l'axe de la gerbe, appelé SDP (Shower Detector Plan) (FIG.5.1). Si l'on considère la réponse en temps des pixels (FIG.5.1) : pour chaque canal en temps de 100 ns, on considère un pixel virtuel ayant pour direction la moyenne de toutes les directions des pixels pondérées par le signal du pixel au canal considéré. Cette méthode permet d'obtenir un très grand nombre de pixels virtuels avec une très bonne précision sur leur direction (FIG 5.2).

Ensuite, les vecteurs directeurs des lignes de visée des pixels sont projetés dans le SDP. Les paramètres caractéristiques de la géométrie de la gerbe dans le SDP, c'est-à-dire : la distance entre le foyer de l'oeil et l'axe de la gerbe (R_p), l'angle entre l'intersection du SDP et du sol et l'axe de la gerbe (χ_0), et le temps de passage de la gerbe au plus proche du détecteur (t_0), sont déterminés à partir du temps de réponse des pixels (t_i) et de l'angle d'élévation de leur ligne de

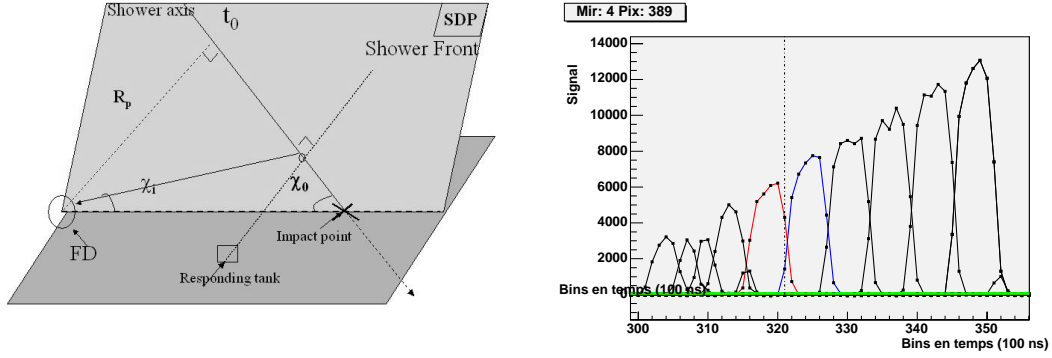


FIG. 5.1 – A gauche : principe de reconstruction de fluorescence et de reconstruction hybride. A droite : réponse des pixels en fonction du temps. Pour la détermination du SDP, à chaque bin en temps correspond un pixel virtuel. Par exemple : au bin 321 (ligne pointillée) la direction retenue sera la barycentre des directions du pixel correspondant à la courbe rouge et de celui représenté en bleu pondéré par les signaux de chaque pixel.

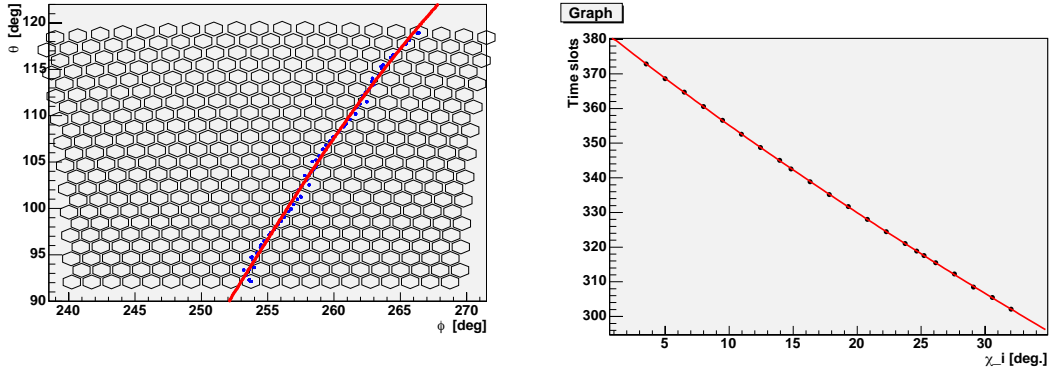


FIG. 5.2 – A gauche : projection du SDP sur la caméra de fluorescence. Les points bleus correspondent au barycentre des pixels ayant triggé. A droite : fit du temps de réponse des pixels en fonction de l'angle d'élévation.

visée dans le SDP (χ_i), par le fit de la fonction (FIG 5.2) :

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \chi_i - \chi_0}{2}\right) \quad (5.1)$$

L'inconvénient de cette méthode, particulièrement pour les traces courtes, est que la fonction est quasi-linéaire et présente donc une dégénérescence en R_p et χ_0 . (FIG. 6.16).

Reconstruction Stéréo

Lorsqu'une gerbe atmosphérique est détectée simultanément par deux des détecteurs de fluorescence, la géométrie de la gerbe va pouvoir être déterminée par l'intersection des deux SDP reconstruits. Cette méthode permet de s'affranchir du problème de la dégénérescence en R_p et χ_0 et offre donc une meilleure précision sur les paramètres reconstruits.

Détermination de l'énergie

Une fois la géométrie de la gerbe déterminée, on détermine l'énergie de la particule en utilisant le profil de fluorescence. La charge dans chaque PMT permet de déterminer le nombre de photons au diaphragme $N_{\gamma d}$, qui, une fois corrigé des effets d'angle solide et de transmission dans l'atmosphère, donne le nombre de particules chargées dans la gerbe. En effet, un phototube voit un segment de longueur l de la gerbe, contenant N_e particules. Ces particules vont émettre, de manière isotrope, un nombre constant de photons par mètre $N_{\gamma e}$ (typiquement 4). Le nombre de photons reçus correspondra au nombre de photons émis corrigé de la fraction d'angle solide à laquelle correspond la surface du miroir $f = S_{\text{miroir}}/(4\pi R^2)$ (R étant la distance entre la gerbe et le pixel considéré). Il faut également corriger ce nombre de la transmission par l'atmosphère : $T_{\text{tot}} = T_{\text{Ray}}T_{\text{Mie}}$. La relation entre le nombre de photons observés au diaphragme et le nombre de particules chargées s'écrit donc :

$$N_e = \frac{4\pi R^2 N_{\gamma d}}{S_{\text{miroir}} l N_{\gamma e} T_{\text{tot}}} \quad (5.2)$$

En décomposant les signaux enregistrés dans chaque pixel en canaux de 100 ns, on obtient, pour un modèle d'atmosphère donné (ici, US-Standard model), des profils de gerbes en fonction de la profondeur dans l'atmosphère comme celui présenté FIG. 5.3. Cette détermination est cependant compliquée du fait de la contamination par la lumière Čerenkov. Celle-ci est supprimée de manière itérative. On reconstruit un premier profil $N_{e0}(X)$, en supposant que toute la lumière reçue correspond à de l'émission de fluorescence. A partir de ce profil, on détermine l'émission et la propagation de la lumière Čerenkov correspondante et on corrige la quantité de photons observés au diaphragme de cet effet. On peut ainsi déterminer un nouveau profil $N_{e1}(X)$, déterminer l'émission Čerenkov correspondante, et la soustraire de la lumière observée. Ce processus de soustraction est réalisé 10 fois. Ce processus converge correctement quand la contamination par la lumière Čerenkov est modérée. Elle diverge quand le signal est dominé par la lumière Čerenkov.

Une fois le profil $N_{e10}(X)$ obtenu, on l'ajuste par un profil de Gaisser-Hillas :

$$N_e(X) = N_{\text{max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{\text{max}} - X_0} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda}} \quad (5.3)$$

où X_{max} est la profondeur du maximum de la gerbe, N_{max} le nombre de particules au maximum de la gerbe, X_0 un paramètre caractérisant la largeur du profil, λ un paramètre de développement de la gerbe, typiquement de l'ordre de 70 g/cm^2 . Une fois ce profil déterminé l'énergie électromagnétique est déterminée en intégrant le profil obtenu :

$$E_{em} = \frac{E_c}{\lambda_r} \int N_e(X) dX \quad (5.4)$$

où E_c/λ_r et le rapport entre l'énergie critique des électrons et leur longueur de radiation (2.2 MeV/g/cm^2 , valeur minimum de dE/dx). L'énergie électromagnétique ainsi obtenue constitue une limite inférieure à l'énergie du primaire. La quantité d'énergie non détectée, correspondant à l'énergie transférée par les muons et les neutrinos est d'environ 5% pour les protons et 15% pour les noyaux de fer.

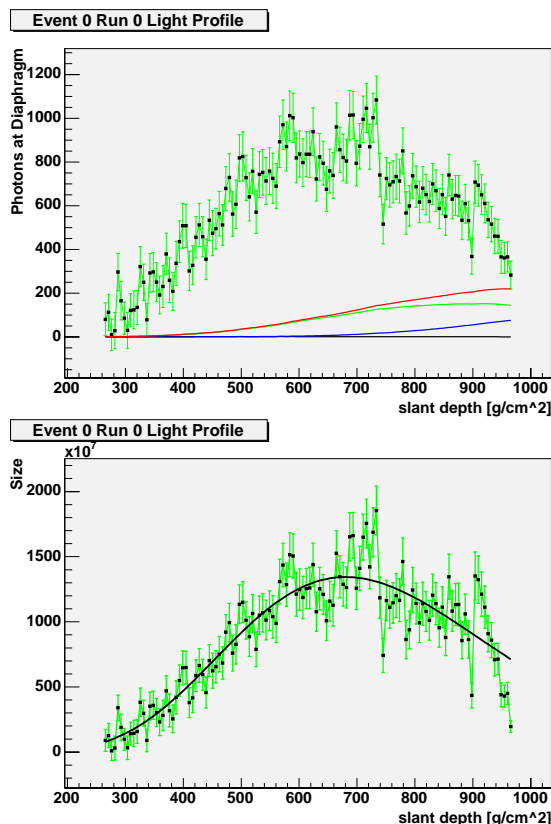


FIG. 5.3 – Exemple de reconstruction pour une gerbe de 10^{19} eV. En haut : nombre de photons au diaphragme par canal de 100ns. La courbe rouge correspond à la contribution Čerenkov totale. Elle se décompose en lumière Čerenkov directe (noire) et diffusée (Rayleigh (vert) et Aérosol (bleu)). En bas : profil résultant et fit de Gaisser-Hillas.

5.2.2 Reconstruction par le détecteur de surface (SD)

Direction d'arrivée

On considère en première approximation que le front de gerbe est plan et perpendiculaire à l'axe de la gerbe et se déplace à la vitesse de la lumière. En notant \vec{u} le vecteur directeur de la gerbe, I le point d'impact et M_i la position de la station d'indice i (l'indice 0 correspondant à la première station touchée), le temps mis par le front de gerbe pour atteindre la station i est :

$$ct_i = M_0 \vec{M}_i \cdot \vec{u} = -(x_i - x_0) \sin \theta \cos \varphi - (y_i - y_0) \sin \theta \sin \varphi \quad (5.5)$$

Trois stations sont ainsi suffisantes pour reconstruire la direction d'arrivée (FIG. 5.4). Cependant le front de gerbe n'est pas plan mais courbé du fait de la propagation des particules loin de l'axe. Le front de gerbe est considéré parabolique de même axe que l'axe de la gerbe. Il faut donc corriger le temps de réponse des stations : $t_{icorr} = t_i - \frac{D_{perp_i}^2}{2Rc}$, D_{perp_i} étant la distance à l'axe pour la station i considérée. La prise en compte de la courbure du front de gerbe nécessite donc la détermination du point d'impact $C(x_c, y_c)$ que l'on considère en première approximation comme étant le centre de gravité des stations pondérées par la racine carrée de leur signal en VEM.

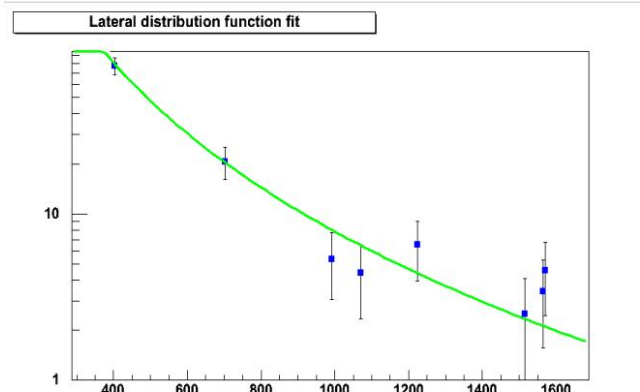
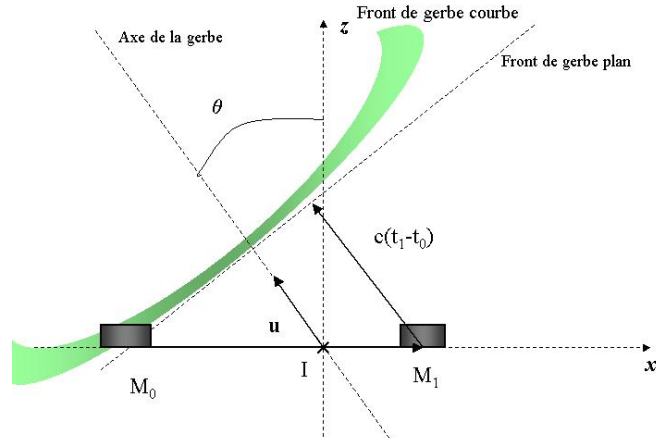


FIG. 5.4 – *En haut : reconstruction de la direction d'arrivée à partir du temps de réponse des pixels. En bas : fit de la distribution latérale de signal.*

Point d'impact et énergie

Pour le détecteur de surface, la reconstruction du point d'impact et de l'énergie se font simultanément de la manière suivante :

le réseau du détecteur de surface permet un échantillonnage du profil latéral de la gerbe, et l'énergie va pouvoir être déterminée grâce à la distribution latérale du signal dans les cuves. Ce profil latéral est modélisé par une fonction appelée Lateral Distribution Fonction (LDF) qui peut être ajustée par une parabole dans le plan log-log :

$$\ln(\rho(r)) = \ln(S_{ref}) + b \times \ln\left(\frac{r}{r_{ref}}\right) + c \times \ln\left(\frac{r}{r_{ref}}\right)^2 \quad (5.6)$$

ρ correspond à la densité surfacique de signal, et est exprimé en VEM (Vertical Equivalent Muons)/ m^2 . Le signal de référence S_{ref} à la distance de référence r_{ref} est directement lié à l'énergie de la gerbe, et la distance r_{ref} est choisie égale à 1000 m où les fluctuations du signal sont minimales. Cette distance prend également en compte l'erreur sur b en fonction de la distance entre les cuves, il existe une distance pour laquelle l'impact sur la reconstruction est moindre. Pour un espacement des détecteurs de 1000 m (Haverah Park et AGASA) la distance correspondante était de 600 m, et pour un espacement de 1500 m dans Auger, la distance correspondante est de 1000 m.

Au travers des distances r à l'axe de la gerbe, l'énergie dépend également de la position du point

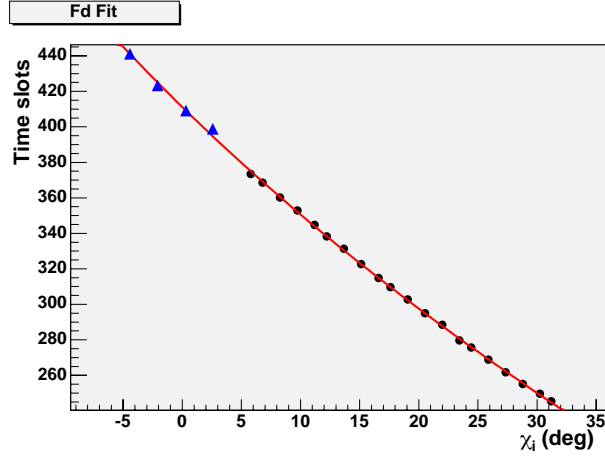


FIG. 5.5 – *Fit en temps de la réponse des pixels pour une reconstruction hybride. Les points noirs sont les pixels de fluorescence et les triangles bleus, les pixels "virtuels" correspondants à la projection des stations sur l'axe de la gerbe.*

d'impact et de la direction de l'axe de la gerbe. Afin de déterminer ces paramètres, on procède par itérations en considérant comme premier point d'impact le centre de gravité pondéré par la racine carrée du signal des stations. On détermine ainsi une première direction, qui donne une première valeur des exposants b et c : $b = 3 + 0.7 \operatorname{atan}(6(\cos\theta - 0.05))$ et $c = 0.5 - 0.05 \sin(8(\cos\theta - 0.6))$ (Ref. [77]). La position du cœur est alors ajustée lors du fit de la LDF. Avec ce nouveau point d'impact on peut affiner la détermination de la direction de la gerbe et refaire une itération. L'énergie est ensuite obtenue à partir du signal à 1000 mètres, en considérant la relation (paramétrisation pour le CDAS):

$$E(\text{EeV}) = \left(\frac{S_{1000}}{-1.07 + 25.8/\cos\theta - 23.5/\cos^2\theta + 5.7/\cos^3\theta} \right)^{1/0.95} \quad (5.7)$$

5.2.3 Reconstruction Hybride

La reconstruction hybride est basée essentiellement sur le principe de reconstruction de fluorescence. On détermine tout d'abord le Shower Detector Plan, puis, afin de lever la dégénérescence sur les paramètres R_p et χ_0 , on ajoute la réponse en temps d'au moins un tank que l'on considère comme un pixel virtuel. Pour cela, on considère, pour une géométrie (R_p, χ_0) et un temps (t_0) donnés, la projection de la station sur l'axe de la gerbe (FIG. 5.1 et 5.5). Pour un front de gerbe plan, ce point et la station, vont être atteints au même temps $t_{station}$ qui correspond au temps de début de trace pour la station considérée. On effectue alors le fit de la fonction 5.1, en tenant compte des pixels virtuels, par la minimisation du χ^2 ¹:

$$\chi^2 = \sum_{pixels} \left(\frac{t_i - t_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \chi_i - \chi_0}{2}\right)}{\sigma_{pixel}} \right)^2 + \sum_{stations} \left(\frac{t(R_p, \chi_0, t_0, x_{station}, y_{station}) - t_{station}}{\sigma_{station}} \right)^2 \quad (5.8)$$

1. Il s'agit ici d'un χ^2 de principe. On utilise en pratique un χ^2 légèrement différent en considérant une contribution moyenne des stations pondérées par le signal dans la station. Ce χ^2 est défini Equ. 5.10

Le temps de réponse attendu de la station étant calculé comme suit :

$$t_{attendu} = t_0 + \frac{R_p}{c \tan \chi_0} - \frac{\vec{I}\vec{S} \cdot \vec{u}}{c} + \frac{1}{2R_c} D_{perp}^2 \quad (5.9)$$

où I est le point d'impact, S la position de la station, \vec{u} le vecteur directeur de l'axe de la gerbe, dirigé dans le sens opposé à la propagation. Le dernier terme correspond à la prise en compte de la courbure du front de gerbe (considéré ici comme parabolique), R_c est le rayon de courbure du front de gerbe et D_{perp} , la distance entre la station considérée et l'axe de la gerbe.

L'énergie hybride est ensuite déterminée par le détecteur de fluorescence, la géométrie étant la géométrie hybride.

5.3 Mise en place de la chaîne de simulation

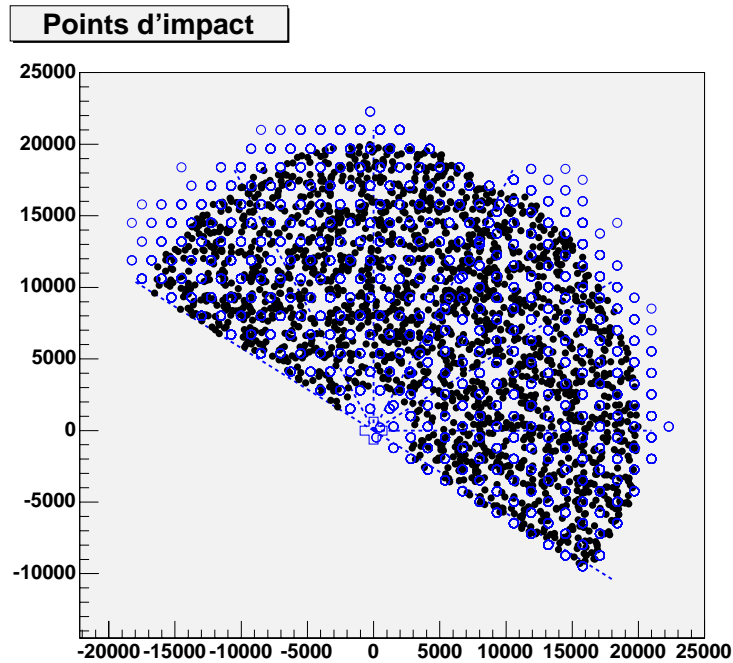


FIG. 5.6 – Position des points d'impact des gerbes hybrides simulées. Les lignes bleues correspondent aux lignes de champ de visée des télescopes de Los-Leones et les ronds bleus aux positions des stations.

La simulation hybride a été réalisée à partir de gerbes Corsika-v6016 et des programmes de simulation des détecteurs SDSim-v2r0 pour le détecteur de Surface et FDSimPreProd-v2r0 pour le détecteur de Fluorescence (FIG. 5.7). Pour chaque gerbe Corsika, on réalise une simulation du détecteur de surface. SDSim est modifié pour imposer une position aléatoire sur la zone définie FIG. 5.6 et générer les fichiers d'entrée de FDSim (cartes xml) contenant ces points d'impact ainsi que les valeurs des angles θ (fixés en fonction de la gerbe) et φ (générés aléatoirement). Les points d'impact sont à une distance de Los-Leones comprise entre 3 et 20 km en face des télescopes 1 à 6. Les fichiers sont convertis au format CDAS.

Les coordonnées du point d'impact ainsi que les angles θ et φ sont imposés à la simulation de la fluorescence (FDSim). Les simulations de l'électronique et du trigger sont réalisées pour chacun des télescopes de Los-Leones (FDTriggerSim). Pour un même événement, les données

de chaque télescope sont ensuite rassemblées pour former un événement au niveau de l'œil au format FDEventLib-v2r3.

Afin de correspondre aux temps du détecteur de surface, les temps des pixels de fluorescence

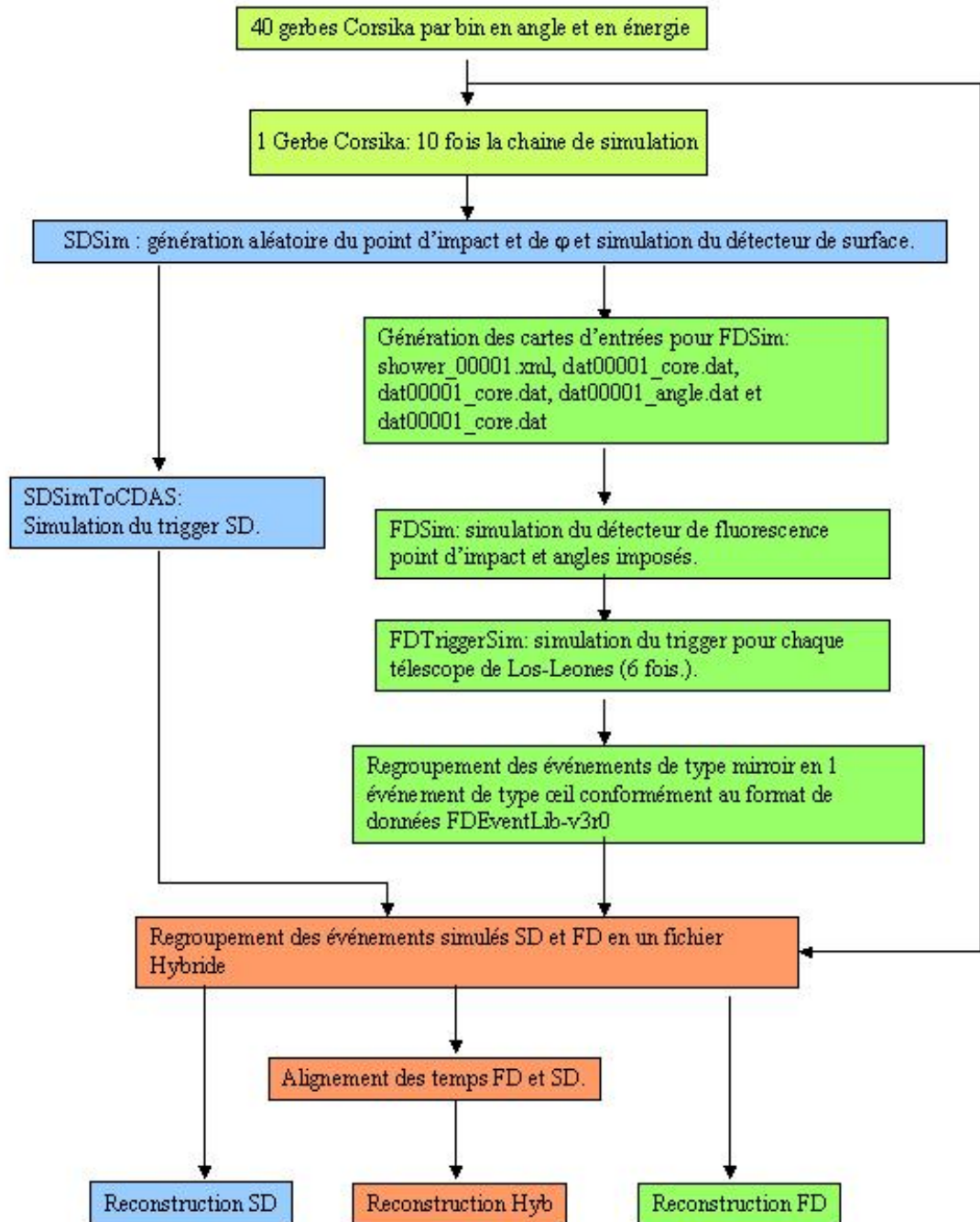


FIG. 5.7 – Chaîne de simulation et reconstruction hybride.

sont modifiés lors de la reconstruction. En effet, la convention pour la simulation du détecteur de surface est de prendre un temps d'arrivée au sol de 5.10^8 ns, alors que pour le détecteur de Fluorescence, la nanoseconde du trigger de l'événement est fixée pour chaque miroir à 100700 ns. Il faut donc modifier ce temps pour chaque miroir afin qu'il corresponde à un temps d'impact au sol de 5.10^8 ns. Pour cela, pour le premier miroir, connaissant la géométrie et la direction de visée des pixels, on détermine le temps de réponse attendu pour chaque pixel que l'on compare au centre de la trace. Les écarts obtenus pour chaque pixel permettent de définir un écart moyen qui va servir à redéfinir la nanoseconde de tout l'événement (i.e. pour tous les miroirs). La synchronisation des autres miroirs se fait alors relativement au premier miroir : on calcule un offset en temps moyen correspondant à l'écart en temps des pixels avec le temps attendu, puis pour chaque pixel on décale en temps la trace ADC, afin qu'elle soit cohérente avec celles du premier miroir. Les gerbes Corsika correspondent à des protons pour des bins en énergie : 5.10^{17} eV, 10^{18} eV et 10^{19} eV, et des bins en angle zénithal : 10 deg, 20 deg, 30 deg, 40 deg, 50 deg, 60 deg. Pour chaque bin en angle et en énergie, 40 gerbes Corsika ont donné lieu à 400 simulations du détecteur.

5.4 Probabilité de trigger

La simulation des triggers SD, FD et Hybride permet de déterminer la probabilité de trigger pour chaque type d'événements, en considérant le nombre d'événements de type SD, FD et Hybride obtenus pour chaque jeu de 400 gerbes, en fonction de l'angle et de l'énergie. Les résultats obtenus sont représentés FIG. 5.8.

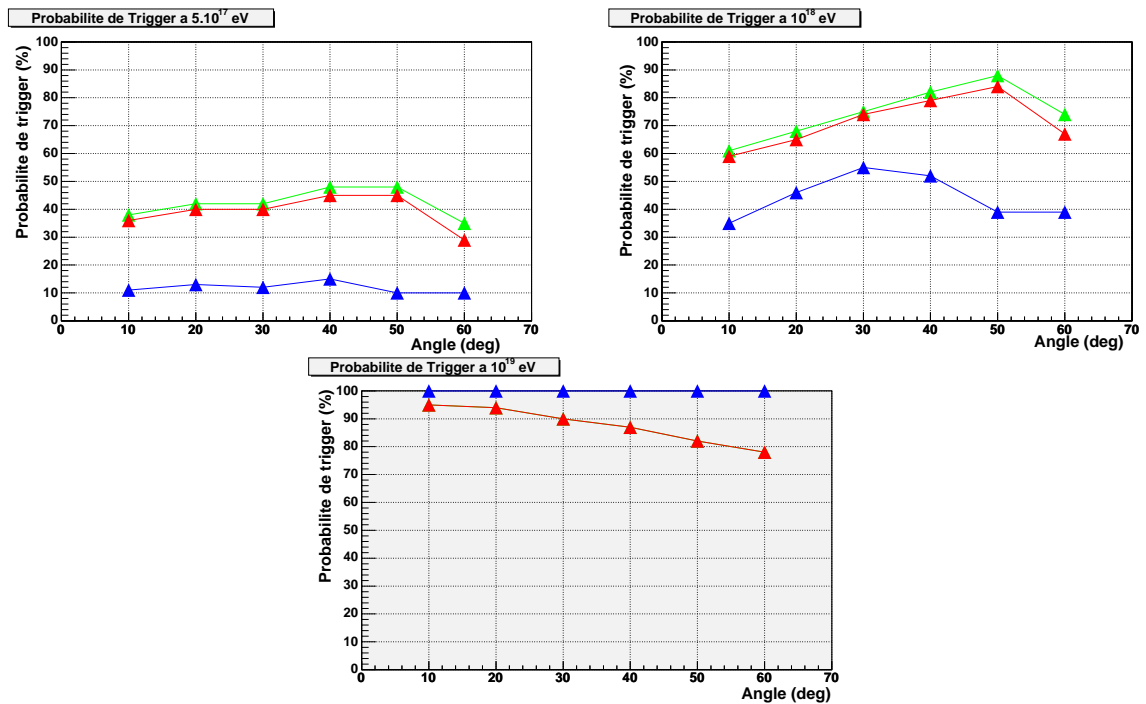


FIG. 5.8 – Probabilité de trigger pour les détecteurs de surface (bleu), de fluorescence (vert) et la détection hybride (rouge) en fonction de l'angle, pour des énergies de 5.10^{17} eV, 10^{18} eV et 5.10^{19} eV.

5.5 Reconstruction Hybride: nombre de stations et rayon de courbure

Pour les gerbes de 10^{19} eV, on réalise une reconstruction hybride en ajoutant au χ^2 de la fluorescence un χ_{Hyb}^2 normalisé :

$$\chi_{tot}^2 = \sum_{pixels} \left(\frac{t_i - t_{attendu}}{\sigma_{pixel}} \right)^2 + \frac{1}{\sum_{stations} VEM_{stat}} \sum_{stations} \left(\frac{t_{stat} - t_{attendu}}{\sigma_{stat}} \right)^2 VEM_{stat} \quad (5.10)$$

Les erreurs sur la fluorescence étant celles définies dans le programme Flores, en fonction de la largeur du pulse (D) et du rapport Signal/Bruit (SN), elles varient entre 50 ns (traces longues et rapport Signal/Bruit élevés) et 400 ns (traces courtes et faible rapport Signal/Bruit).

Afin de voir l'impact du nombre de stations, on réalise la reconstruction hybride en considérant toutes les stations ou seulement la station de plus fort signal. On réalise également ces reconstructions en considérant deux fronts de gerbes différents : l'un plan (on considère alors le temps de début de trace de la station), l'autre avec une courbure en $R_c = 7km/cos(\theta)$ (on corrige alors le temps de début de signal des stations de la courbure en considérant le temps $t = t_{0\ stat} \frac{D_{perp}^2}{2R_c}$, Dperp étant la distance entre la station et l'axe de la gerbe.). Les précisions obtenues en fonction de l'angle sur la position du point d'impact (coordonnées X et Y) et sur la direction de l'axe de la gerbe (angles azimutal et zenithal θ et φ) sont représentées FIG. 5.9. Les reconstructions sont très légèrement meilleures pour un front de gerbe plan. En effet, la prise en considération d'une correction en $\frac{D_{perp}^2}{2R_c}$ introduit une légère ambiguïté, la géométrie (point d'impact et angles d'arrivée) n'étant pas fixée.

Pour un front de gerbe plan, le nombre de stations prises en compte influe peu sur la qualité de la reconstruction, puisqu'il s'agit dans cette approche essentiellement de lever la dégénérescence de la fluorescence. On effectuera donc par la suite une reconstruction avec la station de plus fort signal seule, la mise en place pour les événements réels étant alors plus facile, car il limite le problème de la sélection des stations fortuites dans les événements.

Quels que soient les paramètres reconstruits, l'erreur augmente avec l'angle : de 30 à 120 m sur la position et de 0.2 à 0.7 deg pour les angles. Ceci est caractéristique d'une détection de type fluorescence dans laquelle on ne voit qu'une projection de l'image de la gerbe sur la caméra. L'erreur sur la position du point d'impact est en particulier liée à la précision sur la reconstruction du SDP, dans lequel est reconstruit la gerbe. Les précisions sur l'angle φ_{SDP} varie de 0.1^0 à 0.5^0 , ce qui pour une distance moyenne entre le point d'impact et Los-Leones pour les gerbes reconstruites de 13.5 km correspond à une erreur sur la position du point d'impact de 25 à 120 m.

5.6 Comparaison des reconstructions Hybride, FD monoculaire et SD seul

5.6.1 Reconstructions géométriques

On réalise la reconstruction des gerbes simulées par le détecteur de surface, le détecteur de fluorescence seul (respectivement pour les événements de plus de 10 pixels et de plus de 15 pixels) et par la méthode hybride (événements de plus de 5 pixels). Les précisions obtenues, pour chaque type de reconstruction sur la position du point d'impact (coordonnées X et Y) et sur la direction

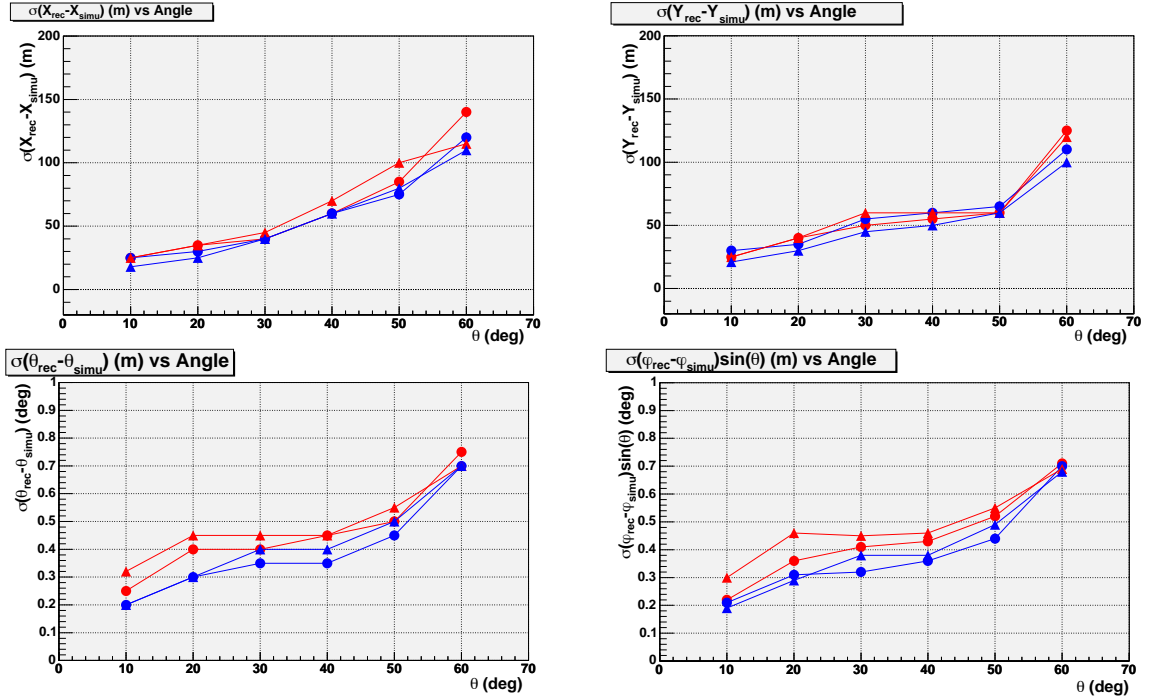


FIG. 5.9 – Influence du rayon de courbure et du nombre de stations sur les reconstructions hybrides (10^{19} eV). En bleu reconstructions avec un front de gerbe plat, en rouge avec un rayon de courbure de $7\text{km}/\cos(\theta)$. Les triangles représentent les reconstructions avec seulement la station de plus fort signal et les ronds avec toutes les stations. Toutes les reconstructions sont équivalentes.

de l'axe de la gerbe (angles azimuthal et zenithal θ et φ) sont représentées FIG. 5.10, pour les événements de 10^{18} eV et FIG. 5.11, pour les événements de 10^{19} eV.

A 10^{18} eV, les reconstructions SD et Hybride présentent une bien meilleure précision sur la reconstruction que la reconstruction FD monoculaire, la reconstruction hybride étant légèrement meilleure surtout aux petits angles. Concernant la reconstruction des angles, les précisions obtenues pour la reconstruction FD avec plus de 15 pixels, et pour la reconstruction SD sont équivalentes, alors que la précision Hybride est bien meilleure.

A 10^{19} eV, les reconstructions SD sont légèrement meilleures que les reconstructions hybrides sur la position du point d'impact. Concernant la reconstruction des angles, les reconstructions Hybrides sont légèrement meilleures à petits angles, alors que les précisions SD sont meilleures aux grands angles. Les erreurs systématiques sur la position sont également plus importantes pour la reconstruction hybride.

Si l'on considère une distribution des événements homogène en $\sin^2\theta$, on obtient les précisions résumées TAB. 5.1, qui sont la moyenne pondérée par $\sin\theta\cos\theta$ des valeurs des figures FIG. 5.10 et FIG. 5.11.

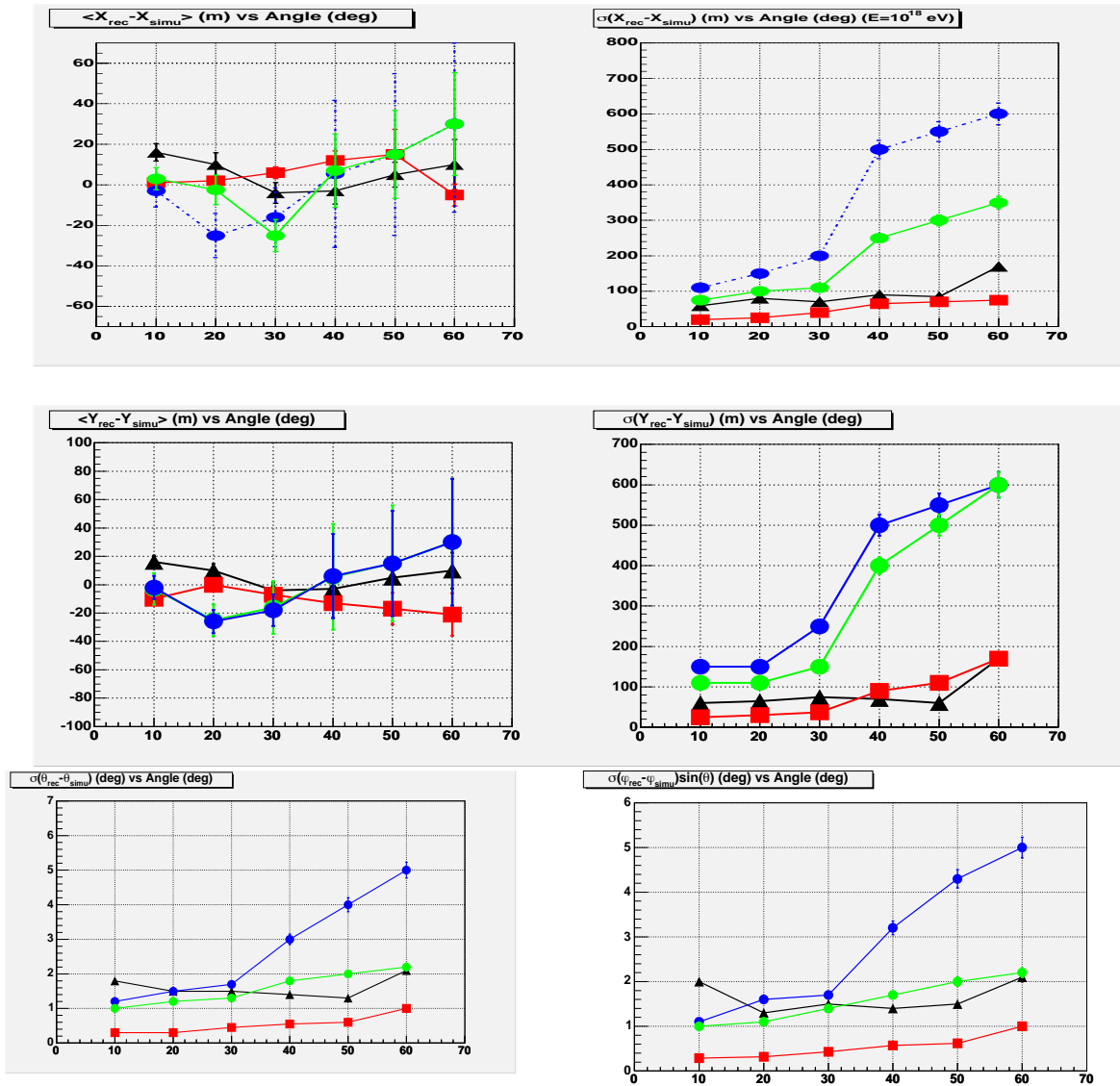


FIG. 5.10 – 10^{18} eV: Comparaison des reconstructions FD (ronds bleus pour les événements de plus de 10 pixels, et verts pour les événements de plus de 15 pixels), SD (triangles noires) et Hybrides (carrés rouges).

Détermination de l'énergie

On reconstruit à présent les énergies par les 3 types de reconstruction : par le détecteur de surface (SD) et par le détecteur de fluorescence (monoculaire (plus de 10 pixels) et hybrides). La distribution en angle est considérée uniforme en $\sin^2\theta$. Les résultats obtenus sont représentés FIG.5.12.

On constate une surestimation de l'énergie reconstruite par la fluorescence d'environ 20% pour la reconstruction hybride et 15% pour la reconstruction monoculaire. Cet effet, déjà souligné Ref. [78], semble être du à une sous-estimation de la contribution de la lumière Čerenkov lors de la reconstruction ainsi qu'à une surestimation de la fraction d'énergie non détectée par la fluorescence (plus de 15% pour les protons au lieu des 5% attendus). Les précisions sur l'énergie

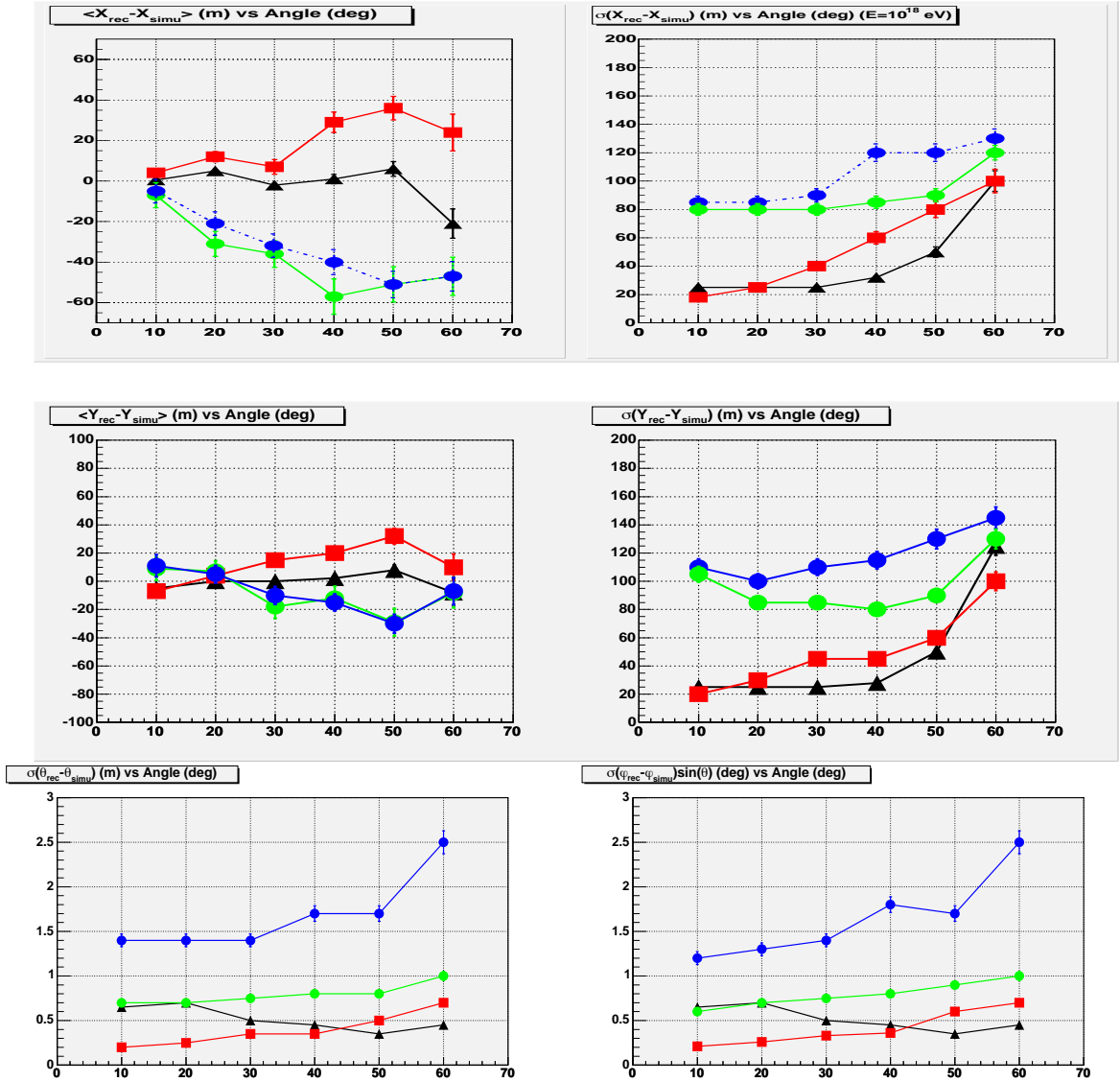


FIG. 5.11 – 10^{19} eV : Comparaison des reconstructions FD (ronds bleus pour les événements de plus de 10 pixels, et verts pour les événements de plus de 15 pixels), SD (triangles noires) et Hybrides (carrés rouges).

sont de 15 % pour la reconstruction hybride et 23 % pour la reconstruction de fluorescence à 10^{19} eV et de 34 % pour la reconstruction hybride et 38 % pour la reconstruction de fluorescence à 10^{18} eV .

L'énergie reconstruite par le détecteur de surface est également surestimée de 22 % à 10^{19} eV . La précision est ici de 14 % à 10^{19} eV et de 23 % à 10^{18} eV .

Détermination du X_{max}

Les précisions associées au X_{max} pour les reconstructions FD et Hybrides (plus de 10 pixels) sont représentées FIG. 5.13. A 10^{19} eV ces précisions sont identiques pour le FD et pour la

10^{19} eV	$\sigma_X(m)$	$\sigma_Y(m)$	$\sigma_\theta(\text{deg})$	$\sigma_\phi \sin(\theta)(\text{deg})$
SD	45	50	0.6	0.6
Hybride	60	55	0.4	0.4
FD-npix>10	110	122	1.7	1.8
FD-npix>15	92	96	0.8	0.8
10^{18} eV	$\sigma_X(m)$	$\sigma_Y(m)$	$\sigma_\theta(\text{deg})$	$\sigma_\phi \sin(\theta)(\text{deg})$
SD	85	87	1.7	1.6
Hybride	55	87	0.6	0.6
FD-npix>10	400	414	3	3.2
FD-npix>15	220	355	1.8	1.8

TAB. 5.1 – Précisions moyennes en angle des différents types de reconstruction obtenues pour l'analyse des simulations hybrides.

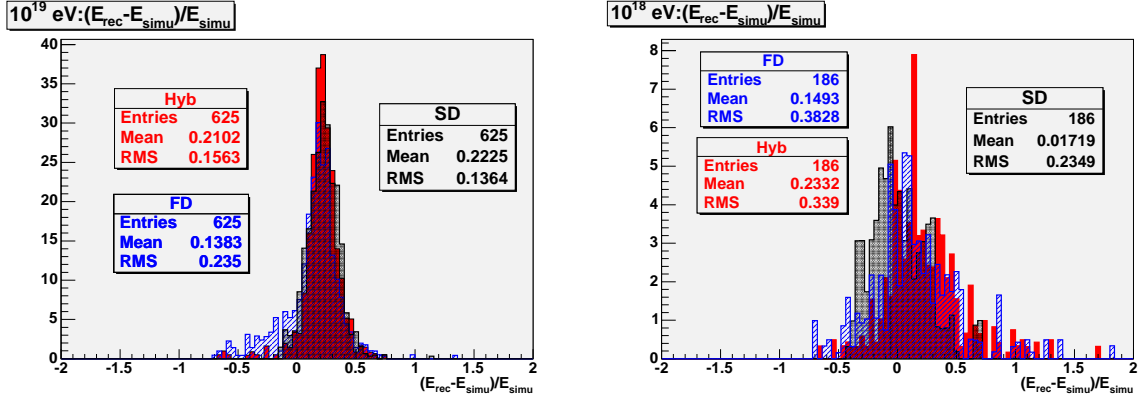


FIG. 5.12 – Détermination des énergies par le détecteur de surface et le détecteur de fluorescence (monoculaire et hybride).

reconstruction hybride (16 g/cm^2). A 10^{18} eV elles sont de 25 g/cm^2 , en mode hybride et de 31 g/cm^2 en mode monoculaire.

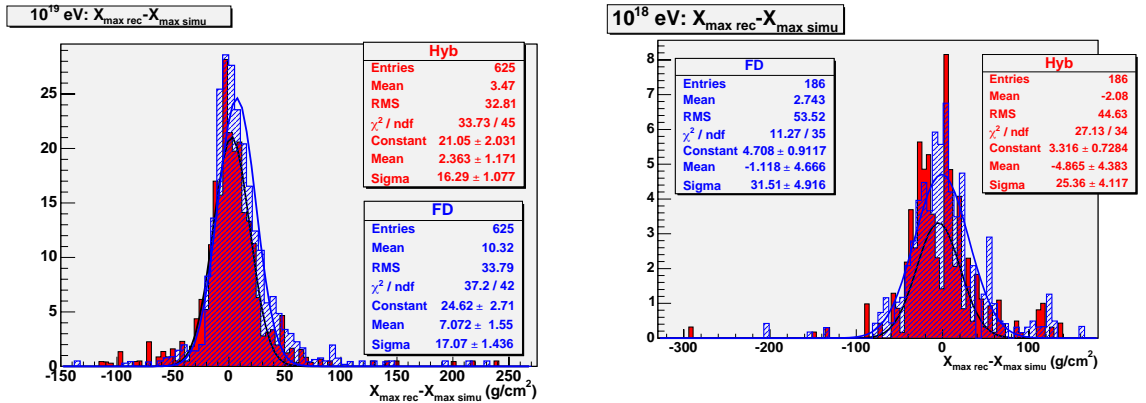


FIG. 5.13 – Détermination du X_{max} pour les reconstructions FD et Hybrides.

5.6.2 Événements de basse énergie

La méthode hybride permet en particulier de reconstruire des événements avec peu de pixels et donc en particulier des événements de basse énergie. Les précisions associées à la reconstruction hybride pour les événements de 5.10^{17} eV sont représentées FIG.5.14. Les précisions sur les angles et la position du point d'impact sont comparables aux précisions obtenues à 10^{18} eV, car les événements sont plus proches du détecteur et la précision sur les paramètres du SDP a donc moins d'influence.

Les profils des gerbes sont plus difficiles à reconstruire : la précision sur l'énergie n'est que de 70% et de 66 g/cm^2 sur le X_{max} .

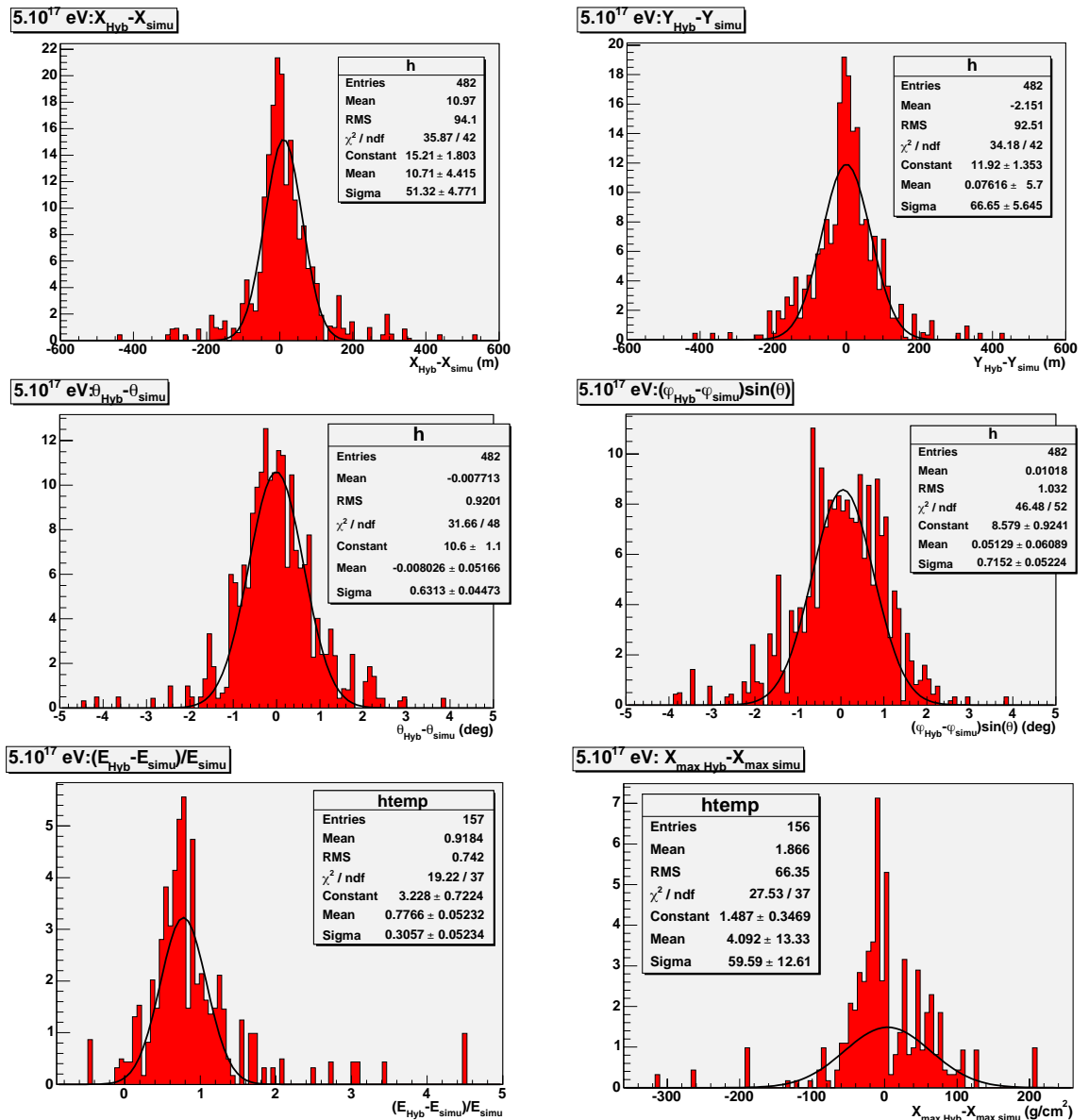


FIG. 5.14 – Précisions associées à la reconstruction hybride pour les événements de 5.10^{17} eV.

5.7 Conclusion

La mise en place de la chaîne de reconstruction hybride a permis de déterminer les résolutions associées à la reconstruction hybride et de les comparer aux reconstructions FD et SD. L'utilisation d'une seule station du détecteur de surface permet de lever la dégénérescence de la reconstruction FD. Les précisions sur la reconstruction géométrique deviennent alors meilleures que celle d'une reconstruction monoculaire seule, mais aussi, notamment sur la reconstruction des directions d'arrivée, meilleures que pour le détecteur de surface seul. La méthode actuellement utilisée est cependant limitée aux grands angles θ par la détermination du SDP à l'intérieur duquel se fait la reconstruction.

La détermination des énergies est également améliorée par rapport à une reconstruction monoculaire, celle hybride devant de plus permettre une comparaison des énergies obtenues.

Une seule station étant nécessaire, on pourra de plus reconstruire les événements de basse énergie avec une bonne précision sur les paramètres géométriques, mais une détermination plus difficile des énergies (seulement 75 % sur l'énergie).

Ce type de reconstruction étant basé sur les comparaisons des temps FD et SD, un élément important pour le bon fonctionnement de la détection hybride sera donc la synchronisation des horloges du détecteur de surface et le détecteur de fluorescence. Cet aspect est étudié grâce aux tirs laser hybrides dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Analyse des tirs laser hybrides

6.1 Introduction

La réalisation de tirs laser "hybrides", c'est-à-dire avec injection de la lumière dans une cuve afin d'obtenir une réponse à la fois du détecteur de fluorescence et du détecteur de surface, va permettre de vérifier la synchronisation des temps GPS des détecteurs de fluorescence et de surface, de déterminer la précision sur les paramètres de reconstruction géométrique pour les reconstructions hybrides et de les comparer aux reconstructions de fluorescence, mono (avec un seul oeil de mouche) et stéréo (deux yeux de mouche). L'analyse de ces tirs laser pour la phase de l'Engineering Array et de Préproduction est présentée dans ce chapitre.

6.2 Tirs laser de L'Engineering Array (EA)

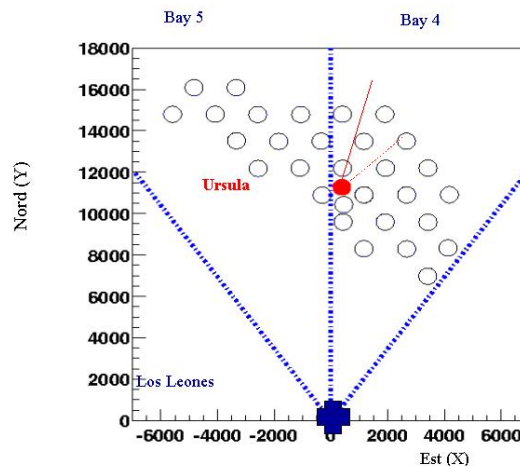


FIG. 6.1 – Tirs laser hybrides du 13 décembre 2001. Les ronds bleus représentent les stations de l'Engineering Array, la croix bleue la position de Los-Leones et les lignes pointillées les champs de vision des télescopes 4 (à droite) et 5 (à gauche). En rouge la station Ursula.

La phase de l'Engineering Array commence en août 2001 et s'étend jusqu'en juillet 2002 pour le détecteur de surface. Elle s'étend entre décembre 2001 et mars 2002 pour le détecteur de fluorescence. Le détecteur de surface est alors équipé d'une trentaine de cuves et le détecteur

de fluorescence de deux télescopes (baies 4 et 5 de Los-Leones). Le but de l'Engineering Array est de valider les choix techniques pour les deux types de détecteur et de vérifier la capacité à détecter des événements hybrides. Durant cette phase, un run de tirs laser hybrides a été réalisé ponctuellement, durant la nuit du 13 au 14 décembre 2001, en vue des télescopes 4 et 5 de Los-Leones. Une partie de la lumière a été injectée dans la cuve Ursula (FIG. 6.1). Ces tirs se divisent en deux groupes : un premier groupe de tirs laser verticaux en vue du télescope 4 et un second groupe de tirs obliques, pointant vers l'étoile Canopus en vue des télescopes 4 et 5.

6.2.1 Energie équivalente

Un profil caractéristique des tirs laser vu par Los-Leones est représenté FIG. 6.2. Ces tirs correspondent à un nombre maximal de 5000 photons par 100 ns au diaphragme. Ceci permet d'estimer l'énergie correspondante d'une gerbe verticale présentant le même nombre de photons au diaphragme. En effet, une particule dans une gerbe produit en moyenne 4 photons de fluorescence par m, soit pour une durée de 100 ns (33 m), 130 photons. L'émission étant isotrope, le nombre de photons à Los-Leones sera de $n_{\gamma emis} \times S_{miroir}/S_{11km} = 130 \times 2.4 m^2 / (4\pi \times (11km)^2) = 2.10^{-7} photons/100 ns$ ($2.4 m^2$ correspondant à la surface du miroir et 11km à la distance entre le laser et le télescope). 5000 photons/100 ns correspondront donc à 10^{10} particules chargées soit environ $1.5 \cdot 10^{19} eV$. Si l'on corrige de plus de la transmission par l'atmosphère en $T_{Mie} \times T_{Ray} = e^{-11km/18km} e^{-11km/20km} = 0.31$, on obtient une énergie équivalente d'environ $5 \cdot 10^{19} eV$. A titre de comparaison le profil d'une gerbe de $5 \cdot 10^{19} eV$ simulée avec la même géométrie est représentée FIG. 6.2.

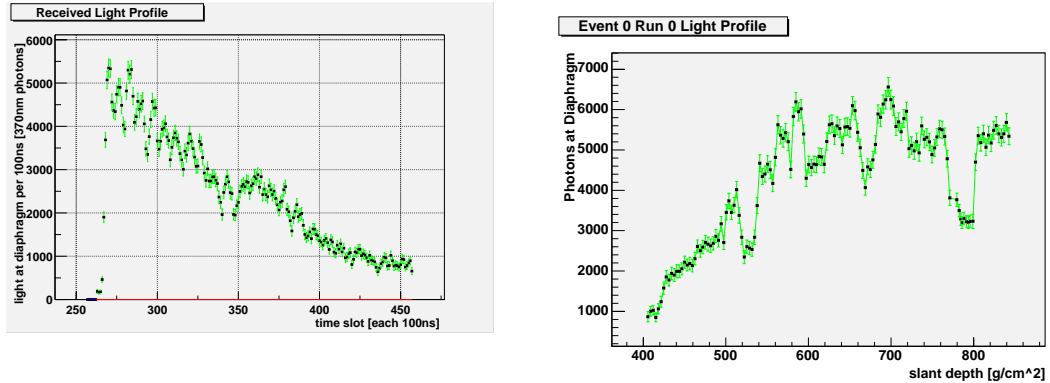


FIG. 6.2 – Nombre de photons au diaphragme par 100 ns en fonction de la profondeur dans l'atmosphère. A gauche: tir laser. A droite: gerbe simulée de $5 \cdot 10^{19} eV$. En terme de nombre maximal de photons l'énergie équivalente est d'environ $5 \cdot 10^{19} eV$.

6.2.2 Reconstruction de fluorescence

-SDP :

Les valeurs attendues dépendant de la géométrie des tirs laser, nous ne considérons ici qu'un groupe de 50 tirs laser visibles par le télescope 4. La reconstruction du SDP par la fluorescence est représentée FIG. 6.3. La précision sur les valeurs reconstruites est ici de 0.01^0 pour l'angle φ_{SDP} et 0.05^0 pour l'angle θ_{SDP} .

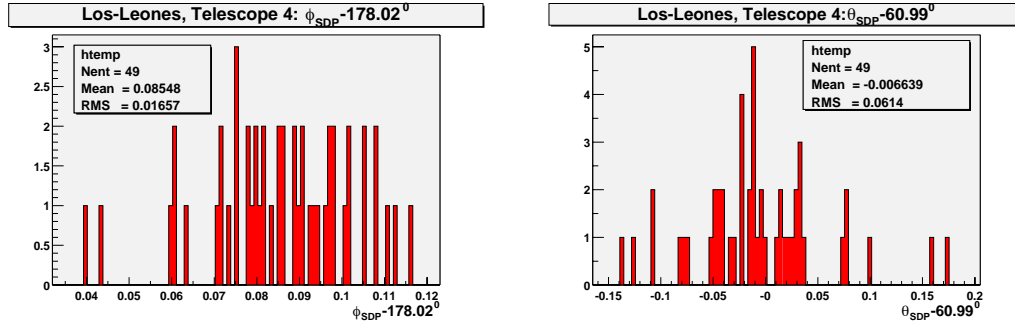
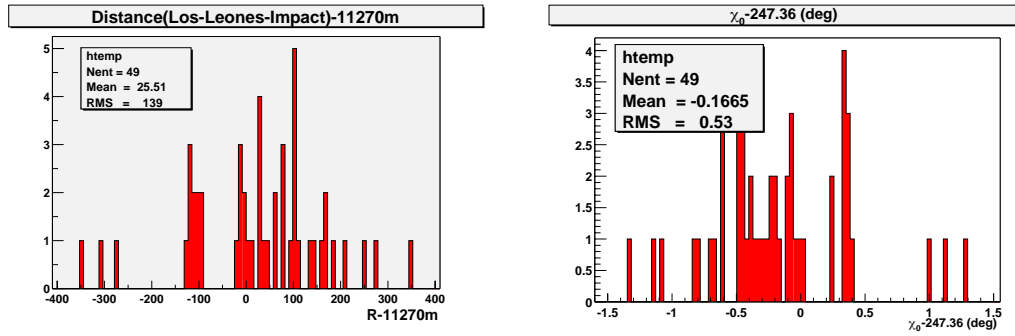


FIG. 6.3 – Reconstruction du SDP par la fluorescence pour le télescope 4 de Los-Leones.

-Axes :

Pour le même jeu d'événements, le fit de la fonction en temps de réponse des pixels donne les résultats représentés FIG. 6.4. La précision obtenue sur la distance Los-Leones-Ursula est de 140 m, la précision sur l'angle χ_0 étant de 0.53° .

FIG. 6.4 – Reconstruction des paramètres R_p et χ_0 par la fluorescence pour le télescope 4 de Los-Leones.**6.2.3 Simulation de tirs laser**

Afin de contrôler l'existence des erreurs systématiques sur la reconstruction, on réalise la simulation de 100 tirs laser de même géométrie et d'intensité correspondante (FIG. 6.5). Les comparaisons des valeurs de $\varphi_{SDP}, \theta_{SDP}, R_p$ et χ_0 reconstruites aux valeurs nominales sont représentées FIG. 6.6 et 6.7. On observe notamment les mêmes effets systématiques sur la valeur de R avec les mêmes ordres de grandeur. Les résultats sont résumés TAB. 6.1 et 6.2.

6.2.4 Synchronisation FD/SD

Afin de déterminer les différences de synchronisation entre les détecteurs de fluorescence et le détecteur de surface, on utilise le fit de la fonction :

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \chi_i - \chi_0}{2}\right) \quad (6.1)$$

avec pour seul paramètre libre t_0 , le SDP ainsi que les paramètres χ_0 et R_p étant connus. On détermine ainsi le temps d'émission du laser : $t_{laser} = nano_{FD} + t_0 + R_p c / \tan(\chi_0)$ (la $nano_{FD}$, correspondant à la nanoseconde de trigger de l'événement FD), que l'on compare au temps de

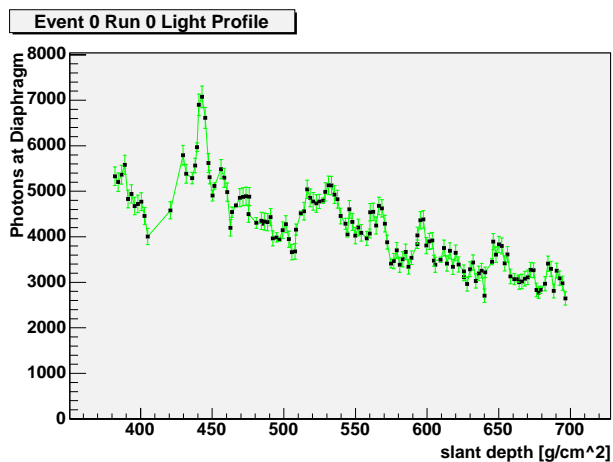
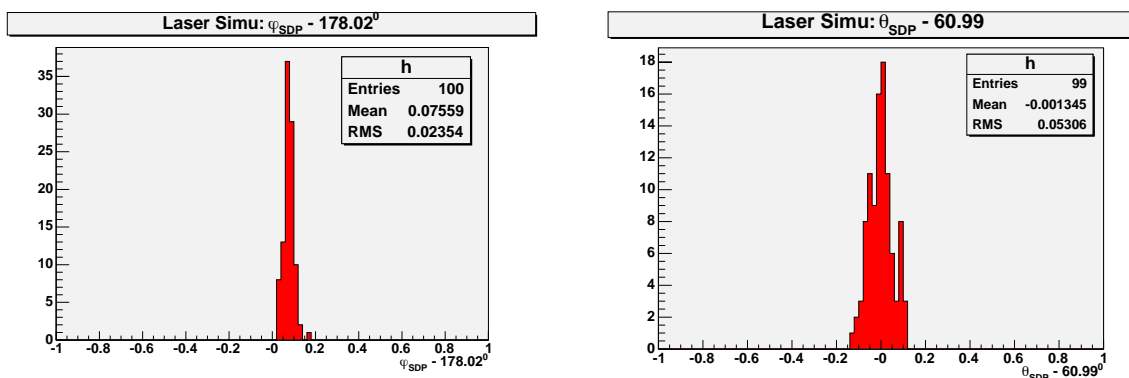
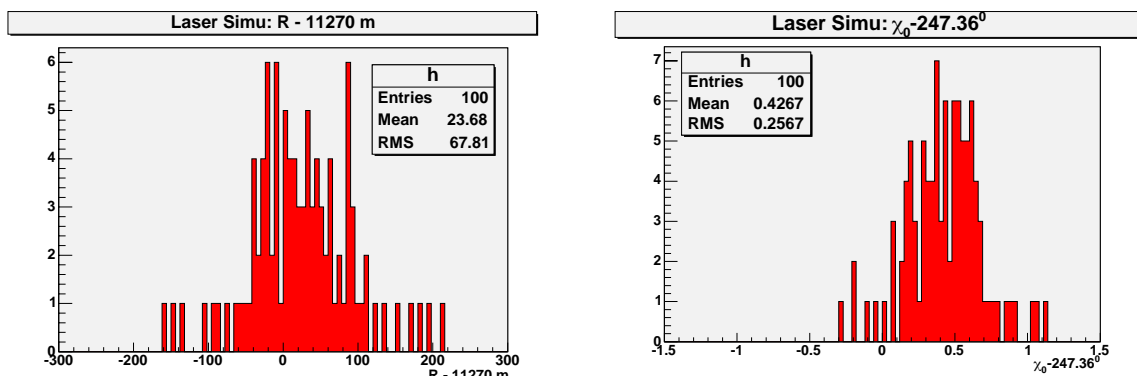


FIG. 6.5 – Profil d'un tir laser simulé.

FIG. 6.6 – Comparaison des valeurs des angles φ et θ du SDP reconstruits aux valeurs nominales, pour les tirs laser simulés.FIG. 6.7 – Comparaison des valeurs de l'angle χ_0 et de la distance à l'axe R_p reconstruits aux valeurs nominales pour les tirs laser simulés.

réponse de la station, le temps de propagation de la lumière dans la fibre optique étant considérée ici négligeable. Les résultats obtenus pour les télescopes 4 et 5 sont représentés FIG. 6.8. On constate que l'écart en temps peut être important (jusqu'à 900 ns pour le télescope 4) et qu'il semble évoluer au cours du temps. Sur une période courte la variation de cet écart reste cependant faible, inférieure à 100 ns. Un écart en temps de 600 ns correspondrait pour une reconstruction

hybride à une erreur sur la distance de 180 m.

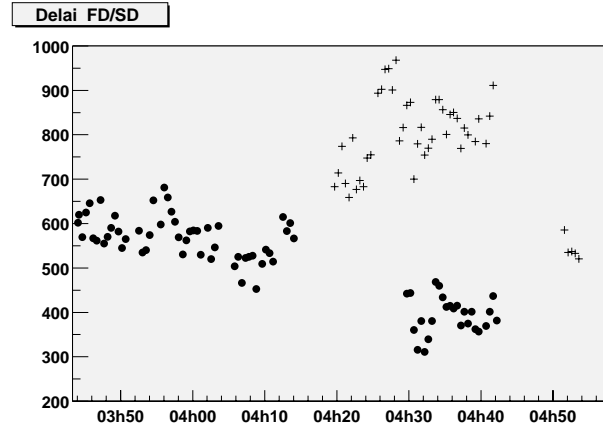


FIG. 6.8 – Différence des temps d'émission $T_{SD} - T_{FD}$ (en ns) en fonction du temps. Les points correspondent aux événements vus par le télescope 4, les croix aux événements vus par le télescope 5.

6.2.5 Reconstructions hybrides

Une fois les écarts de synchronisation corrigés, nous effectuons les reconstructions hybrides pour le même jeu d'événements que pour la reconstruction de Fluorescence. Les paramètres du SDP sont les mêmes et le fit de la fonction en temps donne les résultats présentés FIG. 6.9. On obtient donc ici, pour ce jeu d'événements, une précision de 12m sur la position et de 0.06 degrés sur l'angle χ_0 .

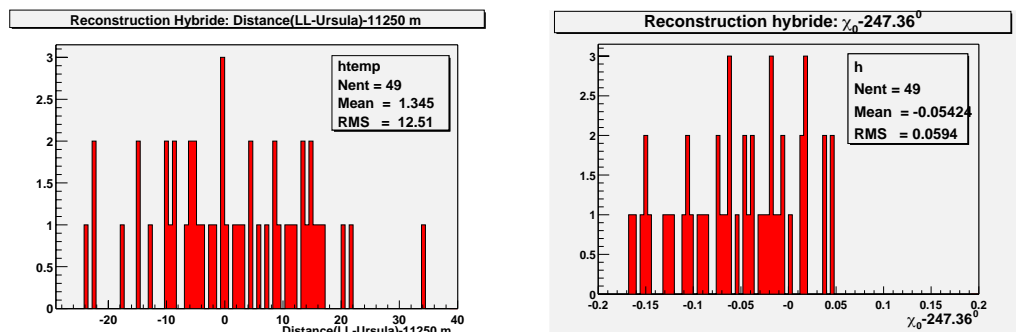


FIG. 6.9 – Reconstruction Hybride des paramètres R_p et χ_0 pour le télescope 4 de Los-Leones.

6.2.6 Conclusion de l'EA

L'analyse des tirs laser de l'EA a permis de mettre en évidence l'existence d'éventuels décalages entre les horloges SD et FD, pouvant évoluer au cours du temps. Ces décalages en temps ont un impact évident sur la reconstruction hybride, entraînant des effets systématiques sur les paramètres de reconstruction R_p et χ_0 . Il est donc important de vérifier le synchronisme des GPS régulièrement.

La présence de biais sur la distance entre le point d'impact et Los-Leones sont reproduits par

les simulations des tirs laser et sont donc inhérents à la méthode de reconstruction. La reconstruction hybride permet à la fois une levée de cet effet systématique et une augmentation des précisions à la fois sur les angles et sur la position du point d'impact.

6.3 Préproduction

A partir d'août 2003 commence la phase de préproduction. Les détecteurs de fluorescence sont progressivement réinstallés (nouveaux miroirs et nouvelles caméras) pour atteindre 2 yeux de mouches complètement équipés en juillet 2004. De plus, un dispositif a été mis en place au CLF (Central Laser Facilities) afin de mesurer régulièrement les décalages en temps FD/SD. Le CLF est distant de 30 km de chaque oeil de mouche, soit trois fois plus éloigné que pendant la phase de l'Engineering Array. Lors de la prise des données FD, un tir laser hybride (la lumière étant injectée dans la cuve Celeste) est réalisé toutes les 15 minutes. La position du CLF au milieu du futur réseau complet, et à égale distance des détecteurs de fluorescence, rend les tirs laser visibles à la fois par les détecteurs de Los-Leones (téléscope 4) et Coihuecco (téléscope 21). Ceci va nous permettre de plus de comparer la reconstruction hybride à la reconstruction stéréo FD. Les tirs laser sont pour l'instant tous verticaux, la réalisation de tirs avec des angles multiples étant prévue ultérieurement.

6.3.1 Energie équivalente

Un profil caractéristique des tirs laser vu par Los-Leones est représenté FIG. 6.10. Ces tirs correspondent à un nombre maximal de 800 photons par 100 ns au diaphragme. De même que pour les tirs de l'EA, on peut déterminer l'énergie correspondante d'une gerbe de même géométrie et présentant le même nombre de photons au diaphragme : une particule dans une gerbe produit en moyenne 4 photons de fluorescence par m, soit pour une durée de 100 ns (33 m), 130 photons. L'émission étant isotrope, le nombre de photons à Los-Leones sera de $130 \times 2.4 m^2 / (4\pi \times (26 km)^2) = 3.6 \cdot 10^{-8} photons/100ns$ ($2.3 m^2$ correspondant à la surface du miroir et 26 km à la distance entre Los-Leones et le CLF). 800 photons/100ns correspondront donc à 10^{10} particules chargées soit environ $1.5 \cdot 10^{19} eV$. Si l'on corrige de plus de la transmission par l'atmosphère en $T_{Mie} \times T_{Ray} = e^{-26km/18km} e^{-26km/20km} = 0.07$, on obtient une énergie équivalente d'environ $2 \cdot 10^{20} eV$. A titre de comparaison le profil d'une gerbe de $10^{20} eV$ simulée avec la même géométrie est représenté FIG. 6.10.

6.3.2 Géométrie apparente

Etant donné les distances intervenant ici (le CLF est à environ 30 km de Los-Leones et de Coihuecco), afin de comparer les valeurs obtenues par les différents modes de reconstruction aux valeurs nominales des paramètres géométriques des tirs laser, il faut prendre en compte la courbure de la terre.

Les coordonnées sphériques des différents points considérés étant :

- Los-Leones : $S : 35^{\circ}29'45.13''W : 69^{\circ}06'51.45''$, soit $\theta = 54.50^{\circ}$ et $\varphi = 69.45^{\circ}$.
- Coihuecco : $S : 35^{\circ}06'51.72''W : 69^{\circ}35'55.07''$, soit $\theta = 54.89^{\circ}$ et $\varphi = 69.60^{\circ}$.
- CLF : $S : 35^{\circ}16'47.89''W : 69^{\circ}20'25.81''$, soit $\theta = 54.72^{\circ}$ et $\varphi = 69.34^{\circ}$.

on obtient les directions apparentes :

- Los-Leones : $\theta = 0.23^{\circ}, \varphi = 67.55^{\circ}$, soit $\theta_{SDP} = 90^{\circ}$ et $\chi_0 = 89.77^{\circ}$.
- Coihuecco : $\theta = 0.27^{\circ}, \varphi = -38.14^{\circ}$, soit $\theta_{SDP} = 90^{\circ}$ et $\chi_0 = 89.73^{\circ}$.

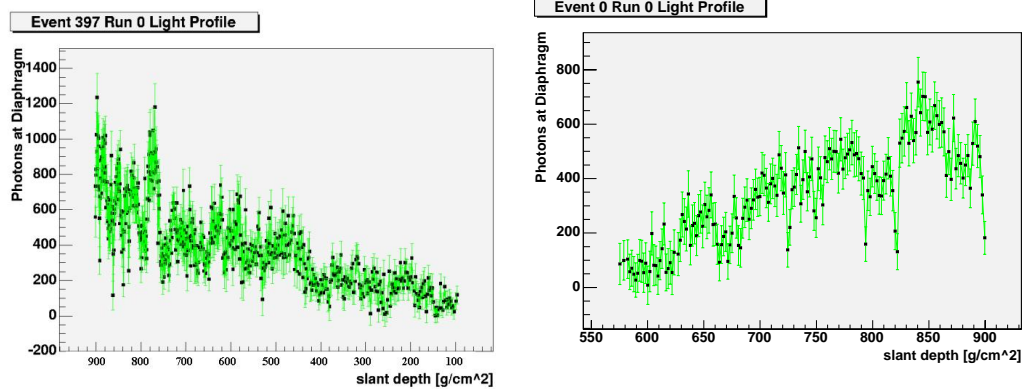


FIG. 6.10 – Nombre de photons au diaphragme par 100 ns en fonction de la profondeur dans l'atmosphère. A gauche: tir laser. A droite: gerbe simulée de 10^{20} eV. En terme de nombre maximal de photons, l'énergie équivalente est d'environ 10^{20} eV, mais les traces dans la caméra sont plus longues pour un tir laser que pour une gerbe.

qui seront prises comme référence dans le reste de l'étude. Les distances restent inchangées et $R_p=25970$ m pour Los-Leones et 30250 m pour Coihuecco.

6.3.3 Reconstruction FD

-SDP :

La reconstruction du SDP par la fluorescence seule va permettre de vérifier l'alignement des télescopes. Seuls les tirs laser d'au moins 20 pixels sont utilisés. Les résultats obtenus pour Los-Leones sont représentés FIG. 6.11. L'écart entre le φ_{SDP} moyen obtenu et la valeur attendue correspond à un désalignement du miroir selon la direction azimutale. On constate donc un désalignement de 0.12° pour le télescope 4. On constate également une erreur systématique sur l'angle θ du SDP. La précision sur la reconstruction du SDP est très bonne avec une dispersion d'environ 0.06 degrés pour φ_{SDP} et 0.2 degrés pour θ_{SDP} .

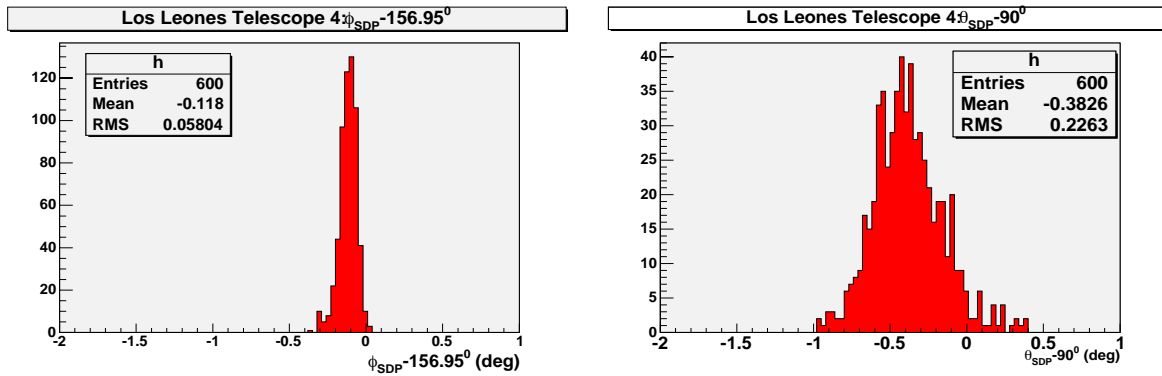


FIG. 6.11 – Comparaison des valeurs des angles φ et θ du SDP reconstruits aux valeurs nominales, pour le télescope 4 (Los Leones).

-Détermination de R_p et χ_0 :

Le fit en temps de la fonction:

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \chi_i - \chi_0}{2}\right) \quad (6.2)$$

pour la fluorescence seule donne les résultats présentés FIG. 6.12. La dégénérescence entre les paramètres R_p et χ_0 est représentée FIG. 6.16. La précision obtenue sur l'angle χ_0 est de l'ordre du degré et celle sur la distance R_p est de 500 m. Pour R_p , on constate également un écart important entre la valeur moyenne et la valeur attendue (260 m).

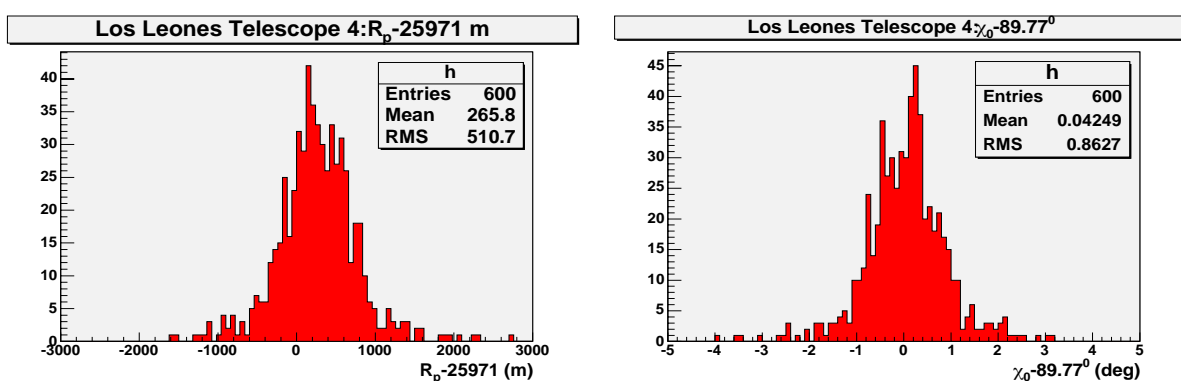


FIG. 6.12 – Comparaison des valeurs de l'angle χ_0 et de la distance à l'axe R_p reconstruits aux valeurs nominales pour le télescope 4 (Los Leones).

Les mêmes résultats pour Coihuecco (350 tirs laser) sont représentés TAB. 6.1 et 6.2.

6.3.4 Simulation de tirs laser

Afin de contrôler les erreurs systématiques sur la reconstruction, on réalise également la simulation de 100 tirs laser de même géométrie et d'intensité correspondante (FIG. 6.13). Les comparaisons des valeurs de φ_{SDP} , θ_{SDP} , R_p et χ_0 reconstruites aux valeurs nominales sont représentées FIG. 6.14 et 6.15. On observe notamment les mêmes effets systématiques avec les mêmes ordres de grandeur, excepté pour φ_{SDP} pour lequel il n'y a pas de systématiques. C'est donc que l'écart observé correspond bien à un désalignement des miroirs.

Les dispersions des tirs laser réels sont plus importantes, certainement du fait des variations d'atmosphère au cours des 8 mois de prises de données.

Pour Coihuecco, on observe un effet systématique sur la valeur de R_p contraire à celui attendu, certainement du fait d'un mauvais alignement vertical des télescopes. On observe également une plus grande dispersion des valeurs reconstruites, la distance entre le laser et le télescope étant plus importante.

Les résultats sont résumés TAB. 6.1 et 6.2.

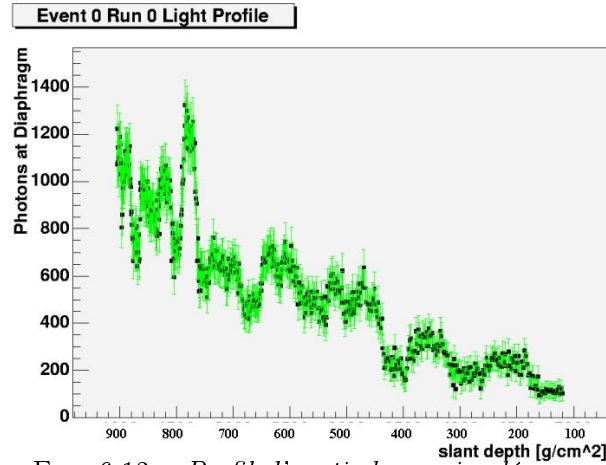
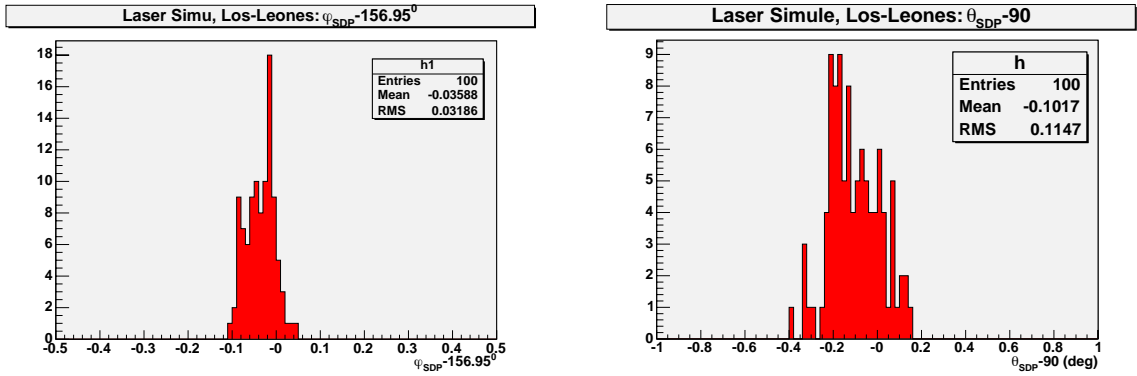
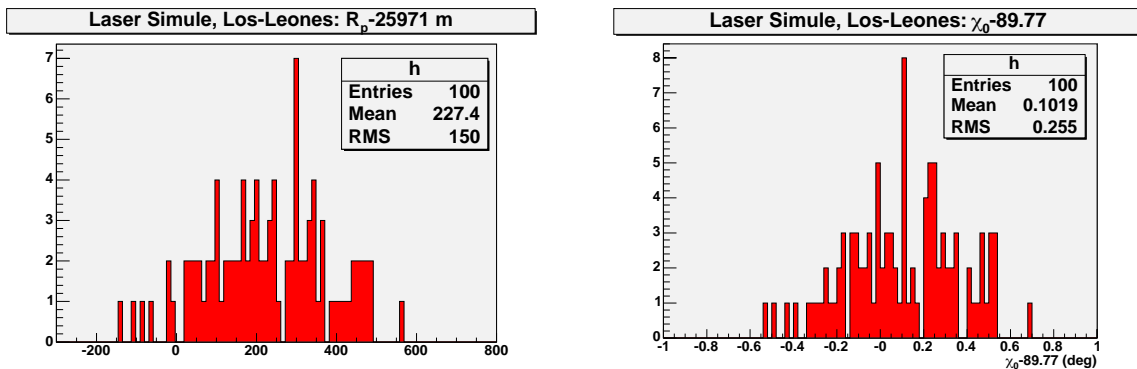


FIG. 6.13 – Profil d'un tir laser simulé.

FIG. 6.14 – Comparaison des valeurs des angles φ et θ du SDP reconstruits aux valeurs nominales, pour les tirs laser simulés.FIG. 6.15 – Comparaison des valeurs de l'angle χ_0 et de la distance à l'axe R_p reconstruits aux valeurs nominales pour les tirs laser simulés.

6.3.5 Reconstruction Stéréo

Pour les tirs laser vus simultanément par Coihuecco et par Los Leones, l'intersection des SDP de chaque oeil va permettre de déterminer le point d'impact au sol ainsi que la direction de la gerbe (FIG. 6.16). Si l'on corrige l'orientation des télescopes des désalignements constatés

SDP	$\Delta(\varphi_{SDP})$ (deg)	$\sigma_{\varphi_{SDP}}$ (deg)	$\Delta(\theta_{SDP})$ (deg)	$\sigma_{\theta_{SDP}}$ (deg)
EA	0.08 +/- 0.001	0.01 +/- 0.001	0.01 +/- 0.009	0.06 +/- 0.006
EA: simu	0.07 +/- 0.002	0.02 +/- 0.001	0.001 +/- 0.005	0.05 +/- 0.003
PreProd:LL	-0.05 +/- 0.002	0.06 +/- 0.002	-0.38 +/- 0.009	0.22 +/- 0.006
PreProd:LL simu	-0.15 +/- 0.003	0.03 +/- 0.002	-0.10 +/- 0.011	0.11 +/- 0.007
PreProd:CC	0.07 +/- 0.004	0.07 +/- 0.003	0.38 +/- 0.017	0.31 +/- 0.012

TAB. 6.1 – Reconstruction des paramètres du SDP pour les tirs laser de l'EA, les tirs laser de la phase de préproduction et les tirs laser simulés correspondants. (LL: Los-Leones et CC: Coihuecco)

Axe	$(\chi_0) - \chi_0 \text{ vrai}$ (deg)	σ_{χ_0} (deg)	$R_p - R_p \text{ vrai}$ (m)	σR_p (m)
EA	-0.16 +/- 0.08	0.53 +/- 0.05	25.5 +/- 19.8	139 +/- 14.0
Simu EA	0.4 +/- 0.025	0.25 +/- 0.018	24 +/- 7	68 +/- 5
Los-Leones	0.04 +/- 0.03	0.86 +/- 0.03	266 +/- 21	511 +/- 15
LL Simu	0.1 +/- 0.025	0.25 +/- 0.018	227 +/- 15	150 +/- 11
Coihuecco	-0.60 +/- 0.08	1.5 +/- 0.06	-463 +/- 57	1060 +/- 40

TAB. 6.2 – Reconstruction des paramètres χ_0 et R_p pour les tirs laser de l'EA, les tirs laser de la phase de préproduction et les tirs laser simulés correspondants.

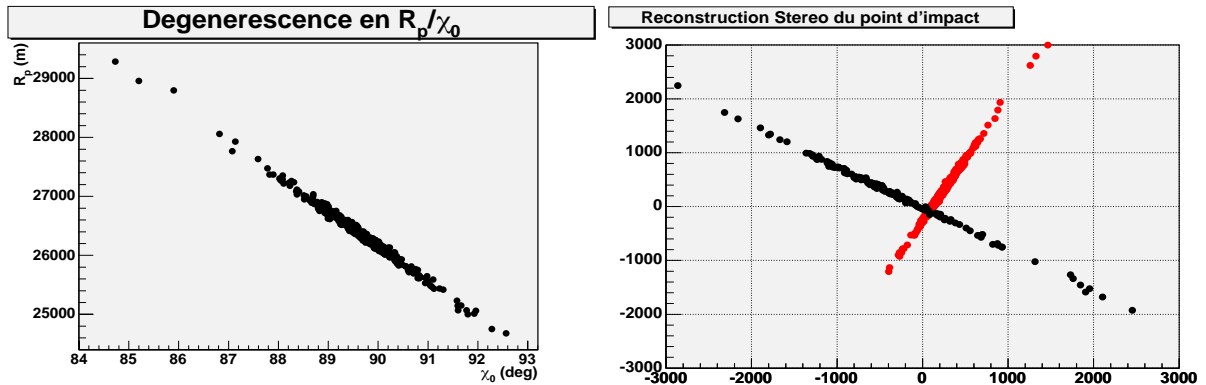


FIG. 6.16 – A gauche : corrélation des paramètres R_p et χ_0 pour la reconstruction de fluorescence. A droite : intersection des SDP au sol. Les points rouges correspondent aux points d'impact reconstruits par Los leones et les points noirs à ceux reconstruits par Coihuecco.

précédemment, on obtient les valeurs nominales avec une précision sur le point d'impact de l'ordre de 30 m et une précision sur l'angle θ de l'ordre de 0.5 deg. (FIG. 6.17).

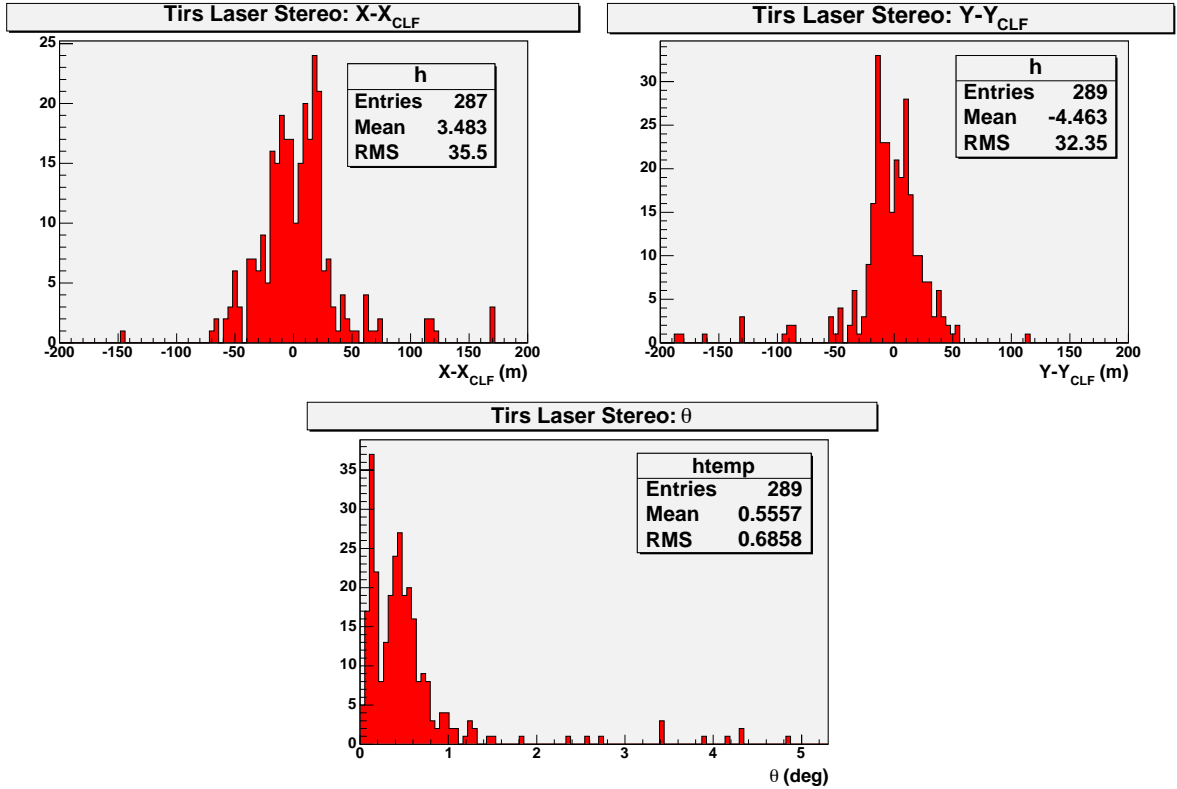


FIG. 6.17 – Reconstruction stéréo. Seuls les événements d'au moins 5 pixels pour Los Leones et pour Coihuecco ont été pris en compte. Le désalignement des miroirs a été corrigé.

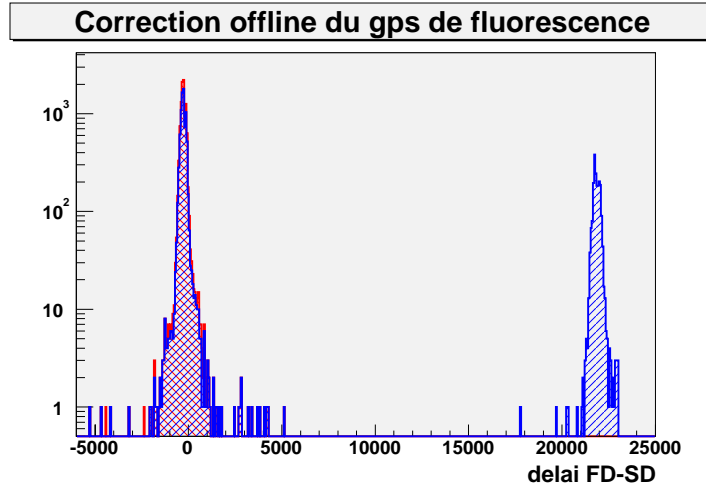


FIG. 6.18 – Différence des temps d'émission $T_{FD} - T_{SD}$ (en ns). L'histogramme bleu correspond aux écarts de timing non corrigés. On observe deux pics: l'un autour de 0 ns (nanoseconde correcte) et l'autre autour de 22 μ s (nanoseconde non corrigée). L'histogramme rouge représente les mêmes événements mais avec correction de la nano seconde offline. Tous les événements du second pic se retrouvent dans le premier pic.

6.3.6 Synchronisation FD/SD

Problèmes de GPS: correction différée de la nanoseconde de trigger FD.

Les tirs laser sont émis à une nanoseconde fixe. Or lorsque l'on observe la distribution du temps d'émission vu par la fluorescence (FIG. 6.18), on peut constater l'existence de "sauts" d'environ $22 \mu s$. Ces différences ont été identifiées comme des défaillances du système GPS de la fluorescence dans la correction de la nanoseconde de trigger. La correction de la nanoseconde se fait donc en différé d'après la méthode présentée en Annexe.???. L'étude de la stabilité du système GPS a montré que les précisions sur la nanoseconde ainsi corrigée variaient entre 60 et 110 ns.

Synchronisation FD-SD

Pour la détermination du temps d'émission vu par la fluorescence, les erreurs systématiques liées à la connaissance de la géométrie des tirs laser, ou de l'élévation des caméras, peuvent être très importantes. La figure FIG. 6.20 représente l'écart en temps pour l'ensemble des pixels que peut représenter une erreur sur la direction de visée des tirs laser ou sur l'élévation de la caméra. L'élévation de la caméra est déterminée grâce aux traces des étoiles dans la caméra, enregistrées dans les fichiers de mesure de bruit de fond. Elle est ainsi connue à 0.1 degrés près. La valeur de l'élévation pour le pixel le plus bas pour la colonne du milieu est de 2.14^0 pour Los Leones et de 1.80^0 pour Coihuecco. Un réalignement du miroir de Coihuecco a été effectué le 19 mars 2004, la valeur passant alors à 2.09^0 .

Pour le détecteur de surface, le temps d'émission du laser est donné par le temps de réponse de la cuve Celeste, corrigé du temps de propagation dans la fibre optique estimé à 180 ns, et dont la distribution est représentée FIG. 6.20. La dispersion est de 70 ns et comprend les fluctuations du GPS et les fluctuations électroniques de la cuve et du laser.

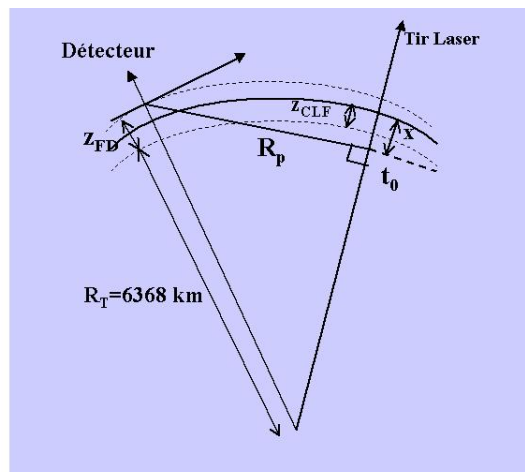


FIG. 6.19 – Prise en compte de la courbure de la terre pour la correction des t_{0FD} .

A partir des valeurs nominales, on détermine l'élévation de chaque pixel à l'intérieur du SDP, puis on trace la distribution pour chaque télescope des différences de temps :

$$\Delta t = t_{pixel} - \frac{R_p}{c} \tan \frac{\pi - \chi_0 - \chi_i}{2} - nano_{Celeste} \quad (6.3)$$

dont la valeur moyenne donne une estimation du $t_{0\text{ FD} - \text{nanoCeleste}}$. Du fait de la courbure de la terre, il faut corriger le t_0 de la propagation du laser entre le CLF et le point de l'axe pour lequel est déterminé le t_0 (point le plus proche du détecteur FD (FIG. 6.19)) On obtient les distances x , solutions de :

$$(R_T + z_{FD})^2 = R_p^2 + (R_T + z_{CLF} - x)^2 \quad (6.4)$$

Avec un rayon de la terre $R_T=6368$ km, une altitude du CLF de 1414 m, on a :

- *Los-Leones* : $distance_{FD-CLF}=25970$ m et $z_{FD} = 1416$ m donnent une valeur de x de 50 m, il faut donc ajouter 166 ns au t_0 obtenu. La différence de timing FD-SD obtenue est donc finalement de 80 ns.
- *Coihuecco* : $distance_{FD-CLF}=30250$ m et $z_{FD} = 1690$ m donnent une valeur de x de -204 m, il faut donc enlever 680 ns au t_0 obtenu. La différence de timing FD-SD obtenue est donc finalement de -260 ns.

Les résultats obtenus sont représentés FIG. 6.21. L'évolution de ces écarts en temps est représentée FIG. 6.22. On peut voir que ces décalages sont relativement stables dans le temps. On pourra donc considérer une seule correction pour chaque télescope quel que soit le temps. Il est à noter que ces écarts en temps correspondraient à une mauvaise estimation de l'élévation des miroirs de 0.03° pour Los-Leones et de 0.1° pour Coihuecco. Si ces différences de timing sont dues à une mauvaise géométrie des caméras, la réalisation de tirs à des angles différents devrait permettre de contrôler cet effet.

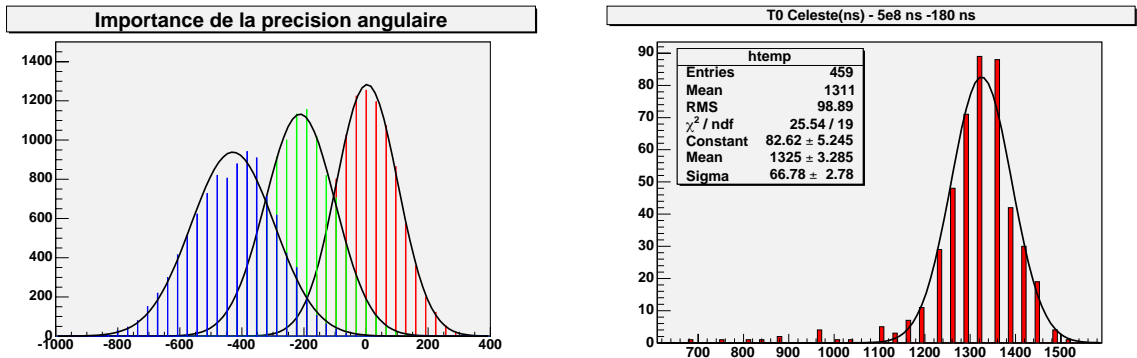


FIG. 6.20 – A gauche : écart en temps entre la réponse des pixels et la valeur attendue : sans erreurs sur les angles d'élévation des pixels (courbe rouge), avec une erreur systématique de 0.1 degrés (courbe verte) et 0.2 degrés (courbe bleue). A droite : temps de réponse de la cuve Celeste.

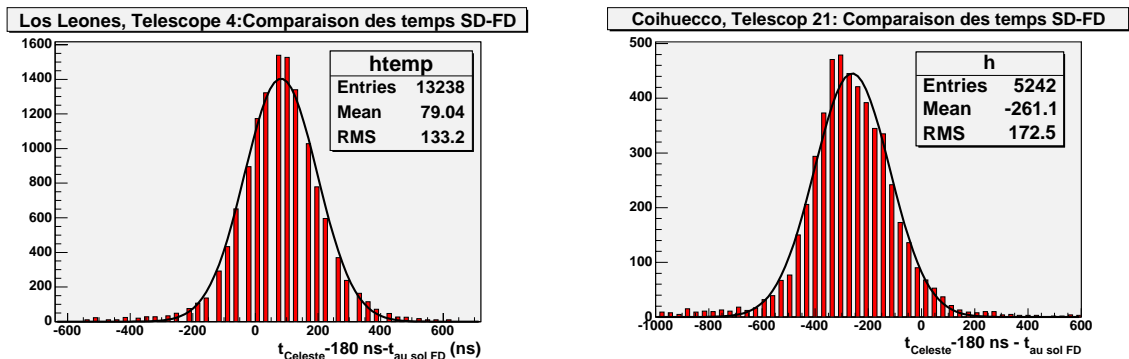


FIG. 6.21 – Ecart en temps SD/FD. A gauche pour Los-Leones, à droite pour Coihuecco.

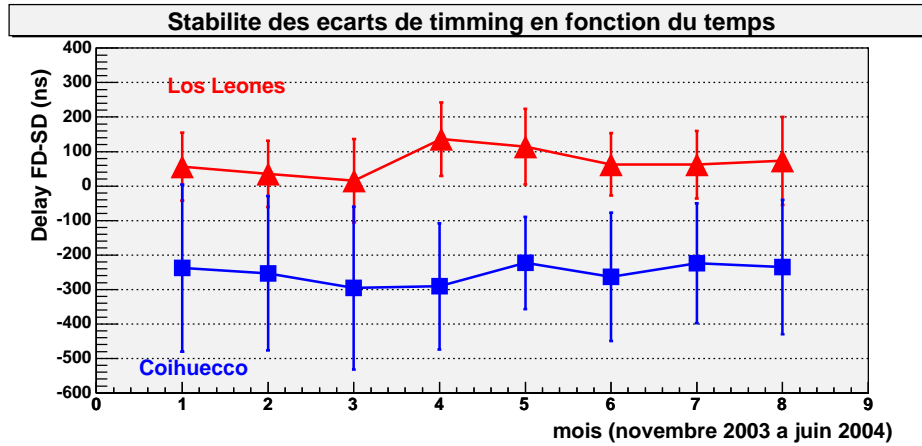


FIG. 6.22 – Evolution du timing FD/SD en fonction du temps pour Los-Leones (triangles) et Coihuecco (carrés). Ces écarts sont relativement stables dans le temps.

6.3.7 Reconstruction hybride

Une fois les décalages en temps corrigés (on enlève 79 ns à la nanoseconde de trigger de l'événement FD) on obtient, pour Los-Leones, les résultats présentés en FIG. 6.23 : les erreurs systématiques sont nulles et la précision est de 30 m sur X et Y et de 0.1^0 sur θ . On retrouve donc des précisions comparables aux reconstructions stéréos pour la position du point d'impact et meilleures pour la direction du tir laser. Le nombre d'événements hybrides est plus important que le nombre d'événements stéréo (pour une même période il y a eu 300 événements stéréo pour 600 événements hybrides vus par Los-Leones).

6.3.8 Conclusion de la phase de préproduction

La comparaison des temps FD et SD donne un écart systématique entre les deux GPS de 80 ns pour Los-Leones et -260 ns pour Coihuecco, ce qui, s'ils n'étaient pas corrigés, correspondraient respectivement à des erreurs systématiques de 24 et 80 m sur la position du point d'impact dans une reconstruction hybride. Ces différences de timing sont déterminées pour les mois de novembre 2003 à juin 2004 et semblent stables dans le temps (FIG. 6.22). Afin de pouvoir réduire les erreurs systématiques sur la détermination de cet écart en temps, et en particulier être moins sensible à la direction d'émission du Laser ou à l'élévation de la caméra, la réalisation de tirs laser plus proches ou à angles multiples seraient nécessaires.

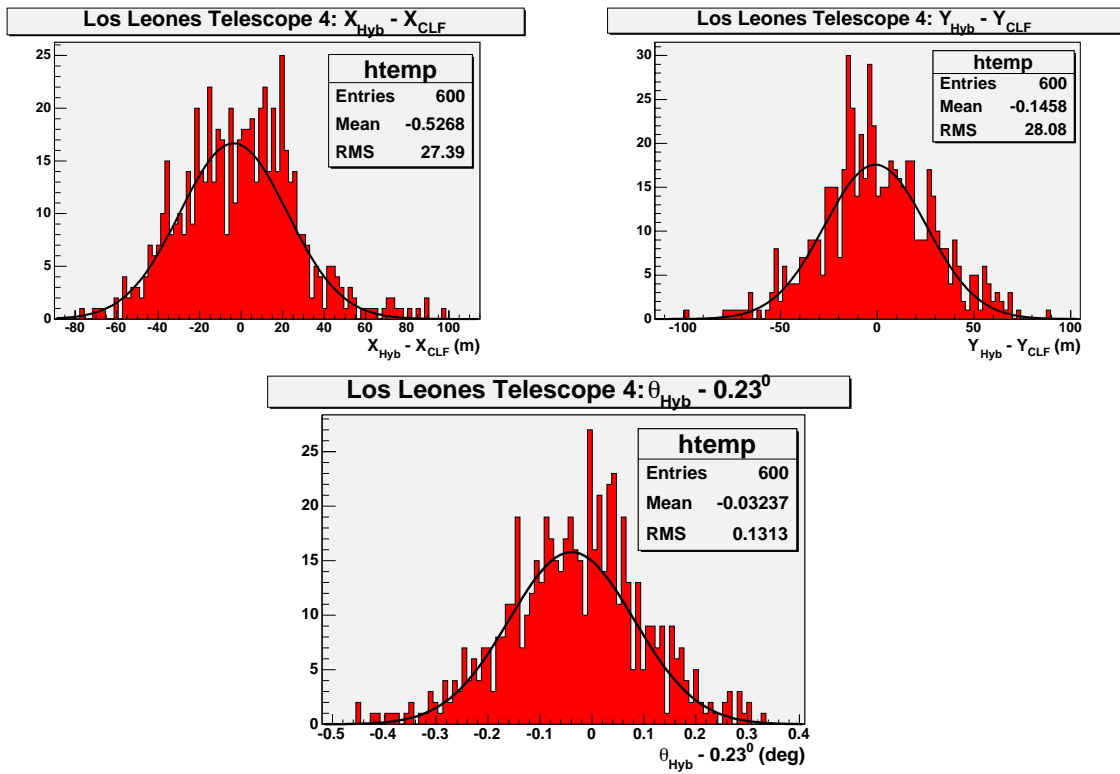


FIG. 6.23 – Reconstruction hybride des paramètres X , Y et θ pour Los-Leones, le timing étant corrigé conformément à l'étude précédente.

6.4 Conclusions

Les tirs laser hybrides nous ont permis de déterminer les précisions relatives des trois différents types de reconstruction : FD monoculaire, FD stéréo et Hybride. Les précisions obtenues sur les tirs de la phase de préproduction sont résumées TAB. 6.3. Il s'agit ici de la précision maximale que l'on peut espérer avoir. En effet les tirs laser correspondent à une trace sur toute la longueur de la caméra et des fluctuations dans les écarts entre le temps d'émission et le temps de réponse de la station minimaux (dans un vrai événement il faut ajouter les fluctuations dans la propagation du front de gerbe). La reconstruction Hybride donne ici des précisions meilleures que la reconstruction Stéréo, la reconstruction du SDP pour Coihuecco, plus éloigné, étant moins précise que celle de Los-Leones.

Une fois les écarts de synchronisation entre les détecteurs de surface et de fluorescence déterminés, nous allons à présent considérer les événements enregistrés durant la phase de préproduction.

	$\bar{X}(m)$	$\sigma_X(m)$	$\bar{Y}(m)$	$\sigma_Y(m)$	$\bar{\theta}(deg)$	$\sigma_\theta(deg)$
FD-mono	100+/-7	171+/-5	230+/-16	400+/-11	0.5+/-0.04	0.9+/-0.02
FD-stéréo	0+/-2	35+/-1.4	0+/-2	32+/-1.5	0+/-0.04	0.6+/-0.02
Hybride	0+/-1	27+/-0.8	0+/-1	28+/-0.8	0+/-0.004	0.1+/-0.003

TAB. 6.3 – Précisions des différents types de reconstruction obtenues par l'analyse des tirs Laser de la phase de préproduction.

Chapitre 7

Données de la phase de préproduction

7.1 Introduction

Durant la phase de préproduction, le réseau de surface s'est étendu d'une quarantaine de stations en août 2003 à plus de 400 stations en août 2004. Les détecteurs de fluorescence de Los-Leones et Coihuecco ont été équipés également progressivement pour atteindre une installation complète (12 télescopes) en juillet 2004. Ainsi, durant cette période, environ 40000 événements ont pu être enregistrés par le détecteur de surface, 10000 par le détecteur de fluorescence, dont 370 sont dits "Golden Hybrides", c'est-à-dire pouvant être reconstruits indépendamment par le détecteur de surface et par le détecteur de fluorescence.

Dans ce chapitre nous réaliserons tout d'abord une analyse de ces événements dits Golden Hybrides afin de vérifier les précisions relatives aux différents types de reconstruction, et également d'effectuer une première comparaison des énergies reconstruites.

Nous verrons ensuite quelles distributions correspondent aux différentes grandeurs physiques de ces événements (distributions angulaires et en énergies), pour enfin analyser les anisotropies observées pour différentes énergies et les différents types de reconstruction.

7.2 Événements Golden Hybrides

7.2.1 Sélection des événements

Avant juin 2004, il n'existe pas de fichiers de données hybrides. Les événements hybrides sont signalés au niveau des données du détecteur de surface par un nom de trigger de type "Fd". Etant donnée la construction du trigger hybride (cf. section 4.3.3 p.56) les données FD sont enregistrées indépendamment et ne peuvent pas contenir d'information concernant l'existence d'un événement SD correspondant. La première tâche a donc été de sélectionner les événements SD et FD d'un même événement hybride, et de les rassembler en un fichier "hybride", c'est-à-dire contenant à la fois les événements du détecteur de surface et les événements du détecteur de fluorescence correspondant. La sélection se base donc sur les données du détecteur de surface, pour chaque trigger de type "Fd", une lecture des événements FD de même date est réalisée et les événements Fd ayant triggé dans la même seconde sont conservés. (Le taux de T3 de la fluorescence étant de 0.02 Hz, la probabilité d'avoir 2 événements (l'événement à l'origine du trigger Fd et un événement fortuit) dans la même seconde est de seulement 0.02%).

Pour les événements Golden, on rajoute une première étape à la sélection qui est de déterminer si les triggers Fd sont restructuribles par le détecteur de surface. Pour cela il faut effectuer

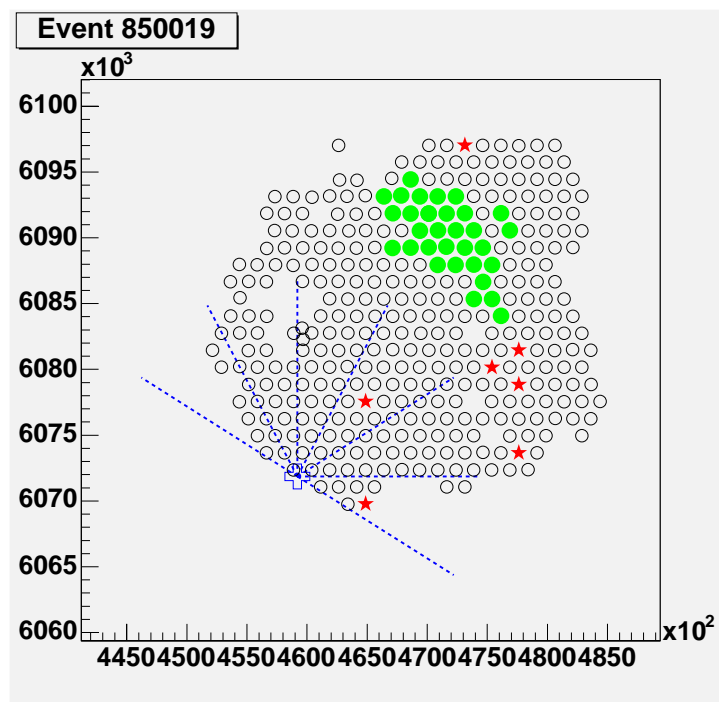


FIG. 7.1 – Présélection des stations SD. Les ronds verts correspondent aux stations conservées, les étoiles rouges aux stations accidentelles.

une présélection des stations. En effet, étant donnée la grande permissivité du trigger hybride (une fenêtre de $\pm 120 \mu s$ est ouverte pour récolter les T1 (100 Hz) de toutes les stations, sans contraintes géométriques), pour 350 stations dans le réseau, on attend un nombre moyen de stations fortuites dans chaque événement $N = 240 \mu s \times 100 Hz \times 350 = 8.4$.

La sélection effectuée est basée sur une cohérence spatiale des stations et vise à reproduire un trigger de type SD. La station de référence choisie est la station de maximum de signal. On définit un premier ensemble compact autour de cette station (i.e. pour chaque station du groupe, la station la plus proche est à moins de 3 km). S'il n'existe pas d'ensemble compact d'au moins 3 stations contenant la station de plus fort signal, les stations du premier groupe ainsi défini sont effacées et on recommence la sélection tant qu'il y a des stations. Un exemple de présélection est représenté FIG. 7.1.

Les événements du détecteur de surface sont ensuite reconstruits grâce à un programme réalisé par Pierre Billoir. Une nouvelle sélection des stations est effectuée lors de la reconstruction géométrique : dans le cas de résidus trop importants dans le fit en temps de l'arrivée du front de gerbe sur les stations, ou si le résultat alors obtenu n'est pas physiquement valable ($u^2 + v^2 > 1$, u et v étant les coordonnées du vecteur directeur de l'axe de la gerbe : $\vec{u} = (u, v, w)$), on retire aléatoirement une station et, pour chaque possibilité, on renouvelle la reconstruction jusqu'à ce que celle-ci corresponde aux critères précédents. Si les critères ne sont toujours pas vérifiés, on recommence en supprimant jusqu'à six stations. L'absence de présélection nécessiterait la suppression d'un plus grand nombre de stations et rendrait donc cet algorithme particulièrement lent.

Afin de contrôler la cohérence des coupures effectuées avec le nombre de stations accidentelles

attendu, nous allons considérer la distribution du nombre de stations par événement, avant et après sélection, pour le mois de juin. Cette distribution est représentée FIG. 7.2. Le nombre de stations dans le réseau de surface est alors en moyenne de 350. Le nombre de stations rejetées devrait donc correspondre à une distribution de Poisson de valeur moyenne $N = 240\mu s \times 100Hz \times 350 = 8.4$. La distribution du nombre de stations rejetées ainsi que la distribution de Poisson attendue sont représentées FIG.7.2. Les deux distributions sont en accord (0.9σ).

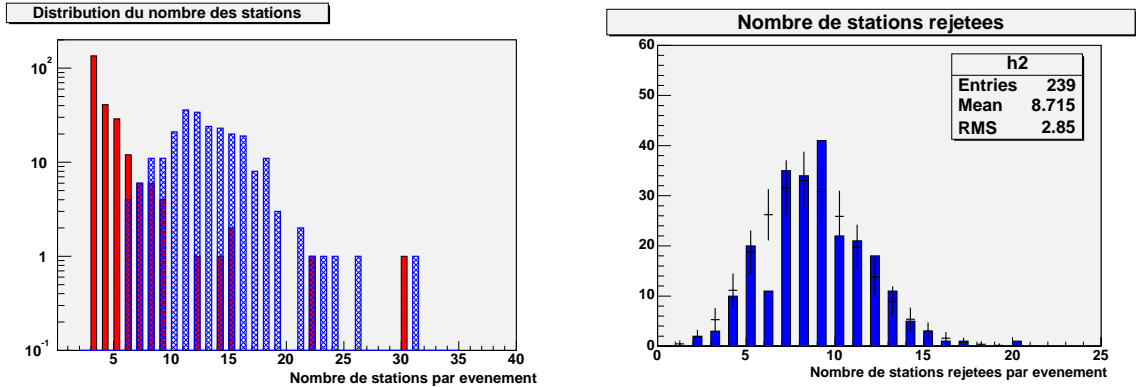


FIG. 7.2 – *A gauche : distribution du nombre de stations par événement. En hachuré bleu avant sélection, en plein rouge après sélection. A droite : comparaison du nombre de stations rejetées à une loi de Poisson de valeur moyenne 8.4.*

Entre les mois de septembre 2003 et de juin 2004, 539 événements ont ainsi été sélectionnés. Ces événements vont permettre de comparer les différents types de reconstruction : FD monoculaire, SD et Hybride. On ne considèrera ici que les événements enregistrés par Los-Leones.

7.2.2 Comparaison des reconstructions géométriques : SD/Hyb

La reconstruction Hybride est effectuée avec un front de gerbe plan, en ne considérant que la station de maximum de signal. Des coupures sur les reconstructions sont effectuées : on ne conserve que les événements de plus de 5 pixels, le résidu de la station à l'intérieur du fit hybride doit être inférieur à 300 ns, et la distance entre la station et l'axe de la gerbe inférieure à 1.5 km. Sur les 539 événements sélectionnés seuls 432 ont plus de 5 pixels après reconstruction. Une fois les autres coupes effectuées, il reste 367 événements. La position des points d'impact est présentée FIG. 7.3

Recherche d'effets systématiques sur la position

Deux principaux phénomènes (déjà constatés lors de l'analyse des tirs laser) peuvent être à l'origine d'effets systématiques sur la position : le désalignement des miroirs, et la désynchronisation des systèmes GPS FD/SD.

On vérifie l'alignement du miroir en considérant l'angle entre les droites au sol reliant Los-Leones et le point d'impact pour les reconstructions SD et Hyb. La distribution de cet angle est représentée FIG. 7.4. L'absence d'erreur systématique indique un bon alignement des miroirs.

Concernant la désynchronisation des horloges FD/SD, elle va se traduire par un déplacement systématique du point d'impact reconstruit de manière hybride à l'intérieur du SDP. Elle correspondra donc à une erreur systématique sur la différence entre les distances Los-Leones-Impact reconstruits par le détecteur de surface et par la méthode hybride. La distribution de cet écart

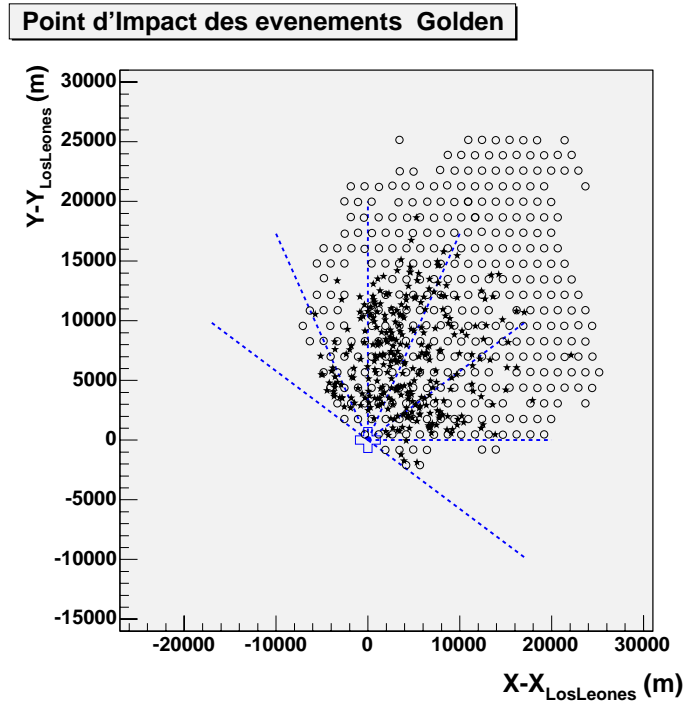


FIG. 7.3 – Position des points d'impact des événements Golden Hybrides.

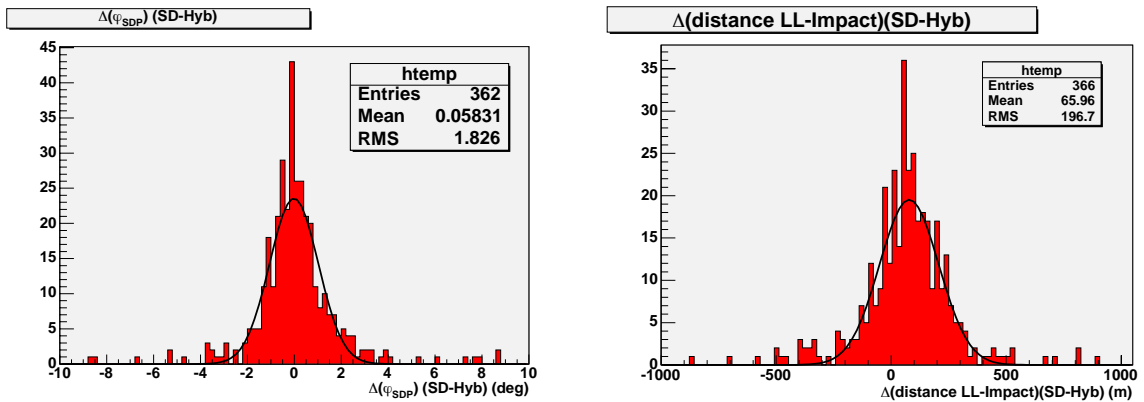


FIG. 7.4 – A gauche : angle caractéristique de l'alignement des miroirs. L'absence d'écart systématique indique un bon alignement. A droite : effets systématiques sur la distance Los-Leones/Impact dans la reconstruction hybride. Cet écart systématique correspond à une mauvaise synchronisation des systèmes GPS, mais l'erreur reste faible.

est représentée FIG. 7.4. On constate un faible écart systématique. Les temps des 2 horloges ne sont donc pas parfaitement alignés.

Comparaison des reconstructions géométriques

Les comparaisons des reconstructions géométriques SD et Hybrides sont présentées FIG. 7.5. La dispersion des écarts sur la position du point d'impact est de 140 m, et sur les angles de 1.8° .

Il n'existe pas de corrélation entre les différentes erreurs sur les paramètres de reconstruction (FIG. 7.6).

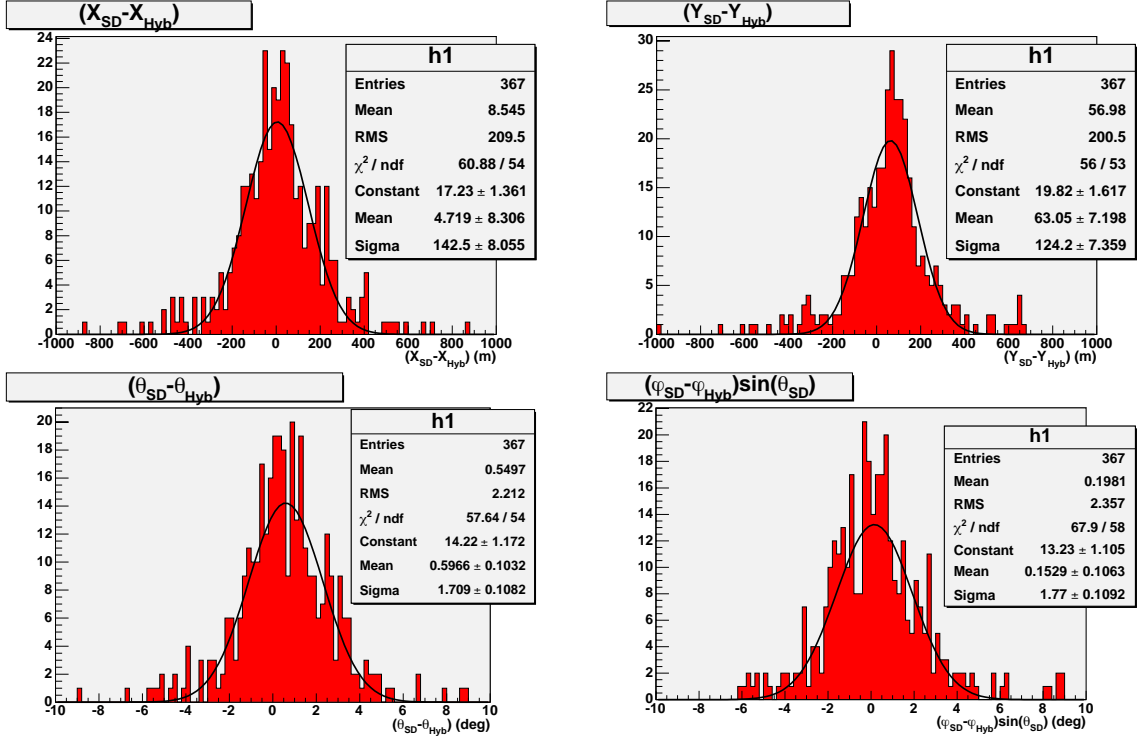


FIG. 7.5 – Comparaison des reconstructions SD et hybrides pour les paramètres X , Y , θ et φ pour les événements Golden, le timing étant corrigé conformément à l'étude des tirs lasers.

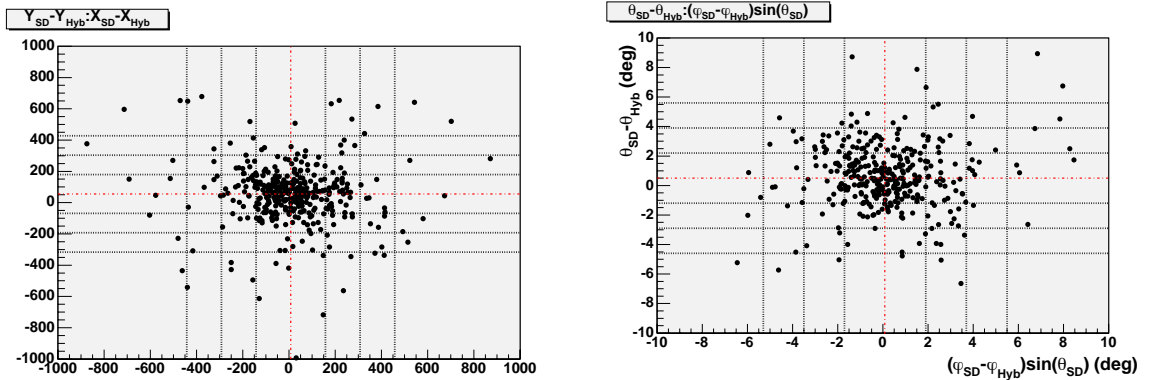


FIG. 7.6 – A gauche : corrélations entre les écarts SD-Hyb pour X et Y . A droite : corrélations entre les écarts SD-Hyb pour θ et φ . Les lignes rouges correspondent aux valeurs moyennes et les lignes hachurées aux écarts à 1, 2 et 3σ . On n'observe pas de corrélation entre les différentes erreurs.

On peut comparer les dispersions obtenues aux précisions déterminées à partir des simulations à $10^{18}eV$: la précision attendue sur la position est de l'ordre de $\sigma = 90\text{ m}$ pour X et Y , pour le SD comme pour la méthode hybride. En l'absence de corrélation, la dispersion attendue sur l'écart $X_{SD} - X_{Hyb}$ comme sur $Y_{SD} - Y_{Hyb}$ sera donc de l'ordre de $\sigma_{SD-Hyb} = \sqrt{\sigma_{SD}^2 + \sigma_{Hyb}^2} \approx \sqrt{2} \times 90 \approx 130\text{ m}$. Les dispersions observées sont donc conformes aux valeurs attendues. De même pour les angles, les précisions déterminées sur les simulations sont de 1.7^0 pour le SD et 0.6^0 pour l'hybride (pour θ comme pour $\varphi \sin\theta$) on attend donc une dispersion

$\sigma_{SD-Hyb} = \sqrt{\sigma_{SD}^2 + \sigma_{Hyb}^2} \approx \sqrt{1.7^2 + 0.6^2} \approx 1.8^0$. Les dispersions observées sont conformes aux dispersions attendues.

7.2.3 Comparaison des reconstructions géométriques : FD/Hyb

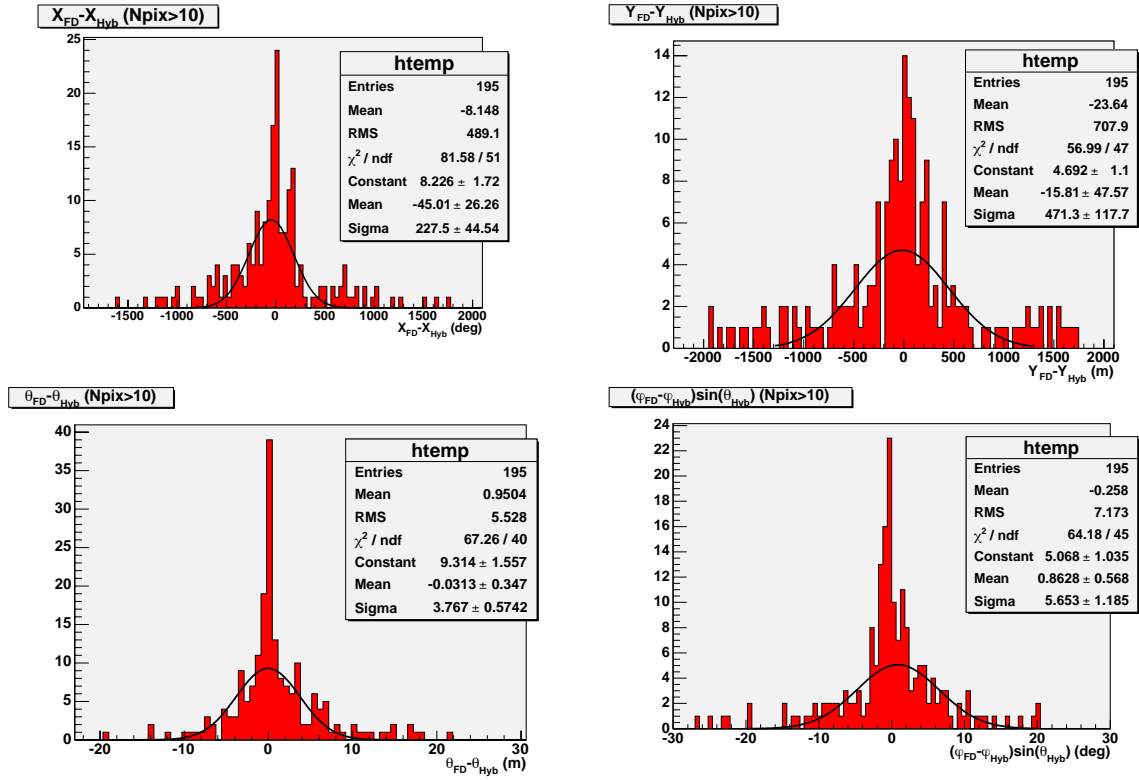


FIG. 7.7 – Comparaison des reconstructions FD (plus de 10 pixels) et hybrides pour les paramètres X , Y , θ et φ pour les événements Golden, le timing étant corrigé conformément à l'étude des tirs lasers.

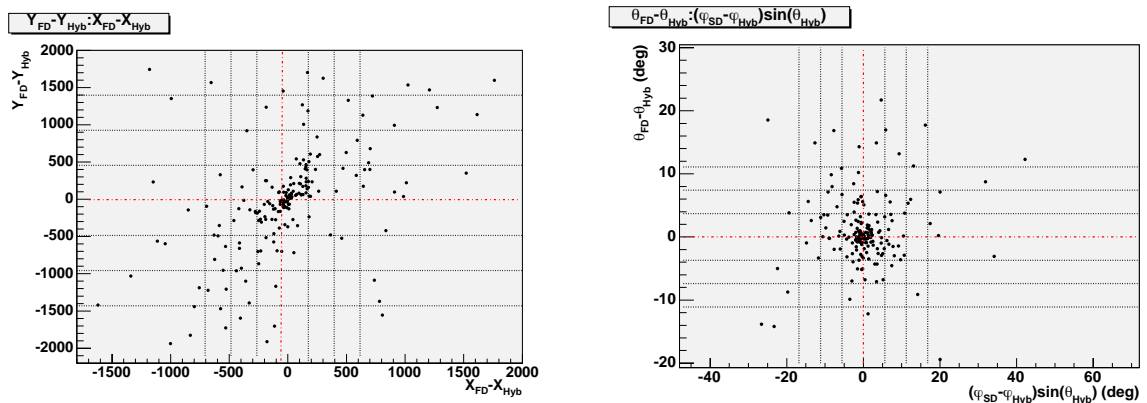


FIG. 7.8 – A gauche : corrélations entre les écarts FD-Hyb pour X et Y . A droite : corrélations entre les écarts FD-Hyb pour θ et φ . Les lignes rouges correspondent aux valeurs moyennes et les lignes hachurées aux écarts à 1, 2 et 3 σ . On observe de légères corrélations entre X et Y .

On procède de même pour les reconstructions FD (événements de plus de 10 pixels) et Hybrides. Les résultats sont présentés FIG.7.7. Les dispersions sont de l'ordre de 220 m sur X, 470 m sur Y, 3.7 deg sur θ et 5.6 deg sur phi. On observe de légères corrélations entre les erreurs sur X et sur Y, mais pas sur les angles (FIG.7.8). De même que précédemment, on peut comparer les dispersions observées à celles attendues à partir des simulations à $10^{18}eV$: la précision attendue sur la position est de l'ordre de $\sigma = 400m$ pour X et Y et pour le FD et d'environ 90 m pour la méthode hybride. En l'absence de corrélation, la dispersion attendue sur l'écart $X_{FD} - X_{Hyb}$ comme sur $Y_{FD} - Y_{Hyb}$ sera donc de l'ordre de $\sigma_{FD-Hyb} = \sqrt{\sigma_{FD}^2 + \sigma_{Hyb}^2} \approx \sqrt{400^2 + 90^2} \approx 410m$. Les dispersions observées sont donc un peu plus grandes que celles attendues pour Y mais plus petites pour X. Cette meilleure reconstruction pour X peut être expliquée par une direction d'observation des événements privilégiée le long de l'axe Los-Leones/Nord, du fait du développement du détecteur de surface. L'erreur sur X correspond donc ici essentiellement à l'erreur sur l'angle φ_{SDP} .

De même pour les angles, les précisions déterminées sur les simulations sont de 3^0 pour le FD et 0.6^0 pour l'hybride (pour θ comme pour $\varphi \sin\theta$) on attend donc une dispersion $\sigma_{FD-Hyb} = \sqrt{\sigma_{FD}^2 + \sigma_{Hyb}^2} \approx \sqrt{3^2 + 0.6^2} \approx 3.1^0$. Les dispersions observées sont donc plus grandes que les dispersions attendues.

7.2.4 Comparaison des énergies

La calibration relative des détecteurs de fluorescence utilisée est décrite Ref. [79]. La calibration absolue a été définie conformément à la Ref. [80]. On appellera dans cette partie "énergie hybride" l'énergie reconstruite par la fluorescence à partir d'une géométrie hybride.

Comparaison FD/Hyb

La comparaison des énergies reconstruites par la FD de façon monoculaire (FD) ou hybride (Hyb) est représentée FIG. 7.9. On observe une très bonne corrélation entre les deux reconstructions et une dispersion de seulement 10% pour l'écart relatif $(E_{FD} - E_{Hyb})/E_{Hyb}$. Etant données les précisions observées sur la position du point d'impact (environ 600 m pour une distance moyenne des gerbes de 8 km), on peut estimer l'impact de la reconstruction géométrique sur la détermination des énergies, en considérant $N_e \propto R^2$, R étant la distance entre l'axe de la gerbe et le détecteur (on néglige l'impact de la reconstruction sur la propagation et ne considère que l'effet d'angle solide sur la fraction de photons reçus) : $dE/E \propto dN_e/N_e \propto dR/R \approx 600/8000 \approx 8\%$. On retrouve bien l'ordre de grandeur observé.

Comparaison SD/Hyb

On réalise une reconstruction des énergies à partir de deux formules de conversion du signal à 1000 m (S_{1000}) en énergie. La première est celle utilisée par le CDAS et dérivée des simulations Corsika :

$$E(EeV) = \left(\frac{S_{1000}}{-1.07 + 25.8/\cos\theta - 23.5/\cos^2\theta + 5.7/\cos^3\theta} \right)^{1/0.95} \quad (7.1)$$

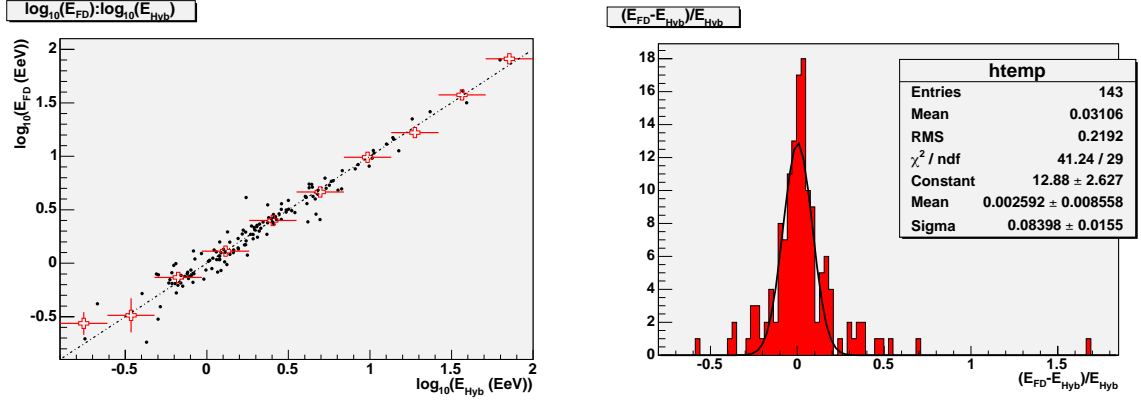


FIG. 7.9 – A gauche : corrélation entre les énergies $FD_{monoculaire}$ (FD) et FD_{Hyb} (Hyb). A droite : distribution des écarts relatifs $(E_{FD} - E_{Hyb})/E_{Hyb}$. On observe une très bonne corrélation des événements reconstruits et une dispersion de l'écart relatif entre les deux énergies de seulement 10%.

La seconde suggérée par Pierre Billoir est paramétrisée en fonction de la profondeur du maximum de la gerbe (X_{max}) : une première estimation de l'énergie est donnée par :

$$E(Eev) = \left(\frac{S_{1000}}{7.8/\sqrt{1 + 11.8\sqrt{1/\cos\theta} - 1}} \right)^{1/0.95} \quad (7.2)$$

un X_{max} moyen est alors défini à partir de cette première estimation : $X_{max} = 720 + 60 \log_{10}(E(EeV))$ (valeur moyenne pour des protons). En considérant $X = X_{ground} - X_{max}$, l'expression finale de l'énergie devient :

$$E(Eev) = \left(\frac{S_{1000}}{0.8 + 4/(1 + \sqrt{(X - 150)/420})} \right)^{1/0.95} \quad (7.3)$$

Les énergies Hybrides sont représentées en fonction des énergies SD FIG. 7.10, pour la formule du CDAS et FIG. 7.11 pour la formule paramétrisée en fonction de X_{max} . Dans les deux cas, les énergies sont bien corrélées.

Dans le premier cas (CDAS), l'écart relatif $(E_{SD} - E_{Hyb})/E_{Hyb}$ est en moyenne de -27%, l'énergie hybride estimée est donc supérieure à l'énergie SD. A 10^{18} eV, les reconstructions sur les simulations donnaient une surestimation de 23% de l'énergie par la méthode hybride ce qui semble correspondre à l'écart relatif observé. L'évolution de l'écart relatif avec l'angle θ et l'énergie semble indiquer une augmentation relative de l'énergie SD aux angles θ grands (supérieurs à 50°) et pour les plus hautes énergies.

D'autre part les dispersions sont très différentes : on observe 52 % de dispersion pour la paramétrisation du CDAS et 77 % pour la paramétrisation en fonction du X_{max} . Les précisions sur les simulations, à 10^{18} eV, sont de 34 % pour la reconstruction hybride et de 23 % pour le SD (paramétrisation type CDAS). On attend donc en l'absence de corrélation une dispersion $\sigma(\Delta E/E)_{SD-Hyb} = \sqrt{34^2 + 23^2} \approx 41\%$. Les précisions sont donc moins bonnes que celles attendues.

Dans le second cas (X_{max}), l'écart relatif des énergies est cette fois-ci de 7%. L'énergie SD reconstruite est donc cette fois-ci très légèrement supérieure à l'énergie hybride. On note de même une augmentation de l'écart relatif aux grands angles et pour les plus hautes énergies.

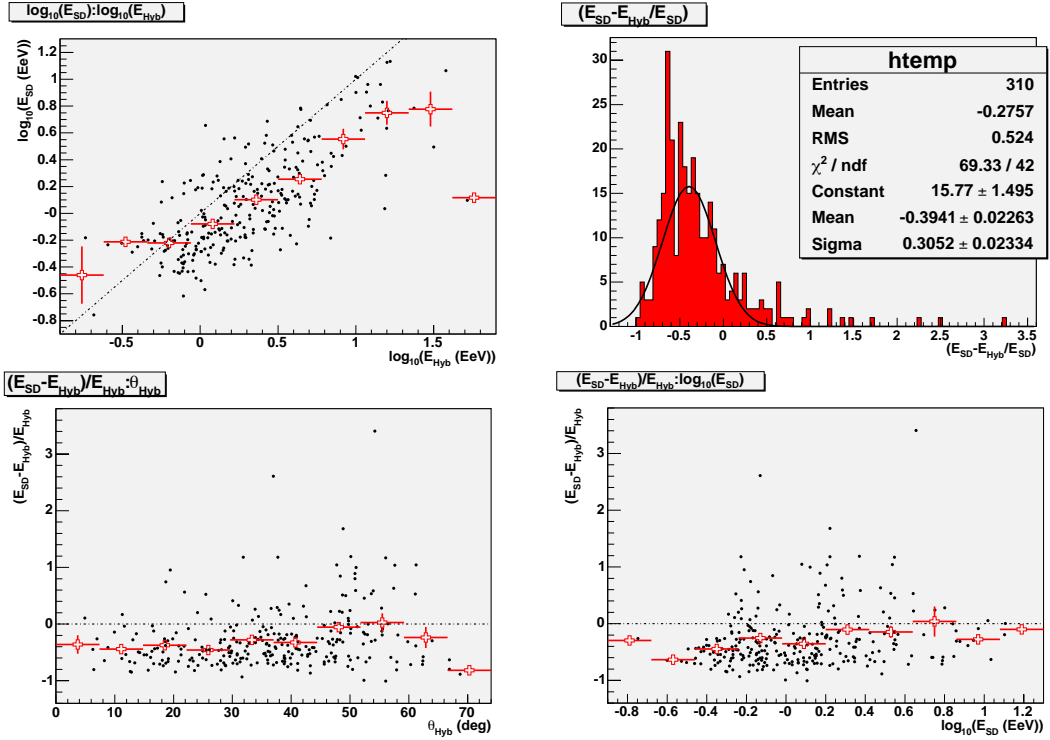


FIG. 7.10 – Comparaison des énergies SD et Hybrides(FD) pour une paramétrisation du S_{1000} de type CDAS.

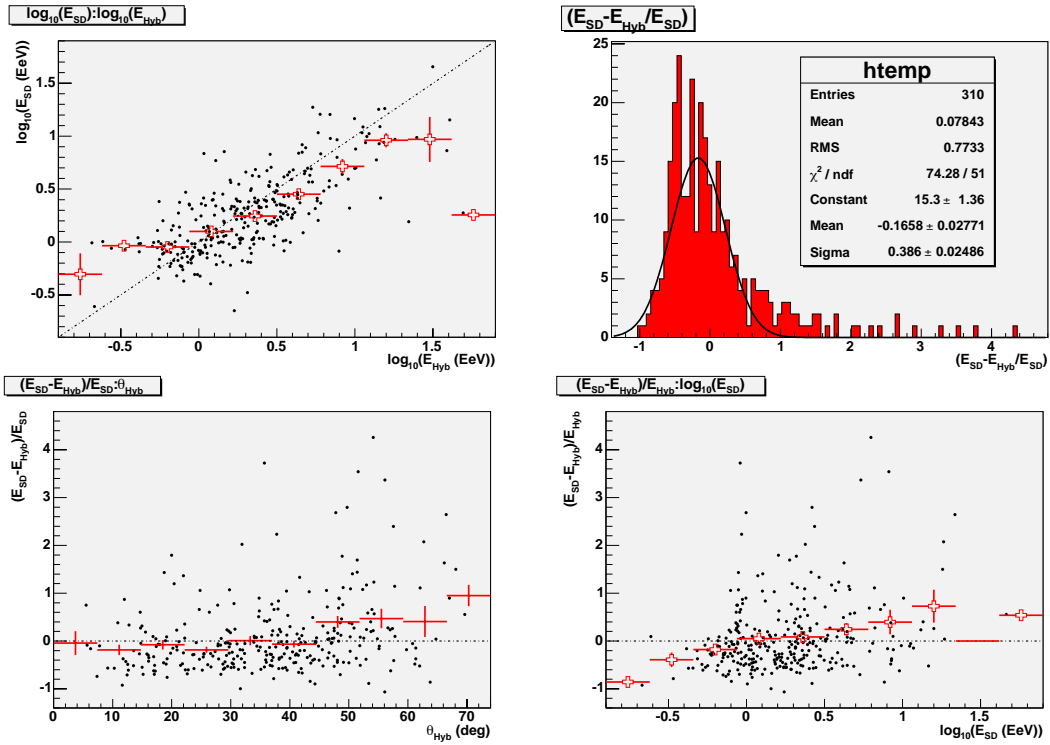


FIG. 7.11 – Comparaison des énergies SD et Hybrides(FD), pour une paramétrisation du S_{1000} en fonction du X_{max} .

7.2.5 Conclusion

Les premiers événements Golden Hybrides ont permis de vérifier les précisions associées à chaque type de reconstruction géométrique et de les comparer avec les valeurs obtenues. Si les comparaisons des reconstructions SD et Hybrides sont en accord avec les précisions obtenues sur les simulations, la reconstruction FD semble, dans l'état actuel, moins bonne que ce qui est attendu.

La comparaison des énergies montre un écart entre les énergies SD et Hybrides dépendant des Monte Carlo à l'origine de la paramétrisation, de -27 % à 7%. Les dispersions attendues sont plus importantes que celles attendues et varient de 50 % à 77 % selon le Monte Carlo utilisé. Les deux types de paramétrisation utilisés semblent indiquer une augmentation relative de l'énergie reconstruite par le détecteur de surface avec l'angle et avec l'énergie.

Les résultats obtenus sont résumés TAB. 7.1.

Une étude plus fine de la forme de la LDF, en fonction de l'angle θ ou du X_{max} , serait à réaliser, mais elle nécessite une statistique plus importante.

	valeurs observées	valeurs attendues
SD		
σX_{SD-Hyb}	140 m	130 m
σY_{SD-Hyb}	125 m	130 m
$\sigma \theta_{SD-Hyb}$	1.7^0	1.8^0
$\sigma \varphi \sin \theta_{SD-Hyb}$	1.8^0	1.8^0
$\sigma \Delta E / E_{SD(CDAS)-Hyb}$	52 %	41 %
FD		
σX_{FD-Hyb}	230 m	410 m
σY_{FD-Hyb}	471 m	410 m
$\sigma \theta_{FD-Hyb}$	3.7^0	3.1^0
$\sigma \varphi \sin \theta_{FD-Hyb}$	5.6^0	3.1^0
$\sigma \Delta E / E_{FD-Hyb}$	8 %	8 %

TAB. 7.1 – Comparaison des dispersions observées aux dispersions attendues (simu), pour les comparaisons des reconstructions SD et FD aux reconstructions hybrides.

7.3 Distributions angulaires

Les distributions angulaires attendues des directions d'arrivée des rayons cosmiques sont uniformes en φ et en $\sin^2 \theta$. Les écarts à ces distributions correspondent à des effets d'acceptance, qui vont dépendre du type de détection. Les distributions observées sont donc représentées pour les événements SD, FD et hybrides.

7.3.1 Données du détecteur de surface

Les distributions de φ et $\sin^2 \theta$, pour les données du détecteur de surface sont représentées FIG. 7.12. La distribution est bien uniforme en φ . Pour θ ces distributions dépendent de l'énergie : en dessous de 10^{18} eV, les valeurs de θ sont privilégiées autour de 30^0 , l'angle est alors

suffisant pour que le nombre de stations touchées soit supérieur à trois et la profondeur d'atmosphère traversée ne soit pas trop importante. Entre 10^{18} et 10^{19} eV, la distribution est plus plate, mais on observe une augmentation avec θ qui pourrait correspondre à une augmentation de l'estimation de l'énergie avec l'angle θ , comme observé sur les événements Golden. Le même phénomène semble également exister au dessus de 10^{19} eV, mais la statistique est encore faible.

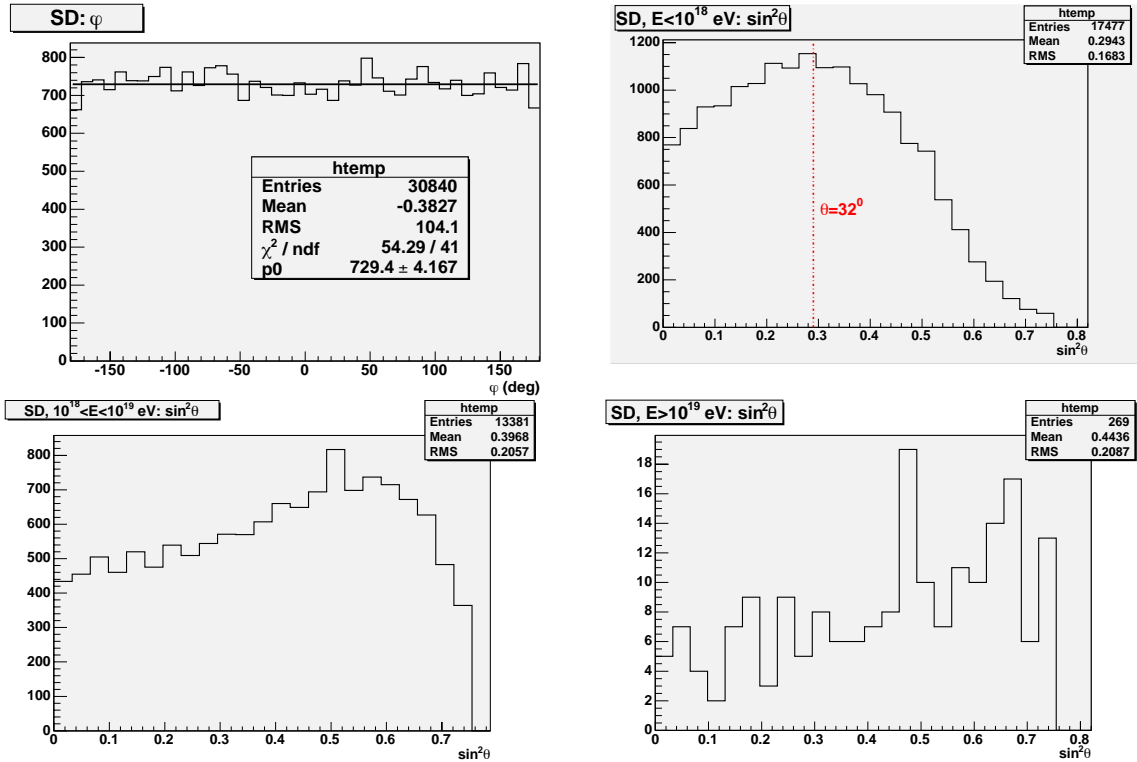


FIG. 7.12 – Distributions angulaires pour le SD.

7.3.2 Données du détecteur de Fluorescence

Les distributions de φ et $\sin^2\theta$, pour le FD, sont représentées FIG. 7.13. La distribution est uniforme en φ . Pour les angles θ , les distributions dépendent également de l'énergie : pour des énergies inférieures à 10^{18} eV, contrairement au SD, la distribution est plate en $\sin^2\theta$ pour des angles inférieurs à 30 degrés. Elle décroît ensuite avec $\sin^2\theta$. Ceci est dû à une augmentation de la distance entre le maximum de développement de la gerbe et le détecteur avec l'angle θ . Pour des énergies comprises entre 10^{18} et 10^{19} eV, la distribution est plate en $\sin^2\theta$ jusqu'à 50 degrés et décroît ensuite également avec $\sin^2\theta$. Enfin, pour les énergies supérieures à 10^{19} eV la distribution semble plate en $\sin^2\theta$ mais la statistique à ces énergies est encore faible.

7.3.3 Événements Golden Hybrides

Enfin, les distributions de φ et $\sin^2\theta$, pour les événements Golden, sont représentées FIG. 7.14. La statistique est ici insuffisante pour effectuer une comparaison des distributions pour différentes énergies. On retrouve une distribution uniforme en φ . De même que pour les événements SD en dessous de 10^{18} eV, on peut observer une distribution légèrement piquée pour $\theta \approx 30^\circ$.

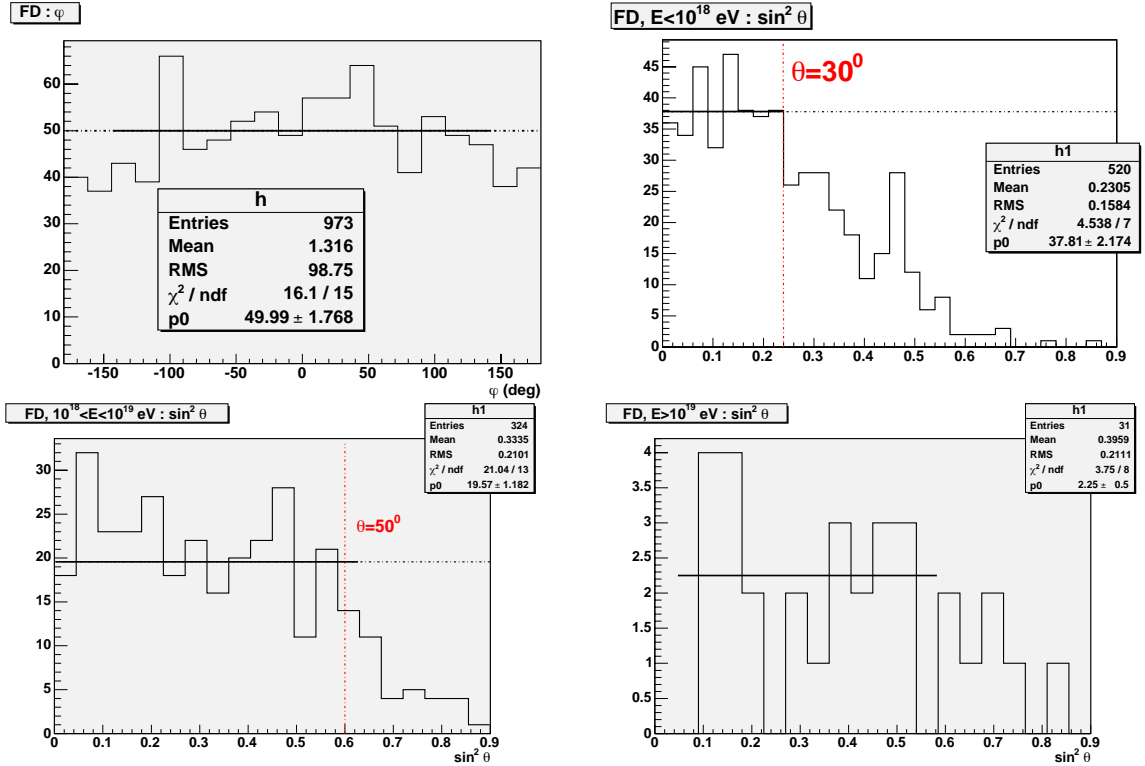


FIG. 7.13 – Distributions angulaires pour le FD.

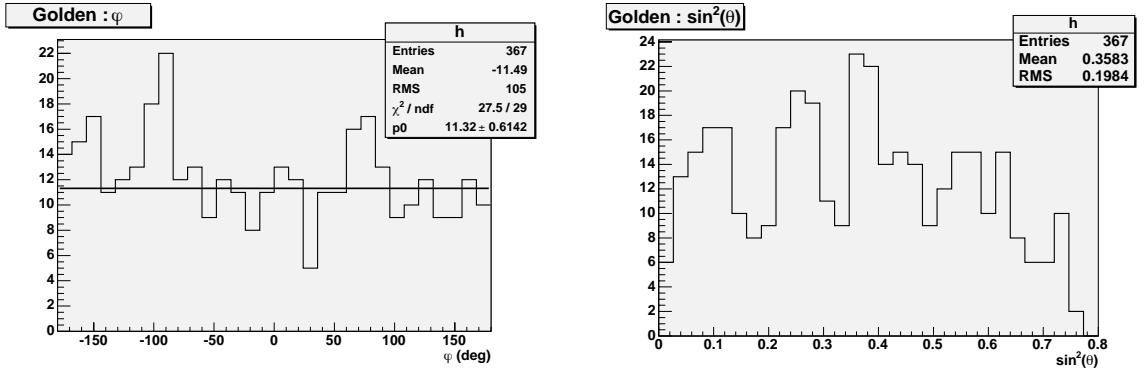


FIG. 7.14 – Distributions angulaires pour les événements Golden Hybrides.

7.4 Distribution des énergies

7.4.1 Données du détecteur de surface

On considère les données enregistrées entre les mois de janvier et de juin 2004. La distribution du nombre d'événements en fonction de $\log_{10}(E)$ est représentée FIG. 7.15. Cette distribution n'est pas corrigée de l'acceptance. Elle suit une loi de puissance d'exposant -2 pour les énergies supérieures à $3.10^{18} eV$, ce qui correspond à un exposant -3 pour la distribution du nombre des événements en fonction de l'énergie. Pour les énergies inférieures, la compétition entre la diminution de l'acceptance avec l'énergie et l'augmentation du flux fait apparaître un maximum autour de $10^{18} eV$.

Pour une surface effective de collection moyenne sur la période (S_{eff}) estimée à $690 km^2$, un

angle solide $\Omega_{eff} = 2\pi(1 - \cos 60^\circ) = 3.14 \text{ sr}$ et un temps de prise de données de 6 mois (soit $3.4 \cdot 10^{16} \text{ m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$), on obtient le spectre en énergie présenté FIG. 7.18. Ce spectre n'est pas corrigé de la probabilité de trigger, mais celle-ci doit être de 100% au delà de $5 \cdot 10^{18} \text{ eV}$.

Sont aussi représentés les spectres d'AGASA et HiRes. Le flux obtenu est 1.6 fois plus petit que le flux d'AGASA au delà de $5 \cdot 10^{18} \text{ eV}$. Ceci peut correspondre à une sous-estimation de l'énergie par le SD de 20%.

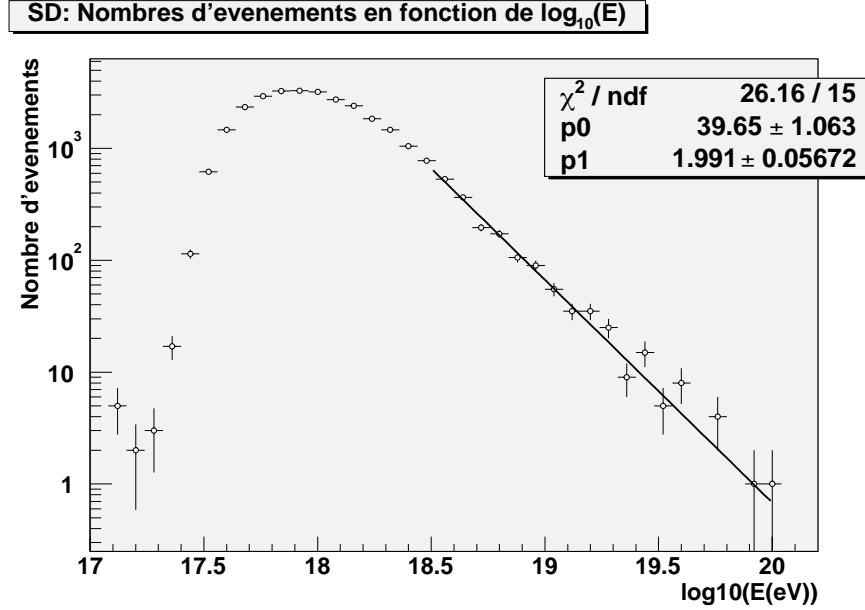


FIG. 7.15 – $dN/d\log_{10}(E)$ pour les événements du SD. La pente observée de -2 correspond à un flux $N(E) \propto E^{-3}$

7.4.2 Données du détecteur de Fluorescence

Pour la même période, la distribution du nombre d'événements en fonction de $\log_{10}(E)$ est présentée FIG. 7.16. La forme est très différente de la distribution des événements du SD du fait d'une acceptation augmentant avec l'énergie.

Afin de déterminer le flux correspondant, on estime cette acceptation à partir des données expérimentales (FIG. 7.17). Si l'on considère par exemple, pour les événements d'énergie comprise entre 10^{17} eV et 10^{18} eV les distributions des grandeurs φ_{SDP} (ouverture angulaire du détecteur) et R (distance entre le point d'impact et le détecteur), on peut estimer la surface moyenne observée pendant les prises de données. Concernant l'angle φ_{SDP} , on constate tout d'abord un nombre d'événements plus important pour les miroirs 3 et 4 de Los-Leones, et intermédiaire pour les miroirs 5 et 6, qui correspond à l'ordre d'installation progressive des miroirs. La distribution observée correspond à une ouverture angulaire moyenne sur la période $\Delta\varphi_{SDP} \approx 168^\circ$. La distribution de R varie avec l'énergie. On a ici une distribution correspondant à un ΔR moyen de 8000 m. La surface estimée est donc de $S = \frac{1}{2}(\Delta R)^2 \Delta\varphi_{SDP} \approx 9.3 \cdot 10^7 \text{ m}^2$.

La distribution de $\cos\theta$ permet quant à elle de déterminer l'angle solide moyen: pour un $\cos\theta$ moyen de 0.8, on obtient un angle solide $\Delta\Omega \approx 2\pi(1 - 0.8) \approx 1.25 \text{ sr}$. L'acceptation expérimentale estimée est donc ici de $1.2 \cdot 10^8 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$.

La même démarche est effectuée pour différents bins en énergie. Les résultats sont résumés TAB. 7.2 (l'ouverture angulaire, $\Delta\varphi_{SDP}$, ne dépendant que peu de l'énergie elle n'est pas représentée)

. Il ne s'agit ici que d'estimation et cette méthode est particulièrement difficile à mettre en œuvre au-dessus de 10^{19} eV la statistique étant alors faible.

A titre indicatif le flux résultant est représenté FIG. 7.18. Pour une plus grande lisibilité, le flux est abaissé artificiellement d'un facteur 10, en considérant une durée d'observation égale à celle de la SD (6 mois) alors que l'observation par la FD ne correspond qu'à 10% du temps. Les flux FD sont comparables aux flux SD. Cependant, afin d'obtenir un véritable spectre, plus de statistique et une véritable étude de l'acceptance sont nécessaires.

	N_{evt}	ΔR	$\cos\theta$	$\Delta S\Delta\Omega$
$E < 3.10^{17}$ eV	233	5500 m	0.8	$5.57 \cdot 10^7 m^2 \cdot sr$
$3.10^{17} < E < 10^{18}$ eV	337	7240 m	0.8	$9.6 \cdot 10^7 m^2 \cdot sr$
$10^{18} < E < 3.10^{18}$ eV	246	7500 m	0.8	$1. \cdot 10^8 m^2 \cdot sr$
$3.10^{18} < E < 10^{19}$ eV	101	12000 m	0.8	$2.6 \cdot 10^8 m^2 \cdot sr$
$E > 10^{19}$ eV	31			

TAB. 7.2 – Estimation de l'acceptance en fonction de l'énergie à partir des données expérimentales.

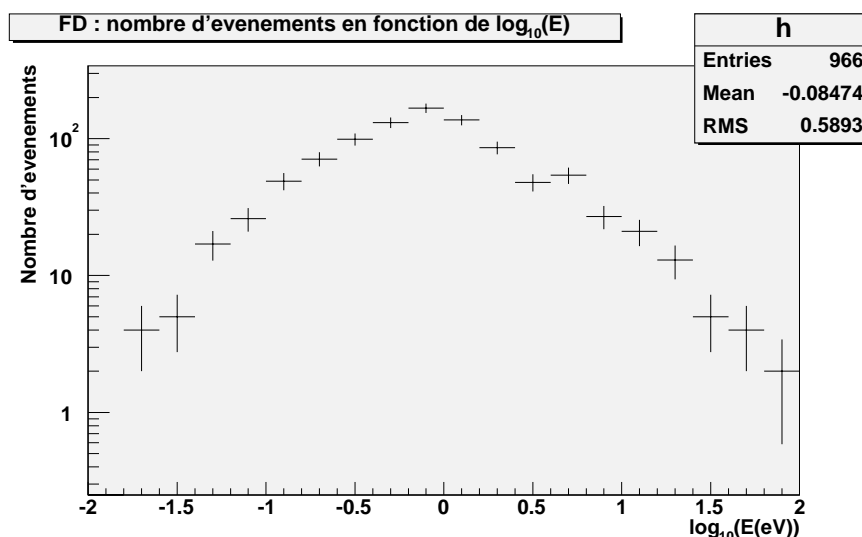


FIG. 7.16 – $dN/d\log_{10}(E)$ pour les événements du FD.

7.4.3 Événements Golden Hybrides

La distribution des énergies SD (paramétrisation en fonction du X_{max}) et Hybrides pour les événements Golden en fonction du $\log_{10}(E)$ est représenté FIG. 7.19. Les deux distributions sont équivalentes. La statistique est ici insuffisante pour déterminer l'acceptance et remonter au flux.

7.4.4 Conclusion

Les données de la phase de préproduction ont permis de déterminer une première estimation des flux observés par le détecteur de surface comme par le détecteur de fluorescence. A l'heure actuelle, les flux observés semblent en accord avec les données d'AGASA et d'HiRes, ce qui montre que les flux sont les mêmes dans les deux hémisphères. Des études plus fines sur

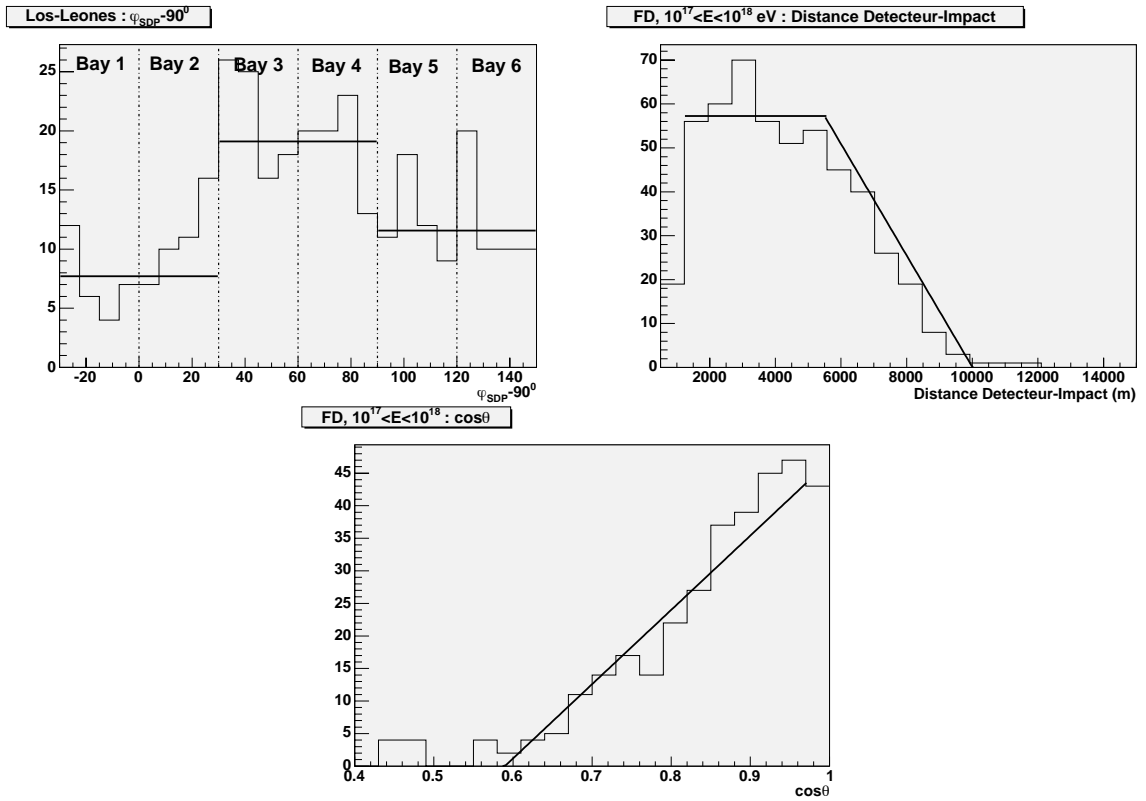


FIG. 7.17 – Distributions des grandeurs φ_{SDP} , R et $\cos\theta$ nécessaires au calcul d'acceptance pour des énergies $10^{17} < E < 10^{18}$ eV.

l'acceptance des deux détecteurs et sur la comparaison des énergies sont bien sûr nécessaires pour pouvoir obtenir une valeur précise de ces flux. Mais ces études nécessitent une statistique plus importante, notamment pour le détecteur de fluorescence.

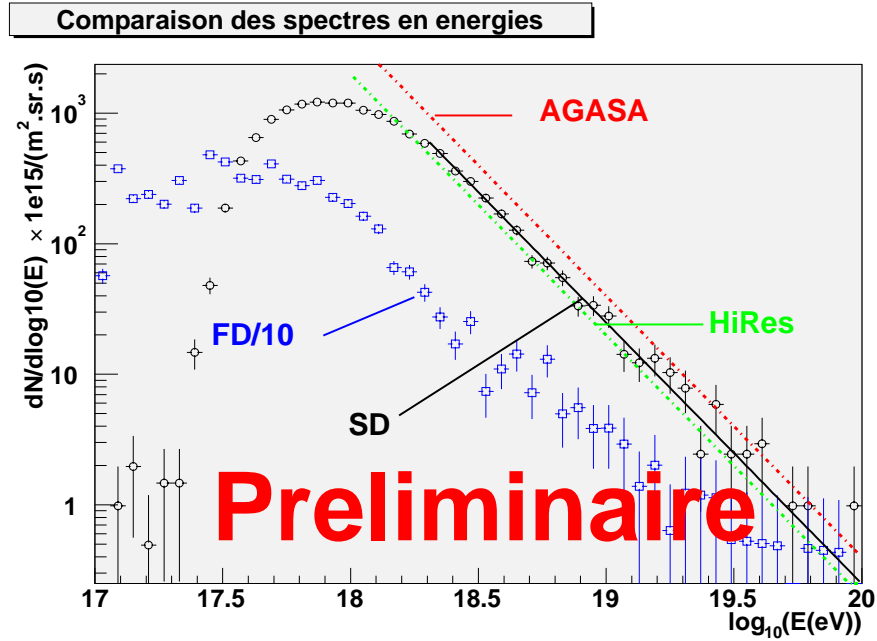


FIG. 7.18 – $dN/d\log_{10}(E)dSd\Omega dt$ pour les événements du SD (ronds noirs). La ligne pointillée rouge correspond au spectre d'AGASA, la ligne pointillée verte à celui d'HiRes. A titre indicatif le flux résultant du calcul d'acceptance FD est représenté (carrés bleus). Pour une plus grande lisibilité, le flux est abaissé artificiellement d'un facteur 10, en considérant une durée d'observation égale à celle de la SD (6 mois) alors que l'observation par la FD ne correspond qu'à 10% du temps. Le flux FD n'est obtenu qu'à partir d'une estimation des acceptances FD, il n'est donc qu'indicatif de la position des données de fluorescence.

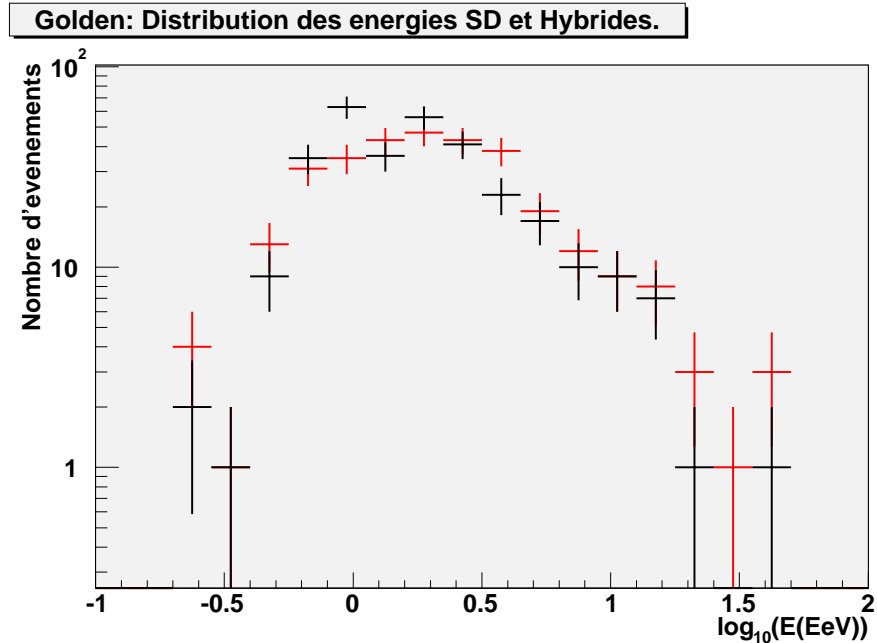


FIG. 7.19 – Distribution du nombre des événements Golden en fonction du $\log_{10}(E)$ pour des énergies SD et hybrides. Les deux distributions sont équivalentes.

7.5 Recherche des Anisotropies

L'étude des directions d'arrivée des rayons cosmiques d'Ultra-Hautes Energies est une clef essentielle pour la compréhension de leur origine. Si des modèles de type Top-Down vont correspondre à des anisotropies à grande échelle angulaire, l'existence de sites accélérateurs va correspondre quant à elle à des directions ponctuelles privilégiées aux plus hautes énergies. Grâce aux 18000 événements d'énergie supérieure à 10^{18} eV enregistrés par le détecteur de surface entre septembre 2003 et juin 2004 (soit seulement 4 fois moins que AGASA entre 1985 et 1995 (Ref. [53])), nous étudierons tout d'abord les anisotropies à petite échelle angulaire, c'est-à-dire l'existence éventuelle de multiplets dans les données d'Auger. Nous considérerons ensuite les anisotropies à grande échelle, correspondant à l'existence de structures dans la direction d'arrivée des particules. Les résultats obtenus seront comparés à ceux correspondant aux événements vus par le détecteur de fluorescence et aux événements hybrides.

7.5.1 Recherches de Multiplets

Etant donné le nombre d'événements insuffisant au delà de 10^{19} eV pour le détecteur de fluorescence (31 événements) et pour les événements Golden (19), seuls les événements du détecteur de surface sont considérés ici.

Données du détecteur de surface

Les directions d'arrivée des gerbes sont projetées sur le ciel en coordonnées équatoriales (ascension droite (RA) et déclinaison (Dec)(FIG.7.20)), respectivement pour les événements d'énergie supérieure à 10^{19} eV et d'énergie supérieure à 4.10^{19} eV. Au delà de 4.10^{19} eV, aucun multiplet (groupe d'événements dans un même cercle de rayon 2.5^0 , conformément à Ref. [55]) n'est pour l'instant détecté. Les directions d'arrivée des événements ne correspondent pas non plus aux directions reportées des multiplets d'AGASA (dont 12 se situent en limite d'acceptance pour Auger) ou de sites accélérateurs potentiels visibles par Auger, mais la statistique à ces énergies est encore faible.

Au-dessus de 10^{19} eV, des multiplets existent : on observe 14 doublets, 2 triplets et 1 quadruplet. Afin de déterminer si ces observations sont significatives, on se place dans une zone de déclinaison pour laquelle l'acceptance est uniforme en RA et Dec (FIG. 7.21). On considère par exemple les événements de déclinaison comprise entre -60^0 et -30^0 . Cette zone comprend 130 événement dont 6 doublets et 1 quadruplet et correspond à 1529 bins de $2.5^0 \times 2.5^0$ dans le plan Dec vs $RA \times \cos(\text{Dec})$. Le taux d'occupation des bins est représenté FIG. 7.22. Il suit une loi de Poisson de moyenne 0.085 et la présence des doublets n'est donc pas significative. La probabilité d'observer le quadruplet est de 0.03% soit 3.6σ , ce qui n'est pas vraiment significatif non plus. La même analyse pour des bins en déclinaison $[-30^0, 0^0]$ et $[0^0, 30^0]$ et la simulation d'une distribution des déclinaisons suivant une loi linéaire entre -90^0 et -60^0 ne donne pas de significativité de plus de 2.7σ à la présence d'écart à une distribution uniforme.

7.5.2 Anisotropies à large échelle

Afin d'étudier les éventuelles anisotropies à grande échelle (et en particulier tester l'existence d'éventuelles surdensités en direction du centre ou du plan galactique), nous avons réalisé des cartes de densités d'événements dans le plan Dec vs $\cos(\text{Dec}) \times RA$. Des cartes représentatives de l'acceptance du détecteur sont réalisées en attribuant à un événement ayant une direction

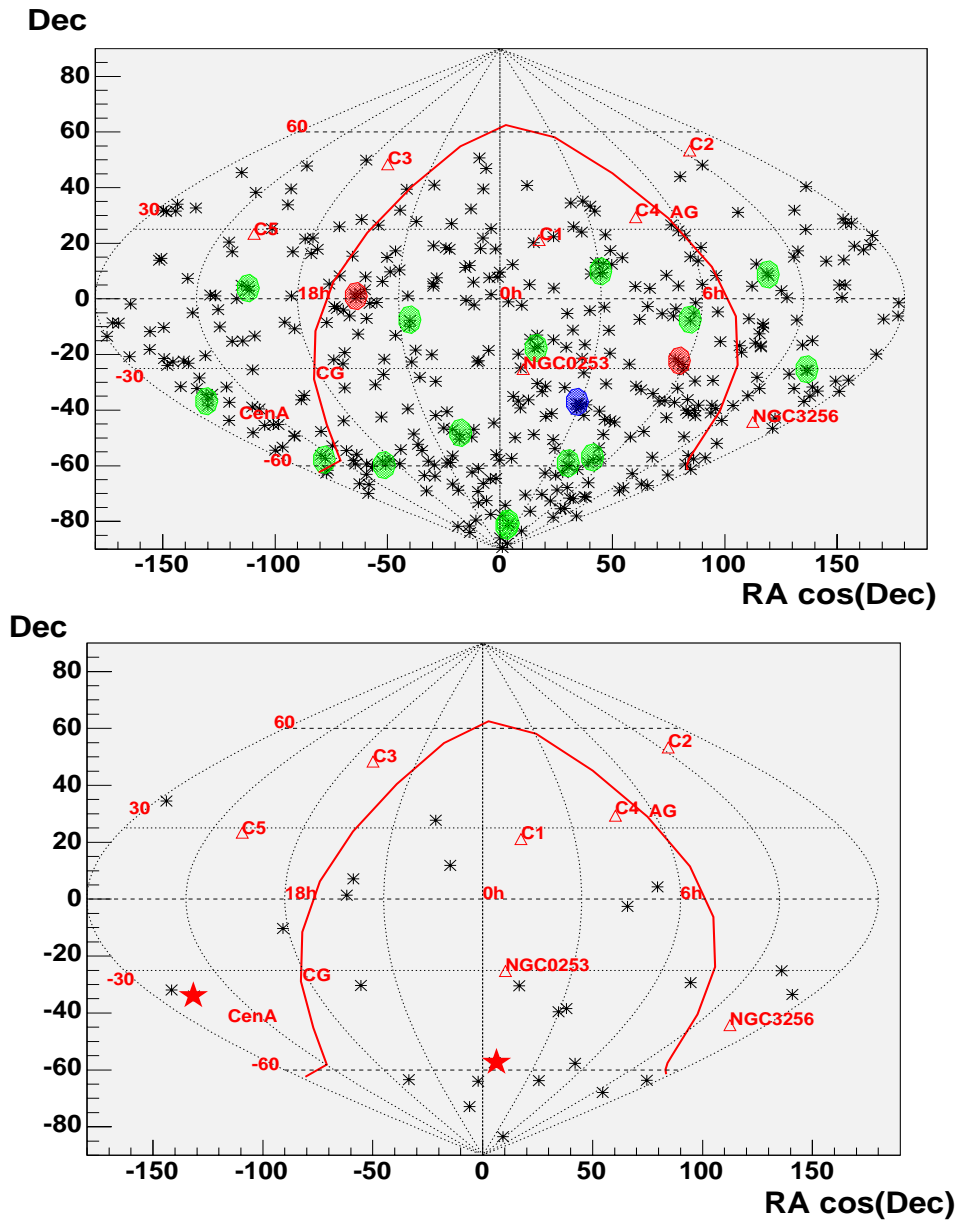


FIG. 7.20 – Direction d'arrivée des événements SD d'énergie supérieure à 10^{19} eV (en haut) et 4.10^{19} eV (en bas), en coordonnées équatoriales (Dec en fonction de RA cos(Dec)). La courbe en trait plein représente le plan de la galaxie avec son centre (CG) et son anti-centre (AG). Sont également représentées : la direction des multiplets vus par AGASA (C1 à C5) (Ref. [55]) et la direction de trois objets accélérateurs potentiels : NGC0253 (galaxie starburst distante de 2.5 Mpc émettant des photons gammas), NGC3256 (système multiple de galaxies à 40 Mpc) et Cen A (galaxie active la plus proche à 3.4 Mpc). Les multiplets sont représentés par des cercles verts pour les doublets, rouge pour les triplets et bleus pour les quadruplets. Les 2 événements ayant une énergie évaluée à plus de 10^{20} eV sont représentés par une étoile rouge sur la seconde carte.

d'arrivée (θ, φ) donnée un temps pris aléatoirement parmi les temps des autres événements. Une carte moyenne d'acceptance est calculée grâce à 10 de ces cartes. Pour déterminer la significati-

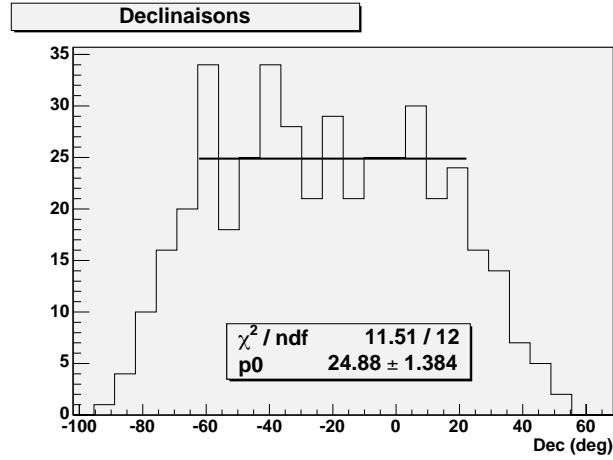


FIG. 7.21 – Distribution des valeurs des déclinaisons pour les énergies de plus de 10^{19} eV.

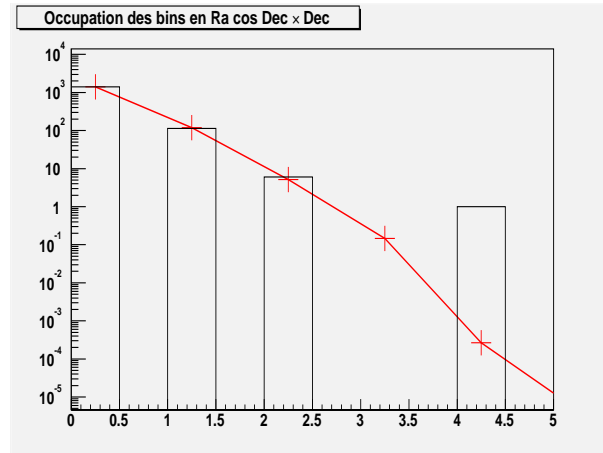


FIG. 7.22 – Occupation des bins en $RA \cos Dec \times Dec$. Les croix rouges correspondent à une loi de Poisson de valeur moyenne 0.085. La présence du quadruplet correspond à une probabilité 0.03% ce qui n'est pas vraiment significatif (3.6σ)

vitité d'éventuels excès dans une direction donnée, on applique le test statistique de Li et Ma (Ref. [83]) : la valeur $U = (N_1 - N_2) / \sqrt{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}$ est représentée, N_1 étant le nombre d'événements observés dans un bin donné, (soit $\sigma_1 = \sqrt{N_1}$) et N_2 le nombre d'événements du même bin pour la carte moyenne d'acceptance (soit $\sigma_2 = \sqrt{N_2/10}$).

Ces cartes ont été réalisées tout d'abord pour un exemple simulé d'excès en direction du centre galactique, puis pour les événements du détecteurs de surface, du détecteur de fluorescence et les événements "Golden Hybrides".

7.5.3 Simulation

Afin de simuler une carte représentative d'un excès d'événements en direction du centre galactique, on considère 10000 événements correspondant à des temps pris aléatoirement entre septembre 2003 et juin 2004. Les directions des angles d'arrivée correspondent à une distribution uniforme entre 0 et 360° pour φ et uniforme en $\sin^2\theta$ pour des valeurs de θ comprises entre 0

et 60° . Parmi ces événements, 200 ont des directions imposées pour correspondre en Dec et RA à un cercle de rayon 10 degrés autour du centre galactique. Le binning utilisé correspond à 3σ de la précision angulaire du SD (détecteur pour lequel on dispose de la plus grande statistique pour comparaison), d'environ 2° .

Les surdensités ainsi obtenues autour du centre galactique correspondent à 3.5σ . Les cartes obtenues ainsi que la distribution du nombre de σ sont représentées FIG. 7.23) on peut noter ces excès autour du centre galactique entre 3σ et 4σ .

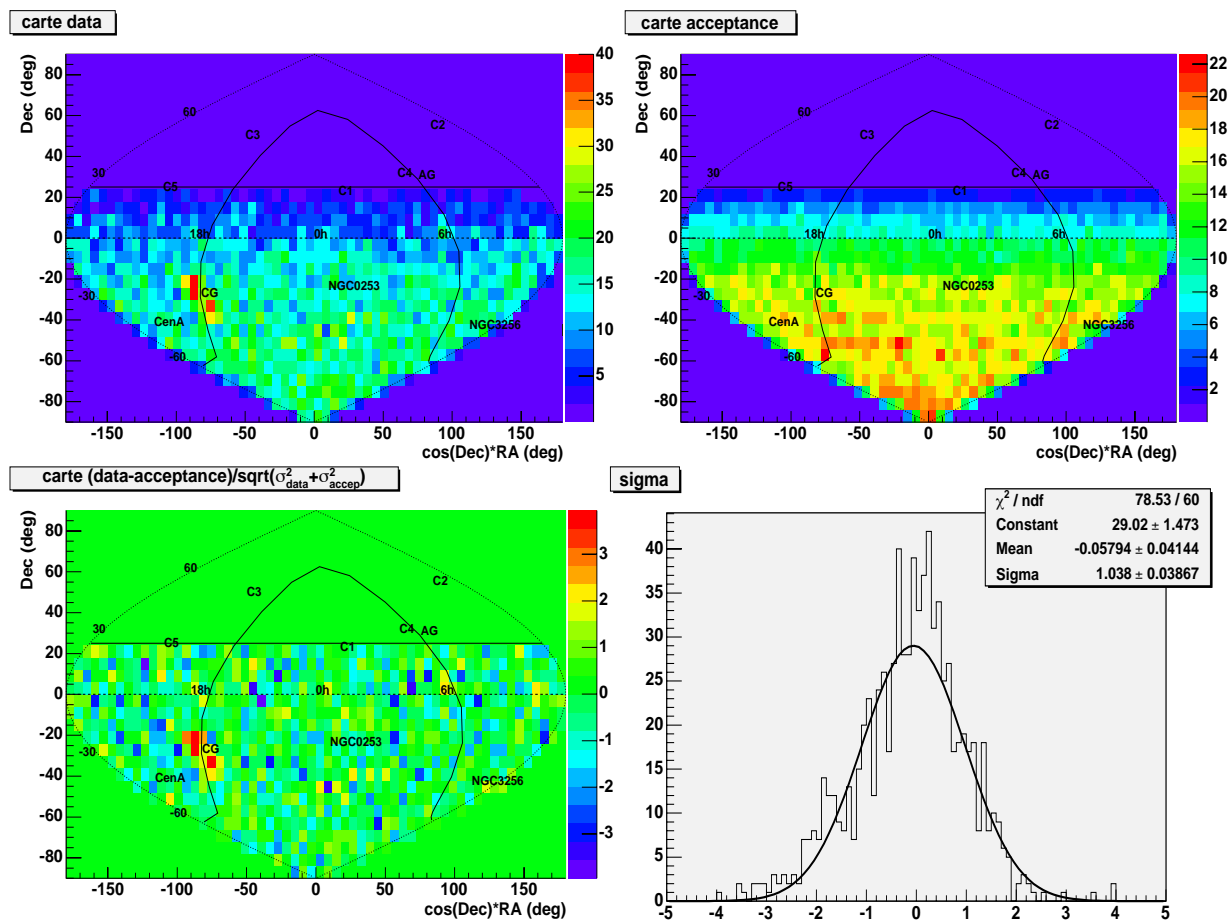


FIG. 7.23 – *Simulation: cartes de densités pour l'application de la méthode à un exemple de surdensité autour du centre Galactique. Les bins utilisés sont de 6° en $Ra \times \cos(Dec)$ et 6° en Dec. Sont représentées : la carte des données obtenues par simulation, la carte d'acceptance et la carte en nombre de σ par bin. L'histogramme représente la distribution du nombre de σ pour chaque bin. On observe bien un excès à plus de 3σ pour 3 bins autour du centre Galactique.*

7.5.4 Détecteur de Surface

Le même genre de test a été réalisé sur les données du détecteur de surface, pour des énergies comprises entre 10^{18} et 10^{19} eV (FIG. 7.24) et supérieures à 10^{19} eV (FIG. 7.25).

Entre 10^{18} et 10^{19} eV, le nombre de σ par bin ne dépasse pas 2.5σ , on n'observe donc pas d'excès d'événements. Ceci est en désaccord avec les résultats de AGASA, qui observe des excès à 4σ en direction du centre galactique, mais en accord avec Fly Eye's qui n'observe pas d'anisotropies. Au delà de 10^{19} eV, on n'observe pas non plus d'excès, mais la statistique est encore faible.

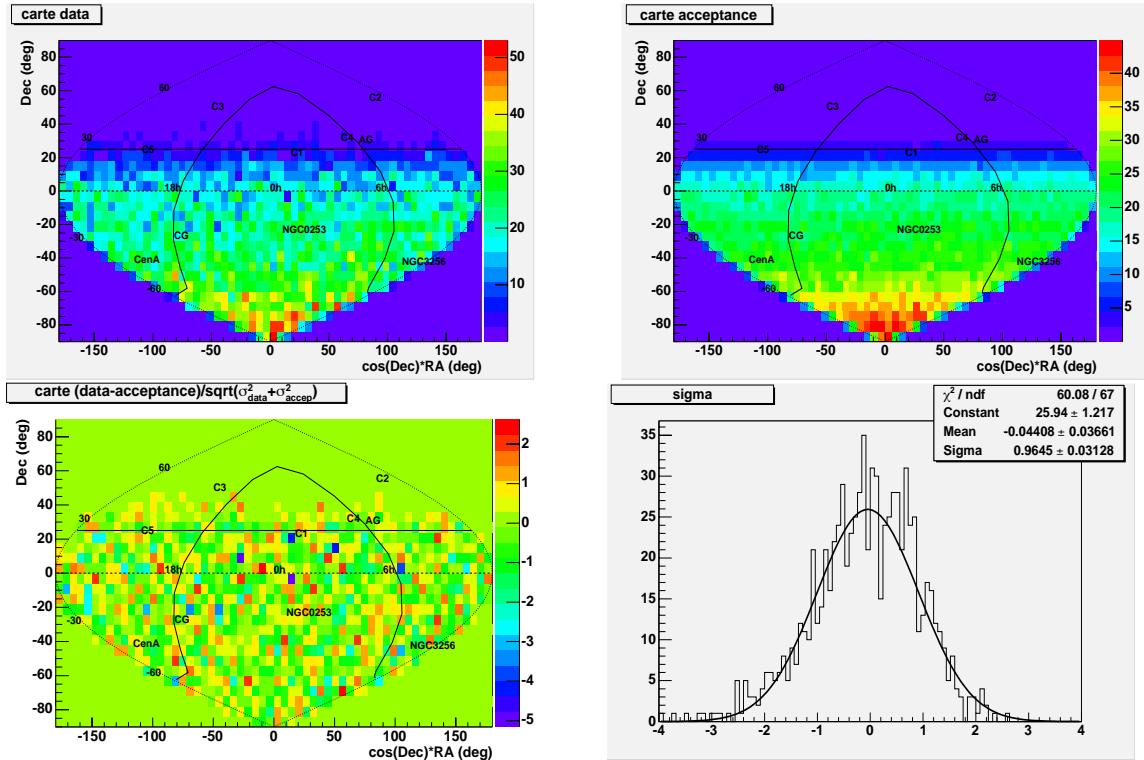


FIG. 7.24 – Données du détecteur de surface : cartes de densité obtenues à partir de 17446 événements d'énergie comprise entre 10^{18} et 10^{19} eV, enregistrés entre septembre 2003 et juin 2004.

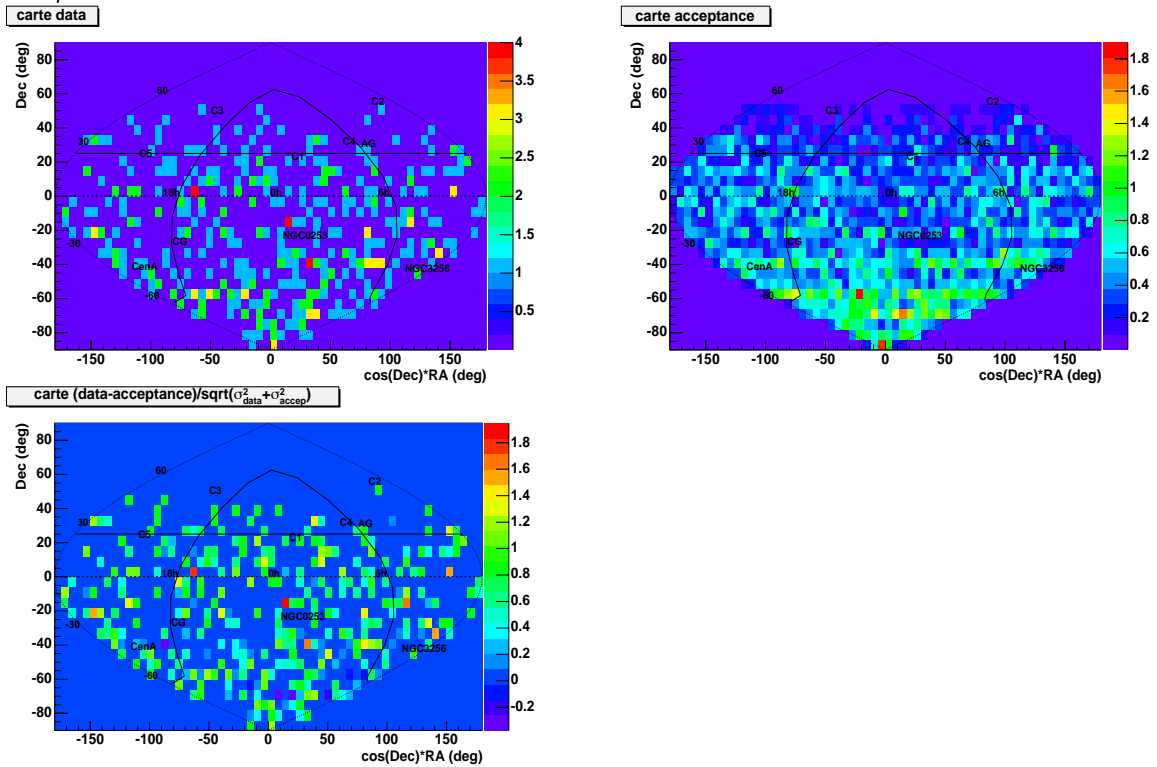


FIG. 7.25 – Données du détecteur de surface : cartes de densité obtenues à partir de 430 événements d'énergie supérieure à 10^{19} eV, enregistrés entre septembre 2003 et juin 2004.

7.5.5 Détecteur de Fluorescence

La même étude est effectuée pour le détecteur de fluorescence. La taille des bins considérés correspond à 3σ de la précision FD, soit ici 18° (FIG. 7.26). On obtient une carte d'acceptance très différente avec une majorité des événements dans un quart de carte contenant le centre galactique. Cette anisotropie dans l'acceptance est significative des observations de nuit réalisées majoritairement en été. On n'observe pas d'excès d'événements à plus de 3σ .

7.5.6 Position des événements Golden

À titre indicatif, les cartes de densité pour les événements "Golden Hybrides" sont également représentées FIG. 7.27. De même que pour la fluorescence, la carte d'acceptance montre une observation privilégiée en direction du centre galactique. Il n'y a pas ici non plus d'excès significatif d'événements dans une direction privilégiée, mais la statistique est encore faible.

7.5.7 Conclusion

La méthode d'analyse des anisotropies présentée ici ne montre pas d'anisotropie particulière aussi bien à petites échelles qu'aux grandes échelles angulaires et ce quelque soit le type de détection considéré. Plus d'événements au-dessus de 10^{19} eV seraient nécessaires.

7.6 Conclusion

L'enregistrement des premiers événements "Golden Hybrides" pendant la phase de préproduction a permis d'effectuer une première comparaison des précisions obtenues pour les différents types de reconstruction : SD, FD et Hybride. Les précisions observées sont en relativement bon accord avec celles obtenues sur les simulations.

Une première comparaison des énergies pour ces événements montre un relativement bon accord, entre les reconstructions SD et Hybrides, malgré la présence de biais dépendant des Monte-Carlo à l'origine de la paramétrisation de l'énergie pour le SD. Les dispersions entre les deux types de reconstruction peuvent être importantes.

Une fois ces comparaisons effectuées, l'analyse de la distribution des angles et des énergies a été réalisée respectivement pour tous les événements du détecteur de surface seul, ceux du détecteur de fluorescence seul ainsi que pour les événements hybrides. En particulier, l'estimation des acceptances respectives des détecteurs SD et FD a permis de déterminer les premiers spectres en énergie : les spectres obtenus sont compatibles avec les spectres d'AGASA et d'HiRes, mais une plus grande statistique, notamment pour la FD, est nécessaire pour une analyse plus fine.

Enfin, à partir de ces distributions en angles et en énergies, une étude des anisotropies a pu être réalisée pour chaque type de détection : l'étude ne met en évidence aucune anisotropie aussi bien à petite qu'à grande échelle angulaire. Cependant une plus grande statistique serait, ici aussi, nécessaire pour les événements de plus de 10^{19} eV, ainsi que pour les événements de fluorescence et hybrides.

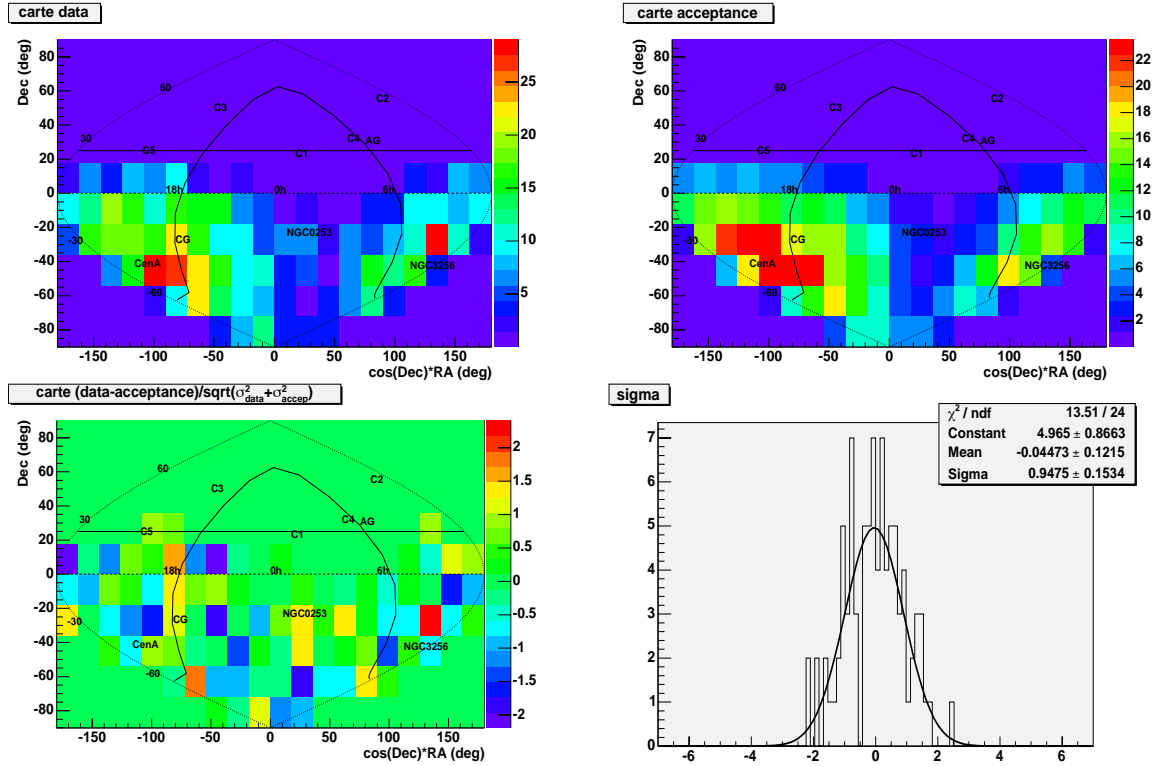


FIG. 7.26 – Données du détecteur de fluorescence: cartes de densité obtenues à partir de 780 événements d'énergie comprise entre 10^{18} et 10^{19} eV enregistrés entre janvier 2003 et juin 2004.

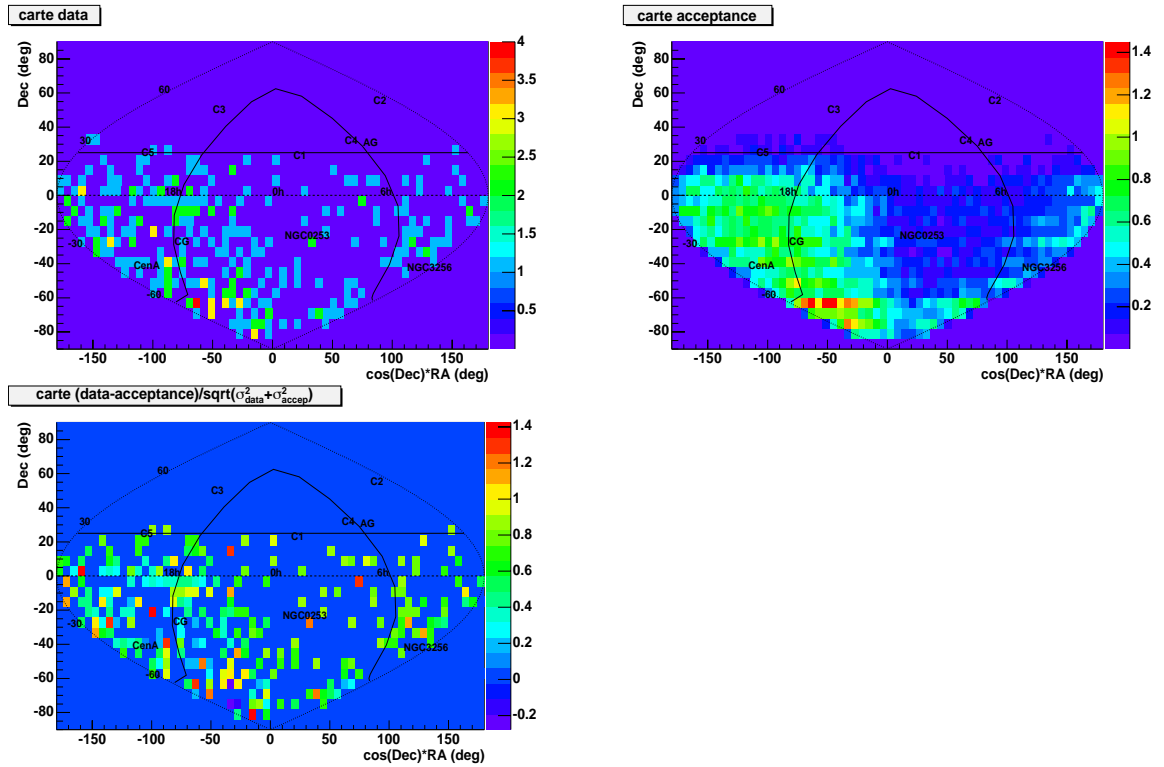


FIG. 7.27 – Données Golden Hybrides: cartes de densité obtenues à partir des 314 événements Golden Hybrides enregistrés entre septembre 2003 et juin 2004.

Conclusion

Conçu pour lever le voile sur l'origine des rayons cosmiques aux Ultra-Hautes Energies, l'Observatoire Pierre Auger a commencé une période de prise de données devant s'étendre sur 20 années. Il pourra ainsi obtenir une statistique suffisante aux plus hautes énergies, pour déterminer l'existence ou non de la coupure GZK.

Utilisant simultanément deux techniques de détection des gerbes atmosphériques, l'une au sol et l'autre par détection de la lumière de fluorescence, il devrait permettre de déterminer avec une précision sans précédent, aussi bien l'énergie de ces rayons cosmiques que leurs directions d'arrivée et leur nature. Ces éléments pourront permettre de distinguer deux principaux scénarios de production : l'un dit *Bottom-Up*, considérant l'accélération de particules par des sites astrophysiques, correspondra à une nature hadronique des particules et à l'existence de sites accélérateurs ponctuels, l'autre dit *Top-Down*, considérant une production des rayons cosmiques par désintégration de particules super-massives, correspondra à la présence de photons aux plus hautes énergies et, pour certains modèles, à l'existence d'anisotropies à grandes échelles.

Dans cette thèse, une étude a été réalisée sur un scénario de type *Top-Down*, considérant l'existence de particules super-massives reliques. Le but de cette étude était de déterminer quelles contraintes peuvent exister sur la durée de vie de ces particules. A l'heure actuelle, la principale contrainte vient du flux γ aux basses énergies observé par EGRET. Pour une durée de vie plus petite que $t_U/10$ (t_U étant l'âge de l'Univers), le flux γ aux basses énergies généré par la propagation des rayons cosmiques sur des distances cosmologiques devrait dépasser le flux détecté par EGRET. L'observation de neutrinos aux ultra-hautes énergies devrait permettre de contraindre également cette durée de vie : si la sensibilité d'Auger aux ν_τ ne sera atteinte que pour une durée de vie supérieure aux limites imposées par EGRET, la sensibilité d'Ice-Cube devrait être atteinte pour des durées de vie supérieures à $t_U/4$.

Un tel scénario correspond essentiellement à un spectre de photons au-delà de 5.10^{19} eV, et à une anisotropie des directions d'arrivée en direction du centre galactique. Malheureusement, la statistique à ces énergies est insuffisante pour conclure.

Cette thèse a également été consacrée à l'analyse des performances hybrides de l'Observatoire Pierre Auger : la mise en place d'une chaîne de simulation hybride a permis de déterminer les précisions aussi bien sur la reconstruction géométrique que sur la détermination de l'énergie et de les comparer aux reconstructions par le détecteur de surface ou de fluorescence utilisés seuls. La réalisation de tirs laser hybrides a ensuite permis de vérifier la synchronisation des horloges des détecteurs de surface et de fluorescence, ainsi que de vérifier et comparer les précisions obtenues pour les reconstructions de fluorescence, (monoculaire et stéréo) et hybrides.

Enfin, les données de la phase de préproduction ont été analysées : l'enregistrement des premiers 300 événements "Golden Hybrides" a permis de comparer les différents types de reconstructions géométriques (SD, FD et Hybrides) sur des données réelles. Une première comparaison

des énergies obtenues a ensuite été réalisée : on observe actuellement un biais entre les énergies Hybrides et SD dépendant du Monte-Carlo utilisé pour la paramétrisation de l'énergie SD. Les futures données et l'obtention d'une statistique plus importante devraient permettre de mieux comprendre ces désaccords.

Les données prises sur les 6 derniers mois par le détecteur de surface et le détecteur de fluorescence seuls ont permis de déterminer une première estimation des flux observés. Si ces flux semblent en accord entre eux ainsi qu'avec les flux d'AGASA et d'HiRes, la statistique est encore faible et les calculs d'acceptance trop préliminaires pour effectuer une comparaison plus détaillée de ces flux.

Enfin une étude des anisotropies a été réalisée pour chaque type de détection : à l'heure actuelle aucune anisotropie n'est mise en évidence.

Bien sûr les analyses sont tout à fait préliminaires et souffrent le plus souvent d'un manque de statistique. De nombreuses études restent à réaliser, aussi bien sur la détermination des énergies que sur le potentiel hybride concernant la détermination de la nature des rayons cosmiques. Mais les événements déjà enregistrés laissent présager de futures années exaltantes pour la physique des Rayons Cosmiques d'Ultra Hautes Energies.

Annexes

Annexe A

Rectification Off-Line des défaillances du GPS de fluorescence.

Le fonctionnement du GPS est le suivant : l'horloge FD délivre une Pulsation Par Seconde (PPS), grâce à un oscillateur à 10 MHz. La PPS délivrée est donc précise à une pulsation d'horloge près, soit 100 ns. Cette valeur est corrigée par un offset correspondant à l'écart entre la PPS délivrée et la PPS reçue, la valeur de l'offset étant uniforme entre -50 et 50 ns. Un oscillateur à quartz de 80 MHz convertis en 10 MHz permet ensuite l'échantillonnage à 100 ns. Cet oscillateur est calibré en temps réel grâce à la PPS GPS. Le nombre de cycle par seconde permettant de déterminer la durée réelle d'un cycle est appelé ici T10MHz. La nano corrigée est ainsi donnée par :

$$nano_{corrige} = nano_{noncorrige} \times \frac{T10MHz}{100} + offset$$

En raison de défaillances du système GPS, certains événements ne présentent pas de correction de la nano seconde. Ces événements sont identifiables par une valeur de T10MHz définie par défaut à 100 ns et une valeur d'offset par défaut de 0 ns.

Afin de déterminer quelle précision pourrait donner une correction off-line du temps GPS, nous avons étudié la stabilité de l'oscillateur en fonction du temps. La valeur 100 - T10Mhz en fonction du temps est représentée FIG. A.1 pour les GPS de Los-Leones et Coihuecco et pour les périodes de septembre 2003 à avril 2004. Les valeurs moyennes et dispersions pour chaque mois sont résumées TAB. A.1. Les changements significatifs entre deux périodes semblent correspondre avec des interventions sur le GPS. La dispersion pour une période considérée va nous permettre de déterminer la précision que pourrait apporter une correction off-line de la nano seconde. Pour Los-Leones, elle est d'environ 8.10^{-6} ns ce qui correspond pour une nanoseconde moyenne de l'événement de 5.10^8 à une précision de $5.10^8 ns \times 8.10^{-6} ns / 100 ns = 40 ns$. A cette valeur il faut ajouter la dispersion de l'offset de 30 ns, ce qui donne une précision finale d'environ 70 ns. Pour Coihuecco, les valeurs étant plus dispersées (entre 16.10^{-6} et 6.10^{-6} ns de dispersion), les précisions varieront entre 110 et 60 ns selon les mois.

La correction offline de la nano seconde de l'événement FD, va donc nous permettre d'utiliser des événements hybride, même en cas de défaillance momentanée du système GPS, tout en gardant un précision tout à fait convenable.

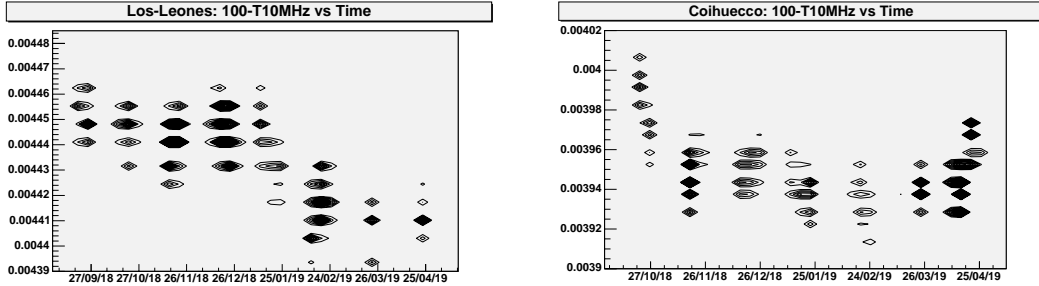


FIG. A.1 – Stabilité de l'oscillateur à quartz pour les GPS de Los-Leones et Coihuecco.

Los-Leones			
période	100- $\langle T10MHz \rangle$	σ_{T10MHz}	précision:
septembre	$4.451 \cdot 10^{-3}$	$8.042 \cdot 10^{-6}$	40 ns
octobre	$4.446 \cdot 10^{-3}$	$8.038 \cdot 10^{-6}$	40 ns
novembre	$4.441 \cdot 10^{-3}$	$8.246 \cdot 10^{-6}$	40 ns
decembre	$4.445 \cdot 10^{-3}$	$8.702 \cdot 10^{-6}$	45 ns
janvier	$4.439 \cdot 10^{-3}$	$12.62 \cdot 10^{-6}$	65 ns
fevrier	$4.416 \cdot 10^{-3}$	$9.110 \cdot 10^{-6}$	45 ns
mars	$4.407 \cdot 10^{-3}$	$8.51 \cdot 10^{-6}$	45 ns
avril	$4.410 \cdot 10^{-3}$	$5.93 \cdot 10^{-6}$	30 ns
mai	$4.414 \cdot 10^{-3}$	$8.53 \cdot 10^{-6}$	45 ns
juin	$4.413 \cdot 10^{-3}$	$8.44 \cdot 10^{-6}$	45 ns
Coihuecco			
période	100- $\langle T10MHz \rangle$	σ_{T10MHz}	précision:
octobre	$3.981 \cdot 10^{-3}$	$16.5 \cdot 10^{-6}$	80 ns
novembre	$3.949 \cdot 10^{-3}$	$12.7 \cdot 10^{-6}$	65 ns
decembre	$3.951 \cdot 10^{-3}$	$9.89 \cdot 10^{-6}$	50 ns
janvier	$3.940 \cdot 10^{-3}$	$9.83 \cdot 10^{-6}$	50 ns
fevrier	$3.935 \cdot 10^{-3}$	$12.16 \cdot 10^{-6}$	60 ns
mars	$3.939 \cdot 10^{-3}$	$6.42 \cdot 10^{-6}$	30 ns
avril	$3.945 \cdot 10^{-3}$	$14.04 \cdot 10^{-6}$	70 ns
mai	$3.964 \cdot 10^{-3}$	$8.039 \cdot 10^{-6}$	40 ns
juin	$3.960 \cdot 10^{-3}$	$9.873 \cdot 10^{-6}$	50 ns

TAB. A.1 – Distribution des valeurs de $T10MHz$. La précision correspondante est obtenue en multipliant la dispersion de la valeur du $T10MHz$ par la nanoseconde moyenne d'un événement: $5 \cdot 10^8 / 100$, selon la formule de correction donnée précédemment. A cette précision il faut ajouter la dispersion de l'offset qui est de l'ordre de 30 ns, soit une précision totale de l'ordre de 70 ns. Le nombre d'événements pour déterminer ces valeurs est typiquement de 3000 par mois.

Bibliographie

- [1] V.Hess, *Observations of the penetrating radiation on seven balloon flights*, Physik. Zeitschr. 13 (1912)1804.
- [2] P.Auger et al., *Extensive cosmic-ray showers*, Reviews of Modern Physics 11 (1939) 288-291.
- [3] J.Linsley, Phys. Rev. Lett., **10** (1963) 146.
- [4] G.Brooke et al., Proc. 19th ICRC (La Jolla) **2** (1985) 150.
- [5] R.G. Brownlee et al., *Design of an array to record air showers of energy up to 10^{21} eV*, Canadian Journal of Physics **46** (1968) S259-262.
- [6] N.N.Efimov et al., Proc. Int. Workshop on the Astrophysical aspects of the most energetic cosmic rays. M.Nagano and F.Takahara eds. World Scientific.
- [7] D.J.Bird et al., *Detection of a Cosmic Ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation*, Astrophys. J. **441** (1995) 144.
- [8] S.Yoshida et al., *The cosmic ray energy spectrum above 3.10^{18} eV measured by the Akeno Giant Air Shower Array*, Astropart. Phys.**3** (1995) 105.
- [9] Xavier Bertou, "L'Observatoire Pierre Auger, vers la détection de photons et neutrinos à Ultra Haute Energie?", These.
- [10] M.Sasaki et al., "The telescope array project", EHECR 2001, *International Workshop on extremely High Energy Cosmic Rays*.
- [11] J.Linsley, 25^e ICRC (Durban), vol. 5,p.381, 1997.
- [12] J.F. Ormes et al. 25^e ICRC (Durban), vol. 5,p.273, 1997.
- [13] D.Bergman, "Monocular UHECR Spectra as Measured by HiRes", arXiv:hep-ex/0208024
- [14] K-H. Kampert et al., *The Physics of the Knee in the Cosmic Ray Spectrum*, Proc. 27th ICRC Hamburg (2001).
- [15] J.R. Hörandel et al., *On the scent of the knee – air shower measurements with KASCADE*, contribution to the Topics in Astroparticle and Underground Physics, Aquila, Italy (2001).
- [16] T.K. Gaisser et al., *Cosmic-ray composition around 10^{18} eV*, Physical Review D **47** (1993) 1919-1932.
- [17] N. Hayashida et al., *Muons ($\geq 1\text{GeV}$) in large extensive air showers of energies between $10^{16.5}$ eV and $10^{19.5}$ eV observed at Akeno*, J. Phys. G **21** (1995) 1101-1119.
- [18] Rachen J.P., Biermann P., 1993, Astronomy and Astrophysics, 272, 161.
- [19] Kronenberg P.P, 2001, in "High Energy Gamma Ray Astronomy", eds F.A. Aharonian H. Völk, APJ Conf. series.
- [20] Ostrowski M., 1998, A & A, 272, 161.
- [21] J.A.Simpson, Ann. Rev. Astr. Astrophys.
- [22] Edward W.Kolb, Daniel J.H. Chung, Antonio Riotto Wimpzillas!, Dark Matter in Astrophysics and Particule Physics 1998.

- [23] C.G.Lemaître, *The Primeval Atom* (Van Nostrand, Toronto, 1950)
- [24] Günter Sigl, Sangjin Lee, Pijushpani Bhattacharjee, Shigeru Yoshida, *Physical Review D*, 59 (1998) 043504
- [25] Günter Sigl and Sangjin Lee, *Phys. Rev. D*. 59 (1998)
- [26] Dimitry V. Semikoz, Günter Sigl. hep-ph/0309328
- [27] A. A. Penzias et R. W. Wilson, *Astrophysical Journal* 142, 419 (1965)
- [28] G. Zatsepin et V. Kuzmin, *JETP Lett.* 4,78 (1966)
- [29] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16, 748 (1966)
- [30] Landau et Pomeranchuk *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, vol 92, 1953.
- [31] A.Migdal, *Physical Review*, vol, 103, p. 1811, 1956.
- [32] Andrew W.Strong, Igor V.Moskalenko, Olaf Reimer. astro-ph/0306345
- [33] P. Sreekumar *et al.*, *Astrophys. J.* 494, 523 (1998) [astro-ph/9709257]
- [34] John A. Peacock, *Cosmological Physics*.
- [35] J.Ellis, J.L Lopez, and D.V Nanopoulos *Phys. Lett B* 247, 257 (1990)
- [36] R. Flores, J.R. Primack *Astrophysical Journal* 427, L1 (1994)
- [37] F.C. Van den Bosch et al., astro-ph/9909298
- [38] J.A Tyson, G.P Kochanski, and I.P Dell'Antonio, astro-ph/9801193
- [39] S.Sarkar, "DARK98 Proceedings"
- [40] J.F. Navarro, C.S. Frenk, S.D.M. White, *Astrophysical Journal* 490 (1997), 493
- [41] J.F. Navarro, astro-ph/980708
- [42] J.F. Navarro, C.S. Frenk, S.D.M White astro-ph/9508025
- [43] Pasquale Blasi, Rainer Dick, Edward W.Kolb, astro-ph/0105332
- [44] Pasquale Blasi, Rainer Dick, Edward W.Kolb, astro-ph/0111531
- [45] A. Letessier-Selvon, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 91, 473 (2000) [astro-ph/0009416]
- [46] X. Bertou, P. Billoir, O. Deligny, C. Lachaud and A. Letessier-Selvon, *Astropart. Phys* 17, 183 (2002) [astro-ph/0104452]
- [47] Hang Bae Kim et Peter Tinyakov, astro-ph/0306413
- [48] M. Kachelrieß, D.V. Semikoz, astro-ph/0306282
- [49] A. Watson, "Ultra High Energy Cosmic Raus: The present position and the nees for mass composition measurements", astro-ph/0312475
- [50] Pierre Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray*
- [51] R.M. Baltrusaitis, G>L Cassiday, R. Cooper, J.W. Elbert, P.R. Gerhardy, S. Ko, E.C. Loh, Y. Mizumoto, P. Sokolsky, and D. Steck, *The Astronomical Journal*, **303**:333-335, 1986 April 1
- [52] Gustavo Medina-Tanco, *Astrophysic Journal*, 549:711-715, 2001 March 10
- [53] M. Takeda et *al*, *Astroparticle Physics* 10 (1999) 303-311
- [54] M. Takeda et *al*, astro-ph/9902239
- [55] M.Takeda et *al*, "Small-scale anisotropy of Cosmic rays above 10^{19} eV, observed with Akeno Giant Air Shower Array.", *ApJ*, vol. 522, pp. 225-237, 1999.
- [56] D. Bird et Al, "Study of Broad-Scale Anistropy of Cosmic-Ray Arrival Directions from 2.10^{17} eV to 10^{20} Electron Volts form Fly's Eye Data.", *ApJ*, vol. 511, pp.739-749, 1999.
- [57] B.Moore et al., *MNRAS* 338 (2003), 14
- [58] A.Helmi et al., *MNRAS* 339 (2003), 934

-
- [59] T.K. Gaiser *et al.* "Cosmic-ray composition around 10^{18} eV, Physical Review D, vol. 47, pp-1919-1932, 1993
- [60] D.Bird *et al.*, "Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies", Physical Review Letters, vol. 71, pp. 3401-3404, 1993
- [61] N. Hayashida *et al.*, "Muons(≥ 1 GeV) in large extensive air showers of energies between $10^{16.5}$ eV et $10^{19.5}$ eV observed at Akeno" J. Phys. G, vol.21, pp.1101-1119, 1995
- [62] Sergio Sciutto, CDPBF, Rio de Janeiro, Dec. 2003
- [63] Xavier Bertou, Pierre Billoir, Sylvie Dagoret-Campagne, "LPM effect and Pair Production in the geomagnetic field: a signature of UHE photons in the Pierre Auger Observatory"
- [64] Olivier Deligny, "Observatoire Pierre Auger: Analyse des Gerbes inclinées, Observation de Neutrinos d'Ultra Haute Energie, et Signatures d'une Origine Locale pour les Rayons Cosmiques Chargés."
- [65] Xavier Bertou, ICRC 2003, "Calibration and Monitoring of The Pierre Auger Surface Detectors.", Thèse.
- [66] Gap-Notes 2002-078: A. Etchegoyen, Tandem-CNEA & CONICET , "Track Geometry and Smearing of Bump Calibration"
- [67] F. Kasimoto et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. res. A.
- [68] Flowers E.C, McCormick E.A and Kurfis J. 1969 , J. Apl. Meteoroly. 8, 955.
- [69] G. Matthiae, "Optics and mechanics of the Auger Fluorescence Detector", ICRC 2001
- [70] H.O. Klages, "Calibration of the Auger Fluorescence Telescopes", ICRC 2001
- [71] H. Gemmeke, "The Auger Fluorescence Detector Electronics", ICRC 2001
- [72] J.A.J. Matthews, Roger Clay, "Atmospheric monitoring for the Auger Fluorescence Detector"
- [73] Bianca Keilhauer, "Investigation of the Atmospheric Effects on the Development of Extensive Air Showers and their Detection with the Pierre Auger Observatory"
- [74] Sylvie Dagoret-Campagne, GAP-2004-020, "The Central Trigger User Guide Reference Manual"
- [75] H.O. Klages for the Pierre Auger Collaboration, "Calibration of the Auger Fluorescence Telescopes", Proceedins of ICRC 2001.
- [76] Brian Fick, James Matthews, John Matthews, Rishi Meyhandan, Megan McEwen, Miguel Mostafa, Michael Roberts, Paul Sommers, Lawrence Wiencke, "The first Central Laser Facility", Gap-Notes 2004-003
- [77] Pierre Billoir, communications privées.
- [78] Heiko Geenen, Karl Heinz Kampert, Lorenzo Perrone and Marcus Richter: "Simulation and reconstruction Performance of FDSimPreProd and Flores using large Corsika shower statistics", GAP-Notes 2004-006
- [79] J. Rodriguez Martino, P. Privitera, "Relative calibration of the FDk camera pixels", Gap-Notes 2004-022.
- [80] Reunion de Collaboration de Leeds, J.Brack, "Calibrating the Drum"
- [81] Song C., Cao Z., Dawson B. R., Fick B. E., Sokolsky P., Zhang X. 1999 astroph/9910195.
- [82] Kakimoto F., Loh E. C., Nagano M., Okuno H., Teshima M., Ueno S., 1996 Nucl Instrum. Methods A372, 527.
- [83] T. Li et Y. Ma, "Analysis Methods for results in gamma-ray astronomy" ApJ, vol. 272, p. 317, 1983.

Table des figures

1.1	Spectre des rayons cosmiques.	2
1.2	Partie extrême du spectre d'énergie, multipliée par E^3	4
1.3	Multiplication des énergies d'AGASA par un facteur 0.79 et comparaison avec les événements d'HiRes. La courbe en trait plein représente le flux attendu pour une distribution uniforme des sources.[13]	5
1.4	Comparaison de la composition des rayons cosmiques aux basses énergies aux abondances solaires.	6
1.5	Distribution en énergie de quatre types de primaires et le spectre total correspondant [14].	7
1.6	Profondeur du maximum de la gerbe atmosphérique (X_{max}) en fonction de l'énergie pour les données expérimentales de l'expérience Fly's Eye (ronds pleins). Les carrés représentent les résultats des simulations pour les protons, les ronds vides pour les fers et les losanges correspondent à une distribution des X_{max} basée sur un modèle à deux composantes.	7
1.7	Directions d'arrivée en coordonnées équatoriales, des rayons cosmiques au-dessus de 4.10^{19} eV enregistrés par AGASA. Les carrés rouges représentent les rayons cosmiques ayant des énergies supérieures à 10^{20} eV. Les cercles les plus grands indiquent les multiplets (triplet en mauve).	8
2.1	Section efficace de photoproduction de pions.	10
2.2	Evolution de l'énergie des protons lors de leur propagation dans le CMB, en fonction de leur énergie de départ.	11
2.3	Propagation des photons, électrons et protons. Les lignes pointillées correspondent à la prise en compte des pertes d'énergie par rayonnement synchrotron.	12
2.4	Propagation des photons : cascades électromagnétiques. Les distances indiquées correspondent à une énergie de 10^{20} eV, et la propagation des électrons prend en compte les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron pour un champ magnétique de $10^{-9}G$	12
2.5	Mécanisme d'accélération de Fermi du second ordre.	14
2.6	Mécanisme d'accélération de Fermi du premier ordre.	15
2.7	Diagramme de Hillas. Seules les sources au-dessus des différentes lignes peuvent accélérer les particules aux énergies indiquées.	17
2.8	Spectre de désintégration des particules X pour un jet d'énergie 5×10^{24} eV, avec supersymétrie (ligne pleine piquant à 10^{12} eV), et sans super-symétries (ligne pleine piquant sur 10^{14} eV. Les lignes tirées et pointillées correspondent à 2 modèles analytiques. (Ref. [24])	20
2.9	Brisure de symétrie et défaut topologique de type mur.	20

3.1	Limitation du temps de vie des particules par la densité de matière noire	24
3.2	Flux obtenus pour des particules X réparties en fond diffus et halo. La durée de vie des particules X est supposée longue devant l'âge de l'Univers. La surdensité du Halo est de 10^4 pour une échelle de taille de 100 kpc.	27
3.3	Particules X métastables : Contribution géométrique au spectre observé en fonction du red-shift pour différents temps de vie des particules. Lorsque la durée de vie de la particule diminue, la contribution des particules de grands red-shifts augmente.	28
3.4	Intégrale du nombre de particules contribuant au spectre pour des distances respectivement supérieure (ligne rouge) et inférieure (ligne bleu) à 330 Mpc. Les lignes pointillées et hachurées correspondent aux mêmes intégrales mais pour des limites respectivement de 400 Mpc et 300 Mpc. Le résultat aux basses énergies n'est pas changé.	29
3.5	Contribution du fond diffus de particules X au fond diffus γ observé par EGRET aux basses énergies (ligne verte : ancien flux (Ref. [32]), ligne rouge : nouveau flux (Ref. [33])). Les courbes aux UHE et la courbe indiquée $t_U \ll \tau$ représentent les simulations réalisées pour une surdensité de 10^4 et une durée de vie des particules X grandes devant l'âge de l'Univers (Ref[24] et [25]). Les lignes pointillées vertes correspondent à une renormalisation du fond diffus en fonction de la durée de vie de la particule X au vu de la figure 3.4. Cette renormalisation n'affecte que les basses énergies. Le flux aux hautes énergies reste le même.	30
3.6	Flux neutrinos (ν_τ en rose, tous neutrinos en bleu) attendus pour différents temps de vie des particules X et une surdensité de 10^4 . Les sensibilités attendues d'Auger (au ν_τ et d'Ice Cube sont représentées. La sensibilité de Ice-Cube est atteinte pour $t_U/\tau > 4$ et celle d'Auger aux ν_τ est atteinte pour $t_U/\tau > 10$	31
3.7	Contribution aux spectres des RCUHE en fonction de la position dans le Halo	32
3.8	Nombre d'événements attendus en fonction de la latitude galactique pour la désintégration ou l'annihilation des particules X et pour un modèle de halo ISO. Les points correspondent aux données expérimentales de AGASA et Fly Eyes pour $E > 10^{19}$ eV. Les données sont en bon accord avec une distribution isotrope (1.1σ pour AGASA et Fly's Eyes, pour une précision angulaire considérée de 10^0 pour AGASA et 15^0 pour FLY's Eyes). Elles semblent incompatibles avec l'annihilation (9σ pour AGASA et 4σ pour Fly's Eyes, mêmes précisions) mais peuvent correspondre marginalement à un modèle par désintégration (3.7σ pour AGASA et 2σ pour Fly's Eyes).	35
3.9	Nombre d'événements attendus en fonction de la latitude galactique pour la désintégration ou l'annihilation des particules X et pour un modèle de halo NFW. Les points correspondent aux données expérimentales de AGASA et Fly Eyes pour $E > 10^{19}$ eV. Les données sont incompatibles avec l'annihilation (16.2σ pour AGASA et 5.3σ pour Fly's Eyes, pour une précision angulaire considérée de 10^0 pour AGASA et 15^0 pour FLY's Eyes) mais peuvent marginalement correspondre à un modèle par désintégration (5.5σ pour AGASA et 2.4σ pour Fly's Eyes, mêmes précisions).	35

3.10	Profondeur du maximum de la gerbe atmosphérique (X_{max}) en fonction de l'énergie pour les données expérimentales de l'expérience Fly's Eye (ronds pleins). Les lignes représentent les résultats des simulations pour les noyaux de Fer, les protons et les photons. La ligne pointillée représente un scénario à deux composantes. La ligne hachurée correspond à cette dernière ligne mais en considérant une surestimation de l'énergie d'un facteur 2. La domination du spectre par les photons du halo n'est attendue qu'au delà de 5.10^{19} eV.	37
4.1	Développement d'une gerbe atmosphérique.	39
4.2	Maximum de profondeur d'une gerbe atmosphérique : valeur et dispersion en fonction de l'énergie (ligne pleine bleue : photon(LPM), ligne hachurée verte : photon, ligne pointillée rouge : proton. Ref. [62]	41
4.3	Exemples de profils longitudinaux de gerbes pour $\theta < 70^0$ et 5.10^{19} eV $< E < 10^{20}$ eV, en traits pleins : photons n'ayant pas interagi avec le champ magnétique terrestre, en traits hachurés : photons ayant interagi, en pointillé : protons. Ref. [63]	41
4.4	Atténuation de la composante électromagnétique en fonction de la profondeur dans l'atmosphère. Ref. [64]	42
4.5	Gerbe engendrée par une particule τ résultant de l'interaction d'un ν_τ avec la terre. Ref. [64]	42
4.6	Plan du site sud. Les points jaunes et les croix représentent les cuves à effet Cerenkov et les lignes roses délimitent les champs de vision des télescopes. Les 4 étiquettes rouges correspondent aux 4 yeux de mouches : Los-Leones, Morados, Loma Amarilla et Coihuecco.	44
4.7	Engineering Array (A Gauche) et Préproduction (A Droite). Les points rouges et les étiquettes correspondent aux cuves, les lignes jaunes délimitent les champs de vision des télescopes	44
4.8	Un élément du détecteur de surface dans la pampa. En coupe est représentée l'eau dans la cuve et un photomultiplicateur. On peut également voir le panneau solaire.	45
4.9	Simulation de signaux dans une cuve à différentes distances pour une gerbe de 5.10^{20} eV et un angle zénithal de 30^0	45
4.10	Histogramme de l'intégrale du signal laissé par les muons atmosphériques dans une cuve, en blanc pour les muons de toutes directions, en grisé pour les muons verticaux. Le premier pic est dû à la présence de rayons cosmiques électromagnétiques de basse énergie, et le second pic aux muons. Ref.[65]	46
4.11	Couronnes hexagonales autour d'une station.	47
4.12	Contamination de la lumière reçue par le détecteur de fluorescence.	49
4.13	Vue du dessus d'un oeil de mouche.	50
4.14	Optique d'un télescope. A Gauche, miroir et caméra. A Droite, filtre, anneau de correction et caméra.	50
4.15	Acquisition et slow control d'un oeil de mouche.	51
4.16	Réponse d'un télescope. A gauche, image des pixels de la caméra ayant une réponse. A Droite : signaux des pixels en fonction du temps. Chaque pulse correspond à un pixel.	51
4.17	Les 5 figures de base pour le déclenchement d'un T2 FD.	52
4.18	Le Central Laser Facility.	53

4.19	Atmosphère de Malargue en été (Janvier-Avril 2003) : profil de température et comparaison des profils en densité à l'US-standard Atmosphere. La ligne pointillée noire correspond à l'US-standard Atmosphere et les lignes de couleurs aux différentes mesures ballons.	54
4.20	Effet d'atmosphère sur le développement de la gerbe (énergie déposée), l'émission de fluorescence et la transmission dans l'atmosphère. Différence de profil résultant des mesures réalisées à Malargüe et profil correspondant à l'US-standard Atmosphere. (Ref. [73])	55
4.21	Système de calibration par Drum.	55
5.1	A gauche : principe de reconstruction de fluorescence et de reconstruction hybride. A droite : réponse des pixels en fonction du temps. Pour la détermination du SDP, à chaque bin en temps correspond un pixel virtuel. Par exemple : au bin 321 (ligne pointillée) la direction retenue sera la barycentre des directions du pixel correspondant à la courbe rouge et de celui représenté en bleu pondéré par les signaux de chaque pixel.	58
5.2	A gauche : projection du SDP sur la caméra de fluorescence. Les points bleus correspondent au barycentre des pixels ayant triggé. A droite : fit du temps de réponse des pixels en fonction de l'angle d'élévation.	58
5.3	Exemple de reconstruction pour une gerbe de 10^{19} eV. En haut : nombre de photons au diaphragme par canal de 100ns. La courbe rouge correspond à la contribution Čerenkov totale. Elle se décompose en lumière Čerenkov directe (noire) et diffusée (Rayleigh (vert) et Aérosol (bleu)). En bas : profil résultant et fit de Gaisser-Hillas.	60
5.4	En haut : reconstruction de la direction d'arrivée à partir du temps de réponse des pixels. En bas : fit de la distribution latérale de signal.	61
5.5	Fit en temps de la réponse des pixels pour une reconstruction hybride. Les points noirs sont les pixels de fluorescence et les triangles bleus, les pixels "virtuels" correspondants à la projection des stations sur l'axe de la gerbe.	62
5.6	Position des points d'impact des gerbes hybrides simulées. Les lignes bleues correspondent aux lignes de champ de visée des télescopes de Los-Leones et les ronds bleus aux positions des stations.	63
5.7	Chaîne de simulation et reconstruction hybride.	64
5.8	Probabilité de trigger pour les détecteurs de surface (bleu), de fluorescence (vert) et la détection hybride (rouge) en fonction de l'angle, pour des énergies de $5 \cdot 10^{17}$ eV, 10^{18} eV et $5 \cdot 10^{19}$ eV.	65
5.9	Influence du rayon de courbure et du nombre de stations sur les reconstructions hybrides (10^{19} eV). En bleu reconstructions avec un front de gerbe plat, en rouge avec un rayon de courbure de $7km/\cos(\theta)$. Les triangles représentent les reconstructions avec seulement la station de plus fort signal et les ronds avec toutes les stations. Toutes les reconstructions sont équivalentes.	67
5.10	10^{18} eV : Comparaison des reconstructions FD (ronds bleus pour les événements de plus de 10 pixels, et verts pour les événements de plus de 15 pixels), SD (triangles noirs) et Hybrides (carrés rouges).	68
5.11	10^{19} eV : Comparaison des reconstructions FD (ronds bleus pour les événements de plus de 10 pixels, et verts pour les événements de plus de 15 pixels), SD (triangles noirs) et Hybrides (carrés rouges).	69

5.12	Détermination des énergies par le détecteur de surface et le détecteur de fluorescence (monoculaire et hybride).	70
5.13	Détermination du X_{max} pour les reconstructions FD et Hybrides.	70
5.14	Précisions associées à la reconstruction hybride pour les événements de 5.10^{17} eV.	71
6.1	Tirs laser hybrides du 13 décembre 2001. Les ronds bleus représentent les stations de l'Engineering Array, la croix bleue la position de Los-Leones et les lignes pointillées les champs de vision des télescopes 4 (à droite) et 5 (à gauche). En rouge la station Ursula.	73
6.2	Nombre de photons au diaphragme par 100 ns en fonction de la profondeur dans l'atmosphère. A gauche: tir laser. A droite: gerbe simulée de 5.10^{19} eV. En terme de nombre maximal de photons l'énergie équivalente est d'environ 5.10^{19} eV.	74
6.3	Reconstruction du SDP par la fluorescence pour le télescope 4 de Los-Leones.	75
6.4	Reconstruction des paramètres R_p et χ_0 par la fluorescence pour le télescope 4 de Los-Leones.	75
6.5	Profil d'un tir laser simulé.	76
6.6	Comparaison des valeurs des angles φ et θ du SDP reconstruits aux valeurs nominales, pour les tirs laser simulés.	76
6.7	Comparaison des valeurs de l'angle χ_0 et de la distance à l'axe R_p reconstruits aux valeurs nominales pour les tirs laser simulés.	76
6.8	Différence des temps d'émission $T_{SD} - T_{FD}$ (en ns) en fonction du temps. Les points correspondent aux événements vus par le télescope 4, les croix aux événements vus par le télescope 5.	77
6.9	Reconstruction Hybride des paramètres R_p et χ_0 pour le télescope 4 de Los-Leones.	77
6.10	Nombre de photons au diaphragme par 100 ns en fonction de la profondeur dans l'atmosphère. A gauche: tir laser. A droite: gerbe simulée de 10^{20} eV. En terme de nombre maximal de photons, l'énergie équivalente est d'environ 10^{20} eV, mais les traces dans la caméra sont plus longues pour un tir laser que pour une gerbe.	79
6.11	Comparaison des valeurs des angles φ et θ du SDP reconstruits aux valeurs nominales, pour le télescope 4 (Los Leones).	79
6.12	Comparaison des valeurs de l'angle χ_0 et de la distance à l'axe R_p reconstruits aux valeurs nominales pour le télescope 4 (Los Leones).	80
6.13	Profil d'un tir laser simulé.	81
6.14	Comparaison des valeurs des angles φ et θ du SDP reconstruits aux valeurs nominales, pour les tirs laser simulés.	81
6.15	Comparaison des valeurs de l'angle χ_0 et de la distance à l'axe R_p reconstruits aux valeurs nominales pour les tirs laser simulés.	81
6.16	A gauche : corrélation des paramètres R_p et χ_0 pour la reconstruction de fluorescence. A droite : intersection des SDP au sol. Les points rouges correspondent aux points d'impact reconstruits par Los leones et les points noirs à ceux reconstruits par Coihuecco.	82
6.17	Reconstruction stéréo. Seuls les événements d'au moins 5 pixels pour Los Leones et pour Coihuecco ont été pris en compte. Le désalignement des miroirs a été corrigé.	83

6.18	Différence des temps d'émission $T_{FD} - T_{SD}$ (en ns). L'histogramme bleu correspond aux écarts de timing non corrigés. On observe deux pics: l'un autour de 0 ns (nanoseconde correcte) et l'autre autour de $22 \mu s$ (nanoseconde non corrigée). L'histogramme rouge représente les même événements mais avec correction de la nano seconde offline. Tous les événements du second pic se retrouvent dans le premier pic.	83
6.19	Prise en compte de la courbure de la terre pour la correction des t_{0FD}	84
6.20	A gauche : écart en temps entre la réponse des pixels et la valeur attendue: sans erreurs sur les angles d'élévation des pixels (courbe rouge), avec une erreur systématique de 0.1 degrés (courbe verte) et 0.2 degrés (courbe bleue). A droite : temps de réponse de la cuve Celeste.	85
6.21	Ecart en temps SD/FD. A gauche pour Los-Leones, à droite pour Coihuecco. . .	85
6.22	Evolution du timing FD/SD en fonction du temps pour Los-Leones (triangles) et Coihuecco (carrés). Ces écarts sont relativement stables dans le temps.	86
6.23	Reconstruction hybride des paramètres X, Y et θ pour Los-Leones, le timing étant corrigé conformément à l'étude précédente.	87
7.1	Présélection des stations SD. Les ronds verts correspondent aux stations conservées, les étoiles rouges aux stations accidentelles.	90
7.2	A gauche : distribution du nombre de stations par événement. En hachuré bleu avant sélection, en plein rouge après sélection. A droite : comparaison du nombre de stations rejetées à une loi de Poisson de valeur moyenne 8.4.	91
7.3	Position des points d'impact des événements Golden Hybrides.	92
7.4	A gauche : angle caractéristique de l'alignement des miroirs. L'absence d'écart systématique indique un bon alignement. A droite : effets systématiques sur la distance Los-Leones/Impact dans la reconstruction hybride. Cet écart systématique correspond à une mauvaise synchronisation des systèmes GPS, mais l'erreur reste faible.	92
7.5	Comparaison des reconstructions SD et hybrides pour les paramètres X, Y, θ et φ pour les événements Golden, le timing étant corrigé conformément à l'étude des tirs lasers.	93
7.6	A gauche : corrélations entre les écarts SD-Hyb pour X et Y. A droite : corrélations entre les écarts SD-Hyb pour θ et φ . Les lignes rouges correspondent aux valeurs moyennes et les lignes hachurées aux écarts à 1, 2 et 3σ . On n'observe pas de corrélation entre les différentes erreurs.	93
7.7	Comparaison des reconstructions FD (plus de 10 pixels) et hybrides pour les paramètres X, Y, θ et φ pour les événements Golden, le timing étant corrigé conformément à l'étude des tirs lasers.	94
7.8	A gauche : corrélations entre les écarts FD-Hyb pour X et Y. A droite : corrélations entre les écarts FD-Hyb pour θ et φ . Les lignes rouges correspondent aux valeurs moyennes et les lignes hachurées aux écarts à 1, 2 et 3σ . On observe de légères corrélations entre X et Y.	94
7.9	A gauche : corrélation entre les énergies $FD_{monoculaire}$ (FD) et FD_{Hyb} (Hyb). A droite : distribution des écarts relatifs $(E_{FD} - E_{Hyb})/E_{Hyb}$. On observe une très bonne corrélation des événements reconstruits et une dispersion de l'écart relatif entre les deux énergies de seulement 10%.	96
7.10	Comparaison des énergies SD et Hybrides(FD) pour une paramétrisation du S_{1000} de type CDAS.	97

7.11	Comparaison des énergies SD et Hybrides(FD), pour une paramétrisation du S_{1000} en fonction du X_{max} .	97
7.12	Distributions angulaires pour le SD.	99
7.13	Distributions angulaires pour le FD.	100
7.14	Distributions angulaires pour les événements Golden Hybrides.	100
7.15	$dN/d\log_{10}(E)$ pour les événements du SD. La pente observée de -2 correspond à un flux $N(E) \propto E^{-3}$.	101
7.16	$dN/d\log_{10}(E)$ pour les événements du FD.	102
7.17	Distributions des grandeurs φ_{SDP} , R et $\cos\theta$ nécessaires au calcul d'acceptance pour des énergies $10^{17} < E < 10^{18}$ eV.	103
7.18	$dN/d\log_{10}(E)dSd\Omega dt$ pour les événements du SD (ronds noirs). La ligne pointillée rouge correspond au spectre d'AGASA, la ligne pointillée verte à celui d'HiRes. A titre indicatif le flux résultant du calcul d'acceptance FD est représenté (carrés bleus). Pour une plus grande lisibilité, le flux est abaissé artificiellement d'un facteur 10, en considérant une durée d'observation égale à celle de la SD (6 mois) alors que l'observation par la FD ne correspond qu'à 10% du temps. Le flux FD n'est obtenu qu'à partir d'une estimation des acceptances FD, il n'est donc qu'indicatif de la position des données de fluorescence.	104
7.19	Distribution du nombre des événements Golden en fonction du $\log_{10}(E)$ pour des énergies SD et hybrides. Les deux distributions sont équivalentes.	104
7.20	Direction d'arrivée des événements SD d'énergie supérieure à 10^{19} eV (en haut) et $4 \cdot 10^{19}$ eV (en bas), en coordonnées équatoriales (Dec en fonction de RA $\cos(\text{Dec})$). La courbe en trait plein représente le plan de la galaxie avec son centre (CG) et son anti-centre (AG). Sont également représentées: la direction des multiplets vus par AGASA (C1 à C5) (Ref. [55]) et la direction de trois objets accélérateurs potentiels: NGC0253 (galaxie starburst distante de 2.5 Mpc émettant des photons gammas), NGC3256 (système multiple de galaxies à 40 Mpc) et Cen A (galaxie active la plus proche à 3.4 Mpc). Les multiplets sont représentés par des cercles verts pour les doublets, rouge pour les triplets et bleus pour les quadruplets. Les 2 événements ayant une énergie évaluée à plus de 10^{20} eV sont représentés par une étoile rouge sur la seconde carte.	106
7.21	Distribution des valeurs des déclinaisons pour les énergies de plus de 10^{19} eV.	107
7.22	Occupation des bins en $RA \cos Dec \times Dec$. Les croix rouges correspondent à une loi de Poisson de valeur moyenne 0.085. La présence du quadruplet correspond à une probabilité 0.03% ce qui n'est pas vraiment significatif (3.6σ).	107
7.23	Simulation: cartes de densités pour l'application de la méthode à un exemple de surdensité autour du centre Galactique. Les bins utilisés sont de 6^0 en Ra \times $\cos(\text{Dec})$ et 6^0 en Dec. Sont représentées: la carte des données obtenues par simulation, la carte d'acceptance et la carte en nombre de σ par bin. L'histogramme représente la distribution du nombre de σ pour chaque bin. On observe bien un excès à plus de 3σ pour 3 bins autour du centre Galactique.	108
7.24	Données du détecteur de surface: cartes de densité obtenues à partir de 17446 événements d'énergie comprise entre 10^{18} et 10^{19} eV, enregistrés entre septembre 2003 et juin 2004.	109
7.25	Données du détecteur de surface: cartes de densité obtenues à partir de 430 événements d'énergie supérieure à 10^{19} eV, enregistrés entre septembre 2003 et juin 2004.	109

7.26	Données du détecteur de fluorescence: cartes de densité obtenues à partir de 780 événements d'énergie comprise entre 10^{18} et 10^{19} eV enregistrés entre janvier 2003 et juin 2004.	111
7.27	Données Golden Hybrides: cartes de densité obtenues à partir des 314 événements Golden Hybrides enregistrés entre septembre 2003 et juin 2004.	111
A.1	Stabilité de l'oscillateur à quartz pour les GPS de Los-Leones et Coihuecco. . . .	118

Liste des tableaux

1.1	Les événements au-dessus de 10^{20} eV.	3
3.1	En fonction de la répartition de particules X considérée : contraintes sur le temps de vie, nature des rayons cosmiques et anisotropies.	25
3.2	Contraintes obtenues sur le temps de vie des particules X, selon que la contribution provient du Halo ou du fond diffus.	34
5.1	Précisions moyennes en angle des différents types de reconstruction obtenues pour l'analyse des simulations hybrides.	70
6.1	Reconstruction des paramètres du SDP pour les tirs laser de l'EA, les tirs laser de la phase de préproduction et les tirs laser simulés correspondants. (LL : Los-Leones et CC : Coihuecco)	82
6.2	Reconstruction des paramètres χ_0 et R_p pour les tirs laser de l'EA, les tirs laser de la phase de préproduction et les tirs laser simulés correspondants.	82
6.3	Précisions des différents types de reconstruction obtenues par l'analyse des tirs Laser de la phase de préproduction.	88
7.1	Comparaison des dispersions observées aux dispersions attendues (simu), pour les comparaisons des reconstructions SD et FD aux reconstructions hybrides.	98
7.2	Estimation de l'acceptance en fonction de l'énergie à partir des donnée expérimentales.	102
A.1	Distribution des valeurs de T10Mhz. La précision correspondante est obtenue en multipliant la dispersion de la valeur du T10Mhz par la nanoseconde moyenne d'un événement: $5.10^8/100$, selon la formule de correction donnée précédemment. A cette précision il faut ajouter la dispersion de l'offset qui est de l'ordre de 30 ns, soit une précision totale de l'ordre de 70 ns. Le nombre d'événements pour déterminer ces valeurs est typiquement de 3000 par mois.	118

Remerciements

Je voudrais remercier tout d'abord Messieurs François Richard et Bernard d'Almagne pour m'avoir accueillie au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Je souhaiterais également remercier Messieurs Bernard d'Almagne, Gilles Henri et Günter Sigl pour avoir accepté de faire parti de mon jury et plus particulièrement Messieurs Pierre Billoir et Bernard Degrange pour avoir accepté la lourde tâche de rapporteurs.

Je remercie Alain Cordier pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et rendu cette thèse possible. Merci pour m'avoir suivi tout au long de ces trois ans et fait en sorte que tout se passe pour le mieux. Merci également pour les lectures et relectures du manuscrit.

Je tiens à remercier tout particulièrement Marcel Urban qui a dirigé cette thèse et m'a guidée dans mes travaux. Un grand merci pour sa disponibilité, notamment au cours des mois de rédaction (même en août!!!!), pour ses précieux conseils, sa pédagogie, mais également pour son enthousiasme et son inépuisable bonne humeur.

Je voudrais également remercier tous les membres de l'équipe Auger du LAL pour leur aide dans le travail comme pour les moments de détente partagés. Merci surtout à Delphine et Estelle pour leur aide précieuse et leur gentillesse.

Un merci tout particulier à Jean-Noël Albert pour m'avoir aidée à me sortir des méandres des pièges informatiques, avec une patience inépuisable.

Bien sûr je remercie également le reste de la collaboration Auger, et en particulier Pierre Billoir pour son aide concernant le détecteur de surface et Stefano Argiro et Hermann-Joseph Mathes pour leur précieuse aide concernant la détection de fluorescence. Une pensée particulière à tout ceux de la collaboration qui bien plus que des collègues sont devenus des amis.

Enfin, comment ne pas remercier ma famille? Merci à ma mère pour ces 27 ans de soutien et de conseils qui m'ont menée jusqu'ici. Merci à mes frères et soeurs, Jean-Baptiste, Elise et en particulier à Mickaël pour m'avoir montré la voie et à Maximilien pour son regard neuf porté sur ce monde. Le soutien de mes amis a également été important: Cécile, Mélanie, sans oublier les Pères Fondateurs du Très Saint Ordre du Houblon qui m'ont accueillie au sein de leur confrérie. Merci, bien sûr, à Nicolas pour m'avoir supportée (dans tous les sens du terme! ;0)) pendant cette dernière année. Merci pour avoir toujours su me rendre le sourire et m'aider à reprendre courage.

Merci à la nature pour sa beauté et sa démesure!

Résumé

Conçu pour mieux comprendre l'origine des rayons cosmiques aux ultra-hautes énergies, l'Observatoire Pierre Auger a commencé une période de prise de données devant s'étendre sur 20 années. Il pourra ainsi obtenir une statistique suffisante aux plus hautes énergies, pour déterminer l'existence ou non de la coupure GZK. Utilisant simultanément deux techniques de détection des gerbes atmosphériques, l'une au sol et l'autre par détection de la lumière de fluorescence, il devrait permettre de déterminer avec une précision sans précédent, aussi bien l'énergie de ces rayons cosmiques que leurs directions d'arrivée et leur nature.

Après une introduction sur les propriétés générales des rayons cosmiques, les modes de production aux plus hautes énergies sont présentés. Nous nous sommes ensuite attachés à un modèle particulier de production, considérant la désintégration de particules super massives reliques, le but étant de déterminer des contraintes sur les temps de vie de ces particules.

Après avoir présenté les principes de détection des gerbes atmosphériques et l'Observatoire Pierre Auger, nous considérons la méthode hybride de détection : la mise en place d'une chaîne de simulation et la réalisation de tirs lasers hybrides ont permis de déterminer les performances associées à ce type de détection ainsi que de vérifier la cohérence en temps des horloges des deux détecteurs, essentielle à la méthode utilisée.

Enfin, les données de la phase de préproduction ont permis de vérifier les performances des différents types de reconstruction : par le détecteur de fluorescence seul, le détecteur au sol et par la méthode hybride. A partir de ces données, une première comparaison des énergies ainsi qu'une analyse des anisotropies ont été réalisées.

Mots Clefs : rayons cosmiques, gerbes atmosphériques, Observatoire Pierre Auger, détection hybride, anisotropies.

Abstract

Especially designed for a better understanding of the origin of the Ultra-High Energie Cosmic Rays ($E > 10^{19}$ eV), the Pierre Auger Observatory is now starting a period of data taking expected to last of 20 years. It will obtain enough statistics at the highest energies to determine wether or not the GZK cut-off exists. Using simultaneously two atmospheric shower detection techniques, the first at ground level and the second detecting the fluorescence light, it should make it possible to determine the energies as well as the arrival directions and nature of these particules with better accuracy.

After an introduction covering the general properties of cosmic rays, the production mecanisms at the highest energies are presented. We then focus on one particular mechanism of production, considering the decay of ultra-heavy relic particules, the aim being to determine limits on the life-time of such particles.

After having presented air-showers detection techniques and the Pierre Auger Observatory, we consider hybrid detection: hybrid simulation and analysis of hybrid laser shots have allowed us to evaluate the performance of this method. They also have made it possible to investigate the relative timing of both detectors which is essential for the considered technique.

Finally, the data recorded during the Preproduction period have allowed us to check the precision of different detections:the surface detector alone, the fluorescence detector alone and the hybrid method. Thanks to these data, a preliminar comparison of energy values and an analysis of the arrival directions anisotropies have been done.

Keywords: cosmic rays, air showers, Pierre Auger Observatory, hybrid detection, anisotropies.

