



**Etude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute
énergie à partir des premières données de l'Observatoire
Pierre Auger**
Gilles Maurin

► **To cite this version:**

Gilles Maurin. Etude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des premières données de l'Observatoire Pierre Auger. Cosmologie et astrophysique extragalactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2005. Français. <tel-00011023>

HAL Id: tel-00011023

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00011023>

Submitted on 17 Nov 2005

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.

APC-05-48

UNIVERSITÉ PARIS VII - DENIS DIDEROT
UFR de PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le titre de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VII
Spécialité : Champs, Particules, Matières

présentée par

Gilles MAURIN

**Étude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute
énergie à partir des premières données de
l'Observatoire Pierre AUGER**

Soutenue le 22 septembre 2005 devant la commission d'examen composée de :

Pierre	BINETRUY	Président du jury
Murat	BORATAV	Examineur
Jean-Michel	BRUNET	Directeur de thèse
Pascal	LAUTRIDOU	Rapporteur
Sylvie	LEES-ROSIER	Examinatrice
François	MONTANET	Rapporteur

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier l'ensemble de mes collègues et amis du groupe Auger de l'APC avec lequel j'ai passé trois années formidables. J'espère que dans le futur je pourrai retrouver une aussi bonne ambiance de travail.

Je remercie tout particulièrement Jean-Michel pour m'avoir considéré dès le début de ma thèse comme un chercheur à part entière et de m'avoir toujours fait confiance. Les très nombreuses discussions que nous avons eues m'ont permis de prendre rapidement de l'assurance et de m'intégrer facilement au sein du groupe. Je veux également remercier mon "coach", Cyril, qui a été mon conseiller durant ces trois années et qui m'a toujours "poussé" dans les bonnes directions (j'espère d'ailleurs que tu continueras).

Je tiens ensuite à remercier mes trois plus proches collaborateurs : Fabrice (durant ma première année), Jacob (deuxième année) et Serguei (troisième année). Sans vous, le travail de ma thèse n'aurait pas pu aboutir dans d'aussi bonnes conditions. Je souhaite à Fabrice et à Serguei d'obtenir, comme Jacob, un poste. Vous le méritez tous les deux. Enfin, je remercie l'ensemble des autres physiciens qui m'ont aidés durant ma thèse : Benoît (merci pour les nombreux services que tu m'as rendu), Tristan, Eric, Clarisse, Olivier, Gérard et Dimitri et l'ensemble des ingénieurs : Stéphane, Laurent, Yann et Bernard.

Je remercie l'ensemble de la collaboration Auger en particulier les jeunes de l'expérience avec lesquels j'ai passé de très bons moments en Argentine et également Markus avec lequel nous avons travaillé durant cette dernière année.

Je veux également remercier les membres du jury pour avoir assisté à ma soutenance et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux. L'ensemble des discussions et échanges que nous avons eu m'ont permis d'améliorer le contenu du manuscrit.

Je tiens à remercier l'ensemble des gens (chercheurs, administratifs, techniciens, informaticiens...) du laboratoire que j'ai eu le plaisir de côtoyer tous les jours durant ma thèse et qui m'ont rendu de très nombreux services. En particulier, je remercie Rodolphe (CG), Laurence, Eric et Guillaume pour les bons moments que nous avons partagés.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis pour m'avoir soutenu durant l'ensemble de mes études. Je tiens à embrasser mon père (merci pour la correction orthographique du manuscrit), ma mère, Isabelle et François à qui nous devons en outre le gargantuesque pot de thèse. Je remercie tout particulièrement mes colocataires, Delphine, Emmanuel et Hulk (qui a d'ailleurs squatté ma chambre pendant deux longues années) avec qui j'ai passé d'excellents moments que je regrette déjà. Enfin, je remercie Damien, Emmanuel et Stéphane d'être venu à ma soutenance, cela m'a fait très plaisir.

Table des matières

Introduction	11
1 Les rayons cosmiques	13
1.1 Les premières découvertes	13
1.2 Méthodes de détection	19
1.2.1 Ballons et satellites	19
1.2.1.1 Les rayons cosmiques chargés	19
1.2.1.2 Les photons	21
1.2.2 Un calorimètre géant : l'atmosphère	21
1.2.2.1 Les réseaux de détecteurs au sol	22
1.2.2.2 Les détecteurs de fluorescence	23
1.2.2.3 Les télescopes Čerenkov	23
1.2.3 Une nouvelle astronomie : les neutrinos	24
1.3 Spectres et composition	26
1.3.1 Protons et noyaux	27
1.3.2 Électrons et positons	29
1.3.3 Anti-matière	31
1.3.4 Photons	31
1.4 Le mystère des ultra hautes énergies : les RCUHE	33
1.5 Conclusion	35
2 Les RCUHE : de la "source" à la Terre	37
2.1 Les sources possibles	37
2.1.1 Les modèles astrophysiques : bottom-up	37
2.1.1.1 Les mécanismes d'accélération classiques	37
2.1.1.2 Les sites potentiels	43
2.1.2 Les modèles top-down	48
2.2 Propagation des rayons cosmiques	50
2.2.1 Les interactions	50
2.2.1.1 Des photons	50
2.2.1.2 Des protons	51
2.2.1.3 Des noyaux	53
2.2.2 Les modèles hybrides	54
2.2.3 L'effet des champs magnétiques	54
2.2.3.1 Le champ magnétique Galactique	55
2.2.3.2 Les champs magnétiques extragalactique	55
2.3 Intéret de déterminer la nature des RCUHE et conclusion	55

3	Les grandes gerbes de l'atmosphère	57
3.1	Les gerbes électromagnétiques	57
3.1.1	Formation de la gerbe	57
3.1.2	Sections efficaces d'interaction des photons d'ultra haute énergie dans l'atmosphère	58
3.1.3	L'effet LANDAU-POMERANCHUK-MIGDAL	60
3.1.4	L'effet de <i>preshower</i> des photons dans le champ magnétique terrestre	62
3.2	Les gerbes hadroniques	64
3.2.1	Formation de la gerbe	64
3.2.2	Simulations des cascades hadroniques	65
3.2.2.1	Programmes de simulation	66
3.2.2.2	Modèles d'interactions hadroniques à basse énergie	66
3.2.2.3	Modèles d'interactions hadroniques à haute énergie	66
3.2.3	Propriétés des gerbes hadroniques	67
3.2.3.1	Profils longitudinaux	67
3.2.3.2	Distributions latérales	70
3.3	Conclusion	72
4	L'Observatoire Pierre Auger	75
4.1	Le choix d'un détecteur	75
4.1.1	Motivations et contraintes physiques	75
4.1.2	Le site Sud : la Pampas Amarilla	77
4.2	Le détecteur de fluorescence	78
4.2.1	Description	78
4.2.2	Calibration et monitoring de l'atmosphère	79
4.2.3	Principe de la reconstruction des événements	80
4.3	Le réseau de détecteurs	83
4.3.1	Description d'une station Čerenkov	83
4.3.2	L'acquisition temps réel	84
4.3.2.1	L'électronique	84
4.3.2.2	Les différents niveaux de déclenchement : triggers	86
4.3.2.3	Auto-calibration du VEM dans les cuves	88
4.3.2.4	La surveillance du réseau	89
4.3.3	Principe de la reconstruction des événements	90
4.3.4	Installation des stations locales dans la Pampas	91
4.4	Conclusion	92
5	Critères physiques pour la détermination de la nature des RCUHE	93
5.1	Étude de la simulation des gerbes atmosphériques	93
5.1.1	Simulation	93
5.1.2	Méthode d'étude	95
5.2	La densité de muons au niveau du sol	96
5.3	Le maximum de développement de la gerbe : le X_{max}	101
5.4	Les critères géométriques : le front de gerbe	103
5.4.1	La courbure de la gerbe	105
5.4.2	Les temps de montée du signal	107
5.5	L'influence de l'asymétrie de la gerbe	108
5.5.1	Asymétrie : la courbure de la gerbe	111
5.5.2	Asymétrie : les temps de montée du signal	113
5.6	Comparaison des différentes méthodes	114

5.7	Corrélation des paramètres	115
5.8	Conclusion	117
6	Reconstruction des événements du réseau de surface	119
6.1	Simulation du détecteur	119
6.2	La reconstruction standard	120
6.3	La fonction de distribution latérale "photon"	129
6.3.1	La forme des distributions latérales des gerbes EM	129
6.3.2	Paramétrisation obtenue de la LDF "photon"	130
6.3.3	Initialisation de la procédure d'ajustement (modifications des étapes 1, 2 et 5)	131
6.3.4	Résolutions obtenues	131
6.4	Application aux données	133
6.4.1	Exemples d'événements	134
6.4.2	Répartition des impacts au sol	135
6.4.3	Distribution des angles d'arrivée	136
6.4.4	Histogramme des énergies reconstruites	136
6.5	Conclusion	139
7	Composition hadronique des RCUHE : analyse statistique	141
7.1	Dégénérescence des critères de discrimination dûe aux hypothèses de reconstruction	141
7.2	Discrimination par la densité de muons estimée à partir des traces de FADC	143
7.2.1	Principe du paramètre de forme	143
7.2.2	Une forme ajustable : la fonction Landau	145
7.2.3	Mesure du nombre de muons	147
7.2.4	Discrimination	147
7.2.5	Application aux données et discussion	149
7.3	Discrimination à partir du front de gerbe	151
7.3.1	Interpolation des rayons de courbures	151
7.3.2	Analyse statistique des données et discussion	153
7.4	Conclusion	156
8	Recherche de photons dans les RCUHE	159
8.1	Etude des événements autour de 10^{19} eV	159
8.1.1	Le rayon de courbure des gerbes électromagnétiques	160
8.1.2	Limite supérieure sur la fraction de photons	162
8.1.2.1	Méthode probabiliste	162
8.1.2.2	Méthode statistique	164
8.1.2.3	Tests des méthodes sur les simulations	165
8.1.2.4	Application aux données	166
8.1.3	Compatibilité avec une distribution de hadrons seuls	168
8.1.4	Influence de l'acceptance et de l'hypothèse de reconstruction	168
8.1.5	Discussion sur l'influence de la section efficace photon-proton	170
8.2	Etude des énergies extrêmes	171
8.2.1	Manifestation de l'effet de <i>preshower</i> au niveau du site Auger Sud	171
8.2.2	Recherche d'une asymétrie azimutale dans les premiers événements Auger	172
8.2.3	Interprétations possibles	174
8.3	Discussion et conclusion	179
	Conclusion	181

A Illustrations du facteur de mérite	185
B Résolutions sur l'angle azimutal φ	187
C Fonction Landau : discrimination gerbe à gerbe	189
C.1 Amplitude de la fonction Landau muonique	189
C.2 Discrimination gerbe à gerbe	190
Glossaire	199

Introduction

Depuis leur découverte au début des années soixante, l'existence des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (les RCUHE, $E > 10^{18}$ eV) est un mystère. On ne connaît en effet ni leur origine, ni leur nature, ni même l'énergie maximale qu'ils peuvent atteindre. Les théoriciens ont cependant développé des modèles capables d'expliquer leur production, leur propagation dans l'Univers ainsi que leurs interactions dans l'atmosphère.

Dans ces modèles, les sources, la propagation et la nature du rayon cosmique sont liés. C'est en particulier le cas dans les deux principaux types de modèles de production que sont :

- les modèles d'accélération dit "Bottom-Up", où les rayons cosmiques sont des particules chargées (proton ou noyaux) accélérées dans des phénomènes astrophysiques violents (Noyaux actifs de galaxie, Supernovae, sursaut gamma...);
- les modèles "Top-Down" impliquant de la nouvelle physique, où les RCUHE sont des photons, des neutrinos et des protons issus de la désintégration d'une particule "massive" (défauts topologiques, particules supermassives...).

L'identification du primaire est ainsi une étape cruciale pour valider, réfuter et/ou contraindre les modèles et estimer la position des sources dans l'Univers. C'est dans cette optique que s'insère cette thèse.

Malheureusement, le nombre d'événements observés à ce jour n'est pas suffisant pour permettre une telle analyse. Le très faible flux des RCUHE n'a en effet permis d'observer qu'une vingtaine d'événements au dessus de 10^{20} eV (environ 200 au dessus de 4×10^{19} eV) en regroupant toutes les expériences réalisées jusqu'à présent. Heureusement, la statistique que va obtenir l'Observatoire Pierre Auger (environ 30 événements au dessus de 4×10^{19} eV par an) rend cette analyse envisageable d'autant plus que ce dernier réunit pour la première fois les deux méthodes de détections des grandes gerbes de l'atmosphère, à savoir la détection de la fluorescence des gerbes ("l'œil de mouche") et le réseau de détecteurs de particules au sol, qui vont permettre de mieux observer et ainsi de mieux comprendre le développement des gerbes dans l'atmosphère.

Ainsi, le travail réalisé durant cette thèse a consisté à mettre en place une analyse permettant d'identifier la nature des RCUHE observés par l'observatoire depuis le mois de janvier 2004. Ce travail s'est en réalité divisé en deux phases : la première ayant consisté à étudier la faisabilité d'une telle analyse en cherchant, à partir de simulations de gerbes atmosphériques, comment il est possible d'identifier la nature du primaire ; la deuxième ayant utilisé ces méthodes sur les premières données de l'Observatoire pour rechercher d'éventuels photons d'ultra haute énergie et pour étudier la composition hadronique des RCUHE.

Ce manuscrit, divisé en huit chapitres, présente l'ensemble de ce travail. Il parcourt le fil conducteur suivant :

Après un court historique qui amène à comprendre l'importance du développement des techniques d'observation dans le domaine des rayons cosmiques, le chapitre 1 présente les résultats des expériences passées en veillant à bien séparer les différents messagers et les domaines d'énergie étudiés. A travers cela, il introduit finalement la problématique de l'existence des RCUHE et expose le désaccord entre les expériences HIREs et

AGASA sur le flux des cosmiques à ultra haute énergie.

Dès lors, la question de la production et celle du voyage des particules d'ultra haute énergie jusqu'à nous se posent. Le chapitre 2 présente les principaux modèles proposés par les théoriciens (modèles *Bottom-Up*, *Top-Down* et *hybrides*) qui pourraient expliquer l'existence des RCUHE puis il expose les interactions que ces derniers peuvent subir avec les différents fonds diffus de l'Univers. L'accent est mis sur la relation qu'il y a entre ces théories et la nature du rayon cosmique primaire.

L'identification du cosmique est ainsi une étape cruciale pour résoudre l'énigme des RCUHE. Malheureusement, à cause de leur faible flux, ces cosmiques ne peuvent être raisonnablement étudiés qu'au niveau du sol par la gerbe de particules qu'ils créent dans l'atmosphère. Le chapitre 3 présente les mécanismes électromagnétiques et hadroniques mis en jeu lors du développement de ces gerbes, en fonction de la nature du cosmique primaire. En particulier, il expose l'effet LPM (Landau-Pomeranchuk-Migdal) et l'effet de *preshower* que seuls les photons subissent.

Une fois développée, la gerbe peut être détectée au niveau du sol. Le chapitre 4 décrit donc les deux détecteurs qui composent l'observatoire Pierre Auger de la Pampa Argentine. Il précise entre autres le choix de l'emplacement et des détecteurs, leur principe de fonctionnement, leur calibration ainsi que leurs limitations.

Une fois la toile de fond dessinée, les quatre chapitres présentent l'essentiel du travail effectué durant la thèse. Le chapitre 5 traite des différentes méthodes utilisables par l'observatoire pour identifier la nature du RCUHE. Chaque critère (X_{\max} , densité de muons, forme de la gerbe...) est alors étudié et testé sur des simulations afin de définir les conditions pour lesquelles l'identification est possible et d'estimer leur "pouvoir" discriminant.

Ce travail prospectif ne prend cependant pas en compte les incertitudes et les erreurs que génèrent la détection et la reconstruction des événements enregistrés par l'observatoire. Le chapitre 6 présente donc l'exploitation des données, c'est à dire la détermination des paramètres de la gerbe (énergie du primaire, incidence...). Les biais et les incertitudes engendrés auront par la suite une grande influence sur l'identification des cosmiques. Cette section est également l'occasion de présenter des exemples d'événements et d'étudier les distributions (énergie, angles...) des premières données.

Les deux derniers chapitres présentent les résultats sur la composition des RCUHE obtenue. Tout d'abord, le chapitre 7 traite de la composition hadronique des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Cette étude statistique utilise la valeur moyenne des critères discriminants définis dans le chapitre 5 mais obtenus cette fois-ci après reconstruction des événements.

Enfin, le chapitre 8 expose la recherche de photons d'ultra haute énergie dans les premières données. Cette étude est en réalité divisée en deux. A basse énergie ($E < 4 \times 10^{19}$ eV), une méthode statistique est développée afin d'obtenir une limite supérieure sur le taux de photons dans les rayons cosmiques. A haute énergie, nous avons finalement cherché à identifier la manifestation des effets LPM et de *preshower* dans les événements.

Chapitre 1

Les rayons cosmiques

Le but de ce premier chapitre est de fournir une brève description du contexte scientifique dans lequel a été réalisée cette thèse. En ce sens, il s'appuie, dans un premier temps, sur un bref rappel historique permettant de préciser en quoi la découverte des rayons cosmiques a été à l'origine du développement de deux domaines fondamentaux de la recherche contemporaine, à savoir : la physique des particules et celle des astroparticules.

Dans le cas plus particulier des recherches concernant les astroparticules qui font l'objet de cette thèse, l'analyse historique montre que l'ensemble des avancées réalisées durant les cent dernières années résultent essentiellement de l'évolution technique des méthodes de détection. Compte-tenu de cette remarque, ce chapitre fournit également une brève description des principales méthodes de détection utilisées de façon à bien préciser les connaissances qu'elles ont déjà permis d'obtenir sur les rayons cosmiques.

1.1 Les premières découvertes

La première manifestation physique des rayons cosmiques fut observée à la fin du 18^{ème} siècle par Charles Augustin de COULOMB (1736-1806). Lors de ses travaux d'électrostatique, il s'aperçut qu'une sphère chargée et isolée, suspendue par un fil de soie, perdait progressivement sa charge. A cette époque, les connaissances scientifiques ne permirent pas d'élucider ce mystère.



FIG. 1.1 : C.T.R. WILSON *physicien anglais, prix nobel en 1927.*

C'est en étudiant l'ionisation des gaz, un siècle plus tard, que C.T.R. WILSON (photo 1.1, prix nobel en 1927), ELSTER et GEITEL furent gênés par ce phénomène d'ionisation résiduelle : les électroscopes, aussi bien protégés soient-ils des radiations extérieures, se déchargeaient lentement. On savait cependant à cette époque que cette décharge était évidemment due à la formation de paires d'ions dans le gaz de l'appareil, mais l'agent ionisant restait mystérieux. WILSON émit alors l'hypothèse de l'existence d'un rayonnement corpusculaire venant de l'espace : *"La cause de la production d'ions dans l'air pur pourrait résider dans un rayonnement émis par des sources situées hors de l'atmosphère, de nature similaire aux rayons Röntgen [rayons X découverts en 1895] ou aux rayons cathodiques [découverts en 1897], mais doué d'un pouvoir de pénétration considérable..."*.

Cette hypothèse divisa la communauté scientifique contemporaine. D'une part ceux qui pensaient, comme WILSON, à une source extraterrestre, d'autre part, ceux qui pensaient que la radioactivité terrestre, récemment découverte par BECQUEREL (1896), était responsable de l'ionisation du gaz. Chaque "camp" essaya alors de montrer par l'expérience qu'il avait raison. C'est de cette opposition qu'est sortie la réponse à l'énigme.

Tout d'abord RUTHERFORD étudia l'influence de l'épaisseur des parois de l'électroscope sur le taux de décharge. Un blindage suffisant de plomb autour de l'appareil diminuait sensiblement le courant d'ionisation. Le rayonnement ne provenait pas de la radioactivité des parois. Il était donc bien externe à l'instrument.

Pour soustraire les instruments aux divers effets de la radioactivité des roches, on décida d'éloigner les appareils de mesure de la Terre. Des expériences en mer, laquelle formait une épaisseur d'écran suffisante pour protéger des radiations provenant de l'écorce terrestre, montrèrent qu'il subsistait toujours un courant d'ionisation, ce qui était contraire à l'hypothèse terrestre.

En 1910, le Père Théodore WULF (Jésuite et physicien amateur), installé au sommet de la Tour Eiffel (≈ 300 m d'altitude), constata que la diminution du taux de décharge de son électroscope était moindre que prévu, si tout l'effet ionisant était dû à un rayonnement uniquement d'origine tellurique [1]. En effet, il mesura au niveau du sol 6 paires d'ions par cm^3s^{-1} . Or, les études contemporaines sur les sources radioactives avaient montré que le taux d'ions dans l'air diminuait de moitié à une distance de 80 m de la source. On s'attendait donc à mesurer un nombre de paires d'ions autour de 0,5 par cm^3 à 300 m d'altitude. Or Théodore en mesura bien plus : 3,5 par cm^3 . Cette expérience persuada les physiciens contemporains que seule une expérience menée à plus haute altitude permettrait d'en savoir plus sur l'origine du rayonnement.



FIG. 1.2 : Victor HESS (1883-1964), physicien d'origine allemande, s'envolant en ballon. Il prouva l'existence des rayons cosmiques et en fut récompensé par un prix Nobel en 1936.

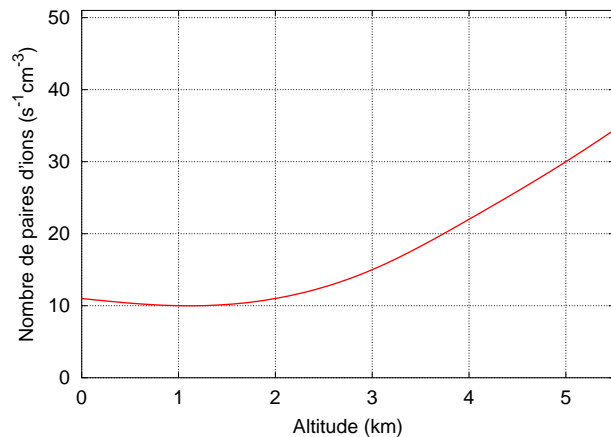


FIG. 1.3 : Résultats des ascensions de Hess : le nombre de paires d'ions en fonction de l'altitude [2].

Le 7 août 1912, Victor HESS (photo 1.2) prit le risque d'effectuer des mesures d'ionisation en ballon à plus de 5350 mètres d'altitude. Il parcourut plus de 150 km entre Aussig (Bohême) et Pieskow (Brandeburg) pour finalement montrer qu'à partir d'un kilomètre d'altitude l'ionisation s'accroît considérablement avec l'altitude ¹. Il en conclut alors que cette radiation parasite ne provenait pas du sol, mais se dirigeait de haut en bas, et que son origine était très probablement extraterrestre. Deux ans plus tard, KOLHÖRSTER qui effectua de nombreux vols jusqu'à 9200 mètres d'altitude, confirma ce résultat [3].

Cependant, ce n'est pas sans controverse que ces résultats furent interprétés comme étant une preuve convaincante de l'origine extraterrestre du rayonnement parasite. Ce n'est qu'après discussions que l'existence des rayons extraterrestres fut établie en 1926. A partir de cette époque, de nombreux physiciens s'intéressèrent à ce nouveau champ de recherche.

¹Remarque : on constate que les taux au niveau du sol mesurés par WULF (6 paires d'ions par cm^3s^{-1}), HESS (12 paires d'ions par cm^3s^{-1}), et même WILSON (20 paires d'ions par cm^3s^{-1}) sont sensiblement différents. Ces différences sont à priori dues à la conversion de la décharge de l'électroscope en nombre de paires d'ions.

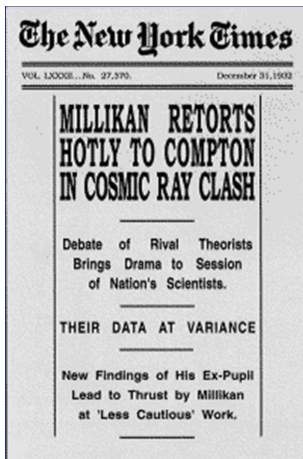


FIG. 1.4 : La "une" du New York Times du 31 décembre 1932. Débat homérique entre COMPTON et MILLIKAN sur la nature des rayons cosmiques.

Robert MILLIKAN tenta d'imposer sa vision des choses : *Les rayons de Hess sont des Rayons Gamma de très haute énergie avant d'entrer dans l'atmosphère*. Il les baptisa Rayons Cosmiques [4]. Cette affirmation interpela COMPTON (Nobel en 1937) convaincu de la nature corpusculaire des rayons cosmiques. Le débat entre les deux américains fut tellement virulent lors de la réunion de Noël de l'Association Américaine pour l'Avancement des Sciences, que le New York Times en fit sa "une" le 31 décembre 1932 (figure 1.4). Pourtant, l'hypothèse de COMPTON semblait déjà bien affirmée dès 1927 :

En effet, CLAY découvrit cette année là, lors d'un voyage entre Amsterdam et Batavia, l'effet de la latitude [5] : l'intensité du nouveau rayonnement diminue lorsqu'on se rapproche de l'équateur terrestre. Résultat qu'Arthur COMPTON vérifia par une série d'expéditions aux quatre coins du monde à laquelle participèrent plus de 60 physiciens [6]. Cet effet fut expliqué quelques années plus tard lorsque BOTHE et KOLHÖRTER montrèrent, avec des compteurs Geiger-Müller en coïncidence, que le rayonnement était en partie chargé. Le champ magnétique terrestre déviait donc ces particules [7].

En 1927, SKOBELZYN, qui travaillait avec des chambres à WILSON, fit la même découverte en constatant que leurs trajectoires étaient courbées par un champ magnétique [8]. Lors de ses expériences, SKOBELZYN découvrit également que des rayons arrivaient par groupe, qu'il appela gerbes.

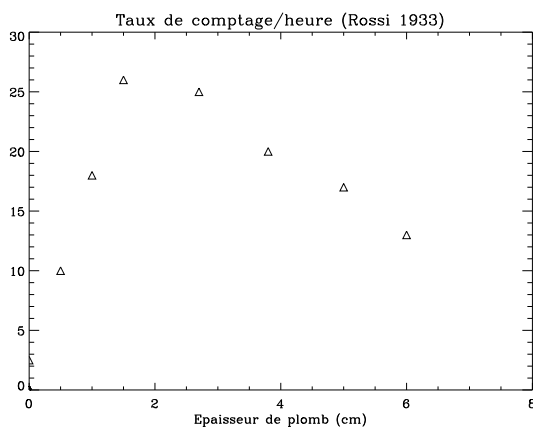


FIG. 1.5 : Taux de comptage en fonction de l'épaisseur de plomb dans l'expérience de ROSSI.

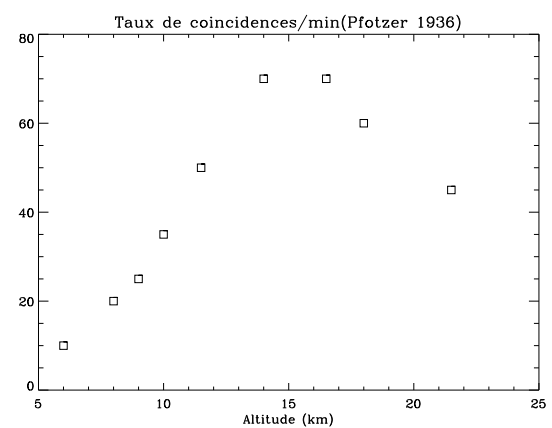


FIG. 1.6 : Taux de comptage du télescope de PFOTZER jusqu'à 25 km d'altitude.

En 1932, ROSSI s'intéressa à la formation de ces gerbes [9]. En étudiant la décharge d'un électroscope en fonction de l'épaisseur d'un écran de plomb placé au dessus de l'appareil, il observa que l'intensité des gerbes s'accroît d'abord avec l'épaisseur de l'écran, passe par un maximum bien supérieur à la valeur observée en l'absence d'écran, puis décroît à une valeur très faible (courbe 1.5). Il existait donc un phénomène qui se produisait dans la matière, qui, tout d'abord, intensifiait les gerbes avant de les "absorber". Ce résultat, contraire à l'intuition, fut accueilli avec scepticisme et sa publication ne fut pas facilement acceptée. Cependant, le rapprochement entre les résultats de ROSSI et ceux de PFOTZER, qui avait mesuré précisément l'intensité du rayonnement à différentes altitudes à l'aide de compteurs Geiger-Müller (figure 1.6), laissa penser que cet effet à également lieu dans l'atmosphère.

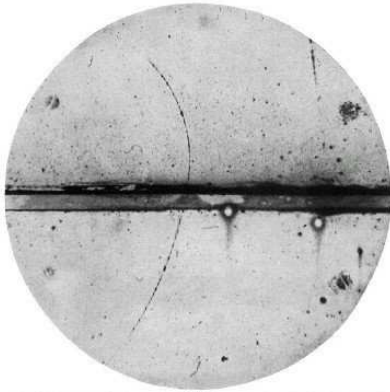


FIG. 1.7 : Découverte du positon par ANDERSON en 1933.

L'observation des rayons cosmiques, à cette époque, permit également des avancées dans d'autres domaines de la physique. En 1929, Paul DIRAC (prix Nobel en 1933) qui venait de constituer les bases de la mécanique quantique, faisait état d'une difficulté de sa théorie créée par des valeurs d'énergie négative possibles pour l'électron [10]. C'est en étudiant les rayons cosmiques en 1932 que C.D. ANDERSON réalisa, dans une chambre de WILSON munie d'un champ magnétique, un cliché de la trajectoire d'un électron positif : le positon [11] (photo 1.7). Cette découverte lui vaudra un prix Nobel en 1936.

D'autres découvertes furent réalisées à partir des rayons cosmiques comme la découverte d'une nouvelle famille de particules, les pions, par Cecile POWELL en 1947.

Dès lors, on peut dire que l'ère des précurseurs est terminée. Avec des moyens de plus en plus évolués, des physiciens de plus en plus nombreux vont s'attaquer à l'étude de ce nouveau rayonnement. Rapidement, on se rendit compte de l'existence de deux composantes dans ce rayonnement. Une dite molle, formée par des rayons qui peuvent se multiplier dans les écrans, et qui, de ce fait, perdent rapidement leur énergie et est donc peu pénétrants. L'autre composante, dite dure, capable de traverser 1 mètre de plomb. A cette époque, aucune particule connue ne possédait cette dernière propriété.

L'étude de la composante molle permit bientôt de voir qu'elle n'était constituée que de photons et d'électrons, et de découvrir deux phénomènes : la matérialisation du photon (création de paire) et le rayonnement de freinage de l'électron (Bremsstrahlung).

En 1937, NEDDERMEYER et ANDERSON montrèrent que la composante dure était constituée de particules chargées possédant une masse intermédiaire entre l'électron et le proton. On appela cette particule le "mésotron" qui deviendra par la suite, le muon [12].

En 1938, P. AUGER (photo 1.8), R. MAZE et T. GRIVET-MEZER² mesurèrent au Pic du Midi le taux de coïncidences entre trois compteurs Geiger-Müller séparés de 1 à 70 m. Ce taux diminuait avec la distance, mais restait cependant nettement supérieur aux estimations du taux de foruits. Pour des détecteurs séparés de 5 m ils enregistrèrent, en moyenne, un événement toutes les 40 minutes, alors qu'à 20 m le taux descendait à 1 coïncidence toutes les 1h15. A la lumière des mesures effectuées par ROSSI dans les plaques de plomb, et au "début" de la théorie des cascades proposée entre 1933 et 1937 par CARLSON et HOPPENHEIMER, ces résultats conduirent P. AUGER et ses collaborateurs à émettre l'hypothèse que les particules détectées au sol, sous forme de gerbe, n'étaient autres que des particules secondaires produites par une seule particule primaire en arrivant dans l'atmosphère ; cette dernière pouvant atteindre plus d'un million de GeV d'après l'estimation de P. AUGER réalisée en comparant la surface des gerbes observées en laboratoire à la taille de celles créées par les rayons cosmiques. Une telle extension latérale au niveau du sol conduisit à appeler ces gerbes, les "grandes gerbes de l'air" ou "gerbes d'Auger" [13]. Grâce aux recherches en physique des particules, le mécanisme de développement des grandes gerbes fut mis en lumière 10 ans après, à la faveur de la découverte des mésons.



FIG. 1.8 : Pierre Victor AUGER (1899-1993), physicien français.

²Pour réaliser cette expérience, P. AUGER et ses collaborateurs furent parmi les premiers à utiliser l'électronique "logique" mise au point par ROSSI en 1930.

Après la Seconde Guerre Mondiale, les chercheurs voulurent identifier quels étaient ces messagers de l'espace qui arrivaient jusqu'à nous mais également d'où ils pouvaient provenir. La recherche contemporaine des rayons cosmiques débuta.

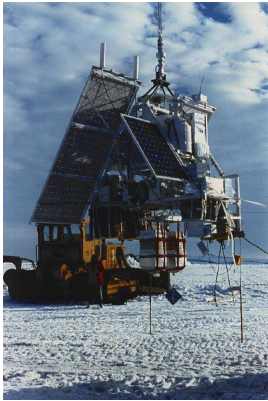


FIG. 1.9 : *Détecteur JACEE-10 lancé en 1990 depuis l'Antarctique.*

On commença par essayer d'étudier directement les rayons cosmiques en envoyant des détecteurs "autonomes" au dessus de l'atmosphère. Tout d'abord grâce à des chambres à émulsion, pesant moins de 200 kg, embarquées sur des ballons-sondes comme les expériences JACEE (photo 1.9 [14]) des années 1980, sur des cargos, et finalement dans les soutes du Concorde reliant Paris à Washington, à partir de 1978 (expériences Franco-Japonaise : ECHOS [15]). Dans le cas des ballons, on récupère les détecteurs après que le ballon ait éclaté dans la stratosphère. De nombreuses expériences furent ainsi endommagées et parfois même perdues. On continua ensuite l'étude directe des rayons cosmiques au dessus de l'atmosphère comme l'expérience AMS-1 [16] réalisée à bord de la navette "Discovery" de 1998 qui étudia principalement les antiprotons du rayonnement cosmique, et ce jusqu'à aujourd'hui avec le satellite INTÉGRAL lancé le 17 octobre 2002. Toutes ces expériences ont permis de montrer qu'il existe plusieurs types de rayons cosmiques (particules chargées, photons, neutrinos...), que leur énergie s'étale sur plus de dix ordres de grandeur et qu'ils proviennent de

différentes sources. Par exemple, on observa que le soleil envoie sur Terre des électrons de basse énergie, responsables, entre autre, des aurores boréales et australes, mais aussi, on le découvrit plus tard, par d'autres méthodes, des neutrinos. Ou par exemple, à plus haute énergie, des photons proviennent de phénomènes astrophysiques violents comme les noyaux actifs de galaxie (AGN) ou les supernovæ. On commença donc à étudier les astres grâce à ces nouveaux messagers.

On s'aperçut également, à la fin des années 50, que plus l'énergie des rayons cosmiques était importante, plus leur flux était faible. L'adaptation aux énergies plus élevées se fit donc en augmentant la taille des détecteurs. Ceci n'étant pas possible sur des détecteurs embarqués, on décida de ne plus étudier le rayon cosmique primaire, mais la gerbe qu'il crée lorsqu'il traverse l'atmosphère. L'atmosphère devient ainsi un gigantesque calorimètre. Il ne restait qu'à imaginer le détecteur, qui pouvait maintenant rester sur Terre. Comme l'expérience de Pierre AUGER, on place des détecteurs de particules au sol et l'on étudie les coïncidences. De telles installations ont été réalisées sur de nombreux sites dans les années 60 et 70 : Akeno, Norikura (Japon), Kiel, Moscou, Chacaltaya, Pamir (Chambre à émulsion placée à 4370 m d'altitude de 500 m²), au Tibet (photo 1.10); certains dépassent la dizaine de kilomètres carrés, comme à Leeds ou le célèbre détecteur de Yakutsk (18 km²). On développa ensuite une autre technique d'observation, au sol, des gerbes atmosphériques. Lors du passage dans l'atmosphère d'une gerbe suffisamment énergétique, l'atmosphère se met à émettre par fluorescence de la lumière dans l'ultra-violet. L'expérience FLY'S EYE (photo 1.11) installée dans le désert du nouveau Mexique (Utah) fut la première expérience à détecter cette lumière en 1981.

Ces observatoires permirent d'obtenir de nombreuses informations sur la nature et la provenance des particules de haute énergie. Pourtant, un nouveau mystère allait apparaître.

Dès 1965, PENZIAS et WILSON découvrent l'existence d'un rayonnement fossile de 2,7 Kelvins [17]. L'Univers baigne donc dans une "mer" de photons, très froids, mais en grand nombre (≈ 400 par cm³). GREISEN, ZATSEPIN et KUZMIN (GZK) s'interrogent alors sur l'action de ces photons sur les rayons cosmiques. En 1966, ils s'aperçoivent qu'au dessus d'une certaine énergie ($\approx 4.10^{19}$ eV pour des protons) les rayons cosmiques, que ce soient des particules chargées ou des photons, vont interagir avec le fond diffus cosmologique et perdre une fraction importante de leur énergie. On attend donc très peu de ces rayons cosmiques dits d'ultra haute énergie [18][19]. C'est la coupure GZK³.

³Nous reviendrons plus précisément sur cette coupure dans le chapitre 2.2.1



FIG. 1.10 : Photo du réseau de l'expérience TIBET réalisée pour l'étude des cosmiques d'énergie $> 10^{14}$ eV.



FIG. 1.11 : Photo du détecteur FLY'S EYE installé dans le désert du nouveau Mexique.

Pourtant, entre 1959 et 1963 l'expérience VOLCANO RANCH fut la première expérience à détecter un rayon cosmique de plus de 10^{20} eV, puis c'est au tour de FLY'S EYE (photo 1.11) de détecter l'événement qui est encore aujourd'hui l'événement de plus grande énergie jamais observé, le 15 octobre 1991. L'énergie de ce dernier est en effet estimée à 3.2×10^{20} eV⁴ ([20]). Un doute apparaît donc dans la communauté scientifique : *on reçoit peut être plus de rayons cosmiques d'ultra haute énergie que ne le permet la coupure GZK!* A partir des années 1990, on cherche donc le flux.

L'expérience FLY'S EYE s'équipe donc d'un deuxième télescope (œil de mouche) en 1997, améliore ses détecteurs et devient l'expérience HIRES. Pendant ce temps, l'expérience AGASA [21] (Akeno Giant Air Shower Array), constituée d'un réseau de scintillateurs et de détecteurs de muons, prend déjà des données depuis 1990. Malheureusement, les résultats des deux expériences sont en désaccord. HIRES semble observer la coupure, alors que AGASA enregistre un flux plus important que ne le prévoit GZK. Ces différences pourraient être dues au fait que ces expériences n'utilisent pas la même technique de détection.

C'est dans ce contexte qu'aujourd'hui, l'OBSERVATOIRE PIERRE AUGER est construit. Il va essayer de mesurer en utilisant simultanément les deux techniques d'observation le flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, mais également essayer d'identifier d'où ils pourraient provenir ainsi que leur nature.

Différentes sources m'ont permis de réaliser cet historique : le cours de Jim CROMIN du Collège de France, le cours de Bernard DEGRANGE, mon professeur d'astroparticules durant mon DEA (CPM), le cours de l'école PARC de Goutelas sur les rayons cosmiques (2003), à laquelle j'ai participé, et également le livre "les rayons cosmiques" de Jean Noël CAPDEVIELLE de la collection QUE SAIS-JE ?

⁴Cependant, cette estimation est aujourd'hui remise au cause par une partie de la communauté scientifique.

1.2 Méthodes de détection

Comme nous l'avons brièvement vu dans l'historique, la méthode expérimentale utilisée pour l'observation des rayons cosmiques, est principalement conditionnée par le flux de particules dans le domaine d'énergie étudié (tableau 1.12). A basse énergie ($E < 100$ TeV pour les rayons cosmiques chargés et $E < 10$ GeV pour les photons γ), le flux est suffisant pour permettre une observation directe des rayons cosmiques au dessus de l'atmosphère. On utilise, dans ce cas, des détecteurs embarqués sur des ballons atmosphériques ou des satellites. Au dessus de cette énergie, il est nécessaire d'utiliser une surface plus importante de détection, or il n'est pas possible d'embarquer des détecteurs trop grands et trop lourds sur des engins spatiaux. Le flux devient tellement faible à très haute énergie (une particule par an par kilomètre carré autour de 10 EeV) que pour observer un nombre conséquent de rayons cosmiques, on est obligé de couvrir des surfaces de plusieurs kilomètres carrés de détecteurs. Dans ce cas, les détecteurs sont placés sur Terre et l'on étudie les gerbes de particules que les cosmiques vont créer dans l'atmosphère. On se sert ainsi de l'atmosphère comme d'un calorimètre géant.

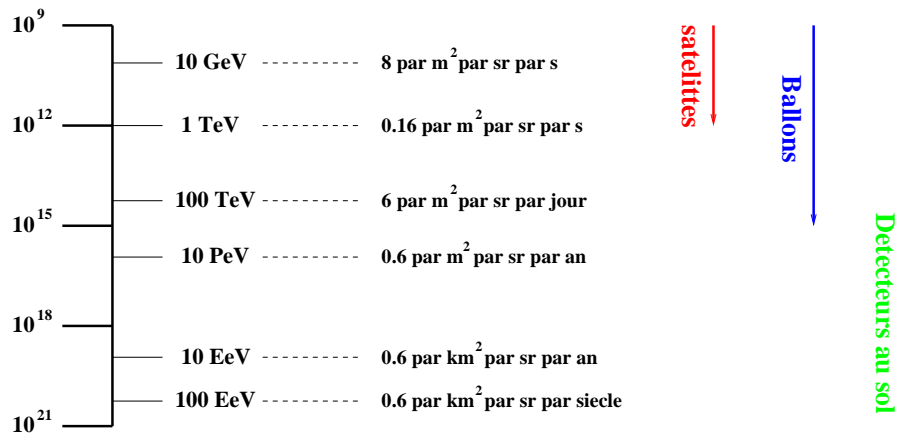


FIG. 1.12 : Ordre de grandeur des intensités du rayonnement cosmique primaire (toutes particules chargées) à différentes énergies. Domaine respectif des différentes techniques de détection.

1.2.1 Ballons et satellites

La détection au dessus de l'atmosphère permet l'accès direct au rayon cosmique. On a donc une seule particule à identifier. Pour cela, on utilise les détecteurs classiques de physique des particules pourvu qu'ils soient suffisamment légers et petits pour être placés sur des satellites, des ballons atmosphériques ou des navettes spatiales. Pratiquement tous les types de détecteurs de la physique des particules ont été utilisés dans cette recherche. Certains ont même été développés à cette occasion.

1.2.1.1 Les rayons cosmiques chargés

Il existe principalement deux ensembles de détecteurs utilisés, permettant d'identifier le rayon cosmique (sa charge, sa masse), de mesurer son énergie et de connaître sa direction de provenance :

- Un ensemble dit non **destructif**, composé d'un spectromètre magnétique. Un premier trajectographe enregistre la direction et le temps d'arrivée de la particule qui traverse ensuite un champ magnétique où elle est déviée. Un deuxième trajectographe permet alors de mesurer la rigidité $R = pc/(Ze)$ (où Z est la charge) et le temps de vol (qui donne β) de la particule dans le champ magnétique. Ce système est complété par un ou plusieurs détecteurs permettant de mesurer la charge du rayon cosmique : des compteurs proportionnels, des scintillateurs ou des chambres à ionisation, qui donnent la perte d'énergie différentielle dE/dx fonction de β et de z^2 .

Le principal désavantage de ce détecteur est qu'il est limité à un intervalle d'énergie très réduit. Une particule de trop faible énergie va avoir un rayon de giration très petit, et donc ne va pas traverser le deuxième trajectographe. Un rayon cosmique de grande énergie va avoir un grand rayon de giration. Il arrivera un moment où la résolution du trajectographe ne sera plus suffisante pour le mesurer. L'étude des plus hautes énergies se fait donc soit en augmentant la résolution des trajectographes, soit en augmentant l'intensité du champ magnétique, ce qui n'est pas évident à réaliser. De plus, ce type de détecteur n'offre pas la même sensibilité entre les différents noyaux qui ont des charges différentes.

Cette technique étant la plus légère a été utilisée dans de nombreuses expériences en satellite. Lors de l'expérience BESS, on utilisa un champ magnétique de 1 Tesla généré par un aimant supraconducteur. Le spectromètre magnétique de forme cylindrique était constitué de scintillateurs qui, en même temps, servaient de trajectographe et permettaient d'identifier la nature de la particule (par la perte d'énergie dE/dx).

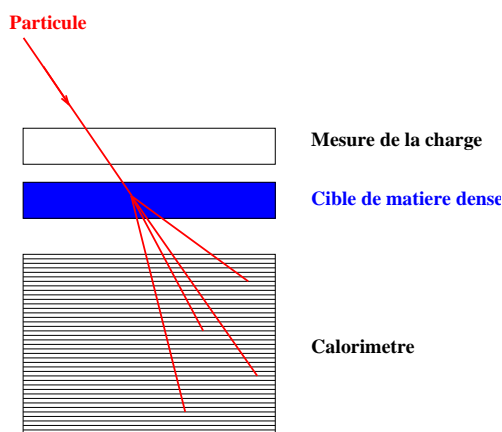


FIG. 1.14 : Schéma d'un calorimètre couplé à un système qui mesure la charge : compteurs proportionnels, scintillateurs, chambres à ionisation...

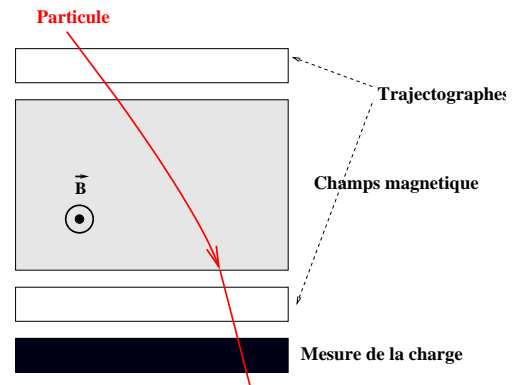


FIG. 1.13 : Schéma d'un spectromètre à champ magnétique couplé à un système qui mesure la charge : compteurs proportionnels, scintillateurs, chambres à ionisation...

- Un ensemble **calorimétrique**, qui permet de mesurer l'énergie totale du rayon cosmique. La particule rencontre tout d'abord une cible de matière dense (généralement du plomb) où se crée une gerbe de particules. Une alternance de détecteurs (scintillateurs, émulsions nucléaires, etc.) et de couches de matière permet de suivre les particules secondaires et d'en estimer l'énergie (fonction de la quantité de matière traversée). On couple généralement ce système avec un détecteur permettant de mesurer la charge du rayon cosmique.

Afin d'étudier au mieux une particule, il faut que la gerbe qu'elle provoque soit contenue dans le calorimètre. La taille longitudinale de la gerbe augmente avec l'énergie de la particule initiale. Étudier de plus hautes énergies demande donc un calorimètre plus grand et plus lourd. Les embarcations spatiales étant fortement limitées en

poinds, il n'est pas possible d'étudier de trop hautes énergies avec ce type de détecteur. Il permet quand même d'étudier des énergies plus grandes que ne le permet la technique précédente.

Ce type de détection est principalement utilisé sur des ballons atmosphériques. Utilisant des calorimètres à chambres à émulsion, les expériences JACEE et RunJob [22] permirent l'étude de la composition des rayons cosmiques entre 1 et 100 TeV, lors de vols en ballon de longue durée.

1.2.1.2 Les photons

La détection satellite des rayons gamma ne se fait qu'à partir de 100 keV et jusqu'à 100 GeV. A ces énergies, il devient impossible de focaliser les photons comme dans le visible ou les rayons X mous. On distingue un domaine de "basse énergie" (jusqu'à quelques dizaines de MeV) où la détection repose sur l'effet photoélectrique ou l'effet Compton des rayons γ , et un domaine de "haute énergie" où les photons sont convertis en paires e^+e^- qu'on observe dans des chambres à traces (schéma 1.15).

Le flux des rayons γ étant dominé par celui des rayons cosmiques chargés, de plusieurs ordres de grandeur, il est indispensable de distinguer les particules chargées des événements photons. Dans un détecteur spatial, on dispose d'un blindage "actif", un veto permettant de rejeter ce bruit de fond. Il est, la plupart du temps, constitué de détecteurs qui n'enregistrent que le passage des particules chargées en mesurant le dépôt d'énergie (dE/dx) qu'elles vont laisser (compteurs proportionnels, scintillateurs ou chambres à ionisation). Ces détecteurs sont alors utilisés en anticoincidence.

Reste cependant comme bruit de fond, les γ secondaires créés par les cosmiques chargés qui interagissent avec la matière qui compose le satellite, et ceux de l'albédo terrestre créés par les cosmiques dans la haute atmosphère. Pour limiter ces derniers, le choix de l'orbite du satellite est déterminante.

De nombreuses expériences utilisant cette technique ont eu lieu, parmi lesquelles :

- l'expérience SAS-2 qui fut la première expérience d'astro-gamma de haute énergie (1972). Elle mesura, pour la première fois, l'émission γ de notre Galaxie, le fond diffus extra-galactique et découvrit plusieurs sources ponctuelles [23] ;
- le satellite EGRET, lancé en 1991, permit de découvrir le ciel γ extra-galactique en observant près de 60 noyaux actifs de galaxies.

1.2.2 Un calorimètre géant : l'atmosphère

Lorsque qu'un rayon cosmique (chargé ou γ) entre dans l'atmosphère, il interagit avec le milieu et forme, comme dans un calorimètre, une gerbe de particules⁵. Plus l'énergie de la particule initiale est grande, plus la gerbe engendrée est pénétrante et plus elle contient de particules secondaires. Lors du développement, le nombre de particules de la gerbe commence par augmenter, atteint un maximum, puis diminue à cause de l'absorption atmosphérique. A partir d'une dizaine de TeV pour les hadrons (0.1 TeV pour les γ), les gerbes deviennent suffisamment pénétrantes pour atteindre le sol avant d'être totalement absorbées.

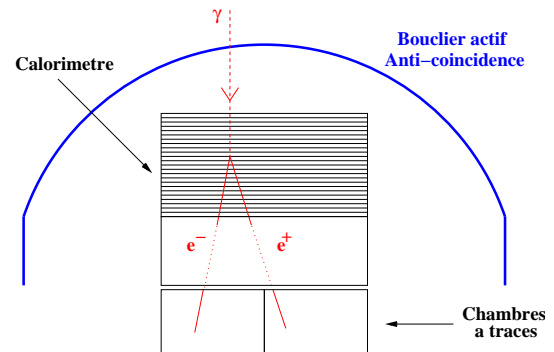
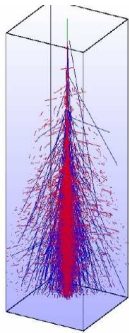


FIG. 1.15 : Schéma d'un détecteur-satellite standard pour l'étude des gamma de haute énergie.

⁵Nous étudierons plus en détail ce phénomène dans le chapitre suivant 3

Les particules secondaires de la gerbe sont de différents types :



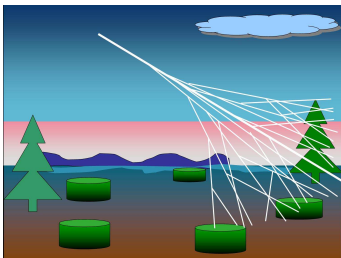
- une composante hadronique, constituée de fragments nucléaires, de nucléons, de mésons π^\pm , K etc ;
- une composante électromagnétique (γ , e^\pm), alimentée par la précédente à partir des désintégrations radiatives, principalement $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ et par le Bremsstrahlung des particules chargées ;
- une composante muonique, alimentée principalement par la désintégration des mésons ;
- des photons, visibles ou UV, émis par les particules chargées ultra-relativistes (effet Čerenkov) et par l'excitation des atomes d'azote de l'air (fluorescence de l'azote) ;
- des neutrinos issus principalement des désintégrations des π^\pm , K^\pm et μ^\pm .

Pour exemple, un proton de 10^{20} eV engendre une gerbe contenant près de 100 milliards de γ , 10 milliards de positons/électrons, 100 millions de muons et 10 millions de protons et de neutrons qui arrivent jusqu'au sol. L'existence de ces différentes composantes permet différentes méthodes d'étude des rayons cosmiques de haute et d'ultra haute énergie.

1.2.2.1 Les réseaux de détecteurs au sol

Une première méthode consiste à évaluer le nombre de particules secondaires de la gerbe qui atteignent le sol. Plus l'énergie de la particule initiale est grande, plus la surface de la gerbe au niveau du sol est étendue. Une gerbe de 10^{16} eV va avoir une extension au sol de quelques centaines de mètres alors qu'à 10^{20} eV elle peut atteindre plusieurs kilomètres de diamètre (cette extension dépend également de l'angle d'incidence du rayon cosmique). Il est donc impossible d'observer toutes les particules d'une même gerbe dans un seul et même détecteur. On échantillonne alors le nombre de particules secondaires en répartissant un grand nombre de détecteurs suivant un réseau. Les caractéristiques du réseau dépendent principalement de l'énergie que l'on veut étudier :

- plus l'énergie est grande, plus la surface de la gerbe, au niveau du sol, est importante. On choisit donc l'espacement des détecteurs en fonction de l'énergie que l'on veut étudier ;
- plus l'énergie est grande, plus le flux est faible. Il faut donc couvrir une plus grande surface de détecteurs pour les observer ;
- il ne faut pas que les particules de la gerbe soient absorbées avant leur arrivée au sol. On choisit donc l'altitude du site de manière à optimiser le nombre de particules au sol pour l'énergie que l'on veut étudier.



On s'intéresse généralement aux particules secondaires les plus nombreuses dans les gerbes : photons γ , électrons/positons et muons. Le pouvoir de pénétration de ces différentes particules permettent d'étudier séparément les composantes de la gerbe. Pour n'étudier que les particules chargées, on utilise des scintillateurs. Pour ne voir que la partie muonique, on se sert de ces mêmes scintillateurs en les couvrant d'un bouclier de plomb, l'épaisseur du bouclier fixant le seuil minimal en énergie des muons. Enfin, on utilise l'effet Čerenkov, généralement dans l'eau, des particules chargées pour voir

les composantes muoniques et électromagnétiques des gerbes (les photons étant également visibles par les électrons qu'ils créent (création de paires) en traversant l'eau).

On peut se représenter le front de particules de la gerbe comme une galette perpendiculaire à l'axe d'arrivée du cosmique. Les décalages temporels entre les détecteurs permettent de reconstruire la direction initiale du cosmique. Son énergie est déterminée en étudiant les densités de particules enregistrées dans les détecteurs touchés par la gerbe. L'identification du primaire se fait généralement à partir de la densité de muons au niveau du sol. En effet, le nombre de muons générés par un noyau lourd est plus important que dans une gerbe initiée

par un noyau léger de même énergie, qui lui-même est plus important que pour une gerbe de photon, comme nous le verrons dans le chapitre 5.

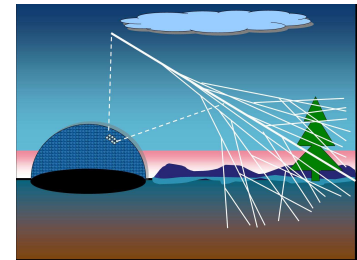
Très souvent, les expériences utilisant ce principe, combinent plusieurs types de détecteurs. L'expérience Yakutsk (1974) en est sûrement un des meilleurs exemples. Elle était constituée d'environ 60 scintillateurs séparés de 500 m, de 6 détecteurs à muons et même de détecteurs Čerenkov à air, couvrant ainsi près de 18 km² en Sibérie. Cette expérience étudia les rayons cosmiques d'énergie comprise entre 10¹⁶ et 10¹⁷ eV.

Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle nécessite l'instrumentation d'une très grande surface terrestre. Par contre, contrairement au télescope classique d'astronomie, le réseau peut fonctionner de jour comme de nuit, s'il n'étudie pas la lumière Čerenkov dans l'air, et ne nécessite pas de pointer une cible dans l'espace, grâce à sa très grande couverture angulaire (≈ 2 stéradians).

1.2.2.2 Les détecteurs de fluorescence

Lorsque les particules de la gerbe traversent l'atmosphère, elles excitent les molécules de diazote de l'air. L'émission spontanée du diazote se faisant de façon isotrope (fluorescence de l'azote), on peut observer le développement de la gerbe en détectant les photons ultra violets émis. L'installation se compose d'une série de petits télescopes surveillant différentes régions du ciel, analogues aux facettes d'un oeil de mouche, d'où le nom Fly's Eyes donné au premier détecteur de ce type. Deux télescopes peuvent être installés à quelques kilomètres l'un de l'autre pour permettre une observation stéréoscopique.

L'axe de développement de la gerbe donne une information sur la direction d'arrivée du cosmique. L'intensité de la fluorescence, fonction du nombre de particules dans la gerbe, lui-même fonction de l'énergie du primaire, va permettre d'estimer l'énergie du cosmique. Enfin, la nature du rayon cosmique est identifiée par la position dans le ciel du maximum de développement (altitude où le nombre de particules est maximum). En effet, un noyau lourd atteint son maximum plus tôt et donc plus haut qu'un noyau léger de même énergie et de même incidence, qui atteint lui-même plus haut son maximum de développement qu'un photon.



Cette méthode a comme désavantage d'être très sensible aux variations atmosphériques (nuages, dépression...) et d'avoir un cycle utile de fonctionnement relativement faible (10% du temps). En effet, l'observation n'est possible que par nuit de beau temps en l'absence de Lune.

Cette méthode ouvre aujourd'hui de nouvelles voies de développement pour la détection des rayons cosmiques. Notamment l'expérience EUSO qui va tenter de détecter les gerbes atmosphériques depuis un satellite en orbite.

1.2.2.3 Les télescopes Čerenkov

La lumière Čerenkov est émise dans l'atmosphère par les particules chargées dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans l'air. L'indice de l'air variant avec la densité de l'air, les seuils d'émission et l'angle θ du cône de lumière varient avec l'altitude. Au niveau de la mer, θ est de l'ordre du degré et les seuils en énergie sont de 22 MeV pour les électrons/positons et de 4,5 GeV pour les muons.

Une gerbe de particules va émettre cette lumière tout au long de son développement dans des directions proches de son axe. Elle va ainsi éclairer le sol sur une zone de plusieurs dizaines de mètres (la taille dépendant de l'énergie du primaire).

Un ou plusieurs télescopes situés dans cette zone concentrent la lumière captée par leur miroir dans le plan focal où sont placés des photo-détecteurs. Cette technique est particulièrement adaptée à l'étude des gerbes engendrées par des photons γ de haute énergie ($E > 10^{10}$ eV). Il existe deux approches différentes pour étudier les gerbes électromagnétiques :

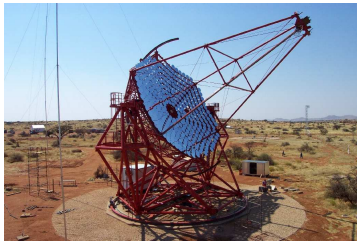


FIG. 1.16 : Un des télescopes de l'expérience HESS.

– **L'imagerie :** L'image de la gerbe en lumière Čerenkov est formée dans le plan focal d'un grand miroir et est analysée par une caméra de haute définition, constituée de nombreux photomultiplicateurs. La forme en "épi" caractéristique d'une gerbe de photon est un bon facteur de rejet des gerbes hadroniques. Une étude stéréoscopique améliore nettement ce rejet mais également l'analyse des gerbes elle-même.

Aujourd'hui l'expérience HESS, installée en Namibie, utilise cette technique afin d'étudier les photons cosmiques de 100 GeV à 10 TeV, provenant des restes de supernovæ et de sources galactiques.

– **Échantillonnage spatio-temporel du front lumineux :** De nombreuses stations balisent une surface plus grande que celle de la tache Čerenkov. On mesure avec précision les temps d'arrivée du signal lumineux pour reconstituer le front d'onde Čerenkov. Cette technique permet d'atteindre les énergies les plus basses dans ce domaine (autour de quelques dizaines de GeV). A ces énergies, les gerbes hadroniques émettent beaucoup moins de lumière Čerenkov que les gerbes électromagnétiques. De plus, la distribution de photons au sol fournit des critères supplémentaires pour rejeter les événements hadroniques.

L'expérience CELESTE [24], utilisant cette technique, récupéra les héliostats d'une ancienne centrale solaire comme balises au sol. La lumière qu'ils recevaient, était réfléchiée vers une tour centrale qui enregistrerait séparément les signaux grâce à des photomultiplicateurs.

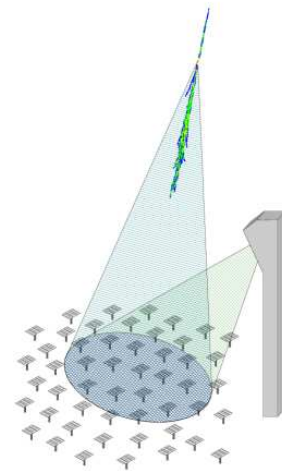


FIG. 1.17 : Expérience CELESTE.

Ces deux techniques offrent une très bonne résolution angulaire (de 0.1 à 0.2°). Contrairement au réseau au sol, il est nécessaire de pointer la source ou l'objet que l'on veut étudier. Le champ de vue est, en effet, proche des techniques classiques d'astronomie (3 à 5°). L'observation n'est possible que par beau temps et par nuits sans Lune (10% du temps utile).

1.2.3 Une nouvelle astronomie : les neutrinos

En ce qui concerne l'astronomie neutrino, le défi est double puisqu'à un faible flux, comparable à celui des photons γ , se combine la difficulté de détection des neutrinos due à leur très faible section efficace (de 10^{-11} à 10^{-9} barns pour des énergies comprises entre le TeV et le PeV). La détection "directe" des neutrinos étant impossible, on cherche à détecter soit le muon qu'il peut engendrer (cas des neutrinos muoniques), soit la gerbe qu'il peut générer (cas d'un neutrino tau) :

– L'étude d'un **neutrino muonique** ν_μ se fait donc par la détection du muon qu'il va produire en traversant la matière. Pour que cette interaction ait lieu, il faut que le neutrino traverse une grande quantité de matière (du fait de sa section efficace très faible). On va donc chercher à détecter des muons de haute énergie qui sembleraient provenir de la Terre. L'étude de ces muons dits "ascendants" permet également de se débarrasser du principal bruit de fond : les muons secondaires provenant des gerbes atmosphériques qui se forment au dessus du détecteur. Reste alors comme bruit de fond à basse énergie, les muons générés par les neutrinos des gerbes atmosphériques qui se sont développées de l'autre coté de la Terre.

Un télescope à neutrinos consiste en une série de lignes immergées en eau profonde ou dans la glace sur lesquelles sont fixées des modules optiques (photo-multiplicateurs et électronique) regardant vers le bas (schéma fig.1.18). Ces derniers vont enregistrer la lumière Čerenkov émise par le muon lors de

son passage. La trajectoire reconstruite du muon permet alors d'estimer la direction de provenance du neutrino incident. Son énergie est estimée en à partir de la quantité de lumière Čerenkov enregistrée par photo-multiplicateurs.

Le choix de la profondeur est un compromis entre la difficulté technique de descendre en profondeur, et l'obligation de diminuer le bruit de fond des muons "descendants" qui empêche la prise de données. On cherche donc à se placer le plus profondément possible quelque soit le milieu choisi (entre 1 et 2 km de profondeur). Pour obtenir cette profondeur, les détecteurs sont placés soit dans les abîmes de la mer soit dans la glace aux pôles. L'eau et la glace présentent chacun des avantages et des inconvénients. L'eau offre une plus grande longueur d'atténuation de la lumière, ce qui permet une meilleure résolution angulaire, mais la présence de bioluminescence dans la mer ajoute une forte lumière parasite.

L'expérience ANTARES[25], en construction dans la mer Méditerranée, devrait permettre l'étude du ciel visible depuis l'hémisphère sud, alors que l'expérience AMANDA[26], installée en Antarctique donne déjà des résultats sur l'hémisphère nord.

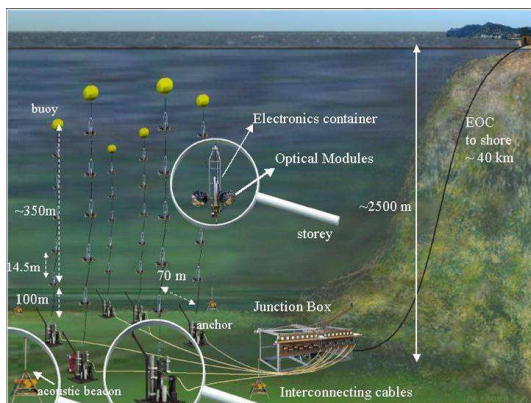


FIG. 1.18 : Schéma des lignes d'Antares.

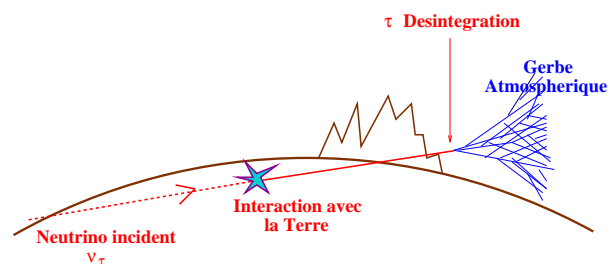


FIG. 1.19 : Formation d'une gerbe atmosphérique initiée par un neutrino tau ν_τ .

- En traversant de la matière, le **neutrino tau** ν_τ peut interagir et créer un tau qui va pouvoir générer une cascade de particules (voir figure 1.19). On va donc pouvoir détecter ces gerbes à l'aide des méthodes classiques (fluorescence et réseaux de détecteurs). Cependant, pour que le neutrino ν_τ donne un τ il doit traverser une grande quantité de matière (du fait de sa très faible section efficace). Les gerbes dues aux neutrinos tau proviendront plus facilement des zones de matière dense comme la Terre ou les montagnes qui nous entourent. Les gerbes créées seront ainsi soit horizontales soit "ascendantes"⁶. Dans ce cas, un détecteur de fluorescence est alors mieux adapté pour les observer.

L'intérêt et la faisabilité d'une telle expérience sont aujourd'hui discutés, en particulier lors de la conférence "The Second VHE Neutrino Telescope Workshop" qui a eu lieu en Août 2002 à Hawaii.

⁶La section efficace d'interaction du neutrino tau dans la matière devient relativement élevée avec l'énergie. Autour de 10^{19} eV, il a une probabilité faible de traverser la Terre sur une grande distance sans générer un tau et une cascade de particules dans la Terre. Seules les gerbes horizontales, traversant une grande quantité d'atmosphère, et les gerbes à faible élévation, traversant sur une courte distance la Terre, peuvent donner des gerbes atmosphériques détectables.

Récapitulatif des méthodes couramment utilisées

	Techniques utilisées	Particules observables	Seuil en énergie	Exemples d'expérience
exp. spatiales	Spectrographe magnétique	p, \bar{p}, e^+ , noyaux	$E < 1$ TeV	Bess, AMS...
	Calorimètre	p, \bar{p}, e^+ , noyaux	$E < 100$ TeV	JACEE, RunJob...
	Calorimètre + veto actif	γ	$E < 0.1$ TeV	EGRET, SAS-2...
exp. au sol	Réseau de détecteurs	γ, p , noyaux, ν_τ	$E > 100$ TeV	AGASA, Yakutsk, Auger...
	Fluorescence des gerbes	γ, p , noyaux, ν_τ	$E > 100$ TeV	Fly's eyes, Hires
	Imagerie Čerenkov	γ	$E > 0.1$ TeV	CANGAROO, Cat, Hess...
	Échantillonnage Čerenkov	γ	$E > 0.01$ TeV	STACEE, CELESTE...
	Lignes verticales de PMTs	ν_μ	$E > 100$ eV	Antares, AMANDA, km^3 ...

TAB. 1.1 : Récapitulatif des méthodes couramment utilisées pour la détection des rayons cosmiques.

1.3 Spectres et composition

Toutes les expériences (figure 1.21) sur les rayons cosmiques ont permis de réaliser le spectre différentiel d'énergie présenté figure 1.20.

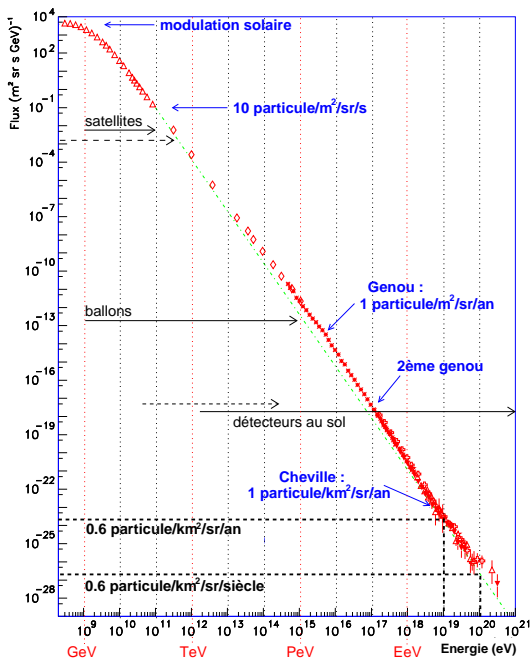


FIG. 1.20 : Spectre différentiel d'énergie des rayons cosmiques.

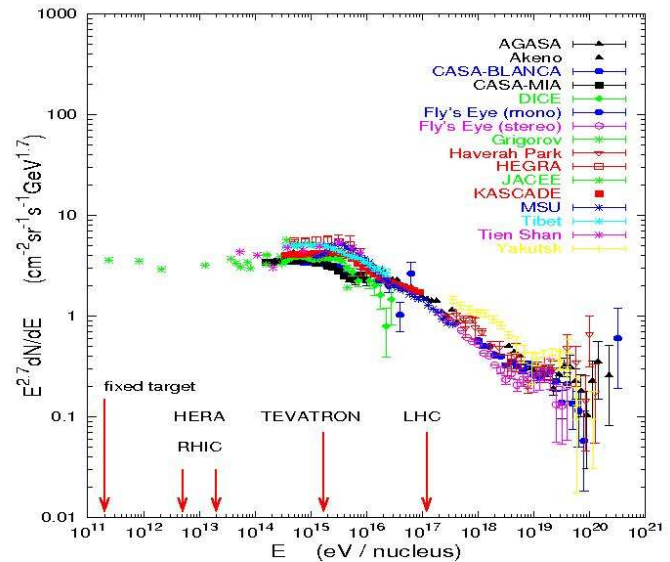


FIG. 1.21 : Zone d'étude des différentes expériences effectuées pour l'étude des rayons cosmiques. Pour comparaison, l'énergie maximale (correspondant à une particule sur une cible fixe) de plusieurs accélérateurs figurent également sur ce graphique.

Le flux s'étend sur 32 ordres de grandeur et les énergies sur 12 décades, atteignant ainsi des énergies macroscopiques de plusieurs Joules. Ce spectre est majoritairement dû aux rayons cosmiques chargés dont le flux domine nettement les autres types de particules. Il présente des comportements notables :

- Pour les basses énergies ($E < 10^{10}$ eV), les rayons cosmiques chargés sont corrélés aux vents solaires. Le flux suit donc un cycle de 11 ans où il est minimal aux maxima d'activité solaire.
- Entre 10^{10} et 10^{15} eV, le spectre est bien décrit par une loi en puissance en $E^{-2,7}$. Dans cette gamme d'énergie, on pense que les rayons cosmiques sont galactiques. En effet, des champs magnétiques irréguliers ($\delta B \approx 10^{-10}$ T) ancrés dans le plasma interstellaire de la galaxie dévient toutes les particules chargées. Ce qui détruit au passage toute l'information sur leur direction originelle sauf si le rayon de giration du cosmique est supérieur aux dimensions galactiques. La formule classique du rayon de giration :

$$R_{parsec} = \frac{E_{PeV}}{Z \times B_{10^{-10}T}} \quad (1.1)$$

montre que le confinement magnétique cesse pour des énergies supérieures à 10^{19} eV.

- Autour de $3 \cdot 10^{15}$ eV, un changement de pente, appelé "genou", apparaît dans le spectre. L'indice de la loi en puissance passe ainsi de 2,7 à 3. L'interprétation reste aujourd'hui controversée. Cette brisure pourrait être due à l'existence de sources différentes au-dessus du PeV, à un confinement moins important des rayons cosmiques, à un changement de nature de la particule...
- Autour de 10^{17} eV un second "genou" apparaît dans le spectre. La pente est alors de 3,2. Ce changement de régime n'est aujourd'hui pas expliqué, mais les particules au dessus de cette limite, pourraient être extra-galactiques.
- Enfin, vers $5 \cdot 10^{19}$ eV, le spectre semble se redresser avec un indice de 2,2. On appelle cette zone, la "cheville". Nous reviendrons dans la partie 1.4 sur cette zone des ultra hautes énergies.

L'existence de plusieurs techniques d'observation des rayons cosmiques ont permis de s'intéresser séparément aux différents types de particules.

1.3.1 Protons et noyaux

Les particules primaires sont, en très grande majorité, des protons ou des noyaux. Ce sont eux qui donnent le comportement global lorsque l'on étudie l'ensemble des rayons cosmiques sans se préoccuper de leur nature. On retrouve donc dans le spectre les principaux caractères : présence des modulations solaires à basse énergie, loi de puissance proche de 2,7, présence des "genoux"...

La figure 1.22 montre les spectres respectifs des principaux noyaux (proton, hélium, fer...). La quantité portée en abscisse sur ce spectre correspond à l'énergie cinétique du noyau primaire par nucléon qui le compose (E/A). Les flux entre différents types de noyau ne sont donc pas très différents si l'on compare l'énergie totale du noyau. Par exemple, le flux d'hélium est de 3% de celui d'hydrogène à 1 TeV par nucléon (comparaison à même énergie par nucléon), alors qu'il vaut 60% à 1 TeV par noyau (comparaison à même énergie totale : $E_H = E_{He}$).

Le flux des rayons cosmiques légers reste cependant dominant jusqu'au niveau du premier "genou".

A basse énergie ($E < 270$ MeV), la comparaison entre les abondances des éléments dans le rayonnement cosmique galactique et les abondances dans le système solaire (figure 1.23) présente deux différences :

- une sous-abondance des éléments légers : l'hydrogène et l'hélium.
- une forte surabondance des produits de spallation : lithium, beryllium, bore, éléments de masse inférieure à celle du fer.

Cette différence s'explique par la volatilité des éléments légers. Les éléments non volatiles vont se trouver sous forme de grain avant l'accélération. Ils seront ainsi plus facilement accélérés par une onde de choc telle que celles des supernovæ. Aujourd'hui, l'existence de rayons cosmiques chargés entre quelques MeV et jusqu'au "genou" est d'ailleurs considérée comme étant due aux supernovæ galactiques.

Le changement de pente dans le spectre en énergie au niveau du premier "genou" est suivi d'un alourdissement des rayons cosmiques. Les deux "genoux" apparaîtraient comme la superposition de différentes com-

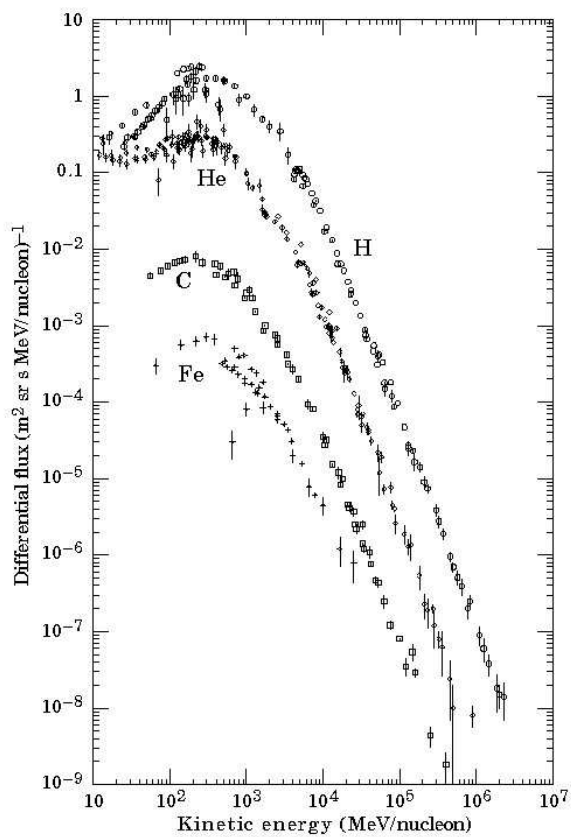


FIG. 1.22 : Spectre des rayons cosmiques chargés par type de noyaux.

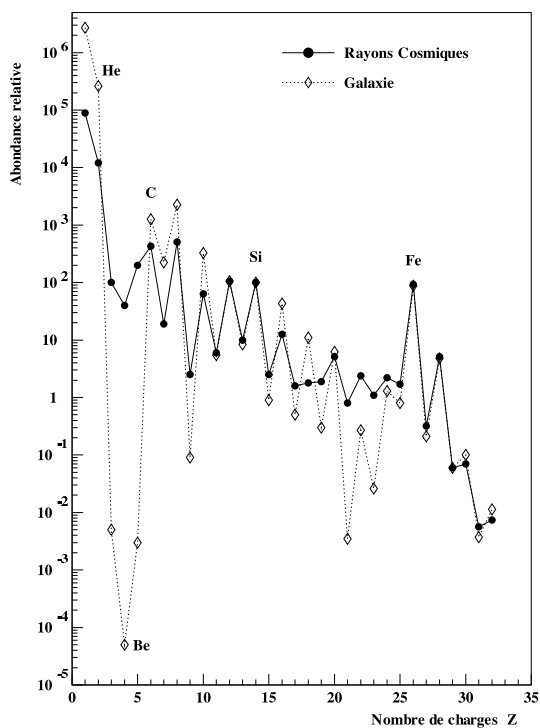


FIG. 1.23 : Abondances des éléments du rayonnement cosmique galactique ($E < 270$ MeV) (trait plein) comparés à celles du système solaire (pointillé).

posantes, allant de l'hydrogène jusqu'aux noyaux de fer, dont la baisse du flux n'interviendrait pas à même énergie, mais dépendrait de la charge du cosmique.

Cette partie du spectre a principalement été étudiée par l'expérience KASCADE (réseaux de détecteurs au sol) réalisée en Allemagne. Cette expérience a permis d'estimer le flux de chaque composante entre 10^{15} et 10^{17} eV (figure 1.24).

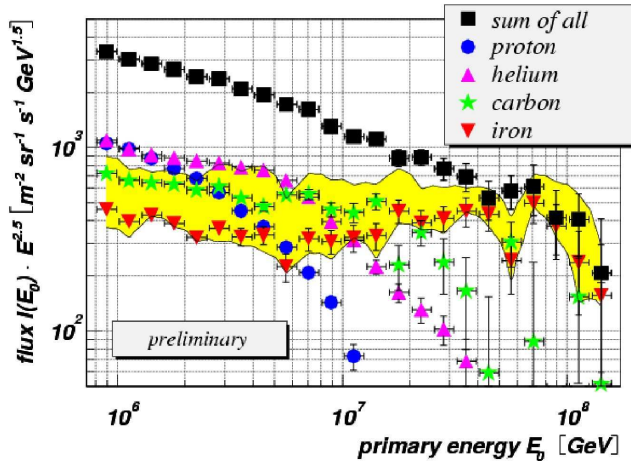


FIG. 1.24 : Résultats de l'expérience KASCADE sur la composition des rayons cosmiques entre 10^{15} et 10^{17} eV.

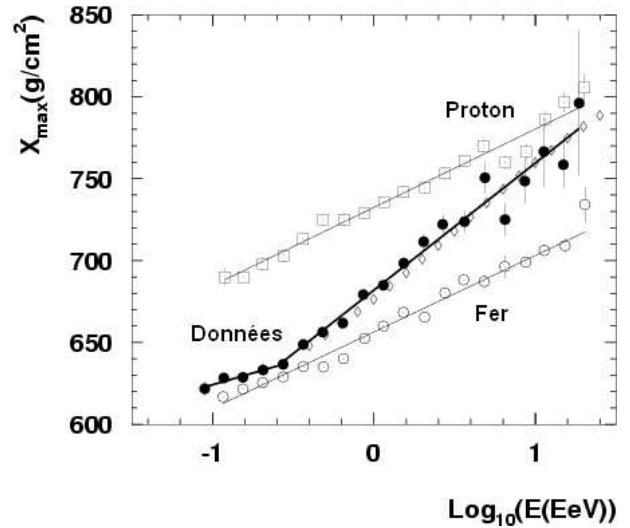


FIG. 1.25 : Maximum de développement (X_{max}) mesurés par différentes expériences en fonction de l'énergie du primaire comparés aux différents modèles.

La mesure du maximum de développement de la gerbe (X_{max}) pour la même zone d'énergie a confirmé ce résultat (figure 1.25) et a ensuite permis d'étudier les énergies supérieures. Entre 10^{17} eV et 10^{20} eV différentes expériences ont alors montré un allègement dans le rayonnement cosmique chargé, passant d'une majorité d'éléments lourds (fer, carbone...) autour de 10^{17} eV à une superposition d'éléments légers (proton, hélium...) autour de 10^{19} eV. Cette observation est, de plus, compatible quelle que soit le modèle hadronique utilisé pour la comparaison.

1.3.2 Électrons et positons

Le spectre des électrons/positons au dessus de l'atmosphère suit également une loi de puissance (figure 1.26), mais d'indice spectral de 3,3. Le flux d'électrons/positons est toujours inférieur à celui des protons et le rapport e^\pm/p diminue avec l'énergie. Étant chargés et légers, les électrons/positons, de basse énergie ($E < 10$ GeV), sont particulièrement sensibles aux champs créés par les vents solaires et à l'émission synchrotron.

On considère que les électrons mesurés ont deux provenances :

- des électrons primaires accélérés depuis une "source". Dans ce cas, les électrons, étant soumis à l'émission synchrotron⁷ dans le champ galactique, mais également à la diffusion Compton inverse avec les photons mous ambiants, perdent très rapidement leur énergie. Les sources ne peuvent donc pas être à plus de quelques centaines de parsecs⁸ ;

⁷L'astronomie radio détecte d'ailleurs les photons du rayonnement synchrotron afin d'étudier la densité et le flux d'électrons dans la Galaxie.

⁸Le parsec est défini comme étant la distance à laquelle le demi-grand axe de l'orbite terrestre (qui par définition est égal à une unité astronomique (ua)) sous-tend un angle d'une seconde d'arc. Si on mesure la parallaxe d'une étoile en secondes d'arc, alors la distance entre cette étoile et le soleil, exprimée en parsecs, correspond à l'inverse de cet angle : 1 parsec = 3,26 années lumière

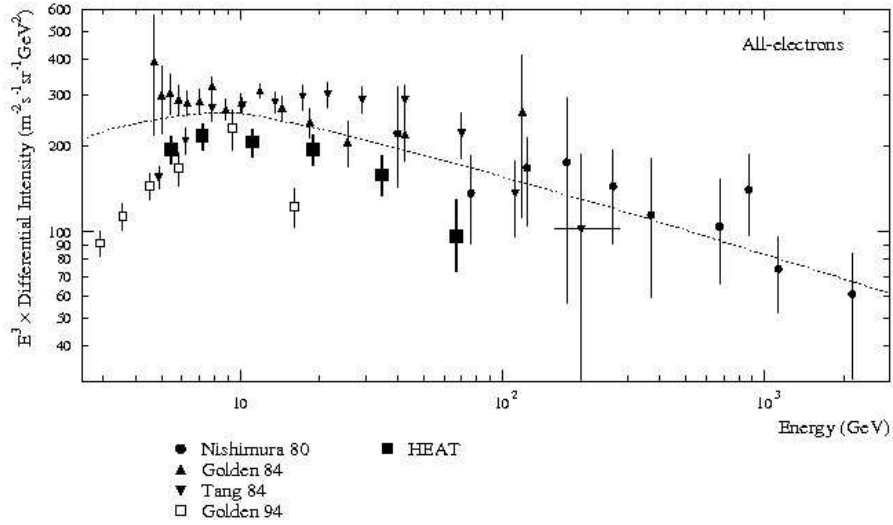


FIG. 1.26 : Spectre des électrons/positons cosmiques d'énergie comprise entre 1 et 10^3 GeV obtenu par différentes expériences [27].

- des électrons secondaires créés par l'interaction de noyaux lors de leur propagation dans la Galaxie. Ces derniers sont alors liés au flux de protons et de noyaux cosmiques.

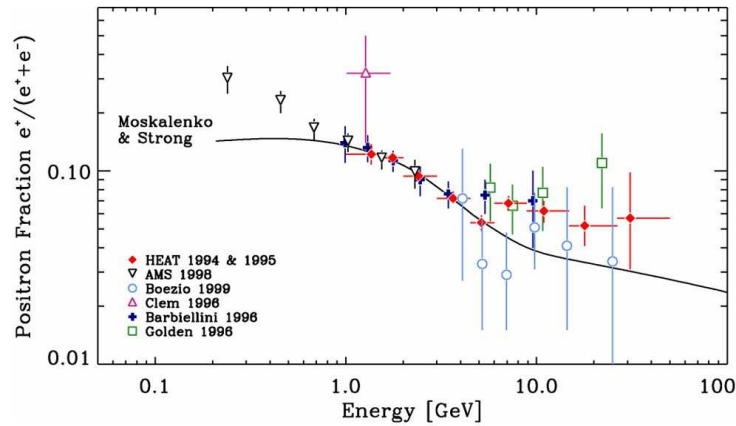


FIG. 1.27 : Rapport entre le flux de positons et celui d'électrons obtenu par différentes expériences (présenté par Stéphane Coutu (Expérience Heat) lors de l'IDM 2002).

En ce qui concerne les positons, on considère qu'il proviennent également de l'interaction de noyaux dans la Galaxie. D'autres théories ont également été proposées. Les positons observés pourraient provenir de la désintégration de particules de matière noire. Cette dernière produirait une paire e^+e^- . Un pic dans le spectre des électrons et des positons autour de la masse de la particule initiale est alors attendu. Ce pic, pouvant être caché par les deux autres provenances possibles dans le spectre des électrons, devrait être plus facilement visible dans celui des positons. Cependant les dernières expériences (figure 1.27) sur ce sujet n'ont pas permis d'observer ce pic et restent compatibles avec l'hypothèse de positons secondaires créés par interaction de noyaux dans la Galaxie.

1.3.3 Anti-matière

Comme pour les positons, on s'attend à ce que des paires proton-antiproton soient créées, en très faible quantité, lors de la propagation des noyaux cosmiques dans le milieu interstellaire (théorie SMR [28]). Reste cependant à s'assurer qu'il n'existe pas d'autres sources d'antiprotons ou même d'antimatière. En effet, de nombreuses théories contemporaines prévoient des contributions au flux d'antimatière comme : l'annihilation de "neutralinos", particules super-symétriques pouvant constituer la matière "manquante" de l'Univers (théorie J&K) ; les produits de l'évaporation de trous noirs primordiaux (MMO [29] de K. Maki, T. Mitsui et S. Orito) ; ou même de l'antimatière d'origine primordiale.

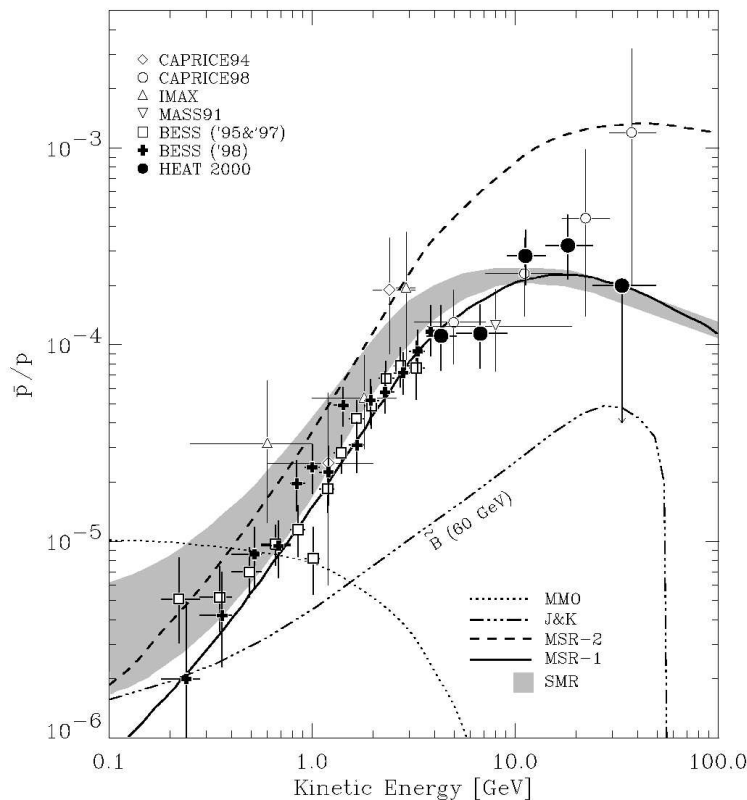


FIG. 1.28 : Rapport entre le flux d'antiprotons et le flux de protons obtenu par différentes expériences [30].

Aujourd'hui, différentes expériences ont été réalisées pour mesurer ce flux (CAPRICE, BESS, Heat...). Les données (figure 1.28) semblent ne pas confirmer l'existence d'un surplus de flux aux antiprotons secondaires attendus. Cependant, la faible statistique à basse énergie, ne permet pas d'exclure toutes les théories possibles.

Le rapport anti-hélium/hélium est également étudié car il permet de fixer une limite supérieure sur l'antimatière primordiale. Aujourd'hui c'est l'expérience BESS qui a la meilleure limite : $\overline{He}/He < 8,6 \cdot 10^{-7}$.

1.3.4 Photons

Dans l'étude des rayons cosmiques, l'astronomie gamma est sûrement, aujourd'hui, le domaine le plus "riche". Du fait de la nature du rayonnement γ , neutre et stable, les photons se propagent depuis leur sources "en ligne droite" jusqu'à nous. Leur trajectoire nous renseigne donc directement sur leur origine. Contrairement aux cosmiques chargés, il est alors possible de réaliser un spectre par phénomène astrophysique. Ce spectre est, le plus souvent, obtenu par addition des données de plusieurs détecteurs, permettant ainsi d'étudier l'émission des sources sur différents domaines de fréquence allant de l'émission radio aux gamma de 10^{15} eV. Un spectre "complet" contraint fortement les modèles de la source étudiée.

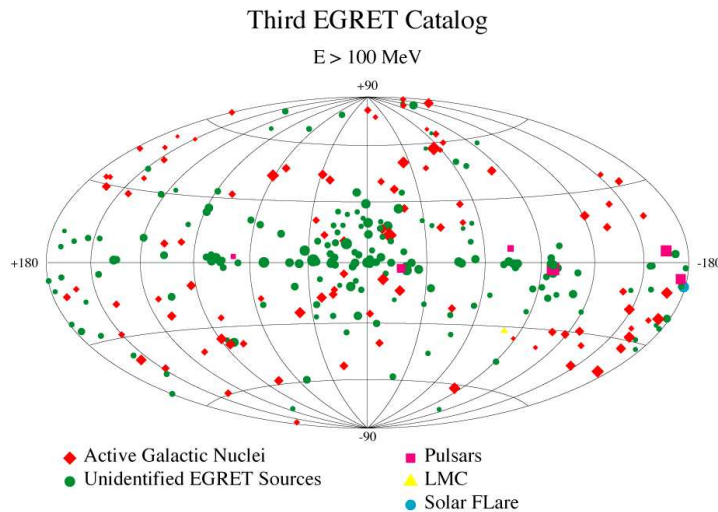


FIG. 1.29 : Sources ponctuelles ($E > 100 \text{ MeV}$) du troisième catalogue d'EGRET [31] en coordonnées galactiques.

Les photons γ proviennent principalement des phénomènes astrophysiques les plus violents (voir le catalogue d'EGRET [31] figure 1.29) tels que : les supernovæ, les étoiles à neutrons, les trous noirs stellaires, les noyaux actifs de galaxie (AGN), les sursauts γ ... L'étude de leur spectre a permis d'observer, pour chaque type de phénomène, des propriétés communes que l'on retrouve systématiquement, ce qui a conduit à une classification des sources. Ces critères sont ensuite utilisés pour identifier les nouvelles sources observées. Cependant, il existe encore de nombreuses sources dont le spectre nous est encore inconnu.

Comme exemples de phénomènes violents émettant des γ de haute énergie, on peut citer les pulsars ou les AGNs de type blazars⁹ :

- Les **pulsars** émettent de façon périodique des γ jusqu'au niveau du GeV. Leurs spectres ne dépassent généralement pas les 300 GeV, sauf s'ils se trouvent dans une nébuleuse synchrotron (résidu d'une ancienne supernova ayant donné naissance à une étoile à neutron) comme c'est le cas pour la nébuleuse du Crabe ou de Vela. Dans ce cas, ils émettent, de façon continue, des γ autour du TeV par rayonnement synchrotron et des γ d'énergie supérieure ($E > 10^{14} \text{ eV}$) par effet Compton inverse des photons synchrotrons sur les électrons qui leur ont donné naissance : mécanisme appelé "Synchrotron-Self Compton". On appelle ce type de pulsar, des plérions. La figure 1.30 donne l'exemple de la nébuleuse du Crabe dont le spectre a été obtenu à partir des données de plusieurs expériences [32].
- Les **blazars** sont des noyaux actifs de galaxie dont l'un de ses jets fait un angle faible avec notre angle de visée. Ce sont des sources de haute luminosité γ . Leur spectre admet deux bosses. La première est généralement attribuée au rayonnement synchrotron des électrons accélérés dans le jet. Pour les blazars dits "rouges", cette émission est maximale autour du visible ou de l'infrarouge. Pour les blazars dits "bleus", ce maximum est atteint dans l'ultra violet lointain ou dans les rayons X. La deuxième bosse dans le spectre, dont l'origine reste aujourd'hui controversée (chocs internes, ...), atteint des énergies de quelques MeV jusqu'au GeV pour les blazars rouges, et peut atteindre 0,5 TeV pour les bleus (exemple du blazar Mnk 501 figure 1.31 [33]).

⁹On se limitera ici à ces deux exemples, bien que de nombreux autres types d'objets soient aujourd'hui étudiés.

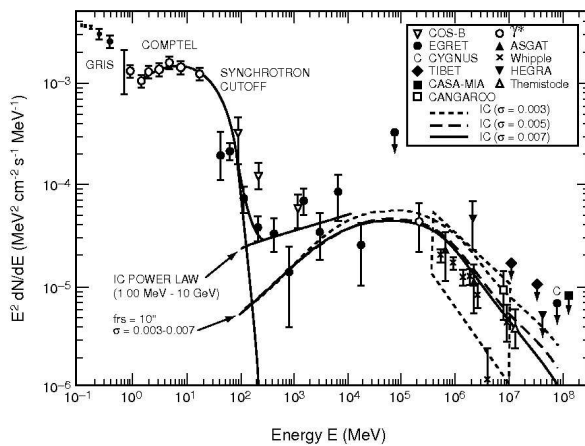


FIG. 1.30 : Spectre multiplié par E^2 d'émission γ de la nébuleuse du Crabe, obtenu par plusieurs expériences. Les modèles d'émission synchrotron et de Synchrotron-Self Compton (IC) prédits y sont représentés [32].

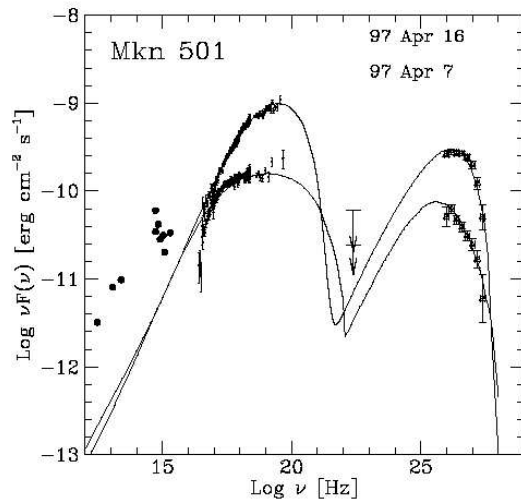


FIG. 1.31 : Spectre du blazar bleu, Mkn 501, obtenu avec les télescopes BEPOSAX au niveau des rayons X et par CAT au niveau du TeV [33]. La deuxième bosse atteignant des énergies supérieures au dixième de TeV.

1.4 Le mystère des ultra hautes énergies : les RCUHE

On appelle rayons cosmiques d'ultra haute énergie¹⁰ ou rayons cosmiques d'énergie extrême, les particules cosmiques dont l'énergie est supérieure à 10^{19} eV. A ce jour, seulement deux expériences ont étudié ce rayonnement, toutes les deux dans l'hémisphère nord : l'expérience AGASA (réseau de détecteurs au sol) et l'expérience HIRES (détecteurs de fluorescence). Les deux expériences n'ont malheureusement pas observé le même spectre de RCUHE (figure 1.32). L'expérience AGASA enregistre un flux sensiblement plus important que l'expérience HIRES. Cette différence pourrait être due à une erreur de calibration d'une des deux techniques. De plus, HIRES voit dans le spectre, une forte chute au dessus de $4 \cdot 10^{19}$ eV alors qu'AGASA ne semble pas l'observer. C'est précisément ce point qui pose problème.

En effet, avant d'arriver dans l'atmosphère terrestre, les rayons cosmiques doivent traverser une partie de l'Univers. Durant leur voyage, ils vont perdre leur énergie en interagissant avec les particules présentes dans l'espace :

- Les protons ou les noyaux vont interagir avec le fond diffus cosmologique (CMB). Après un parcours de 100 Mpc (20 Mpc pour les noyaux), leur énergie ne peut plus excéder $4 \cdot 10^{19}$ eV.
- Les photons vont interagir avec le fond radio de l'espace et perdre également très rapidement leur énergie.

Si les RCUHE sont principalement des protons, des noyaux, et des photons, et que leurs sources sont réparties uniformément dans l'Univers, une forte chute, appelée coupure GZK (Greisen, Zatsepin et Kuzmin), dans le spectre est attendue à partir de $4 \cdot 10^{19}$ eV. Elle est observée par l'expérience HIRES, mais pas par l'expérience AGASA (figure 1.32).

Si la mesure du flux par l'expérience AGASA est correcte, soit les sources de RCUHE sont proches de nous (à moins de 100 Mpc), soit la nature des rayons cosmiques est telle qu'ils n'interagissent pas avec les particules de l'Univers. Cela pose alors le problème de l'origine de ces particules et de leur nature.

A ce jour, le ou les sources de ces rayons cosmiques ne sont pas déterminées. On sait cependant, qu'à ces énergies, les rayons cosmiques ne sont plus confinés dans la Galaxie. Les sources peuvent donc se trouver dans

¹⁰que l'on note RCUHE pour plus de commodité

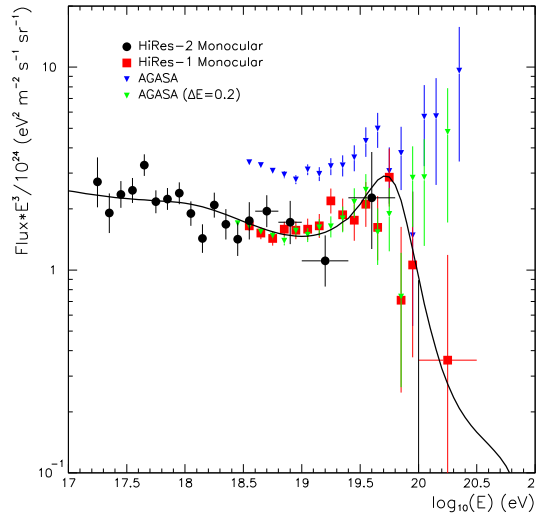


FIG. 1.32 : Spectre des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, multiplié par E^3 , mesurés par HIRES et par AGASA.

d'autres galaxies. De nombreux modèles existent pour tenter d'expliquer l'existence de telles particules. On peut les classer en deux catégories :

- les mécanismes "Bottom-Up", où l'on part d'une particule "peu" énergétique que l'on accélère dans des phénomènes astrophysiques violents (AGN, Supernovae...). Dans ce cas, les RCUHE seraient composés de particules chargées (protons, noyaux).
- les mécanismes "Top-Down", où l'on part d'une particule "massive" qui se désintègre en particules plus élémentaires à haute énergie (défauts topologiques, cordes cosmiques...). Dans ce cas, les RCUHE seraient composés de protons, mais aussi, et dans une forte proportion, de photons et de neutrinos. Dans ce cas, la coupure GZK ne serait pas forcément visible.

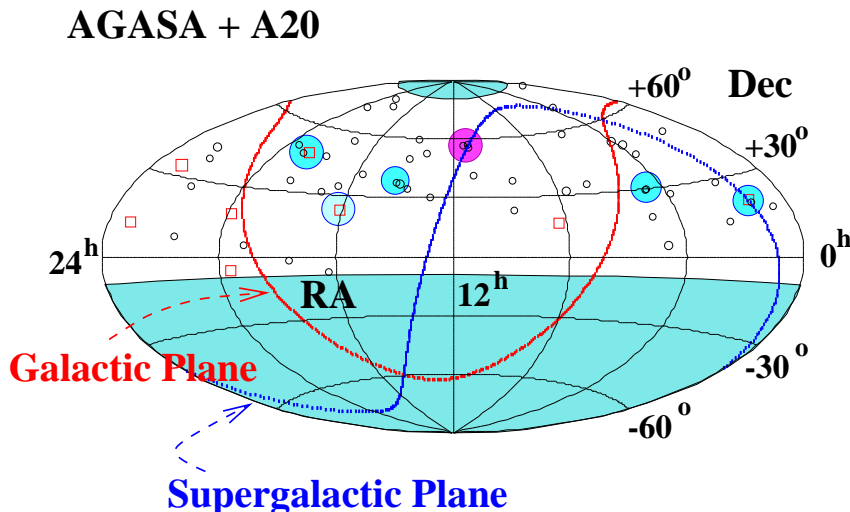


FIG. 1.33 : Ciel vu par AGASA au dessus de $4.10^{19} eV$. Présence de plusieurs doublets et de triplets.

En observant les directions d'arrivée des RCUHE, les deux expériences ont également tenté de mettre en évidence l'existence ou non de sources ponctuelles dans l'Univers. La figure 1.33 montre les événements

d'AGASA au dessus de 4.10^{19} eV détectés avec un angle zénithal inférieur à 45 degrés. On peut voir l'existence de doublets (deux évènements provenant de région très proche) et de triplets. Cette statistique est malheureusement trop faible pour pouvoir conclure. De plus, il ne semble pas y avoir d'objet pouvant être à l'origine des ces RCUHE dans ces directions. L'expérience HIRES n'a également pas suffisamment de statistique pour conclure.

1.5 Conclusion

Aujourd'hui, le développement des techniques de détections dans le domaine des astroparticules ouvre de nouvelles fenêtres sur l'Univers. La lumière n'est en effet plus le seul messenger des objets astrophysiques qui nous entourent, mais il est possible d'étudier les particules chargées, les rayons gamma, les neutrinos et même les ondes gravitationnelles (expérience VIRGO, et bientôt LISA) qu'ils émettent. Le croisement de ces différentes astronomies va permettre de mieux appréhender l'ensemble des phénomènes astrophysiques.

Les expériences réalisées jusqu'à présent ont permis de récolter de nombreuses informations sur les rayons cosmiques. Néanmoins, comme nous l'avons vu précédemment, de nombreuses questions subsistent. En particulier, celle qui nous intéresse dans cette thèse : l'existence des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

La coupure GZK existe-elle ? Que sont ces RCUHE ? D'où viennent-ils ? Quelles énergies peuvent-ils atteindre ? Nous verrons dans le chapitre suivant que ces trois questions sont intimement liées : chaque modèle de source ne peut générer qu'un certain type de particules à certaines énergies. Chaque type de particule va être sujette à différentes interactions durant son trajet dans l'Univers (chapitre 2) et dans l'atmosphère (chapitre 3).

C'est pour répondre à toute ces questions que l'observatoire Pierre Auger utilisant simultanément les deux techniques d'observation (chapitre 4) est aujourd'hui construit.

Chapitre 2

Les rayons cosmiques d'ultra haute énergie de la "source" à la Terre

Suite à la découverte de l'existence des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, la communauté scientifique a développé de nombreuses théories essayant d'expliquer leur production et leur propagation dans l'Univers. Ce chapitre présente une partie de ces modèles, considérés aujourd'hui comme étant les plus probables. L'ordre des paragraphes suit le parcours des rayons cosmiques dans l'Univers : de la "source" à la Terre, où ils finissent par générer une gigantesque cascade de particules dans l'atmosphère (chapitre 3) et, pour certains d'entre-eux, par être détectés (chapitre 4).

2.1 Les sources possibles

A ce jour, il existe de nombreuses théories qui pourraient expliquer la production des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. On peut cependant les classer en deux grandes catégories (revues [34, 35, 36]) :

- les mécanismes astrophysiques, appelés également "Bottom-Up", où l'on part d'une particule "peu" énergétique que l'on accélère dans des objets astrophysiques violents tels que les noyaux actifs de galaxies, les sursauts gamma ou les étoiles à neutrons.
- les mécanismes "Top-Down", dits exotiques, où l'on part d'une particule "massive" ($M > 10^{24}$ eV) (cordes cosmiques, particules super-symétriques...) qui se désintègre en particules plus élémentaires à haute énergie.

2.1.1 Les modèles astrophysiques : bottom-up

2.1.1.1 Les mécanismes d'accélération classiques

Dans les objets astrophysiques, l'accélération des particules va se faire relativement "progressivement". Cette accélération met naturellement en jeu un mécanisme de transfert d'énergie de l'objet astrophysique vers la particule. Parmi les interactions possibles, l'action des forces électromagnétiques semble évidemment être la mieux adaptée pour atteindre de telles énergies. Nos modèles reposent donc sur l'accélération de particules chargées dans des champs électromagnétiques importants, produits par des objets astrophysiques violents. Il existe en fait deux mécanismes différents, à la base de nombreux modèles, qui permettent d'accélérer ces particules :

- le premier fait intervenir des champs électriques importants qui accélèrent directement les particules chargées. Cependant, pour accélérer une particule à une énergie de 10^{20} eV, le potentiel du champ doit atteindre $\frac{10^{20}}{Z}$ Volts où Z est le nombre atomique de la particule accélérée. Dans l'état de nos connaissances, seuls les pulsars (étoiles à neutrons en rotation rapide) peuvent présenter un tel champ. Nous
-

reviendrons sur ce type d'objet dans la section suivante.

- le second repose sur le mécanisme de FERMI proposé par ce dernier en 1949 [37]. Dans ce mécanisme, la particule effectue une partie de "ping-pong" relativiste entre les deux cotés d'une onde de choc. Il existe deux variantes à ce mécanisme : l'accélération de FERMI d'ordre 1 qui a lieu lors de la propagation d'une onde de choc magnétique ; et l'accélération de FERMI d'ordre 2 qui intervient lorsqu'une particule chargée traverse une turbulence magnétique. Nous allons voir comment, dans ces deux cas, s'effectue le transfert d'énergie entre le milieu accélérateur et la particule accélérée.

Nous présenterons donc ici, les deux mécanismes les plus "populaires" que sont : l'accélération par onde de choc (un processus de FERMI d'ordre 1) et l'accélération stochastique de FERMI du deuxième ordre.

Accélération de Fermi d'ordre 1 :

En hydrodynamique, un choc est une surface à travers laquelle plusieurs grandeurs physiques (pression, température, densité, champs électrique et magnétique...) subissent de fortes variations. Il se crée par exemple lorsqu'un objet se déplace dans un milieu à une vitesse plus grande que celle du son. Le milieu est alors, littéralement, balayé par les particules qui constituent l'objet supersonique.

En milieu dense, les atomes du front (= l'objet) et ceux du milieu entrent en collision, les uns avec les autres. Le milieu s'échauffe et le choc dissipe une partie de son énergie cinétique sous forme de chaleur. Dans un choc astrophysique, les milieux sont trop dilués pour qu'il y ait de réelle collision. Cependant, si l'objet supersonique est un plasma, il va créer un champ électromagnétique capable d'agir sur les particules chargées du milieu amont. Un tel choc est dit non collisionnel.

Pour comprendre comment, à partir d'un tel mécanisme, on peut accélérer des particules chargées, plaçons nous, tout d'abord, dans un cas simple, le cas d'un choc plan infini.

Considérons un nuage magnétique en mouvement (un mur magnétique) se déplaçant à une vitesse constante \vec{V} et présentant un face plane infinie. Soit R_{amont} le référentiel du milieu amont (non choqué) et P une particule du milieu amont possédant un vitesse \vec{v} (voir schéma 2.1). Lorsque cette particule va entrer dans le nuage magnétique, elle va subir l'effet de champ magnétique \vec{B} et de champ électrique \vec{E} , créés par le plasma en mouvement dans le milieu choqué.

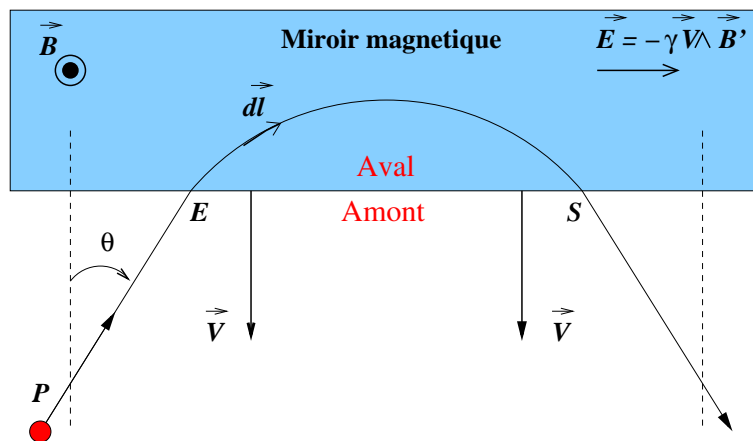


FIG. 2.1 : Rebond d'une particule sur un miroir magnétique et accélération de cette dernière par action du champ induit par le nuage en mouvement (représentation dans le référentiel de l'ISM (milieu interstellaire), i.e. extérieur au miroir).

Par construction, ce champ électrique est nul si l'on se place dans le référentiel du plasma, qu'on notera R_{aval} . Par changement de référentiel, on peut donc estimer la valeur de ce même champ dans le référentiel R_{amont} .

$$\vec{E} = \gamma(\vec{E}' - \vec{V} \wedge \vec{B}') \quad (\text{champ induit}) \quad (2.1)$$

Où \vec{E}' et \vec{B}' sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique du milieu aval R_{aval} . Le champ \vec{E}' étant nul, \vec{E} est donné simplement par :

$$\vec{E} = -\gamma\vec{V} \wedge \vec{B}' \quad (\text{champ induit}) \quad (2.2)$$

Tant que la particule est dans le nuage magnétique, elle va subir le champ \vec{E} et être accélérée. Parallèlement, elle subit l'effet du champ \vec{B} qui défléchit sa trajectoire jusqu'à la faire repasser dans le milieu amont. Pour calculer le gain d'énergie ΔE de la particule P lors de son passage dans le nuage magnétique, il suffit d'intégrer le travail de la force électrique le long de sa trajectoire. On a :

$$\Delta E = \int_{\text{arc de cercle}} \vec{F}_{el} \cdot d\vec{l} = \int_{\text{arc de cercle}} q\vec{E} \cdot \vec{u}_\theta r d\theta \quad (2.3)$$

Où r est le rayon de giration de la particule P dans le nuage, donné par $r \simeq \frac{p}{qB}$ (q étant la charge et p l'impulsion de P). Soit θ l'angle d'incidence de la particule P par rapport à la normale au choc¹. Après projection sur l'axe défini par \vec{E} , l'intégration sur l'arc de cercle entre E et S devient triviale. En utilisant le fait que la quantité de mouvement est $p = Ev/c^2$, on obtient finalement :

$$\Delta E = 2\gamma qVB \cos \theta \frac{p}{qB} = 2\gamma E \frac{vV \cos \theta}{c^2} \quad (2.4)$$

Soit pour un mouvement non relativiste ($\gamma \simeq 1$), le gain d'énergie s'écrit (au premier ordre en $\frac{v}{c}$) :

$$\frac{\Delta E}{E} = -2 \frac{\vec{v} \cdot \vec{V}}{c^2} > 0 \quad (2.5)$$

On remarque que le gain en énergie ne dépend ni de l'intensité du champ magnétique, ni de la charge de la particule accélérée. Pourtant, notons le bien, seules les particules chargées peuvent être accélérées par ce mécanisme.

Une autre méthode existe pour trouver ce résultat. C'est d'ailleurs cette méthode qui est le plus souvent présentée. Elle consiste à réaliser un double changement de référentiel : d'abord du milieu extérieur vers le plasma, puis inversement du plasma vers le milieu extérieur. cela permet de prendre en compte le champ électrique \vec{E} sans avoir à le calculer explicitement. Nous allons utiliser cette méthode pour le calcul de l'accélération de Fermi d'ordre 2. Pour obtenir notre résultat, il suffit donc de reprendre l'équation 2.22, en notant que l'angle d'entrée et l'angle de sortie ont même valeur mais sont de signe opposé.

Accélération par onde de choc

Venons-en maintenant au mécanisme d'accélération le plus populaire en astrophysique : l'accélération par onde de choc. On peut schématiser une onde de choc par deux milieux séparés par une surface immatérielle appelée front du choc (voir Fig. 2.2). Si l'on se place dans le référentiel du front, le milieu amont du choc est animé d'une vitesse \vec{v}_1 dirigée vers le front et le milieu aval est animé d'une vitesse \vec{v}_2 fuyant le choc.

Si l'on considère une particule chargée P de vitesse \vec{v} entrant dans le milieu aval, elle va subir l'effet du champ électromagnétique. Ce milieu va se comporter comme le miroir magnétique vu précédemment. La particule va donc subir une déflexion magnétique et ressortir du milieu en ayant gagné une quantité d'énergie

¹On a considéré ici, que l'angle de sortie est égal à l'angle d'entrée. Ce qui revient à dire que le mur magnétique n'a pas eu le temps d'avancer avant que la particule ne ressorte, c'est à dire que $v \gg V$.

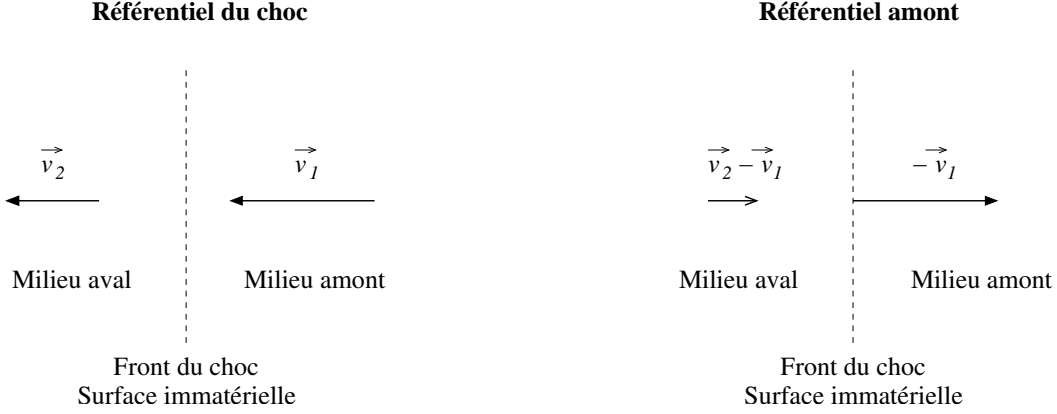


FIG. 2.2 : Schéma d'une onde de choc, représentée par un front plan, se propageant dans un milieu "amont". À gauche, le choc est représenté dans le référentiel du front de choc alors qu'à droite, il est schématisé dans le référentiel amont correspondant, en général au référentiel du milieu interstellaire galactique (ISM).

donnée par l'équation 2.5 avec $\vec{V} = \vec{v}_2$. De la même façon, une fois dans le milieu amont, elle va subir l'effet du champ électromagnétique de ce dernier. Elle gagne alors une quantité d'énergie donnée par l'équation 2.5 avec $\vec{V} = \vec{v}_1$. Au total, elle gagne alors après un cycle :

$$\frac{\Delta E}{E} = -2 \frac{\vec{v} \cdot \vec{v}_1 + v' \cdot \vec{v}_2}{c^2} \quad (2.6)$$

Où v' est la vitesse de la particule lorsqu'elle retourne dans le milieu amont. Rappelons également que cette équation n'est valable que pour un choc non relativiste.

En considérant que la particule est relativiste ($v \simeq c$ et $v' \simeq c$) et comme la valeur de l'angle est la même à l'entrée et à la sortie de chaque milieu, mais s'inverse, on obtient :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \cos(\theta_{in}) \frac{v_1 - v_2}{c} \quad (2.7)$$

L'accroissement moyen de l'énergie s'obtient en calculant la moyenne du cosinus des angles d'entrée. Si l'on se place dans le référentiel du milieu amont (voir partie droite du schéma 2.2), la distribution angulaire des particules du milieu est isotrope. La distribution de l'angle θ_{in} , après intégration sur φ , est donc donnée par :

$$\frac{dn}{d\theta_{in}} \propto \frac{1}{2} \sin \theta_{in} \quad (2.8)$$

La probabilité que cette particule passe à travers le front, dépend de la vitesse relative de la particule par rapport au front. Les particules fuyant le front ($\theta_{in} > \pi/2$) ne peuvent pas passer à travers le front à cause de leur vitesse plus grande que celle du front. Cependant, elles pourront passer le front après avoir été déviées par le champ magnétique. La probabilité de passer à travers le choc, pour un angle θ_{in} compris entre 0 et $\pi/2$, est donc donnée par :

$$dP(\theta_{in}) \propto \frac{1}{2} \sin \theta_{in} (v \cos \theta_{in}) d\theta_{in} \quad (2.9)$$

Par conséquent lorsqu'une particule traverse le choc d'amont en aval, la moyenne du cosinus de l'angle d'entrée est :

$$\langle \cos \theta_{in} \rangle = \frac{\int_0^{\pi/2} \sin \theta_{in} \cos^2 \theta_{in} d\theta_{in}}{\int_0^{\pi/2} \sin \theta_{in} \cos \theta_{in} d\theta_{in}} = \frac{2}{3} \quad (2.10)$$

Et le gain d'énergie moyen est de :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} \quad (2.11)$$

L'usage est de présenter ce résultat en faisant apparaître la vitesse relative du choc β et le facteur de compression r . On obtient ainsi :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \beta \quad \text{où } \beta = v_1/c \text{ et } r = \frac{v_1}{v_2} \quad (2.12)$$

On constate que la variation d'énergie est en moyenne positive et qu'elle est du premier ordre en β d'où le nom d'accélération de Fermi d'ordre 1.

Pour connaître le spectre généré par cette accélération, nous avons besoin de calculer la probabilité P_{esc} qu'une particule s'échappe de la zone d'accélération. Dans notre modèle, une particule dans le milieu amont a une probabilité de 1 de retourner en aval, tout simplement parce que le choc avance dans le milieu amont, tandis que la trajectoire de la particule est défléchiée par le champ magnétique du milieu amont. Par contre, en aval, la particule voit le choc s'éloigner vers le milieu amont. Si la déflexion est trop "lente", il peut arriver que la particule ne puisse plus atteindre le choc. Or plus une particule a d'énergie, plus son rayon de giration est important, et donc plus il faut de temps à la particule, pour retraverser le front d'aval vers amont. On estime cette probabilité en calculant le rapport entre le flux $\Phi_{entrant}$ de particules qui traversent le choc d'amont en aval et le flux $\Phi_{sortant}$ de particules qui traverse une surface fictive, loin en aval du choc.

Le premier flux $\Phi_{entrant}$ se calcule en intégrant la probabilité qu'une particule a de passer à travers le front (donnée par l'équation 2.9) multipliée par la densité volumique de particules n_0 et la vitesse moyenne des particules (ici relativistes dont $v \simeq c$). On obtient ainsi :

$$\Phi_{entrant} = \frac{1}{4} n_0 c \quad (2.13)$$

Le flux d'échappement $\Phi_{sortant}$ des particules correspond tout simplement à la dérive des particules à la vitesse v_2 (vitesse du milieu aval). Il est donc égal à :

$$\Phi_{sortant} = n_0 v_2 \quad (2.14)$$

La probabilité d'échappement est ainsi :

$$P_{esc} = \frac{\Phi_{sortant}}{\Phi_{entrant}} = \frac{4v_2}{v} \simeq \frac{4}{r} \beta \quad (\text{car } v \simeq c) \quad (2.15)$$

Reste alors à calculer le spectre effectif. En supposant que N_0 particules soient injectées dans le processus d'accélération avec une énergie initiale E_0 , l'énergie d'une particule E_n après n cycles est :

$$E_n = (1+k)^n E_0 \quad \text{où } k = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \beta \quad (2.16)$$

Et le nombre de particules qui ont cette énergie est :

$$N_n = N_0 (1 - P_{esc})^n = N_0 \left(1 - \frac{4}{r} \beta\right)^n \quad (2.17)$$

On constate qu'effectivement, qu'il y a de moins en moins de particules qui ont une énergie de plus en plus élevée. Le spectre intégré d'énergie s'obtient en exprimant N_n en fonction de E_n . On trouve ainsi :

$$N(> E) = N_0 (1 - P_{esc})^{\frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1+k)}} = N_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\ln(1-P_{esc})}{\ln(1+k)}} \quad (2.18)$$

Et le spectre différentiel, que l'on a l'habitude de voir, s'obtient en dérivant le spectre intégré précédent. Pour un choc non relativiste ($\beta \ll 1$) ce flux différentiel s'écrit :

$$N(E) = (\tau - 1) \frac{N_0}{E_0} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\tau} \text{ avec } \tau = \frac{r + 2}{r - 1} \quad (2.19)$$

On constate que le spectre en énergie suit une loi en puissance de pente τ qui ne dépend que du rapport de compression $r = v_1/v_2$ du choc. A partir des équations de conservation de la matière, on peut montrer que le rapport de compression ne dépend que du rapport des densités de matière entre l'amont et l'aval du choc. Dans le cas d'une onde créée dans un gaz monoatomique totalement ionisé ce rapport est égal à 4. Le spectre suit alors une loi de puissance de pente -2.

Accélération stochastique de Fermi d'ordre 2 :

Historiquement, c'est ce modèle qui fut proposé en premier par Enrico FERMI en 1949. Il montrait comment des nuages de gaz, dans le milieu interstellaire, possédant des vitesses aléatoires (environ 10 km.s^{-1}) pouvaient accélérer des particules chargées. La figure 2.3 montre une telle situation.

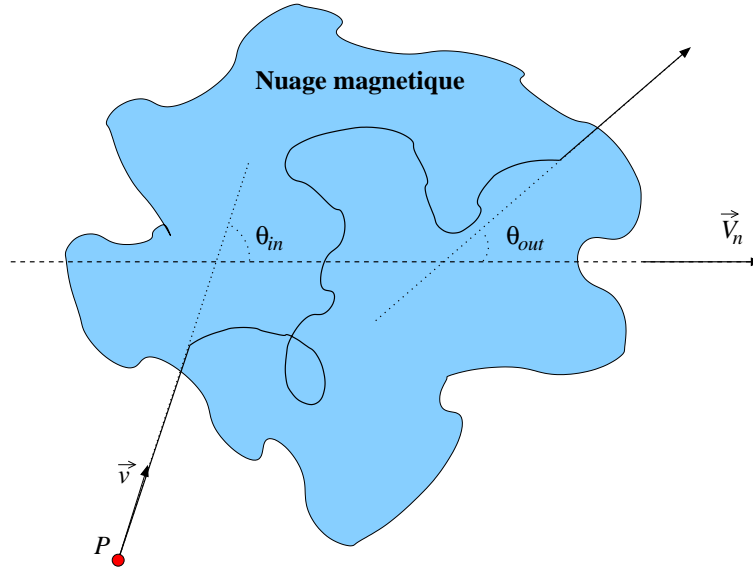


FIG. 2.3 : Schéma représentant l'accélération et l'isotropisation des trajectoires d'une particule traversant un nuage magnétique. Le référentiel choisi ici est le référentiel de l'ISM, i.e. extérieur au nuage.

Soit V_n la vitesse d'un nuage, β_n sa vitesse relative et γ_n son facteur de Lorentz. Une particule d'énergie E_{in} dans le référentiel extérieur au nuage entre dans ce nuage sous un angle d'incidence θ_{in} . Son énergie E' dans le référentiel R_n du nuage, s'obtient par transformation de Lorentz de son quadri-vecteur énergie-impulsion :

$$E' = \gamma E_{in} (1 - \beta_n \cos \theta_{in}) \quad (\text{référentiel du nuage}) \quad (2.20)$$

On suppose que, tant qu'elle reste dans le nuage, la particule ne gagne ni ne perd d'énergie. Elle ne subit en fait que des déflexions multiples (sans collision donc sans perte d'énergie) et finit par ressortir du nuage sous un angle de sortie θ_{out} . Son énergie E_{out} dans le référentiel extérieur au nuage est alors donnée par :

$$E_{out} = \gamma E' (1 + \beta_n \cos \theta_{out}) \quad (\text{référentiel de l'ISM}) \quad (2.21)$$

Le gain en énergie de la particule est donc égal à :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\beta_n (\cos \theta_{out} - \cos \theta_{in}) + \beta_n^2 (1 - \cos \theta_{in} \cos \theta_{out})}{1 - \beta_n^2} \quad (2.22)$$

Le gain sera négatif si le nuage fuit la particule, dans le cas inverse, le gain sera positif.

L'accroissement moyen de l'énergie s'obtient en calculant la moyenne du cosinus des angles d'entrée et de sortie des particules. En ce qui concerne l'angle de sortie θ_{out} , il est isotropisée par les déflexions multiples dans le nuage. La moyenne du cosinus de cette angle est donc nul : $\langle \cos \theta_{out} \rangle = 0$. Par contre, la distribution de l'angle d'entrée n'est pas uniforme. Elle dépend de la vitesse \vec{v} de la particule et de celle du nuage \vec{V}_n . En effet, on peut montrer que la probabilité de rencontre à un angle θ_{in} donnée est décrite par :

$$P(\theta_{in}) = (v - V_n \cos \theta_{in}) \quad (2.23)$$

On a donc que :

$$\langle \cos \theta_{in} \rangle = \frac{\int_{-1}^1 \cos \theta_{in} (v - V_n \cos \theta_{in}) d(\cos \theta_{in})}{\int_{-1}^1 (v - V_n \cos \theta_{in}) d(\cos \theta_{in})} = \frac{-V}{3v} \simeq -\frac{1}{3} \beta_n \text{ si } P \text{ relativiste} \quad (2.24)$$

A partir de l'équation 2.22, on en déduit le gain moyen d'énergie lors de la traversé du nuage :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \frac{\beta_n^2}{1 - \beta_n^2} \simeq \frac{4}{3} \beta_n^2 \text{ (car } v \ll c) \quad (2.25)$$

On constate que la variation d'énergie est en moyenne positive et qu'elle est du deuxième ordre en β_n . Le gain moyen en énergie est faible, car il y a pratiquement autant de chocs qui entraînent des pertes (cas où le nuage fuit la particule) que de chocs avec gain d'énergie. Il est cependant entièrement proportionnel à l'énergie E d'entrée de la particule dans le nuage. Ce résultat correspond à l'*accélération stochastique de Fermi du deuxième ordre*.

Pour estimer le taux d'accélération du processus, il faut connaître le temps moyen $\langle \Delta t \rangle$ entre deux collisions. Soit L la distance moyenne entre deux nuages. En première approximation, on peut supposer qu'une particule à peine sortie d'un nuage va directement vers le suivant. On a alors que $\langle \Delta t \rangle = L/c$. Dans ce cas extrême où l'on ne perd pas de temps entre deux accélération, le calcul du taux d'accélération τ_{acc} sera le taux maximal que l'on peut atteindre par ce processus :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\Delta E}{\langle \Delta t \rangle} = \frac{4}{3} \frac{c}{L} \beta_n^2 E = \frac{E}{\tau_{acc}} \text{ d'où } \tau_{acc} = \frac{3}{4} \frac{L}{c} \beta_n^2 \quad (2.26)$$

L'ordre de grandeur de L étant de 1 parsec, et celui de β_n de 10^{-4} (vitesse d'un nuage de l'ordre de 10 km.s^{-1}), on obtient un taux $\tau_{acc} > 10^9$ année, ce qui limite fortement le processus.

Pourtant, il ne faut pas exclure ce mécanisme des accélérateurs possibles de particules à ultra haute énergie. En effet, il a été montré que le modèle d'Enrico FERMI pouvait être appliqué lorsqu'une particule évolue dans une turbulence magnétique (Ref. [38]). Dans ces structures, les nombreuses inhomogénéités se comportent comme autant de nuages magnétiques, pouvant accélérer, à chaque traversée, les particules chargées. Les échanges d'énergie, avec la turbulence, peuvent alors être suffisant pour atteindre de hautes énergies, voir de ultra hautes énergies.

2.1.1.2 Les sites potentiels

Confinement et accélération

Comme nous venons de le voir, l'accélération a lieu tant que la particule reste confinée dans le site accélérateur. Cette remarque, tout à fait intuitive, est vraie quelque soit le type de mécanisme mis en jeu, que ce soit une accélération par un champ électrique ou par un mécanisme de FERMI. Le confinement va principalement dépendre du champ magnétique \vec{B} et de la taille caractéristique L du site. Tant que le rayon de Larmor r_L de la particule est inférieur à L , la particule peut être accélérée. Ce critère proposé par HILLAS en 1984 [39], permet ainsi d'estimer l'énergie maximale E_{max} atteignable par une particule dans un site donné :

$$\frac{E_{max}}{1 \text{ EeV}} = Z \left(\frac{L}{1 \text{ kpc}} \right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \quad (\text{où } Z \text{ est la charge de la particule}) \quad (2.27)$$

Il est important de noter que ce critère ne prend pas en compte les différentes pertes d'énergie dans le milieu accélérateur et suppose que l'énergie maximale n'est pas limitée par le mécanisme d'accélération, mais seulement par l'échappement des particules. On a en fait plutôt une borne supérieure pour l'énergie maximale atteignable. Pour prendre en compte l'efficacité du mécanisme d'accélération, HILLAS a introduit un paramètre β dans l'équation 2.27. La condition pour qu'un site puisse accélérer une particule à une énergie E donnée devient alors : $B(\mu\text{G})L(\text{kpc}) > E(\text{EeV})/(Z * \beta)$. Dans la suite, nous ne tiendrons pas compte de cette efficacité en fixant $\beta = 1$.

Ce critère dimensionnel est conventionnellement représenté dans un diagramme dit "de HILLAS". La taille caractéristique L y est donnée en abscisse et l'intensité B du champ magnétique en ordonnée. Si l'on fixe une charge et une énergie, les couples (B, L) possibles, d'après la formule 2.27, forment alors une droite sous cette représentation.

Le critère de HILLAS restreint ainsi le nombre de candidats à l'accélération de particules aux ultra hautes énergies (10^{20} eV). Le diagramme, figure 2.4 montre l'ensemble de ces sites possibles.

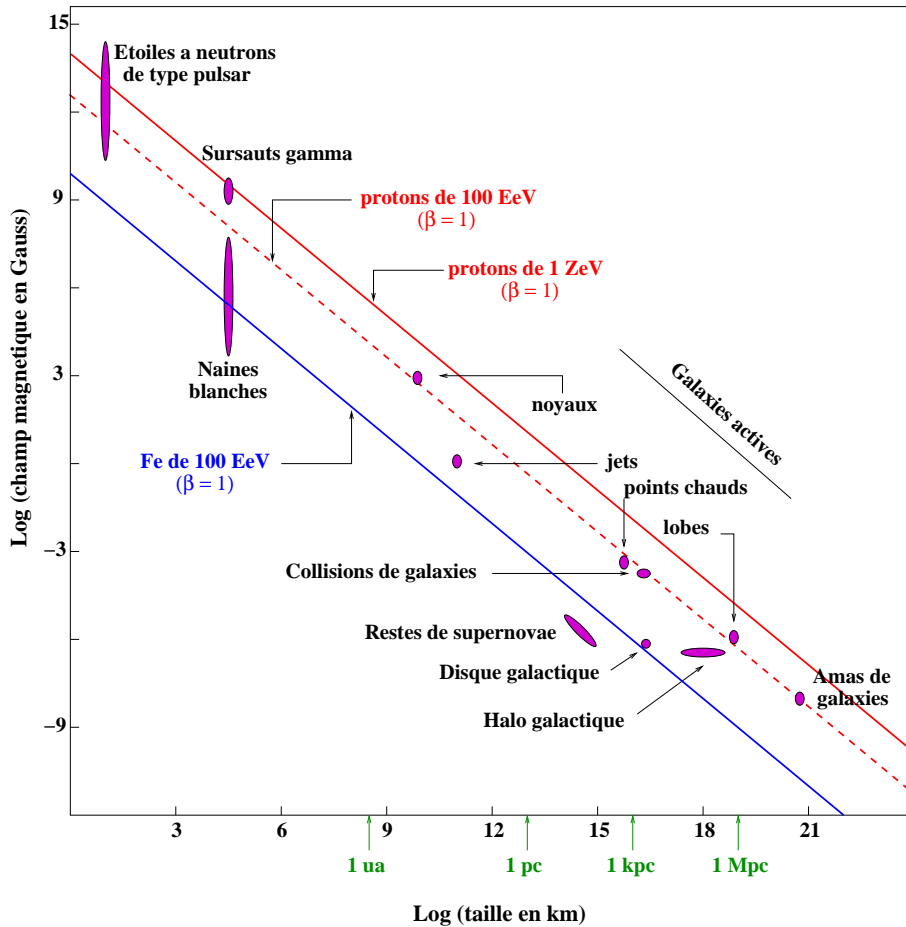


FIG. 2.4 : Diagramme de HILLAS pour les sites potentiellement capables d'accélérer des rayons cosmiques aux énergies extrêmes.

Parmi les sites galactiques, le halo et le disque galactique, ainsi que les supernovæ et les naines blanches semblent être exclus par le critère de HILLAS. Seules les étoiles à neutrons arrivent à compenser leur petite taille par un champ magnétique très intense. Du côté des sources extragalactiques, les sursauts gamma, les lobes et les noyaux de galaxies actives ainsi que les amas de galaxies semblent constituer les sites les plus favorables à l'accélération des particules d'ultra haute énergie (revue [40]).

Les étoiles à neutrons en rotation rapide : les pulsars

Une étoile à neutrons possède une très forte densité ($10^{14} \text{ g.cm}^{-3}$) puisqu'elle confine plus d'une masse solaire dans une sphère de rayon d'environ 10 km. Un tel confinement oblige les électrons et les protons qui la composent, à fusionner en neutron. Cet objet se forme suite à l'effondrement d'une étoile. Lors de cette supernovæ, la conservation du moment cinétique et de l'énergie magnétique de l'objet initial conduit à une étoile à neutrons en rotation très rapide (de période P entre 1 ms et quelques secondes) avec un champ magnétique \vec{B} très intense ($B > 10^{12}$ Gauss) en forme de dipôle dont l'axe nord-sud n'est pas nécessairement aligné avec l'axe de rotation. Les électrons de la magnétosphère du pulsar (provenant du reste de la supernovæ) spiralent autour des lignes du champ magnétique et émettent par rayonnement synchrotron un faisceau radio le long de l'axe magnétique. La rotation de ce dernier autour de l'axe de rotation de l'étoile crée un sorte de "phare" galactique visible si le faisceau balaie la Terre.

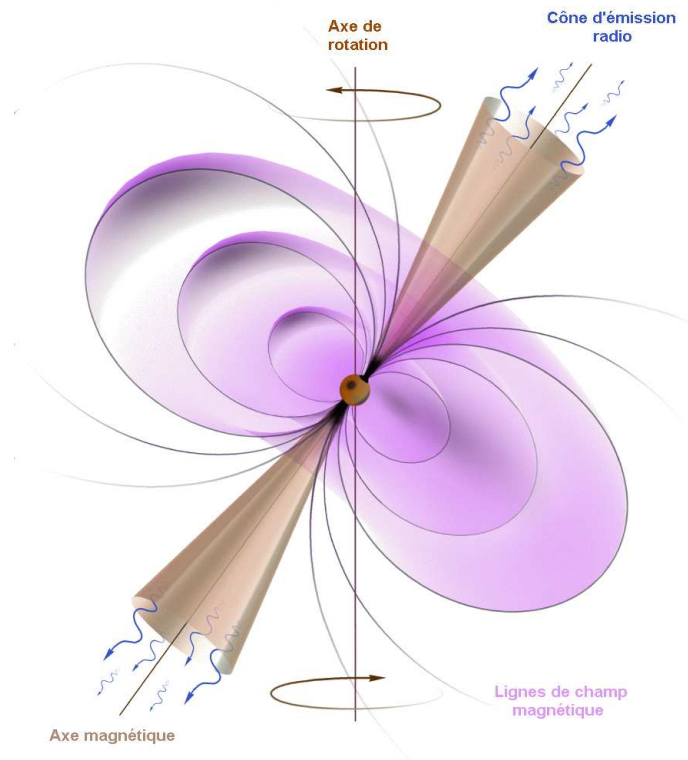


FIG. 2.5 : Schéma de la magnétosphère d'une étoile à neutrons en rotation.

Cet objet est également propice à l'accélération des RCUHE. La rotation rapide du champ magnétique de l'étoile, de vitesse angulaire $\vec{\Omega}$ induit en effet un champ électrique intense :

$$\vec{E} = -(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \wedge \vec{B} \quad (2.28)$$

Ce champ permet, en principe, l'accélération des particules de charge Z jusqu'aux énergies données par :

$$E_{max} \approx 6.10^{19} \text{ eV} \cdot Z \left(\frac{B}{10^{13} \text{ G}} \right) \left(\frac{P}{10^{-3} \text{ s}} \right)^{-2} \quad (2.29)$$

Cependant, cette accélération ne peut se faire dans le cône de lumière radio, où la forte production de paires e^+e^- écrante le champ électrique. De plus les pertes d'énergie par émission synchrotron, des particules accélérées, sont très importantes dans un tel système. Seuls les atomes lourds (proche des atomes de fer), peu ionisés, peuvent alors être réellement accélérés par ce mécanisme.

Un modèle phénoménologique[41] propose, néanmoins, qu'une fraction importante de l'énergie de décélération du pulsar soit transférée à des noyaux de fer arrachés à la surface de l'objet. Seules les étoiles à grande vitesse de rotation (période de l'ordre de la milliseconde) et à fort champ magnétique ($B > 10^{13} \text{ G}$) seraient ainsi capables d'accéder aux ultra hautes énergies. Aucun objet connu à ce jour ne remplit ces conditions. Pourtant même une petite fraction de la population des jeunes étoiles à neutrons suffirait à expliquer le flux de rayons cosmiques observé.

Les noyaux actifs de galaxies

On dit d'une galaxie qu'elle est active, si elle présente en son cœur une source, particulièrement lumineuse, en plus du rayonnement thermique de ses étoiles centrales. Cette région est appelée noyau actif de galaxie (abréviation anglaise : AGN) ou radio galaxie.

Les AGN émettent sur une très grande gamme de longueur d'onde (de l'infrarouge jusqu'aux rayons X et dans même dans certain cas jusqu'au rayon gamma [42, 43] ($E > 1 \text{ TeV}$)). Il existe une zoologie importante d'AGNs classées en fonction de leur spectre d'émission. On y trouve :

- les **galaxies de Seyfert**, dont la luminosité est du même ordre de grandeur que la galaxie hôte et qui présentent des raies caractéristiques d'émissions dans son spectre ;
- les **quasars**, extrêmement lumineux (jusqu'à 1000 fois la luminosité de la Voie Lactée) qui émettent des rayons X et des gamma ;
- les **blazars**, dont le spectre radio est plat. Elles sont caractérisées par une très grande variabilité dans le temps. Le flux observé peu varié en quelque jours.

Tous ces types d'AGN pourraient provenir d'un même phénomène astrophysique, mais vu sous des angles différents (FIG. 2.6, théorie d'unification des AGN). Dans cette théorie, la galaxie hôte est ainsi formée :

- d'un **trou noir super massif** ($10^7 - 10^8$ masses solaires) de 10^{-5} Parsec situé au centre de la galaxie : le noyau ;
- d'un **disque d'accrétion** de taille 10^{-1} Parsec dont la matière émet un rayonnement thermique allant du bleu aux rayons X, en s'effondrant dans le trou noir ;
- d'un **tore de poussière** de quelques centaines de parsec, beaucoup plus froid, qui tourne autour du trou noir. Il est principalement visible en infrarouge ;
- des **nuages** évoluant à grande vitesse au dessus du disque d'accrétion. Ces nuages peuvent renfermer différents gaz qui seraient, par absorption, responsables de la présence de raie dans le spectre des galaxies de Seyfert.
- et dans certain cas (BL Lac, blazars), de **deux jets** de matière relativiste éjectée par le trou noir. Ils peuvent s'étendent au-delà de la galaxie hôte et formés de gigantesques nuages appelés lobes de galaxie. C'est dans ces jets que les photons gamma de haute énergie sont produits. Des couches de matière à différentes vitesses sont émises par le trou noir. Les couches rapides rattrapent les plus lentes. Une succession d'onde de choc est ainsi produite dans laquelle sont accélérés (FERMI d'ordre 1) les particules chargées (protons et électrons). C'est le mécanisme des choc internes (internal shock). Des photons gamma sont alors produits soit [43] :
 - par diffusion Compton de photons mous, provenant du rayonnement synchrotron des particules relativistes du jets, sur les électrons du jets : modèle Synchrotron Self Compton ;

- par diffusion Compton de photons mous extérieurs au jet (provenant sûrement des nuages de poussière) sur les électrons du jets : modèle External Compton ;
- par interaction proton-gamma ou proton-proton, créant ainsi des photons gamma : modèle hadronique.

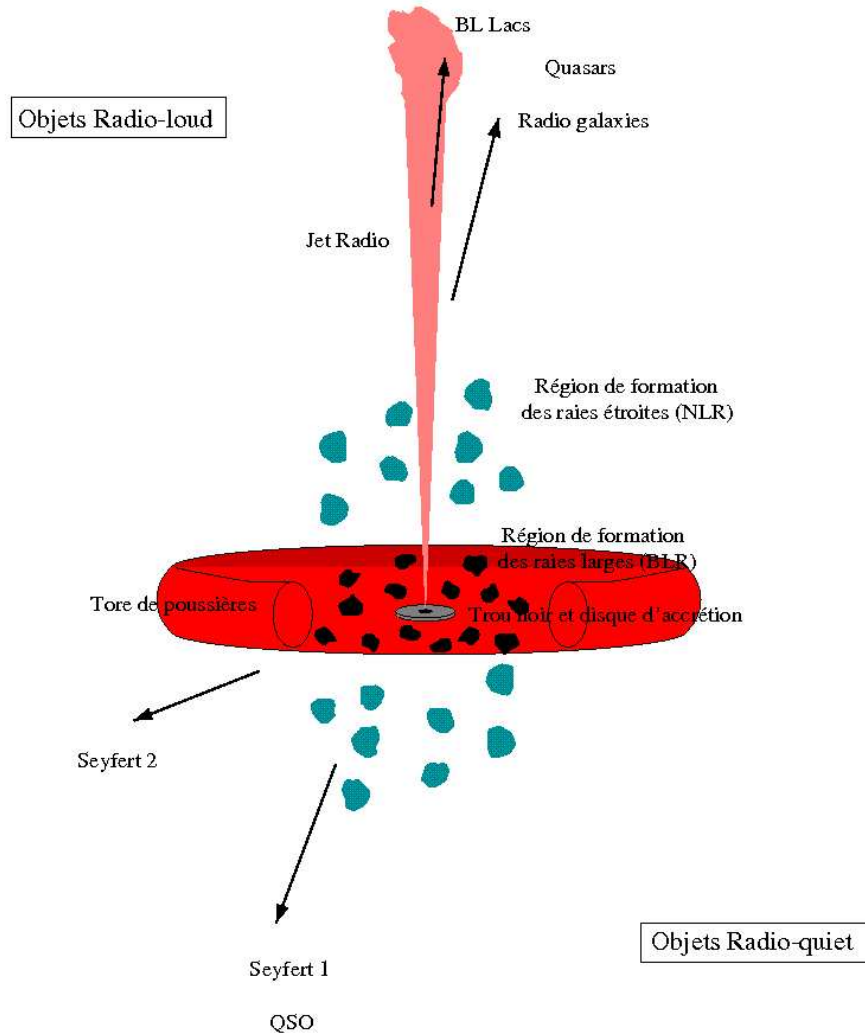


FIG. 2.6 : Schéma d'unification des noyaux actifs de galaxie.

Parmi les différents objets qui composent les AGNs, plusieurs sites semblent permettre l'accélération de protons à des énergies trans-GZK (critère de HILLAS) : le noyau, les jets de matière [40], les lobes (accélération de FERMI d'ordre 2) et les points chauds [44].

En ce qui concerne les jets, les prédictions montrent qu'il est possible d'accélérer des protons à des énergies proches de $5 \cdot 10^{19}$ eV en gardant des conditions raisonnables de champ magnétique et de turbulence.

Sursauts gamma

Les sursauts gamma (Gamma Ray Burst, GRB) sont des événements extragalactiques caractérisés par de brèves impulsions de rayonnement gamma à haute énergie (0.1-1 MeV), d'une durée comprise entre 10 milli-secondes et une dizaine de secondes, suivies d'une queue de rayonnement dans toutes les fréquences du spectre (afterglow) qui peut durer plusieurs semaines. La distribution spatiale de ces événements semble particulière-

ment isotrope et l'on estime leur fréquence à un sursauts tous les millions d'année par galaxie.

L'origine des sursauts gamma reste toujours un mystère. Sont-ils formés après l'explosion d'une supernovæ particulièrement massive (modèle des collapsars) ou apparaissent-ils après la collisions de deux objets, tels que des étoiles à neutrons ou des trous noirs (modèle de coalescence d'astres compacts). Un trou noir entouré d'un disque de matière est ainsi formé. Du plasma est éjecté violemment sous forme de deux jets relativistes le long de l'axe de rotation, à l'intérieur desquels se créent des ondes de chocs internes entre les couches plus ou moins lentes (les couches rapides rattrapent les couches lentes : mécanisme "internal shocks"). Cette "boule de feu" en expansion rencontre finalement le milieu externe, ce qui crée une onde de choc (external shock) dans le milieu interstellaire. Le front est alors progressivement ralenti. Des photons sont émis avec des fréquences de plus en plus faibles (des rayons X jusqu'aux ondes radio) ce qui constitue l'afterglow.

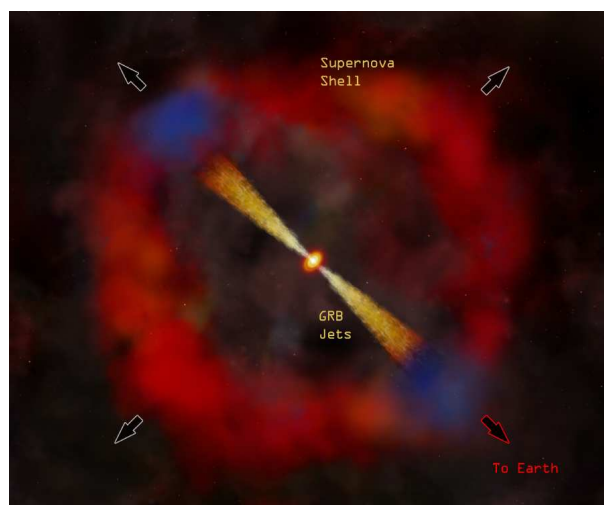


FIG. 2.7 : Schéma représentant le modèle de la boule de feu des sursauts gamma. Au centre un trou noir qui émet deux jets de plasma où sont produits les photons de hautes énergie.

Ce premier modèle, dit de la "boule de feu", prédit correctement l'afterglow à plusieurs longueurs d'onde ainsi que l'émission gamma.

L'accélération des rayons cosmiques d'ultra haute énergie semble possible dans le choc externe et surtout dans les chocs internes. Dans ce deuxième cas, la comparaison entre les pertes d'énergie par synchrotron et par production de pions, et le temps d'accélération indique que l'accélération des protons serait possible jusqu'à 10^{20} eV [45, 46]. Cette conclusion dépend néanmoins de l'évolution des champs magnétiques lors de l'émission de plasma.

2.1.2 Les modèles top-down

Ces modèles se soustraient au problème d'accélération des RCUHE en supposant que les rayons cosmiques sont produits par la désintégration de particules "X" super massives $Mc^2 > 10^{21}$ eV dans l'Univers. Mais d'où proviendraient ces particules ?

Peut-être de l'Univers primitif. En effet, différentes théories prévoient la production de particules super massives, proches de l'énergie de grande unification ($M_{Unification}c^2 \approx 10^{25}$ eV), durant les transitions de phase de l'Univers primordial, la phase inflationnaire, ou juste après.

Tout le problème est de les maintenir en vie jusqu'à aujourd'hui. En effet, le temps de vie caractéristique d'une particule super massive de masse M est de :

$$\tau_{vie} \approx \frac{\hbar}{Mc^2} \approx \frac{M}{10^{21} \text{ eV}} 10^{-37} \text{ s} \quad (2.30)$$

Il existe alors différents modèles permettant de conserver ces particules, tels que les défauts topologiques et les Wimpzillas.

Un type de défauts topologiques : les cordes cosmiques

Selon les modèles de Grande Unification, l'Univers a subi plusieurs brisures de symétrie. Parallèlement, des régions non causales ont pu évoluer indépendamment vers des états différents lors des transitions de phase de grande unification.

Une région peut alors avoir subi une brisure spontanée d'une symétrie de Jauge de type $U(1)$ sans que ses voisines en aient subi. Lors d'une reconnexion, il se forme alors une corde cosmique, défaut topologique séparant une région où la jauge est exacte d'une région où elle a été brisée. Des particules peuvent avoir acquis une masse $M_{unification}$ dans la zone brisée et conserver une masse nulle dans la région où la symétrie est préservée.

Les cordes cosmiques sont topologiquement stables, ce qui garantit leur existence en nombre, même aujourd'hui. Néanmoins, elles peuvent perdre leur énergie de différentes manières : annihilation, collision, intercommunication ou désintégration. Ces pertes peuvent se faire sous forme d'émission d'ondes gravitationnelles ou de quanta de masse proche de $M_{unification}$. Ces derniers se désintègrent alors en paires quark-lepton qui produisent des jets de hadrons (principalement des pions), des photons et des neutrinos d'ultra haute énergie ($> 10^{23}$ eV) [47]. Les prédictions de physique des particules indiquent que les flux de photons et de neutrinos engendrés à la source sont dominants aux énergies supérieures à 10^{20} eV. L'étude du rapport photon/hadron dans le rayonnement cosmique détecté sur Terre permettra ainsi de valider ou non ce modèle.

Ni la densité de cordes cosmiques, ni la quantité moyenne d'énergie cédée par unité de temps n'étant connues, on ne peut pas prévoir le spectre engendré par une telle source, mais seulement sa forme. Il est alors toujours possible de jouer sur les différents paramètres pour rendre compte des mesures expérimentales.

Par définition, les défauts topologiques sont dispersés sur des distances cosmologiques. Les RCUHE formés vont donc avoir à traverser l'Univers jusqu'à nous. Nous verrons, dans la section suivante, que cela implique une forte perte d'énergie avant leur détection sur Terre. En particulier les photons vont pouvoir s'annihiler en paires e^+e^- sur le fond radio, micro-onde, infra-rouge et optique (suivant l'énergie du photon). Les paires ainsi produites transfèrent à leur tour leur énergie aux photons des différents fonds diffus par effet Compton inverse et une cascade électromagnétique se forme. La production de paires sur le fond diffus n'ayant plus lieu si l'énergie du photon est inférieure à un TeV, le spectre doit alors présenter une bosse entre 10-100 GeV. Or à ce jour, l'expérience EGRET a suffisamment contraint l'émission diffuse du ciel entre 0.1-100 GeV qu'il est devenu difficile d'expliquer le flux de rayons cosmiques d'ultra haute énergie, à partir de ce modèle, sans contredire la limite à basse énergie [48].

Notons qu'il existe d'autres défauts topologiques tels que les monopoles magnétiques ou les vortons produisant de la même façon des particules super massives et donc des protons, des photons et des neutrinos d'ultra haute énergie.

Les Wimpzillas

Ce deuxième scénario [49] suppose directement que les particules super massives ont un temps de vie très long. En effet, comme pour le proton où la désintégration est interdite à cause de la conservation du nombre baryonique, il peut exister une symétrie ou un nombre quantique préservé, qui assure la stabilité de la particule super massive, appelé dans ce cas : Wimpzillas.

Cette stabilité est cependant très faiblement violée ce qui provoque leur désintégration et la formation de gerbes de nucléons, photons et neutrinos. Comme précédemment, les flux de photons et de neutrinos au dessus de 10^{20} eV dominant celui des protons produits, ce qui fait du rapport photons/protons, un bon critère pour valider ou non cette théorie.

Du fait de leur masse importante, ces particules sont fortement sujettes au puits de potentiel gravitationnel. On s'attend donc à rencontrer une abondance de ces particules au centre de la Galaxie. La position excentrée

de la Terre dans le halo galactique implique alors que le flux de RCUHE soit légèrement anisotrope (présentant un excès en direction du centre galactique). Cependant, l'amplitude de cet excès pose toujours un problème.

Notons également que ces particules super massives pourraient également correspondre à la matière noire de l'Univers recherchée.

2.2 Propagation des rayons cosmiques

2.2.1 Les interactions

Lors de leur voyage, de la source jusqu'à la Terre, les RCUHE vont interagir avec les particules présentes dans l'Univers. La conséquence principale est que les RCUHE vont perdre une partie plus ou moins importante de leur énergie et que cette perte d'énergie sera, à priori, plus importante si le parcours dans l'Univers est long. Les interactions des RCUHE vont principalement dépendre de la nature de ce dernier. Nous allons donc étudier successivement les interactions des photons, protons et noyaux d'ultra haute énergie (10^{18} à 10^{21} eV).

En ce qui concerne les **neutrinos**, ils ne subissent, à priori, pas de perte d'énergie durant leur propagation en raison de leur très faible section efficace d'interaction. Cependant, et pour la même raison, l'hypothèse que les RCUHE soient constitués majoritairement de neutrinos n'est pas plausible. En effet, leur probabilité d'interagir dans l'atmosphère est trop faible pour expliquer le flux de gerbes verticales (ni ascendantes, ni horizontales) observé. Il existe néanmoins des modèles où les rayons cosmiques seraient des neutrinos qui formeraient d'autres particules durant leur propagation dans l'Univers. Nous reviendrons sur ce point dans la partie *modèle hybride 2.2.2*.

2.2.1.1 Des photons

Les photons d'ultra haute énergie interagissent principalement par création de paire e^+e^- avec les différents rayonnements présents dans l'Univers (REF. [50]) :

$$\gamma_{\text{cosmique}} + \gamma_{\text{fond}} \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.31)$$

On se retrouve ici dans le régime relativiste de KLEIN NISHINA, où une des particules produites, dans notre cas l'électron ou le positon, emporte pratiquement toute l'énergie du photon initial. Par effet COMPTON inverse sur le fond électromagnétique ambiant, cette particule émet ensuite un photon dont l'énergie est légèrement inférieure à celle du photon initial. Ce nouveau photon va pouvoir, à son tour, se propager et interagir avec le fond électromagnétique. Chaque cycle diminuant ainsi l'énergie du photon.

Notons que la présence d'un champ magnétique lors d'un cycle va augmenter les pertes d'énergie, en obligeant l'électron (positon) à perdre de l'énergie par émission synchrotron.

Ce processus, toujours possible aux énergies considérées (10^{12} à 10^{22} eV), va voir sa section efficace varier avec l'énergie du cosmique ainsi que l'énergie du fond électromagnétique considéré. Tour à tour, l'interaction avec un type de fond électromagnétique spécifique domine les pertes d'énergie. En dessous de 10^{14} eV, c'est l'interaction avec le fond infrarouge qui domine la création de paire. Entre 10^{14} et $10^{19.5}$ eV, les photons interagissent principalement avec le fond diffus cosmologique (CMB). Au-delà, l'interaction a lieu avec le rayonnement radio de l'Univers.

La figure 2.8 donne les longueurs $L(E)$ d'atténuation de l'énergie des photons (E) dans ces différents fonds de rayonnement. Cette longueur définit les pertes d'énergie données par la formule :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E}{L(E)} \quad (2.32)$$

Entre 10^{18} et 10^{20} eV, les longueurs d'atténuation sont inférieures à 10 Mpc. Cela veut dire que l'énergie d'un photon est divisée par e après un parcours de 10 Mpc. Les sources de photons à ces énergies ne peuvent donc pas être trop éloignées de nous.

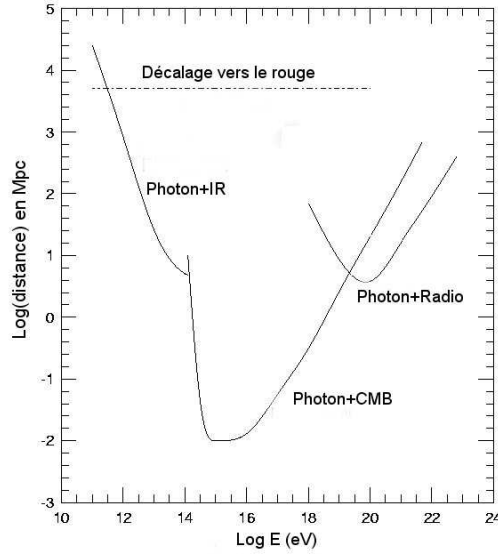


FIG. 2.8 : Longueurs d'atténuation des photons dans plusieurs fonds de rayonnement en fonction de son énergie.

Au dessus de 10^{20} eV, les photons vont interagir avec le fond radio ce qui diminue leur parcours dans l'Univers. A ce jour, ce fond diffus est mal connu. La longueur d'atténuation associée n'est donc pas définie avec exactitude. Cependant, entre 10^{20} et 10^{21} eV, la longueur d'atténuation totale ne peut être qu'inférieure à 100 MPC à cause de l'interaction des photons avec le CMB.

Ces conditions posent un réel problème aux modèles de défauts topologiques. En effet, ces derniers prédisent l'émission de photons, d'ultra haute énergie, à des distances cosmologiques de nous. Leur détection semble alors compromise, sauf si l'énergie initiale des photons est nettement supérieure à l'énergie détectée. De plus nous avons vu dans le paragraphe 2.1.2 que ce modèle impliquait l'existence d'une contrepartie autour de 10-100 GeV non observée par EGRET.

Remarque : Les photons subissent également des pertes d'énergie dues à l'expansion de l'Univers durant leur propagation. La distance caractéristique de ces pertes est d'environ 100 Mpc. Cet effet est donc secondaire par rapport à la création de paire vue précédemment.

2.2.1.2 Des protons

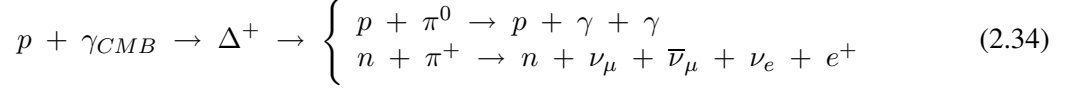
Il existe 3 sources principales de perte d'énergie pour les protons d'ultra haute énergie. Chacun de ces processus domine successivement les autres :

- Entre 10^{17} et $10^{18.5}$ eV, les pertes d'énergie sont dominées par le décalage vers le rouge dû à l'expansion de l'Univers. Dans cet intervalle d'énergie, les longueurs d'atténuation de ce processus, sont de l'ordre du Gpc.
- Entre $10^{18.5}$ et $10^{19.8}$ eV, la création de paire avec le CMB domine les pertes :



La longueur d'atténuation de ce processus est de l'ordre de 1500 Mpc (dans le domaine d'énergie considéré). Un simple calcul de cinématique relativiste montre que cette interaction apparaît à partir de $5 \cdot 10^{17}$ eV, mais sa section efficace reste relativement faible jusqu'à $10^{18.5}$ eV. La longueur d'interaction devient alors plus petite que celle du décalage vers le rouge.

- Au dessus de $10^{19.8}$ eV, les pertes sont dominées par la photo-production de pions avec le fond diffus cosmologique (CMB) :



Le seuil en énergie de cette interaction peut s'estimer par un calcul de cinématique relativiste. Pour cela, on se place dans un cas simple : un choc frontal entre le photon du CMB d'impulsion \vec{P}_γ , et le proton d'ultra haute énergie. On calcule alors l'énergie du proton E_{seuil} nécessaire pour que le pion et le nucléon émis soient au repos. La conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion impose que :

$$(E_{seuil} + E_\gamma)^2 - (\vec{P}_{seuil} + \vec{P}_\gamma)^2 = (m_p + m_\pi)^2 \quad (\text{conservation énergie-impulsion}) \quad (2.35)$$

Or comme les impulsions \vec{P}_γ et \vec{P}_{seuil} sont de direction opposée, que $\|\vec{P}_\gamma\| = E_\gamma$ et que le proton est ultra relativiste $\|\vec{P}_{seuil}\| \simeq E_{seuil}$, on obtient :

$$E_{Seuil} \simeq \frac{m_\pi(m_\pi + 2m_p)}{4E_\gamma} \simeq \frac{7.10^{19}}{E_\gamma(\text{meV})} \text{eV} \quad (2.36)$$

Le fond diffus de photon présentant un pic d'énergie autour de 1 meV, cette interaction apparaît à 7.10^{19} eV. Pour un calcul exact, il faut prendre en compte la distribution angulaire des chocs, la distribution d'énergie des photons du CMB ainsi que l'inélasticité du processus.

La longueur caractéristique d'interaction est de l'ordre de 6 Mpc et l'énergie perdue dans chaque interaction est de l'ordre de 20%. La figure 2.9 illustre cette situation en présentant une simulation de la propagation d'un proton à différentes énergies initiales, dans le fond cosmologique de photons. On constate que l'énergie d'un proton émis à un énergie inférieure à 10^{22} eV ne peut pas excéder 2×10^{21} eV après ~ 30 Mpc et 10^{20} eV après ~ 100 Mpc.

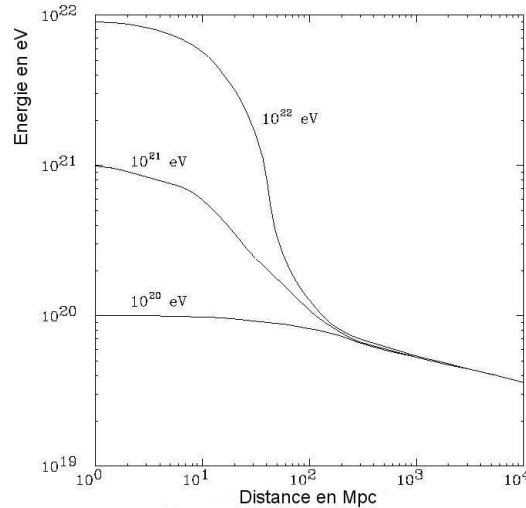


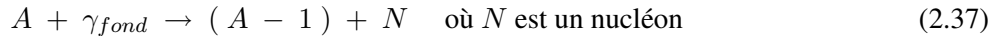
FIG. 2.9 : *Énergie moyenne des protons en fonction de leur distance de propagation dans l'Univers, pour différentes énergies de départ.*

On s'attend donc à observer une forte décroissance du spectre de rayonnement cosmique autour de $5 - 7.10^{19}$ eV si les rayons cosmiques sont des protons issus de sources à des distances cosmologiques (défauts topologiques, AGN...). Ce résultat obtenu en 1964 par GREISEN, ZATSEPIN et KUZMIN, porte le nom de ses créateurs. C'est la fameuse coupure GZK.

2.2.1.3 Des noyaux

Les noyaux subissent également des pertes par production de pions. Cependant, l'énergie seuil de la réaction est nettement supérieure à cause de la masse plus grande du noyau. En effet, si l'on considère qu'un noyau de nombre de masse A et d'énergie E est constitué de A nucléons d'énergie E/A (approximation classique²), la photo-production de pions commence à partir de $E/A \simeq E_{seuil,p}$. Dans le cas extrême d'un noyau de fer (élément le plus lourd qui à priori peut être accéléré), le seuil en énergie vaut donc environ 4.10^{21} eV alors qu'il n'est que de 1.4×10^{20} eV pour un noyau d'hélium. La production de paire ne va donc pas limiter la propagation des noyaux entre 10^{18} et 10^{20} eV.

En revanche, les noyaux peuvent perdre de l'énergie par photo-dissociation avec les photons du CMB ou du fond infrarouge :



Cette réaction à lieu lorsque l'énergie du photon dans le centre de masse du noyau devient supérieure à l'énergie de liaison des nucléons. Pour estimer ce seuil dans le référentiel de l'ISM, on se place dans le cas d'un choc frontal entre le photon d'énergie E_γ et d'impulsion \vec{P}_γ , et un noyau d'énergie E_A et d'impulsion \vec{P}_A . On calcul alors l'énergie nécessaire au noyau pour créer un nucléon seul et un noyau de masse atome $A - 1$, tous les deux au repos :

$$\begin{aligned} (E_A + E_\gamma)^2 - (\vec{P}_A + \vec{P}_\gamma)^2 &= (m_{A-1} + m_{nucl})^2 \\ \Rightarrow \underbrace{E_A^2 - \vec{P}_A^2}_{= m_A^2} + \underbrace{E_\gamma^2 - \vec{P}_\gamma^2}_{= 0} + 2E_A E_\gamma - 2\vec{P}_A \cdot \vec{P}_\gamma &= (m_{A-1} + m_{nucl})^2 \end{aligned} \quad (2.38)$$

Or comme le choc est frontal (\vec{P}_γ et \vec{P}_A opposés) et que le noyau est ultra-relativiste ($\|\vec{P}_A\| \simeq E_A$), on obtient :

$$\begin{aligned} E_{A,seuil} &\simeq \frac{(m_{A-1} + m_{nucl})^2 - m_A^2}{4E_\gamma} \\ \Rightarrow E_{A,seuil} &\simeq \frac{\overbrace{(m_{A-1} + m_{nucl} - m_A)}^{E_{liaison}} \overbrace{(m_{A-1} + m_{nucl} + m_A)}{\simeq 2m_A}}{4E_\gamma} \quad (2.39) \\ \Rightarrow E_{A,seuil} &\simeq \frac{A}{2} \frac{E_{liaison}(\text{MeV})}{E_\gamma(\text{meV})} 10^{18} \text{eV} \end{aligned}$$

où $E_{liaison}$ est l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau considéré. Cette énergie peut être estimée par la formule de BETHE-WEIZSACKER. Elle est de quelques MeV pour un noyau de fer. Le seuil d'énergie de photo-dissociation se situe alors autour de 7.10^{19} eV, c'est à dire à une valeur proche de la coupure GZK pour les protons.

Dans ce processus, le noyau perd de l'énergie (environ E/A à chaque interaction) mais aussi un nucléon. Le noyau s'allège donc lors de sa propagation. La longueur d'interaction de ce processus est très courte : environ 1 Mpc. Si des sources, réparties uniformément dans l'Univers, émettent exclusivement des noyaux de fer jusqu'à 10^{22} eV selon une loi de puissance en -2, on ne devrait pas observer que des noyaux de fer d'ultra haute énergie, mais un étalement de noyaux de masse inférieure selon la distribution donnée par la courbe 2.10 (REF. [51])

Par contre, pour les scénarii où les RCUHE sont produits à courte distance (on pense par exemple aux pulsars galactiques), ce processus ne modifiera pas (ou peu) la nature des particules initialement accélérée.

Notons également que les noyaux vont subir des pertes d'énergie par production de paire et pas décalage vers le rouge. Mais ces pertes sont négligeables face à la photo-dissociation.

²Ce modèle très simpliste donne néanmoins une très bonne approximation de l'énergie seuil du processus

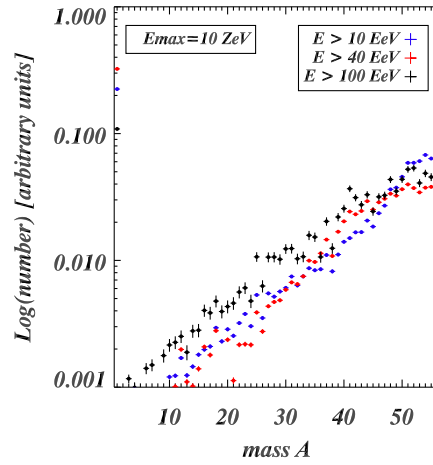


FIG. 2.10 : Distribution du nombre de masse que l'on doit observer, dans un scénario où des sources, réparties uniformément dans l'Univers, émettent exclusivement des noyaux de fer selon un indice spectral égale à -2 ((REF. [51]))

2.2.2 Les modèles hybrides

Comme nous venons de le voir, il semble compromis que des RCUHE émis à des distances cosmologiques, nous parviennent sans perdre une grande partie de leur énergie. En effet, que ce soit des protons, des photons ou des noyaux, il existe toujours un processus qui fait perdre de l'énergie lors de la propagation dans l'Univers. Pourtant, mis à part certains modèles comme les pulsars ou les particules super-symétriques, il semble difficile que les RCUHE proviennent de source Galactique.

Des physiciens ont donc essayé de contourner le problème, en cherchant des mécanismes qui pourraient limiter, voir même éviter, les pertes d'énergie durant la propagation. Ces modèles, dits hybrides, font appel aux mécanismes top-down ou bottom-up pour l'accélération des particules, et utilisent ensuite de la nouvelle physique lors de la propagation.

Parmi ces modèles, on trouve :

- le modèle de la violation de l'invariance de Lorentz [52]. En effet, il a été montré qu'une faible violation du principe fondamental, interdit la photo-production de pions. Les RCUHE pourraient alors être des protons qui se propageraient à des vitesses légèrement supérieures à la vitesse de la lumière ;
- les Z-burst [53]. Dans ce scénario, les RCUHE sont des neutrinos produits, à priori, par un mécanisme top-down. Ils peuvent alors traverser l'Univers, en ligne droite, sans pratiquement interagir. Cependant, une fraction, non négligeable, de ces neutrinos vont interagir avec les neutrinos reliques dont la résonance due au Z_0 accroît fortement la section efficace d'interaction. Le Z_0 engendré crée un jet puis une gerbe électromagnétique et hadronique qui peut donner lieu à un ou plusieurs événements d'ultra haute énergie (proton, photons, neutrinos...). Ce scénario impose tout de même l'injection de neutrinos d'énergie supérieure à $4.10^{21} * (m_\nu/1\text{eV})^{-1}$ eV où m_ν est la masse du neutrino relique.

2.2.3 L'effet des champs magnétiques

Lors de leur propagation, les RCUHE traversent différents champs magnétiques. Si la nature du rayonnement est neutre (photons, neutrons ou neutrinos), les rayons cosmiques ne subissent pas l'effet des champs magnétiques. Leur trajectoire reste alors pratiquement rectiligne. Les seules déflexions proviennent des inter-

actions qu'ils subissent. Elles sont cependant très faibles en raison du formidable *boost de LORENTZ* mis en jeu à chaque interaction.

Si, par contre, les RCUHE sont chargés (protons ou noyaux), leur trajectoire est modifiée par la présence des champs magnétiques. Pour des sources galactiques seul le champ galactique influence la trajectoire. Pour des sources à des distances cosmologiques, les rayons cosmiques subissent successivement le champ extragalactique puis le champ galactique avant d'arrivée jusqu'à nous.

2.2.3.1 Le champ magnétique Galactique

Différentes méthodes, telles que l'émission synchrotron de sources connues ou la rotation FARADAY des sources polarisées, ont permis de cartographier le champ magnétique galactique. Ce dernier semble être constitué d'une composante régulière de quelques micro-Gauss qui suit les bras spiraux de la Galaxie, et d'une composante turbulente dont l'amplitude est du même ordre que la composante régulière.

Un telle structure a pour effet de diffuser les rayons cosmiques chargés à basse énergie, rendant isotrope leur direction d'arrivée sur la Terre. Même à ultra haute énergie (10^{20} eV), son effet reste suffisamment important pour isotroper les directions d'arrivée des noyaux lourds tels que le noyau de fer, et brouille les sources de protons.

Dans ces conditions, une source ponctuelle au centre galactique à 10^{18} eV, telle que AGASA semble observer, ne peut qu'être observée qu'en particules neutres, à priori des neutrons.

2.2.3.2 Les champs magnétiques extragalactique

La méthode de rotation de FARADAY de sources polarisées a permis d'estimer l'amplitude du champ magnétique des amas de galaxies (environ quelques μ Gauss), mais également de mettre une limite supérieure sur le produit $B\sqrt{l_c}$ où B est le champ magnétique extragalactique moyen et l_c la longueur caractéristique de cohérence du champ magnétique.

Deux scénarios sont alors possibles [54] :

- Un champ extragalactique **faible et relativement homogène**. Dans ce cas les RCUHE seraient peu déviés et leur sources pourraient être observées (si la nature et le champ magnétique galactique le permet) ;
- Un champ extragalactique **fort et très inhomogène** réparti suivant les régions de forte densité baryonique (filaments...). Les sources devraient alors paraître brouillées (cela dépend également de la nature et de du champ magnétique galactique)

2.3 Intérêt de déterminer la nature des RCUHE et conclusion

À la lumière de ce qui précède, la connaissance de la nature des rayons cosmiques d'énergie extrême est l'une des informations les plus pertinentes pour résoudre l'énigme des RCUHE. En effet, nous avons vu qu'à priori seuls les modèles Top-down dans lesquels les cosmiques ne sont pas accélérés mais produits par désintégration d'une particule massive, étaient capables d'émettre des photons et des neutrinos d'énergie extrême. À l'opposé, seuls les modèles Bottom-up pour lesquels les rayons cosmiques sont accélérés par des phénomènes astrophysiques violents, peuvent produire des noyaux lourds d'ultra haute énergie.

La présence ou non de photons, de neutrinos ou de noyaux lourds dans le flux de rayons cosmiques d'ultra haute énergie permettra alors d'exclure une partie des modèles théoriques et de contraindre les autres. Parallèlement, la connaissance de la nature et donc de la charge des RCUHE permettront d'évaluer le parcours de ces derniers dans l'Univers, d'estimer la distance des sources et même, dans le cas où ils sont chargés, d'effectuer une mesure des champs magnétiques extragalactiques et/ou galactiques.

Pour toutes ces raisons, il est important d'identifier les rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Cependant, le flux de ces derniers étant très faible, la détection et donc l'identification des RCUHE ne peuvent se faire qu'à partir des gerbes qu'ils créent dans l'atmosphère.

Chapitre 3

Les grandes gerbes de l'atmosphère

Après avoir été créés par un mécanisme encore indéterminé et après avoir traversé une partie l'Univers, certains rayons cosmiques d'ultra haute énergie pénètrent dans l'atmosphère où ils vont pouvoir interagir avec les molécules présentes. Cependant, ces interactions dépendent de la nature du cosmique primaire. En effet :

- un photon ou un électron va interagir électromagnétiquement et générer une gigantesque gerbe de particules électromagnétiques dans l'atmosphère ;
- les hadrons (nucléons, noyaux) vont générer par interactions fortes une cascade de particules électromagnétiques et hadroniques ;
- enfin, les neutrinos, qui ne seront pas abordés dans ce chapitre, ne pouvant interagir que par interaction faible ne vont former que très rarement des gerbes dans l'atmosphère.

Ce chapitre présente donc les différentes interactions qui mènent à la formation des gerbes atmosphériques en précisant tout d'abord le développement des gerbes électromagnétiques, puis en expliquant la formation des cascades hadroniques.

3.1 Les gerbes électromagnétiques

Seuls les photons et les électrons/positons d'ultra haute énergie peuvent générer des grandes gerbes atmosphériques purement électromagnétiques. Cependant, les RCUHE ne peuvent pas être des électrons à cause des pertes d'énergie importantes lors de leur accélération et lors de leur propagation dans l'Univers. On ne considérera donc dans ce paragraphe, que les gerbes initiées par les photons d'ultra haute énergie et les effets qui leur sont spécifiques.

Néanmoins, le processus de formation des gerbes électromagnétiques est valable pour les sous-gerbes générées par des photons et des électrons secondaires, *i.e.* produits après la première interaction du rayon cosmique dans l'atmosphère.

3.1.1 Formation de la gerbe

Lorsqu'un photon de haute énergie entre dans l'atmosphère, il va interagir par production de paire e^+e^- avec le champ électromagnétique des particules chargées du milieu (noyaux ou électrons des molécules de l'atmosphère). Les leptons ainsi formés vont rayonner des photons par Bremsstrahlung¹ qui à leur tour vont eux-mêmes produire des paires e^+e^- , et ainsi de suite, créant une gigantesque gerbe de particules dans l'atmosphère. Le nombre moyen $\bar{N}_e(X)$ d'électrons e^\pm croît avec X , la profondeur de pénétration dans l'atmosphère en $g.cm^{-2}$, tant que le Bremsstrahlung domine les pertes par ionisation des électrons et tant que l'énergie des

¹L'ensemble des interactions mises en jeu dans le développement des gerbes étant des interactions standards de la physique des particules, nous ne décrivons pas ici leur mécanismes. Pour plus d'informations, on peut se référer au PDG [55] ou à la thèse de Pierre DA SILVA [56].

photons produits est suffisante pour permettre la production de paire e^+e^- ($E > 1,022 \text{ MeV}$). Le nombre d'électrons $\bar{N}_e(X)$ passe ainsi par un maximum en X_{max} .

Les simulations et les formules semi-empiriques des modèles développés par ROSSI et GREISEN [57] montrent qu'au stade du développement maximal, le nombre d'électrons $(\bar{N}_e)_{max}$ ainsi que la position X_{max} sont essentiellement proportionnels à E_γ , l'énergie du primaire. Le tableau 3.1 présente des exemples de profondeur maximale obtenue pour différentes énergies d'un photon primaire :

E_γ primaire	Profondeur du maximum		Nb électrons au maximum $(\bar{N}_e)_{max}$
	en g.cm^{-2}	en m (vertical)	
30 GeV	216	12000	50
1 TeV	345	8000	1200
1000 TeV	600	4400	9×10^5
10^{19} eV	936	1200	7×10^9
10^{20} eV	1021	0	7×10^{10}

TAB. 3.1 : Exemples de profondeurs obtenues pour différentes énergies d'un γ primaire.

Durant le développement de la gerbe, les photons dont l'énergie est supérieure à 5 MeV peuvent interagir par réactions photo-nucléaires (absorption du photon par un noyau) et éjecter des neutrons et/ou des protons d'un noyau, ou produire directement des muons et des mésons. Ces derniers vont ensuite, après avoir perdu leur énergie par Bremsstrahlung, se désintégrer en muons et en neutrinos. La section efficace de ces interactions étant inférieure de plusieurs ordres de grandeur à celle de la production de paire, ces éléments restent peu nombreux par rapport aux électrons et aux photons de la cascade électromagnétique.

Remarque : une gerbe initiée par un électron va subir le même type de développement à la différence que c'est le rayonnement de freinage et non la production de paire qui amorce la cascade dans l'atmosphère.

3.1.2 Sections efficaces d'interaction des photons d'ultra haute énergie dans l'atmosphère

La figure 3.1 présente la section efficace des différentes interactions des photons avec des atomes de carbone ($Z = 6$) et de plomb qui ont été étudiées sur accélérateurs [58]. L'atmosphère étant principalement composée d'atomes d'azote ($Z = 7$) et d'atomes d'oxygène ($Z = 8$), les interactions des photons dans l'air sont proches de celles observées dans le carbone.

A partir de 100 GeV, la section efficace totale d'interaction, nettement dominée par la production de paire avec les noyaux et les électrons du milieu, est pratiquement constante (autour de quelques centaines de mb). En supposant qu'il en est de même aux énergies extrêmes, un photon d'ultra haute énergie entrant dans l'atmosphère interagira donc préférentiellement par création de paire et déclenchera une cascade électromagnétique comme décrit dans le paragraphe précédent.

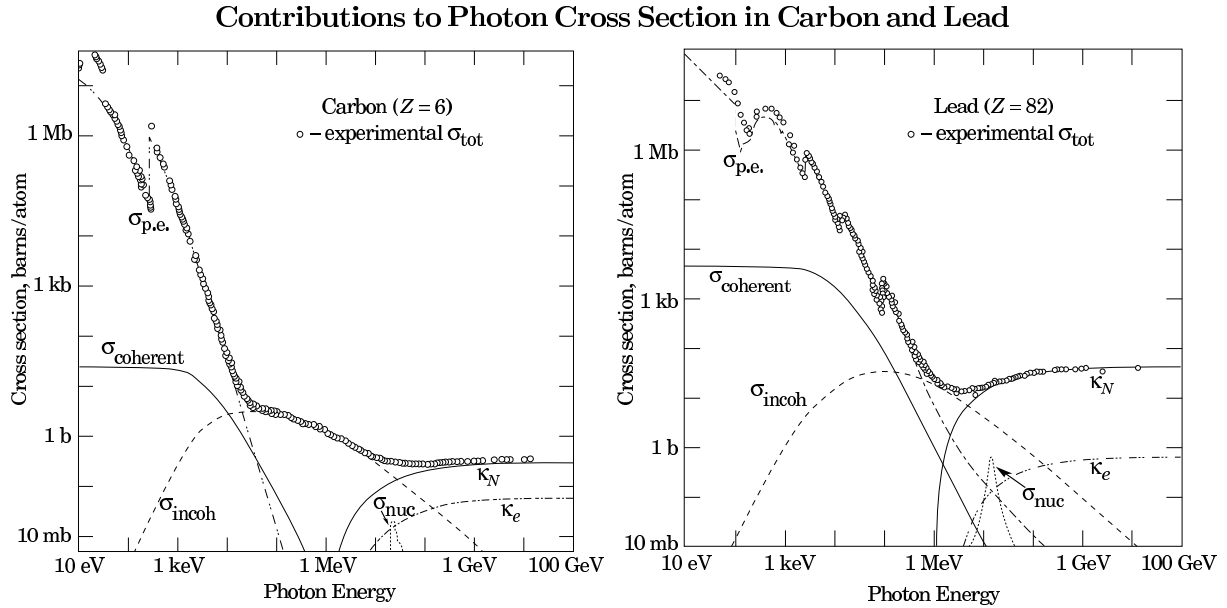


FIG. 3.1 : Section efficace totale d'interaction des photons avec un atome de carbone (à gauche) et un atome de plomb (à droite) en fonction de l'énergie du photon [58] :

- $\sigma_{p.e.}$ = Interaction atomique (Éjection d'électron, absorption du photon)
- $\sigma_{coherent}$ = Diffusion cohérente (diffusion Rayleigh)
- σ_{incoh} = Diffusion incohérente (diffusion Compton sur un électron)
- κ_n = Production de paire avec le noyau
- κ_e = Production de paire avec les électrons
- σ_{nuc} = Absorption photo-nucléaire (le plus souvent suivit par l'émission d'une particule (neutron, proton))

Cependant, la section efficace des interactions photo-nucléaires n'a, à ce jour, jamais été étudiée au dessus de quelques dizaines de TeV. Elle est donc obtenue par extrapolation sur plus de 6 ordres de grandeur des mesures réalisées sur les collisionneurs protons-électrons (ex. expérience ZEUS sur l'accélérateur HERA [59] et H1 sur DESY Hamburg). Il existe différentes extrapolations et également différents modèles faisant intervenir une "nouvelle physique" qui estiment cette section efficace aux énergies extrêmes. La figure 3.2 présente trois ajustements possibles : la section efficace σ_{PDG} décrite dans le PDG [55], σ_{mod} [60] obtenue par une autre extrapolation et la section efficace σ_{extr} [61] obtenue par ajustement d'un modèle exotique sur les données de basse énergie. Ce dernier modèle fait intervenir des Pomerons dans l'interaction photon-proton qui augmentent fortement la section efficace d'interaction.

La valeur de la section efficace des interactions photo-nucléaires est donc comprise entre quelques dixièmes de millibarns et une dizaine de millibarns au dessus de 10^{19} eV. Cette valeur étant au moins inférieure d'un ordre de grandeur à celle du processus de production de paire, les mécanismes hadroniques sont nettement plus rares que la création de paire. Cependant comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant l'effet LPM va limiter le processus de production de paire des photons de plus de 10^{19} eV. Les interactions hadroniques vont alors devenir plus probables, voir dominantes (en fonction du modèle considéré) à ultra haute énergie.

Remarque : nous verrons dans le chapitre 8 que cette incertitude va limiter la recherche de photons dans les rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

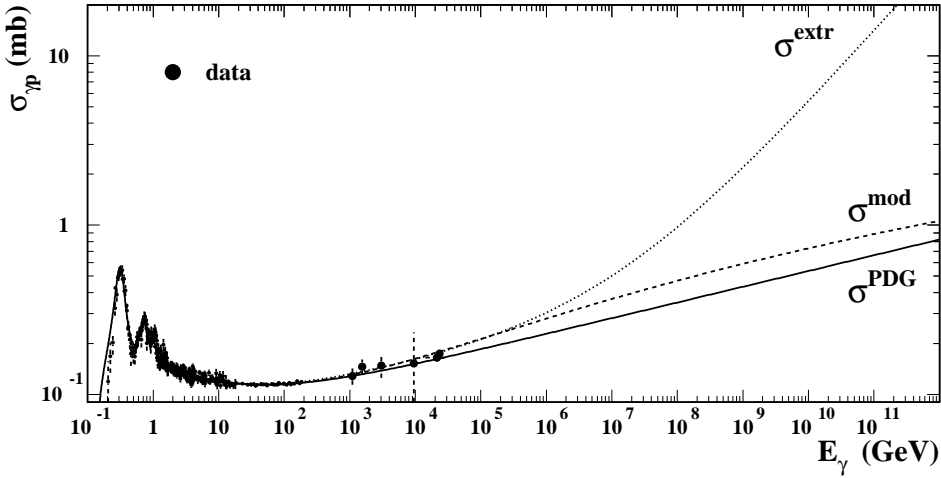


FIG. 3.2 : Extrapolations de la section efficace totale des interactions hadroniques photon-proton [62] obtenues sur les données à basse énergie [63]. L'extrapolation σ_{PDG} décrite dans le PDG [55] est en générale utilisée. Il existe cependant d'autres extrapolations qui prévoient des sections efficaces plus grandes, comme σ_{mod} [60] et σ_{extr} [61]. La section efficace photon-air est donnée par : $\sigma_{\gamma-air} = 11.5 \sigma_{\gamma-p}$.

3.1.3 L'effet LANDAU-POMERANCHUK-MIGDAL

Aux énergies extrêmes, la longueur d'interaction électromagnétique (Bremsstrahlung et création de paire) augmente fortement. Si cette dernière devient plus grande que la distance moyenne entre deux atomes, l'approximation de BETHE-HEITLER consistant à considérer une interaction entre la particule incidente et un noyau de milieu n'est plus valide et il faut prendre en compte l'ensemble des noyaux voisins. Cela va engendrer un effet d'interférences destructives connu sous le nom d'effet LANDAU-POMERANCHUK-MIGDAL ou effet LPM qui va diminuer la section efficace des processus électromagnétiques dans la matière [64].

Cet effet dépend principalement du produit $E_{em} \cdot \rho_{milieu}$ où E_{em} est l'énergie de la particule électromagnétique (électron ou photon) et ρ_{milieu} est la densité atomique du milieu considéré. La figure 3.3 présente le taux de production de paire e^+e^- dans l'atmosphère en fonction de la fraction d'énergie u emportée par l'électron et à différentes altitudes (*i.e.* différentes densités d'air).

On constate que l'augmentation de l'énergie du photon et l'augmentation de la densité atomique de l'air (diminution de l'altitude) diminuent le taux de conversion des photons en paire e^+e^- . On constate également que, comme dans le régime de KLEIN-NISHINA, la distribution de l'énergie du photon entre les deux leptons devient asymétrique à haute énergie.

La diminution de la section efficace de production de paire va avoir comme principales conséquences de retarder le développement des gerbes électromagnétiques et d'augmenter les fluctuations du développement dans l'atmosphère. En effet, si la première interaction a lieu, par chance, à haute altitude, et que les secondaires sont en dessous du seuil de l'effet LPM, la gerbe se développe quasi-normalement. En revanche, si la première interaction est retardée et a lieu dans un milieu plus dense qu'usuellement, les secondaires peuvent à leur tour être soumis à l'effet LPM. Il en résulte alors un délai important sur le développement de la gerbe.

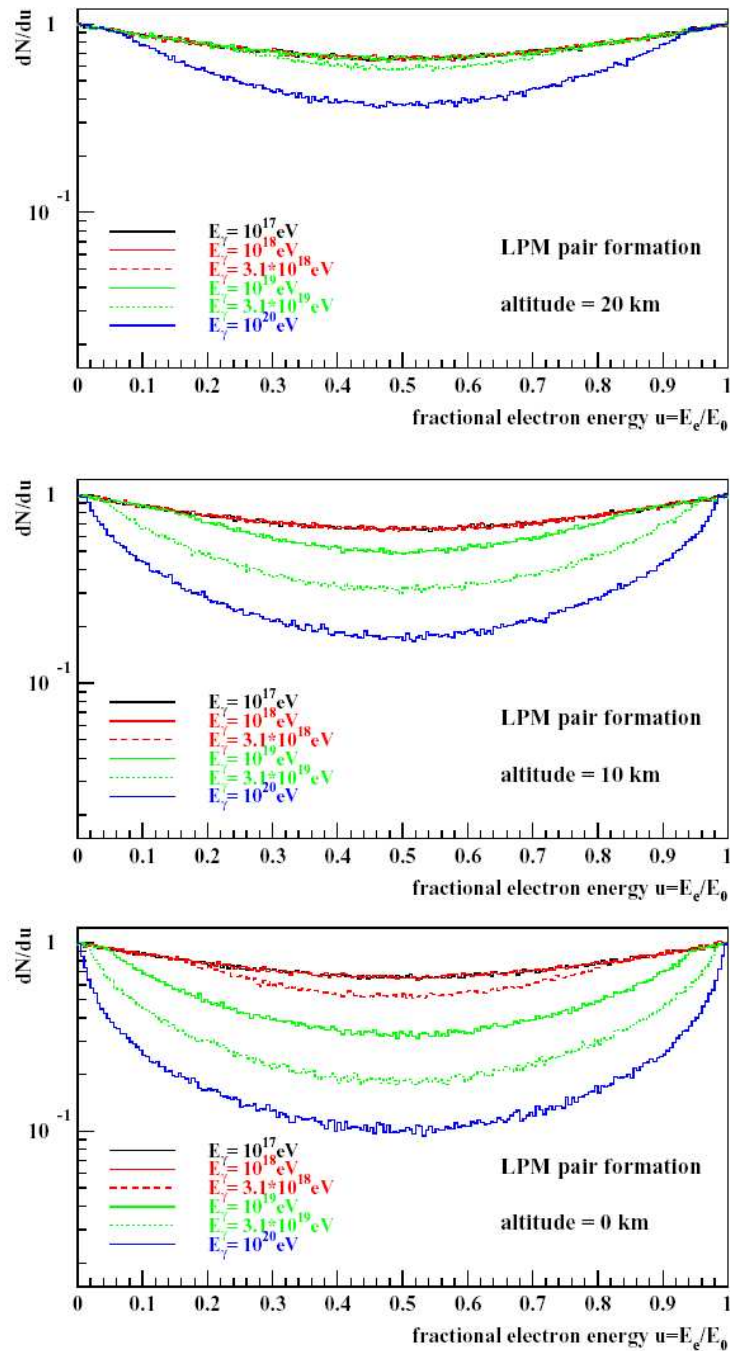


FIG. 3.3 : Effet LPM sur la production de paire des photons de haute énergie dans l'atmosphère : taux différentiel dN/du de conversion des photons en paire e^+e^- en fonction de la fraction d'énergie u emportée par l'électron pour différentes énergies et pour 3 altitudes [65]. A basse énergie (courbes noires et rouges) la distribution correspond à la distribution obtenue dans l'approximation de BETHE-HEITLER qui ne prend pas en compte l'effet LPM.

La figure 3.4 illustre cela en présentant le profil longitudinal, *i.e.* le nombre d'électrons de la gerbe en fonction sa profondeur de développement, pour des photons de 3×10^{20} eV, avec et sans l'effet LPM.

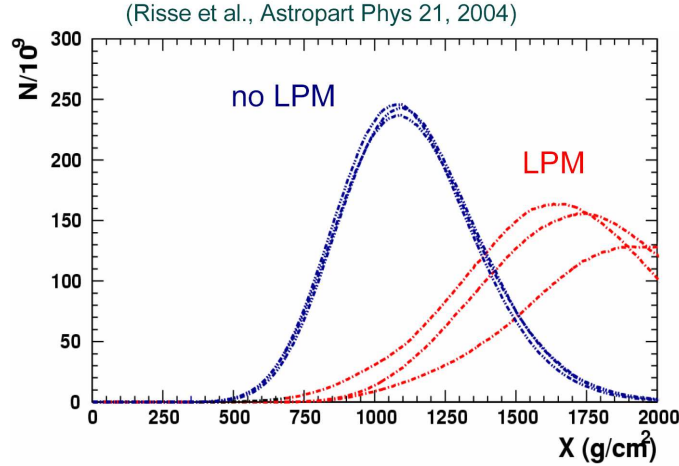


FIG. 3.4 : Profils longitudinaux de gerbes atmosphériques verticales initiées par des photons de 3×10^{20} eV avec et sans l'effet LPM [66].

Même si l'effet LPM intervient dès 10^{16} eV pour le Bremsstrahlung des électrons et dès 10^{17} eV pour la production de paire des photons, il reste relativement négligeable en dessous de 5×10^{19} eV en ce qui concerne le développement des gerbes dans l'atmosphère.

Remarque : cet effet sera une signature de la présence de photons dans le rayonnement cosmique d'ultra haute énergie. Nous verrons dans le chapitre 5 et surtout dans le chapitre 8, comment il peut se manifester dans les données d'Auger.

3.1.4 L'effet de *pre-shower* des photons dans le champ magnétique terrestre

Les photons d'ultra haute énergie ont également la possibilité d'interagir avec le champ magnétique terrestre pour créer une paire e^+e^- avant même de pénétrer dans l'atmosphère. Les leptons ainsi formés vont alors produire de nombreux photons par rayonnement synchrotron (magnéto-Bremsstrahlung) et ces nouveaux photons vont à leur tour pouvoir, si leur énergie est suffisante, produire des paires e^+e^- dans le champ magnétique terrestre. Ainsi un groupe de photons et d'électrons entre dans l'atmosphère au lieu d'un unique photon d'ultra haute énergie. On dit que le photon s'est converti en une pré-gerbe de particules (d'où le nom d'effet de *pre-shower*) qui conservent la direction d'incidence du primaire.

La probabilité de ce phénomène, mis en évidence par MCBREEN et LAMBERT [67] en 1981 à partir du travail de ERBER [68] de 1966, dépend de l'énergie E_γ du photon primaire et de la valeur B_\perp du champ magnétique terrestre normal à la propagation du photon. L'effet de conversion des photons est donc lié à la position géographique d'observation des rayons cosmiques. La figure 3.5 présente graphiquement la probabilité de *pre-shower* dans le champ magnétique terrestre présent au niveau du site Auger Sud (voir chapitre 4) en fonction de l'angle d'incidence du photon et de son énergie E_γ .

Ainsi, suivant la direction d'arrivée du photon d'énergie ($E > 50$ eV), on obtient soit un seul photon d'énergie E soumis à l'effet LPM (si il arrive dans une direction proche de celle du champ magnétique), soit plusieurs

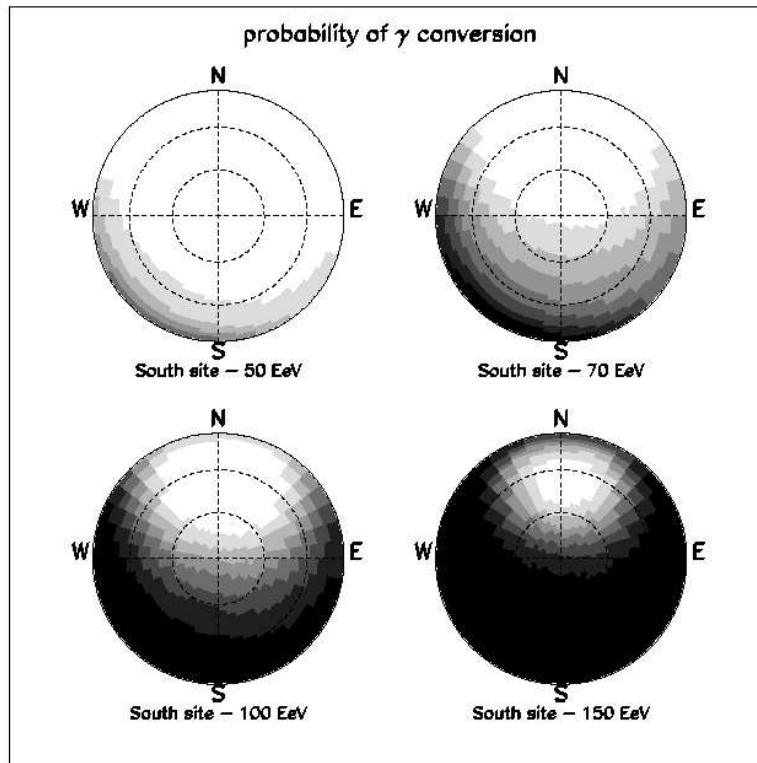


FIG. 3.5 : Probabilité de conversion des photons dans le champ magnétique terrestre présent au niveau du site Auger Sud en fonction de la direction d'arrivée. La probabilité est grande lorsque la zone est sombre ($0=\text{blanc}, 1=\text{noir}$). Les cercles en pointillés représentent (du centre vers l'extérieur) 30 et 60° d'angle zénithal. Cette figure provient de la référence [69].

centaines de photons et quelques paires e^+e^- . Ces particules ayant moins d'énergie que le photon primaire subissent moins l'effet LPM que le photon seul. Elles génèrent alors une gerbe électromagnétique haut dans l'atmosphère qui correspond en fait à la superposition de plusieurs gerbes créées par chacune des particules secondaires. La figure 3.6 illustre cela en présentant le profil longitudinal de gerbes initiées par des photons de 3×10^{20} eV convertis et non convertis. Notons également que la diminution de l'effet LPM réduit les fluctuations du développement des gerbes dans l'atmosphère.

Du fait de l'intensité du champ magnétique terrestre (quelques dizaines de micro-Tesla), l'effet de *preshower* n'intervient que pour les photons d'énergie supérieure à quelques 10^{19} eV. Il reste cependant très faible en dessous de 5×10^{19} eV, comme on le voit sur la figure 3.5.

Remarques :

- cet effet n'a été implémenté que très récemment dans les programmes de simulations de gerbes atmosphériques ;
- nous verrons dans le chapitre 8, comment cet effet combiné à l'effet LPM va créer une asymétrie en angle azimutal dans les données d'Auger s'il y a une présence de photons dans les rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

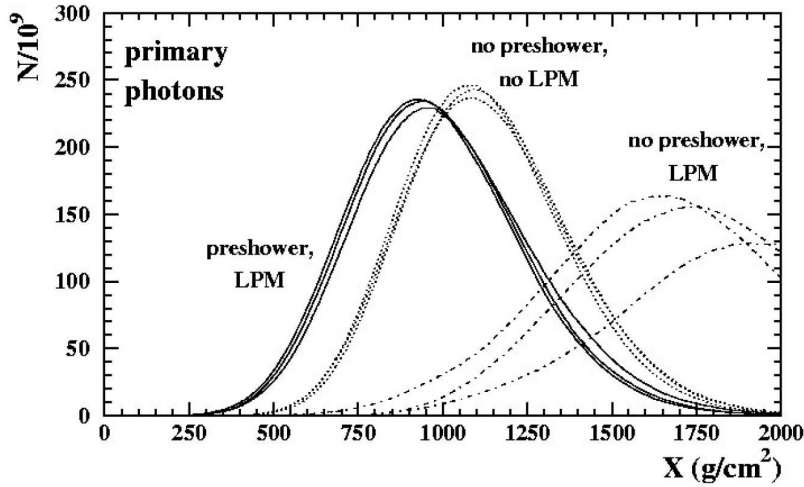


FIG. 3.6 : Profils longitudinaux de gerbes atmosphériques verticales initiées par des photons de 3×10^{20} eV convertis et non convertis, avec et sans l'effet LPM.

3.2 Les gerbes hadroniques

Seules les particules susceptibles d'interagir par interaction forte vont pouvoir initier une gerbe hadronique en pénétrant dans l'atmosphère terrestre. Parmi les candidats pouvant expliquer la présence des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, les nucléons et les noyaux dont la charge est à priori inférieure à celle des noyaux de fer (chapitre 2), sont les seules particules à pouvoir générer ce type de gerbes.

3.2.1 Formation de la gerbe

Les nucléons et les noyaux entrant dans l'atmosphère interagissent nucléairement avec les atomes du milieu et produisent des pions (π^\pm, π^0) et des kaons (K^\pm, K^0). Lors de cette première interaction, certains des nucléons des atomes cibles peuvent être éjectés. Ces derniers, le reste du noyau primaire, et les mésons continuent alors leur parcours et interagissent par collisions nucléaires avec les autres atomes du milieu tant que leur énergie le permet. Ces particules forment la composante hadronique de la gerbe et vont générer les autres composantes :

- les pions neutres π^0 se désintègrent en deux photons γ . Ces derniers initient alors une gerbe électromagnétique comme décrit dans le paragraphe précédent. La désintégration des pions neutres π^0 contribue donc à la composante électromagnétique ;
- chaque pion chargé π^\pm , après avoir perdu une partie de son énergie par émission radiative (Bremsstrahlung, production de paire e^+e^- et interactions photo-nucléaires) et par interaction forte avec le milieu, se désintègre en un neutrino ν_μ et un muon μ . Le neutrino se propage en ligne droite jusqu'au sol sans interagir. Les muons produits vont soit, pour les plus énergétiques, se propager dans l'atmosphère et atteindre le sol grâce à la dilatation relativiste de leur durée de vie, soit se désintégrer en un électron, un neutrino muonique ν_μ et un neutrino électronique ν_e (taux de désintégration faible). Les pions chargés participent ainsi à la composante électromagnétique, à la composante muonique et à la composante neutrino des gerbes hadroniques ;
- les kaons K^\pm possédant de nombreux canaux de désintégration contribuent également à la composante muonique (directement ou indirectement), à la composante électromagnétique et à la composante neutrino.

Le schéma 3.7 résume les principales interactions qui forment le développement des gerbes hadroniques². Typiquement, une gerbe initiée par un proton de 10^{20} eV va ainsi produire de l'ordre de 6×10^{11} photons, 6×10^{10} électrons/positons et 6×10^8 muons (moins de 1% des particules). Cependant, du fait de leur masse importante, les muons emportent environ 10% de l'énergie totale de la gerbe.

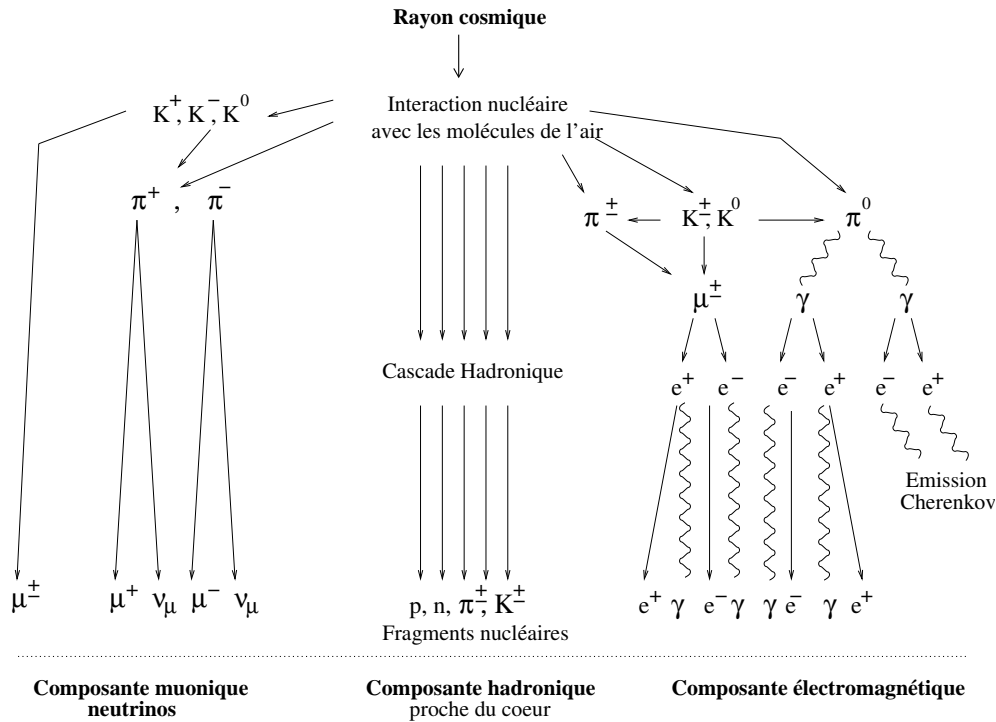


FIG. 3.7 : Schématisation d'une cascade hadronique avec ses trois composantes principales : électromagnétique, muonique et hadronique.

La complexité des gerbes hadroniques et le nombre de particules mises en jeu obligent à recourir aux simulations numériques pour en comprendre les propriétés.

3.2.2 Simulations des cascades hadroniques

Les simulations, dont on détaillera le fonctionnement au paragraphe 5.1.1 (p.93), se composent d'un programme principal qui suit la propagation de la particule primaire et des particules secondaires dans l'atmosphère, d'un modèle d'interactions hadroniques à basse énergie (énergie inférieure à quelques dizaines de GeV), d'un modèle d'interactions hadroniques à haute énergie et d'un modèle d'interactions électromagnétiques (voir pour ce dernier le paragraphe 3.1), l'ensemble des 3 modèles étant là pour tenir compte des différentes interactions et désintégrations qui peuvent intervenir durant la propagation des différentes particules.

Il existe différents modèles hadroniques de haute et de basse énergie, ainsi que différents programmes de simulation, qui donnent des résultats différents sur le développement des gerbes dans l'atmosphère. Le dur travail de comparaison des modèles n'étant pas le sujet de cette thèse, nous ne mentionnerons que les différences fondamentales et nous référencerons les articles qui en étudient les différences au niveau de la formation des gerbes. Cependant, les modèles hadroniques de haute énergie étant à ce jour les moins contraints, ce sont eux qui génèrent le plus d'incertitudes sur le développement des gerbes. Nous reviendrons donc sur les différences qu'ils engendrent au niveau des propriétés de la gerbe dans le paragraphe suivant.

²Les interactions mises en jeu dans le processus de formation des gerbes hadroniques sont présentées dans la thèse de PIERRE DA SILVA [56] et dans le PDG [55]

3.2.2.1 Programmes de simulation

Le programme de simulation a pour rôle de suivre pas à pas la propagation des particules dans l'atmosphère, de décider pour chaque particule le modèle adapté et de grouper les particules du même type dont les conditions sont proches (procédure de *thinning* qui permet de réduire le temps de calcul (voir § 5.1.1)). Les deux programmes de simulation les plus utilisés à ce jour sont :

- **AIRES** [70] (**AIR** shower **E**xtended **S**imulation) est en fait une nouvelle version du programme MOCCA développé par HILLAS pour l'expérience Haverah Park. Il permet de simuler rapidement des gerbes sur une très large gamme d'énergie (10^{12} - 10^{20} eV).
- **CORSIKA** [71] (**C**osmic **R**ay **S**imulations for **K**ascade), originalement conçu pour l'expérience KASCADE, est le seul programme qui peut utiliser l'ensemble modèles hadroniques de haute et de basse énergie. Il permet ainsi d'étudier les systématiques des différents modèles.

Considéré comme plus fiable et plus détaillé que son concurrent, CORSIKA est aujourd'hui utilisé dans de nombreuses expériences telles que l'expérience HESS (10^{12} eV) ou l'expérience PIERRE AUGER aux ultra hautes énergies (10^{20} eV).

3.2.2.2 Modèles d'interactions hadroniques à basse énergie

A basse énergie (énergie dans le centre de masse inférieure à quelques dizaines de GeV), il existe plusieurs modèles ajustant les nombreuses mesures réalisées sur accélérateur, qui prédisent les sections efficaces d'interactions hadroniques inélastiques. Parmi ces modèles, on retrouve GHEISHA et FLUKA, les deux modèles les plus utilisés à ce jour :

- **GHEISHA** [72] (**G**amma **H**adron **E**lectron **I**nteraction **S**hower code) est un Monte Carlo fondé sur le programme GEANT3 [73] qui décrit les interactions des particules hadroniques dans la matière jusqu'à 100 GeV.
- **FLUKA** [74] (**FL**uctuating **KA**scade) est un Monte Carlo très détaillé de propagation, d'interaction et de désintégration des particules dans la matière. C'est aujourd'hui le modèle de plus utilisé.

A ce jour, les deux modèles donnent des résultats sensiblement différents, cependant des tests ont montré (*c.f.* [75]) que FLUKA est plus précis et surtout plus fiable que GHEISHA.

3.2.2.3 Modèles d'interactions hadroniques à haute énergie

Les interactions à haute énergie n'ayant pas été étudiées directement, les modèles sont soit des extrapolations de mesures sur accélérateur à basse énergie, soit des modèles affinés pour rendre compte des données de basse énergie. Parmi ces modèles, on retrouve DPMJET, SIBYLL et QGSJET, les trois modèles les plus couramment utilisés :

- **Sibyll** [76]. Dans ce modèle, les sections efficaces nucléons-noyaux obtenues sur accélérateur sont paramétrisées et extrapolées aux ultra hautes énergies. Les sections efficaces noyaux-noyaux sont ensuite estimées dans l'hypothèse simple où ces derniers sont la superposition de nucléons libres.
- **QGSJET** [77] (**Q**uark **G**luon **S**tring model with **J**et) est basé sur la théorie de GRIBOV-REGGE. Il décrit les interactions élastiques par un échange d'un ou plusieurs Pomerons alors que les processus inélastiques sont simulés par la division d'un Pomeron formant ainsi deux cordes qui se désintègrent à leur tour en deux hadrons sans couleurs. C'est aujourd'hui le modèle le plus utilisé dans le domaine des rayons cosmiques.
- **DPMJET** [78] (**D**ual **P**arton **M**odel with **J**et) développé pour simuler les collisions à des énergies ultra-relativistes, il reprend le formalisme de QGSJET et surtout de VENUS un modèle plus ancien [79].

Dans ces modèles, l'implémentation de minijets a été incluse pour décrire les processus fortement inélastiques, importants aux plus hautes énergies.

Ces modèles présentent de nombreuses différences tant au niveau des propriétés des gerbes qu'ils prévoient (nous y reviendrons dans le paragraphe 3.2.3) qu'au niveau des sections efficaces utilisées. Par exemple, ils sont responsables de la première interactions du hadron primaire dans l'atmosphère. Or la section efficace totale d'interactions inélastiques proton-air de SIBYLL est plus grande que celle de QGSJET à 10^{20} eV d'environ 20% (voir figure 3.8).

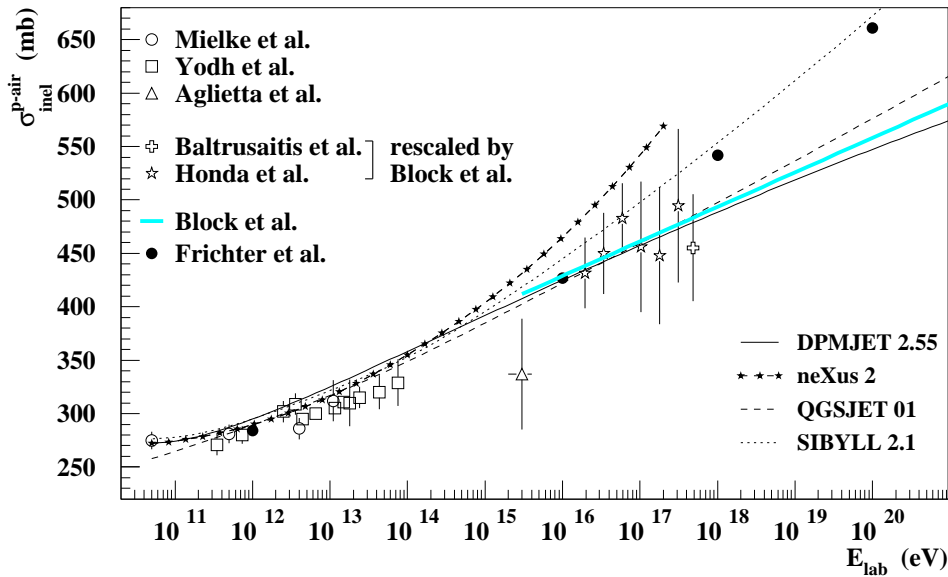


FIG. 3.8 : Modèles de section efficace totale d'interactions inélastiques proton-air ajustant les données obtenues sur les gerbes atmosphériques (figure provenant de la référence [80]). Sur ce graphique est représenté les modèles de FRICHTER [81] et de BLOCK [82]. Les données expérimentales proviennent des expériences JACEE [83], FLY'S EYES [84], AKENO [85], EAS-TOP [86] et d'un calorimètre hadronique utilisé par MIELKE [87].

Les gerbes simulées par SIBYLL subissent ainsi leur première interaction plus haut dans l'atmosphère que celles générées par QGSJET, ce qui va influencer le reste du développement de la gerbe.

3.2.3 Propriétés des gerbes hadroniques

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les techniques de détection permettent d'observer le développement des gerbes dans l'atmosphère ainsi que la répartition des particules au niveau du sol. Pour caractériser les gerbes hadroniques, on s'intéresse donc aux variations de ces deux observables avec l'énergie et l'angle d'incidence du primaire. La formation des cascades étant un processus stochastique, on étudie également les fluctuations de ces différentes observables pour des gerbes générées dans les mêmes conditions initiales.

3.2.3.1 Profils longitudinaux

On appelle profil longitudinal d'une gerbe, le nombre de particules (ou d'un type de particules données) en fonction de l'altitude de la gerbe généralement convertie en épaisseur d'atmosphère traversée (exprimée en g.cm^{-2}). La figure 3.9(a) présente le développement longitudinal moyen des électrons/positons créés dans une gerbe initiée par un proton de 10^{20} eV sous différents angles zénithaux.

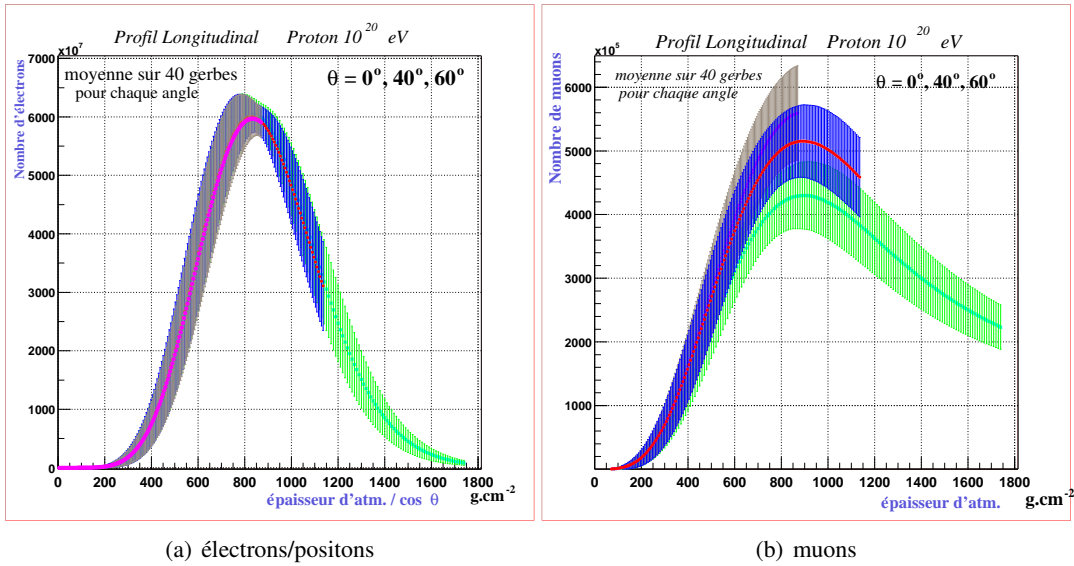


FIG. 3.9 : Développement longitudinal moyen du nombre d'électrons et positons (a) et du nombre moyen de muons μ^\pm (b) pour un proton primaire de 10^{20} eV à différents angles zénithaux (obtenu avec CORSIKA, QGSJET01 et GHEISHA). La couleur magenta est pour 0° , rouge pour 40° et verte pour 60° [88]. Le profil s'étend jusqu'à ce que la gerbe atteigne le sol, ce qui correspond à une profondeur de 870 g.cm^{-2} à 0° (altitude de l'observatoire PIERRE AUGER), de 1135 g.cm^{-2} à 40° et de 1740 g.cm^{-2} à 60° .

On constate que quel que soit l'angle d'incidence, la gerbe atteint son maximum de développement à la même épaisseur traversée. Cependant, plus l'angle zénithal est important, plus cette épaisseur correspond à une altitude élevée et plus la gerbe va perdre des électrons par ionisation avant d'atteindre le sol.

A l'opposé des électrons, on voit sur la figure 3.9(b) que le maximum de développement des muons n'est pas atteint après la même épaisseur d'atmosphère traversée mais dépend de l'angle d'incidence. Cela s'explique par le fait que la désintégration des pions chargés (qui produisent l'essentiel des muons) dépend de la densité locale d'atomes. Le nombre de muons au niveau du sol varie alors fortement avec l'angle zénithal.

Les figures 3.10 (a) et (b) montrent ces mêmes profils pour des gerbes de protons d'angle zénithal de 40° à des énergies croissantes allant de 10^{18} à 10^{20} eV.

Bien évidemment, plus l'énergie du primaire est grande, plus le nombre de particules (e^\pm, μ^\pm) générées est important. On constate également que la profondeur du maximum de développement, appelée également X_{max} , est atteint plus tard dans l'atmosphère pour les énergies plus grandes. Cela s'explique par le fait que plus l'énergie du primaire est importante, plus la cascade de particules nécessite de générations avant de commencer à être absorbée par l'atmosphère.

On retrouve ces propriétés quels que soient le programme de simulation et les modèles à haute et à basse énergie utilisés. Cependant, ces derniers ne prédisent pas tout à fait les mêmes profils longitudinaux. En particulier, le choix du modèle hadronique de haute énergie va modifier le nombre de particules générées au maximum de développement de la gerbe ainsi que la position de ce dernier (X_{max}). La figure 3.11 illustre cela en présentant les profils longitudinaux de gerbes verticales initiées par des protons et des noyaux de fer à 10^{19} eV, obtenues avec CORSIKA, GHEISHA, et les trois modèles hadroniques de haute énergie, les plus utilisés à ce jour.

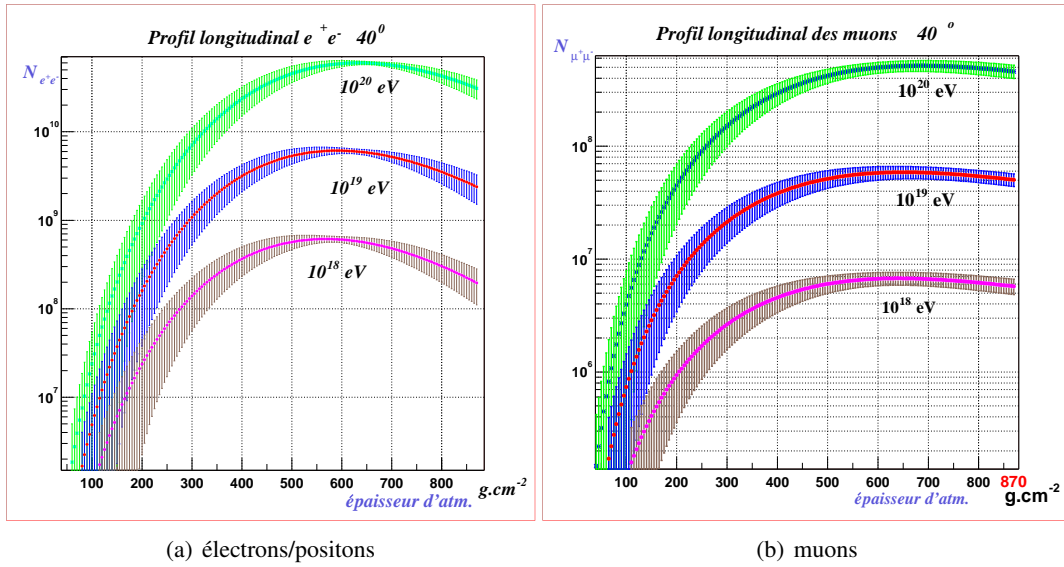


FIG. 3.10 : Développement longitudinal moyen du nombre d'électrons et positons (a) et du nombre moyen de muons μ^\pm (b) pour un proton primaire d'angle zénithal 40° (obtenu avec CORSIKA, QGSJET01 et GHEISHA) pour différentes énergies (10^{18} , 10^{19} et 10^{20} eV).

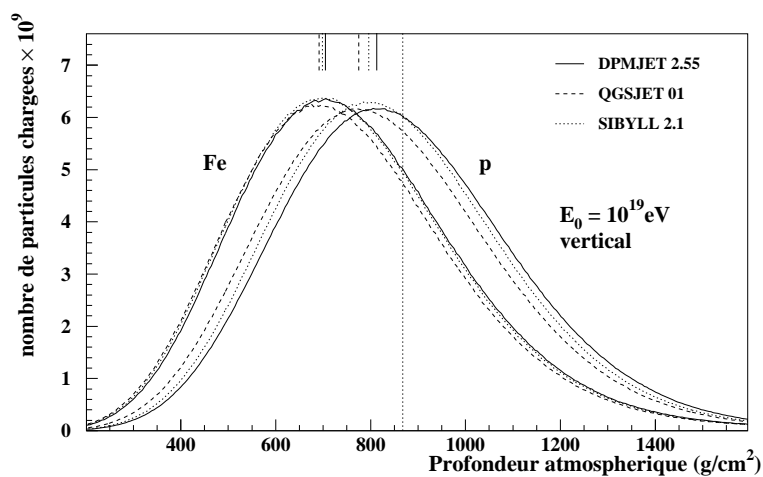


FIG. 3.11 : Profils longitudinaux obtenus à partir de différents modèles hadroniques de haute énergie, pour des protons et des noyaux de fer à 10^{19} eV [80] (obtenu avec CORSIKA et GHEISHA).

On constate, effectivement, que les gerbes simulées avec QGSJET01 atteignent leur maximum de développement avant celles simulées avec SIBYLL2.1 et DPMJET2.55 et que le nombre moyen de particules chargées est légèrement différent. Cependant, soulignons que ces différences sont inférieures aux fluctuations générées par le processus stochastique de formation des gerbes hadroniques et que les gerbes initiées par des protons et des noyaux de fer restent bien séparées (nous reviendrons sur le sujet dans le chapitre 5).

3.2.3.2 Distributions latérales

On appelle profil transversal ou distribution latérale d'une gerbe, la répartition des densités de particules en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Ce profil est généralement étudié au niveau du sol. La figure 3.12 montre un exemple de distribution latérale pour les principaux types de particules qui composent les gerbes hadroniques au niveau du site de l'observatoire PIERRE AUGER.

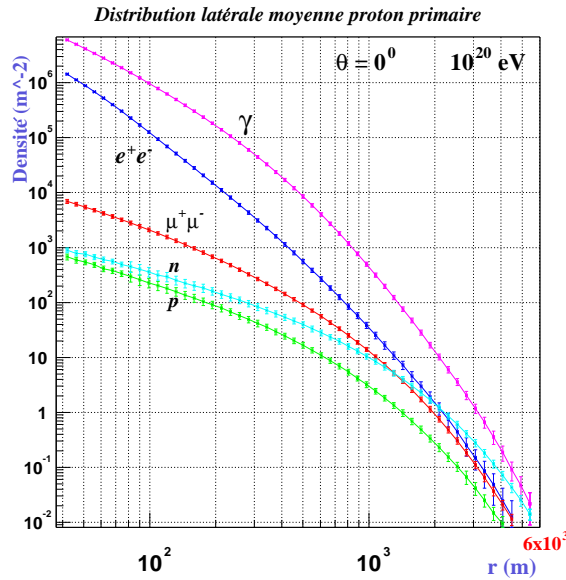


FIG. 3.12 : Densités latérales moyennes des photons, des électrons, des muons, des neutrons et des protons pour une gerbe verticale de proton à 10^{20} eV [88] (distributions obtenues avec QGSJET, GHEISHA et CORSIKA).

Comme pour le développement des gerbes dans l'atmosphère, la répartition spatiale des particules au niveau du sol va dépendre de l'angle zénithal et de l'énergie du cosmique primaire. Plus l'angle d'incidence est grand, plus la gerbe traverse de la matière atmosphérique avant d'atteindre le sol. Les particules qui la composent subissent alors plus la diffusion et l'absorption du milieu. Les distributions latérales diminuent donc près du cœur de la gerbe et s'étendent vers les grandes distances, comme on peut le voir sur les figures 3.13 présentant les densités d'électrons/positons³ et de muons μ^\pm pour différents angles zénithaux.

On constate également que la diminution du nombre d'électrons/positons avec l'augmentation de l'angle d'incidence est plus marquée que celle des muons. Cela s'explique par le fait que les muons sont moins absorbés par l'atmosphère.

Les figures 3.14 (a) et (b) montrent ces mêmes profils transversaux pour des gerbes de protons d'angle zénithal de 30° à des énergies croissantes allant de 10^{18} à 10^{20} eV. On constate que la densité de particules (électrons/positons et muons) augmente quasi-proportionnellement avec l'énergie du rayon cosmique primaire.

³Les électrons étant principalement formées par le processus de création de paire des photons, la distribution des électrons est liée à celle des photons.

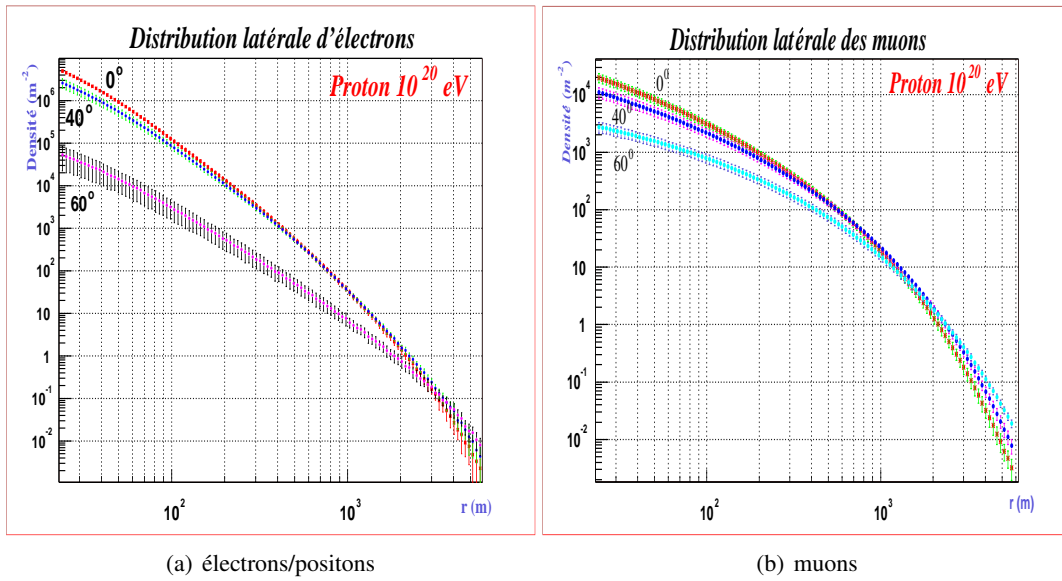


FIG. 3.13 : Distribution latérale moyenne des électrons et des positons (a) et des muons μ^\pm (b) pour un proton primaire de 10^{20} eV à différents angles zénithaux (obtenue avec CORSIKA, QGSJET01 et GHEISHA).

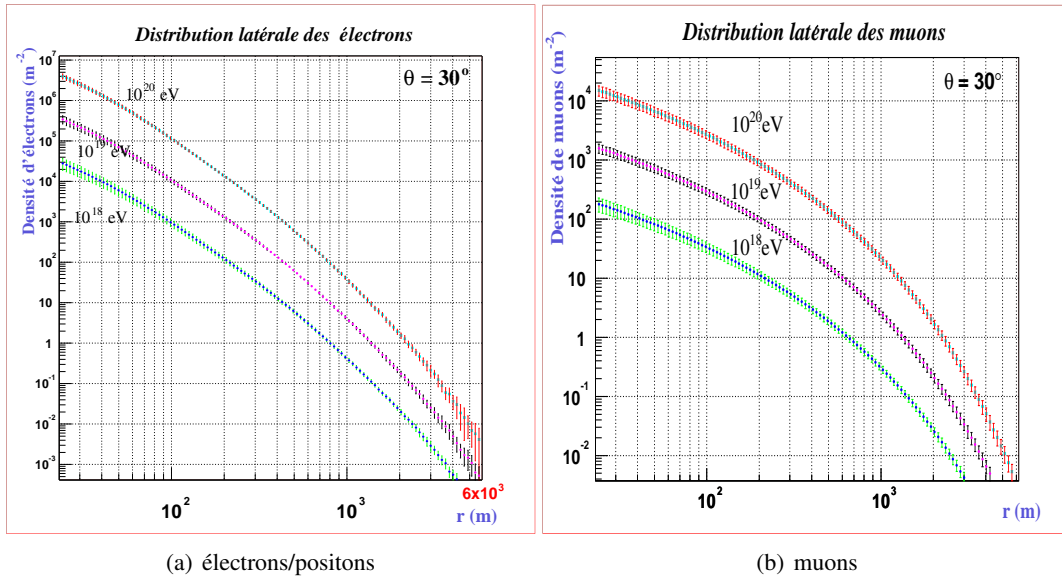


FIG. 3.14 : Distribution latérale moyenne du nombre d'électrons et positons (a) et du nombre moyen de muons μ^\pm (b) pour un proton primaire d'angle zénithal 30° (obtenue avec CORSIKA, QGSJET01 et GHEISHA) pour différentes énergies (10^{18} , 10^{19} et 10^{20} eV).

Ces propriétés sont observées pour tous les modèles et tous les programmes de simulation. Cependant, ces derniers ne prédisent pas les mêmes nombres et donc les mêmes densités de particules au niveau du sol pour des gerbes simulées dans les mêmes conditions (angle, énergie et nature du primaire). Ces différences sont tout particulièrement marquées entre les différents modèles hadroniques de haute énergie dont les sections efficaces d'interactions ne sont pas contraintes par des données expérimentales.

La figure 3.15 illustre cela en présentant la densité moyenne d'électrons (muons) obtenue avec DPMJET 2.55 et avec SIBYLL 2.1 par rapport à celle obtenue avec QGSJET01.

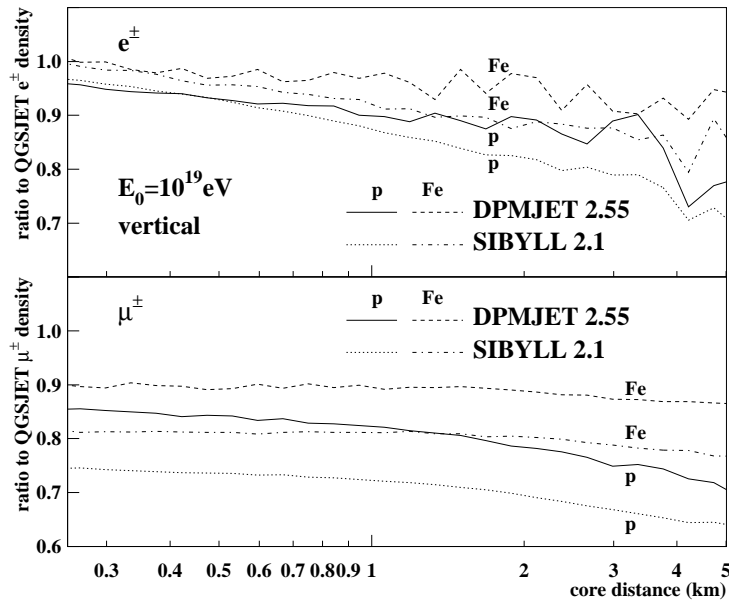


FIG. 3.15 : Rapport du nombre d'électrons (muons) obtenu par DPMJET 2.55 et par SIBYLL 2.1 sur celui obtenu par QGSJET01, en fonction de la distance à l'axe de la gerbe, pour des gerbes verticales initiées par des protons et des noyaux de fer à 10^{19} eV [80].

Les modèles DPMJET 2.55 et SIBYLL 2.1 prévoient ainsi moins d'électrons et surtout moins de muons (respectivement $\simeq -30\%$ et $\simeq -20\%$ pour un proton de 10^{19} eV) que QGSJET01. Et cette différence est d'autant plus marquée que le hadron primaire est un hadron léger.

Nous retrouverons cette difficulté lors de l'estimation de l'énergie et lors de l'étude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des mesures de densités de particules au niveau du sol.

3.3 Conclusion

Ainsi, une fois arrivés dans l'atmosphère, les rayons cosmiques d'ultra haute énergie (mis à part le cas spécifique des neutrinos que nous n'avons pas étudié) génèrent de gigantesques gerbes de particules, composées essentiellement de photons, d'électrons, de positons, de muons (μ^\pm) et de neutrinos. Ces dernières (quelques milliards de particules) vont alors pouvoir se propager jusqu'au niveau du sol et, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 (chapitre 4 pour l'observatoire PIERRE AUGER), être détectées.

Le développement de ces gerbes fait intervenir des processus hadroniques et/ou électromagnétiques en fonction de la nature du primaire qui n'ont jamais été étudiés à ces énergies sur accélérateur. La modélisation des cascades fait donc intervenir des extrapolations ou des modèles plus ou moins exotiques ajustant les mesures de section efficace de plus basse énergie. Comme nous l'avons vu dans ce chapitre, ces différents modèles génèrent des incertitudes sur le développement des gerbes (nombre de particules créées, distribution latérale

et longitudinale des gerbes) qui vont se répercuter lors de l'estimation de l'énergie et de la nature des rayons cosmiques primaires. Des progrès sur les modèles d'interactions ou des mesures expérimentales contraignantes permettraient ainsi d'améliorer la compréhension et l'étude des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

A ce jour, les expériences sur les rayons cosmiques ont tout de même permis de contraindre les sections efficaces hadroniques jusqu'à 10^{18} eV, en effectuant des hypothèses sur la nature des primaires de haute énergie. Ces dernières vont également pour voir être étudiées à partir des mesures du futur collisionneur proton-proton LHC qui atteindra des énergies de l'ordre de 10^{17} eV (énergie proton-proton cible). De plus, il est aujourd'hui envisagé de remplacer dans les années avenir un des faisceaux de protons par un faisceau d'électrons ce qui permettrait, entre autre, d'étudier les sections efficaces électromagnétiques photon-proton à haute énergie.

Chapitre 4

L'Observatoire Pierre Auger

A ce jour, aucune des expériences réalisées n'a véritablement permis de déterminer avec certitude l'énergie, l'origine et la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. L'observatoire Pierre AUGER tente aujourd'hui de répondre à ces diverses questions à partir de l'utilisation d'un dispositif expérimental permettant la détection des gerbes atmosphériques que ces rayons cosmiques créent en traversant l'atmosphère.

Le but du présent chapitre est de présenter rapidement les principales caractéristiques de cet observatoire. Dans une première partie, il permet de préciser en quoi les objectifs visés ont orientés le choix des détecteurs répartis au sol qui constituent le système d'acquisition de l'observatoire. Dans une seconde partie, il précise succinctement le principe général de fonctionnement des détecteurs utilisés.

4.1 Le choix d'un détecteur

4.1.1 Motivations et contraintes physiques

Le projet de l'observatoire Pierre AUGER est né au début des années 1990. A cette époque, quelques événements d'ultra haute énergie avaient déjà été observés (entre 1959 et 1963 l'expérience VOLCANO RANCH, puis en 1991, FLY'S EYE avec un événement estimé à 3.2×10^{20} eV). Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, l'existence de rayons cosmiques à de telles énergies n'est toujours pas expliquée. Leur origine, leur nature ainsi que l'énergie maximale qu'ils peuvent atteindre restent encore un mystère. Le projet s'est donc proposé d'étudier le flux, la distribution des directions d'arrivée et la nature de ces rayons cosmiques, sur toute la sphère céleste, de 10^{19} eV jusqu'aux énergies extrêmes, avec une importante statistique et une bonne précision. Afin d'obtenir un maximum d'informations sur les gerbes atmosphériques, les scientifiques, fondateurs du projet AUGER, décidèrent de réaliser un détecteur hybride utilisant simultanément les deux techniques d'observation au sol des gerbes atmosphériques (voir chapitre 1.2.2) que sont :

- les détecteurs de fluorescence donnant accès au profil longitudinal de la gerbe ;
- les réseaux de détecteurs au sol donnant accès au profil transversal de la gerbe.

Suite aux résultats des expériences HiRes et AGASA, une nouvelle motivation scientifique pour l'expérience AUGER est apparue. En effet, le désaccord entre les deux techniques (HiRes : fluorescence et AGASA : réseau) sur le spectre enregistré dans l'hémisphère nord (voir spectre 1.32), renforce l'importance d'étudier les RCUHE avec les deux techniques en même temps, afin de comprendre ces différences et d'inter-calibrer les détecteurs.

Aujourd'hui, après 30 ans d'étude, la communauté scientifique n'a recueilli qu'un peu plus d'une vingtaine d'événements au delà de 100 EeV (compilation des catalogues de différentes expériences tirée de la thèse de M. Prouza de 2003 [89]). L'observatoire Pierre AUGER s'est fixé comme objectif d'observer une soixantaine d'événements de ce type par an : 30 dans l'hémisphère nord et 30 dans l'hémisphère sud, pendant 20 ans. Il a

également comme autre objectif d'obtenir une détection totale des événements d'énergie supérieure à 10^{19} eV qui arrivent sur le réseau (acceptance = 1).

Chaque objectif impose des contraintes et donc des choix sur l'observatoire (Ref. [90]). Ces contraintes sont de différentes natures : contraintes dues à la physique que l'on veut étudier, contraintes dues à chacun des types de détecteurs...

Objectifs et contraintes physiques "générales" :

- L'étude du ciel complet impose la réalisation de deux observatoires : un dans l'hémisphère sud, et l'autre dans l'hémisphère nord. La latitude de chaque observatoire doit être comprise entre 30° et 45° afin d'avoir une couverture intégrale du ciel.
- L'altitude des sites doit être proche du maximum de développement des gerbes que l'on veut étudier. Soit entre 1000 et 1500 m pour des gerbes de 10^{19} eV à 10^{20} eV.

Objectifs et contraintes du réseau de surface :

- La surface du réseau est définie pas la statistique que l'on veut observer. En effet, on attend 1 particule par siècle par km^2 d'énergie supérieure à 10^{20} eV. Pour observer 30 rayons cosmiques de ce type par an, il faut couvrir une surface d'environ 3000 km^2 . Il faut donc trouver, dans chaque hémisphère, une surface accessible de 3000 km^2 sur laquelle sera installée les détecteurs de particules. Du fait du gigantisme du réseau, les détecteurs (les "cuves", ci après) devront être autonomes en énergie électrique et la communication des données se fera par onde radio.
- C'est l'acceptance qui va déterminer l'espacement des stations au sol. En effet, l'empreinte au sol d'une gerbe croît à peu près comme la racine carré de son énergie. Une gerbe de 1 EeV a une empreinte au sol d'environ 0.5 km^2 (à 1400 m d'altitude). Pour obtenir une acceptance totale à 10^{19} eV, c'est à dire pour qu'une gerbe de 10^{19} eV touche au moins 3 cuves lorsqu'elle atteint le réseau (sans compter les bords du réseau), l'espacement des cuves doit être d'environ 1500 m (à 1400 m d'altitude). Le réseau aura donc un pas de 1500 m.
- Le réseau doit être sensible aux gerbes initiées par des neutrinos. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.2.3, les neutrinos vont former des gerbes horizontales ou "ascendantes". Pour les voir, il faut donc que le réseau soit sensible aux gerbes d'incidence rasante ($\theta > 60^\circ$). Les détecteurs doivent donc avoir une bonne section efficace latérale ce qui est le cas des cuves Čerenkov contrairement aux scintillateurs.
- Les détecteurs au sol doivent être sensibles à la majorité des particules des gerbes (électrons, photons et muons) et permettre une identification de ces dernières. Sur ce dernier point, les scintillateurs sont mieux adaptés¹ même si il est possible, par la forme des signaux, de distinguer les différentes particules à partir de cuves Čerenkov.
- Une bonne précision de la reconstruction en temps et en énergie imposent une électronique rapide et une bonne mesure du temps absolu d'arrivée des particules dans les cuves (nous reviendrons sur ce point dans la partie 4.3.3).
- La durée de l'expérience impose une grande fiabilité du matériel.

Objectifs et contraintes du détecteur de fluorescence :

- La détection par fluorescence nécessite un ciel peu nuageux. Le site doit être implanté dans un lieu où il fait relativement beau et sec.
- La détection se fait par nuit noire sans Lune. La pollution lumineuse doit également être minimale. On cherche donc un site loin des villes et des habitations.

¹Il est en effet possible d'identifier les muons par leur pouvoir de pénétration en étudiant les coïncidences d'une succession scintillateur-écran-scintillateur.

- L'étude des gerbes simultanément par deux télescopes à fluorescence (étude stéréo) permet d'obtenir une meilleure précision sur la direction d'arrivée du cosmique incident. Le site possédera donc plusieurs sites consacrés à la détection de la fluorescence des gerbes.
- Le détecteur de fluorescence doit permettre l'identification du primaire par la mesure de la position du maximum de développement, le X_{max} (voir 5.3). Ceci nécessite une bonne précision du détecteur ce qui veut dire un grand nombre de pixels sur la caméra et une électronique d'acquisition rapide.

4.1.2 Le site Sud : la Pampas Amarilla

Au moment de choisir le site d'installation du premier observatoire Pierre Auger, la grande majorité des expériences, qui étudiaient les RCUHE, étaient situées dans l'hémisphère nord. La communauté AUGER décida donc de commencer l'installation du site austral. Trois sites étaient alors en compétition : en Afrique du sud, en Australie et en Argentine. Ils répondaient tous les trois aux critères physiques présentés précédemment.

La politique scientifique, l'investissement financier mais également humain de chaque nation candidate ont été étudiés afin de départager les sites possibles. Le nombre important de physiciens argentins engagés dans l'expérience joua en faveur du site Argentin. Ce dernier fut ainsi retenu pour le site austral.

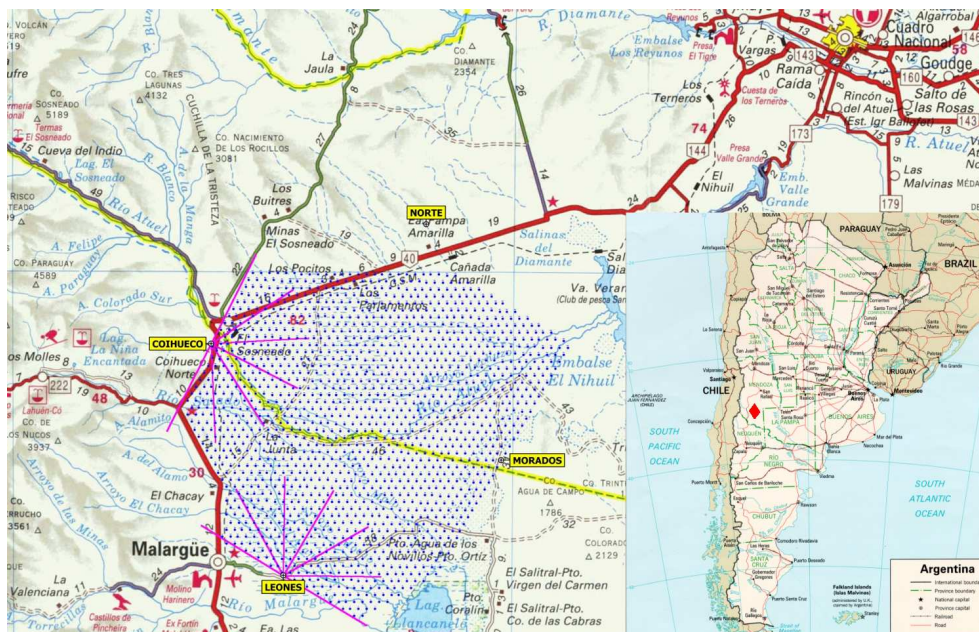


FIG. 4.1 : Carte du site de l'observatoire Pierre Auger installé dans la Pampa Amarilla en Argentine.

Le site est situé dans la Pampa Amarilla (35° - 35.3° latitude sud) à une altitude comprise entre 1300 et 1400 m, dans la province de Mendoza près de la ville de Malargüe (18000 hab.). L'observatoire est aujourd'hui toujours en construction. A terme, il sera composé de 1600 cuves Čerenkov à eau réparties sur 3000 km^2 et de 4 détecteurs de fluorescence observant au dessus du réseau de surface.

Le déploiement du détecteur de surface s'est fait en deux étapes. Tout d'abord un réseau prototype appelé Engineering Array (EA), composé de 32 cuves tests, a été développé pour mettre en œuvre et vérifier toutes les techniques du réseau final : déploiement des cuves, auto-calibration des cuves, acquisition des données, transmission radio, traitement de l'information... Parallèlement deux télescopes de fluorescence ont été installés sur le site de Los Leones (voir carte 4.1) couvrant le réseau prototype afin de tester la détection hybride.

Suite à la validation de ce test (Ref. [91]), la production et l'installation "massive" des cuves Čerenkov ainsi que le montage des autres baies de fluorescence ont été lancés en 2003. L'observatoire complet est prévu pour 2006.

Le site nord n'a été choisi que très récemment (Juin 2005). L'observatoire va, à priori, être installé dans le Colorado près de Springfield. Des études sont actuellement en cours pour déterminer la forme du réseau de surface qui pourrait avoir une maille carré de longueur 1 *mile* du fait des contraintes géographiques locales.

4.2 Le détecteur de fluorescence

4.2.1 Description

Le détecteur de fluorescence est constitué de quatre bâtiments de fluorescence (photographie 4.2(a), Ref. [92]) disposés au bord du réseau (Los Leones, Los Morados, Coihueco et Loma Amarilla, voir la carte 4.1).

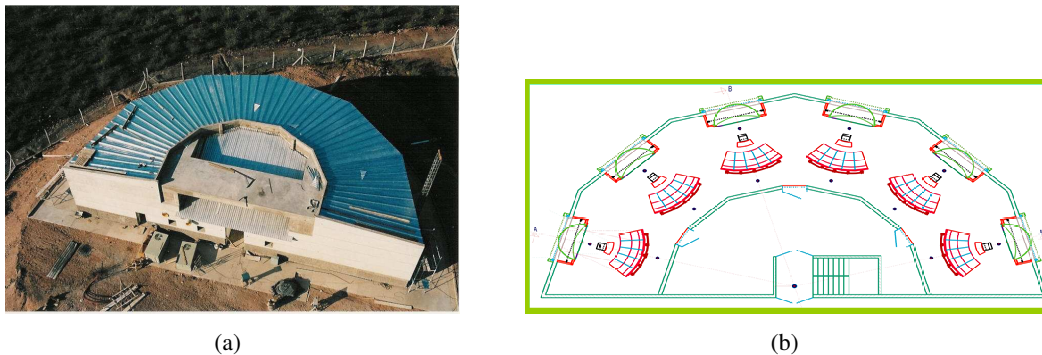


FIG. 4.2 : (a) Le bâtiment de fluorescence de Los Leones. (b) Schématisation des 6 baies.

Chaque détecteur se divise en 6 baies (figure 4.2(b)) couvrant chacune une portion, de 30° d'azimut sur 28.6° d'élévation, du ciel au dessus du réseau de surface. Chaque baie est constituée (voir le schéma 4.3) :

- d'une ouverture de 2,2 m de diamètre pouvant être obstruée automatiquement ;
- d'un anneau correcteur divisé en 24 secteurs augmentant l'ouverture effective ;
- d'un filtre ultraviolet (290 à 410 nm) pour améliorer le rapport signal sur bruit ;
- d'un miroir sphérique de 3,4 m de rayon et de 1.7 m de focale (photo 4.4) ;
- d'une caméra composée de 20×22 pixels ayant chacun un champs de $1,5^\circ \times 1,5^\circ$;
- de 22 front-ends échantillonnant les signaux à une fréquence de 10 MHz : un front-end pour 20 pixels.

Le ciel est ainsi scruté par une multitude d'yeux accolés les uns aux autres couvrant chacun une petite portion du ciel. Lorsqu'une gerbe traverse le champ de vue d'un pixel, ce dernier collecte la lumière de fluorescence émise par le diazote atmosphérique, ainsi que la lumière Čerenkov (directe ou diffusée) émise par les particules secondaires chargées de la cascade. Le signal obtenu est échantillonné par le front-end puis soumis aux différents triggers.

– Premier niveau de trigger T1 :

Le premier trigger T1, électronique, est déclenché lorsque le signal dépasse un certain seuil (ajustable) par rapport au bruit de fond (calculé en utilisant les 4 à 16 derniers bins des traces ADC). Le seuil de déclenchement est fixé pour garantir un taux de trigger compris entre 100 et 200 Hz (Ref. [93]).

– Deuxième niveau de trigger T2 :

Un deuxième trigger (T2), toujours électronique, va chercher si 5 pixels ayant triggés (T1), dans un in-

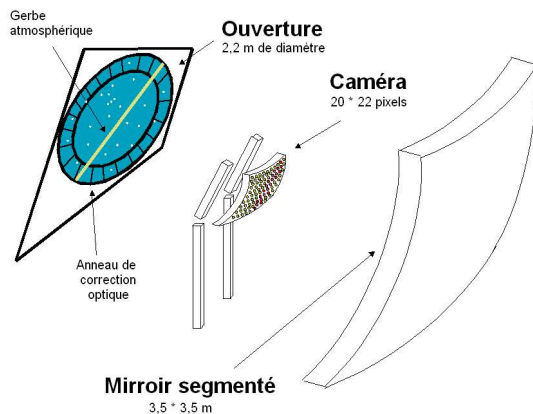


FIG. 4.3 : Schéma d'un télescope à fluorescence. A gauche l'ouverture du télescope, au centre la caméra orientée vers le miroir sphérique (à droite sur le schéma).



FIG. 4.4 : Photo d'un des télescopes de Los Leones, l'un des détecteurs de fluorescence de l'observatoire Pierre Auger.

tervalle de 1 à 32 μs (programmable), forment une des 108 combinaisons possibles pour un événement (exemples de patterns figure 4.5). Les groupes de 4 pixels correspondant à ces combinaisons, mais avec un pixel manquant sont également retenus. Le taux de trigger T2 est de l'ordre d'1 Hz par miroir.

– Troisième niveau de trigger T3 :

Un troisième trigger T3, cette fois-ci informatique, recherche des coïncidences en temps entre les T2 de tous les miroirs d'un bâtiment de fluorescence, dans une fenêtre ajustable de 400 ns à 10 μs . Cette fenêtre de temps permet de rejeter les événements lents tels que les éclairs, les lumières d'avions, des planètes... La taux moyen de T3 est de 0.02 Hz.

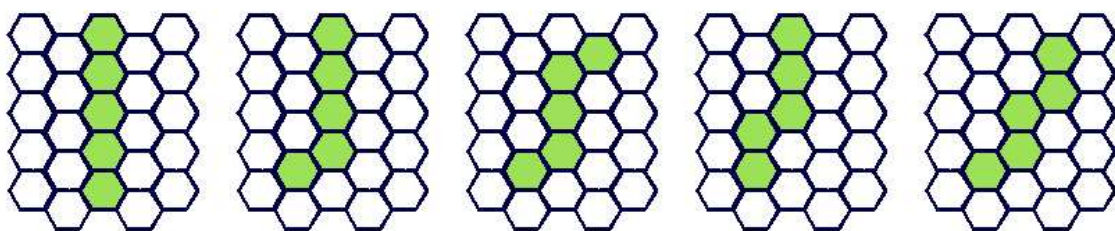


FIG. 4.5 : Combinaisons possibles (patterns) du trigger de deuxième niveau du détecteur de fluorescence.

Grâce à ces trois niveaux de triggers, toute gerbe d'au moins 10^{19} eV, tombant sur le réseau, est détectée par au moins 1 télescope (60% par 2 télescopes (détection stéréo) ou plus). Un événement au dessus de GZK est enregistré par au moins 2 télescopes.

4.2.2 Calibration et monitoring de l'atmosphère

L'évaluation du nombre de particules chargées dans les gerbes par la mesure de la fluorescence émise demande de connaître les propriétés de l'atmosphère au moment de l'acquisition (rendement de fluorescence, atténu-

ation de la lumière par les molécules de l'atmosphère...) ainsi que les propriétés du système opto-électronique que compose le télescope.

Depuis juillet 2003, le CLF : *Central Laser Facility* permet de monitorer l'atmosphère durant les nuits de prise de données. Il est situé au cœur du réseau, à une distance à peu près égale entre les détecteurs de fluorescence. Ce centre comprend :

- une station météo qui mesure la pression, la température, le taux d'humidité, le vitesse du vent toutes les 5 minutes. Cette station est relayée par d'autres stations météo installées à coté de chaque bâtiment de fluorescence ;
- un système LIDAR, déclenché toutes les 15 minutes. Ce système envoie des impulsions laser (YAG à 335 nm) dans l'atmosphère, et à l'instar d'un radar, capte la lumière rétrodiffusée par les particules en suspension dans l'air (diffusion de Mie) et par les molécules de l'air (diffusion de Rayleigh). On déduit de cette mesure l'atténuation que va produire l'atmosphère sur la fluorescence des gerbes.



(a)



(b)

FIG. 4.6 : Photographies du LIDAR utilisé lors de la calibration du détecteur de fluorescence. La photo (b) montre le LIDAR déployé.

La calibration opto-électronique est réalisée par la technique du "Drum Illuminator" (REF. [94]). Cette méthode consiste à illuminer uniformément l'ouverture du télescope par un flux d'intensité connue. La comparaison entre le signal enregistré sur chaque pixel de la caméra et l'intensité du flux initial permet alors de calibrer le système.

4.2.3 Principe de la reconstruction des événements

Comme la lumière ultraviolette de fluorescence d'une gerbe est émise de manière isotrope (elle correspond, en effet, à la désexcitation spontanée du diazote suite à son excitation par le passage des particules chargées de la gerbe), chaque pixel correspondant à un zone traversée par la gerbe va s'illuminer au temps t_i .

Le plan de développement de la gerbe (figure 4.7) est reconstruit à partir de cette séquence temporelle. En effet, la distance R_p entre le détecteur et l'axe de la gerbe, appelée paramètre d'impact, et l'angle ψ entre l'axe de la gerbe et le sol sont donnés par le meilleur ajustement de la relation géométrique 4.1 :

$$t_i = \frac{R_p}{c} \tan \frac{\pi - \psi - \chi_i}{2} \quad (4.1)$$

où χ_i est l'angle d'élévation du tube concerné.

Un fois la géométrie déterminée, on peut estimer le nombre N_γ de photons arrivés sur chaque photomultiplicateur (PMT) à partir de l'intensité qu'ils ont mesuré (schéma 4.8). Ce nombre de photons dépend du

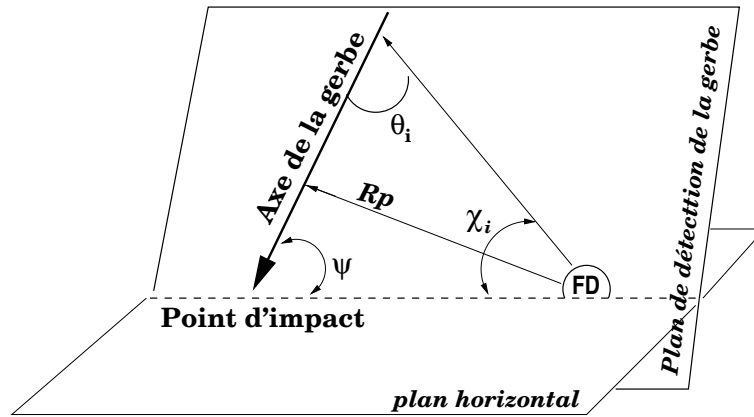


FIG. 4.7 : Géométrie de la détection d'une gerbe atmosphérique vue par le détecteur de fluorescence.

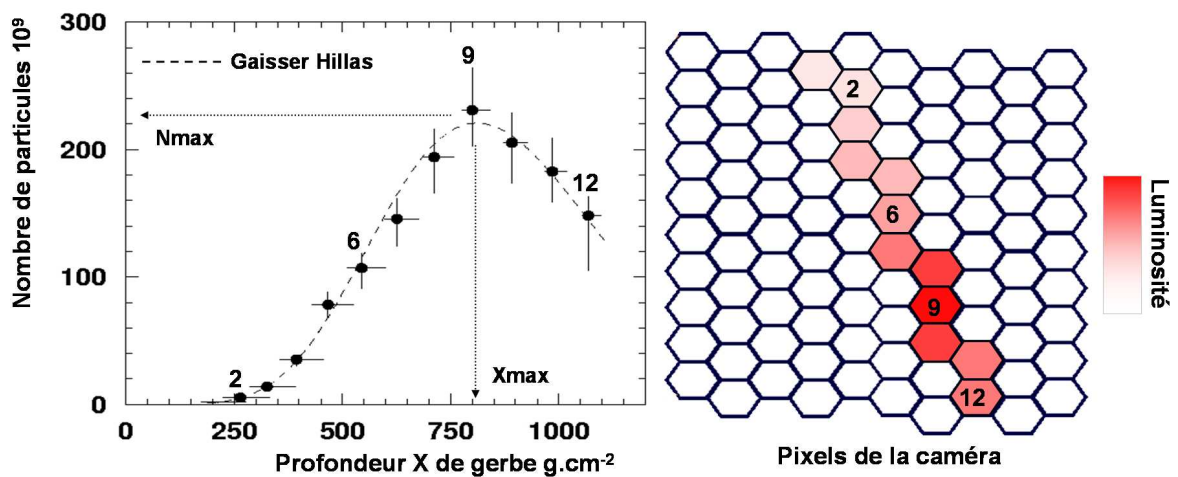


FIG. 4.8 : Principe de la reconstruction de l'énergie du primaire. A partir de la trace observée sur le télescope et de l'intensité lumineuse enregistrée sur chaque PMT, on estime le nombre de particules chargées dans la gerbe en fonction de sa profondeur X dans l'atmosphère (et donc de son stade de développement). Le maximum N_{max} de particules atteint permet ensuite d'en déduire l'énergie du primaire. La profondeur X_{max} à laquelle ce maximum est obtenu, apporte une information sur la nature du primaire.

nombre N_e de particules chargées dans la zone observée par le pixel, de la distance r entre l'axe de la gerbe et le PMT, du rendement ϵ_{ff} entre particules chargées et émission de fluorescence (dépend des conditions atmosphériques) mais également de la surface A_{miroir} du miroir et de l'efficacité quantique Q du photo-multiplicateur. Il est donné par la relation 4.2 suivante :

$$N_\gamma = \epsilon_{ff} A_{miroir} N_e Q \frac{r \Delta\theta}{4\pi r^2} \exp \frac{-r}{r_0} \quad (4.2)$$

avec $r \Delta\theta$ l'ouverture angulaire d'une zone.

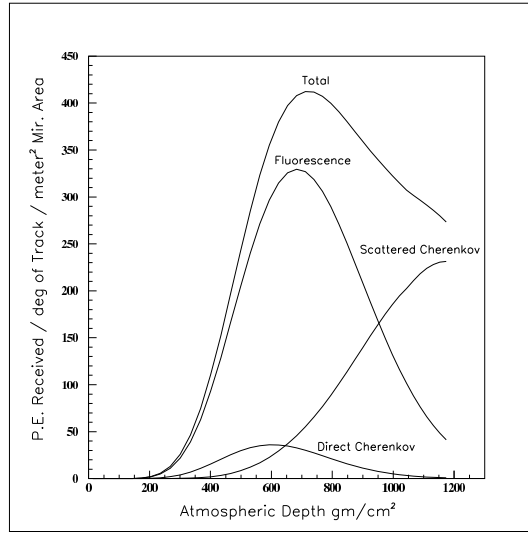


FIG. 4.9 : Pollution par la lumière Čerenkov, d'après [95].

Lors de la mesure d'intensité, les principaux bruits de fond sont :

- la lumière du ciel de la nuit : bien atténuée par l'ajout du filtre UV
- la radiation de lumière Čerenkov émise par les particules chargées de la cascade : elle dépend de la profondeur de la gerbe donc de l'angle entre la direction scrutée par le pixel et l'axe de la gerbe. Cette dépendance est donnée par la courbe 4.9.
- la diffusion de la lumière Čerenkov de la gerbe (diffusions de Rayleigh et de Mie par les aérosols) : dépend également de la profondeur de la gerbe (voir figure 4.9). Cette pollution est faible à haute altitude, mais devient prédominante à grande profondeur (autour de 80% de l'émission à une profondeur de 1200 g.cm^{-2}).

Le profil longitudinal $N_e(X)$ est ainsi calculé en minimisant ces contributions parasites. L'énergie du primaire va alors pouvoir être estimée après ajustement sur ce profil de la fonction de Gaisser-Hillas (partie gauche de la figure 4.8) donnée par 4.3 :

$$N_e(X, X_{max}, X_1, N_{max}) = N_{max} \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - X_1} \right)^{\frac{X_{max} - X_1}{\lambda}} \exp \frac{X_{max} - X}{\lambda} \quad (4.3)$$

où X_{max} est la profondeur du maximum de la gerbe, X_1 celle du point de première interaction lors du développement de la gerbe, λ la longueur d'atténuation de l'ordre de 70 g/cm^2 (doit être mesurée à chaque prise de donnée puisqu'elle dépend des conditions atmosphériques) et N_{max} le nombre de particules chargées au maximum de développement.

L'énergie E_{em} transportée par la composante électromagnétique de la gerbe est alors évaluée par 4.4 :

$$E_{em} = \frac{\epsilon_0}{X_0} \times \int Ne(X).dX \approx 2,2MeV/g/cm^2 \times \int Ne(X).dX \quad (4.4)$$

où $\frac{\epsilon_0}{X_0}$ est le rapport entre l'énergie critique d'un électron ($\epsilon_0 = 81 \text{ MeV}$) et la longueur de radiation dans l'air ($X_0 = 37,1 \text{ g.cm}^2$)

Une correction de l'ordre de 10% est ensuite ajoutée pour tenir compte des particules neutres de la gerbe. Cette correction dépend cependant du modèle de développement de gerbe utilisé.

L'observation d'un même événement par au moins deux détecteurs de fluorescence (détection stéréo) permet, par intersection des deux plans reconstruits, de connaître avec précision l'axe de la gerbe sans utiliser d'information temporelle. On obtient également une meilleure résolution sur la reconstruction de l'énergie du primaire, puisque l'on peut étudier séparément les deux traces laissées par la gerbe atmosphérique. Une coïncidence entre au moins une cuve du réseau et un télescope, permet également de mieux contraindre la géométrie de la gerbe.

4.3 Le réseau de détecteurs

4.3.1 Description d'une station Čerenkov

Le réseau est constitué de 1600 détecteurs Čerenkov à eau, couvrant 3000 km^2 (Ref. [90]). Ces stations sont espacées de 1500 m selon une maille régulière triangulaire. Chaque détecteur Čerenkov est constitué :

- d'une cuve cylindrique de dimension 3,6 m de diamètre sur 1,5 m de haut, dans laquelle une poche imperméable est remplie d'eau pure à une hauteur de 1,2 m. Cette poche est recouverte de Tyvek, un matériau capable de réfléchir et de diffuser la lumière Čerenkov dans toute la cuve, afin de rendre le signal le plus uniforme possible.
- de 3 photo-multiplicateurs (PMTs) orientés vers le bas. Ils sont disposés dans la partie supérieure de la cuve et collés sur la poche de Tyvek. Ces PMTs produits par Photonis ont une grande surface collectrice ($\approx 28 \text{ cm}$ de diamètre, Ref. [96]) pour collecter la lumière Čerenkov produite lors du passage des particules chargées dans l'eau.
- d'un système d'auto-calibration qui permet de mesurer le signal déposé par un muon ayant traversé la cuve verticalement. Ce signal définit l'unité de mesure du détecteur : le VEM (*vertical équivaleant muon*).
- d'un système électronique d'acquisition (front-end, trigger...) échantillonnant le signal avec une fréquence de 40 MHz (voir 4.3.2.2).

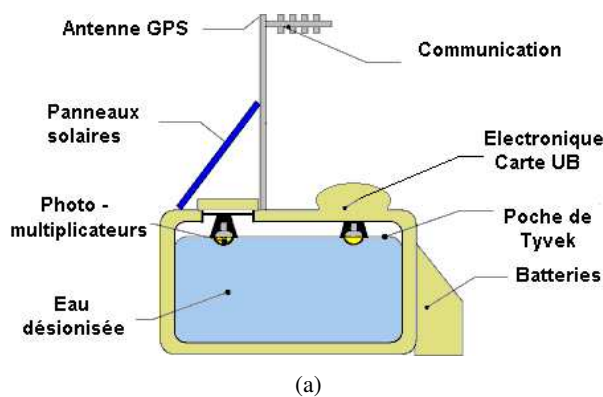


FIG. 4.10 : (a) Schéma d'une cuve Auger avec ses principaux éléments. (b) Photo d'une cuve installée dans la Pampa Amarilla.

Le schéma 4.10 présente ces différents composants. D'autres équipements sont également présents sur chaque cuve. Leur présence est justifiée par la dimension du site rendant impossible le câblage des cuves pour l'alimentation électrique et le transfert de données. Chaque cuve est alors équipée :

- d'un système autonome d'alimentation électrique : panneau solaire et batteries
- d'un système de communication par onde hertziène pour le transfert de données mais également pour pouvoir dans l'autre sens, exécuter des commandes à distance dans la cuve (réinitialisation de la cuve, téléchargement d'une nouvelle condition de trigger...). Des antennes ont dues également être installées à différents endroits dans le réseau, pour relayer les informations jusqu'à la station centrale : le CDAS (*Central Data Acquisition System*).
- un système GPS fournissant 1 PPS (1 Pulse Per Second), pour la synchronisation en temps de l'acquisition et de la transmission de données.
- d'un ensemble de capteurs qui permet de contrôler à distance le bon fonctionnement des cuves : sonde de température, courant, tension...

Tout ce système va permettre de détecter la lumière Čerenkov émise par les particules chargées de la gerbe lorsque ces dernières vont traverser l'eau de la cuve. En effet, une particule chargée émet de la lumière Čerenkov si sa vitesse v est supérieure à celle de la lumière dans le milieu, c'est-à-dire si $v > \frac{c}{n}$ où n est l'indice de réfraction du milieu. Dans l'eau, ce seuil en énergie est de 750 keV pour les électrons (positons) et d'environ 160 MeV pour les muons (μ^\pm). Grâce aux parois réfléchissantes (Tyvek), cette lumière est collectée par les photo-multiplieurs.

Les photons sont, eux, indirectement détectés. En traversant l'eau, ils interagissent soit par création de paires e^+e^- , soit par effet Compton avec les électrons du milieu. Ces derniers pourront alors émettre de la lumière Čerenkov et ainsi être détectés par les PMTs si leur énergie le permet ($E > 750$ keV).

4.3.2 L'acquisition temps réel

Une des difficultés de l'acquisition provient du fait que le transfert de données est fortement limité par la bande passante de la transmission hertziène. Il est en effet impossible d'envoyer toutes les données brutes des cuves par onde radio sans saturer totalement le réseau de communication. Pour pallier cela, différents niveaux de déclenchement (triggers) ont été conçus avant même l'envoi des données à la station centrale (CDAS : *Central Data Acquisition System*). Les cuves sont également équipées d'un système d'auto-calibration et de sondes qui permet à distance de vérifier le bon fonctionnement des différents éléments de la cuve Čerenkov.

L'acquisition au niveau de la station locale est décrite par le schéma 4.11.

4.3.2.1 L'électronique

Chaque cuve comporte donc 3 photo-multiplieurs (PMTs) qui détectent la lumière Čerenkov produite par les particules chargées traversant l'eau de la cuve. Les signaux qu'ils fournissent au niveau de la dernière dynode et de l'anode sont lus par la carte front-end et convertis en signaux digitaux par des FADC (*Fast Analog to Digital Converter*) à une fréquence de 40 MHz, soit des intervalles de temps (bin) de 25 ns. L'amplitude des signaux est codée sur 10 bits. On enregistre simultanément les signaux de la dynode (Ref. [97]) et de l'anode, afin d'augmenter la dynamique des signaux collectés. Le signal de l'anode, dit *bas gain*, permet ainsi d'enregistrer les signaux de grande amplitude, saturés en *haut gain* (signal de la dynode amplifié d'un facteur $\simeq 32$).

Durant la phase de prototype (Engineering Array), chaque fonction de l'acquisition était attribuée à une carte spécifique. Toutes les cartes étaient alors "empilées", tel un "mille-feuille", sur une carte mère. Aujourd'hui, toutes ces fonctions sont rassemblées sur une seule carte : la carte unifiée (UB) qui a été développée par le groupe d'électronique du PCC-Collège de France. Seules la carte front end et la carte GPS viennent compléter l'électronique de la station locale (photographie 4.12). La carte UB gère donc :

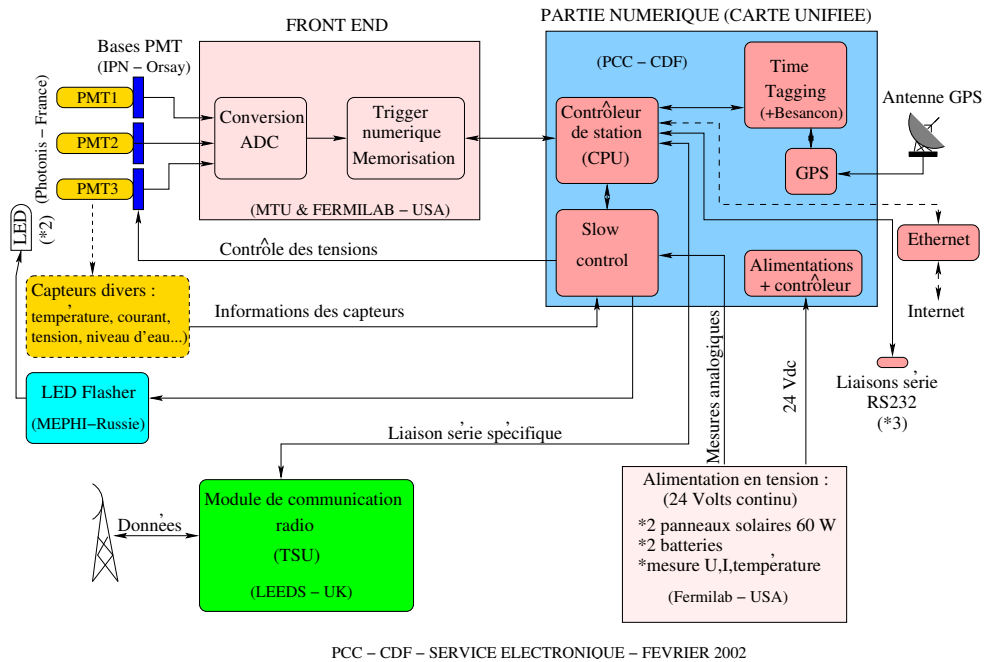


FIG. 4.11 : Principe de l'acquisition du réseau de surface.

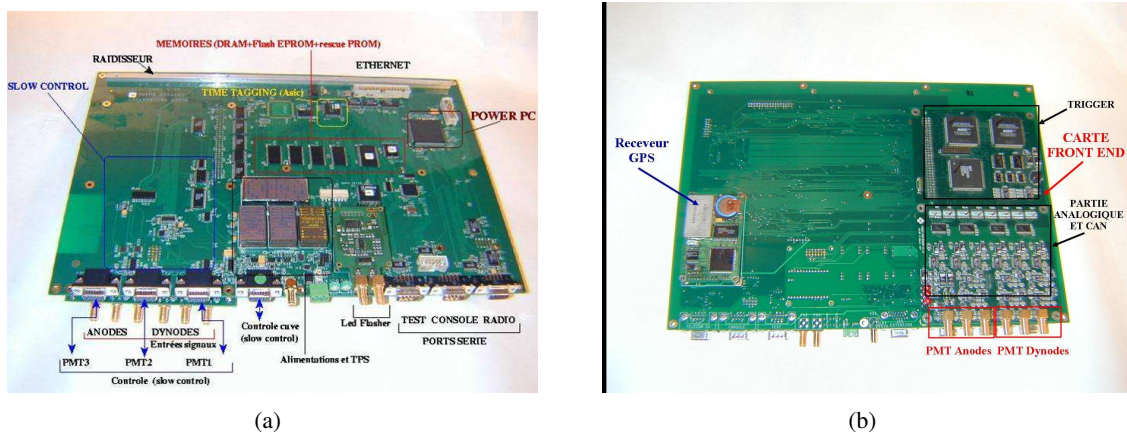


FIG. 4.12 : La carte unifiée de la station locale : à gauche, la vue de dessus montre les composants de la carte, à droite la vue de dessous montre l'emplacement de la carte front end et du GPS qui viennent se fixer sur la carte UB.

- le trigger T2 de niveau deux (voir la partie suivante) ;
- la tension des différents composants de l'électronique (PMTs, front end...) ;
- la surveillance (monitoring) de la cuve : température de l'électronique, des embases des PMTs ; tension et intensité de tous les composants...
- les communications vers la station centrale (CDAS) par onde radio ;
- la calibration de la station.

Le choix d'une seule carte plutôt qu'un empilement offre une meilleure garantie de fonctionnement en limitant le nombre de connecteurs, une plus grande facilité d'installation et une plus grande fiabilité. L'expérience devant durer 20 ans, il est en effet important que l'électronique soit fiable et de grande durée de vie. De plus, le site étant grand, il faut limiter les déplacements de maintenance.

4.3.2.2 Les différents niveaux de déclenchement : triggers

- Premier niveau de trigger (T1) :

Les signaux FADC sont tout d'abord mis dans une des deux mémoires tampons (*buffers*) de la carte front end. Après analyse des signaux, le front end décide ou non du premier déclenchement : le trigger T1. Il existe deux types de trigger de premier niveau (figure 4.13) :

- le trigger seuil, dit T1 *threshold* : activé si les 3 PMTs ont enregistré simultanément un signal supérieur à 1,75 VEM. Dans ce cas, le temps du trigger correspond au bin en temps où il y a coïncidence.
- le trigger TOT, pour *Time Over Threshold* : activé si 2 PMTs ont enregistré au moins 13 bins dépassant 0,2 VEM dans une fenêtre de 3 μ s. Le temps du trigger est donné par le douzième bin dépassant le seuil.

Remarque : Les critères de trigger mentionnés ici, sont ceux qui se sont avérés les mieux adaptés à la prise de données. Ils sont néanmoins modifiables à distance par le CDAS. Cela peut arriver lors de période de test ou si une autre configuration semble mieux détecter les événements.

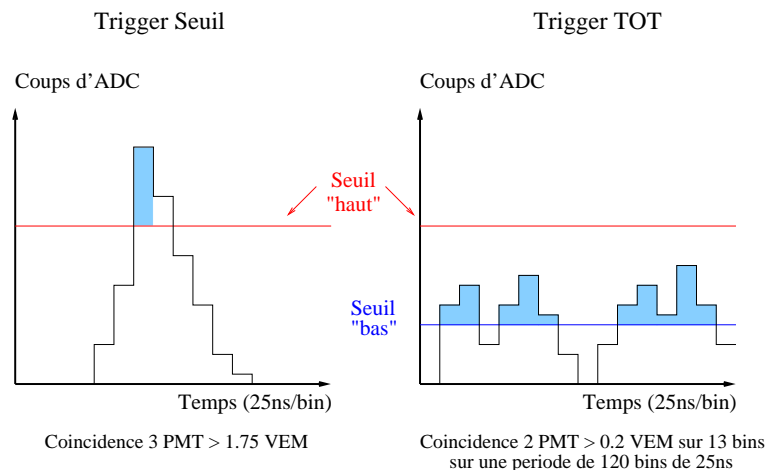


FIG. 4.13 : Déclenchement de type T1. À gauche les T1 *threshold* et à droite les T1 TOT : *Time Over Threshold*.

Le taux de trigger T1 est limité à 100 Hz. Si un trigger T1 est déclenché, le front end gèle le buffer correspondant et commence à enregistrer les données dans le deuxième buffer. Si les deux buffers sont occupés, les données ne sont plus enregistrées et un compteur est déclenché permettant de mesurer le temps mort jusqu'à ce que l'un des buffers soit libéré. Une fois, un buffer gelé, le front end envoie une requête d'interruption à la carte unifiée (UB). Cette dernière lit alors l'événement par DMA (Direct Memory Access) et libère le buffer de la carte front end. Seuls les 256 bins de 25 ns avant le trigger et les 512 bin d'après, sont conservés.

- Deuxième niveau de trigger (T2) :

C'est au tour de la carte (UB) de déclencher ou non le trigger de niveau 2 (ajustable également par le CDAS) :

- tous les triggers T1 TOT passent automatiquement T2 ;
- un T1 *threshold* devient T2 si le signal des 3 PMTs dépassent, en coïncidence, le seuil de 3,2 VEM ;

Le taux de trigger T2 est d'environ 20 Hz par cuve. Un fois par seconde, la station locale envoie à la station centrale (CDAS) ses temps de triggers T2. C'est au tour du CDAS de décider du trigger de troisième niveau (T3).

- Troisième niveau de trigger (T3) :

Un algorithme informatique cherche si plusieurs cuves voisines ont enregistré un T2 en coïncidence. Est considéré comme trigger T3, la coïncidence d'au moins 3 stations, à l'intérieur des deux hexagones centrés sur une des stations sélectionnées, dans une fenêtre temporelle de plus ou moins $(6 + n \times 5) \mu\text{s}$ autour du temps de la station centrale, n étant le numéro de la couronne autour de T2 centrale (Ref. [98]).

Si un T3 est déclenché, une requête est émise par le CDAS vers les stations locales concernées et aux stations les plus proches (deux couronnes après la dernière couronne de T2). Ce message demande l'envoi des traces de FADC enregistrées vers le CDAS. La transmission des données se fait par onde radio. L'information est envoyée par paquets, l'intégrité de chacun étant vérifiée à l'arrivée. En cas d'erreur de transmission, le receveur demande un nouvel envoi à l'émetteur. Les tests montrent que 5 secondes donnent une marge de sécurité suffisante pour transmettre les données dans une direction. Les T2 sont ainsi conservés 10 secondes dans un buffer de la carte UB (5 secondes pour que les temps de T2 arrivent au CDAS et encore 5 secondes pour attendre une éventuelle requête de T3). La station doit donc être capable de conserver 1000 événements. Pour cela elle est munie d'une mémoire cyclique de 8 Mo.

Le système d'acquisition des détecteurs de fluorescence est complètement indépendant du CDAS. Il est cependant responsable du déclenchement hybride. Lorsqu'un trigger T3 est observé par un ou plusieurs détecteurs de fluorescence, un algorithme évalue la position spatio-temporelle du point d'impact et soumet une requête au CDAS qui construit en conséquence un T3 réseau.

Pour chaque T3, hybride ou réseau seul, les données de monitoring, de calibration et de correction GPS (position et surtout temps) sont envoyées avec les données. Cela représente une dizaine de ko. La bande passante utile des télécommunications étant limitée à 1200 bits par seconde, ces données sont compressées (par un algorithme de compression sans perte). Malgré cela, plusieurs minutes sont nécessaires pour qu'un événement complet parvienne au CDAS. Pendant ce temps, les informations concernant les temps de T2 continuent à être prioritairement envoyées au CDAS.

- Quatrième niveau de trigger (T4) :

Un fois arrivées au CDAS, les données sont stockées au format ROOT [99]. Ces fichiers de données sont ensuite analysés par un programme de reconstruction responsable du dernier niveau de trigger (T4) *post-acquisition* : un trigger physique. Le trigger T4 vérifie la compatibilité en temps des T3. Il y a deux sortes de T4 :

- les 3 TOT, événements constitués de 3 cuves voisines ayant enregistré chacune un T1 de type TOT. Il n'existe que 3 configurations possibles : en triangle isocèle, en triangle équilatéral ou en ligne (voir schéma 4.14(a)). Ils sont généralement obtenus pour des gerbes de basse énergie ($E < 10^{19}$ eV).
- les 4C1, événements possédant au moins 3 cuves compatibles en temps (T2 seuil ou TOT) dans la première couronne autour d'une cuve centrale (figure 4.14(b)).

- Cinquième niveau de trigger (T5) :

Ce dernier niveau de trigger s'assure que le cœur de la gerbe est bien tombé sur le réseau. Pour cela, il vérifie

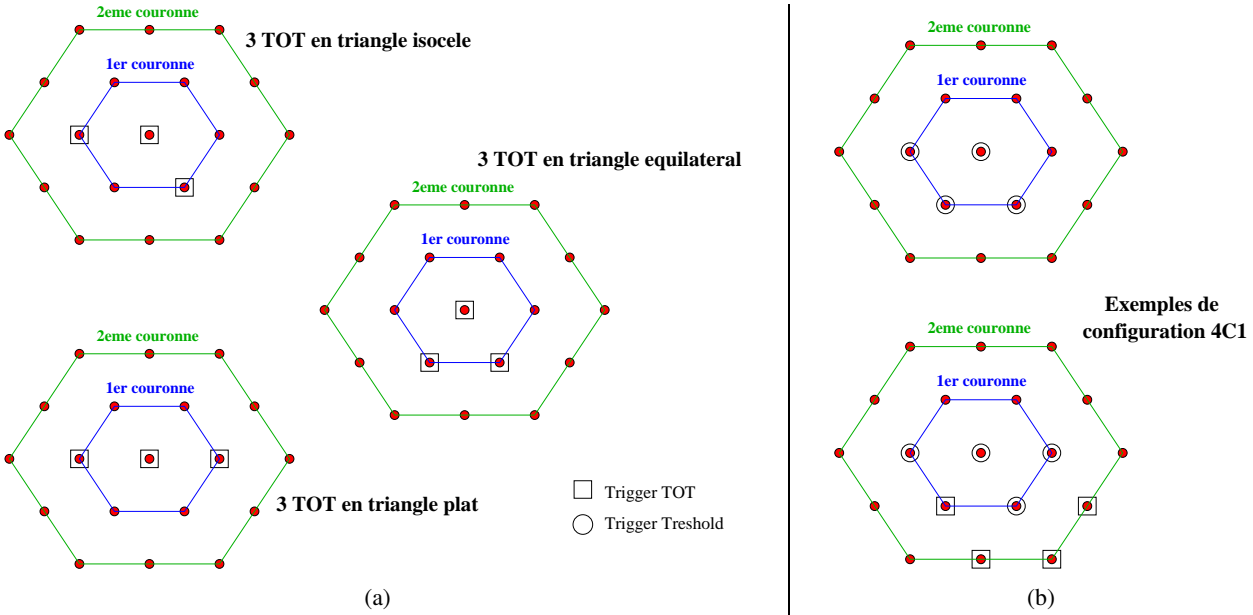


FIG. 4.14 : Schématisation hexagonale du réseau autour d'une cuve. A gauche (figure a) les trois configurations de trigger 3 TOT possibles. A droite deux exemples de trigger 4C1. Les cercles correspondent aux T2 threshold et les carrés aux T2 TOT.

que la cuve ayant recut le plus de signal lors de l'événement était entourée de 6 cuves en état de fonctionnement. Ce trigger exclut ainsi tous les événements au bord du réseau.

4.3.2.3 Auto-calibration du VEM dans les cuves

On se sert des muons atmosphériques "isolés" pour calibrer le VEM, l'unité de mesure des cuves. Cette opération est réalisée automatiquement par un programme tournant en permanence dans la carte unifiée.

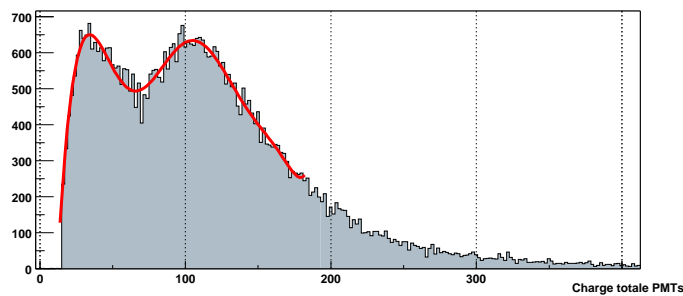


FIG. 4.15 : Histogramme de l'intégrale du signal déposé par les particules atmosphériques (muons, électrons et gamma) dans une cuve. Le premier pic, à basse énergie, correspond au signal déposé par les particules électromagnétiques alors que le deuxième pic correspond à la contribution des muons

Lorsqu'un muon relativiste d'énergie supérieure à 160 MeV traverse la cuve, il perd par émission Čerenkov une certaine quantité d'énergie. Cette perte étant relativement faible par rapport à l'énergie initiale du muon, il n'est pas "arrêté" par l'eau et traverse rectilignement la cuve (Ref. [55]). L'énergie déposée par un muon seul, ne dépend donc que de son trajet dans la cuve. Ce qui n'est pas le cas pour la majorité des particules électromagnétiques qui sont rapidement absorbées par l'eau et déposent ainsi un signal plus faible que les muons. On

peut ainsi prédire géométriquement la distribution du signal engendré par les particules atmosphériques. Reste cependant à prendre en compte tous les paramètres du détecteur : la quantité et la qualité de l'eau, la réflectivité du Tyvek, le rendement des PMTs, le gain des PMTs, et le traitement des signaux par l'électronique... On réalise cela en comparant cette distribution prédite à celle obtenue expérimentalement (figure 4.15) par le flux de particules atmosphériques (environ $300 \text{ s}^{-1}\text{m}^{-1}$). On en déduit ensuite le signal moyen déposé par un muon qui traverse la cuve verticalement : le VEM (Ref. [100]).

4.3.2.4 La surveillance du réseau

Plusieurs sondes (tension, température, courant...) sont installées sur chaque cuve, afin de vérifier le bon fonctionnement de cette dernière. Cette surveillance se fait également à distance. Il est en effet possible d'envoyer à partir du CDAS une requête pour obtenir ces informations. De plus, un programme tournant dans la carte unifiée, envoie au CDAS ces informations toutes les 6 minutes. Ces données de status sont également stockées. Elles sont indispensables pour l'analyse, en particulier lorsque l'on étudie l'acceptance du réseau (effets de la température, pression, sur le taux de trigger) ou tout simplement pour vérifier qu'une cuve impliquée dans un événement fonctionnait correctement au moment de la prise de données.

Un programme développé par le collège de France, appelé *Big Brother*, utilise ces données pour surveiller en temps réel le réseau de surface. Plusieurs alarmes y ont été développées pour prévenir d'un éventuel problème.

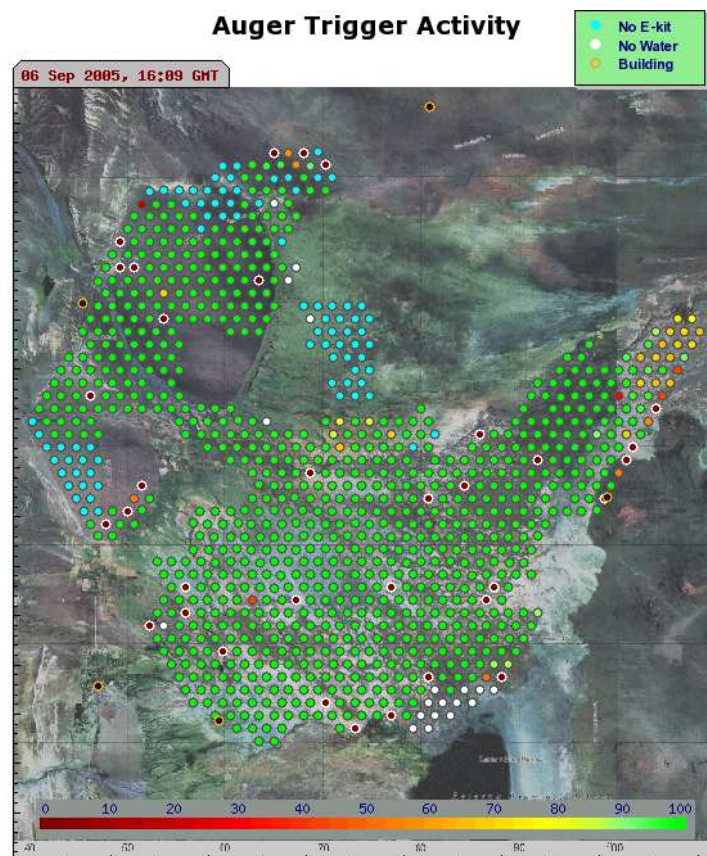


FIG. 4.16 : *Activité du réseau donné par Big Brother le 6 septembre 2005. Les stations représentées en vert fonctionnent normalement, en rouge celles qui ne reçoivent pas de T2, en bleues celles qui n'ont pas encore l'électronique d'installée et en blanc celles qui ne sont pas remplies d'eau. Les points noirs donnent la position des bâtiments (fluorescence et CDAS).*

4.3.3 Principe de la reconstruction des événements

Lorsqu'une gerbe d'énergie suffisante traverse le réseau plusieurs détecteurs enregistrent un signal. La direction du primaire est déduite des temps d'arrivée relatifs des signaux mesurés par au moins trois cuves non alignées. Le front de la gerbe peut être assimilé à une galette de particules qui se déplace à la vitesse de la lumière le long de l'axe du primaire et qui touche successivement les cuves au sol. L'ajustement de la propagation de cette galette avec les temps de déclenchement des stations permet de déterminer la direction du primaire. En première approximation, on considère que cette galette est un plan de coefficient directeur $u = \sin \theta \cos \phi$ et $v = \sin \theta \sin \phi$. La propagation du plan doit donc coïncider avec les temps t_i enregistrés par les cuves. Cette coïncidence est donnée par l'équation 4.5 :

$$c t_i = c T_0 - (u x_i + v y_i) \quad (4.5)$$

où c est la vitesse de la lumière et T_0 le temps auquel le cœur de gerbe atteint le sol. La mesure de la direction d'incidence du primaire est donc principalement liée à la mesure des temps d'arrivée du front de gerbe dans les cuves, d'où la nécessité d'avoir une très bonne précision en temps. Afin d'affiner cette reconstruction géométrique, on prend ensuite en compte la courbure de la gerbe et le signal que chaque cuve a enregistré (nous reviendrons précisément sur ce point dans le chapitre 6 concernant la reconstruction des événements).

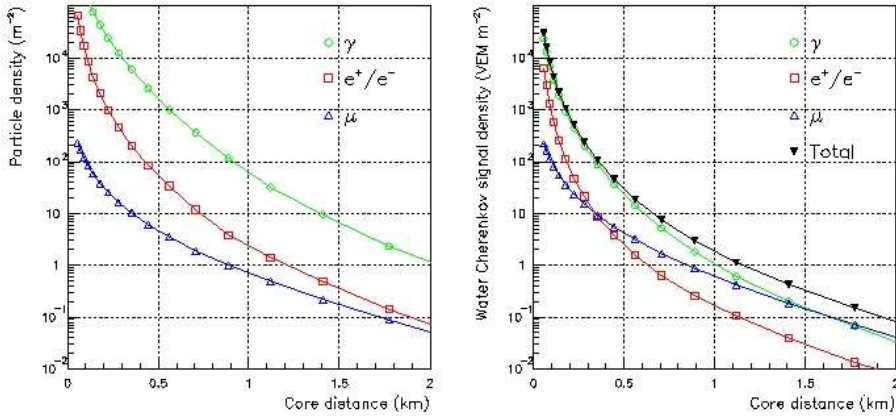


FIG. 4.17 : LDF des trois principales composantes d'une gerbe atmosphérique initiée par un proton de 10^{19} eV. La figure de droite correspond à la convolution de ces distributions par la réponse d'une cuve Čerenkov.

L'estimation de l'énergie et de la position du cœur de la gerbe se fait simultanément en comparant les signaux mesurés aux simulations de gerbe qui permettent de prévoir les densités de particules attendues au sol en fonction des conditions initiales du primaire (nature, angle d'incidence, énergie...). A partir de ces simulations, on construit des fonctions appelées LDF (Lateral Distribution Fonction) qui déterminent la densité de chaque type de particules (électrons, photons et muons) en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Ces fonctions dépendent donc de la nature du primaire, de son angle d'incidence et de son énergie. Il existe aujourd'hui plusieurs LDF : les fonctions d'Haverah Park, les fonctions NKG (Nishimura, Kamata, Greissen), les fonctions hypergéométriques... La convolution de ces fonctions avec une simulation de la réponse de la cuve Čerenkov permet de prédire le signal attendu en fonction de la distance à l'axe de la gerbe (on doit ici faire la somme des signaux dus à chaque type de particules de la gerbe). Par une méthode de maximum de vraisemblance ou par minimisation d'un χ^2 , on ajuste ces distributions aux signaux S_i mesurés en gardant la position (X, Y) du cœur de la gerbe libre (équation 4.6) :

$$S_i = \sum_{e^\pm, \mu^\pm, \gamma} Signal_{simu} \otimes LDF_{particule}(E, \theta, \phi, primaire, d_i) \quad (4.6)$$

où d_i est la distance entre la cuve considérée et l'axe de la gerbe : $d_i = \sqrt{(x_i - X)^2 + (y_i - Y)^2}$ où x_i et y_i sont les coordonnées de la cuve. On trouve directement le cœur de la gerbe. L'énergie de la gerbe est elle déduite de l'ajustement de la LDF. La reconstruction des gerbes par le réseau de surface dépend fortement du modèle utilisé. La mesure de l'énergie par le réseau de surface est donc très dépendante des modèles de développement de gerbe dans l'atmosphère.

Ceci n'est en fait que la première étape de la reconstruction du détecteur de surface. D'autres étapes affinent grandement la reconstruction. Nous étudierons plus en détails cette reconstruction dans le chapitre 6 car elle fait partie de la première étape permettant l'analyse de la nature du primaire.

4.3.4 Installation des stations locales dans la Pampas

L'installation et le déploiement des cuves sur le site sont principalement réalisés par des techniciens présents en permanence à Malargüe. Cependant, mes nombreux voyages en Argentine m'ont permis d'assister et de même de participer à différentes étapes du déploiement.

L'ensemble du matériel composant les stations locales est acheminé au "Building center" (Photo 4.18(a)). Les cuves "vides" reçoivent dès leur arrivée, leur numéro d'emplacement sur le réseau ainsi qu'un nom propre. Ces noms ont tout d'abord été choisi par les écoliers de Malargüe (Carmen, Miranda...), puis par les personnes de la collaboration en suivant l'actualité (Matrix, Harry Potter, Paix, Peace...) et peut être l'humeur des collaborateurs (Pigale, Montmartre... mal du pays ?).



FIG. 4.18 : (a) Photo du "building center" où les cuves sont préparées avant leur installation dans la Pampas. (b) Installation d'une cuve de production (à droite) à côté d'une cuve prototype de l'Engineering Array (à gauche).

Avant de partir dans les "champs", une partie des composants sont installée sur la cuve : le sac de Tyvek est gonflé d'air à l'intérieur de la cuve ; les PMTs sont collés au sac de Tyvek (le sac est en fait gonflé pour faciliter cette étape mais également pour maintenir les PMTs lors du transport des cuves) ; les panneaux solaires et les câbles électriques sont également installés.

Avant l'installation de la cuve dans la Pampas, une première équipe repère le site et les chemins d'accès grâce au GPS, et aplanit le terrain à l'aide d'un bulldozer.

Le camion de déploiement peut alors venir sur le site. Il est muni d'une remorque pouvant transporter quatre cuves et d'une petite grue capable de soulever et de placer les cuves. Les cuves sont déposés le plus près possible de l'endroit défini par la régularité du réseau compte tenu des contraintes locales. On oriente les PMTs toujours de la même façon (photo 4.18(b)).

Une fois la cuve posée, une troisième équipe vient installer les batteries et vérifier le bon fonctionnement des panneaux solaires. Elle effectue également un relevé précis de la position définitif de la cuve.

C'est au tour de la citerne d'intervenir et de remplir la cuve. Cette opération prend environ une heure, ce qui laisse le temps aux techniciens de vérifier l'horizontalité de la cuve et d'installer l'antenne de télécommunication. La quantité d'eau désionisée transportée par la citerne ne peut remplir que 3 cuves par jour, ce qui limite fortement le nombre de cuves déployées.

Une dernière équipe intervient finalement pour installer l'électronique et vérifier le bon fonctionnement de la station, en particulier on vérifie le processus de calibration ainsi que l'envoi des messages à la station centrale, le CDAS.

Le déploiement des cuves est régulièrement ponctué de rencontres imprévues. Les moins chanceux d'entre nous ont croisé le chemin d'inquiétantes tarentules (4.19(a)) ou aperçut des coyotes. Certains ont même dérangé des veuves noires (dont la pique est mortelle) gentiment installées dans l'emplacement réservé aux batteries (on ne déplore aujourd'hui aucun mort). D'autres ont eu la chance de voir passer des nandous (autruches d'amérique), de voir s'envoler des flamands roses et même d'attrapper ces "très véloces" insectivores : les tatous (4.19(b)).



(a)

(b)

FIG. 4.19 : (a) Une impressionnante tarentule de 20 cm de longueur. (b) Un tatou relativement affolé.

4.4 Conclusion

Ainsi l'observatoire Pierre AUGER est le premier détecteur regroupant les deux principales techniques d'observation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie : la détection directe des particules secondaires arrivant au sol et la détection de la fluorescence induite dans l'atmosphère par les particules chargées de la gerbe.

L'avantage de ce mode de détection hybride est double. Tout d'abord, il permet d'obtenir une calibration croisée du réseau de détecteurs et des télescopes à fluorescence ce qui devrait également permettre de comprendre les différences observées par les expériences AGASA et HIRES dans le spectre des rayons cosmiques. Ensuite, il donne simultanément accès aux profils longitudinal et latéral de la gerbe. Ces informations permettent de mieux contraindre l'analyse des événements (estimation de l'énergie, direction de provenance...) et, nous le verrons dans la suite de cette thèse, sont essentielles pour tenter d'identifier la nature de la particule primaire.

L'observatoire Pierre AUGER devrait ainsi élucider l'énigme des rayons cosmiques d'ultra haute énergie vieille de plus de 30 ans.

Chapitre 5

Les critères physiques pour la détermination de la nature des RCUHE

Nous avons vu dans le chapitre 2, que la connaissance de la nature des RCUHE est une forte contrainte pour les modèles de production et de propagation. Malheureusement, à cause de leur faible flux, la détection de ces rayons cosmiques ne se fait qu'à partir des gerbes qu'ils créent en traversant l'atmosphère (chapitre 3). Nous n'avons donc pas directement accès au cosmique primaire mais aux milliards de particules qu'il génère.

Ce chapitre présente donc, comment, à partir de simulations de gerbes décrites dans une première partie, nous avons défini des critères de discrimination basés sur la "géométrie", les temps d'arrivée des particules au sol, ainsi que la composition des gerbes atmosphériques qui seront observables par l'observatoire Pierre AUGER. De plus, grâce à la définition un coefficient permettant de quantifier le pouvoir discriminant d'un paramètre, nous avons défini, pour chaque critère, les conditions pour lesquelles la discrimination est maximale.

Ce travail nous a alors tout naturellement amené à comparer entre-eux les critères que nous avons établis puis à chercher un moyen de les utiliser en les couplant dans une analyse multidimensionnelle afin d'augmenter l'efficacité de discrimination de notre analyse.

5.1 Étude de la simulation des gerbes atmosphériques

5.1.1 Simulation

Pour simuler les gerbes atmosphériques, il existe aujourd'hui deux programmes : AIRES et CORSIKA. Ces programmes de simulation suivent les particules tout au long du développement de la gerbe : de la première interaction du rayon cosmique primaire dans l'atmosphère à l'arrivée des milliards de particules au sol. La progression des particules dans l'atmosphère est réalisée pas à pas, ce qui permet d'étudier la répartition des particules tout au long du développement de la gerbe. En ce qui nous concerne, seul le profil longitudinal de la gerbe et la répartition des particules au sol (au niveau de l'observatoire Pierre Auger soit 1452 m) nous intéressera pour notre étude.

Afin d'alléger les temps de calcul et l'espace mémoire que demandent ces simulations, on est obligé de restreindre le nombre de particules réellement simulées (à 10^{20} eV on ne suit en général qu'une particule sur 10^6). Pour cela, on sélectionne tout d'abord les particules de la gerbe qui seront ou non suivies. Plusieurs critères sont alors pris en compte comme par exemple l'énergie de la particule (les coupures en énergie sont le plus souvent choisies en fonction des coupures que nous imposent les détecteurs), ou la position de cette dernière (ex : une particule trop loin du cœur ne sera pas suivie). Puis on groupe les particules de même type et dont les conditions sont proches (énergie, position, impulsion...) en une seule "particule". Une nouvelle variable (le poids) permet alors de savoir "combien" de particules cette "particule" représente. Le programme de simulation choisit alors, en fonction de la nature et de l'énergie de la particule (ou de l'ensemble de particules), le modèle

qui permettra de décrire ses interactions durant le prochain pas. Ces modèles se divisent en deux catégories : les modèles à haute énergie et les modèles à basse énergie.

Il existe de nombreux modèles à haute énergie. Les plus utilisés à ce jour sont QGSJET et SIBYLL. Ils sont, entre autres, responsables de la première interaction du primaire dans l'atmosphère et des cascades hadroniques à haute énergie. Ces modèles, développés depuis plusieurs décennies, reposent sur l'extrapolation à ultra haute énergie d'expériences réalisées sur accélérateur. On passe donc d'études réalisées sur des collision proton-proton d'énergie d'environ 10^{11} eV dans le centre de masse à des prévisions au dessus de 10^{14} eV¹. La méthode d'extrapolation a donc une influence sur les résultats finaux. Les deux modèles donnent en effet des résultats légèrement différents [101] (par exemple, le nombre de muons produits par QGSJet est plus grand de 20 à 30% (dépend des conditions d'angle, d'énergie...) que celui de Sibyll [80]).

Il existe également plusieurs modèles à basse énergie. Les plus utilisés sont GHEISHA et FLUKA. Ils décrivent les interactions à basse énergie des noyaux et des nucléons avec les noyaux de l'atmosphère [102].

Un dernier élément est nécessaire à la simulation des gerbes : la description de l'atmosphère traversée. Il existe aujourd'hui des modèles décrivant les différentes atmosphères que l'on peut rencontrer tout au long de l'année (phénomènes de saison), le jour et la nuit en différents points du globe. On peut également utiliser une atmosphère moyenne sur toute l'année.

Ainsi, pour réaliser des simulations, il faut choisir (voir 3.2.1 p.64) :

- Un programme de simulation : AIRES - CORSIKA
- Un modèle hadronique à haute énergie : QGSJET - SIBYLL - NEXUS...
- Un modèle hadronique à basse énergie : FLUKA - GHEISHA - URQMD...
- Et un modèle d'atmosphère : été, hiver, atmosphère moyenne...

Malheureusement, chaque combinaison ne donne pas tout à fait les mêmes résultats et des erreurs sont encore recensées. Les résultats tendent malgré tout à converger.

L'objet de notre analyse n'étant pas d'étudier ces différences, nous avons choisi de ne prendre qu'une seule combinaison. Les résultats présentés dépendent donc de cette combinaison, mais les différences entre les modèles n'engendrant pas de grosses différences qualitative, les résultats de l'étude devraient également pouvoir être obtenus avec d'autres combinaisons.

Nous avons choisi de travailler avec :

- CoRSiKa v6.016 [71] qui est reconnu par la communauté scientifique, comme étant le plus précis des deux programmes de simulation ;
- QGSJet01 [103] dans lequel est implémenté l'effet LPM, mais pas l'effet de reconversion des photons (preshower) qui de toute façon n'a pratiquement pas lieu en dessous de 10^{20} eV ;
- GHEISHA [104]
- l'atmosphère moyenne du site argentin d'Auger.

Nous avons simulé plus de 5000 gerbes. Les paramètres de la simulation ont été choisis pour avoir une bonne précision au niveau du sol mais pour ne pas avoir des fichiers trop gros ni des temps de calcul prohibitifs. Nous avons donc choisi :

- de ne pas trop grouper les particules :
 - un *thinning*² de 10^{-6} optimisé [105] ;
 - un poids électromagnétique maximum de 1.5×10^3 (on groupe dans ce cas au maximum 1500 électrons ou photons)
- de ne garder que les particules :

¹un proton de 10^{20} eV lancé sur une cible fixe donne en effet un énergie de l'ordre de quelques centaines de TeV dans le centre de masse.

²Le *thinning* est un algorithme utilisé pour "simplifier" les étapes de la simulation informatique des gerbes. Il permet ainsi de simuler des énergies au delà de 10^7 GeV [105]

- qui sont tombées entre 1 cm et 6 km du cœur de la gerbe ;
- qui sont détectables par les cuves Auger :
 - l'énergie des électrons doit être supérieure aux seuils de l'effet Čerenkov dans l'eau. Ce seuil est de 750 keV ;
 - de même, l'énergie des muons doit être supérieure à 250 MeV pour être détectables dans l'eau par émission Čerenkov ;
 - seuls les photons capables de se convertir en une paire électron-positon ($E_\gamma > 1$ MeV) seront détectables.

Nous avons simulé ainsi trois types de primaires (photons, protons et noyaux de fer) d'énergie comprise entre $5 \cdot 10^{17}$ et 10^{20} eV et d'angle d'incidence θ compris entre 0° et 60° par pas de 10° et d'angle azimutal φ tiré aléatoirement entre 0 et π . Pour chaque primaire-énergie-angle, nous avons simulé 40 gerbes. Chacune de ces gerbes prend un espace mémoire de 100 à 800 Mo. Le temps de calcul d'une gerbe est d'environ un jour sur une machine du Centre de Calcul de Lyon (Pentium III à 1,2 GHz).

5.1.2 Méthode d'étude

Pour réaliser une étude complète des gerbes, il est nécessaire de prendre en compte les fluctuations externes, c'est-à-dire les fluctuations statistiques qu'ils existent entre des gerbes produites dans les mêmes conditions, mais également les fluctuations internes de la gerbe. En effet, avec le réseau de surface nous n'aurons que des informations discrètes au niveau du sol. Il faut donc estimer les fluctuations que l'on pourrait observer si on instrumentait l'intégralité de la surface au sol.

Pour les gerbes verticales, nous avons donc choisi de diviser le sol en anneaux concentriques en préservant la symétrie créée par l'axe de la gerbe. Le centre de nos anneaux correspond ainsi au cœur de la gerbe. Pour étudier les fluctuations internes que l'on pourrait observer à même distance de l'axe de la gerbe, nous avons ensuite divisé chaque anneau en secteurs de même taille. Notre découpage ressemble alors à une "toile d'araignée" comme le montre la figure 5.1 de droite. Ce découpage permettra d'étudier les fluctuations internes de la gerbe. Par exemple, on étudiera la densité de muons dans chacun de ces secteurs, à même distance du cœur, pour estimer quelle valeur moyenne peut prendre la densité de muons dans une même gerbe à une distance donnée.

Comme le simulateur groupe des particules entre elles, il est nécessaire de ré-étaler au sol ces particules pour avoir une répartition réaliste. De plus, plus on s'éloigne de l'axe de la gerbe, plus cet effet a une importance. En effet, loin de l'axe de la gerbe, il peut exister des secteurs non touchés par des particules alors que des secteurs voisins sont touchés par un paquet de plusieurs particules. Pour remédier à cela, nous avons augmenté la largeur de nos anneaux lorsque l'on s'éloigne de l'axe de la gerbe.

Enfin, en ce qui concerne les gerbes inclinées, nous avons réalisé la même approche, mais dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe, qu'on appelle également le plan du front de gerbe (voir 5.1, schéma à gauche). On projette alors, parallèlement à l'axe de la gerbe, les particules arrivées au sol dans ce plan. Cette projection conserve la distance à l'axe des particules. Les temps d'arrivée des particules sont corrigés pour correspondre à leur arrivée dans le plan du front de gerbe. Pour cela, on considère que toutes les particules se propagent linéairement avec le front de gerbe, à la vitesse de la lumière. Leur temps d'arrivée est alors donné par la formule 5.1 :

$$T_{\text{Front de Gerbe}} = T_{\text{Sol}} - \frac{d_{\text{Sol-Front}}}{c} \quad (5.1)$$

où $d_{\text{Sol-Front}}$ est la distance entre la position au sol de la particule et sa projection dans le front de gerbe. Cette distance est positive si la particule est en aval de la gerbe, négative si la particule est en amont. On dit, en effet, qu'une particule est en amont de la gerbe si elle arrive avant les particules du cœur et qu'elle est en aval de la gerbe si elle arrive après.

Cette méthode corrige bien le temps des particules contenues dans des gerbes peu inclinées ($\theta < 40^\circ$). Au dessus de cet angle, des asymétries importantes apparaissent. Nous les étudierons dans la partie 5.5 de ce

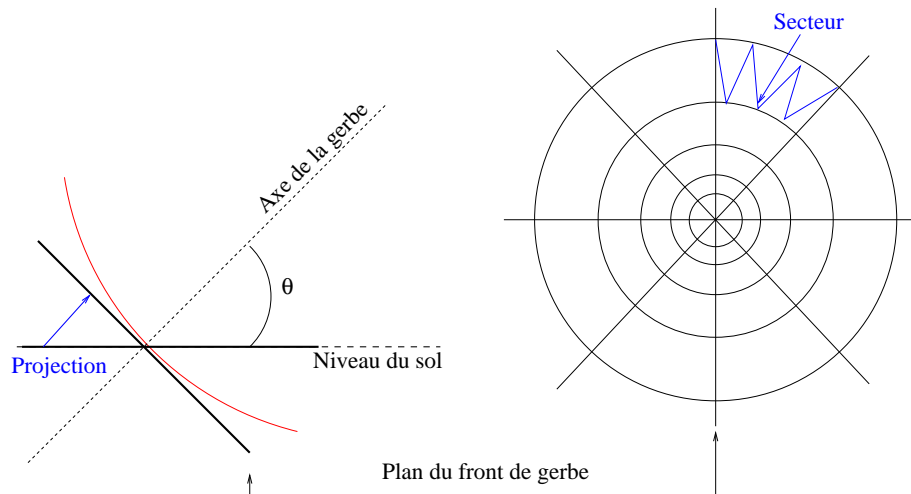


FIG. 5.1 : Schéma représentant le découpage en "toile d'araignée" utilisé pour notre étude. Ce découpage est effectué dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe : plan du front de gerbe (à gauche).

chapitre, en particulier nous regarderons si ces asymétries peuvent aider à la discrimination de la nature des particules primaires.

5.2 La densité de muons au niveau du sol

Lorsque qu'un rayon cosmique d'ultra haute énergie traverse l'atmosphère, il va créer une gigantesque gerbe de particules (voir 3). Un photon va générer des cascades électromagnétiques. Les particules produites seront alors principalement des photons et des électrons. Pour des primaires hadroniques, deux types de processus ont lieu en même temps : des cascades électromagnétiques et des cascades hadroniques qui produisent de nombreux muons. Le nombre de muons dans une gerbe semble alors être un indicateur pour séparer les photons et les hadrons primaires.

Mais il y a également des différences entre noyaux légers et noyaux lourds au niveau du nombre de muons produits dans les gerbes. En effet, par rapport à un proton de même énergie totale, un noyau répartit son énergie globale entre ses différents constituants nucléaires. Chaque constituant va donc créer plus rapidement des pions de faible énergie qui vont à leur tour se désintégrer en formant des muons. Un noyau lourd créera donc plus de muons qu'un noyau léger. Il a été montré (J. Matthews [106]) que le nombre de muons formés dans une gerbe initiée par un proton n'augmente pas linéairement avec l'énergie du primaire, mais suit l'équation suivante :

$$N_{\mu}^P \propto E^{0.85} \quad (5.2)$$

En effet, plus l'énergie d'un proton est importante, plus il faut de "générations" pour réduire l'énergie des pions formés. En considérant qu'une gerbe d'énergie E créée par un noyau (de A nucléons) est la superposition de A gerbes de proton d'énergie E/A , le nombre de muons produits est donné par :

$$N_{\mu}^A \propto A(E/A)^{0.85} \quad (5.3)$$

Comparé au nombre de muons générés par un proton seul (équation 5.2) :

$$N_{\mu}^A = A^{0.15} N_{\mu}^P \quad (5.4)$$

D'après cette formule, on attend donc que les gerbes initiées par un noyau de fer ($A = 56$) soient plus riches, au niveau du sol, en muons de 80% qu'une gerbe initiée par un proton de même énergie. Cependant

cette différence entre noyaux lourds et légers, si importante, n'est pas observée par les simulations récentes qui ne prédisent qu'une différence d'environ 30% entre proton et fer. Ce désaccord n'est, à ce jour, pas expliqué. On pense cependant que le modèle de Matthews est trop simple pour estimer précisément le nombre de muons produits par un noyau lourd. Les figures 5.2 montrent un exemple de densité de muons observée au sol (au niveau d'Auger) pour des gerbes verticales générées par un proton et un noyau de fer de 10^{20} eV (simulations obtenues par CORSIKA).

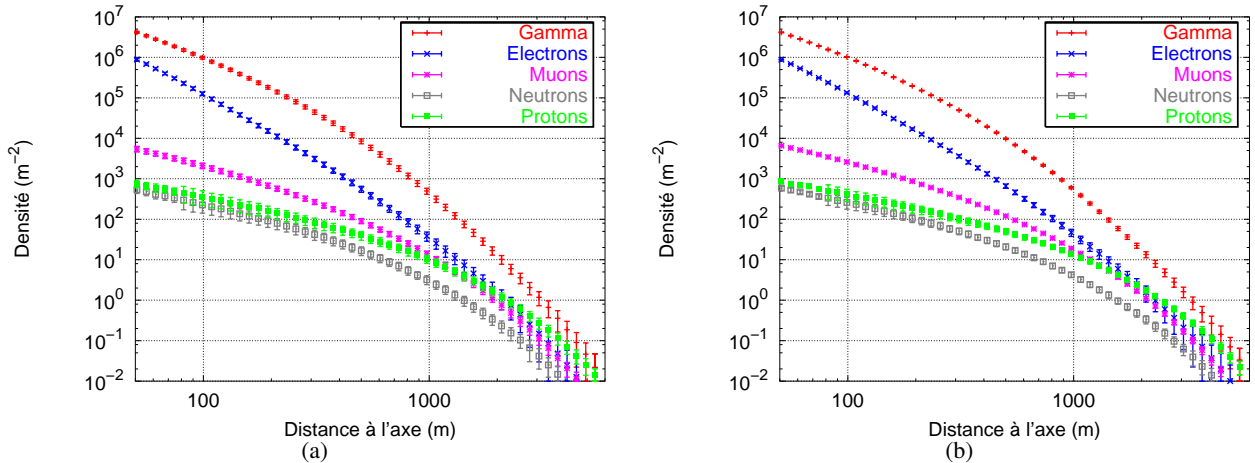


FIG. 5.2 : Exemple de densité de particules observées au sol, pour des gerbes verticales initiées par un proton (a) et un noyau de fer (b) de 10^{20} eV (simulations obtenues avec CORSIKA).

Les fluctuations sur la densité de muons internes à une gerbe, calculées par la "méthode de la toile d'araignée", sont faibles. Elles sont, par exemple, inférieures à $0.5\mu\text{.m}^{-2}$ à 1000 mètres du cœur de la gerbe ce qui correspond à environ 5% de la densité de muons à cette distance. Cette observation est valable pour toutes les gerbes simulées. Une mesure de la densité de muons à une distance donnée sera donc "caractéristique" de la gerbe étudiée, même si nous ne mesurons qu'une seule position de la "toile d'araignée". On peut donc étudier cette densité pour différents angles, différentes énergies et pour les trois primaires : proton, fer et photon.

La figure 5.3 montre la densité de muons enregistrée au sol (niveau d'Auger) pour les trois primaires (proton, fer et proton) d'incidence θ comprise entre 0° et 40° , et d'énergie 10^{19} eV et 10^{20} eV.

Comme prévu, la différence de densité entre hadrons et photons est importante (environ d'un ordre de grandeur). Ainsi, même une mesure relativement peu précise de cette densité permettra donc de différencier hadrons et photons. Par contre, les différences entre proton et fer sont moins significatives que prévu. En effet, un fer ne produit que 30% de plus de muons qu'un proton de même énergie. Ceci est vrai à tout angle et énergie, mais également quel que soit le programme de simulation (CoRSika et ARES) même si ces derniers ne prédisent pas tout à fait les mêmes densités au sol.

Néanmoins, la densité de muons reste un critère qui différencie les noyaux lourds des noyaux légers. Il reste cependant à déterminer la précision nécessaire pour différencier ces deux populations et les conditions dans lesquelles ce critère les différencie au mieux. Pour réaliser cette étude nous avons choisi d'utiliser un outil statistique qui permet d'estimer le pouvoir de séparation d'un estimateur, le facteur de mérite (voir l'annexe A pour plus d'information et le cours de statistique d'Antoine Letessier-Selvon [107]). Ce facteur est donné par :

$$M_{\text{crit}} = \frac{\overline{N}_{\text{fer}}^\mu - \overline{N}_{\text{proton}}^\mu}{\sqrt{\sigma_{\text{fer}}^2 + \sigma_{\text{proton}}^2}} \quad (5.5)$$

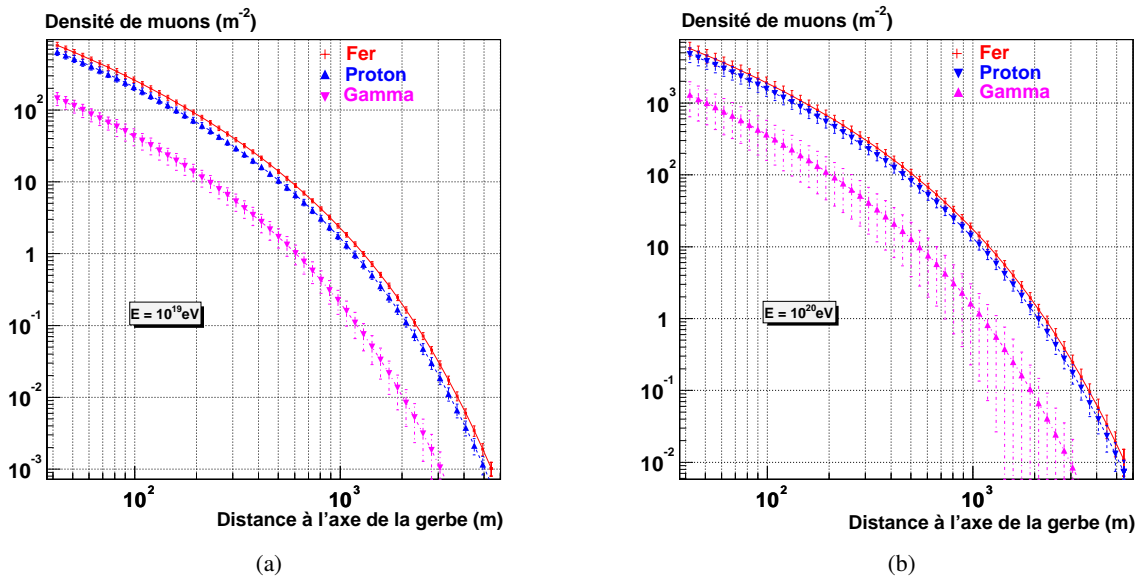


FIG. 5.3 : Densité moyenne de muons observée au sol pour des gerbes initiées par des protons, des noyaux de fer et des photons dont l'angle d'incidence est compris entre 0° et 40° et d'énergie 10^{19} eV (a) et 10^{20} eV (b).

où \bar{N}_{proton} et \bar{N}_{fer} sont les valeurs moyennes de l'estimateur (ici la densité de muons) pour chacune des populations (ici proton et fer) et où σ_{proton} et σ_{fer} sont les variances de la distribution de l'estimateur.

Ce facteur prend ainsi en compte les différences entre les valeurs moyennes des densités de muons des deux populations ainsi que leurs fluctuations internes et gerbe à gerbe. Plus ce facteur est important, plus le pouvoir de discrimination de notre estimateur est important. La figure 5.4 montre le facteur de mérite obtenu entre proton et fer pour des gerbes de 10^{20} eV en fonction de la distance au cœur de la gerbe et pour différents angles d'incidence. Quels que soient l'énergie et l'angle d'incidence, le facteur de mérite reste pratiquement constant avec la distance à l'axe sur une zone de distance qui dépend principalement de l'énergie des gerbes. Ainsi, on peut discriminer avec le même pouvoir proton et fer, en effectuant une mesure dans cette zone.

La zone sur laquelle on pourra mesurer efficacement la densité de muons est également contrainte par deux phénomènes :

- pour effectuer une mesure de densité, il faut se placer suffisamment loin du cœur de gerbe, pour que les muons soient "visibles" parmi les autres types de particules. La figure 5.5 montre la contribution moyenne au signal enregistré au niveau du sol, des différents composants (photons, électrons et muons) d'une gerbe verticale initiée par un noyau de fer à 10^{20} eV. Très près du cœur, le signal est principalement dû aux photons, mais en s'éloignant, le signal dû aux muons devient de plus en plus important. Il sera donc plus facile de "voir" les muons loin du cœur.
- trop loin du cœur, les fluctuations du nombre de muons deviennent importantes (voir figure 5.3) et la mesure devient donc peu significative. Le facteur de mérite reflète également ce comportement en diminuant fortement pour des distances trop élevées.

Ainsi, il faut se restreindre à une zone sur laquelle on s'intéressera à la densité de muons. Cette zone va dépendre de l'énergie de la gerbe. Par exemple pour une gerbe de 10^{19} eV, on étudiera la densité de muons entre 400 et 1000 m (figure 5.6(a)), alors que pour des gerbes de 10^{20} eV, on effectuera des mesures entre 800 et 1200 m (figure 5.6(b)).

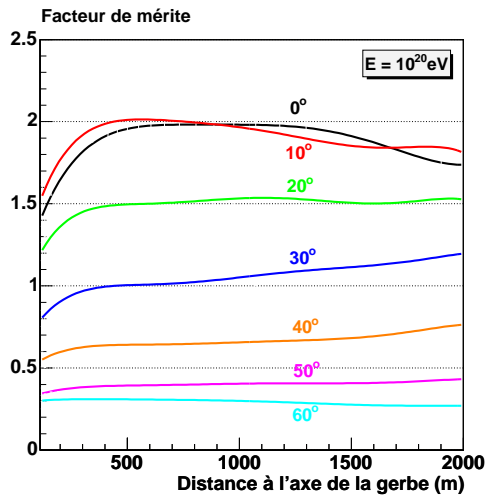


FIG. 5.4 : Facteur de mérite obtenu entre proton et fer à 10^{20} eV en fonction de la distance à l'axe de la gerbe pour différents angles d'incidence θ .

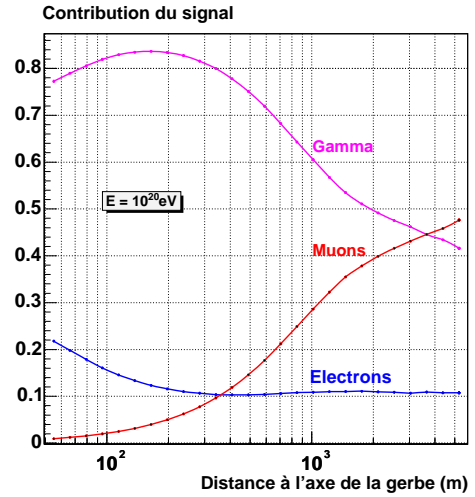
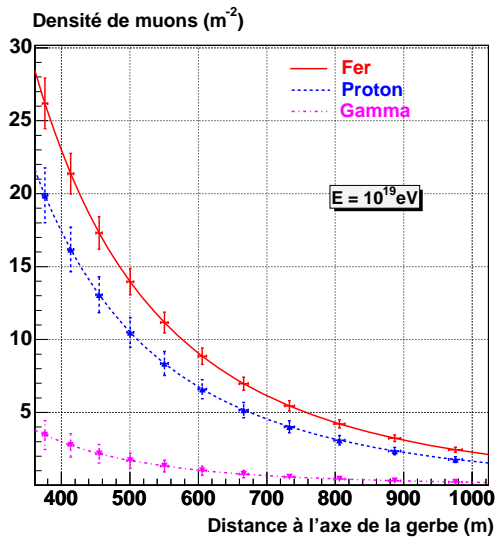
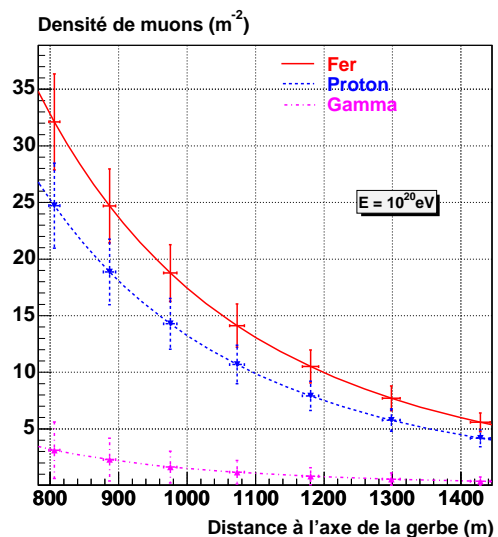


FIG. 5.5 : Contribution moyenne au signal enregistré, dans une cuve d'Auger (au niveau du sol) des différents composants (photons, électrons et muons) d'une gerbe verticale initiée par un noyau de fer à 10^{20} eV .



(a)



(b)

FIG. 5.6 : Densité moyenne de muons pour des gerbes de proton, de fer et de photon de 20° entre 400 m et 900 m à 10^{19} eV (a) et entre 800 et 1800 m à 10^{20} eV (b).

Le facteur de mérite étant à peu près le même sur toute la zone d'étude, nous pouvons définir un facteur "moyen" pour la zone. Pour le reste de notre étude, nous avons choisi de travailler à 1000 m du cœur, distance autour de laquelle nous aurons de nombreuses cuves (du fait de la géométrie du réseau d'AUGER).

La figure 5.7 montre l'évolution du facteur de mérite à 1000 m en fonction de l'angle d'incidence θ pour différentes énergies. On observe principalement deux types d'évolutions caractéristiques :

- le facteur de mérite décroît avec l'angle θ ;
- le facteur de mérite décroît avec l'énergie E du primaire.

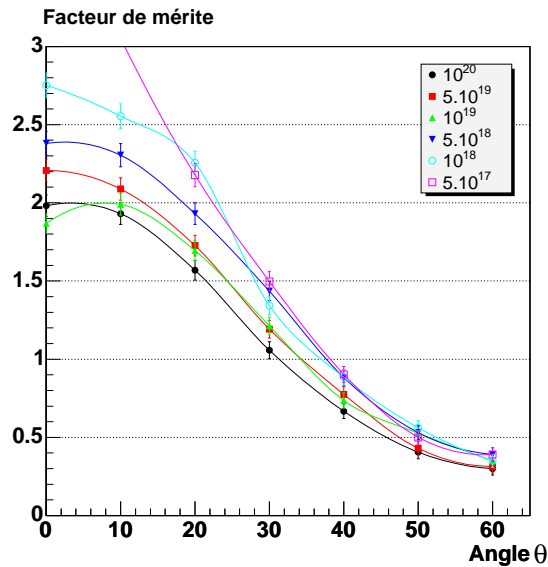


FIG. 5.7 : Facteur de mérite, entre proton et fer, à 1000 m en fonction de l'angle d'incidence θ pour différentes énergies ($E \in [5.10^{17} \text{ eV}, 10^{20} \text{ eV}]$ du primaire).

Ainsi, on peut conclure que la discrimination des primaires par la densité de muons est plus efficace pour les gerbes verticales ($\theta < 30^\circ$) et pour les faibles énergies. Mais en pratique, il sera expérimentalement difficile de mesurer la densité de muons pour les gerbes de faible énergie. En effet, du fait de l'espacement des cuves (1500 m), une gerbe de faible énergie touchera peu de cuves, et la reconstruction de l'événement sera difficile.

Jusque là, nous avons considéré être capables de mesurer exactement la densité de muons. Naturellement ce ne sera pas le cas avec les cuves du détecteur. On peut donc se servir de notre analyse pour estimer l'influence de la précision de la mesure de densité et estimer la précision qui sera nécessaire pour faire de la discrimination. Nous avons donc ajouté une erreur de mesure de 10% et de 20% (précision que l'on pense obtenir avec AUGER). La figure 5.8 montre les résultats obtenus pour 20° (a) et 40° (b).

Naturellement, la discrimination proton-fer par la mesure de la densité de muons est dégradée par l'incertitude de la mesure. Pourtant, le pouvoir de discrimination reste important avec une précision de mesure de 10% sur la densité. En effet, 10% reste inférieur aux fluctuations intra-gerbe et gerbe à gerbe. Par contre une précision de 20% réduit fortement le facteur de mérite. Pour discriminer proton et fer, il faut donc disposer d'une méthode relativement précise. Reste également à étudier l'influence de la reconstruction de l'événement sur la discrimination en particulier l'influence qu'aura l'incertitude sur la position du cœur et sur l'énergie de la gerbe. Nous étudierons cela dans les chapitres suivants (chapitres 7 et 8).

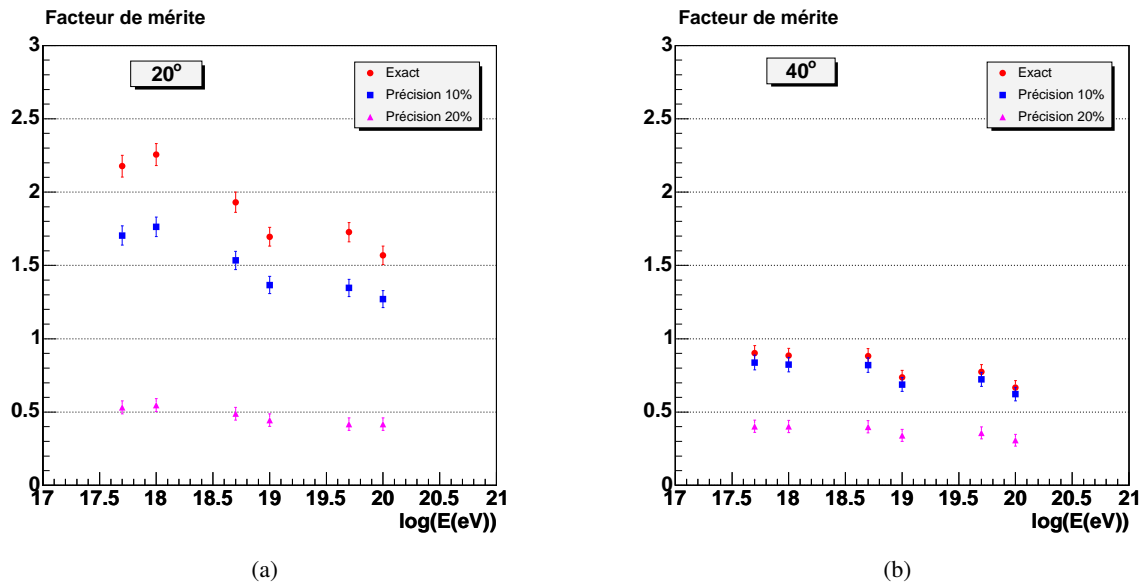


FIG. 5.8 : Facteur de mérite calculé à partir de la densité de muons à 1000 m, en fonction de l'énergie du primaire à $\theta = 20^\circ$ (a) et à 40° (b). Pour chaque angle, différentes précisions de mesure sont représentées (mesure exacte, 10% et 20% d'erreur).

5.3 Le maximum de développement de la gerbe : le Xmax

A même énergie, une gerbe initiée par un noyau de fer se développe plus tôt et plus rapidement qu'une gerbe provenant d'un proton (voir schéma 5.9). Plus tôt car un noyau lourd a une section efficace plus importante qu'un noyau léger. Plus rapidement parce qu'un noyau de fer, étant composé de 56 nucléons chacun ayant $1/56^{\text{ème}}$ de l'énergie totale, a besoin de moins d'interactions pour perdre son énergie. On s'attend donc à ce que le maximum de gerbe appelé XMAX, c'est à dire l'altitude où la gerbe atteint son maximum d'électrons, soit plus grand pour un noyau de fer que pour un proton. En ce qui concerne les photons, l'effet LPM [64] retarde la formation de la gerbe à haute énergie ($E > 10^{19}$ eV). Ainsi, les gerbes initiées par des photons sont plus jeunes et atteignent leur maximum de développement plus tard que les gerbes initiées par des hadrons.

La figure 5.10 montre le profil longitudinal moyen, c'est-à-dire le nombre d'électrons en fonction de la quantité de matière traversée tout au long de la formation de la gerbe, pour les trois primaires étudiés. La figure 5.11 présente la distribution des XMAX pour proton et fer, pour des gerbes d'incidence inférieure à 30° et d'énergie comprise entre 10^{19} eV et 10^{20} eV.

Comme attendu, la discrimination entre hadron et photon (non convertis³) semble relativement aisée à partir de la mesure de la position du maximum de gerbe alors que, entre proton et fer, la discrimination est plus problématique. Avec une telle distribution, si l'on observe une gerbe au niveau d'Auger (870 g.cm^{-2}) sans quelle n'ait atteint son maximum de développement, et si son énergie reste inférieure à 10^{20} eV, alors la particule primaire pourrait être un photon.

La figure 5.12 présente le facteur de mérite obtenu pour cette méthode. Ce facteur ne dépend pas de l'angle d'incidence de la gerbe. En effet, une gerbe atteint son maximum lorsqu'elle a traversé une "certaine" quantité de matière. Connaissant l'angle d'incidence de la gerbe, la densité de l'atmosphère et l'altitude du maximum, on peut calculer la quantité de matière traversée correspondante. On constate que ce facteur de mérite augmente légèrement avec l'énergie.

³qui n'ont pas subi l'effet de *preshower*

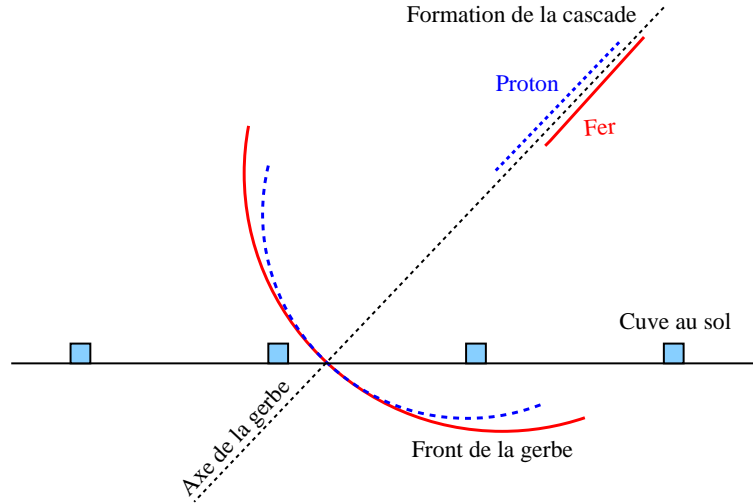


FIG. 5.9 : Schéma représentant la formation d'une gerbe initiée par un proton et un noyau de fer. La gerbe de fer se développe plus tôt et plus rapidement qu'une gerbe provenant d'un proton.

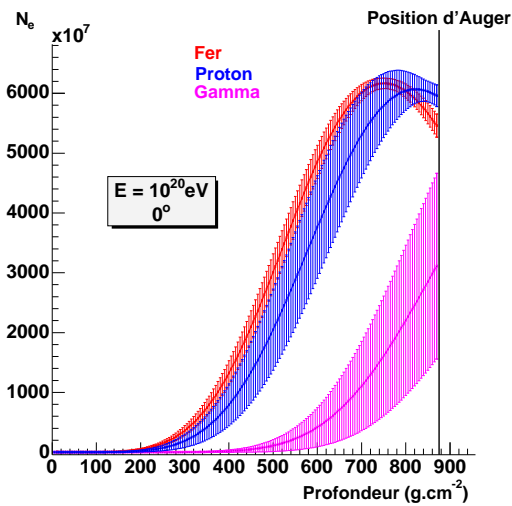


FIG. 5.10 : Profils longitudinaux moyens de gerbes à 10^{20} eV produites par des noyaux de fer, des protons et des photons verticaux (non convertis).

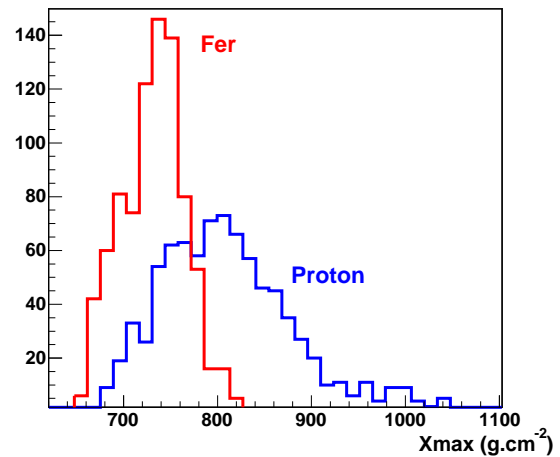


FIG. 5.11 : Distribution du X_{MAX} corrigé pour les noyaux de fer et les protons d'énergie comprise entre 10^{19} eV et 10^{20} eV, et d'angle d'incidence entre 0° et 30° .

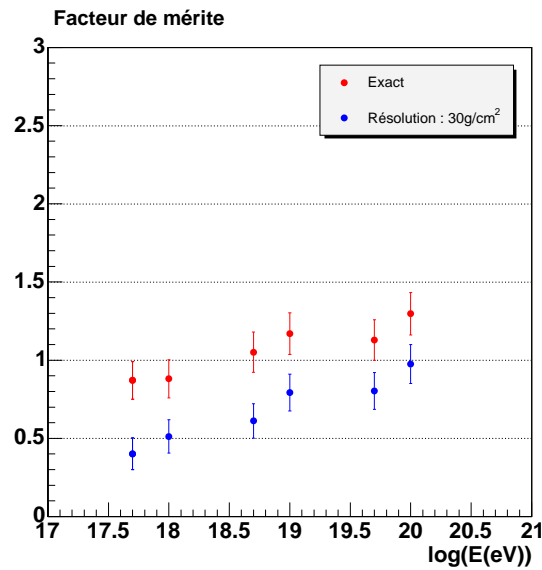


FIG. 5.12 : Facteur de mérite proton-fer en fonction de l'énergie du primaire calculé pour le XMAX mesuré exactement, et pour une résolution de 30 g.cm^{-2} .

Comme pour l'étude du pouvoir de discrimination par la mesure de la densité de muons, nous avons ajouté à notre mesure exacte de XMAX une incertitude réaliste. Avec une erreur de mesure de 30 g.cm^{-2} , (erreur qui est légèrement supérieure à la précision attendue pour le détecteur de fluorescence), le pouvoir de séparation est clairement dégradé. On remarque également que le facteur de mérite n'est pas modifié de la même façon pour les différentes énergies. En effet, une gerbe d'énergie moindre atteint plus rapidement son maximum de développement. Une incertitude de 30 g.cm^{-2} représente alors une erreur relative sur la mesure du XMAX plus importante que pour une gerbe d'énergie plus grande. La discrimination sera alors plus difficile.

5.4 Les critères géométriques : le front de gerbe

Dans une cascade hadronique, les muons sont produits à la fin du développement par la désintégration des pions de basse énergie. Ces muons, étant peu diffusés par l'atmosphère, se propagent pratiquement linéairement à partir du point où ils ont été créés et arrivent en premier au niveau du sol. On dit qu'ils forment le front externe de la gerbe (voir le schéma 5.9). Comme une gerbe provenant d'un proton se développe, en moyenne, plus tard qu'une gerbe initiée par un noyau de fer, on s'attend donc à ce que le front de la gerbe provenant du proton soit plus courbé que celui du fer.

Ainsi, les muons sont les principaux responsables de la courbure du front extérieur de la gerbe. Cependant, les photons et les électrons modifient également la forme du signal observé au sol. Étant sujet à la diffusion de l'atmosphère, ils ne modifient que peu la courbure externe. Par contre, ils sont principalement responsables de l'étalement du signal (l'épaisseur) et de la courbure interne du front de gerbe. Étant donné que les gerbes de protons se développent plus tard que les gerbes initiées par les noyaux de fer, on s'attend donc à observer des différences entre les différents primaires pour l'épaisseur du signal et pour le rayon de courbure interne.

Afin d'étudier ces différents paramètres (rayon interne, externe et épaisseur), il est nécessaire de simuler le signal qu'observe les cuves Čerenkov du réseau. Ici, nous garderons notre structure en toile d'araignée; chaque secteur correspondant à une cuve. Pour fabriquer le signal observé, nous avons utilisé le signal moyen de chaque type de particule :

- chaque électron e^\pm d'énergie supérieure à 2 MeV déposera dans la cuve $E(\text{MeV})/200 \text{ VEM}^4$ par émission Čerenkov ;
- de la même façon, chaque photon gamma d'énergie supérieure à 1 MeV déposera $E(\text{MeV})/200 \text{ VEM}$;
- par définition, un muon μ^\pm vertical centré d'énergie supérieure à 250 MeV va déposer 1 VEM ;
- le binning en temps sera de 25 ns comme celui des FADC du détecteur de surface.

Comme nous l'avons vu paragraphe 5.1.1, CoRSiKa est obligé de "grouper" des particules de même type lors du calcul du développement de la gerbe jusqu'au sol. La sortie de CoRSiKa fournit donc des paquets de particules qui arrivent au même endroit au même instant. Naturellement ce phénomène est purement informatique et n'est pas physique. Il faut donc "re-distribuer" les particules en temps et en espace. Nous avons choisi de faire comme dans les premières versions de SDSim (le simulateur du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger) et d'étaler en temps les particules selon une gaussienne uniforme de largeur égale à 10% du temps d'arrivée de la première particule dans le secteur étudié. Les figures 5.13 donnent des exemples de signaux simulés proches et loin du cœur de la gerbe pour des secteurs de 10 m^2 au niveau du sol (surface correspondant à celle d'une cuve) et pour une gerbe induite par un noyau de fer vertical à 10^{20} eV .

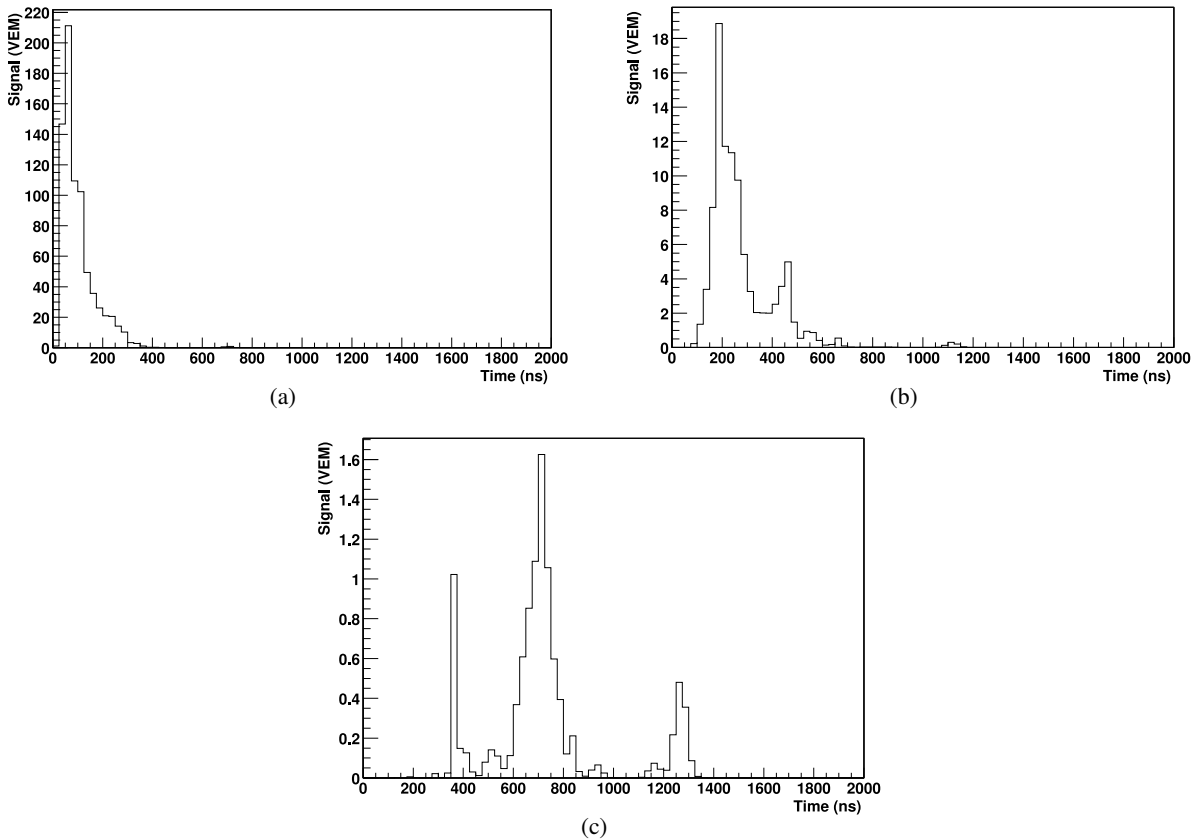


FIG. 5.13 : Signal simulé pour une gerbe de 10^{20} eV à 700 m (a), 1500 m (b) et 2500 m (c) de l'axe de la gerbe pour une surface de détection de 10 m^2 . Le binning est de 25 ns comme celui du détecteur de surface d'Auger. Le primaire utilisé est un noyau de fer vertical de 10^{20} eV .

⁴VEM = Vertical Equivalent Muon : c'est l'unité de mesure utilisée pour la mesure des signaux dans les cuves Auger. 1 VEM correspond au signal déposé par un muon qui traverse verticalement la cuve en passant par son centre.

Les figures 5.13 (a) et (b) sont des signaux proches du cœur de gerbe, ils correspondent au "threshold local trigger"⁵. On voit que plus on s'éloigne du cœur de gerbe, plus les particules et donc le signal est étalé et plus le début du signal s'éloigne du temps d'arrivée de la particule primaire au sol (temps correspondant à 0 sur les figures). Le signal 5.13(c), plus loin du cœur, correspond au "time over threshold local trigger (TOT)"⁶. Chaque pic de ce signal est principalement dû aux muons.

A partir de ces signaux simulés on peut maintenant s'intéresser aux trois paramètres : le rayon de courbure externe, interne et l'épaisseur du signal.

5.4.1 La courbure de la gerbe

Le rayon de courbure peut être calculé à partir de différents temps. Pour étudier le rayon externe de la gerbe, on étudiera le temps T_0 de début du signal de chaque secteur. Le début du signal étant en général difficile à déterminer à cause des fluctuations de l'électronique et des particules "parasites" qui traversent le détecteur, on utilisera plutôt le temps appelé T_{10} où le signal atteint 10% du signal total enregistré dans le secteur :

$$T_{10} = T_0 + \Delta T_{10} \quad (5.6)$$

avec T_0 le temps de début du signal et ΔT_{10} définit par :

$$\int_0^{\Delta T_{10}} s(t) dt = \frac{1}{10} \int_0^{+\infty} s(t) dt \quad (5.7)$$

où $s(t)$ est le signal en fonction du temps enregistré.

De la même façon, pour étudier le rayon de courbure interne on utilisera les T_{80} .

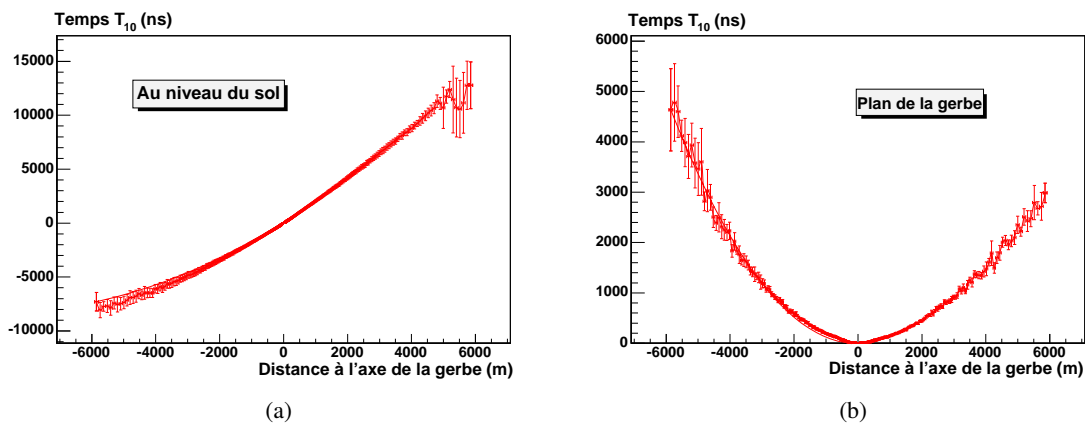


FIG. 5.14 : Exemple de T_{10} calculés au niveau du sol (a) et dans le plan de la gerbe (b) pour une gerbe de fer de 40° et d'énergie 10^{19} eV. Les valeurs de distance négatives correspondent à l'amont de la gerbe, alors que les valeurs positives correspondent à l'aval.

La figure 5.14 montre un exemple de courbure de front calculé par les T_{10} au niveau du sol. En se plaçant dans le plan de la gerbe, on ne voit plus que la courbure du front. Cette courbure suit la loi parabolique donnée par la fonction :

⁵Le "threshold local trigger" est obtenu dans une cuve qui enregistre un signal supérieur à 3,2 VEM en coïncidence sur ses trois photo-multiplicateurs

⁶Le "time over threshold local trigger (TOT)" est obtenu lorsqu'au moins 13 bins dépassent 0,2 VEM en coïncidence sur 2 PMT, dans une fenêtre de $3 \mu\text{s}$.

$$T = \frac{r^2}{2R^2} \quad (5.8)$$

où r est la distance à l'axe de la gerbe et R le rayon de courbure.

Les figures 5.15 montrent les rayons de courbure obtenus en fonction de l'angle d'incidence θ calculés à partir des T_{10} et des T_{80} , pour les trois primaires possibles à 10^{19} eV et 10^{20} eV.

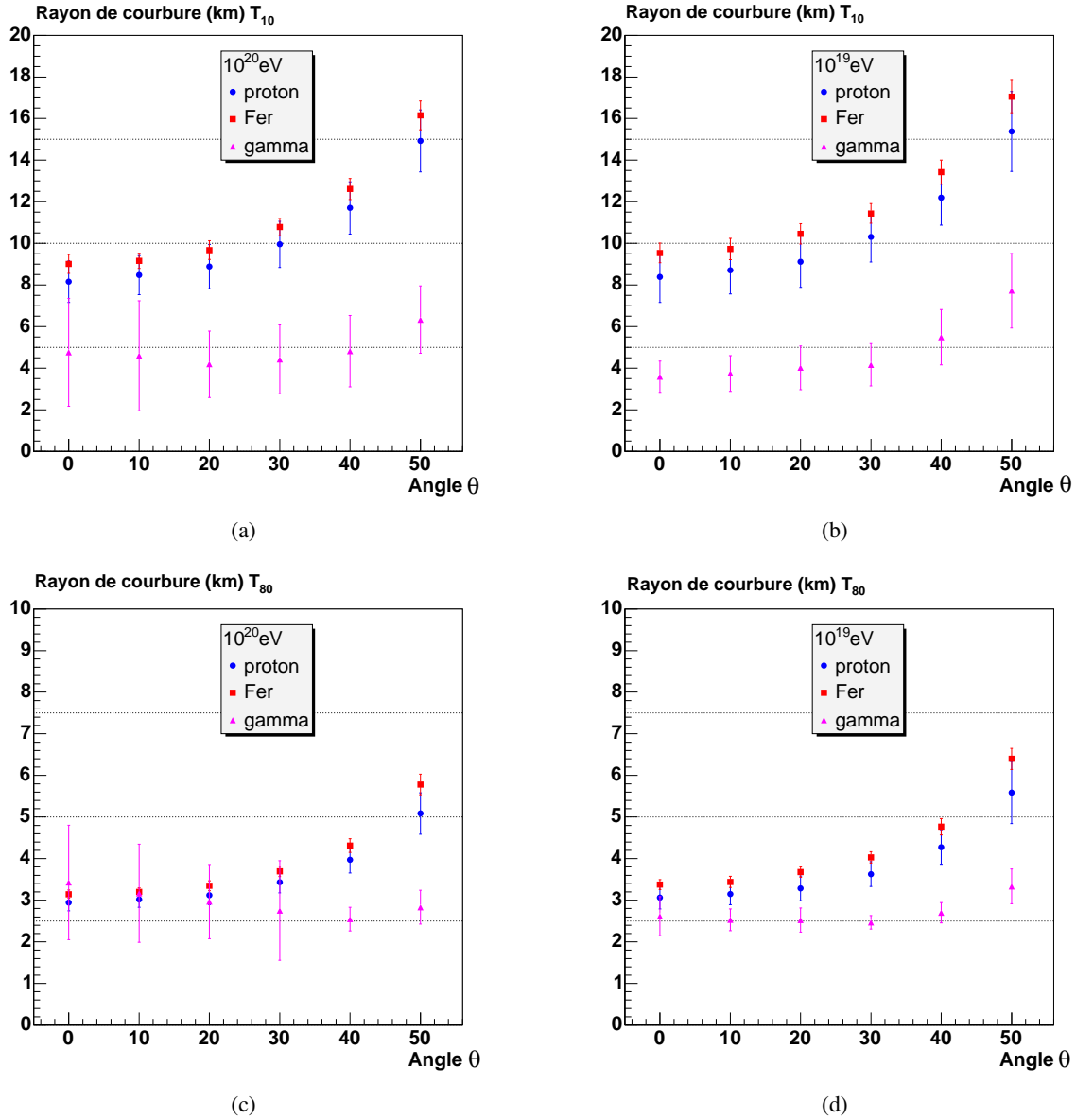


FIG. 5.15 : Rayons de courbure calculés à partir des T_{10} pour des gerbes de 10^{20} eV (a) et 10^{19} eV (b), et calculés à partir des T_{80} pour les gerbes de 10^{20} eV (c) et 10^{19} eV (d). Les différences entre hadrons et photons sont plus marquées pour les rayons de courbure calculés à partir des T_{10} .

On note que les courbures des gerbes initiées par des photons sont beaucoup plus faibles que celle des hadrons. Encore une fois, la discrimination hadron-photon semble relativement facile. Entre proton et fer, les différences sont moindres. Mais comme prévu, la courbure des gerbes de fer est plus grande que celle des

protons. Pour estimer le pouvoir de séparation de la mesure de la courbure de la gerbe, on va utiliser le facteur de mérite associé. La figure 5.16(a) donne ce facteur en fonction de l'angle d'incidence pour des gerbes de 10^{20} eV et des rayons de courbure calculés à partir des T_{10} , T_{50} et T_{80} .

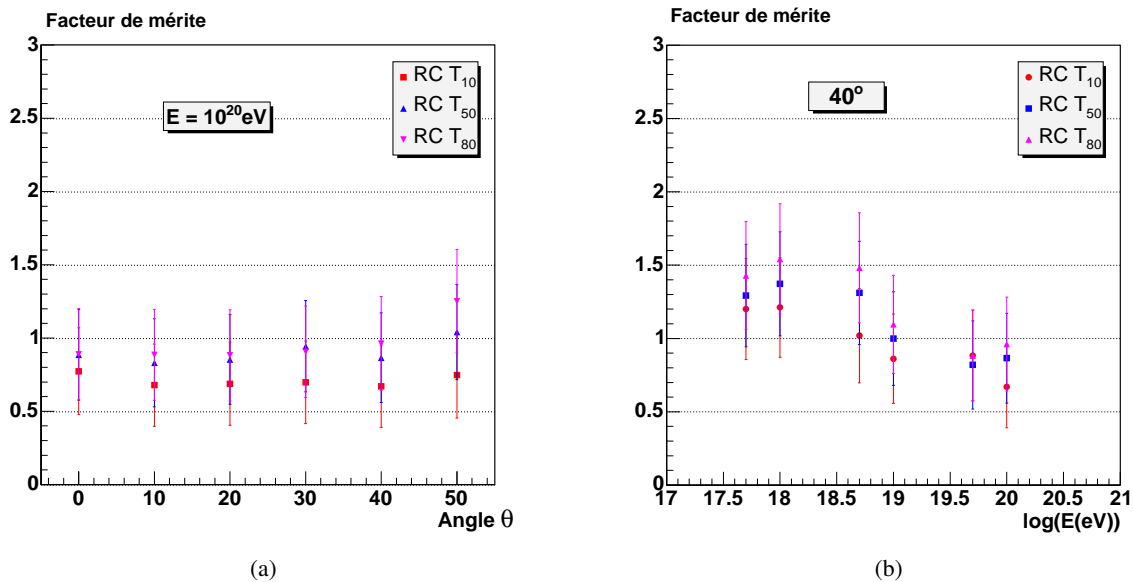


FIG. 5.16 : Facteur de mérite entre proton et fer en fonction de l'angle d'incidence θ à 10^{20} eV (a) et en fonction de l'énergie du primaire avec $\theta = 40^\circ$ (b) pour la discrimination à partir des rayons de courbure.

Le facteur de mérite semble être pratiquement constant avec l'angle d'incidence. Cette observation est encore vraie quel que soit l'énergie du primaire. C'est le rayon de courbure calculé sur les T_{80} qui semble être le meilleur critère de séparation des deux populations (proton-fer).

La figure 5.16(b) montre l'évolution du pouvoir de discrimination avec l'énergie de la gerbe pour une incidence inférieure à 40° . La discrimination se fait plus nettement à basse énergie, mais, du fait de la géométrie du réseau, on s'attend à ce que la reconstruction des basses énergies soit moins précise. Le résultat risque donc d'être inversé après reconstruction.

5.4.2 Les temps de montée du signal

Comme les muons arrivent en premier au sol (schéma 5.17) et qu'ils déposent un signal important dans les cuves par effet Čerenkov, le début du signal est dû principalement aux muons qui traversent la cuve. Le reste du signal est dû aux photons et aux électrons qui sont diffusés par l'atmosphère et qui arrivent après et de façon plus étalée. Plus une gerbe contient de muons plus le signal augmente brutalement au départ. Étant donné que les gerbes de photon contiennent moins de muons que les gerbes initiées par des hadrons, le temps de montée du signal, c'est-à-dire le temps que met le signal intégré pour passer de 0 à une certaine valeur (10, 50 et 80%), sera plus important pour les photons que pour les hadrons. De même, le temps de montée du signal des gerbes provenant de protons est plus grand que celui des gerbes initiées par des noyaux de fer. La figure 5.18 montre le temps de montée du signal à 10%, 50% et 80% du signal total, pour des primaires verticaux de 10^{20} eV.

Les différences entre photon et hadron étant importantes, la discrimination par une mesure de temps de montée du signal semble nettement séparer ces deux populations, particulièrement avec une montée à 10%. En revanche, la discrimination entre proton et fer est plus difficile.

Comme pour la mesure de la densité de muons, on peut définir un facteur de mérite proton-fer qui dépend de la distance à l'axe. Cependant, nous avons observé que le facteur de mérite obtenu est pratiquement indépendant

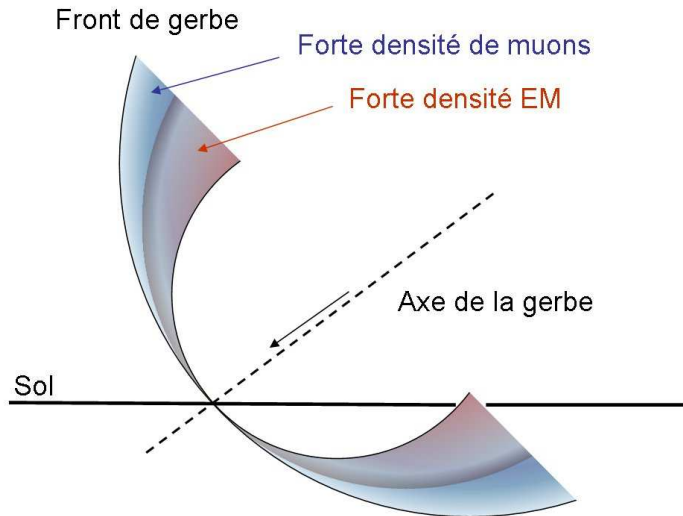


FIG. 5.17 : Schéma représentant la densité des différentes particules dans une gerbe. Le front extérieur est constitué principalement de muons, alors que partie intérieure est constituée de la composante électromagnétique

de la distance à l'axe de la gerbe à partir de quelques centaines de mètres. Cette observation est vraie pour les trois temps de montée ΔT_{10} , ΔT_{50} et ΔT_{80} . Nous avons donc défini un facteur de mérite en moyennant sur les distances. La figure 5.19(a) montre l'évolution de ce facteur avec l'angle d'incidence θ .

On constate que le facteur de mérite des trois temps de montée augmente légèrement avec l'angle d'incidence, et ce quel que soit l'énergie du primaire. On voit également que le temps de montée à 80% du signal est le meilleur des critères de discrimination parmi les différents temps de montée. Cette constatation est également valable pour toutes les énergies étudiées.

La figure 5.19(b) donne le facteur de mérite associé au temps de montée du signal pour des gerbes verticales en fonction de l'énergie. Le pouvoir de discrimination par la mesure des temps de montée du signal diminue avec l'énergie.

5.5 L'influence de l'asymétrie de la gerbe

Dans cette partie, nous allons reprendre tous les critères étudiés précédemment en séparant l'amont et l'aval de la gerbe, pour voir si cette distinction améliore l'identification du primaire. On appelle amont, la zone de la gerbe qui atteint le sol avant les particules du cœur de la gerbe. On appelle aval, la partie qui atteint le sol après les particules de cœur de la gerbe. Géométriquement, ces zones sont données par la position de l'impact du primaire (cœur de la gerbe) et les angles θ et ϕ de la gerbe (voir 5.20).

l'analyse des différences entre amont et aval fait apparaître une asymétrie qui est due à deux phénomènes :

- un effet géométrique dû à l'étalement des particules. En effet, en amont les particules produites lors de la formation de la gerbe sont moins étalées à leur arrivée au sol que celles qui atteignent le sol en aval. Sur le schéma 5.20, cet effet géométrique est illustré par les portions définies par l'angle β en amont et en aval de la gerbe. On voit bien qu'au sol, l'étalement est bien plus important en aval quand amont.
- un autre effet dû à la différence de parcours des particules pour atteindre le sol, entre amont et aval. Des particules ayant été formées à la même hauteur sur l'axe de la gerbe traversent plus d'atmosphère pour atteindre le sol en aval quand amont. Les particules en aval peuvent donc plus interagir avec l'atmosphère. En particulier, les photons et les électrons sont légèrement plus absorbés et plus diffusés. Il y a donc légèrement moins d'électrons et de photons en aval.

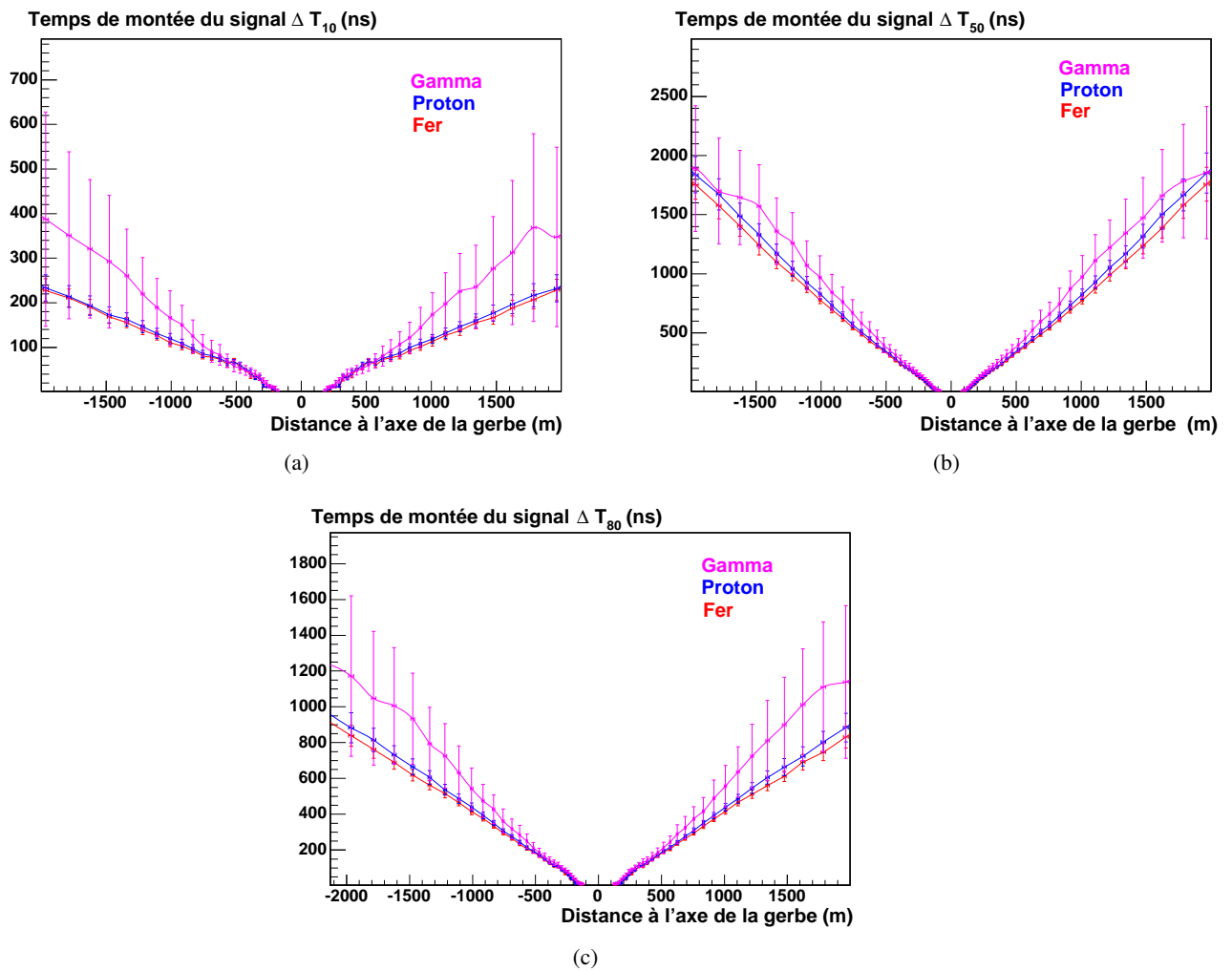


FIG. 5.18 : Temps de montée du signal moyens calculés à partir des (a) T_{10} , (b) des T_{50} et (c) des T_{80} pour des gerbes verticales de 10^{20} eV, en fonction de la distance à l'axe de la gerbe.

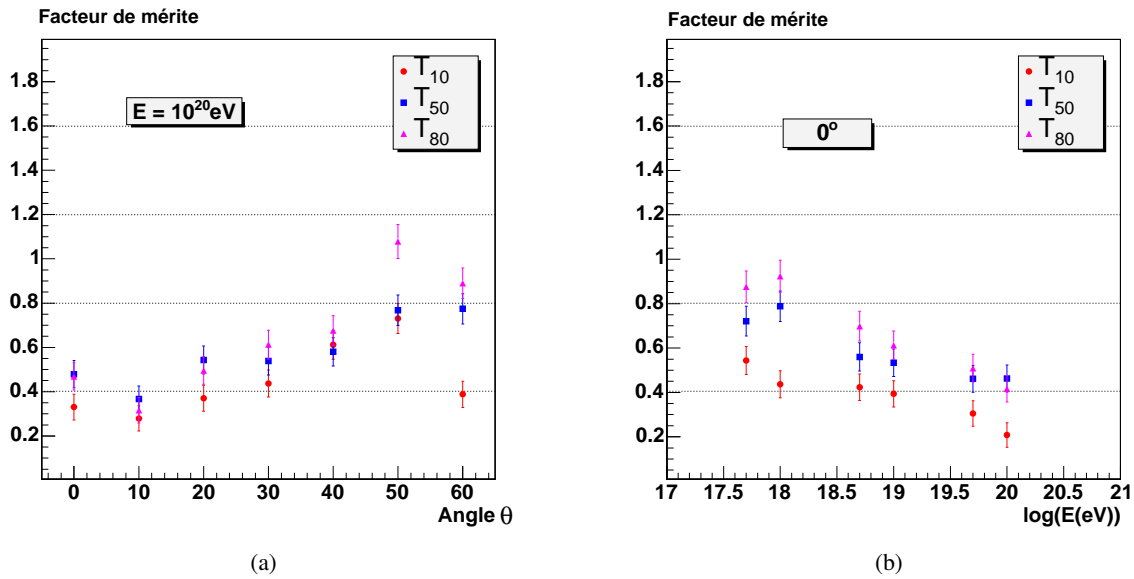


FIG. 5.19 : Facteur de mérite entre proton et fer en fonction de l'angle d'incidence θ à 10^{20} eV (a) et en fonction de l'énergie du primaire avec $\theta = 0^\circ$ (b) pour la discrimination à partir des temps de montée.

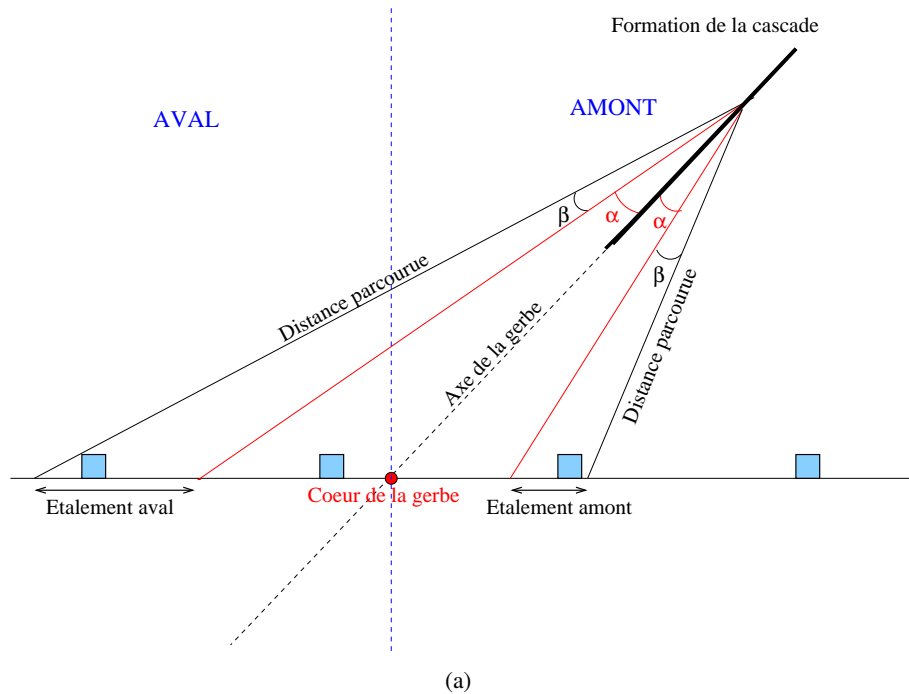


FIG. 5.20 : Schéma représentant l'asymétrie d'une gerbe inclinée. On observe deux asymétries entre l'amont et l'aval : un étalement des particules, plus grand en aval qu'en amont ; une différence de parcours entre l'amont et l'aval.

Les muons étant très peu sensibles à l'absorption et à la diffusion de l'atmosphère, seul l'effet géométrique affecte la densité de muons. Cependant, cet effet d'asymétrie est très faible et conduit à une différence amont-aval plus faible que les fluctuations "gerbe à gerbe" possibles. La séparation amont-aval n'a donc, dans ce cas, pas d'intérêt pour améliorer l'identification du primaire. Il sera quand même plus facile de mesurer la densité de muons en aval de la gerbe, où la partie électromagnétique (photons et électrons) sera moins importante. Les muons seront donc plus "visibles".

Dans la suite de cette section, nous allons étudier les deux critères géométriques (les rayons de courbure et les temps de montée du signal) en prenant en compte l'asymétrie. A partir de notre méthode en "toile d'araignée", séparer amont-aval consiste à séparer les différents secteurs en deux groupes.

Cette séparation demandera une très bonne reconstruction et ne sera possible que pour les événements possédant de nombreuses cuves (donc des événements à haute énergie). En effet, si l'on sépare amont-aval, l'étude de chaque critère se fera sur la moitié des cuves de l'événement. Les mesures seront donc moins précises.

5.5.1 Asymétrie : la courbure de la gerbe

Pour les gerbes inclinées, il y a clairement des différences amont-aval comme le montre l'exemple de la figure 5.21 des T_{10} et des T_{80} moyens obtenus pour des gerbes de fer, de proton et de photon de 40° à 10^{20} eV. Sur cette figure, les distances sont données par rapport à l'axe de la gerbe : l'amont correspondant aux distances négatives, l'aval correspondant aux distances positives. On constate alors que la partie en amont est plus courbée que l'aval. Cette observation est vraie pour tous les angles d'incidence θ , non nuls, et toutes les énergies.

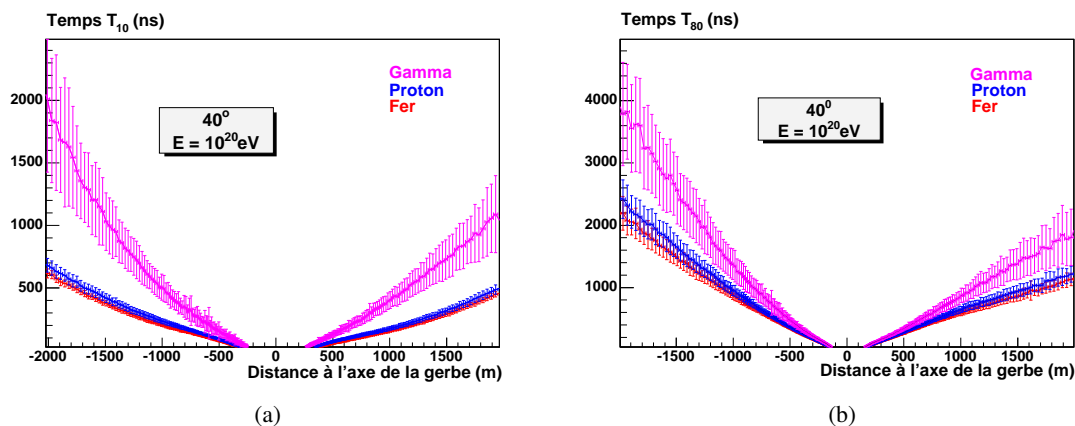


FIG. 5.21 : Exemples de T_{10} (a) et de T_{80} (b) calculés dans le plan de la gerbe pour des gerbes de proton, fer et de photon de 40° et de 10^{20} eV.

La figure 5.22 montre les rayons de courbure moyens, amont et aval, calculés à partir des T_{10} et des T_{80} , en fonction de l'angle d'incidence θ pour les trois primaires étudiés à 10^{19} eV. La séparation amont-aval améliore légèrement la discrimination photon-hadron, particulièrement en utilisant les T_{80} amonts. Pour la discrimination proton-fer, la comparaison du facteur de mérite sans asymétrie et avec la séparation amont-aval montre également une légère amélioration du pouvoir de discrimination avec la prise en compte de l'asymétrie.

Étant donné que la meilleure discrimination est obtenue avec le rayon de courbure calculé à partir des T_{80} , nous ne présenterons que les résultats obtenus pour ces rayons de courbure. La figure 5.23 montre l'évolution du facteur de mérite pour les rayons de courbure calculés avec les T_{80} , les T_{80} amonts et les T_{80} avals. La séparation est légèrement améliorée en utilisant les T_{80} amonts.

L'amélioration est cependant très légère. Il faudra donc vérifier si le fait de perdre de la précision sur la mesure (puisqu'en séparant amont-aval, seules la moitié des cuves sont utilisables) ne compense pas largement cette petite amélioration de discrimination.

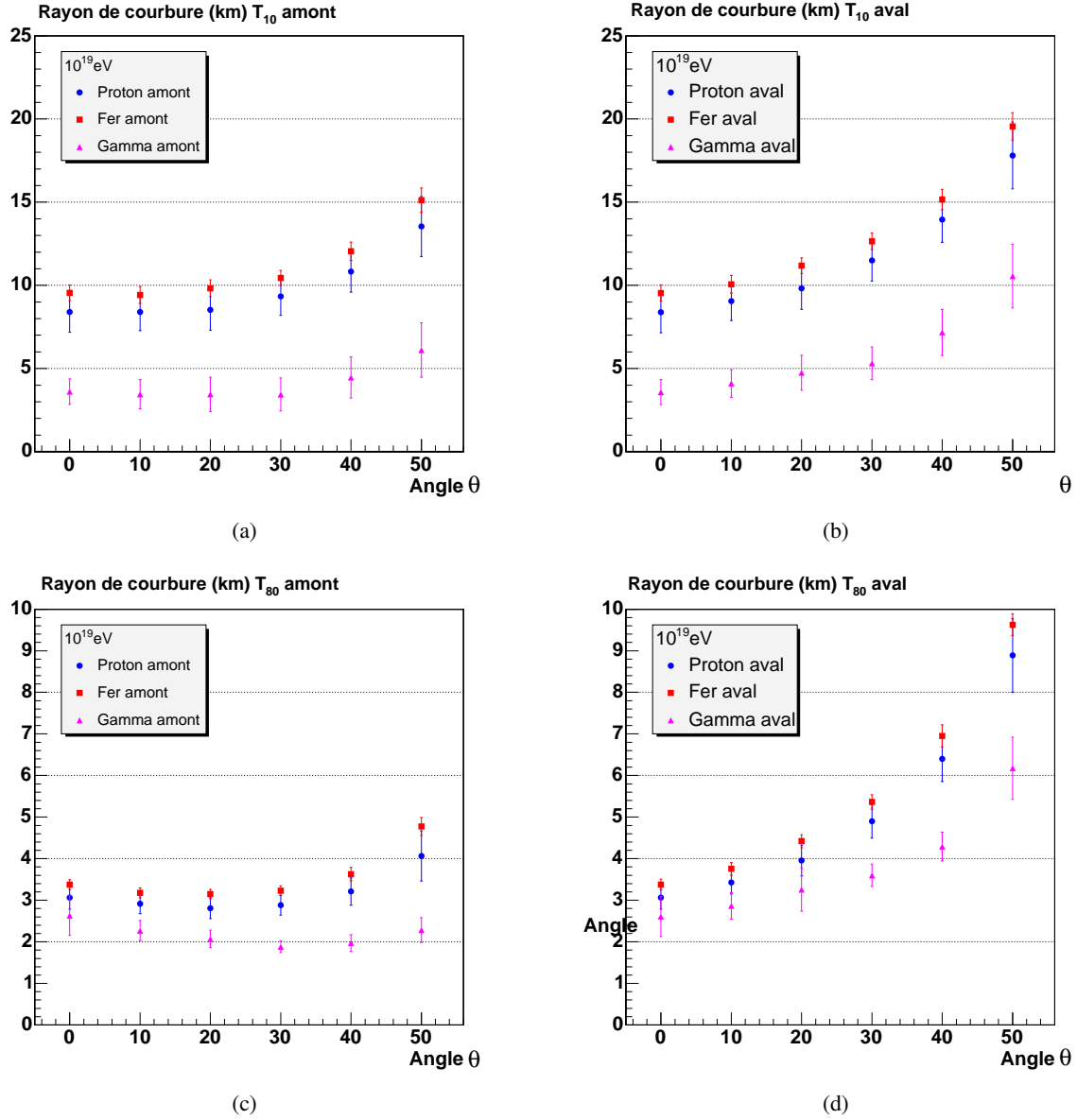
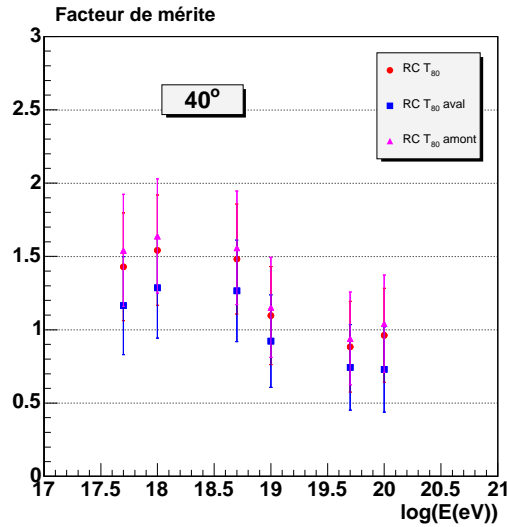


FIG. 5.22 : Rayons de courbure pour des gerbes de 10^{19} eV (proton, fer et gamma) calculés à partir des T_{10} amont (a) et aval (b) et calculés à partir des T_{80} amont (c) et aval (d). Les rayons de courbure en amont sont plus petit qu'en aval.

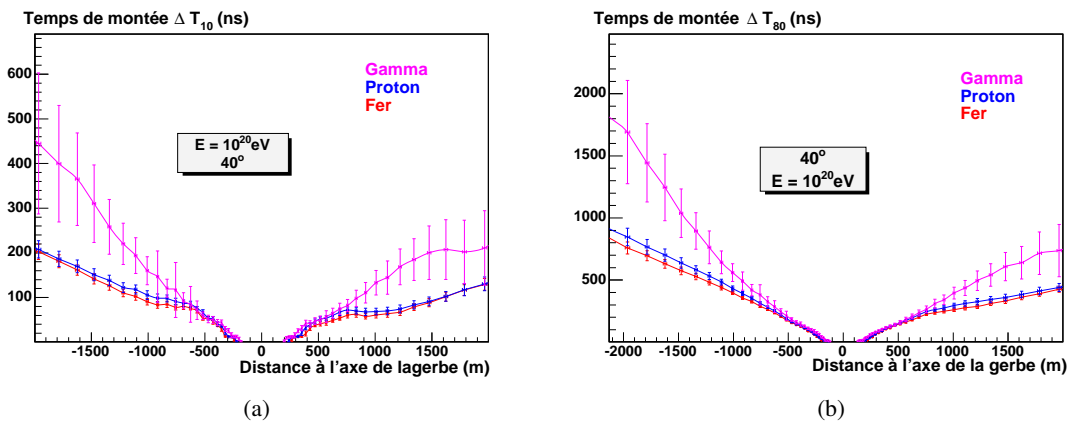


(a)

FIG. 5.23 : Facteurs de mérite proton-fer associés aux rayons de courbure calculés à partir des T_{80} , T_{80} , amont et aval, en fonction de l'énergie du primaire, pour des gerbes de 40° .

5.5.2 Asymétrie : les temps de montée du signal

De la même façon, nous avons testé si une séparation amont-aval améliorait la discrimination du primaire par les temps de montée. La figure 5.24 montre l'évolution de cette variable, en fonction de la distance, obtenue avec les ΔT_{10} et les ΔT_{80} pour des gerbes inclinées de 40° de 10^{20} eV. Les différences hadrons-photons ont légèrement augmenté en amont. La discrimination entre ces deux populations sera donc plus facile.

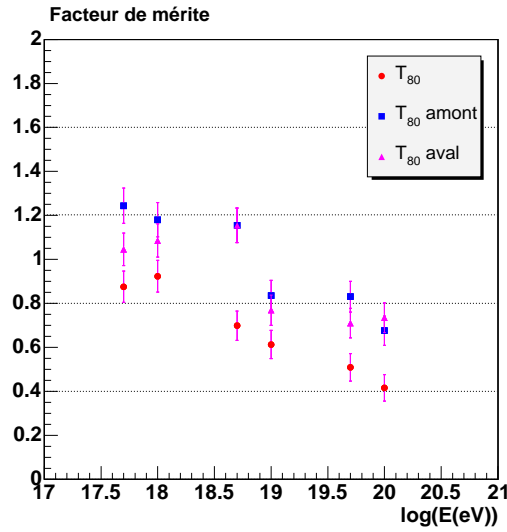


(a)

(b)

FIG. 5.24 : Temps de montée du signal calculés à partir des T_{10} (a) et des T_{80} (b) pour des gerbes de 40° de 10^{20} eV.

En ce qui concerne la discrimination proton-fer, l'amélioration n'est pas aussi évidente. Cependant, les facteurs de mérite obtenus avec et sans la prise en compte de l'asymétrie (figure 5.25) pour les temps de montée à 80% du signal montrent que la séparation amont-aval améliore clairement cette discrimination.



(a)

FIG. 5.25 : Facteurs de mérite proton-fer associés aux temps de montée du signal calculés à partir des T_{80} , T_{80} amont et aval, en fonction de l'énergie du primaire, pour des gerbes de 40° .

5.6 Comparaison des différentes méthodes

La séparation entre hadron et photon, par les quatre critères étudiés dans ce chapitre, semble être aisée et même possible gerbe à gerbe dans certain cas. Il reste cependant à vérifier que la reconstruction des événements permettra d'avoir la précision nécessaire.

En ce qui concerne la discrimination noyaux légers - noyaux lourds, la meilleure méthode à utiliser dépend principalement de l'angle d'incidence. Pour comparer le pouvoir de séparation des quatre critères (densité de muons, rayons de courbure, temps de montée du signal et XMAX) nous avons comparé les facteurs de mérite associés. Pour chaque critère nous avons choisi les meilleures conditions :

- Pour la densité de muons, chaque mesure (c'est à dire à n'importe quelle distance de l'axe de la gerbe) possède le même pouvoir de discrimination. Il reste cependant à trouver une méthode qui permette d'extraire du signal enregistré dans une cuve le nombre de muons (cf 7.2). Un autre problème apparaîtra également lorsque l'on utilisera les données du réseau. En effet, nous n'auront pas les mesures à la même distance, il faudra donc trouver un moyen pour comparer des densités à des distances différentes ; la précisions des mesures annoncée étant comprise entre 10 et 20% ;
- En ce qui concerne la mesure du XMAX, nous avons considéré une précision moyenne de 30 g.cm^{-2} . On devrait cependant atteindre une précision légèrement meilleure ;
- Pour les rayons de courbure, la mesure la plus discriminante est la mesure calculée à partir des T_{80} amonts.
- Pour les temps de montée du signal, la meilleur discrimination est obtenue avec les ΔT_{80} amonts. Nous aurons le même problème que pour la mesure de la densité de muons.

La figure 5.26 donne les facteurs de mérite proton-fer obtenus dans ces conditions en fonction de l'énergie du primaire, pour des gerbes de 20° et de 40° .

La mesure de la densité de muons avec une précision de 10% est la meilleure méthode de discrimination à 20° , quelle que soit l'énergie du primaire. La mesure du rayon de courbure donne de bons résultats, mais à faible énergie, il sera difficile à estimer à cause du faible nombre de cuves concernées par l'événement. Ensuite,

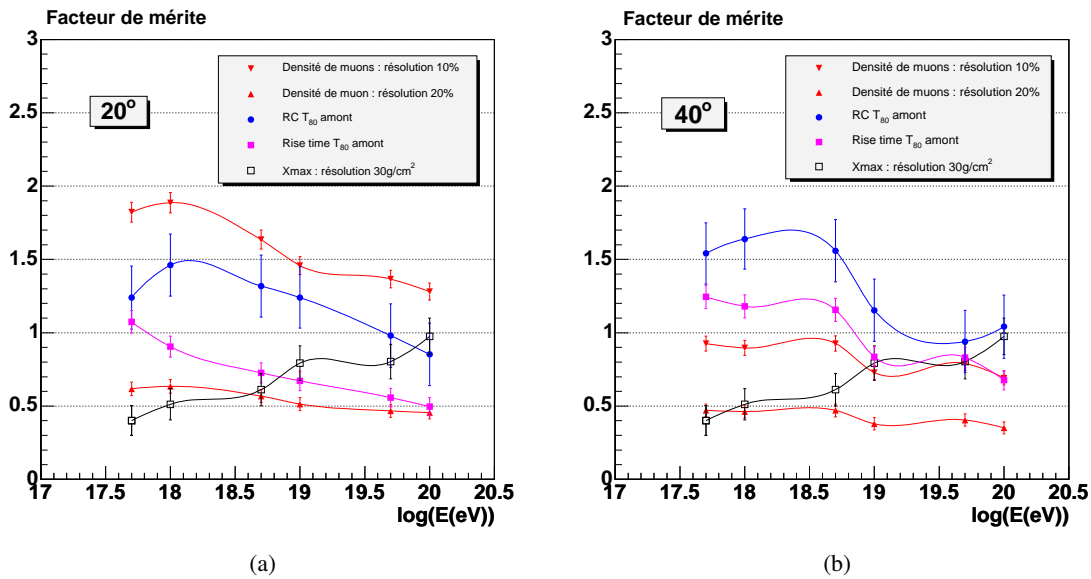


FIG. 5.26 : Comparaison des pouvoirs de séparation des différentes méthodes présentées, pour 20° (a) et pour 40° (b).

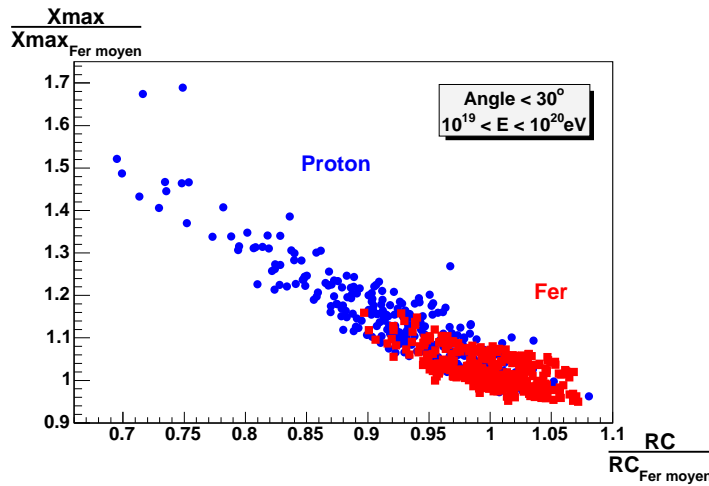
le XMAX discrimine bien les deux populations à haute énergie, alors qu'à faible énergie, la mesure des temps de montée est meilleure (mais comme pour le rayon de courbure, le manque de cuves dans les événements à faible énergie risque de fortement diminuer la précision de la mesure). Enfin, on voit clairement l'importance de mesurer la densité de muons avec une bonne précision puisque si celle-ci est de seulement 20%, la densité de muons devient la plus mauvaise des méthodes d'identification. A 40°, l'ordre est clairement modifié. La meilleure des méthode devient la mesure des rayons de courbure, puis la mesure des temps de montée du signal. La mesure du XMAX, étant indépendante de l'angle d'incidence, reste inchangée, alors que la densité de muons même avec une précision de 10% est fortement dégradée.

Faire de la discrimination statistique avec ces critères semble tout à fait possible, mais la discrimination gerbe à gerbe sera beaucoup plus difficile. Cependant, pour certains critères (XMAX, rayons de courbure), les fluctuations des gerbes de protons sont beaucoup plus larges que celles des gerbes de fer. Les valeurs obtenues peuvent alors être très différentes des valeurs atteignables par les gerbes de fer. Il sera alors peut être possible "d'isoler" une population de gerbes initiées par des protons.

Les facteurs de mérite étant du même ordre de grandeur pour chacun des critères, on peut espérer obtenir une meilleur discrimination en combinant tous les critères. Cela sera possible, si les quatre facteurs proposés ne sont pas trop corrélés. En effet, si deux facteurs sont totalement corrélés, seule la mesure de celui qui offre la meilleure discrimination sera intéressante.

5.7 Corrélation des paramètres

Comme la position du maximum de développement de la gerbe (XMAX) et la courbure de la gerbe dépendent de la position dans l'atmosphère de la zone où se produisent les différentes cascades de particules, on s'attend à ce qu'il y ait des corrélations entre ces deux critères. La figure 5.27 montre le XMAX en fonction du rayon de courbure calculé à partir de T_{10} , pour des gerbes de faible incidence ($\theta < 30^\circ$) et dont l'énergie est comprise entre 10^{19} et 10^{20} eV. Les deux quantités présentées ont été normalisées à la valeur moyenne obtenue pour les gerbes de fer.



(a)

FIG. 5.27 : Corrélation entre les critères géométriques, rayons de courbure et XMAX pour des gerbes d'incidence inférieure à 30° et d'énergie comprise entre 10^{19} et 10^{20} eV. Les mesures sont données par rapport à la mesure moyenne enregistrée pour les gerbes de fer.

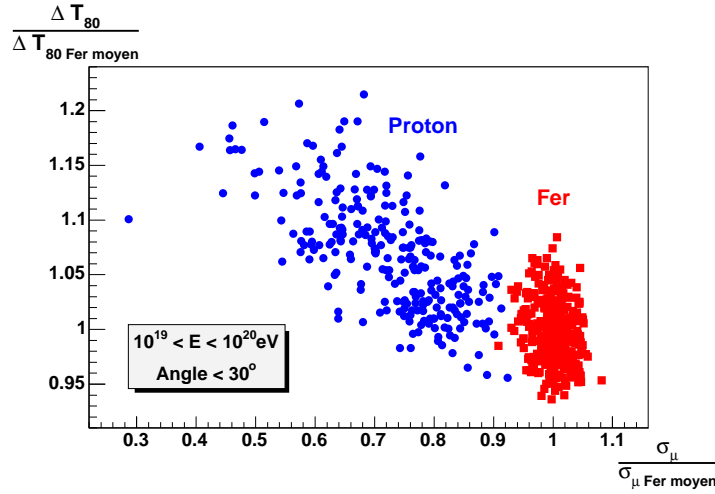
Les deux paramètres semblent être légèrement corrélés. Cette constatation est vraie pour des incidences plus grandes ($\theta > 30^\circ$) et pour les énergies plus basses ($E < 10^{19}$ eV), mais également pour les autres rayons de courbure calculés à partir des T_{50} et des T_{80} . Pourtant, la mesure des deux quantités apporte toujours une légère amélioration en ce qui concerne la discrimination proton-fer. On peut, en effet, avoir une mesure de l'un des paramètres qui ne permet pas de distinguer proton-fer alors que l'autre le permet, et vice-versa. Par contre, si l'un des deux paramètres n'est pas bien mesuré après reconstruction des événements, on ne servira que de l'autre pour la discrimination.

On peut également s'attendre à ce que les temps de montée du signal soient corrélés à la quantité de muons traversant la cuve. En effet, les muons étant peu diffusés par l'atmosphère, ils arrivent principalement avec le front extérieur de la gerbe, et forment alors en grande partie le début du signal. S'il y a beaucoup de muons dans la gerbe, on va alors avoir un début de signal plus important. Le signal intégré atteindra donc plus rapidement 80% du signal total. La figure 5.28 montre les temps de montée du signal à 80% en fonction de la densité de muons. Les deux quantités présentées ont été normalisées à la valeur moyenne obtenue pour les gerbes de fer.

Contrairement à ce que l'on pouvait attendre, les deux paramètres ne sont pas corrélés. Ceci s'explique simplement par le fait que l'on étudie le temps à 80%. Or, tant que l'on reste relativement près du cœur de la gerbe, la partie électromagnétique contribue beaucoup au temps de montée du signal (voir figure 5.5). Les deux paramètres apporteront donc une information sur la nature du primaire. Cette conclusion est vraie pour tous les angles et toutes les énergies étudiées.

L'étude des autres relations entre rayons de courbure, temps de montée du signal, XMAX et densité de muons n'a montré aucune corrélation évidente. On peut donc se servir simultanément de ces quatre critères pour obtenir une meilleure discrimination. Afin d'illustrer cela, nous avons fabriqué un nouveau facteur discriminant en combinant linéairement les quatre critères normalisés à la valeur attendue pour les gerbes de fer. Nous avons choisi d'effectuer une combinaison linéaire des paramètres pour des raisons de simplicité. L'idée ici n'étant pas de chercher la meilleure combinaison des paramètres, mais seulement de montrer que leur utilisation simultanée améliore la discrimination proton-fer.

La figure 5.29 (a) donne la distribution de notre nouveau facteur discriminant calculé pour des gerbes de faibles incidences ($\theta < 30^\circ$) et pour des énergies comprises entre 10^{19} et 10^{20} eV. L'estimateur utilisé a été fabriqué à partir de l'équation 5.9 :



(a)

FIG. 5.28 : Corrélation entre la densité de muons et le temps de montée du signal à 80% pour des gerbes d'incidence inférieure à 30° et d'énergie comprise entre 10^{19} et 10^{20} eV. Les mesures sont données par rapport à la mesure moyenne enregistrée pour les gerbes de fer.

$$\text{Estimateur}(\theta < 30^\circ) = 0.4 \sigma_\mu \text{ normé} + 0.3 RC_{\text{normé}} - 0.2 \Delta T_{80} \text{ normé} - 0.1 X_{\text{MAX}} \text{ normé} \quad (5.9)$$

De la même façon, la figure 5.29 (b) montre la distribution du nouvel estimateur calculé pour des gerbes de même énergie mais d'angle d'incidence de plus de 30° . L'estimateur 5.10 a ici une définition différente de celle donnée par l'équation 5.9. Elle donne, dans ce cas, plus de poids aux rayons de courbure et moins à la mesure de la densité de muons. Ce choix est naturellement dû au fait qu'à faible angle, la densité de muons est la meilleure méthode pour la discrimination (voir la section précédente "comparaison des méthodes"). Son poids dans l'estimateur est alors important. A grands angles, c'est le rayon de courbure qui offre la meilleure séparation.

$$\text{Estimateur}(\theta > 30^\circ) = 0.25 \sigma_\mu \text{ normé} + 0.45 RC_{\text{normé}} - 0.25 \Delta T_{80} \text{ normé} - 0.05 X_{\text{MAX}} \text{ normé} \quad (5.10)$$

Dans les deux cas présentés, la discrimination proton-fer est nettement améliorée. Les facteurs de mérite sont supérieurs à 1.8 pour les deux populations (petits et grands angles).

Pour améliorer grandement la discrimination proton-fer, on pourra donc essayer une combinaison de tous les paramètres après reconstruction.

5.8 Conclusion

L'ensemble des critères définis dans ce chapitre sont potentiellement capables d'identifier la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, en particulier pour les photons qui présentent des gerbes très caractéristiques. Nous avons également vu que ces critères pouvaient être combinés dans une analyse multidimensionnelle afin d'augmenter l'efficacité de la discrimination.

Pendant, il est important de souligner que ces résultats ont été obtenus sans tenir compte de la détection des événements. Pour un événement détecté par l'Observatoire AUGER, l'énergie E , l'angle zénithal θ ainsi que la position du cœur sont déterminés par reconstruction (Chapitre 6). Ces paramètres ne sont donc pas connus exactement mais présentent des incertitudes qui sont susceptibles d'affecter et sûrement de diminuer l'efficacité

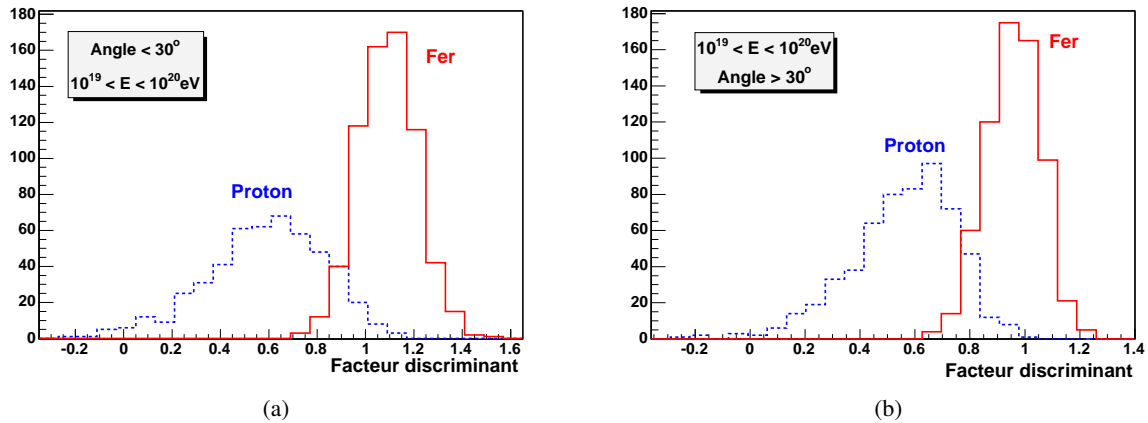


FIG. 5.29 : Distribution d'un nouveau facteur discriminant fabriqué à partir d'une combinaison linéaire des quatre critères étudiés précédemment pour des énergies comprises entre 10^{19} et 10^{20} eV : à gauche (a) pour les petits angles d'incidence ($\theta < 30^\circ$), la combinaison linéaire est donnée par la formule 5.9 ; à droite (b) pour les grands angles d'incidence ($\theta > 30^\circ$), la combinaison est donnée par l'équation 5.10.

de discrimination de nos critères. Nous devons donc vérifier si avec ces incertitudes l'identification est toujours possibles.

De plus, certain critère comme la densité de muons, ne sont pas directement accessibles à partir de l'observatoire Pierre AUGER. Pour les obtenir, il faut donc nécessairement trouver un moyen indirect permettant de les estimer à partir de l'ensemble des paramètres fournis par le détecteur.

Les travaux relatifs à cet aspect du problème feront l'objet des trois derniers chapitres de cette thèse.

Chapitre 6

Reconstruction des événements du réseau de surface

Le chapitre précédent a permis de montrer que l'identification du primaire nécessite la connaissance de son énergie, de son angle zénithal et même parfois de la position du cœur de gerbe qu'il a générée dans l'atmosphère (pour permettre de déterminer le temps de montée du signal et la densité de muons au sol). En réalité, l'identification du primaire correspond en fait à la dernière étape de la reconstruction des événements.

Dans ce contexte, ce chapitre a pour objet de présenter comment ces différents paramètres sont déterminés à partir des données enregistrées par le détecteur de surface (voir §4.3.2.2 p.86). Comme nous le verrons dans ce chapitre, cette analyse impose de faire une hypothèse sur la nature du primaire. De ce fait, il existe autant de reconstructions différentes que de primaires considérés, dont une que nous avons réalisée pour les événements photons.

Afin de tester nos algorithmes et d'estimer les erreurs et les biais systématiques qu'ils génèrent, l'ensemble des étapes de la reconstruction a été testé à l'aide des simulations d'événements présentées dans la première partie de ce chapitre. Cette analyse a finalement été appliquée aux premières données réelles fournies par l'observatoire donnant ainsi accès à un premier ensemble de résultats, qui bien qu'encore préliminaires, donnent une première estimation de la distribution en énergie et de la distributions angulaires des événements (§6.4).

6.1 Simulation du détecteur

Les algorithmes de reconstruction des événements du réseau de surface sont développés à partir de simulations d'événements. On utilise AIRES ou CORSIKA et un couple de modèles d'interactions hadroniques (un à haute énergie (SYBILL, QGSJET...) et un à basse énergie (FLUKA, GEISHA...) voir 3.2.2.1 p.66) pour simuler des gerbes atmosphériques à partir d'une particule primaire et obtenir la distribution au sol des particules secondaires. Un deuxième programme va alors simuler la réponse du réseau de surface traversé par ce front. Il existe aujourd'hui quatre programmes développés par la collaboration : SDSIM qui est le simulateur officiel de la collaboration, EASYSIM, et deux simulateurs basés sur GEANT4. Tous suivent la même démarche :

- les particules fournies par le simulateur de gerbe sont tout d'abord redistribuées au sol : en effet, comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 5.1.1, les particules sont regroupées lors de leur parcours dans l'atmosphère (*le thinning*), pour des raisons de temps de calcul et d'espace mémoire ; afin d'obtenir une répartition plus physique, elles sont redistribuées suivant un algorithme, le *smearing* [108] ;
 - Chaque particule entrant dans une cuve est alors suivie et soumise aux différents processus physiques qui peuvent intervenir (création de paires pour les photons, émission Čerenkov pour les particules chargées, etc. voir paragraphe 4.3.1 p.83) ;
 - les photons Čerenkov produits sont alors propagés dans la cuve jusqu'à leur absorption ou leur détection par les photo-multiplieurs (PMTs) ;
-

- la réponse des PMTs et de l'électronique d'acquisition (Front End, FADC) est ensuite simulée ;
- une fois le signal de chaque cuve calculé, un algorithme simule les différents niveaux de déclenchement de la cuve (*Trigger* T1,T2) et de la station centrale (T3) ; si le niveau 3 est atteint, l'événement est enregistré au format des données : le format CDAS.

Mis à part EASYSIM, ces simulations sont extrêmement lourdes en termes de temps de calcul et de mémoire. La simulation d'un événement prend en effet de 40 min à quelques heures (dépend de l'angle zénithal et de l'énergie du primaire) sur une machine standard du centre de calcul de Lyon. Les différents groupes de la collaboration essaient donc de se mettre d'accord avant de lancer une campagne de simulation qui peut durer plusieurs mois.

EASYSIM et les deux simulateurs basés sur GEANT4 étant relativement récents, il n'existe pas à ce jour de comparaison "approfondie" entre les différents simulateurs. Nous avons cependant comparé, pour plusieurs gerbes, les signaux obtenus avec SDSIM et GEANT4 dans les mêmes conditions. Les signaux obtenus présentent des formes comparables, mais GEANT4 semble générer des signaux 10 à 20% plus importants que ceux obtenus par SDSIM. Ces différences ne sont aujourd'hui pas expliquées.

L'ensemble du travail présenté dans la suite a été réalisé sur les gerbes simulées par le programme CORSIKA, décrites dans le paragraphe 5.1.1 p.93, passées dans le simulateur SDSIM v3.00.

6.2 La reconstruction standard

Comme nous l'avons vu dans la partie 4.3.2.2 p.86, les événements du réseau de surface sont sélectionnés puis enregistrés au format ROOT, par le programme d'acquisition temps réel de la station centrale (CDAS). Ces fichiers d'événements vont alors pouvoir être analysés par les différents groupes de la collaboration. Il existe ainsi plusieurs algorithmes de reconstruction. Ces analyses sont, en générale, très proches les unes des autres et donnent des résultats relativement comparables. Nous ne présenterons donc ici que l'analyse du laboratoire APC.

Un événement du réseau de surface est constitué de $N \geq 3$ cuves dont le *trigger* de niveau 2 a été déclenché auxquelles sont rajoutées les cuves voisines ayant eu un *trigger* de premier niveau. Chaque cuve i de l'événement est caractérisée par :

- sa position géographique x_i, y_i et z_i sur le réseau ;
- son temps t_i de *trigger*.
- le signal intégré S_i , en VEM, enregistré par la cuve : Ce signal est obtenu en faisant la moyenne des signaux enregistrés par les 3 PMTs dont on soustrait la ligne base. Il est ensuite converti en VEM grâce aux mesures d'auto-calibration effectuées par la station locale (4.3.2.3 p.88).

C'est à partir de ces données que l'on va pouvoir caractériser la gerbe initiale.

Une gerbe est totalement identifiée si l'on détermine :

- la position x_0, y_0 et z_0 de son cœur au niveau du sol (FIG. 6.1).
- son axe de développement. Cet axe est défini par les angles θ et φ ou par le vecteur directeur unitaire $\vec{d} = \{u, v, w\}$ donné par :

$$\vec{d} = \begin{cases} u = \sin \theta \cos \varphi \\ v = \sin \theta \sin \varphi \\ w = \cos \theta = \sqrt{1 - u^2 - v^2} \end{cases}$$

- le temps d'impact T_0 de la gerbe au sol ;
- l'énergie du primaire. Elle est estimée par interpolation ou extrapolation de la densité de signal à une distance optimale de la gerbe. On choisit, en effet, la distance à l'axe où le signal présente, d'après les

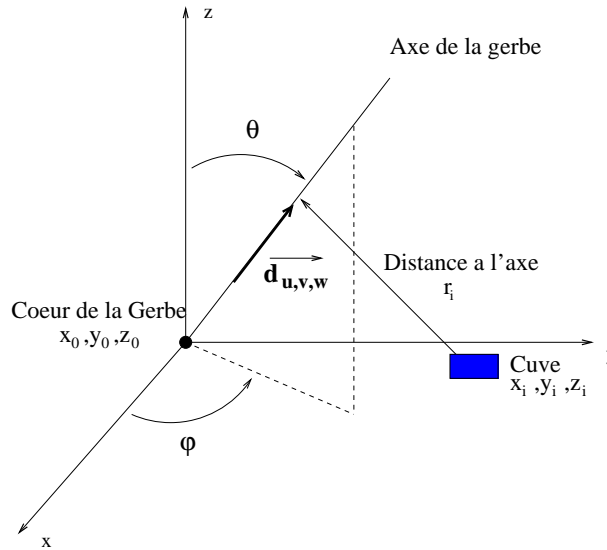


FIG. 6.1 : Schéma des grandeurs caractéristiques d'une gerbe.

simulations, le moins de variations entre les différents modèles d'interaction, de fluctuations dans le développement des gerbes et dans les signaux des cuves. Pour l'étude des gerbes autour de 10^{19} eV et dans les conditions d'Auger (espacement des cuves, altitude...) il a été montré (FIG. 6.2) que le meilleur estimateur de l'énergie est la mesure du signal à 1000 m : le $S(1000)$ [109] ;

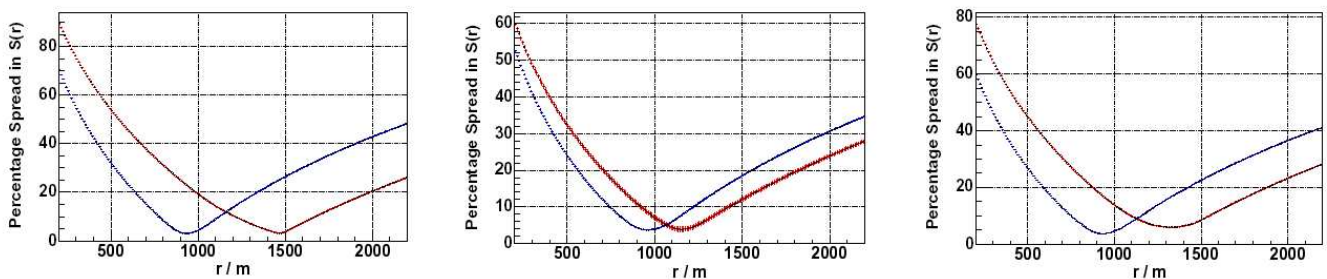


FIG. 6.2 : Fluctuations relatives du signal (en %) en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. De gauche à droite est successivement présenté les résultats à 25° , 60° et entre 0 et 60° : En bleu, les événements possédant au moins une cuve saturée ne sont pas pris en compte. En rouges tous les événements sont considérés (REF. [109]).

- la nature du primaire.

Deux procédures sont aujourd'hui développées au sein du groupe APC. Ces deux approches reposent sur la comparaison des paramètres de la gerbe que l'on veut reconstruire, aux simulations de gerbe et du détecteur :

- la reconstruction, dite standard, où l'on fabrique à partir des simulations des fonctions de distribution latérale (LDF) que l'on ajuste aux paramètres de la gerbe étudiée. Cette procédure, exposée dans la partie suivante, se divise en 7 étapes. Les paramètres de la gerbe estimés par une étape sont utilisés comme paramètres initiaux pour l'ajustement suivant.
- une procédure, dite "spline", où l'on compare directement les données du détecteur aux simulations sans faire intervenir de fonction empirique.

Le travail de cette thèse n'utilisant pas cette deuxième reconstruction, elle ne sera pas décrite dans la suite.

La reconstruction standard part de l'hypothèse que la nature du rayon cosmique est connue. On peut donc réaliser une reconstruction en considérant que notre cosmique est un proton, un noyau (en général un noyau de fer) ou un photon. Changer l'hypothèse sur la nature aura principalement un impact sur l'énergie estimée du primaire.

Étape 0 : barycentre des signaux

La première étape consiste à chercher la position du cœur de la gerbe, par un barycentre calculé sur l'ensemble des cuves¹. Le poids affecté à chaque cuve est égal à la racine du signal intégré S_i qu'elle a enregistré :

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^N (x_i - x_0) \times \sqrt{S_i} = 0 \\ \sum_{i=1}^N (y_i - y_0) \times \sqrt{S_i} = 0 \\ \sum_{i=1}^N (z_i - z_0) \times \sqrt{S_i} = 0 \end{cases}$$

Les figures 6.3 montrent la résolution et l'erreur systématique calculées entre le cœur reconstruit lors de cette première étape et la "vraie" position du cœur donnée par la simulation. Bien évidemment, le barycentre ne permet pas d'avoir une très bonne résolution sur la position du cœur. Cependant cette estimation servira de point de départ au futur ajustement (étape 2).

Étape 1 : ajustement plan du front de gerbe

Dans cette étape, on considère que le front de gerbe est un plan qui se propage le long de l'axe de développement de la gerbe à la vitesse de la lumière c . On ajuste alors le vecteur directeur \vec{d} et le temps T_0 pour que le plan touche successivement les cuves aux temps t_i enregistrés. Cet ajustement est réalisé par minimisation du χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(t_i - T_0 + (u x_i + v y_i + \sqrt{1 - u^2 - v^2} z_i)/c)^2}{\sigma_i^2} \quad (6.1)$$

où l'erreur σ_i sur la mesure du temps t_i est fixée à $25/\sqrt{12}$ ns, ce qui correspond à l'incertitude sur le début du signal enregistré par la cuve². Cette erreur fixe n'intervient donc pas dans l'ajustement mais seulement dans la valeur du χ^2 .

Cet ajustement est pratiquement toujours possible puisqu'il ne fait intervenir que 3 degrés de liberté (u , v et T_0) et que l'on a au moins 3 cuves dans l'événement. Il nécessite cependant que les cuves ne soient pas toutes alignées.

Cette première estimation des angles d'incidence de la gerbe présente une résolution d'environ 3.5° sur θ à basse énergie et atteint 1° aux énergies extrêmes (100 EeV), comme on peut le voir sur la figure 6.4(a). Le biais

¹Une autre méthode, utilisé par le programme de selection officiel des événements, appelé *Es*, réalise ce barycentre, non pas sur l'ensemble des cuves ayant participées à l'événement, mais seulement sur le triangle élémentaire de la maille du réseau ayant reçu le plus de signal. Les deux méthodes donnent des résultats proches.

²Cette erreur provient tout simplement du fait que l'on ne sais pas, à un bin prêt, le temps de début du signal. σ_i est donc obtenu en calculant la variance d'un tirage aléatoire sur une distribution plane, représentant 1 bin ($\Delta t = 25$ ns). On obtient ainsi : $\sigma^2 = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2 = \int_0^{\Delta t} \frac{t^2}{\Delta t} dt - (\int_0^{\Delta t} \frac{t}{\Delta t} dt)^2 = \frac{\Delta t}{12}$

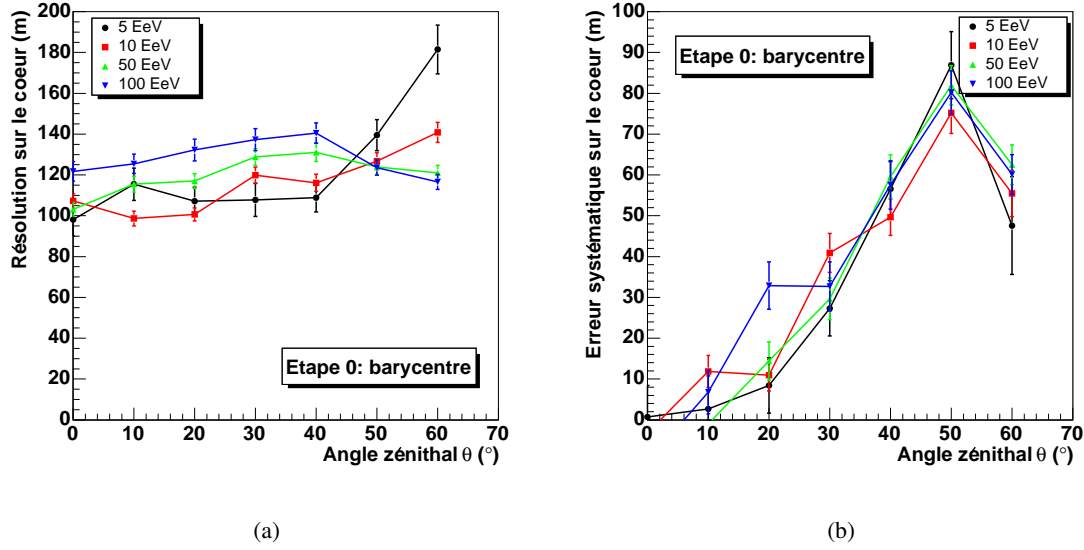


FIG. 6.3 : *Étape 0 : résolution (a) et erreur systématique (b) sur la position du cœur obtenues avec le calcul du barycentre des signaux, en fonction de l'angle d'incidence pour 4 énergies 5, 10, 50 et 100 EeV.*

systématique reste important ($\lesssim -1^\circ$) à basse énergie (FIG. 6.4(b)). En ce qui concerne l'angle azimutal φ , les résolutions, présentées dans l'annexe B (FIG. B.1 p.187), montrent une résolution inférieure à 4° à basse énergie et inférieure à 2° au dessus de 5×10^{19} eV quelque soit l'angle zénithal. La précision augmente fortement avec l'angle θ . De plus, Cette mesure est relativement peu biaisée pour des angles zénithaux aux dessus de 30° et ce quelque soit l'énergie du primaire.

À la fin de cet ajustement, une première approximation du $S(1000)$ est calculée par interpolation des signaux enregistrés par les cuves autour de 1000 m. Cette estimation servira de valeur initiale pour l'ajustement suivant.

Étape 2 : ajustement de la fonction latérale de distribution du signal (LDF)

Une fois le cœur et la direction d'arrivée du primaire estimés, on ajuste sur le signal, la fonction de distribution latérale (LDF). On cherche donc à minimiser la fonction suivante, en $S(1000)$, x_0 et y_0 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(LDF(S(1000), r_i) - S_i)^2}{(LDF(S(1000), r_i))^2} \quad (6.2)$$

où r_i est la distance entre la cuve et l'axe de la gerbe (FIG. 6.1) donnée par :

$$r_i^2 = (x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2 - (u(x_i - x_0) + v(y_i - y_0) + \sqrt{1 - u^2 - v^2}(z_i - z_0))^2 \quad (6.3)$$

avec z_0 fixé à l'altitude donnée par l'étape 0 du barycentre.

Il existe différentes LDF construites à partir des simulations : la fonction d'Haverah Park, les fonctions hypergéométriques [88]... La collaboration Auger a également développé sa propre LDF [110, 111] appelée LDF "LOG-LOG-PARABOLA", notée "LOG", car elle est fondée sur une parabole décrite en "log-log". Cette dernière semble donner, d'après les simulations, la meilleure reconstruction du $S(1000)$. Elle est définie par :

$$S(r) = S(1000) \frac{r^{\beta + \gamma \log \frac{r}{1000}}}{1000} \quad (6.4)$$

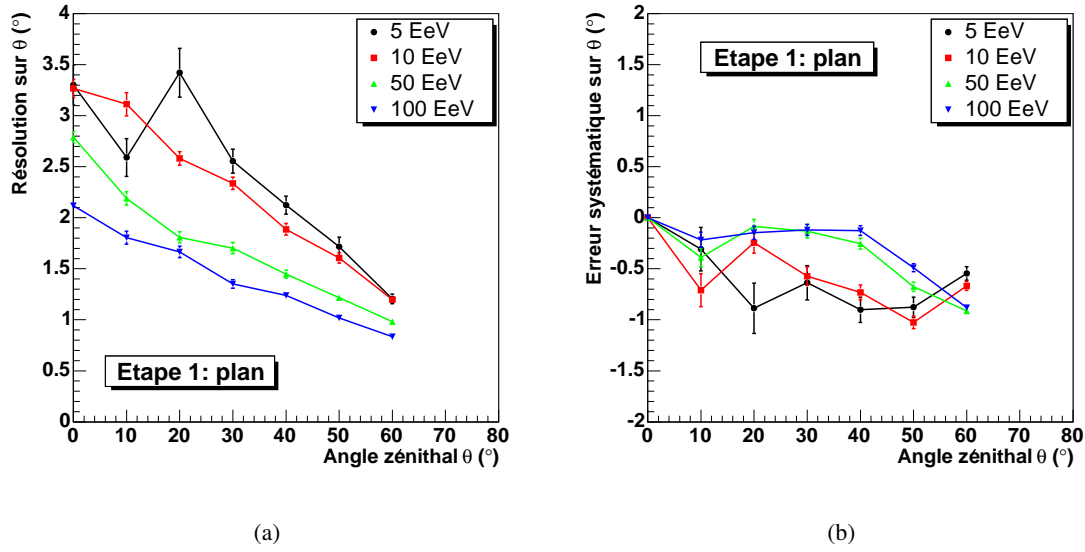


FIG. 6.4 : Étape 1 : résolution (a) et erreur systématique (b) sur l'angle zénithal θ obtenues avec l'ajustement plan.

où β est laissé libre durant l'ajustement et γ est donné par la simulation. Ce dernier coefficient dépend de l'angle θ mais également de la nature du primaire. L'utilisation d'une telle fonction, et donc l'estimation du $S(1000)$, entraîne une hypothèse sur la nature de la particule initiale. On prend généralement le coefficient γ des protons. Cependant, les différences entre proton et fer sont du même ordre que l'incertitude due aux modèles hadroniques et aux simulations. Dans l'hypothèse photon, on utilise une autre forme de LDF, la LDF "2EXPO" [112]. Nous y reviendrons dans la partie 6.3.

Étape 3 : courbure du front de gerbe ($N \geq 4$)

L'ajustement par un plan du front crée un biais sur la reconstruction des directions d'arrivée. En effet, lors de la propagation de la gerbe dans l'atmosphère, les particules loin de l'axe sont en retard par rapport au front plan qui se propage le long de l'axe. Le front va donc systématiquement être en retard sur le plan pour déclencher les cuves au sol (FIG. 6.5). Si l'on ajuste l'axe de ce nouveau front au temps t_i enregistrés par les cuves, on obtient un angle θ systématiquement plus important. Pour modéliser cet effet, on considère, dans un premier temps, que le front de gerbe est sphérique et de rayon R constant. On ajuste alors u , v , R et T_0 , afin de minimiser la fonction χ^2 suivante :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(t_i - T_0 + (u(x_i - x_0) + v(y_i - y_0) + \sqrt{1 - u^2 - v^2}(z_i - z_0) - \frac{r_i^2}{2R})/c)^2}{\sigma_i'^2} \quad (6.5)$$

où z_0 est fixé à l'altitude donnée par l'étape 0 du barycentre et où l'erreur sur le temps σ_i' est estimée par la fonction empirique 6.6 ajustée sur les simulations. Elle relie la dispersion des temps d'arrivée des premières particules au sol à l'angle zénithal θ de la gerbe et à la distance r_i de la cuve à l'axe de la gerbe :

$$\sigma_i' = \sqrt{(25 \times 10^{-9})^2 + (5 \times 10^{-14})^2 r_i^4 \cos^2 \theta} \quad (6.6)$$

Remarque : l'étape du calcul de la courbure fait intervenir un nouveau degré de liberté. Afin de converger, elle nécessite un paramètre d'entrée supplémentaire, c'est à dire une cuve en plus ($N \geq 4$) dans l'événement.

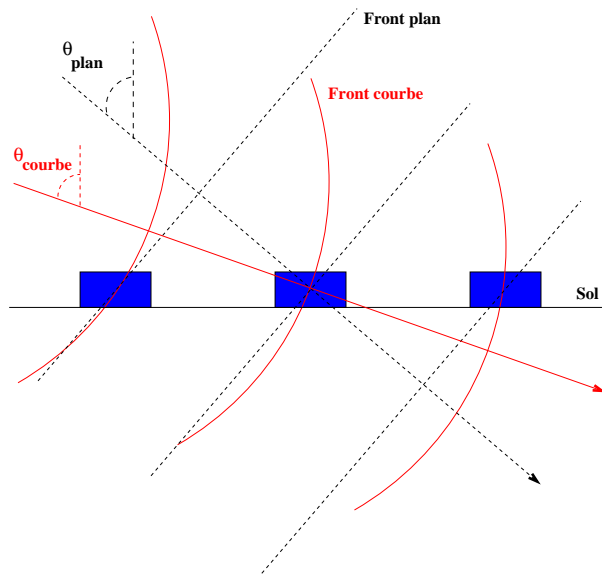


FIG. 6.5 : Schéma représentant le biais systématique de la reconstruction de la direction d'arrivée par un ajustement plan. La prise en compte de la courbure de la gerbe améliore cet ajustement.

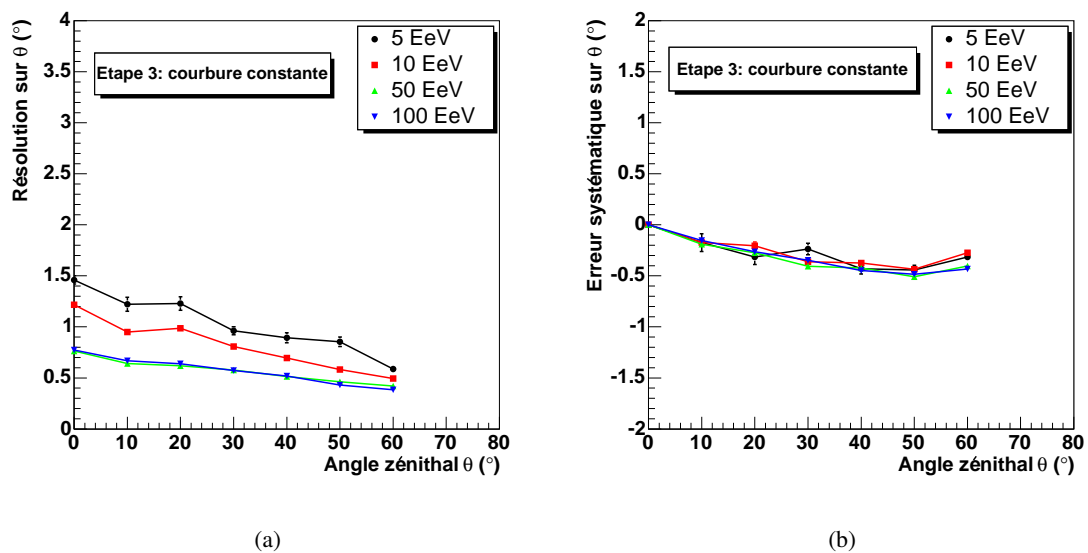


FIG. 6.6 : Étape 3 : résolution (a) et erreur systématique (b) sur l'angle zénithal θ obtenues avec la reconstruction standard et la LDF "LOG" avec l'ajustement du rayon de courbure constant.

Cet ajustement améliore nettement la résolution angulaire comme on peut le voir sur la courbe 6.6(a) présentant la résolution sur l'angle zénithal θ . Cependant, le biais systématique reste relativement important sur θ (environ -0.5°) même à haute énergie. On atteint une résolution inférieure à 1° sur l'angle azimutal avec, en plus, un biais pratiquement nul pour des angles zénithaux θ supérieurs à 20° (FIG. B.2).

Étape 4 : courbure "variable" de la gerbe ($N \geq 4$)

Cette dernière étape d'ajustement géométrique est en fait un raffinement de l'étape précédente [113]. Lors de leur propagation dans l'atmosphère, les particules de la gerbes vont "s'étaler". Le retard relatif des particules par rapport à la propagation d'un plan va ainsi diminuer. Il en résulte que le rayon de courbure de la gerbe va augmenter avec la propagation du front (FIG. 6.7). Cet effet est pris en compte, en remplaçant le rayon de

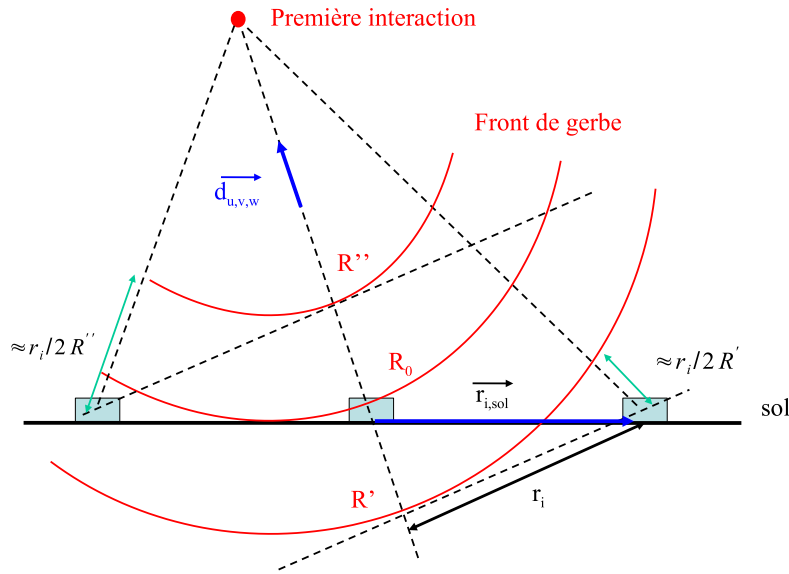


FIG. 6.7 : Définition géométrique du rayon de courbure variable.

courbure fixe R par un rayon variable défini par :

$$R(x_i, y_i, z_i) = R_0 - \vec{r} \cdot \vec{d}_{i,\text{sol}} = R_0 - (x_i - x_0)u - (y_i - y_0)v - (z_i - z_0)\sqrt{1 - u^2 - v^2} \quad (6.7)$$

avec z_0 fixé à l'altitude donnée par l'étape 0 du barycentre.

On minimise alors la même fonction que précédemment :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(t_i - T_0 + (u(x_i - x_0) + v(y_i - y_0) + \sqrt{1 - u^2 - v^2}(z_i - z_0) - \frac{r_i^2}{2R(x_i, y_i, z_i, u, v)})/c)^2}{\sigma_i^2} \quad (6.8)$$

avec u, v, R_0 et T_0 libres.

Cet ajustement n'améliore que très légèrement la résolution zénithale (FIG. 6.8(a)) mais atténue nettement le biais systématique sur θ (FIG. 6.8). La résolution sur l'angle azimutal est également légèrement améliorée (FIG. B.3). Ces résolutions correspondent aux résolutions finales obtenues sur les angles d'incidence, elles ne seront plus améliorées par la suite.

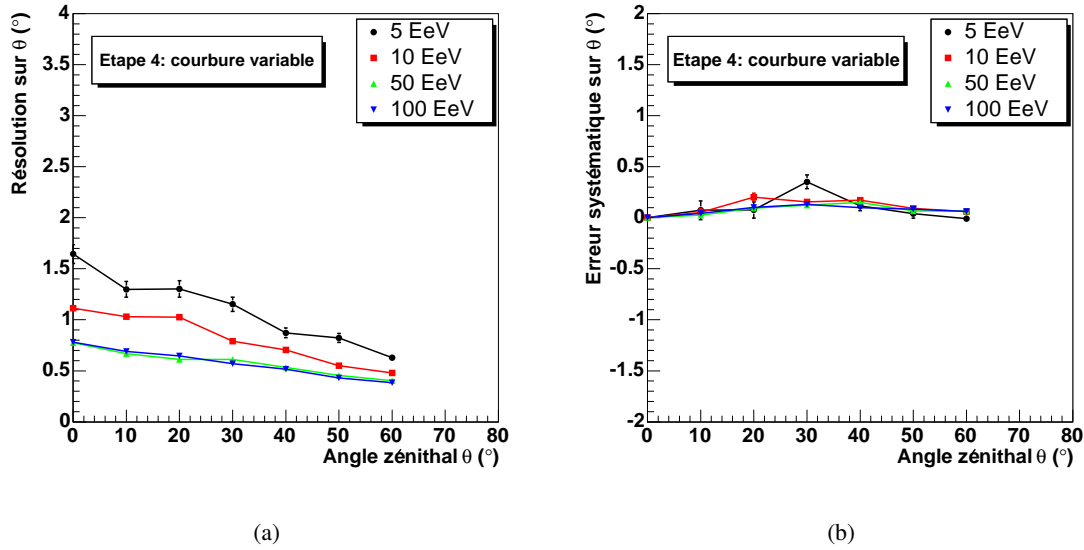


FIG. 6.8 : *Étape 4 : résolution (a) et erreur systématique (b) sur l'angle zénithal θ obtenues avec la reconstruction standard et la LDF "LOG" avec ajustement du rayon de courbure variable.*

Étape 5 : ajustement de la fonction latérale de distribution du signal (LDF)

Le signal des cuves est une deuxième fois ajusté par la même LDF utilisée à l'étape 2, pour prendre en compte les modifications de la géométrie. On minimise alors :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(LDF(S(1000), r_i) - S_i)^2}{(LDF(S(1000), r_i))^2} \quad (6.9)$$

avec $x_0, y_0, S(1000)$ libres.

L'étape 2 ainsi que ce dernier ajustement permettent d'obtenir une résolution nettement améliorée par rapport à celle obtenue par le barycentre (Étape 1). On passe en effet d'une résolution sur la position du cœur d'environ 100 m à une résolution de 40 m en moyenne. Comme on peut le voir sur la figure 6.9, le biais systématique disparaît également.

Remarque : on voit sur la figure 6.9(a) que la précision sur le cœur diminue fortement pour $\theta > 50^\circ$. Cet effet est dû à l'erreur sur l'angle θ qui influe géométriquement sur la reconstruction de la position du cœur. En effet, une erreur $d\theta$ sur l'angle zénithal provoque une erreur dl sur la position du cœur donnée par : $dl = \frac{d\theta}{\cos^2 \theta}$.

Étape 6 : estimation de l'énergie de la gerbe

Finalement, l'énergie de la gerbe est estimée à partir du $S(1000)$ reconstruit grâce à la formule semi-analytique [110] (construite à partir des simulations) :

$$S(1000) \simeq \left(-1.07 + \frac{25.8}{\cos \theta} - \frac{23.5}{\cos^2 \theta} + \frac{5.7}{\cos^3 \theta} \right) E^{0.95} [\text{EeV}] \quad (6.10)$$

La précision sur l'énergie augmente avec le nombre de stations dans l'événement et donc avec l'énergie (voir FIG. 6.10). La résolution devient inférieure à 15% au dessus de 10^{19} eV. Cependant le biais systématique reste grand et varie de façon importante avec l'angle zénithal θ .

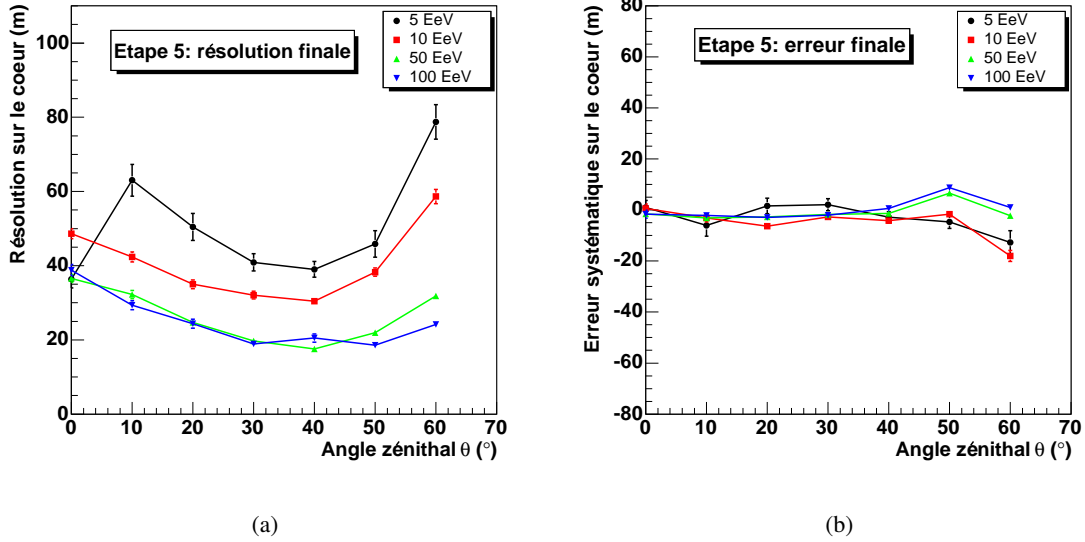


FIG. 6.9 : Étape 5 : résolution (a) et erreur systématique (b) sur la position du cœur obtenues avec la reconstruction standard et la LDF "LOG".

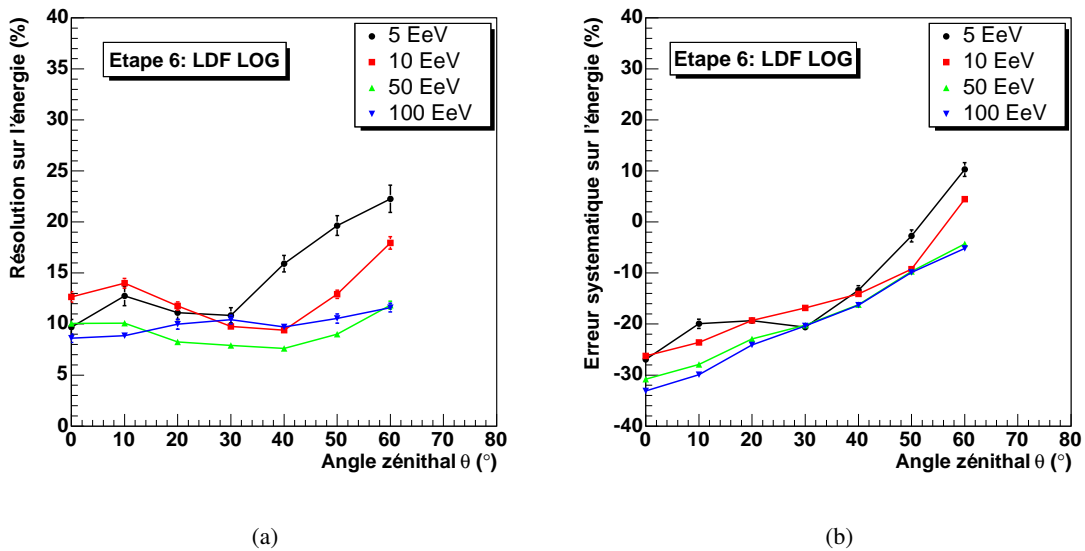


FIG. 6.10 : Étape 6 : résolution (a) et erreur systématique (b) sur l'énergie obtenues avec la reconstruction standard et la LDF "LOG".

Stations silencieuses

La prise en compte des stations qui entourent l'événement et qui n'ont pas été déclenchées, permet également de contraindre l'ajustement de la LDF (étapes 2 et 5). En effet, on estime que le signal d'une cuve j silencieuse est inférieur à 3 VEM sinon elle aurait déclenché le trigger T2. On fait donc intervenir les N' cuves situées à moins de 4000 m du cœur estimé, en remplaçant les χ^2 des équations 6.2 et 6.9 par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(LDF(S(1000), r_i) - S_i)^2}{\sigma_i'^2} + \sum_{j=1, \text{silencieuse}}^{N'} \frac{(LDF(S(1000), r_j)}{3 [\text{VEM}]} \quad (6.11)$$

Cette optimisation permet principalement d'éviter de reconstruire le cœur de la gerbe loin de la zone définie par les cuves touchées.

Asymétrie

L'origine de l'asymétrie des signaux entre l'amont et l'aval de la gerbe est une combinaison de l'atténuation due à la différence de parcours dans l'atmosphère (principalement sur la partie électromagnétique des gerbes) et de l'effet géométrique créé par les différences d'angle d'incidence des particules dans les cuves amont et aval (voir paragraphe 5.5.2 p.113). Pour prendre en compte ces effets, on corrige la mesure prédite par la LDF, d'un coefficient d'asymétrie qui prend en compte la position amont-aval de la cuve considérée. L'ajustement des étapes 2 et 5 est alors remplacé par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{\left(\frac{LDF(S(1000), r_i)}{1 + \alpha(r) \cos \psi} - S_i \right)^2}{\sigma_i'^2} \quad (6.12)$$

avec ψ l'angle azimutal de la cuve dans le plan de la gerbe ($\psi = 0^\circ$ correspond à la direction amont et $\psi = 180^\circ$ à la direction aval) et $\alpha(r)$ une fonction empirique ajustée sur les simulations :

$$\alpha(r) = \alpha_m \arctan \frac{r}{r_0} \quad (6.13)$$

avec α_m décrivant l'amplitude de l'asymétrie et r_0 (≈ 500 m) la distance caractéristique de la décroissance. Cette optimisation améliore la reconstruction du cœur de la gerbe pour les événements relativement inclinés ($\theta > 40^\circ$). Elle fait disparaître une erreur systématique d'environ 40 m à 40° et d'environ 70 m à 60° .

Remarque : Les résolutions et les erreurs systématiques présentées durant les étapes de reconstruction prennent en compte cette asymétrie.

6.3 La fonction de distribution latérale "photon"

Afin d'estimer l'énergie d'éventuels candidats-photons, nous avons également développé une reconstruction des gerbes purement électromagnétiques formées par des photons primaires [112]. Cette reconstruction suit les mêmes étapes que la reconstruction standard, mais utilise une autre LDF durant les étapes 2 et 5.

6.3.1 La forme des distributions latérales des gerbes EM

La petitesse de la section efficace de photo-production des hadrons maintient le nombre de ces derniers dans les gerbes électromagnétiques à un niveau plus faible que dans les gerbes hadroniques. Lors de ce processus, des muons provenant de la désintégration des pions et des kaons peuvent être créés avec un important moment transverse, ce qui provoque une expansion latérale des gerbes. Une gerbe EM va donc être moins sensible à cette expansion qu'une gerbe hadronique. Elle ne va principalement s'étendre que par diffusion Coulombienne des e^+e^- au fur et à mesure de sa progression dans l'atmosphère. Parallèlement, l'effet LPM (§ 3.1.3), s'il a lieu, va fortement retarder la formation des gerbes initiées par les photons et donc également limiter leur

extension latérale. On s'attend donc à ce que la distribution latérale des photons soit plus collimée que celle des gerbes hadroniques (proton et noyaux). Les figures 6.11 illustrent cet effet en présentant les distributions latérales moyennes pour des gerbes de proton, photon et noyau de fer de 5×10^{19} eV à 0 et 60° .

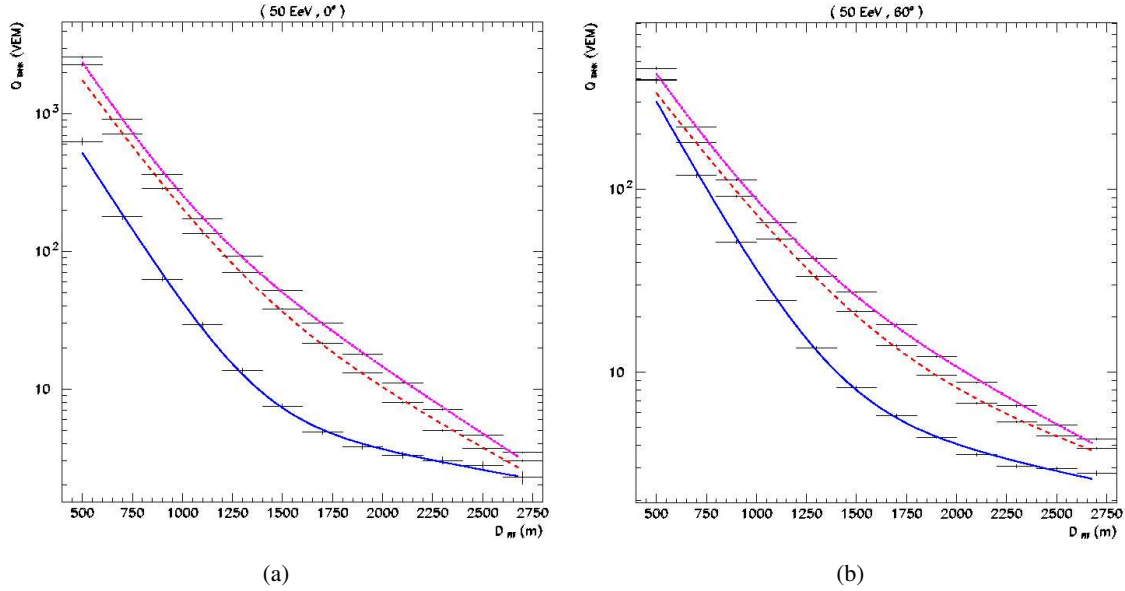


FIG. 6.11 : Distributions latérales moyennes pour des gerbes de proton (rouge), photon (bleu) et noyau de fer (violet) de 5×10^{19} eV à $\theta = 0^\circ$ (gauche) et à $\theta = 60^\circ$ (droite). La fonction "2EXPO" est ajustée aux différentes distributions.

Nous avons constaté que le signal $S(r)$ de ces distributions est facilement reproduit par la somme de deux exponentielles :

$$S(r) = (\exp(a_1 + b_1 r) + \exp(a_2 + b_2 r)) c_{ste} \quad (6.14)$$

où r est la distance à l'axe de la gerbe. Pour construire une LDF à partir de cette fonction "2EXPO", il est nécessaire d'étudier le comportement des 4 facteurs en fonction de l'angle d'incidence et de l'énergie du primaire.

Remarque : Cette fonction ajuste également les distributions des gerbes hadroniques (FIG. 6.11). Il est donc possible de chercher une paramétrisation de LDF pour les protons et les noyaux fer. Nous reviendrons sur ce sujet ultérieurement.

6.3.2 Paramétrisation obtenue de la LDF "photon"

Nous avons paramétré la LDF "photon" dans l'intervalle des distances r entre 400 et 2800 m. En décrivant de manière uniforme chacun des 4 paramètres a_i de la somme des deux exponentielles par une fonction parabolique de $\cos \theta$, et les coefficients a_{ij} de ces paraboles par une fonction linéaire de $\log(E)$, nous utilisons ainsi 24 paramètres ($p_{i,j}$ et $p'_{i,j}$ ($i = 1, 2, 3, 4$ et $j = 1, 2, 3$)) :

$$S(E, \theta, r | p_{ij}, p'_{ij}) = \exp(a_1 + a_2 r) + \exp(a_3 + a_4 r), \quad (6.15)$$

où les a_i sont définis par :

$$a_i = a_{i0} + a_{i1} \cos \theta + a_{i2} \cos^2 \theta \quad (6.16)$$

et les a_{ij} par

$$a_{ij} = p_{ij} + p'_{ij} \log(E) \quad (6.17)$$

Les paramètres p_{ij} sont fournis par la minimisation du χ^2 suivant (EQ. 6.18). Les figures 6.12 montrent les résultats de l'ajustement pour des angles θ de 20, 40 et 60°.

$$\chi^2 = \sum \frac{(S_i^{MC} - S_i^{fit})^2}{(\delta S_i^{MC})^2}, \quad (6.18)$$

Cette minimisation a été réalisée sur un jeu de simulation (gerbes+détecteur) comprenant :

- 4 énergies E de photon primaire : 5, 10, 50 et 100 EeV ;
- 7 valeurs de l'angle zénithal θ , de 0° à 60°, avec un pas de 10° ;
- 12 valeurs équidistantes de la distance r , de 500 à 2700 m, avec un pas de 200 m, qui représentent les valeurs centrales des intervalles choisis.

Cette LDF ne sera donc utilisable que pour des énergies comprises entre 5 et 100 EeV. Cependant, les simulations utilisées ne prenaient pas en compte l'effet de preshowers (voir § 3.1.4) des photons dans l'atmosphère, qui devient important au dessus de 50 EeV. Nous nous limiterons donc à l'intervalle de 5 à 50 EeV pour son utilisation.

6.3.3 Initialisation de la procédure d'ajustement (modifications des étapes 1, 2 et 5)

La procédure d'ajustement de la LDF "photon" (étape 2 et 5) suit la même démarche que la reconstruction standard. La seule différence provient du fait que l'on n'ajuste pas le S(1000) aux données, mais directement l'énergie E du primaire. Afin de faciliter la convergence lors de la première étape d'ajustement de LDF (étape 2), nous avons besoin d'une valeur initiale de l'énergie.

On se sert alors de l'estimation du S(1000) réalisée durant l'étape précédente (étape 1) pour obtenir une valeur de départ de l'énergie. Pour cela, nous avons obtenu la paramétrisation suivante :

$$\tilde{E} = 10^{\frac{S(1000)-a}{b}} \quad (6.19)$$

où les coefficients a et b sont des polynômes du troisième degré en $\cos \theta$:

$$\begin{aligned} a &= 1605.0 - 6763.4 \cos \theta + 8469.4 \cos^2 \theta - 3345.2 \cos^3 \theta \\ b &= -1650.4 + 6845.0 \cos \theta - 8405.5 \cos^2 \theta + 3256.3 \cos^3 \theta \end{aligned}$$

6.3.4 Résolutions obtenues

Résolutions obtenues sur la reconstructions des photons simulés

Les tests sur nos simulations montrent que cette LDF reconstruit l'énergie des photons sans erreur systématique avec une résolution allant de 70% pour des gerbes verticales de 10^{19} eV à 20% pour des gerbes inclinées (20-60°) de 10^{20} eV. La faible résolution à basse énergie s'explique par le fait qu'il y a peu de cuves participant aux événements. On ne se servira donc de la LDF "photon" que pour les événements à grande multiplicité, *i.e.* possédant un grand nombre de cuves.

Extension à la reconstruction des protons

Comme nous l'avons remarqué précédemment, la fonction "2EXPO" s'ajuste également aux distributions latérales des gerbes hadroniques. La démarche présentée précédemment a donc également été réalisée pour des gerbes initiées par des protons. En ce qui concerne la reconstruction angulaire, on obtient les mêmes résolutions que la fonction "LOG" présentée dans la partie précédente (voir 6.8 et B.3), ce qui n'est pas surprenant

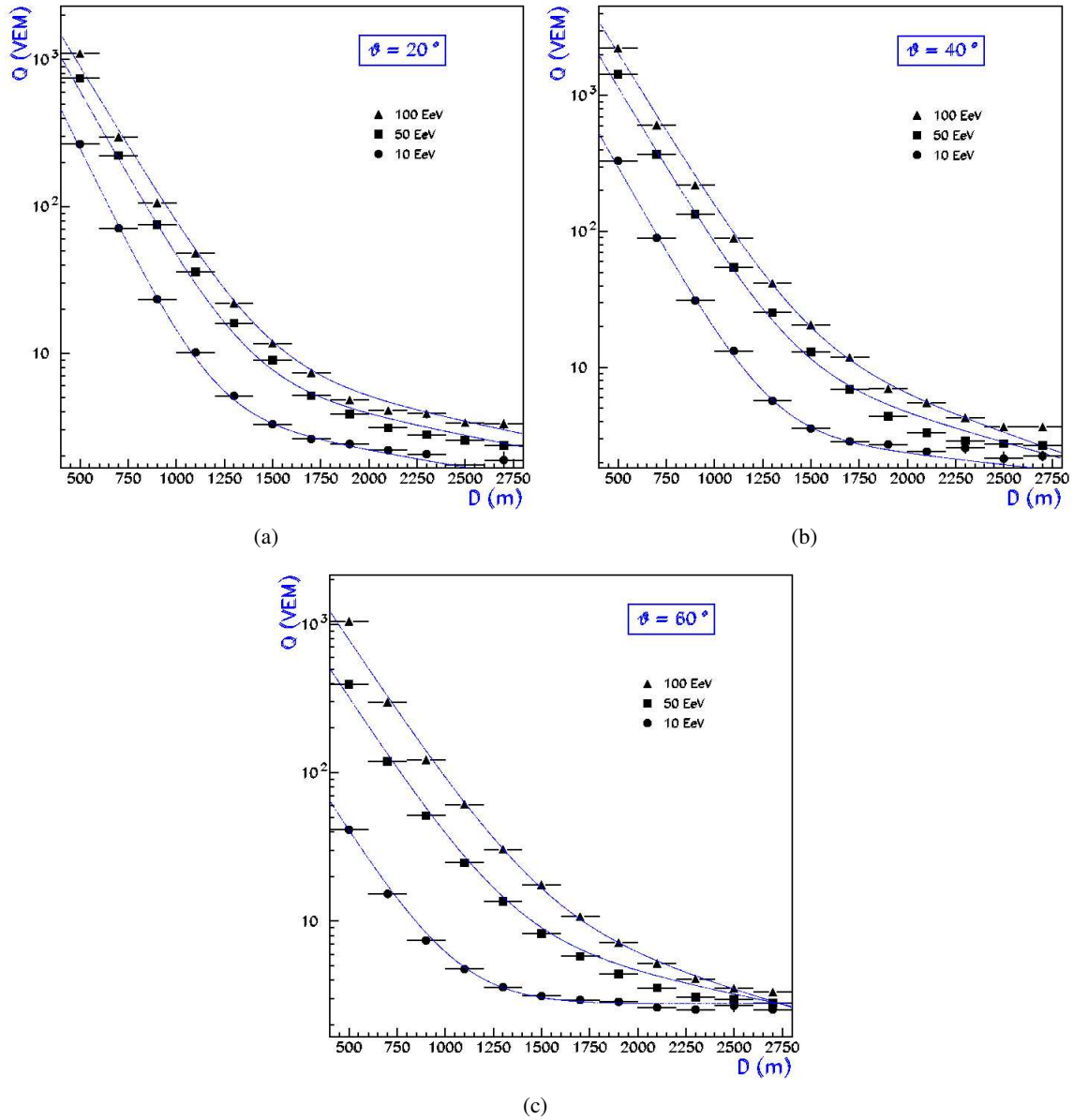


FIG. 6.12 : Distributions latérales moyennes pour des gerbes de photon de 10^{19} , 5×10^{19} et 10^{20} eV à 20, 40 et 60° . La fonction "2EXPO" est ajustée aux différentes distributions.

puisqu'on utilise les mêmes étapes pour la reconstruction géométrique de la gerbe. Par contre, la résolution en énergie est fortement modifiée comme le montre la figure 6.13. L'énergie est reconstruite avec une légère diminution de la résolution par rapport à la LDF "LOG", principalement à basse énergie mais le biais systématique est nettement atténué.

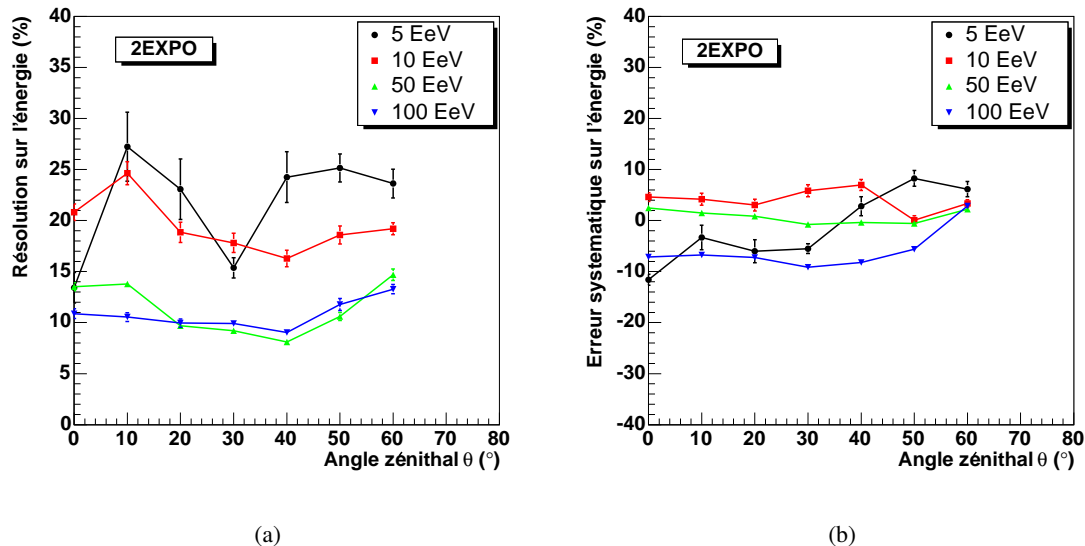


FIG. 6.13 : Résolution (FIG. a) et erreur systématique (FIG. b) sur l'énergie obtenues avec la reconstruction standard et la LDF "2EXPO" en fonction de l'angle d'incidence.

L'efficacité de reconstruction est également améliorée. On passe en effet de $\simeq 95\%$ de gerbes simulées reconstruites avec la fonction "LOG" à plus de 99% avec la LDF "2EXPO". Cela s'explique par la simplicité de la fonction et du peu de degrés de liberté qu'elle met en jeu lors de l'ajustement aux données.

6.4 Application aux données

Dans tout ce qui suit, nous ne travaillerons qu'avec les événements ayant passé le trigger T5 (voir 4.3.2.2) et ayant touché au moins 4 cuves. Le T5 est le critère officiel de la collaboration. Il impose, entre autre, que l'impact du cœur de la gerbe soit bien contenu dans le réseau. Le fait de choisir des événements concernant au moins 4 cuves influence évidemment l'acceptance du détecteur. L'espacement des cuves ayant été choisi de façon à ce que l'acceptance à 3 cuves soit de 1 à partir de 10^{19} eV, l'acceptance totale à 4 cuves sera atteinte pour des énergies supérieures. Nous verrons qu'à partir des données, il est possible d'estimer le seuil d'énergie pour lequel l'acceptance est totale avec ce critère supplémentaire.

L'ensemble des données utilisé a été enregistré entre janvier 2004 et avril 2005. Il est composé de 23449 événements reconstruits à des angles zénithaux compris entre 0 et 60° .

Il est important de souligner que tous les points présentés et discutés dans cette partie ne sont encore que préliminaires. Les résultats sont en effet obtenus avec notre reconstruction qui n'est pas définitive et qui s'améliore de jour en jour. Cependant, l'application de notre analyse sur les événements réels donne des résultats cohérents, compatibles avec les autres expériences et en accord avec les simulations.

6.4.1 Exemples d'événements

La figure 6.14(a) présente un événement ayant touché 26 cuves. La procédure de reconstruction standard reconstruit correctement l'événement et sa distribution latérale (FIG.(b)). On estime ainsi son énergie à 67 EeV, son angle zénithal à 64.3° .

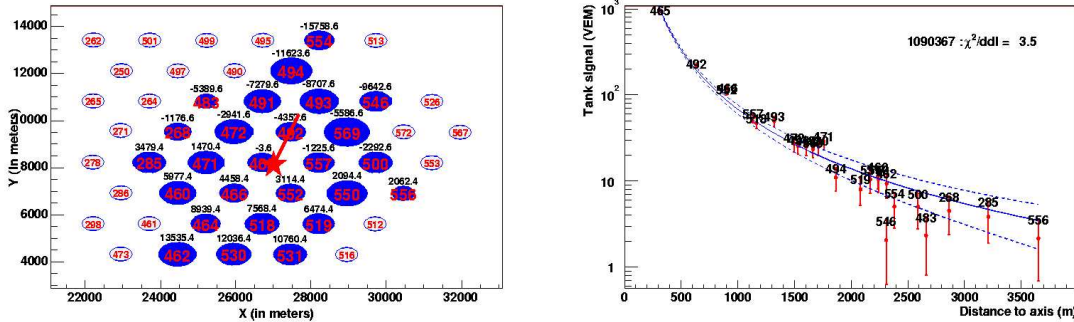


FIG. 6.14 : L'événement 1090367 possédant 26 cuves (Fig. (a)) reconstruit avec la fonction "LOG" (Fig. (b)) à une énergie de 67 ± 3 EeV. Son angle zénithal est de 64.3° ; et sa courbure de 28 km. Sur cette carte, chaque cercle représente une cuve touchée par l'événement. Plus le cercle est important, plus la station a enregistré de signal.

L'événement 787469 est à ce jour l'événement le plus énergétique observé par l'Observatoire Pierre Auger (FIG. 6.15). Reconstruit à une énergie de 151 EeV, il a déclenché 33 cuves étalées sur une surface d'environ 50 km^2 . Son angle d'incidence θ est évalué à 59.7° .

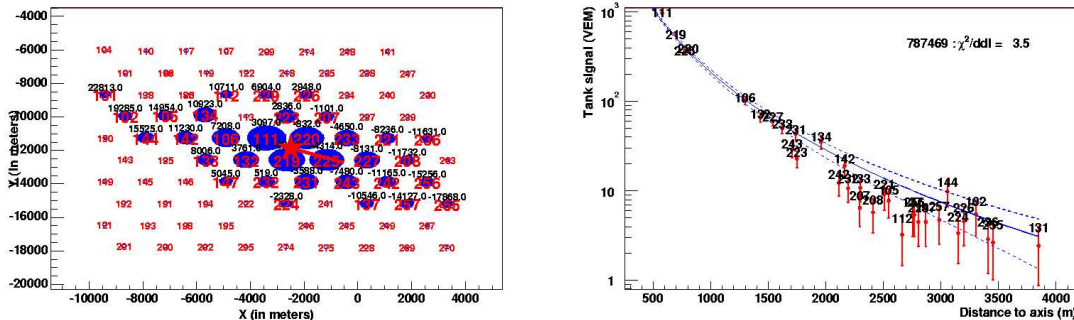


FIG. 6.15 : L'événement 787469 possédant 33 cuves (Fig. (a)) reconstruit avec la fonction "LOG" (Fig. (b)) à une énergie de 151 EeV (153 EeV avec la LDF 2EXPO). Son angle zénithal est de 59.7° ; et sa courbure de 19 km.

La reconstruction fonctionne pour la grande majorité des événements sélectionnés (de l'ordre 87% avec la fonction "LOG" et 89% pour la fonction "2EXPO"). Les événements mal reconstruits sont principalement des événements à peu de cuves (4-6) pour lesquels la reconstruction n'arrive pas converger. On trouve également quelques événements possédant un grand nombre de cuves dont les temps de déclenchement ne semblent pas respecter la causalité temporelle qu'engendrerait la propagation d'un front de particules. Ces événements pourraient être dûs à la coïncidence de deux gerbes totalement indépendantes. Enfin, on observe quelques événements, non significatifs, possédant des cuves dont les signaux des PMTs indiquent les problèmes de fonctionnement.

Pour anecdote, nous avons également observé des événements n'ayant rien à voir avec les rayons cosmiques : la foudre. Ces événements, rejetés par le trigger T5, sont facilement identifiés par la présence de signaux FADC sinusoïdaux très caractéristiques (FIG. 6.16) créés par le champ magnétique généré par la foudre.

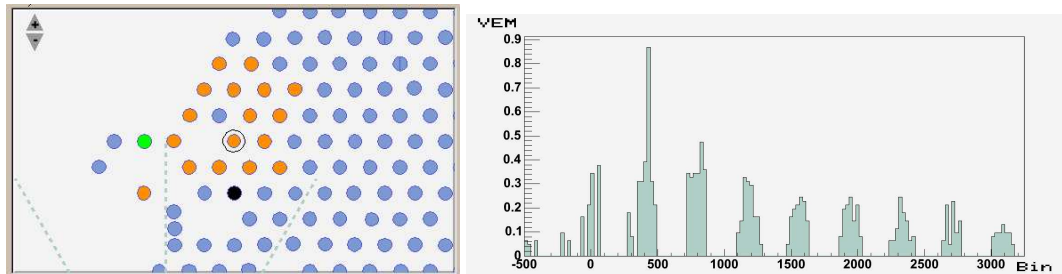


FIG. 6.16 : L'événement 715963 possédant 17 cuves (Fig. (a)) déclenché par la foudre. La figure (b) montre le signal enregistré par un des cuves proches de l'impact de la foudre. Un cercle orange est une cuve de l'événement ayant déclenché le trigger T2 ; un cercle vert est une cuve de l'événement ayant seulement déclenché le trigger T1 ; un cercle bleu représente une cuve n'ayant pas reçu suffisamment de signal pour être déclenchée ; un cercle noir est une cuve ne fonctionnant pas.

6.4.2 Répartition des impacts au sol

La carte 6.17 présente la répartition des impacts enregistrés sur le réseau. Naturellement, cette densité suit le déploiement des cuves. On retrouve donc plus d'événements au centre du réseau (partie la plus ancienne) que sur les bords. On voit également apparaître une structure périodique due à l'acceptance du réseau. Tant que l'acceptance n'est pas de 1, une gerbe tombant au centre de 4 cuves a plus de chance d'être enregistrée qu'une gerbe tombant proche d'une cuve dans les mêmes conditions. Cette structure est également visible si l'on étudie l'énergie moyenne reconstruite en fonction de la position sur le réseau (FIG. 6.18(a)).

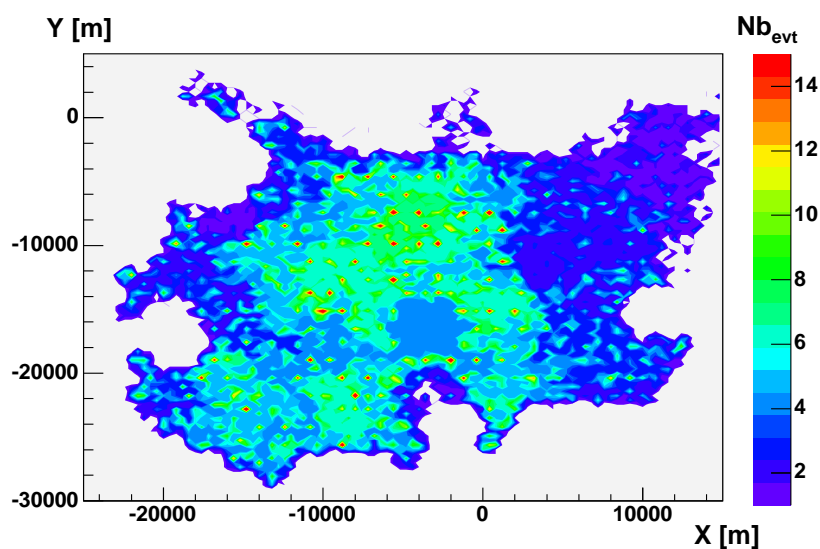


FIG. 6.17 : Répartition des impacts au sol pour les événements T5 de janvier 2004 à avril 2005.

En effet, une gerbe tombant au niveau d'une cuve doit avoir plus d'énergie pour déclencher les 3 cuves voisines, qu'une gerbe tombant au milieu de 4 cuves. L'énergie moyenne au niveau des cuves sera alors légèrement plus importante.

Cette remarque permet d'envisager une méthode permettant de trouver, à partir des données, les conditions pour lesquelles l'acceptance est de 1, quelles que soient les conditions choisies (trigger, nombre de cuves...), en cherchant les conditions d'énergie et d'angles (θ et φ) à partir desquelles ces structures disparaissent.

Il est également possible d'évaluer l'influence des triggers sur la répartition de l'énergie moyenne. La carte 6.18(b) montre ce que l'on obtient pour les événements T4 à 4 cuves. La répartition obtenue présente de nombreuses zones en bord de réseau où l'énergie moyenne est nettement plus importante qu'au centre du réseau. Ceci est dû aux événements dont le cœur n'est pas compris dans le réseau. La position du cœur, contrainte que dans une direction, est généralement reconstruite loin du bord et de ce fait, l'énergie est surestimée. Comme on peut le voir sur la figure 6.18(a), l'utilisation du T5, qui impose que le cœur de la gerbe soit contenu dans le réseau, fait totalement disparaître ce problème.

6.4.3 Distribution des angles d'arrivée

Si l'on considère que les rayons cosmiques arrivent de façon isotrope et que l'acceptance est totale quelle que soit la direction d'arrivée, on s'attend à ce que la distribution zénithale $D(\theta)$ suive une loi purement géométrique, proportionnelle à la surface du ciel visible selon un angle θ donné, soit :

$$D(\theta) \propto 2\pi \cos \theta \times \sin \theta \quad (6.20)$$

La figure 6.19(a) montre la distribution zénithale des événements reconstruits à des énergies supérieures à $10^{18.5}$ eV. Cette distribution ne correspond pas à une distribution isotrope des rayons cosmiques. Elle présente un défaut d'événements à faible angle zénithal et un surplus à grand angle ($\theta > 40^\circ$). On retrouve ici l'effet de l'acceptance qui n'est pas encore maximale à ces énergies et qui dépend de l'angle zénithal. La figure 6.19(b) présente l'évolution de la valeur moyenne de l'angle zénithal mesuré en fonction de l'énergie reconstruite. On ne considère ici que les angles θ compris entre 0 et 60° . Pour une distribution isotrope et une acceptance de 1 (formule 6.20), la valeur moyenne de l'angle zénithal $\langle \theta \rangle$ attendue est d'environ 36.5° .

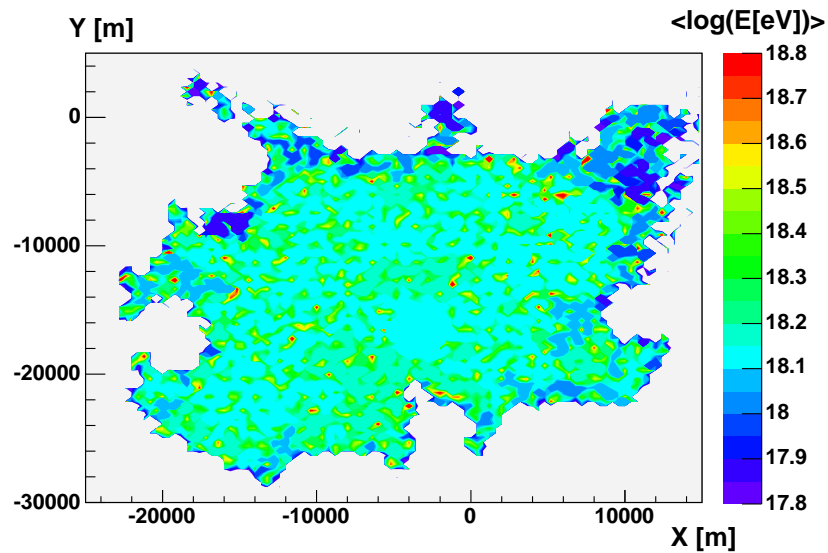
A basse énergie ($E < 10^{17.5}$ eV), l'angle moyen est relativement faible. Cela s'explique par le fait que les gerbes inclinées sont absorbées par l'atmosphère avant d'atteindre le sol. A partir de $10^{17.7}$ eV et jusqu'à environ 10^{19} eV, $\langle \theta \rangle$ devient plus grand que l'angle attendu pour une distribution isotrope. Les gerbes à grand angle touchent le sol sur une surface plus importante que les gerbes à faible angle zénithal. Elles ont ainsi plus de chance d'être détectées. Enfin, au dessus de 10^{19} eV, l'angle moyen semble correspondre à l'angle moyen d'une distribution isotrope des rayons cosmiques observés avec une acceptance de 1.

En ce qui concerne l'angle azimutal φ , sa distribution présente un léger excès au sud (voir FIG. 6.20) qui n'est toujours pas expliqué.

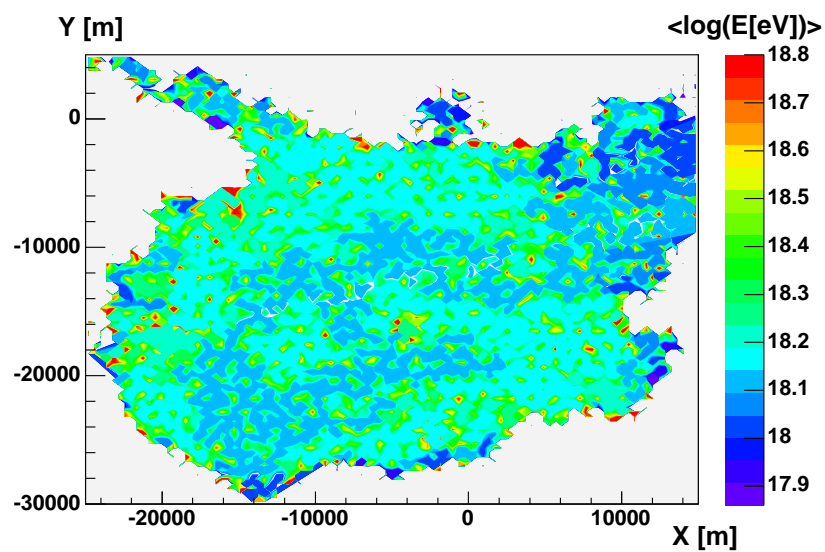
Cette anomalie est visible même aux ultra hautes énergies, là où l'acceptance est totale quelle que soit la direction d'arrivée des rayons comiques. Nous discuterons de cette anomalie dans le chapitre 8 qui pourrait s'expliquer par la présence de photons d'ultra haute énergie.

6.4.4 Histogramme des énergies reconstruites

La figure 6.21(a) présente la distribution en énergie des événements reconstruits avec la fonction "2EXPO". Pour une acceptance totale et d'après les expériences précédentes, on attend une distribution décroissante en loi de puissance $E^{-3.2}$ jusqu'à environ $10^{19.5}$ eV. Afin de mieux voir cette dépendance, on représente cette même



(a) Evénements T5 (janvier 2004 à avril 2005)



(b) Evénements T4 (période de temps légèrement plus courte)

FIG. 6.18 : Distribution de l'énergie moyenne en fonction de la position de l'impact sur la partie centrale du réseau pour les événements T5 (a) et T4 (b) à au moins 4 cuves. Des zones d'énergie moyenne importante apparaissent sur les bords du réseau si l'on considère les événements T4.

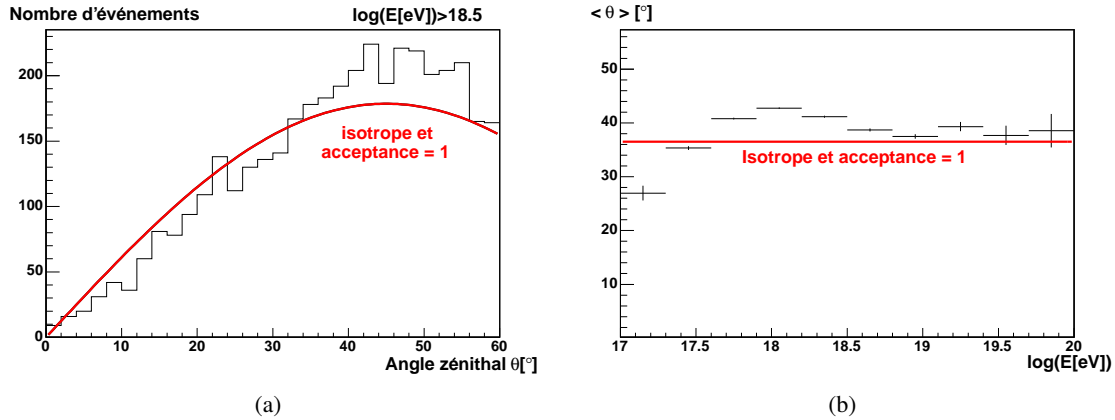


FIG. 6.19 : (a) Distribution zénithale des gerbes observées entre janvier 2004 et avril 2005, pour les gerbes dont l'énergie reconstruite est supérieure à $10^{18.5}$ eV. La distribution attendue dans le cas où les rayons cosmiques arriveraient de façon uniforme et où l'acceptance du détecteur serait de 1, est représentée sur cet histogramme. (b) Valeur moyenne de l'angle zénithal mesuré en fonction de l'énergie reconstruite. On ne considère ici que les angles θ compris entre 0 et 60° .

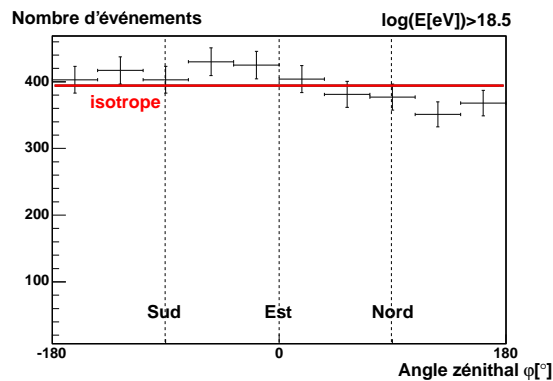


FIG. 6.20 : Distribution azimuthale des événements observés entre janvier 2004 et avril 2005, ayant passés le trigger T5 et possédant au moins 4 cuves.

distribution en la multipliant par E^3 . On obtient ainsi un "spectre brut" qui ne prend pas en compte la surface ni l'acceptance du réseau (FIG. 6.21(b)).

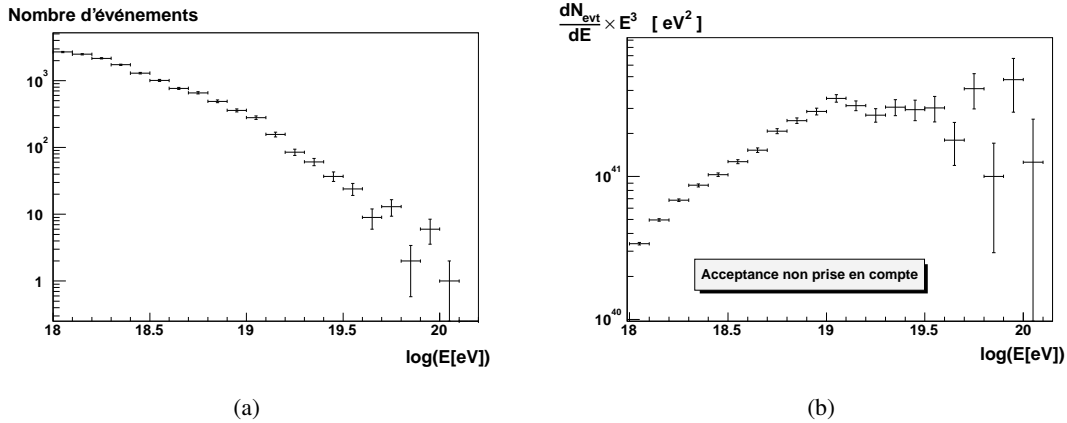


FIG. 6.21 : (a) Distribution des énergies reconstruites avec la LDF "2EXPO" pour les événements de janvier 2004 à avril 2005. (b) Même distribution multipliée par l'énergie au cube : E^3 . Ceci n'est pas un spectre puisque l'on ne considère pas la surface ni l'acceptance du réseau.

En dessous de 10^{19} eV, le spectre ne suit pas la loi de puissance attendue, mais croît fortement avec l'énergie, ce qui indique simplement une croissance de l'acceptance. A partir de 10^{19} eV et jusqu'au environ de $10^{19.5}$ eV, là où l'acceptance devient maximale, la distribution suit le comportement attendu.

Pour les énergies extrêmes, la statistique ne permet pas, aujourd'hui, de conclure sur l'existence ou non de la coupure GZK. De plus, il a été montré récemment [114] qu'il existait un seuil de résolution, dépendant de la forme du spectre au niveau de la coupure, au dessus duquel il était impossible de déceler cette dernière même si elle existait. Il est donc important, avant de se prononcer, d'être sûr de notre résolution en énergie.

6.5 Conclusion

La reconstruction permet donc d'obtenir les paramètres nécessaires à l'identification des primaires (E , θ , ϕ , X_0 , Y_0 ...). Cependant leur détermination présentant des erreurs et des biais systématiques, il est important d'étudier à ce stade, comment ses pertes d'information vont diminuer la discrimination de nos critères, avant de pouvoir les appliquer aux premières données fournies par l'observatoire. En particulier, nous étudierons dans le chapitre suivant l'influence que va avoir l'hypothèse de reconstruction sur la discrimination.

Il est important de souligner que l'analyse présentée dans ce chapitre permet déjà de réaliser de nombreuses études, comme par exemple la recherche de sources ou la mesure du spectre en énergie des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

Chapitre 7

Composition hadronique des RCUHE : analyse statistique

Il pourrait paraître étrange au lecteur attentif, ayant déjà lu le chapitre 5, que l'on commence par l'analyse hadronique alors que l'identification des photons semble beaucoup plus aisée. Cependant notre choix est tout à fait louable puisqu'il repose sur le principe de simplicité. En effet, l'estimation du nombre de photons dans les rayons cosmique d'ultra haute énergie (qui ne sera traitée qu'au chapitre 8) est beaucoup plus compliquée que l'analyse statistique réalisée dans ce chapitre qui ne consiste qu'à comparer les valeurs moyennes de nos critères discriminants appliqués aux données et aux simulation des hadrons. Cette comparaison permet cependant d'obtenir des informations sur la composition des rayons cosmiques et également sur la validité des simulations.

Ne travaillant pas sur la reconstruction des événements de fluorescence et donc n'ayant pas accès au XMAX des gerbes, nous avons cherché à réaliser cette étude en s'appuyant sur deux critères accessibles par le détecteur de surface, à savoir : la densité de muons et la courbure du front de gerbe.

La première partie de ce chapitre montre alors comment, à partir des signaux FADC enregistrés par les stations locales, nous avons pu développer une méthode originale permettant d'estimer le nombre de muons ayant traversé la cuve et quelles informations nous avons pu en déduire en l'appliquant aux données. La seconde partie présente les résultats obtenus à partir de l'analyse des rayons de courbure variables.

7.1 Dégénérescence des critères de discrimination dûe aux hypothèses de reconstruction

Jusqu'au chapitre 5, nous n'avons pas pris en compte les erreurs dues à la reconstruction des événements. Nous avons donc comparé des gerbes initiées dans les mêmes conditions d'angles et d'énergie pour des primaires différents. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la reconstruction impose de faire une hypothèse sur la nature du primaire. Cette hypothèse ne va influencer que l'estimation de l'énergie de la gerbe. Dans l'hypothèse proton, une gerbe sera reconstruite à une énergie E_{proton} supérieure à l'énergie E_{fer} obtenue avec l'hypothèse noyau de fer.

Si l'on construit un critère de discrimination qui dépend de l'énergie du primaire, il faut prendre en compte cette hypothèse. On comparera donc le paramètre mesuré à la valeur attendue pour un proton d'énergie E_{proton} et à la valeur attendue pour un noyau de fer d'énergie E_{fer} dans les mêmes conditions (angles, distance à l'axe...).

Si le critère utilisé dépend trop de l'énergie, si les primaires ne sont pas assez distincts ou si la résolution du paramètre n'est pas suffisante, le critère peut alors être non discriminant, i.e. compatible avec un proton d'énergie E_{proton} et compatible avec noyau de fer d'énergie E_{fer} . On dit, dans ce cas, que le critère est dégénéré. Le schéma 7.1(a) résume cette situation.

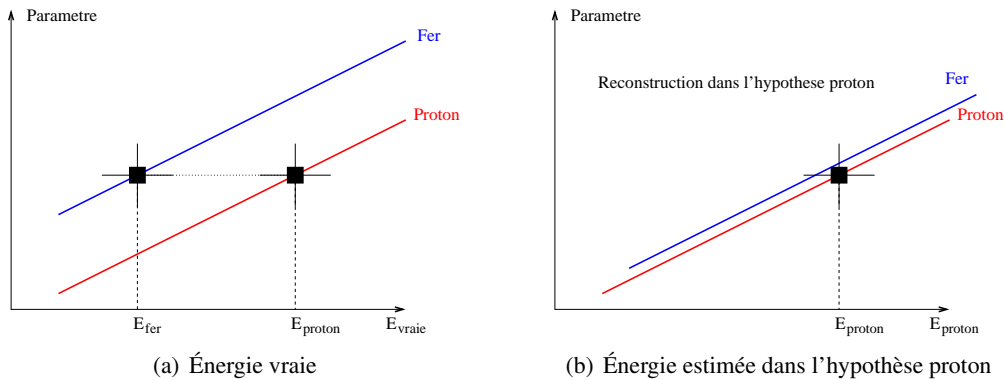


FIG. 7.1 : Les schémas représentent le cas d'un paramètre dégénéré par l'hypothèse faite sur la nature du primaire lors de la reconstruction. Le schéma (a) montre la dégénérescence sans hypothèse de reconstruction, c'est à dire avec l'énergie vraie. Le schéma (b) montre cette même dégénérescence avec l'hypothèse proton sur la reconstruction en énergie.

En pratique, on ne réalise pas cette double analyse, mais on compare le paramètre mesuré au paramètre attendu (proton ou fer), à même énergie reconstruite. On effectue donc une seule reconstruction, en général, dans l'hypothèse proton. Dans ce cas, l'énergie des protons est estimée pratiquement sans biais ($<10\%$) avec une résolution d'environ 10-25% (voir dans le chapitre précédent FIG. 6.13). Par contre, les gerbes initiées par des noyaux de fer, possédant plus de muons que les protons à même énergie vraie, sont reconstruites avec un biais systématique d'environ $+30\%$ (voir FIG. 7.2(a)). La résolution obtenue est légèrement meilleure que celle des protons (7.2(b)), puisque le développement des gerbes de fer dans l'atmosphère est moins fluctuante.

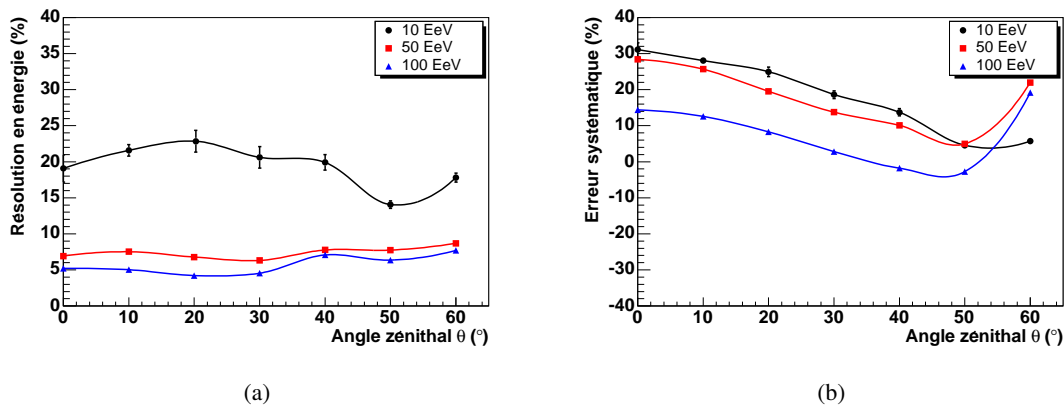


FIG. 7.2 : Résolution (FIG. a) et erreur systématique (FIG. b) sur l'énergie obtenue avec la reconstruction standard dans l'hypothèse proton sur les gerbes initiées par des noyaux de fer.

Un paramètre sera dégénéré si, après avoir pris en compte le biais de reconstruction sur l'énergie des noyaux de fer dans l'hypothèse proton, il n'est plus possible de discriminer proton et fer (voir FIG. 7.1(b)).

En conséquence, un paramètre dégénéré ne permettra pas à lui seul d'identifier le primaire dans le cas d'une étude avec le réseau de surface. Il pourra cependant servir de vérification dans une analyse faisant intervenir un autre critère. De plus, comme la reconstruction des événements à partir des données du détecteur de fluorescence n'implique pas d'hypothèse sur la nature, on pourra l'utiliser pour identifier la nature des événements hybrides.

Pour notre analyse, nous avons cherché des critères qui dépendent le moins possible de l'énergie afin d'éviter cette dégénérescence.

Remarque : comparer simulations et données à même énergie reconstruite a également l'avantage de prendre en compte, en partie, les différences d'acceptance des primaires. En effet, avoir la même énergie reconstruite signifie avoir le même signal à 1000 m de l'axe de la gerbe (même $S(1000)$). Or comme la distribution latérale de signal (LDF) des protons et des noyaux de fer ont des formes similaires (voir FIG. 6.11), l'acceptance à même énergie reconstruite est pratiquement la même pour les protons et pour les noyaux de fer.

7.2 Discrimination par la densité de muons estimée à partir des traces de FADC

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5.2, la densité de muons au sol est l'un des paramètres les plus puissants pour l'identification du primaire. La densité de muons attendue pour des gerbes initiées par des noyaux de fer est plus importante que celle attendue pour des gerbes de protons, elle même plus importante que des gerbes électromagnétiques initiées par des photons, si l'on se place dans les mêmes conditions d'angle zénithal et d'énergie. La collaboration a donc développé différentes techniques pour estimer le flux de muons au niveau du sol à partir des signaux FADC enregistrés. Il existe deux grandes catégories de méthodes :

- des méthodes qui cherchent à identifier "un à un" les muons par leur signal caractéristique. Ce dernier s'étale sur 4 bins de 25 ns. Son temps de montée est compris entre 15 et 20 ns alors que son temps de descente est d'environ 70 ns. L'intégrale du signal varie avec la trajectoire du muon dans la cuve. Elle vaut, par définition, 1 VEM pour un muon vertical (voir §4.3.1 p.83). On cherche alors à reconnaître ces signaux élémentaires par des méthodes classiques de traitement du signal telles que les transformées de Fourier ou les transformées en ondelettes.
- des méthodes statistiques qui, à partir de la forme totale des signaux enregistrés, estiment le nombre de muons. C'est le cas des méthodes qui mesurent l'asymétrie des PMTs [115] ou qui utilisent la différence de propagation des muons et des particules EM dans l'atmosphère (nous reviendrons plus précisément sur ces méthodes dans la partie suivante).

En pratique, c'est la distance au cœur qui détermine la meilleure stratégie à adopter pour estimer la densité de muons. Loin du cœur, là où le nombre de particules est faible (c'est le cas des cuves ayant déclenché le trigger TOT §4.3.2.2 p.86), seule l'identification "un à un" des muons est possible. Malheureusement, c'est également dans cette zone que les fluctuations du nombre de muons entre deux gerbes similaires (même énergie, même nature et même angles d'incidence) sont les plus importantes. Il sera donc difficile d'utiliser cette mesure pour identifier le primaire. Proche du cœur, le signal enregistré correspond à la superposition du signal élémentaire d'un nombre important de particules (c'est le cas des cuves ayant déclenchées le trigger *Threshold*). La mesure du nombre de muons ne peut donc être que statistique. Dans cette zone, les fluctuations du nombre de muons sont relativement faibles par rapport aux différences entre primaires. On va donc utiliser les méthodes statistiques pour la discrimination du primaire.

Notre groupe a ainsi développé plusieurs méthodes afin d'estimer le nombre de muons ou la part de signal généré par la composante muonique. Dans cette partie, nous ne présenterons que la méthode statistique qui donne les meilleurs résultats. Cette méthode est fondée sur une idée proposée par J.W. CRONIN : le paramètre de forme (en anglais "Shape Parameter").

7.2.1 Principe du paramètre de forme

Lors du développement de la gerbe dans l'atmosphère, les électrons et les photons vont subir plus de diffusions que les muons. La partie électromagnétique va ainsi être retardée par rapport à la composante muonique.

La figure 7.3 illustre cet effet, en présentant la distribution des temps d'arrivée moyens des différents types de particules au niveau du sol, pour des cuves situées entre 800 et 1000 m de l'axe de la gerbe et pour des gerbes verticales de protons simulées à 10^{20} eV.

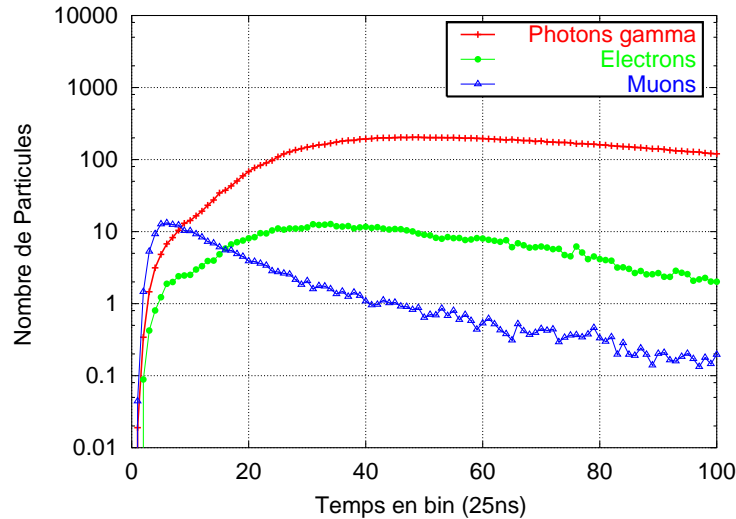


FIG. 7.3 : Temps d'arrivée moyens des différents types de particules au niveau du sol, pour les cuves situées entre 800 et 1000 m de l'axe de la gerbe et pour des gerbes verticales de protons simulées à 10^{20} eV.

Le début du signal enregistré par les cuves est donc principalement généré par les muons de la gerbe alors que la suite du signal est dominée par la composante électromagnétique. On observe ainsi une différences entre les signaux générés par des gerbes de protons et ceux générés par des noyaux de fer (voir FIG. 7.4), mais également entre ceux des gerbes hadroniques et ceux des gerbes électromagnétiques.

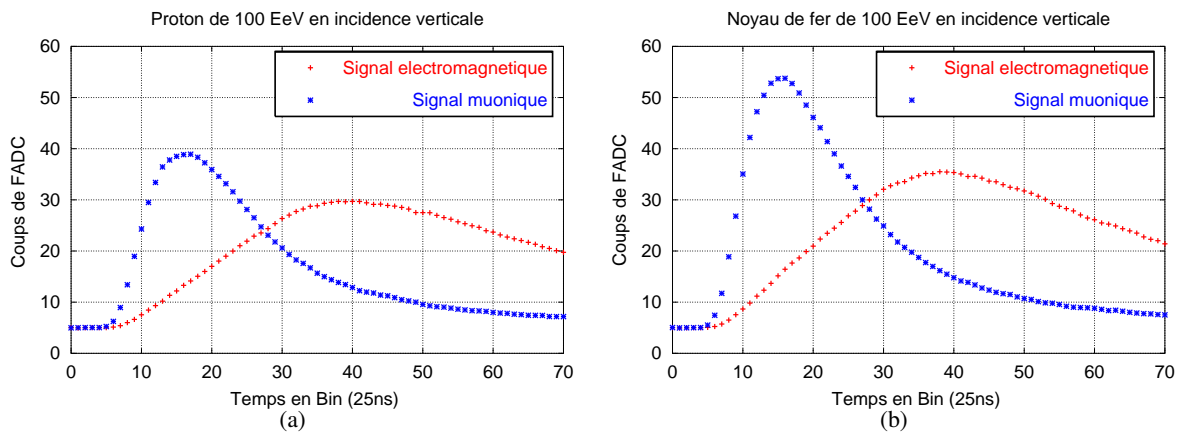


FIG. 7.4 : Signal moyen, en coups de FADC, produit par la composante muonique et électronique des gerbes, dans les cuves situées entre 800 et 1000 m de l'axe de la gerbe. La figure de gauche (a) correspond à des gerbes verticales de proton simulées à 10^{20} eV. A droite (b) sont représentées les gerbes de fer simulées dans les mêmes conditions.

Il est possible de se servir des premiers bins de FADC pour estimer la part de signal dû aux muons et d'en déduire une estimation du nombre de muons qui a traversé la cuve. Ce nombre peut alors être comparé au nombre de muons que l'on attend pour les différents primaires dans les mêmes conditions (angle d'inci-

dence, distance à l'axe de la gerbe, énergie...). Malheureusement, ce critère dépend fortement de l'énergie et est dégénéré (voir 7.1). Il ne sera donc pas utilisable seul dans l'analyse des données du détecteur de surface.

Afin de diminuer la dépendance en énergie, J.W. CRONIN [116] a proposé de se servir de la proportion de signal dû aux muons au lieu du nombre de muons. L'idée initiale était de réaliser un simple rapport, appelé "shape parameter", entre la somme S_X des signaux des X premiers bins et la somme S_Y des Y bins suivants. Comme S_X est d'autant plus grand que la partie muonique est grande ($S_{X,fer} > S_{X,proton} > S_{X,\gamma}$) et que, parallèlement, S_Y est d'autant plus grand que la partie EM est grande ($S_{Y,\gamma} > S_{Y,fer} \sim S_{Y,proton}$), le rapport obtenu est maximal pour les hadrons lourds et minimal pour les photons. Il permet ainsi de discriminer proton, noyau de fer et photon.

La principale limite de ce paramètre est qu'il faut définir X et Y de façon optimale, pour chaque énergie et angle θ de la gerbe mais aussi pour chaque position relative de la cuve par rapport à l'axe de la gerbe (distance à l'axe, amont, aval...). En effet, l'étalement des muons dépend du parcours de la gerbe dans l'atmosphère. Une gerbe de haute énergie se développe tard dans l'atmosphère. L'étalement des particules est alors plus faible que pour une gerbe de plus basse énergie. De la même façon, une gerbe ayant un angle zénithal important, traverse plus d'atmosphère qu'une gerbe à petite incidence. Les diffusions sont alors plus importantes. Enfin, pour la même raison, la partie amont des gerbes est moins diffusée que la partie aval.

Pour pallier à cette limite, nous avons proposé une méthode permettant d'estimer ce paramètre en ajustant une fonction sur le signal total obtenu sans se préoccuper de la position de la cuve par rapport à l'axe de la gerbe, de l'inclinaison de la gerbe et de son énergie.

7.2.2 Une forme ajustable : la fonction Landau

Lors de nos investigations, nous avons remarqué que la première partie du signal moyen déposé par la composante muonique (FIG. 7.5(a)) suit une distribution Landau approximée par :

$$A \times e^{-0.5 \times \left(\left(\frac{x-x_0}{\sigma} \right) + e^{-\frac{x-x_0}{\sigma}} \right)} \quad (7.1)$$

où A correspond à l'amplitude maximale de la distribution, σ à l'étalement de la distribution et x_0 la position du maximum.

Nous avons ensuite remarqué que cette fonction s'ajuste également à la partie électromagnétique du signal, comme on le voit sur la figure 7.5(b).

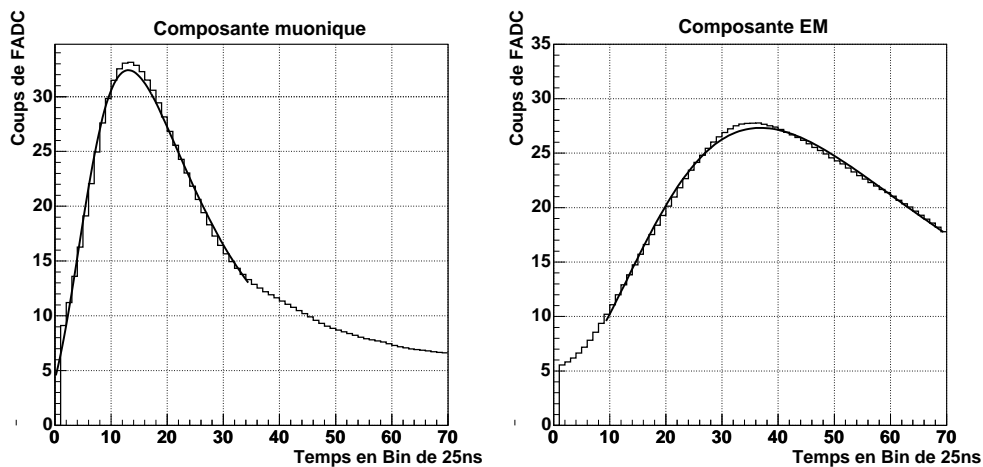


FIG. 7.5 : Signal moyen déposé par la composante muonique (a) et par la composante EM (b), ajustés par une fonction Landau, pour les cuves situées entre 800 et 1000 m de l'axe de la gerbe et pour des gerbes de protons simulées à 10^{20} eV.

Afin de définir un rapport muons/EM par cuve, nous avons alors cherché à ajuster au signal moyen des trois PMTs, la somme de deux fonctions Landau (voir EQ. 7.1) : la première définie, par A_μ , $x_{0\mu}$ et σ_μ , s'ajustant à la partie muonique ; la deuxième, définie par A_{EM} , x_{0EM} et σ_{EM} , s'ajustant à la composante électromagnétique.

La figure 7.6(a) montre un exemple d'ajustement où les deux pics Landau sont très proches. C'est le cas lorsque l'on étudie une cuve à faible distance de l'axe de la gerbe. Les figures 7.6(b&c) présentent des ajustements plus loin de l'axe. On voit que les pics Landau se séparent avec l'augmentation de la distance à l'axe alors que leur amplitude diminue.

Remarque : Avant de réaliser cet ajustement, les signaux des cuves sont lissés pour faire disparaître les bruits électroniques et les fluctuations dues à l'arrivée des particules. On n'ajuste ainsi que la forme globale du signal. Le lissage est réalisé par une moyenne sur une fenêtre glissante de 5 Bins.

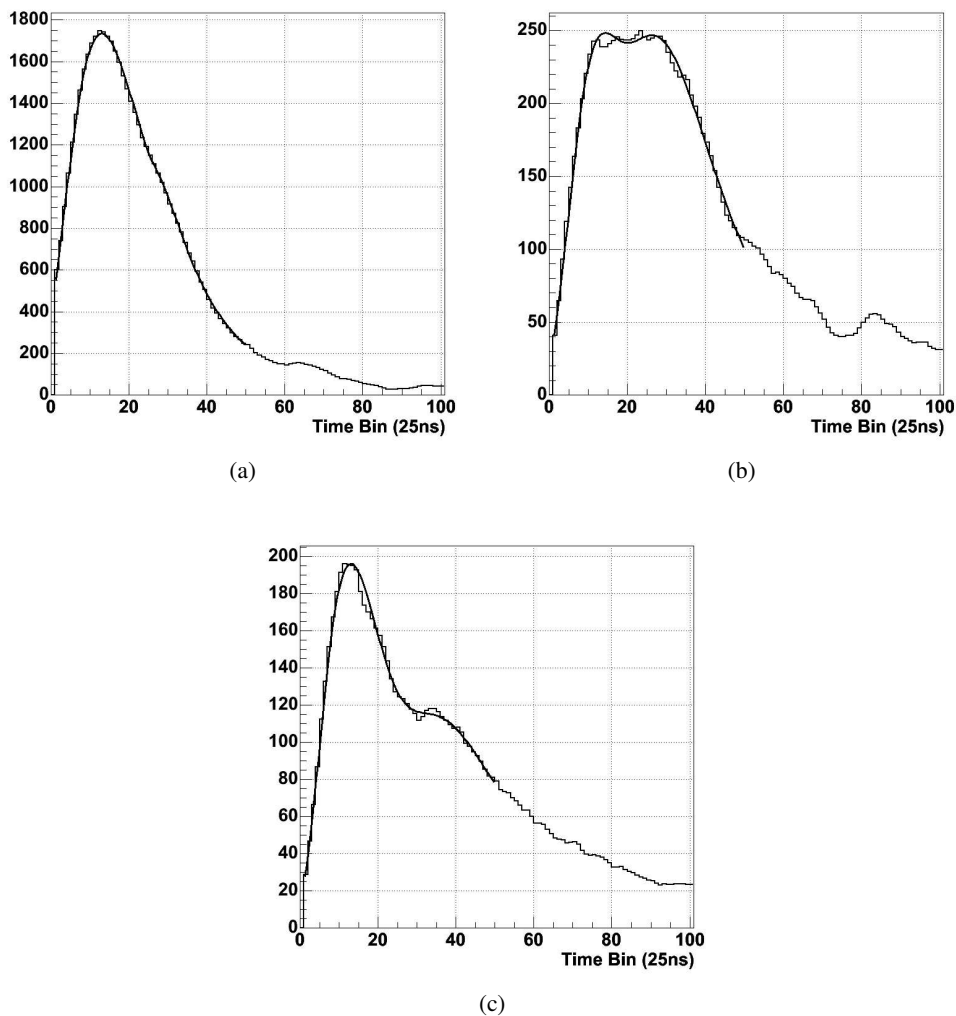


FIG. 7.6 : Exemples de signaux lissés puis ajustés par une double fonction Landau à 800 m (a), 1000 m (b) et 1200 m (c) pour des gerbes de protons simulées à 10^{20} eV.

Une fois l'ajustement réalisé, on obtient 6 paramètres (3 pour la fonction Landau muonique, 3 pour la partie EM). C'est à partir de ces paramètres que l'on va essayer d'identifier la particule primaire. Comme nous allons rapidement le voir dans le paragraphe suivant, il est également possible d'estimer le nombre de muons dans la cuve, mais cette estimation n'est pas utile pour identifier la particule primaire.

7.2.3 Mesure du nombre de muons

La figure 7.7 montre le nombre de muons dans la cuve en fonction de l'amplitude A_μ obtenue pour des gerbes simulées d'angle zénithal 40° initiées par des protons et des noyaux fer à 10^{20} eV.

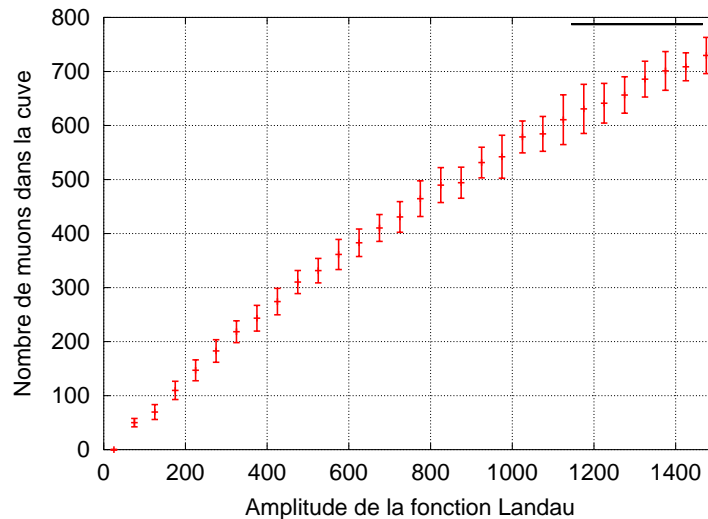


FIG. 7.7 : Nombre de muons en fonction de l'amplitude de la première fonction Landau pour des gerbes hadroniques (protons et fer) de 10^{20} eV et d'incidence 40° .

L'amplitude A_μ et le nombre de muons sont fortement corrélés. Cette constatation est vraie à tout angle et toute énergie que nous avons simulés. On peut donc utiliser A_μ pour estimer le nombre de muons qui ont traversé la cuve. Cependant, comme l'étalement des particules est lié au stade de développement de la gerbe dans l'atmosphère, la conversion en nombre de muons dépend fortement de l'angle zénithal θ mais aussi de l'énergie du primaire. Il faut donc définir cette conversion pour chaque couple angle-énergie.

Une étude rapide de cette méthode a montré qu'elle permet d'obtenir une résolution de 10 à 30% sur le nombre de muons arrivés dans une cuve, pour des gerbes de plus de 5×10^{18} eV et d'angle zénithal inférieur à 60° . Nous n'avons cependant pas développé d'avantage cette analyse puisqu'il n'est pas nécessaire d'estimer la densité de muons dans les cuves pour identifier le primaire. On peut, effet, n'utiliser qu'un paramètre qui lui est relié, en particulier A_μ mais également les 2 autres paramètres de la fonction Landau muonique.

7.2.4 Discrimination

Afin d'identifier le primaire, nous avons cherché à partir des 3 coefficients de la première fonction Landau, un paramètre qui soit différent pour proton et pour fer et qui ne soit pas dégénéré par l'hypothèse de reconstruction. Nous avons donc tout d'abord pensé à A_μ qui est directement relié au nombre de muons.

Étude de la dégénérescence du paramètre A_μ

Comme la densité de muons, A_μ dépend de l'angle zénithal de la gerbe, de l'énergie du primaire mais également de la distance entre la cuve étudiée et l'axe de la gerbe. La figure 7.8 montre cette dernière dépendance pour des gerbes de protons d'angle zénithal 40° à différentes énergies.

Lors de la comparaison des différents primaires, on doit donc prendre en compte cette dépendance et comparer les mesures A_μ effectuées à même distance de l'axe de la gerbe.

La figure 7.9(a) présente la moyenne de l'amplitude A_μ mesurée entre 1000 et 1200 m en fonction de l'énergie du primaire, pour des gerbes initiées par des protons et des noyaux de fer d'angle zénithal 40° . Si l'on prend en compte l'hypothèse sur la nature du primaire réalisée lors de la reconstruction, on voit que ce

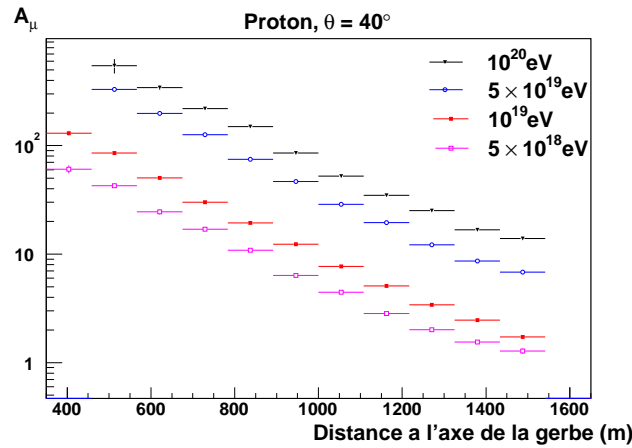
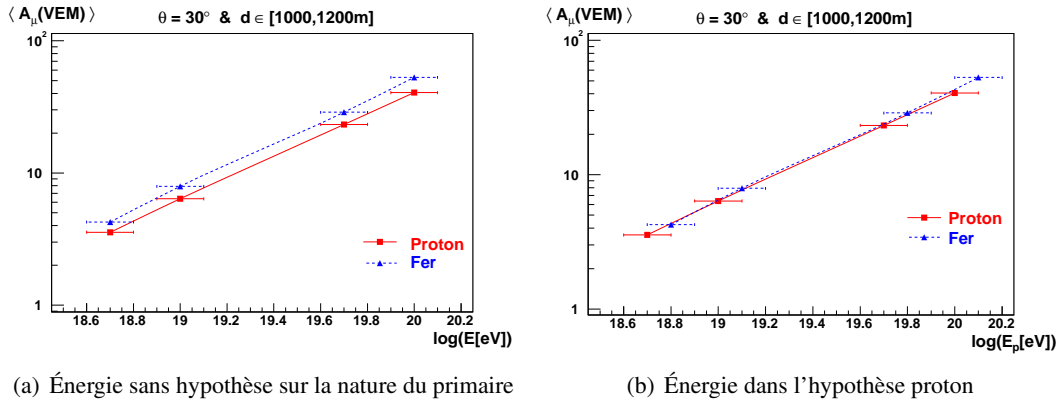


FIG. 7.8 : Amplitude moyenne de la fonction Landau muonique en fonction de la distance à l'axe de la gerbe obtenue à partir de simulation de gerbes de protons à différentes énergies (5×10^{18} , 10^{19} , 5×10^{19} et 10^{20} eV).

paramètre est totalement dégénéré (figure 7.9(b)). Cette constatation est valable à tout angle et à toute distance à l'axe de la gerbe. On ne peut donc pas utiliser l'amplitude A_μ pour identifier la nature du primaire dans une analyse à partir du réseau de surface seul.



(a) Énergie sans hypothèse sur la nature du primaire

(b) Énergie dans l'hypothèse proton

FIG. 7.9 : Amplitude A_μ moyenne entre 1000 et 1200 m de la fonction Landau muonique en fonction de l'énergie du primaire, pour des gerbes de protons et de fer d'angle zénithal 30° . A gauche, l'énergie en abscisse correspond à l'énergie simulée, à droite l'énergie indiquée correspond à l'énergie reconstruite dans l'hypothèse proton.

Nous avons cependant fabriqué à partir des A_μ , une méthode permettant d'identifier gerbe à gerbe la nature du primaire pour une analyse hybride des événements. Malheureusement, cette méthode demande des résolutions sur la position du cœur et sur l'énergie meilleures que celles obtenues par la reconstruction actuelle. Cette méthode est tout de même exposée dans l'annexe C.

Afin de lever la dégénérescence, nous avons défini un nouveau paramètre de forme basé sur l'ajustement des fonctions Landau.

Un nouveau paramètre de forme

Ce paramètre de forme est défini par le rapport entre le signal muonique S_μ donné par l'intégrale de la première fonction Landau et le signal total S_{tot} mesuré par la cuve. Ce rapport, comme A_μ ou le nombre de muons, dépend de l'angle zénithal de la gerbe, de l'énergie et de la distance à l'axe de la gerbe. On doit donc comparer ce rapport dans les mêmes conditions (angle et distance) et vérifier si ce critère est dégénéré par l'hypothèse de reconstruction. La figure 7.10(a) montre le rapport S_μ/S_{tot} moyen mesuré pour des cuves situées entre 1000 et 1200 m de l'axe de la gerbe pour des gerbes simulées de protons et de fer à 40° :

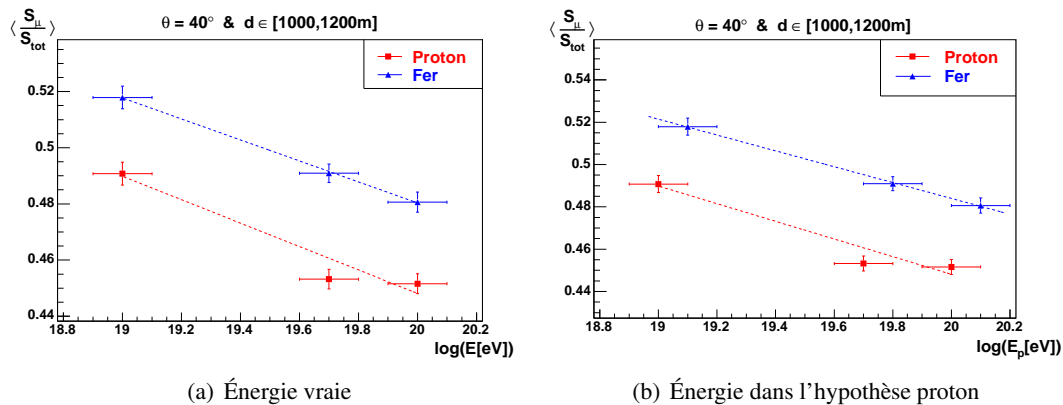


FIG. 7.10 : Rapport moyen entre l'intégrale du signal muonique S_μ donnée par la première fonction Landau et le signal total S_{tot} enregistré en fonction de l'énergie du primaire, pour des cuves situées entre 1000 et 1200 m de l'axe de gerbe et pour des gerbes de protons et de fer d'angle zénithal 40° .

Remarque : lors de nos travaux, nous nous sommes aperçus d'un problème au niveau de la simulation de la ligne de base FADC de certaines gerbes initiées par des noyaux de fer à 5×10^{18} eV. Ces gerbes n'ont donc pas été prises en compte dans la suite de l'analyse que ce soit pour les fonctions Landau ou pour les rayons de courbure. Cependant, afin de pouvoir réaliser des études autour de 5×10^{18} eV, nous avons extrapolé le comportement des critères à plus basse énergie. Ces extrapolations ont été réalisées dans l'hypothèse d'un comportement régulier et ont été vérifiées sur les gerbes de noyaux de fer ayant été correctement simulées à 5×10^{18} eV.

Le taux de signal dû à la composante muonique décroît légèrement avec l'énergie. Cela s'explique, en partie, par le fait que le maximum de développement de la gerbe est plus proche du sol pour des gerbes à haute énergie. La composante électromagnétique traverse donc moins d'atmosphère avant d'arriver au sol. Elle est ainsi moins absorbée et moins diffusée lors de sa propagation. On se retrouve donc dans la meilleure configuration pour identifier la nature des rayons cosmiques. En effet, si l'on prend en compte l'hypothèse sur la nature du primaire réalisée lors de la reconstruction, l'écart entre les protons et les noyaux de fer augmente légèrement (figure 7.10(b)). Cette constatation est valable à tout angle et à toute distance à l'axe de la gerbe.

7.2.5 Application aux données et discussion

Le lot de données utilisé dans cette analyse est formé des événements T4 (§4.3.2.2) possédant au moins 5 cuves, enregistrés entre janvier 2004 et avril 2005. Cela correspond à 2843 événements au dessus de $10^{18.7}$ eV. Nous avons choisi de travailler avec les événements T4 afin d'avoir plus de statistique. Cependant comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent (§6.4.2 p.135), les événements T4 en bordure du réseau peuvent être mal reconstruits. Nous n'avons donc considéré que les événements possédant 5 cuves, ce qui permet d'éviter la majorité des événements présentant ce problème de reconstruction. En ce qui concerne la coupure en énergie de $10^{18.7}$, elle a été choisie afin de pouvoir comparer les données avec les simulations que nous avons réalisées.

Malheureusement, la comparaison du rapport moyen S_μ/S_{tot} obtenu entre les simulations et les événements réels ne peut se faire que dans les mêmes conditions (angle, énergie et distance à l'axe). La statistique est alors nettement diminuée. La figure 7.11 montre le rapport moyen $\langle S_\mu/S_{tot} \rangle$ obtenu pour des cuves situées entre 1000 et 1200 m de l'axe de la gerbe, pour des gerbes d'angle zénithal compris entre $[20, 30^\circ]$ (figure a) et entre $[30, 40^\circ]$ (figure b).

Remarque : le choix de présenter les observations entre 1000 et 1200 m n'est en fait pas anodin. En effet, même si les résultats énoncés sont valables pour pratiquement toutes les distances à l'axe de la gerbe, c'est à cette distance que l'on a le plus de stations (effet de la géométrie du réseau) et donc le plus de statistique.

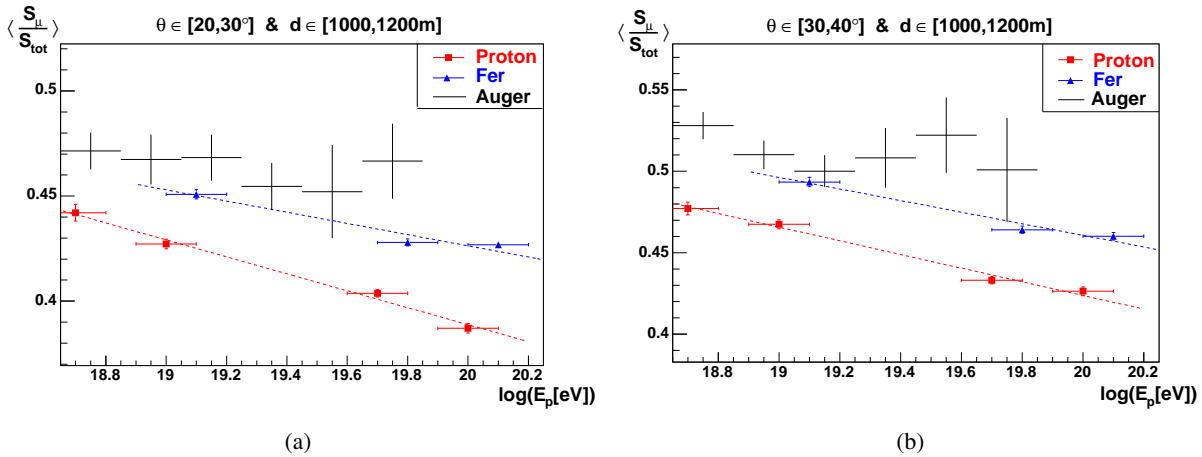


FIG. 7.11 : Rapport moyen $\langle S_\mu/S_{tot} \rangle$ pour des cuves situées entre 1000 et 1200 m de l'axe de la gerbe, pour des gerbes d'angle zénithal compris entre $[20, 30^\circ]$ (a) et entre $[30, 40^\circ]$ (b).

On constate que le rapport moyen des données est toujours supérieur à la valeur attendue pour les noyaux de fer, et ce pour tous les angles et pratiquement à toutes les distances. Il semble donc que la proportion de signal de la première fonction soit plus grand pour les événements réels que pour la simulation. Cette différence peut avoir plusieurs origines :

- on peut penser que le taux de muons dans les gerbes atmosphériques est mal simulé. En effet, les simulations correspondraient mieux aux données si plus de muons étaient formés par les modèles hadroniques (environ 10% de plus pour que les simulations de proton correspondent aux données). Cette explication va dans le sens du nouveau programme de simulation CORSIKA v6.203 qui prévoit entre 5 et 15% de muons en plus. Soulignons cependant que nous avons utilisé QGSJet pour notre analyse qui donne un taux de muons plus important que Sybill ($\simeq 20 - 30\%$ [80]).
- on peut aussi penser à un problème de simulation du signal. En effet, si le signal relatif des muons par rapport à la partie électromagnétique était plus important, le rapport S_μ/S_{tot} serait plus grand et donc plus proche des données. Le signal étant normalisé au signal moyen d'un muon vertical, cela revient à dire que le signal des photons et des électrons est surestimé. Cependant, cette explication reste aujourd'hui peu plausible puisque l'on ne pense pas qu'il y ait ce type de problème dans la simulation.

La différence observée est donc à priori un problème de simulation des gerbes hadroniques ou de simulation du détecteur qui influe sur la simulation des signaux FADC. On ne peut donc pas, aujourd'hui, conclure sur la nature du primaire à partir de ce critère et de nos simulations. Néanmoins le rapport moyen $\langle S_\mu/S_{tot} \rangle$ semble être un excellent critère de discrimination qu'il serait intéressant de tester sur les nouvelles versions des simulateurs.

7.3 Discrimination à partir du front de gerbe

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, le front de gerbe est également l'un des meilleurs moyens pour identifier les différents primaires. Nous avons défini deux critères : le rayon de courbure et le temps de montée du signal. Au vu des résultats précédents, qui montrent que la simulation des signaux ne correspond pas exactement à la réalité, nous avons décidé de ne pas travailler sur les temps de montée du signal, mais de nous intéresser uniquement aux rayons de courbure. En effet, ces derniers sont moins dépendants de la simulation des signaux, si l'on considère des rayons de courbure calculés sur les temps de déclenchement des cuves (T_0). Ces derniers sont seulement définis par l'arrivée des premières particules dans la cuve.

Nous avons également conclu dans ce même chapitre qu'il était préférable de prendre en compte l'asymétrie des gerbes pour optimiser ce critère. Mais cette constatation a été obtenue à partir d'une analyse sans reconstruction et de toute l'information au sol des gerbes simulées. Pour un événement détecté par le réseau de surface, nous n'avons que l'information des cuves qui ont été déclenchées. Il n'y a donc que très peu d'information pour contraindre les rayons de courbure si l'on sépare amont et aval. Afin de prendre en compte l'asymétrie (tout au moins en partie), nous avons donc pensé à utiliser un rayon de courbure variable, donné par l'étape 4 de la reconstruction standard (§6.2 p.126). Ce dernier est défini si l'événement étudié a déclenché au moins 5 cuves. Cette coupure aura une influence sur l'acceptance des événements qu'il faudra prendre en compte dans notre analyse.

Nous avons également vu dans le chapitre 5, que le rayon de courbure varie avec l'énergie mais surtout avec l'angle d'incidence de la gerbe. Il va donc falloir comparer les données et les simulations dans les mêmes conditions (angle et énergie). Malheureusement, pour des raisons évidentes de temps de calcul, nous n'avons simulé que 7 angles et 4 énergies. Il n'y a donc que très peu d'événements que l'on peut réellement comparer à la simulation. Nous avons donc cherché à décrire la dépendance en θ et en énergie par des interpolations pour pouvoir comparer plus de données à la simulation.

7.3.1 Interpolation des rayons de courbures

La figure 7.12 présente la variation du rayon de courbure variable en fonction de l'angle zénithal pour des protons (FIG. (a)) et pour des noyaux de fer (FIG. (b)) simulés à différentes énergies. L'évolution du rayon de courbure moyen semble avoir la même forme à toute énergie, mais cette forme est décalée d'une constante si l'énergie augmente.

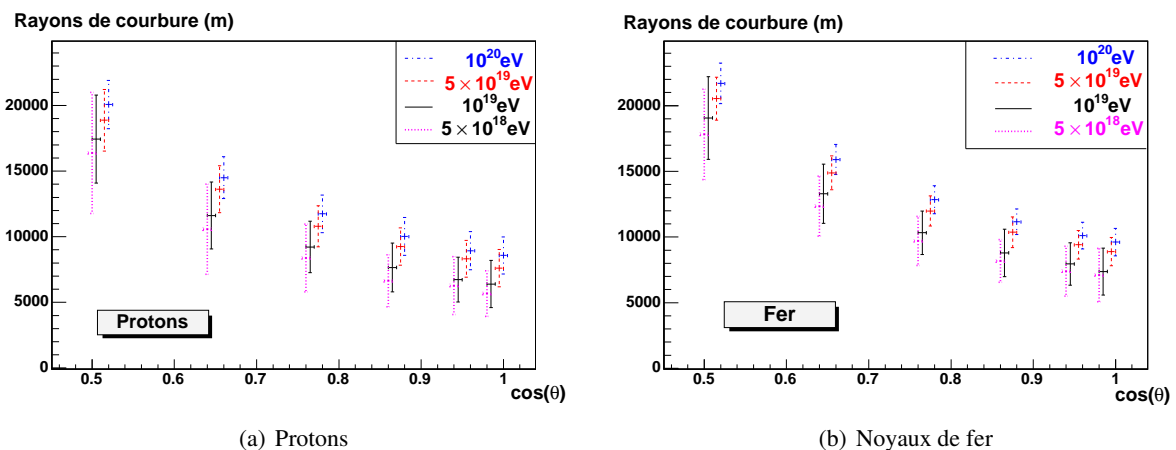


FIG. 7.12 : Évolution du rayon de courbure en fonction de l'angle zénithal θ pour différentes énergies et pour différents primaires : figure (a) pour des protons et figure (b) pour des noyaux de fer.

Nous avons donc cherché à définir une fonction dépendant à la fois de l'énergie et de l'angle θ sans termes couplés qui s'ajuste aux rayons de courbure moyens. La fonction empirique 7.2 ajuste la variation du rayon de courbure moyen à une énergie donnée :

$$\langle R(\theta) \rangle = A + B \cos \theta + \frac{C}{\cos \theta} \quad (7.2)$$

où A , B et C sont ajustés sur les résultats des simulations d'une énergie donnée.

Comme à un angle donné, le rayon de courbure moyen croît pratiquement linéairement avec le logarithme de l'énergie, nous avons donc cherché à ajuster aux simulations, la fonction empirique donnée par l'équation 7.2 en remplaçant simplement A par un terme dépendant linéairement du logarithme de l'énergie : $A_1 + A_2 \log E$:

$$\langle R(\theta, E) \rangle = A_1 + A_2 \log E + B \cos \theta + \frac{C}{\cos \theta} \quad (7.3)$$

où A_1 , A_2 , B et C sont ajustés sur les résultats des simulations. On obtient ainsi l'ajustement présenté sur la figure 7.13 pour des gerbes simulées de protons.

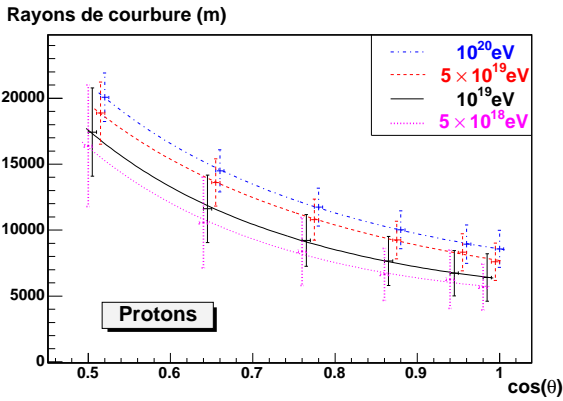


FIG. 7.13 : Évolution du rayon de courbure moyen en fonction de l'angle zénithal θ ajustée par la fonction empirique 7.3, pour des gerbes initiées par des protons. Les barres d'erreur représentent les fluctuations autour des valeurs moyennes.

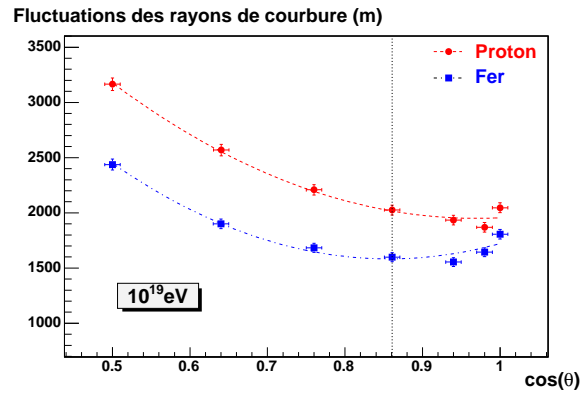


FIG. 7.14 : Ajustement d'un polynôme du second ordre aux fluctuations des rayons de courbure des protons et des noyaux de fer simulés à 10^{19} eV.

De la même façon, nous avons ajusté une fonction empirique pour décrire l'évolution des fluctuations. A une énergie donnée, les fluctuations sont bien décrites par un polynôme du second degré entre 30° et 60° , comme le montre la figure 7.14 qui présente les résultats de l'ajustement à 10^{19} eV pour des protons et des noyaux de fer. En dessous de 30° , les fluctuations ne suivent pas un évolution régulière. On se restreindra donc à utiliser cette interpolation pour des angles zénithaux supérieurs à 30° . La prise en compte de l'évolution des fluctuations avec l'énergie est réalisée en remplaçant le terme constant du polynôme du second degré par une fonction du second ordre en logarithme de l'énergie. On ajuste donc aux simulations la fonction :

$$\langle \sigma(\theta, E) \rangle = A + B \log E + C(\log E)^2 + D \cos \theta + F \cos^2 \theta \quad (7.4)$$

où A , B et C et F sont ajustés aux fluctuations des simulations.

C'est à partir des fonctions ajustées sur les moyennes (EQ. 7.3) et sur les fluctuations des rayons de courbure (EQ. 7.4), que l'on effectue la comparaison entre les données et les simulations.

7.3.2 Analyse statistique des données et discussion

Le lot de données utilisé dans cette analyse est formé des événements T4 (§4.3.2.2 p.86) enregistrés entre janvier 2004 et avril 2005 ayant au moins 5 cuves. Cela correspond à 6502 événements au dessus de $10^{18.3}$ eV (dont 5356 au dessus de 30°). Le choix des T4 a été fait pour la même raison que pour l'analyse des fonctions Landau, i.e. avoir plus de statistique. La coupure sur le nombre de cuve, nous assure que la grande majorité des événements sont bien reconstruits. Enfin, le comportement des rayons de courbure étant très régulier et variant lentement avec l'énergie, nous avons choisi d'extrapoler l'analyse à basse énergie ($10^{18.3}$ eV).

La figure 7.15 montre la répartition des rayons de courbure mesurés sur les données en fonction de l'angle zénithal θ . Les données semblent suivre la dépendance attendue pour les protons et les noyaux de fer.

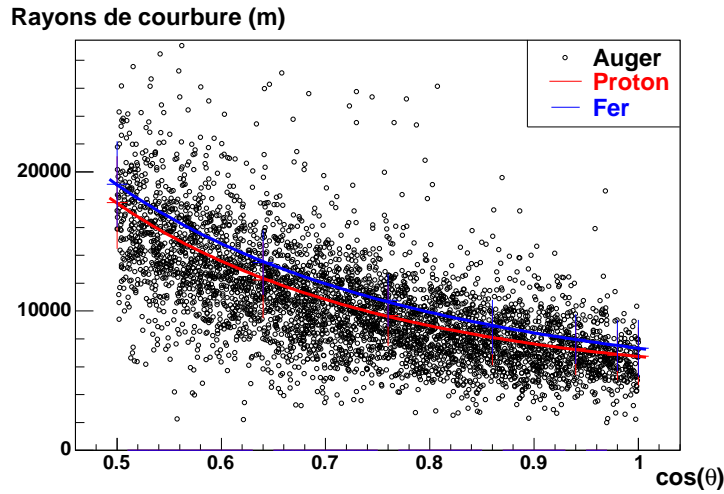


FIG. 7.15 : Répartition des rayons de courbure mesurés sur les données de janvier 2004 à avril 2005 en fonction de l'angle zénithal θ . Sur ce graphique est également représentée l'évolution moyenne (moyenne effectuée sur l'ensemble des simulations en regroupant les différentes énergies) des rayons de courbure pour les protons et les noyaux de fer.

À partir de la mesure du rayon de courbure de chaque événements, on peut définir la déviation standard (appelée également résidus) par rapport à la valeur attendue pour des protons. Cette déviation est définie par :

$$\text{Déviation} = \frac{RC_{\theta,E} - \overline{RC}_{\theta,E,\text{proton}}}{\sigma_{\theta,E,\text{proton}}} \quad (7.5)$$

où $\overline{RC}_{\theta,E,\text{proton}}$ est la valeur moyenne de la distribution des rayons de courbure attendue pour des protons d'angle zénithal θ et d'énergie E (elle est donnée par l'équation 7.3) ; et où $\sigma_{\theta,E,\text{proton}}$ est la valeur des fluctuations dans les mêmes conditions (données par l'équation 7.4).

La figure 7.16 présente la valeur moyenne de la déviation standard en fonction de l'énergie reconstruite pour les simulations de protons et de noyaux de fer, ainsi que pour les données. Seuls les événements ayant un angle zénithal supérieur à 30° sont pris en compte puisque le polynôme du second degré utilisé pour interpoler les fluctuations n'est valable qu'au dessus de 30° . Pour chaque intervalle d'énergie, la figure 7.17 montre la distribution des déviations mesurées pour les données.

La déviation semble présenter 3 comportements :

- entre $10^{18.3}$ et $10^{18.9}$ eV, la déviation moyenne passe des éléments lourds aux éléments légers. On peut se demander alors si on retrouve ici la transition observée sur la mesure du XMAX des expériences de fluorescence (voir figure 1.25) ou si cette transition n'est due qu'à un effet de l'acceptance du réseau.

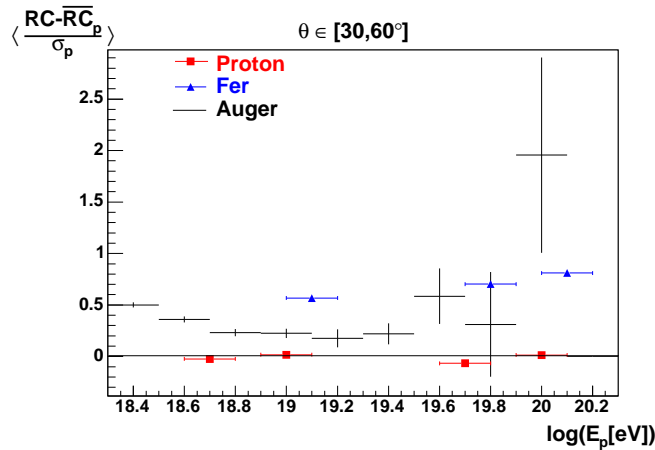


FIG. 7.16 : Déviation standard par rapport à la distribution des rayons de courbure des protons, calculée pour les données de janvier 2004 à avril 2005 et pour des simulations de noyaux de fer.

En effet, dans cette zone d'énergie, l'acceptance à 5 cuves n'est pas totale, même à 30° (de l'ordre de 45% pour des protons de 5×10^{18} eV). Notre sélection favorise donc les événements à grand rayon de courbure capables de déclencher 5 stations du réseau de surface. Elle favorise ainsi la sélection des événements possédant des rayons de courbure plus proches de ceux des noyaux lourds. Cependant, cette sélection est réalisée de la même façon sur les données et sur les simulations. Le biais de sélection est donc normalement pris en compte dans le calcul de la valeur moyenne des protons simulés. Nous avons également pensé à un effet de bord du réseau, mais la même analyse à partir des événements T5 (qui retire les événements en bordure) présente la même transition, avec cependant moins de statistique. La transition observée n'est donc pas un effet de l'acceptance ni de la reconstruction, mais semble réellement correspondre à la transition lourd-léger observée par les expériences de fluorescence ;

- entre $10^{18.9}$ et $10^{19.5}$ eV, où l'acceptance est totale, la déviation reste constante et plutôt compatible avec les éléments légers. Elle se situe cependant toujours au dessus de la distribution des protons, ce qui laisse penser qu'à ces énergies les rayons cosmiques seraient constitués d'éléments légers, mais pas que de protons ;
- au dessus de $10^{19.5}$ eV, le peu de statistique ne permet pas de conclure. La déviation semble cependant augmenter vers les noyaux plus lourds, mais cette variation est principalement due à quelques événements présentant un très grand rayon de courbure. Notons également que cette augmentation correspond à une légère augmentation de la fonction Landau (voir 7.11(b)).

Sur les distributions de déviation (FIG. 7.17), on voit que la majorité des événements sont compatibles avec la distribution attendue pour des protons ou des noyaux de fer, mais que certains événements sont reconstruits avec une déviation importante (pouvant atteindre 10σ) et donc avec un très grand rayon de courbure. Leur présence tend à augmenter la valeur de la déviation moyenne. De tels événements sont visibles à basse et à haute énergie, mais il semble que leur proportion augmente avec l'énergie. Nous avons donc vérifié si ces événements particuliers ne présentaient pas de problème de détection (au niveau des signaux FADC, temps de déclenchement...) ou de reconstruction. Cette étude n'a pas révélé de problème particulier. Ces événements semblent donc correspondre à des gerbes s'étant développées très haut dans l'atmosphère. A titre d'exemple, les figures 7.18 présentent un événement à grande déviation ($\approx 7\sigma$) de haute énergie, il semble parfaitement reconstruit par notre analyse.

A partir des interpolations réalisées sur les rayons de courbure moyen et sur les fluctuations (équations 7.3 et 7.4), nous avons pour chaque intervalle d'énergie estimée la distribution des résidus des protons et des noyaux de fer par des fonctions gaussiennes. Ces fonctions ont ensuite été ajustées (FIG. 7.17) à la distribution

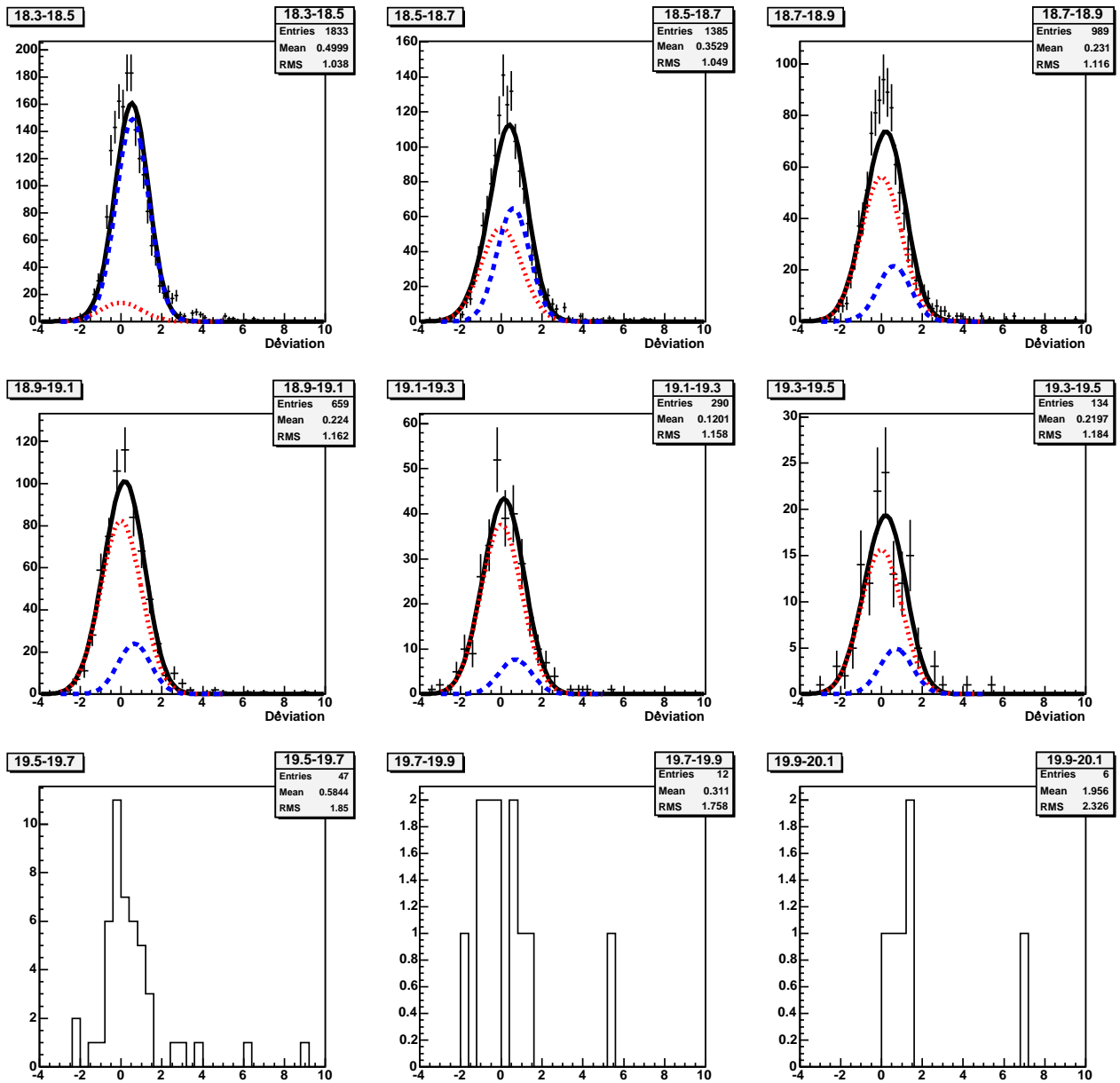


FIG. 7.17 : Histogrammes des déviations standards par rapport aux distributions des rayons de courbure des protons pour 9 intervalles d'énergie (de $10^{18.3}$ à $10^{20.1}$ eV) obtenues pour les données de janvier 2004 à avril 2005. Ces distributions ont été ajustées par une composante légère (proton) en rouge pointillé et une composante lourde (noyaux de fer) en bleu tireté.

des déviations mesurées sur les données afin d'estimer la composante proton et la composante noyaux de fer. On constate que les distributions des protons et des noyaux de fer ajustent à eux deux très bien le début et la fin des distributions, mis à part les événements à très grande déviation. Néanmoins, les maxima de la distribution se trouvant le plus souvent entre la distribution des protons et celle des noyaux de fer, n'est pas toujours bien ajustée. Cela peut s'expliquer par le fait que l'on ajuste seulement les deux composantes extrêmes et que l'on ne prend pas en compte les noyaux de masse atomique intermédiaire.

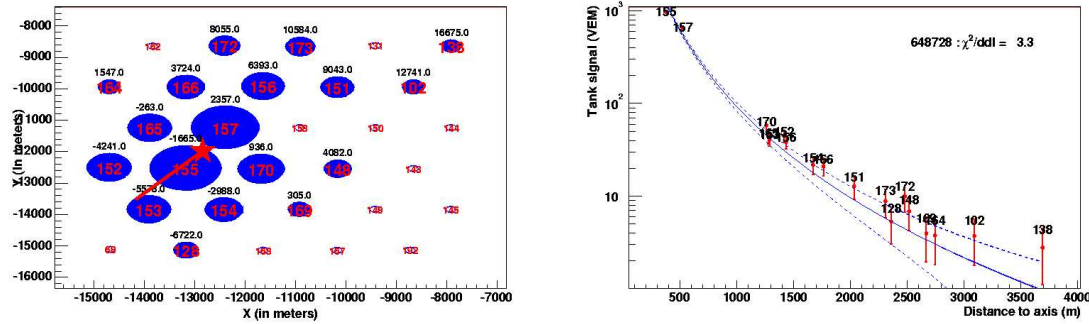


FIG. 7.18 : L'événement 648728 possédant 18 cuves (Fig. (a)) reconstruit avec la fonction "LOG" (Fig. (b)) à une énergie de 48 EeV (54 EeV avec la 2EXPO). Son angle zénithal est de 54° ; et sa courbure de 26 ± 4 km.

La figure 7.19 présente la proportion de protons donnée par cette ajustement en fonction de l'énergie reconstruite :

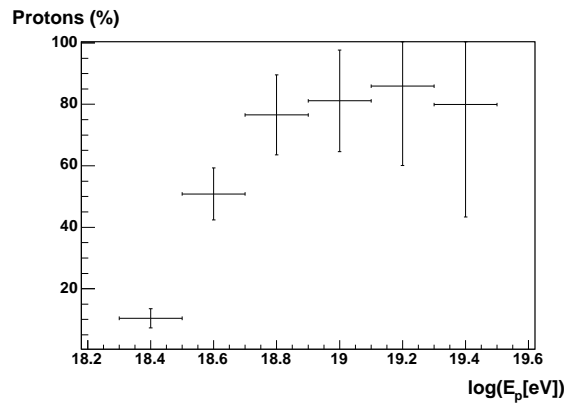


FIG. 7.19 : Proportion de protons dans les rayons cosmiques donnée par l'ajustement des distributions de résidus en fonction de l'énergie reconstruite.

La proportion de protons dans les rayons cosmiques semble augmenter avec l'énergie. On retrouve ici, le passage lourds-légers obtenu sur les valeurs moyennes de la déviation.

7.4 Conclusion

L'étude des simulations montre que l'ajustement de deux fonction Landau au signal FADC d'une cuve permet d'estimer à la fois la proportion de signal due aux muons et le nombre de muons. Parmi ces deux paramètres, seule la proportion de signal muonique n'est pas un critère dégénéré par l'hypothèse de reconstruction. On peut donc l'appliquer aux premières données de l'observatoire.

Le pourcentage de signal muonique obtenu pour les données est supérieur à celui des protons et à celui des noyaux de fer. Cela révèle, à priori, un problème de la simulation utilisée soit au niveau du nombre de muons générés par CORSIKA qui serait inférieur à la réalité, soit au niveau de la simulation du signal (SDSim) qui surestimerait légèrement le signal de la composante électromagnétique des gerbes.

Pour cette raison, on ne peut pas utiliser les temps de montée du signal obtenus avec nos simulations pour étudier le front de gerbe, mais seulement les rayons de courbure calculés à partir des temps de déclenchement des cuves (T_0) qui ne dépendent que du temps d'arrivée des premières particules au sol.

Les résultats obtenus par ce critère semblent confirmer la transition entre éléments lourds et légers mesurée par les expériences de fluorescence et récemment par une mesure du XMAX à partir du réseau de surface du détecteur Pierre Auger (indiquée dans la thèse de Stéphane RANCHON [115]). Néanmoins ces mesures n'ont pas permis d'identifier la nature des rayons cosmiques à plus haute énergie (au dessus de 10^{19} eV). Actuellement seule notre analyse permet de le faire et elle montre que les rayons cosmiques sont plutôt compatibles avec des noyaux légers jusqu'à $10^{19.5}$ eV.

Il faut cependant noter que la méthode que nous avons utilisée (comme toutes les autres d'ailleurs) repose sur la simulation des gerbes et sur la simulation du détecteur. Il est donc important de vérifier l'ensemble de la chaîne de simulation utilisée ainsi que de tester l'influence des modèles hadroniques sur les résultats avant de pouvoir fournir des conclusions définitives.

Chapitre 8

Recherche de photons dans les RCUHE

La recherche de photons est l'une des meilleures méthodes pour trancher entre les différents modèles de production. En effet, la présence de photons dans les rayons cosmiques d'ultra haute énergie serait un fort indice en faveur des modèles Top-Down (chapitre 2). Inversement, seuls les modèles Bottom-Up seraient encore possibles dans le cas où il n'y a pas de photon d'énergie extrême. Nous avons donc tenté d'identifier des photons dans les premières données de l'observatoire Pierre AUGER pour répondre à cette question.

Dans le chapitre 5, nous avons vu que l'ensemble de nos critères d'identification (rayons ce courbure, XMAX, temps de montée du signal et densité de muons au sol) est très discriminant lorsqu'il s'agit de l'identification des photons n'ayant pas subi l'effet de *preshower* (3.1.4 p.62). Ce dernier étant négligeable en dessous de 5×10^{19} eV, nous nous sommes limités à ce seuil pour chercher à obtenir, à partir de ces critères, une limite sur la fraction de photons dans les rayons cosmiques. Cette analyse fait l'objet de la première partie de ce chapitre.

Comme l'effet de *preshower* est un effet qui n'affecte que les photons d'ultra haute énergie et qu'il dépend de l'angle relatif entre le champ magnétique terrestre et la trajectoire du photon primaire, on s'attend à observer une asymétrie azimutale dans les données s'il y a des photons d'énergie extrême. Nous avons donc prédit une manifestation de cette asymétrie observable par le détecteur de surface, puis nous avons cherché à l'observer dans les premières données. Cette étude est présentée dans la deuxième partie de ce chapitre.

8.1 Etude des événements autour de 10^{19} eV

Nous avons vu, que l'ensemble des critères définis dans le chapitre 5 sont très discriminants lorsqu'il s'agit de l'identification des photons. En effet, les gerbes électromagnétiques se développent tard dans l'atmosphère (grand XMAX) à cause de l'effet LPM (§3.1.3 p.60). Le front de particules ainsi formé est alors plus courbé (rayon de courbure plus petit) que celui des gerbes hadroniques. De plus, les interactions lors de la formation de la cascade électromagnétique produisent moins de muons. Leur densité au sol est alors moins importante et le temps de montée des signaux plus lent que pour les gerbes hadroniques. Les différences observées sur chacun de ces critères étant fortement discriminantes, nous avons conclu qu'il était possible de les utiliser afin de réaliser une identification gerbe à gerbe. Cependant, ces résultats ont été obtenus sans prise en compte du détecteur, ni de la reconstruction des événements. Il est donc important d'étudier l'influence que va avoir la détection et la reconstruction sur ces critères. On utilise pour cela les simulations d'événements obtenues avec SDSim (§6.1 p.119).

Dans le chapitre 7, nous nous sommes aperçus (§7.2.5 p.149) que les signaux FADC des cuves n'étaient pas correctement simulés. On ne peut donc pas utiliser les critères tels que les temps de montée des signaux ou la densité de muons au sol (fonctions Landau §7.2 p.143). N'ayant pas directement accès au XMAX avec le réseau de surface, nous n'avons donc travaillé qu'avec les rayons de courbure. Nous avons ainsi mis une limite supérieure sur la fraction de photons dans les rayons cosmiques.

Remarque : nous avons également cherché à estimer le taux de photons, à partir d'un ajustement à trois composantes (protons, noyaux de fer et photons), mais la statistique actuelle étant trop faible, ce travail ne sera pas présenté par la suite.

Le lot de données utilisé dans l'ensemble de cette analyse est formé de 2617 événements T4 (voir §4.3.2.2 p.86) reconstruits à des énergies comprises entre $10^{18.6}$ et $10^{19.4}$ eV dans l'hypothèse proton, dont 2072 événements ayant un angle zénithal compris entre 30 et 60° . La raison principale du choix de l'intervalle d'énergie étudié est que nous n'avons pas de simulations qui prennent en compte l'effet de PRESHOWER (§3.1.4 p.62). On ne va donc pas pouvoir étudier la fraction de photons, mais seulement la fraction de photons n'ayant pas créés de pré-gerbes dans l'atmosphère. Cependant, cet effet est négligeable en dessous de 50 EeV ($\simeq 10^{19.7}$ eV) pour les gerbes d'angle zénithal inférieur à 60° . Nous avons donc choisi de ne pas dépasser ce seuil. Néanmoins, cette coupure n'est pas suffisante à cause de l'hypothèse sur la nature de la particule primaire réalisée lors de la reconstruction des événements. En effet, on n'estime l'énergie que dans l'hypothèse où le primaire est un proton. On sous-estime donc fortement l'énergie des photons. Il faudra donc étudier comment cela se traduit sur le calcul de la fraction de photons.

Remarque : comme nous l'avons vu dans le chapitre 2 (§2.2.1.1 p.50), les photons aux énergies considérées ne peuvent pas provenir de plus de quelques méga-parsecs (cf. FIG. 2.8) sans perdre un grande partie de leur énergie par interaction avec les différents fonds diffus (radio, infra-rouge...). On ne s'attend donc pas à observer une grande quantité de photons entre $10^{18.6}$ et $10^{19.4}$ eV. Cependant leur présence serait tout de même une contrainte importante pour les différents modèles de production des rayons cosmiques.

8.1.1 Le rayon de courbure des gerbes électromagnétiques

Lors de l'analyse hadronique, nous avons cherché à interpoler la dépendance du rayon de courbure en θ et en énergie E de nos simulations discrètes, afin de pouvoir comparer plus de données à la simulation. Pour l'étude des rayons de courbure des photons, on suit la même démarche. La figure 8.1 présente la variation du rayon de courbure variable en fonction de l'angle zénithal θ pour des photons (FIG. (a)) et à titre de comparaison, pour des protons (FIG. (b)) simulés à différentes énergies :

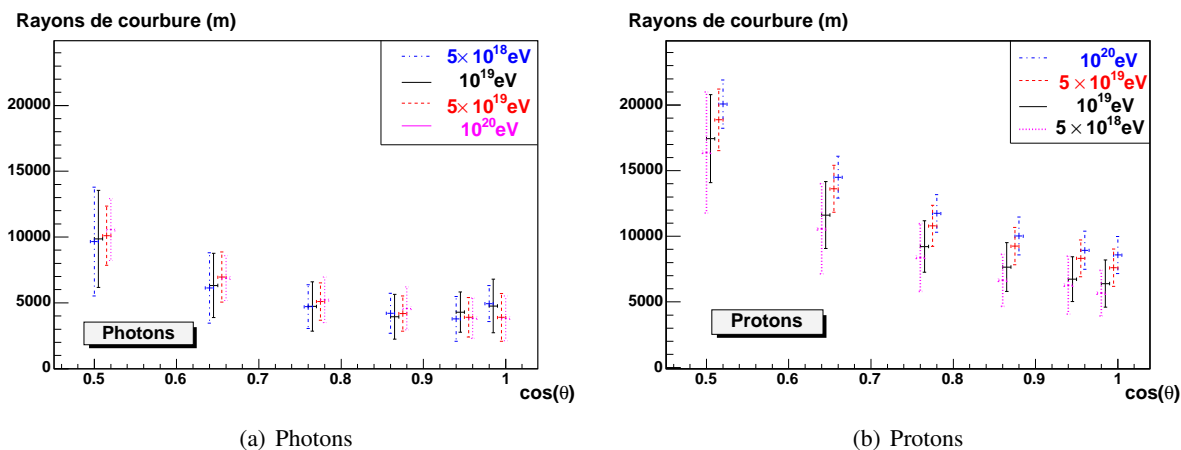


FIG. 8.1 : Évolution du rayon de courbure en fonction de l'angle zénithal θ pour différentes énergies et pour différents primaires : figure (a) pour des photons et figure (b) pour des protons.

On constate que les rayons de courbure des photons varient très peu avec l'énergie. On négligera donc cette dépendance en prenant une moyenne sur les quatre énergies. On voit également que le comportement du rayon de courbure avec l'angle θ est comparable avec celui des protons. Nous avons donc interpolé cette

dépendance avec la fonction empirique que nous avons utilisé dans l'analyse hadronique (EQ. 7.2 p.152) sans terme dépendant de l'énergie. La figure 8.2(a) montre l'ajustement obtenu :

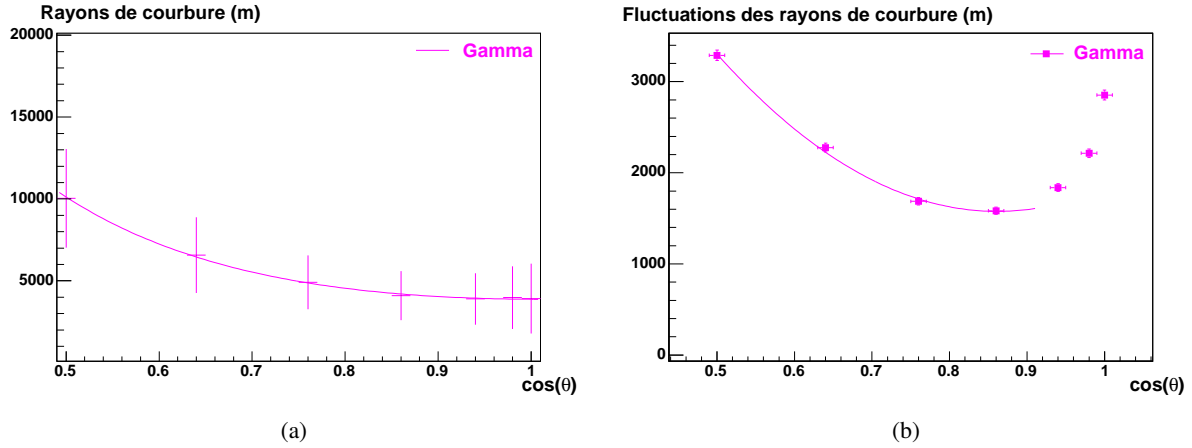


FIG. 8.2 : (a) Évolution du rayon de courbure moyen (moyenne sur les énergies) en fonction de l'angle zénithal θ et pour des gerbes initiées par des photons. Les barres d'erreur représentent les fluctuations autour de cette valeur moyenne. Ces fluctuations sont représentées sur la courbe (b).

La figure 8.2(b) montre l'évolution des fluctuations, calculées sur les 4 énergies, en fonction de l'angle zénithal θ . Comme pour les protons et les noyaux de fer, on ajuste un simple polynôme du second ordre pour décrire la dépendance angulaire. En dessous de 30° , l'acceptance du réseau pour les photons est très faible pour les énergies considérées (nous y reviendrons dans la suite §8.1.4). Pour notre analyse, on se restreindra donc à utiliser cette interpolation pour des angles zénithaux supérieurs à 30° .

La figure 8.3 présente la répartition des événements de notre lot de données (§8.1) en fonction de l'angle d'incidence θ . La valeur moyenne des rayons de courbure des protons, des noyaux de fer et des photons y sont également représentés :

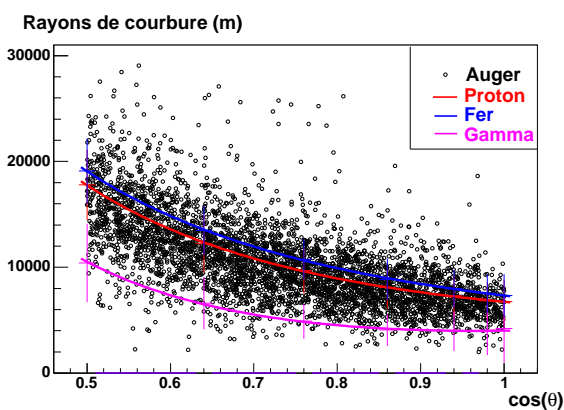


FIG. 8.3 : Répartition des rayons de courbure mesurés sur les données de janvier 2004 à avril 2005 en fonction de l'angle zénithal θ .

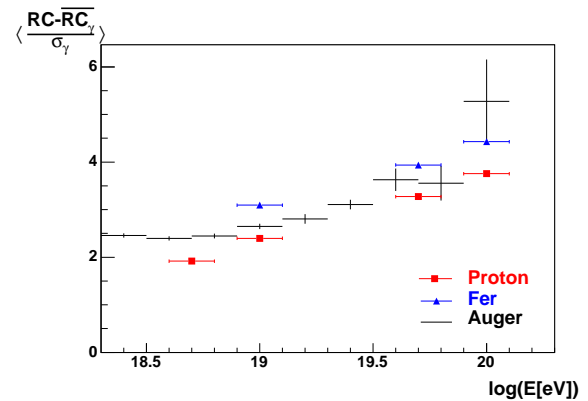


FIG. 8.4 : Déviation standard par rapport à la distribution des rayons de courbure des photons, calculée pour les données de janvier 2004 à avril 2005 et pour des simulations de protons et de noyaux de fer.

La grande majorité des données suit la dépendance attendue pour les hadrons et il semblerait, à première vue, que peu d'événements soient compatibles avec la distribution des photons.

Afin de voir si il y a une évolution vers la distribution des photons avec l'énergie, nous avons étudié l'évolution de la déviation standard moyenne (§7.3.2 p.153) par rapport à la valeur attendue pour les photons. Cette déviation, représentée sur la figure 8.4, est définie par :

$$\text{Déviation} = \frac{RC_\theta - \overline{RC}_{\theta,photon}}{\sigma_{\theta,photon}} \quad (8.1)$$

où $\overline{RC}_{\theta,photon}$ est donné par l'interpolation du rayon de courbure moyen des photons par l'équation 7.2 et $\sigma_{\theta,photon}$ par l'interpolation des fluctuations donnée par le polynôme du second degré.

On retrouve ce que nous avons déjà observé dans le chapitre 7, i.e. l'ensemble des événements Auger est compatible avec des noyaux plus ou moins lourds. Pourtant, cela n'empêche pas la présence d'un flux, même faible, de photons. Nous avons donc cherché à mettre une limite supérieure sur le taux de photons à partir de l'analyse des rayons de courbure (soit en utilisant directement le rayon de courbure, soit en utilisant la déviation standard).

8.1.2 Limite supérieure sur la fraction de photons

Afin d'estimer la limite supérieure sur la fraction de photons dans les rayons cosmiques, la collaboration Auger a développé et testé différentes méthodes. Nous ne présenterons ici que les deux méthodes qui ont été retenues : la méthode probabiliste et la méthode statistique, la deuxième ayant aujourd'hui remplacé la première.

8.1.2.1 Méthode probabiliste

Principe

Cette méthode [117] consiste à calculer, pour chaque événement i , sa probabilité P_γ^i d'être un photon. Il existe en fait différentes façons de définir cette probabilité, mais elles consistent toujours à comparer le paramètre mesuré pour l'événement étudié aux distributions attendues pour les photons et les autres primaires possibles. Nous verrons dans le paragraphe suivant comment nous avons défini cette probabilité pour notre analyse à partir des rayons de courbure des gerbes.

Une fois cette probabilité définie, on calcule la probabilité $P(N_\gamma = n)$ qu'il y ait n photons parmi notre lot de N événements. Cette probabilité est donnée par la formule :

$$\begin{aligned} P(N_\gamma = 0) &= \prod_{i=1}^N (1 - P_\gamma^i) \\ P(N_\gamma = 1) &= \sum_{j=1}^N P_\gamma^j \prod_{i=1, i \neq j}^N (1 - P_\gamma^i) \\ P(N_\gamma = 2) &= \sum_{k=1}^N P_\gamma^k \sum_{j=1, j \neq k}^N P_\gamma^j \prod_{i=1, i \neq j, i \neq k}^N (1 - P_\gamma^i) \\ &\vdots \\ P(N_\gamma = N) &= \prod_{i=1}^N P_\gamma^i \end{aligned} \quad (8.2)$$

On calcule ensuite à un certain niveau de confiance donné, généralement 95%, le nombre maximal de photons qu'il peut y avoir dans un lot de données. Pour cela, on estime la probabilité $P(N_\gamma \leq n)$ qu'il y ait moins de n photons et l'on cherche pour quel n la probabilité intégrée dépasse le niveau de confiance. La limite supérieure est alors donnée par le rapport n/N .

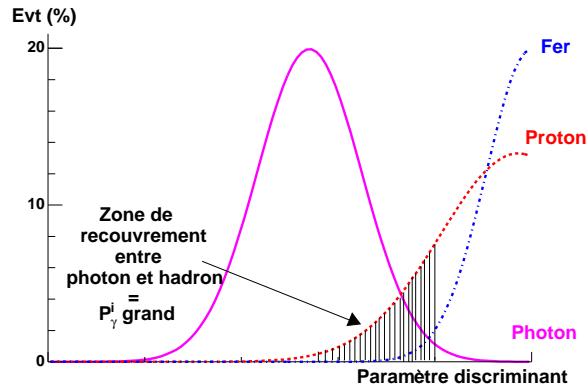


FIG. 8.5 : Schéma illustrant le défaut de la méthode probabiliste : dans la zone de recouvrement des distributions photon-hadron, la probabilité P_γ^i d'être un photon est grande.

Cette méthode est principalement limitée par le recouvrement de la distribution des photons avec celle des autres types de primaire (illustré sur la figure 8.5 par la zone hachurée). En effet, dans cette zone, la probabilité P_γ^i d'être un photon est relativement élevée. Une grande partie des hadrons est donc considérée comme des candidats photons et fait ainsi monter la limite. On ne peut donc pas atteindre de limite inférieure au taux de recouvrement entre photons et hadrons à partir de cette méthode (sauf si l'on arrive à retrancher la partie due à la composante hadronique, voir §8.1.3).

Une autre méthode a donc été proposée par Pierre BILLOIR pour diminuer cet effet de recouvrement : la méthode statistique que nous décrivons au paragraphe 8.1.2.2. Avant cela, nous allons voir comment nous avons appliqué la méthode probabiliste à notre analyse.

Définition de la probabilité P_γ^i à partir des rayons de courbure

Afin d'appliquer cette méthode, il faut définir la distribution de probabilité P_γ^i en fonction de notre paramètre : le rayon de courbure.

Soit i un événement d'énergie E , d'angle zénithal θ et de rayon de courbure RC . Nous avons choisi de définir la probabilité P_γ^i par le rapport entre le pourcentage de photons d'angle θ pouvant atteindre un rayon de courbure égale à RC et le pourcentage de photons d'angle θ et de hadrons d'angle θ et d'énergie E pouvant atteindre ce même rayon de courbure¹. N'ayant que des simulations discrètes, le calcul de cette probabilité impose de choisir la forme des distributions pour les couples angle-énergie que nous n'avons pas simulés. Nous avons donc fait l'approximation que les distributions des photons et des hadrons suivent une fonction Gaussienne dont le centre est donnée par les interpolations réalisées des rayons de courbure moyens (équation 7.2 pour les photons et 7.3 p.152 pour les hadrons) et le sigma par l'interpolation des fluctuations (équation 7.4).

La distribution des protons étant, dans le cas des rayons de courbure, la distribution hadronique la plus proche des photons, il n'est pas nécessaire de prendre en compte les distributions des noyaux plus lourds. En effet, si RC est plus grand que la valeur moyenne des rayons de courbure des protons, la probabilité P_γ^i sera déjà très faible. Notre probabilité P_γ^i est donc définie par :

¹L'énergie n'intervient que pour les hadrons puisque le rayon de courbure des photons ne varie pratiquement pas avec l'énergie (§8.1.1).

$$P_{\gamma}^i = \frac{\text{Gauss}(\overline{RC}_{\gamma}(\theta), \sigma_{\gamma}(\theta), RC)}{\text{Gauss}(\overline{RC}_{\gamma}(\theta), \sigma_{\gamma}(\theta), RC) + \text{Gauss}(\overline{RC}_p(\theta, E), \sigma_p(\theta, E), RC)} \quad (8.3)$$

où $\overline{RC}_{\gamma}(\theta)$ et $\overline{RC}_p(\theta, E)$ sont donnés respectivement par ajustement de la fonction 7.2 aux rayons de courbure moyens obtenus pour les simulations de photons et de protons, et $\sigma_{\gamma}(\theta)$ et $\sigma_p(\theta, E)$ par ajustement de la fonction 7.3 aux fluctuations des rayons de courbure des photons et des protons.

Avec cette probabilité, il est possible d'utiliser la méthode probabiliste décrite précédemment. Mais afin de comparer les deux méthodes, nous les étudierons en même temps sur les simulations dans la partie 8.1.2.3 et sur notre lot de données dans la partie 8.1.2.4.

8.1.2.2 Méthode statistique

Principe

Dans cette méthode, on divise l'espace de notre paramètre discriminant en deux, de façon à définir une zone où les distributions des hadrons recouvrent peu la distribution des photons. On fait alors l'hypothèse conservatrice que dans cette zone tous les événements sont des photons. Sachant que cette zone représente une proportion X des photons (proportion obtenue par la distribution des photons simulés), on calcule alors, à un niveau de confiance donné, le nombre de photons dans la deuxième zone. Ce calcul est réalisé à partir d'une simple loi binomiale décrivant notre système à deux possibilités : un photon a une probabilité de X d'être dans la zone où nous avons fait l'hypothèse que tous les événements sont des photons et a une probabilité $1 - X$ d'être dans l'autre zone.

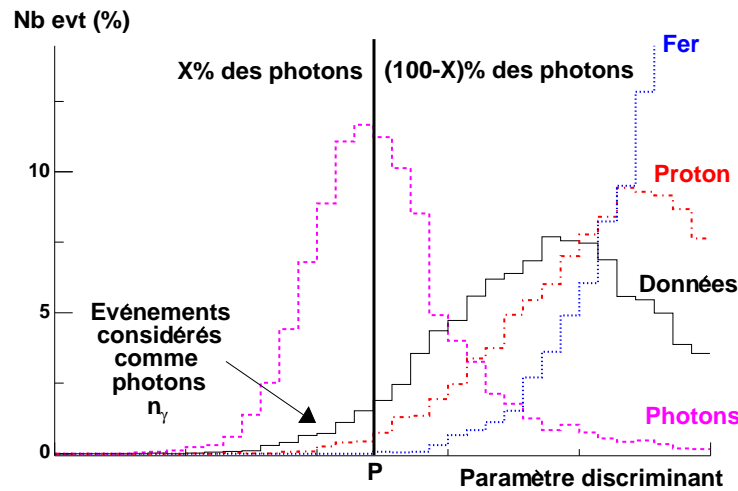


FIG. 8.6 : Schéma illustrant la méthode statistique qui permet d'estimer le nombre de photons dans un lot de données : on estime le nombre de photons là où les distributions des hadrons recouvrent le moins la distribution des photons, en faisant l'hypothèse que dans cette zone tous les événements sont des photons. Connaissant le pourcentage que représente cet échantillon, on calcule alors, à un niveau de confiance donné, le nombre de photons dans la deuxième zone. Remarque : les distributions présentées ici sont en fait les distributions obtenues pour la déviation standard par rapport aux valeurs attendues pour les photons.

Cette méthode ne permet cependant pas de faire disparaître totalement le recouvrement entre les différentes distributions, puisqu'elle considère tous les hadrons de la zone à faible recouvrement comme des photons. On a donc toujours un seuil sur l'estimation du nombre de photons en dessous duquel on ne pourra pas descendre.

Application à notre paramètre discriminant

Nous avons donc appliqué cette deuxième méthode à notre critère de discrimination : la déviation standard par rapport à la distribution des rayons de courbure attendus pour les photons (équation 8.1). Comme ce paramètre est calculé à partir des moyennes des rayons de courbure des photons, on s'attend à ce que la moitié des événements photons se retrouvent avec une déviation positive et l'autre moitié avec une valeur négative (ceci n'est en fait qu'une approximation, voir remarque ci-dessous). Les hadrons présentant des rayons de courbure plus importants que les photons, ont des déviations pratiquement toujours supérieures à 0 (en moyenne entre 2 et 5, voir FIG. 8.4). On considère donc que les $N_{d<0}$ événements ayant une déviation négative sont des photons. A partir d'une loi binomiale, on estime alors le nombre de photons $N_{d>0}$ qu'il y a dans l'autre zone.

La distribution étant divisée en deux parties égales, la probabilité d'avoir une déviation négative est de $1/2$ et celle d'avoir une déviation positive est de $1/2$. La probabilité conditionnelle $P(N_{d>0} = n | N_{d<0})$ d'avoir n événements avec une déviation positive sachant que nous avons observé $N_{d<0}$ événements avec des déviations négatives est donnée par :

$$P(N_{d>0} = n | N_{d<0}) = C_n^{n+N_{d<0}} \left(\frac{1}{2}\right)^{n+N_{d<0}} \quad (8.4)$$

Comme pour la méthode probabiliste, on cherche alors pour quelle valeur de n , la probabilité intégrée $P(N_{d>0} \geq n | N_{d<0})$, dépasse un certain niveau de confiance donnée, généralement 95% ². La limite supérieure sur la fraction de photons est alors définie par le rapport entre n et le nombre d'événements total N .

Remarque : en fait, la distribution des rayons de courbure n'est pas totalement symétrique, mais présente une légère queue de distribution vers les grands rayons de courbure (comme on le voit sur la figure 8.6). La valeur moyenne ne divise donc pas la distribution en deux parties égales, mais légèrement plus de 50% des événements sont en dessous de la valeur moyenne. La probabilité d'avoir une déviation négative est donc légèrement supérieure à $1/2$ et celle d'avoir une déviation positive est légèrement inférieure à $1/2$. L'hypothèse de dire que la moitié des événements se trouve dans la zone des déviations positives surestime donc le nombre de photons dans cette partie. Cette hypothèse est donc conservatrice et ne fait que monter notre limite.

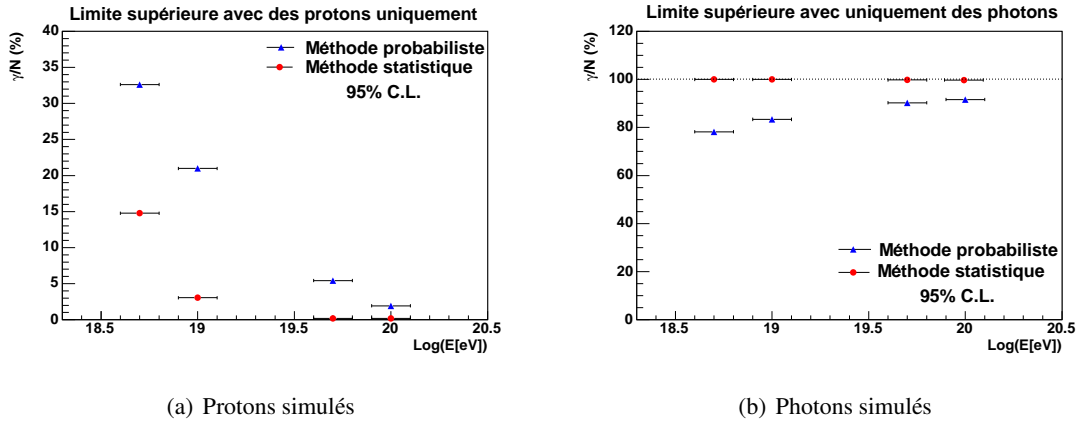
8.1.2.3 Tests des méthodes sur les simulations

Afin d'évaluer l'effet du recouvrement des distributions de photons et de protons sur la limite, nous avons testé les deux méthodes sur un lot de protons simulés à différentes énergies. La figure 8.7(a) montre les limites obtenues.

Comme prévu la limite, à 95% de confiance, est plus grande par la méthode probabiliste que par la méthode statistique à cause du recouvrement des distributions de protons et de photons qui est plus importante dans cette méthode. On constate également que la limite des deux méthodes diminue avec l'énergie. Cela s'explique par le fait que le rayon de courbure moyen des protons augmente légèrement avec l'énergie contrairement à celui des photons. La discrimination est alors plus facile à réaliser à haute énergie.

Remarque : dans notre application de la méthode statistique nous avons choisi, pour des raisons de simplicité, de diviser la distribution des photons en deux parties égales. Bien évidemment, ce choix n'est pas le choix optimal. Ce dernier est obtenu en choisissant une coupure effectuant le meilleur compromis entre le recouvrement des distributions de photons et de hadrons, dans la zone où l'on suppose que tous les événements sont des photons, et le pourcentage de photons que cette zone représente. Pour trouver ce compromis, on peut entre autre chercher la coupure telle que la limite obtenue à partir d'un échantillon de proton soit la plus basse possible.

²Pour $N_{d<0}$ grand, la loi de probabilité 8.4 suit une distribution Gaussienne. On obtient donc directement, à 95% , que $(N_{d>0} < n = N_{d<0} + 2 \sqrt{N_{d<0}}$.



(a) Protons simulés

(b) Photons simulés

FIG. 8.7 : Limite supérieure, à 95% de confiance, sur la fraction de photons obtenue sur un lot composé exclusivement de protons simulés (a) et exclusivement de photons simulés (b).

Nous avons également testé les méthodes sur un lot constitué exclusivement de photons. On voit sur la figure 8.7(b) que la limite obtenue avec la méthode statistique est pratiquement toujours égale à 100%. Par contre, celle obtenue avec la méthode probabiliste est toujours inférieure. Cette constatation n'est cependant pas étonnante. En effet, comme dans cette méthode, on utilise une probabilité qui n'est pas égale à 1 dans la zone de recouvrement des distributions de protons et de photons, la limite supérieure ne peut pas atteindre 100%.

8.1.2.4 Application aux données

Les deux méthodes ont finalement été appliquées à notre lot de données (§8.1). Seuls les événements ayant un angle zénithal supérieur à 30° (2072 événements) ont été pris en compte à cause de l'ajustement parabolique qui ne décrit pas proprement les fluctuations des protons et des photons (voir 8.1.1) en dessous de cet angle. Les figures 8.8 présentent la distribution des déviations standards par rapport aux photons, n'ayant pas subi l'effet de *preshower*, obtenue pour les quatre intervalles d'énergies étudiés allant de $10^{18.6}$ à $10^{19.4}$ eV.

Sur ces histogrammes, on ne constate pas d'excès là où les photons sont attendus, c'est à dire autour de la déviation nulle. Il ne semble donc pas y avoir la présence d'une importante population de photons. C'est à partir de ces distributions que l'on estime alors la limite supérieure, à 95% de confiance, sur la fraction de photons n'ayant pas subi l'effet de *preshower*. La figure 8.9 présente ce résultat en fonction de l'énergie reconstruite dans l'hypothèse proton.

La limite obtenue par la méthode statistique diminue légèrement avec l'énergie sans dépasser 8%. A basse énergie, elle est même inférieure à ce que l'on attend pour des rayons comiques composés exclusivement de protons (FIG. 8.7(a)). Cela s'explique par le fait qu'à ces énergies, les rayons cosmiques semblent être constitués d'éléments plus lourds que des protons (voir chapitre 7). Le recouvrement des distributions est alors moins grand et la limite plus basse.

Il est cependant important de souligner que cette limite n'est pas une limite définitive. En effet, l'effet de *preshower* (qui est relativement faible à ces énergies), mais surtout les différences d'acceptance et l'erreur d'estimation de l'énergie des photons due à l'hypothèse de reconstruction n'ont pas été pris en compte dans cette analyse. On ne peut pas encore comparer cette limite aux prédictions des différents modèles.

Nous allons voir dans le paragraphe 8.1.4 comment l'hypothèse de reconstruction et l'acceptance va influencer la limite obtenue. Mais avant nous allons vérifier si le nombre d'événements ayant des déviations négatives est compatible avec une distribution de hadrons seuls.

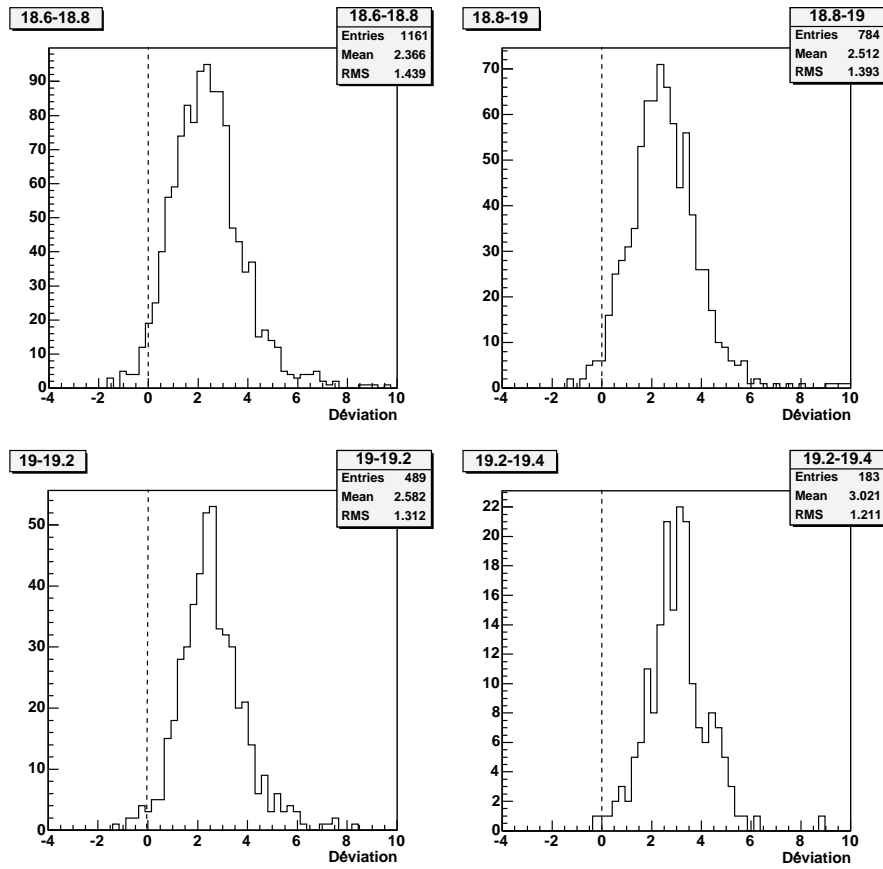


FIG. 8.8 : Histogrammes des déviations standards par rapport aux distributions des rayons de courbure des photons sans effet de PRESHOWER pour 4 intervalles d'énergie (de $10^{18.6}$ à $10^{19.4}$ eV) obtenues pour les données de janvier 2004 à avril 2005. Le zéro indiqué sur les histogrammes correspond à la valeur moyenne de la distribution des photons obtenues à partir des simulations.

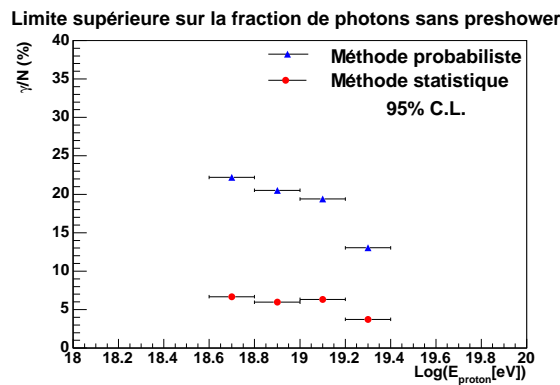


FIG. 8.9 : Limite supérieure à 95% de confiance, sur la fraction de photons n'ayant pas subi de preshower dans les données d'Auger enregistrées entre janvier 2004 et avril 2005, en fonction de l'énergie reconstruite dans l'hypothèse proton. En rouge, la limite est obtenue avec la méthode statistique, en bleu avec la méthode probabiliste. Ces deux limites ne prennent pas en compte l'acceptance des différents types de primaires.

8.1.3 Compatibilité avec une distribution de hadrons seuls

Comme dans le paragraphe 7.3.2, on ajuste la distribution des protons et celles des noyaux de fer aux déviations standards par rapport à la distribution de photons. Pour ce travail, l'ajustement n'est réalisé qu'à partir des déviations supérieures à 1 pour ne pas prendre en compte un éventuel surplus d'événements autour de la déviation nulle qui pourrait correspondre aux photons. Ces ajustements donnent des résultats compatibles avec ceux présentés dans le paragraphe 7.3.2. On estime alors, à 95% de confiance, le nombre d'événements $N_{d<0}$ attendu dans le cas où les rayons cosmiques ne seraient que des hadrons (protons et noyaux de fer). Le tableau 8.1 compare ce nombre à celui réellement observé :

Energie	$N_{b\text{événements}}$	$N_{d<0}$ observé	$N_{d<0}$ attendu pour des hadrons seuls (95%)
18,6-18,8	1154	28	36-102
18,8-19	783	15	8-30
19-19,2	487	9	0-11
19,2-19,4	183	1	0-2

TAB. 8.1 : Comparaison du nombre d'événements présentant une déviation standard négative observé dans les premières données au nombre attendu dans le cas où les rayons cosmiques ne seraient que des hadrons (protons et noyaux de fer).

On constate que le nombre d'événements présentant une déviation standard négative est compatible avec l'hypothèse que les rayons cosmiques sont des hadrons. Cela ne veut cependant pas dire qu'il n'y a pas de photons, car comme nous l'avons dit en début de ce chapitre, nous attendons peu de photons à ces énergies et surtout, nous n'avons pas pris en compte l'hypothèse de reconstruction et l'acceptance des photons.

8.1.4 Influence de l'acceptance et de l'hypothèse de reconstruction

L'hypothèse de reconstruction

Les étapes de reconstruction imposent de faire une hypothèse sur la nature de la particule primaire pour estimer l'énergie de la gerbe. Dans l'hypothèse proton, nous avons vu que l'énergie des noyaux de fer est surestimée (voir §7.1 p.141). De la même façon, l'énergie d'un photon va être mal reconstruite. En effet, dans les mêmes conditions d'angle et d'énergie, la fonction de distribution latérale de signal (LDF) d'une gerbe de photon est moins élevée que celles des protons (voir FIG. 6.11 p.130). Le signal à 1000 m, à partir duquel on estime l'énergie, est donc moins important et l'énergie des photons est ainsi sous-estimée. Les figures 8.10 présentent la résolution et le biais sur l'énergie obtenus :

On constate que le biais sur la reconstruction de l'énergie fluctue énormément avec l'angle zénithal θ . Il varie entre -80% pour des gerbes de 100 EeV à 20° et -20% pour des gerbes de 50 EeV à 50°.

A petit angle, c'est l'effet LPM qui explique le comportement observé. En effet, il retarde le développement des gerbes de photons dans l'atmosphère. Ces dernières arrivent alors au niveau du sol avant d'avoir atteint leur maximum. L'énergie est ainsi encore plus sous-estimée. L'effet LPM augmentant avec l'énergie, ce biais est encore plus important à haute énergie. A grand angle, les gerbes atteignent leur maximum avant le sol, même avec l'effet LPM. Après ce maximum, le nombre de particules EM diminue à cause de l'absorption de l'atmosphère. Les gerbes de photons étant principalement composées de particules EM, sont tout particulièrement affectées par cette absorption (par rapport aux gerbes hadroniques). Leur énergie est alors encore plus sous-estimée. Ce phénomène explique l'augmentation, en valeur absolue, de l'erreur systématique à partir d'un certain angle (50° à 10 et 50 EeV). Il est d'autant plus prononcé pour les gerbes de basse énergie qui se développent tôt dans l'atmosphère et donc qui sont plus longtemps sujettes à l'absorption.

Ce biais influence fortement notre limite supérieure sur la fraction de photons. En effet, comme nous estimons le nombre de photons dans un intervalle d'énergie donné par la reconstruction dans l'hypothèse proton,

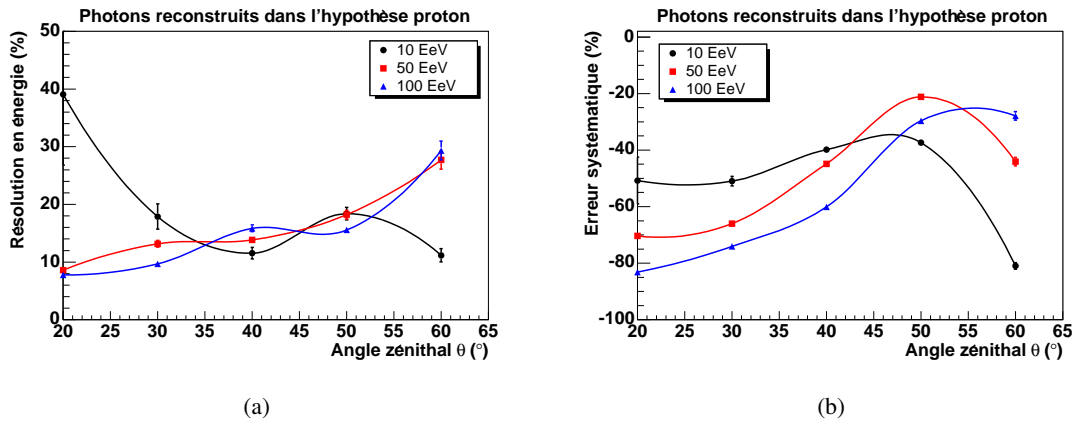


FIG. 8.10 : Résolution (a) et erreur systématique (b) sur l'énergie obtenue avec la reconstruction standard dans l'hypothèse proton sur les gerbes initiées par des photons.

on compare en fait des protons et des photons à des énergies différentes. Pour obtenir une limite sur la fraction de photons en fonction de l'énergie "vraie", c'est à dire sans hypothèse sur la nature, on doit donc corriger l'estimation de l'énergie des événements photons. Malheureusement, le biais dépend de l'énergie et de l'angle du photon et nos méthodes n'identifient pas événement par événement les photons. On ne peut donc pas corriger facilement ce biais.

Deux méthodes sont cependant réalisables :

- la reconstruction des événements du détecteur de fluorescence n'effectuant pas d'hypothèse sur la nature du primaire, on a accès à l'énergie "vraie" du primaire. Il est alors possible, à partir des événements hybrides, de refaire notre analyse et de mettre une limite supérieure sur la fraction de photons qui ne serait pas sujette à l'hypothèse de reconstruction. Néanmoins, seuls les événements hybrides seraient utilisables dans une telle analyse, ce qui diminue fortement la statistique ;
- une autre méthode consiste à choisir un spectre de photons et de hadrons (en angle et en énergie) et à réaliser un Monté Carlo qui simulerait le spectre observé des rayons cosmiques dans l'hypothèse proton, en tenant compte des biais et des résolutions de chaque type de particules, ainsi que de l'acceptance du réseau (voir paragraphe suivant). On chercherait alors à ajuster les spectres d'entrée pour obtenir les limites supérieures obtenues par les méthodes précédentes. A partir des spectres, il sera alors possible de calculer une limite supérieure non biaisée et même d'estimer le taux de photons dans les rayons cosmiques. Dans cette méthode, l'hypothèse sur la nature du primaire est en fait remplacée par une hypothèse sur les spectres des différents primaires.

Ces deux méthodes, qui nécessitent une statistique importante, vont être mises en place par la collaboration dans les mois à venir.

L'acceptance du réseau pour des photons

Les photons ayant une distribution latérale de signal (LDF) plus faible que celle des protons, on s'attend à ce que leur acceptance par le réseau de surface soit inférieure à celle des protons dans les mêmes conditions d'angle et d'énergie. La figure 8.11 montre l'acceptance obtenue pour des photons simulés à différentes énergies en fonction de l'angle zénithal θ :

L'acceptance du réseau ne devient totale que pour des photons d'énergie supérieure à 10^{19} eV et d'angle d'incidence supérieur à 40° . En dessous de ces conditions, nous devons prendre en compte, dans l'estimation

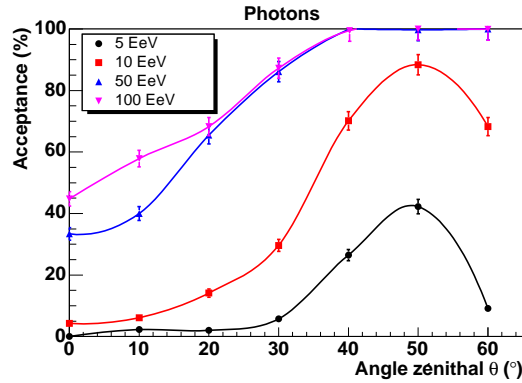


FIG. 8.11 : Acceptance du réseau pour des photons sans effet preshower par le réseau de surface en fonction de l'angle zénithal et de son énergie.

de la limite supérieure, le fait que le réseau ne détecte pas tous les photons qui le traverse. Cependant, comme l'acceptance du réseau dépend de l'énergie des photons, cet effet est relié à celui du biais créé par l'hypothèse de reconstruction. Il faut donc traiter les deux problèmes en même temps ce qui est réalisable par les deux méthodes décrites précédemment.

8.1.5 Discussion sur l'influence de la section efficace photon-proton

Une fois la prise en compte de l'erreur sur l'énergie due à l'hypothèse de reconstruction ainsi que de l'acceptance du réseau, il sera possible d'obtenir une limite valable et de contraindre les différents modèles prévoyant la présence de photons (principalement les modèles Top-Down).

Cependant, cette limite dépendra toujours de la simulation du détecteur et de la simulation des gerbes électromagnétiques dans l'atmosphère. En particulier, la simulation des gerbes de photons fait intervenir l'extrapolation de la section efficace d'interaction photon-proton qui n'a jamais été étudiée au-delà de quelques dizaines de TeV. L'extrapolation est donc réalisée sur plus de 6 ordres de grandeurs. Les sections efficaces autour de 10^{19} eV dépendent alors fortement de la façon dont on extrapole les données de basse énergie.

La figure 8.12 montre la section efficace σ_{PDG} utilisée dans notre analyse.

Sur ce même graphique est représenté la section efficace σ_{mod} [60] obtenue par une autre extrapolation et la section efficace σ_{extr} [61] obtenue par ajustement d'un modèle exotique sur les données de basse énergie. Ce dernier modèle fait intervenir des pomérons dans l'interaction photon-proton qui augmentent fortement la section efficace d'interaction. Ces deux sections efficaces sont supérieures à celle du PDG.

Il n'est donc pas impossible que la section efficace photon-proton réelle soit plus importante que celle utilisée dans notre analyse σ_{PDG} . Dans ce cas, les photons interagiraient plus haut dans l'atmosphère, les gerbes atteindraient leur maximum de développement plus tôt (X_{MAX} plus petit) et présenteraient des rayons de courbure plus proches de ceux des hadrons. Les photons seraient alors moins différenciables que prévu, voir indissociables des hadrons.

A ce jour, peu d'analyses ont été réalisées pour étudier l'influence exacte de cette section efficace sur la discrimination photon-hadron dans les rayons cosmiques, mais il est possible que cette incertitude empêche totalement l'obtention de la fraction de photons dans les rayons cosmiques [117]. Cependant, si par un autre moyen, tel que l'observation de l'effet de PRESHOWER, on arrive à détecter avec certitude la présence de photons aux énergies extrêmes, il sera alors possible de contraindre la section efficace d'interaction photon-proton à ultra haute énergie et ensuite d'estimer le taux de photons dans les rayons cosmiques.

Nous avons donc cherché à observer l'effet de preshower, que seuls les photons peuvent subir, dans les premières données d'Auger.

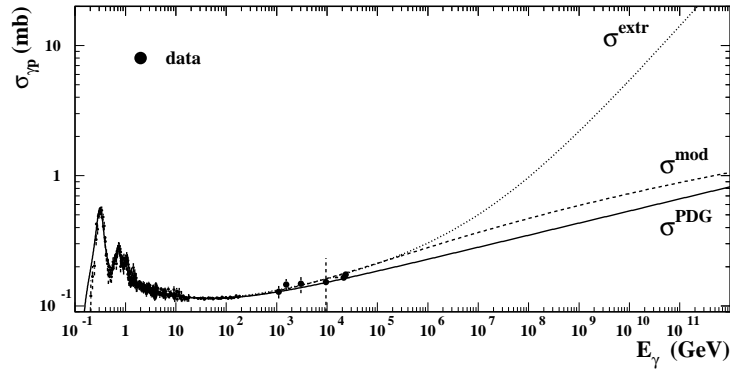


FIG. 8.12 : Extrapositions de la section efficace de l'interaction photon-proton [62] obtenues sur les données à basse énergie [63]. L'extrapolation σ_{PDG} décrite dans le PDG[55] est en générale utilisée (c'est le cas de notre analyse). Il existe cependant d'autres extrapolations qui prévoient des sections efficaces plus grandes, comme σ_{mod} [60] et σ_{extr} [61]. La section efficace photon-air est donnée par : $\sigma_{\gamma-air} = 11.5 \sigma_{\gamma-p}$.

8.2 Etude des énergies extrêmes

Dans cette partie, nous avons cherché à mettre en évidence la présence ou non de photons dans les rayons cosmiques d'énergie extrême en cherchant l'effet de *preshower* que seuls les photons subissent.

8.2.1 Manifestation de l'effet de *preshower* au niveau du site Auger Sud

Nous avons vu dans le chapitre 3 (§3.1.4 p.62) que la probabilité d'interaction des photons avec le champ magnétique terrestre, i.e. l'effet *preshower*, dépend de l'énergie du photon primaire, de l'intensité du champ magnétique ainsi que de l'angle relatif entre la trajectoire du photon et la direction du champ magnétique. La manifestation de l'effet varie donc en fonction de la position géographique.

A Malargüe, l'intensité du champ magnétique étant de $25 \mu\text{T}$, sa déclinaison de $\simeq 4^\circ$ vers l'est (angle entre le plan vertical passant par les pôles Nord et Sud géographiques, 0° correspondant au Nord) et son inclinaison d'environ 35° (élévation par rapport au sol), la collaboration a calculé la probabilité de conversion des photons en fonction de leur conditions d'arrivée [69, 118]. Les figures 3.5 p.63 et 8.13 présentent ces probabilités en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle azimutal φ pour quatre valeurs d'énergie, pour le site de l'expérience.

On constate sur la figure 8.13 que l'effet de conversion des photons apparaît tout d'abord dans une zone d'azimut autour de la direction du pôle Sud magnétique à une énergie inférieure à 50 EeV. Lorsque l'énergie des photons primaires augmente, cette zone azimutale s'étend simultanément vers l'est et l'Ouest, puis vers le Nord, et finit par affecter pratiquement toutes les directions d'arrivée. Parallèlement, la probabilité de conversion augmente avec l'énergie.

Tant que l'énergie des photons est inférieure au seuil de l'effet de *preshower*, les photons ne subissent que l'effet LPM. Ils forment alors des gerbes se développant tard dans l'atmosphère (XMAX grand et rayon de courbure petit). Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 8.1.4, l'énergie de ce type de gerbe est nettement sous-estimée par la reconstruction dans l'hypothèse proton.

Au dessus du seuil de l'effet de *preshower*, une partie des photons se convertissent en paires e^+e^- . Ces particules en dessous du seuil de l'effet LPM génèrent alors une gerbe à XMAX réduit (tôt dans l'atmosphère) et à faible fluctuation. La gerbe ainsi formée a le temps de se développer et d'atteindre son maximum, avant d'être détectée au sol. L'énergie du photon primaire est alors moins sous-estimée par la reconstruction que celle

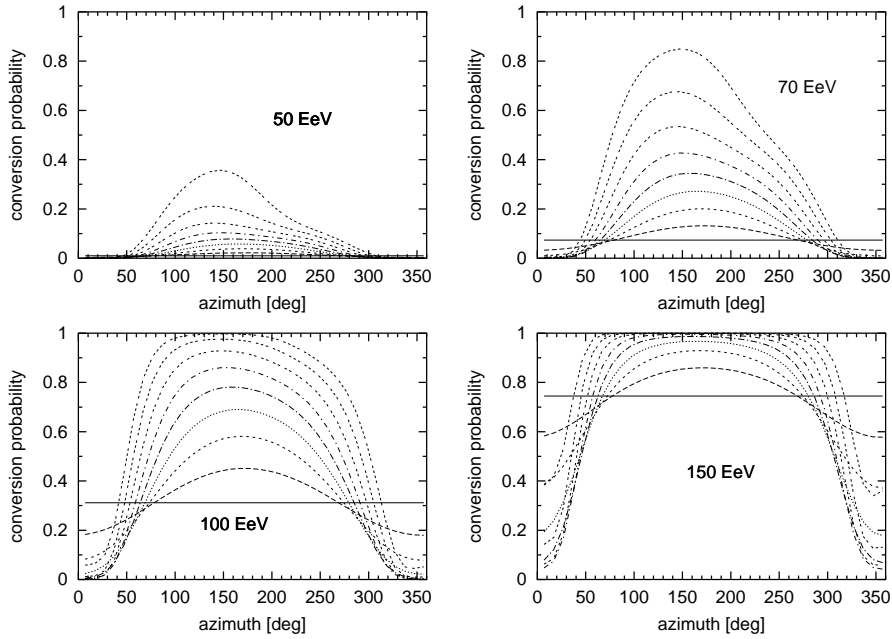


FIG. 8.13 : Distribution azimutale de la probabilité de conversion des photons dans le champ magnétique terrestre présent au niveau du site Auger Sud, en fonction de l'angle zénithal θ et de l'énergie du photon primaire. Cette figure provient de la référence [118]. Le maximum de probabilité est, à peu près, obtenu dans la direction du pôle Sud magnétique, qui est à un azimut d'environ 150° pour le site Auger. Chaque ligne correspond à un angle zénithal donné allant de 0° jusqu'à 80° par pas de 10° . La ligne horizontale sur chacun des graphiques correspond à $\theta = 0^\circ$.

des photons ayant subi l'effet LPM³.

Comme l'apparition de ce type de gerbes suit la probabilité de l'effet de *preshower*, on s'attend donc à avoir plus d'événements reconstruits à grande énergie provenant du Sud que du Nord, s'il y a des photons dans les rayons cosmiques d'énergie extrême et si leur direction d'arrivée dans l'atmosphère est isotrope.

Nous avons donc, à partir des premières données de l'Observatoire Pierre AUGER, cherché à voir si on observe cette asymétrie Nord-Sud.

8.2.2 Recherche d'une asymétrie azimutale dans les premiers événements Auger

Le lot de données utilisé dans cette analyse est formé des événements T4 enregistrés entre janvier 2004 et avril 2005 ayant au moins 6 cuves, un angle zénithal inférieur à 60° et étant reconstruits à une énergie supérieure à 10^{19} eV par notre programme de reconstruction (LDF = "2EXPO"). Cela correspond à 934 événements au-dessus de 10^{19} eV et à 26 événements au-dessus de $10^{19.7}$ eV.

Comme l'effet de *preshower* devient non négligeable à partir de $50 \text{ EeV} \simeq 10^{19.7}$ eV (FIG. 3.5) et comme la reconstruction dans l'hypothèse proton sous-estime l'énergie des photons sans que l'on connaisse le biais exact, nous avons cherché l'anisotropie Nord-Sud pour les événements reconstruits à des énergies supérieures

³La sous-estimation de l'énergie dans l'hypothèse proton est en fait due à la somme de différents effets tels que la forte collimation des gerbes EM et la pauvreté en muons générés. Malheureusement, ne disposant pas encore de simulations valables de photons avec l'effet de *preshower*, nous n'avons pas pu estimer exactement le biais dû à l'hypothèse de reconstruction.

à 50 EeV (soit $10^{19.7}$ eV). On est alors certain que l'énergie des photons (si il y en a) dépasse 50 EeV.

La figure 8.14(b) montre la distribution azimutale des événements reconstruits à une énergie supérieure à $10^{19.7}$ eV. On constate que sur 26 événements, 21 événements proviennent du Sud et seulement 5 événements du Nord⁴. On observe donc une légère asymétrie Nord-Sud qui pourrait être provoquée par la présence de photons et de l'effet de preshower. Cependant, lorsque l'on regarde la distribution azimutale des événements reconstruits à une énergie supérieure à 10^{19} eV (FIG. 8.14(a)), on observe également cette anisotropie qui ne peut pas être expliquée par la présence de photons. Nous nous sommes donc demandés si ces asymétries ne pouvaient pas provenir d'un effet de détection.

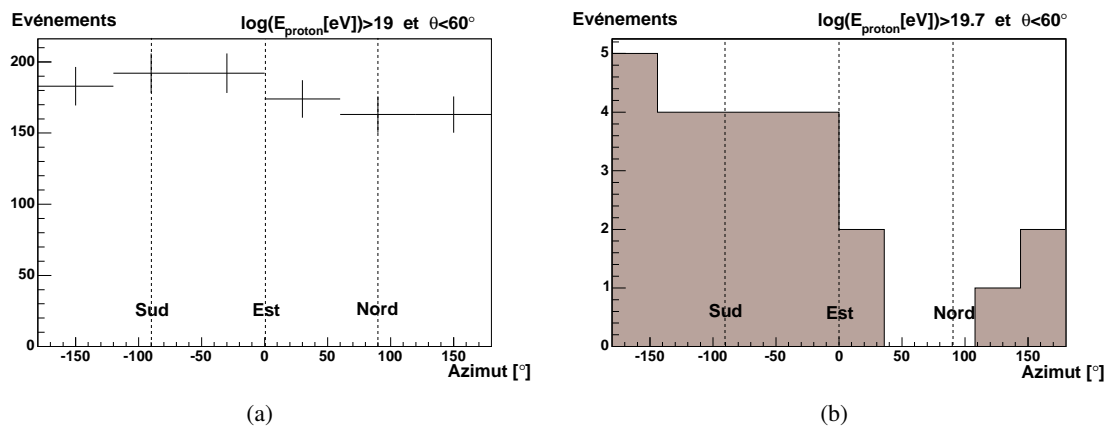


FIG. 8.14 : Distribution azimutale des événements reconstruits avec une énergie supérieure à 10^{19} eV (a) et à $10^{19.7}$ eV (b).

Nous avons tout d'abord pensé à un effet d'acceptance du réseau qui pourrait favoriser la détection des événements provenant du Sud. Comme la maille du réseau est strictement symétrique pour les gerbes provenant du Sud ou du Nord, l'anisotropie observée ne peut qu'être due à un effet des bords irréguliers du réseau (dans le cas où l'anisotropie soit un effet de détection). Afin de s'affranchir d'un tel effet, nous avons sélectionné un ensemble d'événements dont le cœur se situe loin des bords.

La figure 8.15 montre la distribution des impacts au sol des gerbes reconstruites à des énergies supérieures à 10^{19} eV. Le cercle représente la coupure que nous avons réalisée sur la position du cœur. La zone définie se trouve loin des bords du réseau pour l'ensemble de la période étudiée⁵. Les figures 8.16 montrent les distributions azimutales obtenues avec cette coupure.

On constate que l'asymétrie à grande énergie ($E > 10^{19.7}$ eV) est conservée avec 9 événements provenant du Sud contre 2 du Nord. Au dessus de 10^{19} eV, l'asymétrie semble être atténuée par la coupure mais la statistique ayant fortement diminué, il est difficile de conclure.

Les figures 8.17 et 8.18 montrent la distribution azimutale des événements en fonction de leur énergie reconstruite dans l'hypothèse proton sans et avec la coupure sur la position du cœur de gerbe :

On voit sur ces deux graphiques, que la coupure à $E > 10^{19.7}$ eV est optimale pour mettre en évidence l'anomalie Nord-Sud. On constate également un léger excès d'événements cette fois-ci provenant du Nord entre $10^{19.6}$ et $10^{19.7}$ eV. Cette asymétrie est particulièrement visible sur la distribution obtenue avec la coupure sur la

⁴Par définition, on dira qu'un événement vient du Nord si son azimut est compris dans l'intervalle de 180° centré sur celui du Nord et du sud dans l'intervalle complémentaire. Dans le référentiel d'Auger, -180° correspondant à l'Ouest, -90° au Sud, 0° à l'Est et 90° au Nord, un événement d'azimut négatif (positif) provient du Sud (Nord).

⁵En effet, le réseau étant en cours d'installation, la coupure a été choisie de façon à ce que la zone soit loin des bords au 1 janvier 2004.

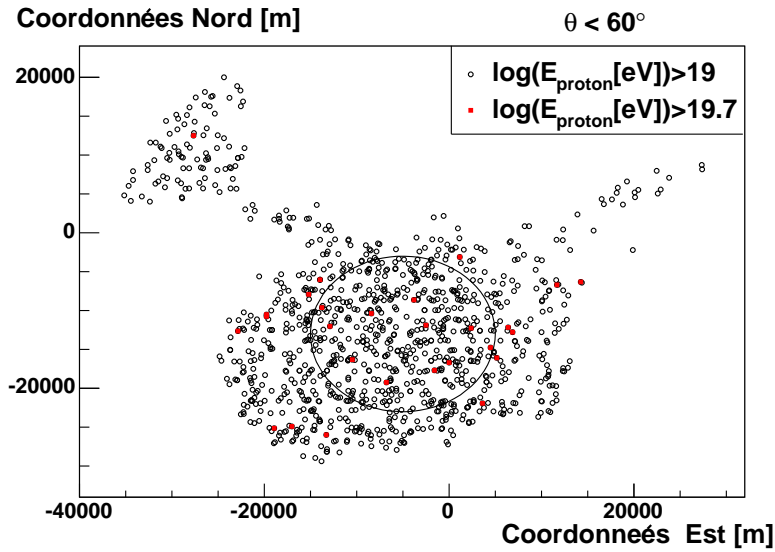


FIG. 8.15 : Distribution des impacts des gerbes reconstruites à des énergies supérieures à 10^{19} eV. Le cercle sur cette carte représente la coupure que nous avons réalisée sur la position du cœur pour faire disparaître un éventuel effet de bord du réseau.

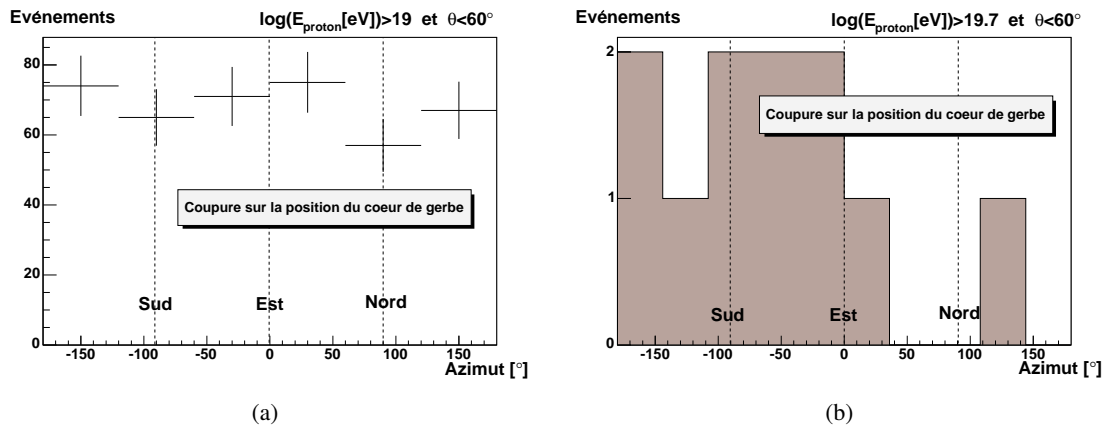


FIG. 8.16 : Distribution azimuthale des événements reconstruits avec une énergie supérieure à 10^{19} eV (a) et à $10^{19.7}$ eV (b) avec la coupure sur la position du cœur de la gerbe.

position du cœur, où l'on observe 8 événements du Nord contre 1 du Sud. Nous verrons dans la partie suivante, qu'un tel excès peut être également expliqué par la présence de photons d'énergie extrême.

En résumé, il semble donc y avoir une asymétrie Nord-Sud à haute énergie compatible avec l'hypothèse de la présence de photons dans les rayons cosmiques d'énergie extrême. Cependant, il existe d'autres explications à cette anomalie.

8.2.3 Interprétations possibles

Cette partie est une revue (non exhaustive) de différents phénomènes qui peuvent expliquer l'anomalie Nord-Sud observée à grande énergie. Il est important de souligner qu'il est, aujourd'hui, trop tôt pour savoir

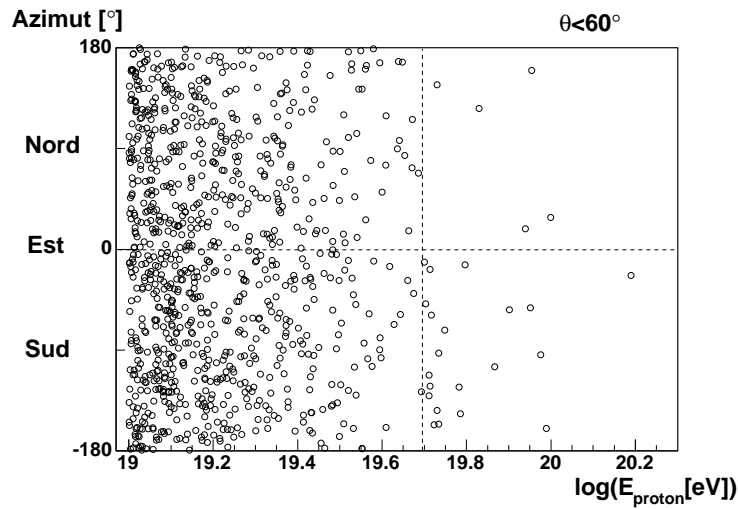


FIG. 8.17 : Distribution azimutale des événements en fonction de leur énergie reconstruite dans l'hypothèse proton.

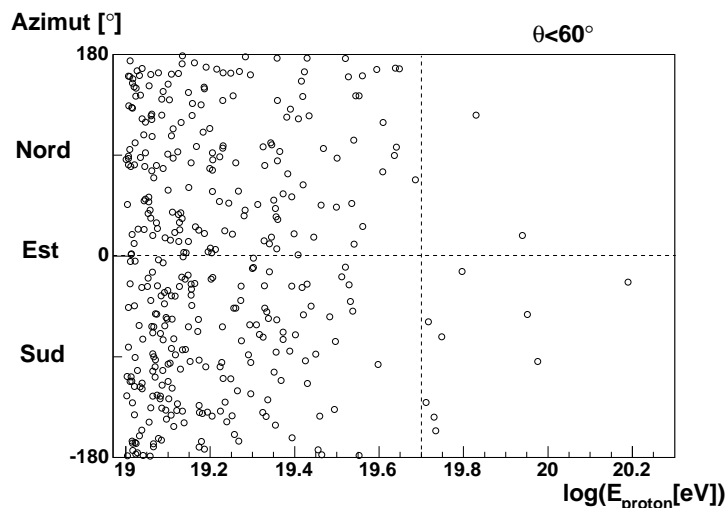


FIG. 8.18 : Distribution azimutale des événements en fonction de leur énergie reconstruite dans l'hypothèse proton avec la coupure sur la position du cœur.

si l'une de ces interprétations est réellement responsable de l'asymétrie observée. Cette partie doit donc être considérée comme un ensemble de pistes à suivre pour les futures analyses.

Une fluctuation statistique

La statistique mise en jeu étant relativement faible, il est tout à fait possible que l'anomalie observée ne soit due qu'à une fluctuation statistique. Nous avons donc estimé la significativité d'un tel effet, i.e. la probabilité que l'asymétrie soit une fluctuation statistique, dans l'hypothèse où les rayons cosmiques arrivent de façon isotrope.

Comme on divise l'intervalle d'azimut en deux parties égales de 180° , l'une centrée sur le Nord et l'autre centrée sur le Sud, un événement a une probabilité $1/2$ de venir d'une de ces deux directions. La probabilité

d'observer exactement k événements du Sud sur N événements est donnée par la loi binomiale dans le cas d'une distribution isotrope :

$$P(k, N) = C_k^N \left(\frac{1}{2}\right)^N \quad (8.5)$$

La significativité d'une telle loi est la somme des probabilités d'avoir au moins k événements du Sud ou du Nord :

$$S(k, N) = 2 \sum_{i=k}^N C_i^N \left(\frac{1}{2}\right)^N \quad (8.6)$$

le facteur 2 tenant compte de la symétrie de la distribution. Ainsi, la significativité vaut 1 lorsqu'il y a autant d'événements provenant du Sud que du Nord.

La figure 8.19 présente la significativité d'avoir l'asymétrie Nord-Sud observée sur les données au dessus d'une énergie E . On constate que les données sont peu compatibles avec une simple fluctuation statistique que ce soit à basse énergie ($E < 10^{19.6}$ eV) ou à haute énergie, où la significativité atteint moins de 0.1%. Dans l'hypothèse supplémentaire où les rayons cosmiques sont des protons, il est possible de prendre en compte l'erreur sur la reconstruction de l'énergie (voir §6.13 p.133) et de calculer la probabilité d'obtenir l'asymétrie Nord-Sud observée dans ces conditions (FIG. 8.19).

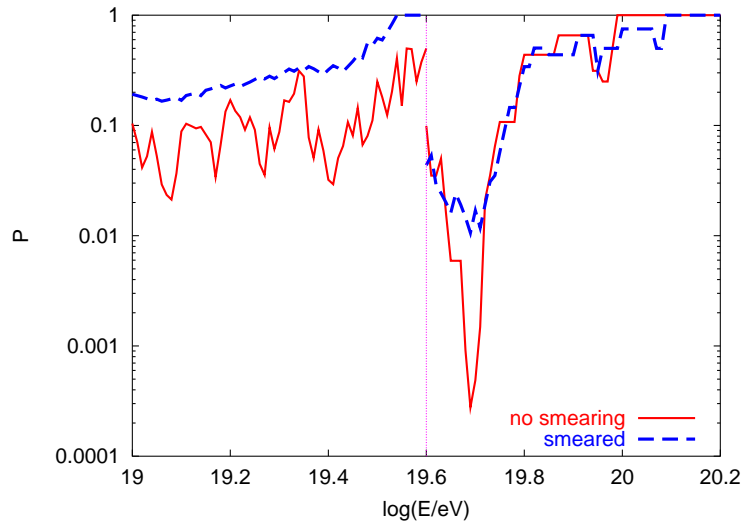


FIG. 8.19 : Probabilité d'avoir l'asymétrie Nord-Sud observée au dessus d'une énergie E en tenant compte (*smearing*) et sans tenir compte de la résolution en énergie de la reconstruction. Cette probabilité est définie sur 2 intervalles, $[19; 19,6]$ et $[19,6; 20,2]$, afin de pas "propager" l'asymétrie observée aux grandes énergies aux plus basses énergies (en dessous de 19,6 on ne tient donc pas compte des événements d'énergie supérieure à $10^{19.6}$ eV).

Naturellement, la prise en compte de la résolution en énergie diminue la significativité de l'anomalie Nord-Sud. Elle reste cependant relativement faible et descend jusqu'à 1% vers $10^{19.7}$ eV. Les données semblent donc peu compatibles avec une arrivée isotrope de protons d'ultra haute énergie.

Ainsi, l'hypothèse d'une l'asymétrie à haute énergie résultant d'une fluctuation statistique est peu probable, mais nullement impossible. La taille du réseau augmentant de jour en jour, l'accumulation des données sera bientôt suffisante pour confirmer ou infirmer cette hypothèse.

Effet de bord du réseau

Comme nous l'avons suggéré précédemment l'asymétrie Nord-Sud peut être due aux effets de bord du réseau.

Nous avons donc calculé la significativité (équation 8.6) en ne considérant que les événements dont l'impact est dans notre cercle au centre du réseau. La figure 8.20 présente la probabilité obtenue :

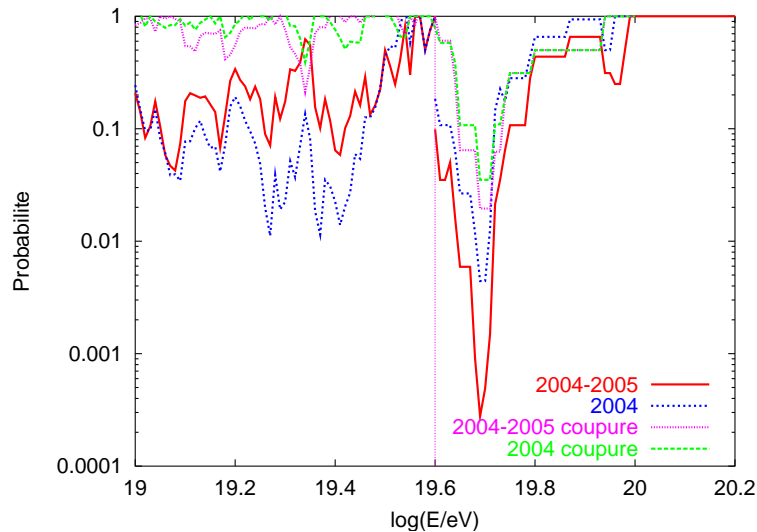


FIG. 8.20 : Significativité d'avoir l'asymétrie Nord-Sud observée au dessus d'une énergie E . Cette probabilité est calculée par une loi binomiale dans l'hypothèse où les rayons cosmiques arrivent de façon isotrope. Les lignes nommées "2004" et "2004-2005" donnent respectivement les résultats obtenus pour les données de l'année 2004 et pour celles recueillies de janvier 2004 à février 2005. Les lignes nommées "cut" sont obtenues en étudiant que les événements dont le cœur est inclus dans le cercle de $R = 10$ km au centre du réseau. Cette probabilité est définie sur 2 intervalles, $[19;19,6]$ et $[19,6;20,2]$, afin de pas "propager" l'asymétrie observée aux grandes énergies aux plus basses énergies (en dessous de 19,6 on ne tient donc pas compte des événements d'énergie supérieure à $10^{19,6}$ eV).

On constate que la significativité de l'asymétrie Nord-Sud à basse énergie ($E < 10^{19,6}$ eV) diminue fortement lorsque l'on considère la coupure sur la position du cœur de la gerbe. Le bord du réseau semble donc responsable de l'asymétrie à basse énergie. Il est cependant important de souligner qu'en sélectionnant sur la position des impacts, on divise la statistiques de notre lot de données par 2,5 ($934 \Rightarrow 382$). Il est alors possible que l'effet d'asymétrie soit toujours présent, mais qu'il ne soit pas suffisamment marqué pour être décelable.

A haute énergie, la significativité de l'asymétrie reste important après la coupure sur la position des impacts. Comme la réduction du nombre d'événements d'énergie supérieure à $10^{19,6}$ eV ($45 \Rightarrow 17$) est compatible avec la réduction du nombre d'événements au-dessus de 10^{19} eV ($934 \Rightarrow 382$), on en conclut que l'asymétrie à ultra haute énergie dépend peu de la position du cœur de gerbe contrairement à l'asymétrie à plus basse énergie. L'excès d'événements provenant du Sud aux énergies extrêmes ne semble donc pas être un effet de bord du réseau.

Effet de détection ou de reconstruction

On ne peut, aujourd'hui, pas exclure que l'anomalie Nord-Sud soit due à un problème de détection ou de reconstruction, même si à l'heure actuelle aucun problème ne semble pouvoir expliquer une telle asymétrie.

Répartition des sources

La répartition des sources peut également être responsable de l'asymétrie observée à haute énergie. En effet, le ciel vu par l'observatoire Pierre AUGER si l'on ne considère que les azimuts Sud (i.e. $\varphi \in [-180, 0^\circ]$ dans le référentiel du site) ne correspond qu'à la portion du ciel où la déclinaison est inférieure à la latitude du site ($\simeq -35^\circ$). Si dans cette zone, il y a un excès de sources on s'attend alors à observer une anomalie sur la

distribution azimutale, qui en fonction de la répartition des sources peut correspondre à l'asymétrie observée. Une telle structure à grande échelle peut expliquer également l'asymétrie à plus basse énergie ($E < 10^{19.6}$ eV).

L'accumulation de données et l'augmentation de la taille du réseau devraient rapidement mettre en évidence ou non l'existence d'une telle anisotropie.

Présence de photons

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 8.2.1, l'asymétrie Nord-Sud observée au-dessus de $10^{19.7}$ eV est attendue s'il y a des photons d'ultra haute énergie dans les rayons cosmiques. Cette asymétrie serait alors due à l'effet de *preshower* des photons secondé par l'effet LPM. En effet, lorsqu'un photon d'énergie supérieure à $10^{19.7}$ eV entre dans l'atmosphère, il va :

- soit être converti. Dans ce cas, son énergie est légèrement sous-estimée par la reconstruction dans l'hypothèse proton (voir 8.2.1).
- soit ne pas être converti et subir l'effet LPM. Dans ce cas, son énergie est fortement sous-estimée par la reconstruction dans l'hypothèse proton (voir 8.1.4).

Si l'on suppose que des photons d'énergie supérieure à 50 EeV arrivent de façon isotrope dans l'atmosphère, on s'attend donc à ce qu'il y ait plus d'événements d'ultra haute énergie provenant du Sud que du Nord, ce que l'on observe sur les données. On s'attend également à ce que la distribution azimutale de ces événements suive la distribution de probabilité de l'effet de *preshower*. La figure 8.21 montre l'histogramme des azimuts pour les 26 événements au dessus de $10^{19.7}$ eV dans le référentiel utilisé sur la figure 8.13 pour présenter la probabilité de l'effet *preshower* :

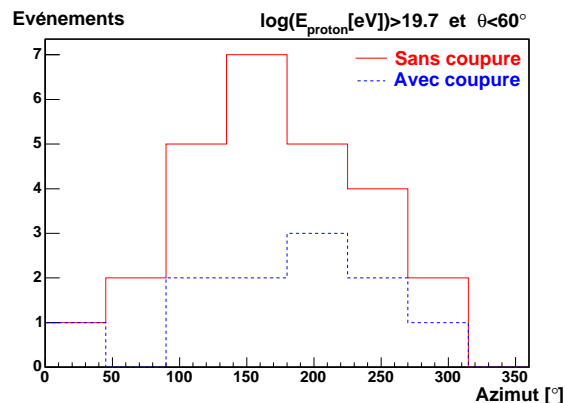


FIG. 8.21 : Distribution azimutale des événements au dessus de $10^{19.7}$ eV dans le référentiel utilisé sur la figure 8.13. Le pôle Sud magnétique, là où on attend le plus de *preshower*, correspond dans ce référentiel à 150° d'azimut.

On constate que la distribution azimutale des événements est compatible avec celle de la distribution de probabilité. Le plus grand nombre d'événements est obtenu en direction du Sud magnétique là où la probabilité de l'effet *preshower* est maximale.

L'excès d'événements provenant du Nord entre $10^{19.6}$ et $10^{19.7}$ eV (FIG. 8.17) peut également être expliqué par la présence de photons dans les rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Il correspondrait en effet à l'ensemble des photons n'ayant pas subi l'effet de *preshower* mais l'effet LPM dont l'énergie est fortement sous-estimée par la reconstruction dans l'hypothèse proton.

L'ensemble des distributions azimutales est aujourd'hui compatible avec la présence de photons dans les rayons cosmiques d'énergie extrême. Cependant lorsque l'on compare d'autres critères tels que les temps de montée du signal ou les rayons de courbure (FIG. 8.22), on constate que les événements susceptibles d'avoir subi l'effet de *preshower* (événements du Sud d'énergie supérieure à $10^{19.7}$ eV) ou l'effet LPM (événements

du Nord d'énergie comprise entre $10^{19.6}$ et $10^{19.7}$ eV) ne sont pas compatibles avec les photons simulés mais avec les hadrons.

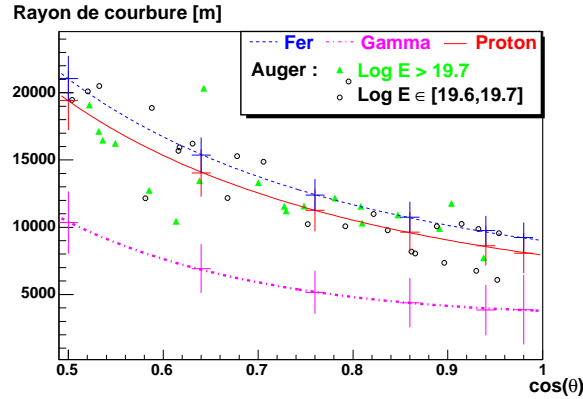


FIG. 8.22 : Rayons de courbure des événements les plus énergétiques ($> 10^{19.6}$ eV) observée dans notre lot de données. A titre de comparaison les rayons de courbure des protons, photons et noyaux de fer sont également représentés sur ce graphique. Les rayons de courbure des photons ayant subi l'effet de preshower sont attendus entre ceux des photons (ligne violette) et ceux des protons (ligne rouge).

Cette dernière remarque soulève encore une fois la problème de validité de la simulation des gerbes et du détecteur. Cependant si l'accumulation de données confirme les asymétries Nord-Sud observées ainsi que la compatibilité entre la probabilité de l'effet de *preshower* et la distribution azimutale des événements aux énergies extrêmes, la présence de photons d'ultra haute énergie deviendrait l'explication la plus plausible (sauf si d'ici la une autre explication est proposée). Dans ce cas, il serait alors possible d'estimer le taux de photons dans les rayons cosmiques d'ultra haute énergie, de contraindre les modèles de production des rayons cosmiques d'énergie extrême et de contraindre la physique des gerbes initiées par des photons, comme par exemple la section efficace d'interaction photon-proton (voir 8.1.5).

8.3 Discussion et conclusion

Appliquées à notre critère de discrimination (le rayon de courbure), les deux méthodes officielles de la collaboration présentées dans ce chapitre nous ont permis d'obtenir une limite supérieure sur la fraction de photons entre $10^{18.6}$ et $10^{19.4}$ eV. Cependant, cette limite n'est pas une limite définitive que l'on peut comparer aux prédictions théoriques, puisqu'elle ne tient pas compte de l'effet de *preshower* (relativement faible aux énergies considérées), de l'acceptance des différents types de particule, ainsi que du biais dû à l'hypothèse de reconstruction.

Même s'il est possible de tenir compte de ces trois points, la recherche de photons par ces méthodes reposera toujours sur la comparaison entre les données et les simulations de photons et de hadrons. Les limites obtenues dépendront alors de la simulation du détecteur et de la simulation des gerbes atmosphériques. Cette dernière fait en particulier intervenir l'extrapolation sur plus de 6 ordres de grandeur de la section efficace photon-proton qui peut varier d'un facteur $\simeq 20$ à 10^{19} eV suivant le modèle considéré. Même si aucune analyse n'a été réalisée, nous savons que l'augmentation de cette section efficace va diminuer les différences entre les hadrons et les photons et ainsi rendre l'identification des photons plus difficile, voir impossible. Il est donc important d'étudier l'influence de cette section efficace, ce que prévoit la collaboration AUGER.

Cependant, si par un autre moyen, on arrive à détecter avec certitude la présence de photons dans les rayons cosmiques, il sera possible de contraindre cette section efficace et d'utiliser ensuite les méthodes de la collaboration pour obtenir une limite supérieure sur la fraction de photons.

Nous avons alors cherché à observer un effet physique que seul les photons d'ultra haute énergie vont subir : l'effet de *preshower*. Ce dernier dépendant du champ magnétique terrestre doit se manifester par une asymétrie azimutale dans la distribution des événements à partir d'une certaine énergie.

Les première données, enregistrées entre janvier 2004 et avril 2005, semblent présenter cette asymétrie. Néanmoins, du fait de la faible statistique, il est encore trop tôt pour savoir si elle correspond réellement à un effet physique ou seulement à une fluctuation statistique. De plus, nous avons vu qu'une telle asymétrie n'était pas nécessairement générée par la présence de photons, mais pouvait également être créée par d'autres phénomènes physiques tel qu'une anisotropie des sources à grande échelle ou par un effet de détection comme un effet de bord du réseau.

L'accumulation et l'augmentation de la taille du réseau de surface d'AUGER devraient rapidement confirmer ou non l'existence de cette asymétrie azimutale et permettre de trancher entre les différents phénomènes envisagés.

Conclusion

Il est bien évidemment trop tôt pour conclure définitivement sur la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des premières données de l'Observatoire Pierre Auger. Tout d'abord, parce que la statistique est aujourd'hui trop faible. Ensuite parce que l'identification du primaire utilise toute l'information obtenue par l'Observatoire. Elle dépend donc de l'ensemble de la reconstruction standard des événements Auger. Il est alors primordial de bien la comprendre, de maîtriser les biais et de vérifier à chaque évolution la chaîne d'acquisition et d'analyse, avant de pouvoir conclure.

Enfin, la discrimination des particules repose sur la simulation du détecteur et sur les modèles de développement des gerbes atmosphériques. Ces derniers font en particulier intervenir des extrapolations supérieures à deux ordres de grandeur (voir 6 pour les interactions photon-proton) des sections efficaces mises en jeu dans la formation des cascades induites par des hadrons et des photons qui peuvent varier fortement suivant le modèle considéré et ainsi donner des résultats sensiblement différents.

Malgré cela, les méthodes et analyses présentées dans cette thèse ont permis d'obtenir des résultats préliminaires très encourageants. En ce qui concerne la composition hadronique, la transition noyaux-lourds vers noyaux-légers observée par les autres expériences de fluorescence semble être confirmée par nos premières données. Avec plus de statistique, cette analyse devrait permettre d'étudier la nature hadronique à plus haute énergie d'autant plus qu'elle n'utilise que le détecteur de surface dont le temps utile est bien plus grand que celui des détecteurs de fluorescence.

Autour de 10^{19} eV, nous avons obtenu une limite supérieure sur le taux de photons dans les rayons cosmiques. Cette dernière semble indiquer que la présence des photons est faible, mais elle ne prend pas en compte tous les biais de reconstruction, ce que nous l'avons souligné dans le chapitre 8.

Enfin au dessus de 4×10^{19} eV, une légère asymétrie dans la distribution azimutale des événements semble se dessiner. Une telle asymétrie est en réalité attendue dans le cas où il y a des photons dans les rayons cosmiques d'ultra haute énergie, par la combinaison des effets LPM et de *preshower*, que seuls ces derniers subissent. Si cette anisotropie se confirmait, ce serait une forte indication de la présence de photons d'ultra haute énergie.

Bien qu'il reste de nombreux points à éclaircir, l'analyse de la composition des RCUHE avec le réseau de surface de l'Observatoire semble donc très prometteuse. D'autant plus que la statistique des événements hybrides est aujourd'hui devenue suffisante pour commencer à inter-calibrer les détecteurs et ainsi faire disparaître une partie des biais sur la reconstruction en énergie qui limite l'identification de la particule primaire. Cette analyse va également permettre de mieux étudier la nature des RCUHE en ajoutant la profondeur du maximum de développement de la gerbe (X_{MAX}) comme paramètre supplémentaire dans une analyse multidimensionnelle. A plus long terme, ces méthodes pourront finalement être adaptées au futur Observatoire Auger Nord et ainsi compléter l'étude des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

De nombreuses études supplémentaires seront envisageables une fois les RCUHE identifiés et suivant la présence ou non de sources ou de la coupure GZK. La présence de photons parmi les RCUHE permettra par exemple d'étudier la section efficace d'interaction photon-proton à des énergies inaccessibles auprès des accélérateurs. L'existence de sources et l'identification des particules primaires permettra d'étudier les fond diffus galactiques et/ou extragalactiques (dépend de la position des sources). Et si on arrive à estimer la charge des particules émises par ces sources, il sera possible d'évaluer les champs magnétiques dans l'Univers.

Ainsi, bien que l'analyse des données de l'observatoire Pierre Auger n'en soit qu'à ses débuts, elle devrait mener au terme du chemin visant la résolution de l'énigme des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, et ainsi révéler une parcelle de cet Univers dont il reste encore tant à découvrir.

Annexe A

Illustrations du facteur de mérite

Cette partie illustre la notion de facteur de mérite.

Le facteur de mérite d'un critère de discrimination entre deux populations est défini par :

$$M_{\text{erit}} = \frac{\bar{N}_1^\mu - \bar{N}_2^\mu}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \quad (\text{A.1})$$

où \bar{N}_1 et \bar{N}_2 sont les valeurs moyennes du critère considéré pour la population 1 et 2 (respectivement) et où σ_1 (σ_2) correspond à la variance associée à la distribution du critère pour la population 1 (2).

Les figures A.1, A.2 et A.3 présentent des exemples de distribution possibles pour obtenir un facteur de mérite de 0.5, 1 et 1.5.

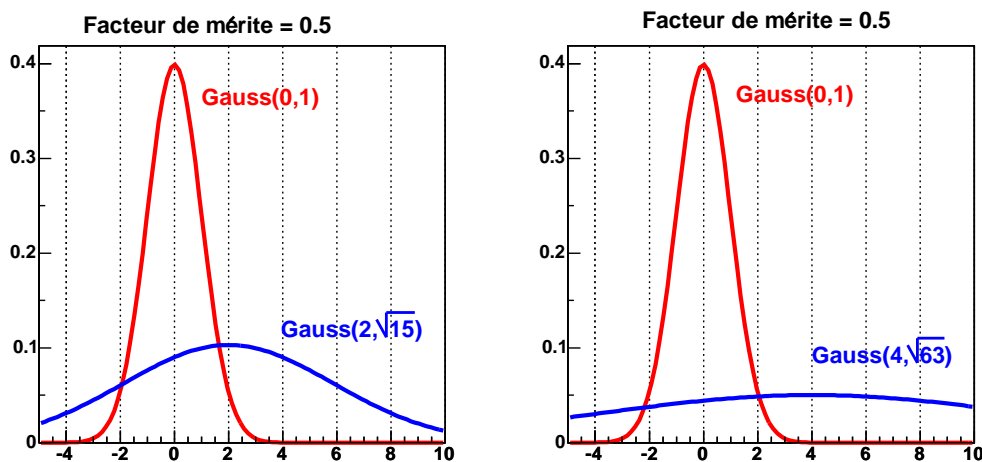


FIG. A.1 : Exemples de distributions gaussiennes générant un facteur de mérite de 0.5.

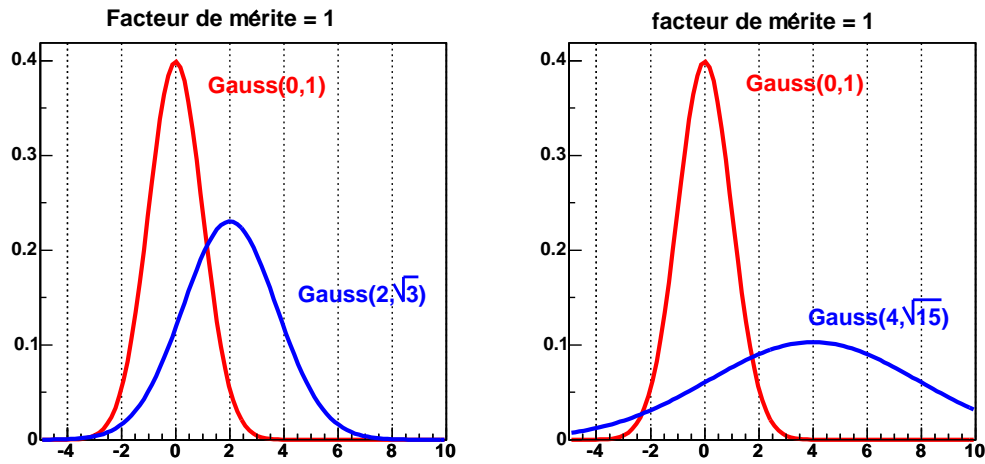


FIG. A.2 : Exemples de distributions gaussiennes générant un facteur de mérite de 1.

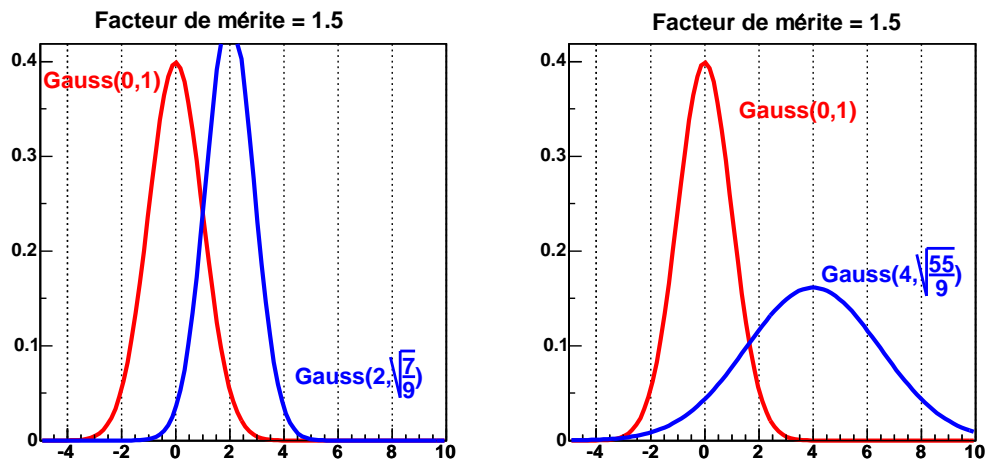


FIG. A.3 : Exemples de distributions gaussiennes générant un facteur de mérite de 1.5.

Annexe B

Résolutions sur l'angle azimutal φ

Cette annexe regroupe l'ensemble des résolutions sur l'angle azimutal φ obtenues à différentes étapes de la reconstruction.

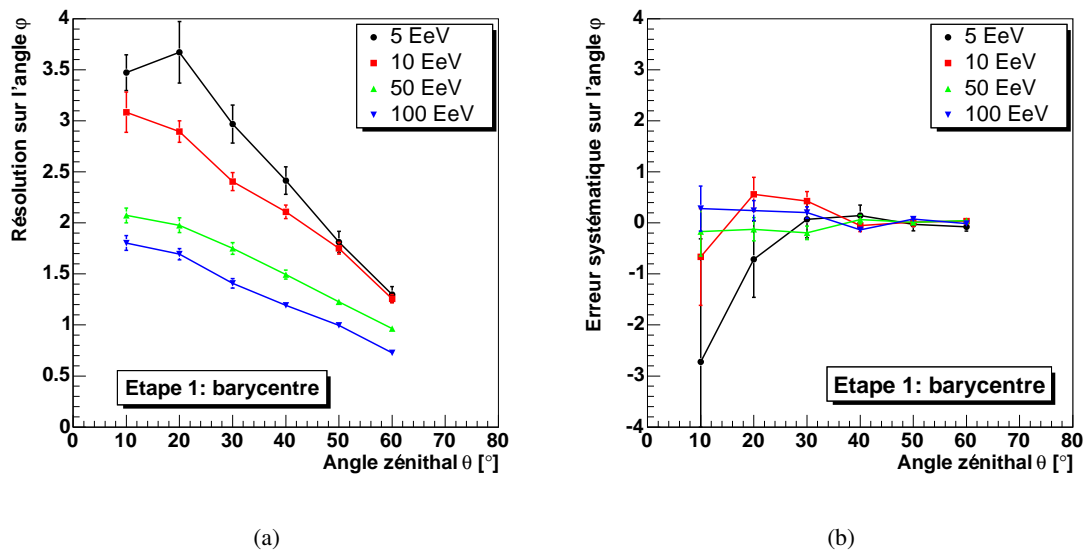


FIG. B.1 : Résolution (FIG. a) et erreur systématique (FIG. b) sur l'angle azimutal φ obtenues avec l'ajustement plan (étape 1).

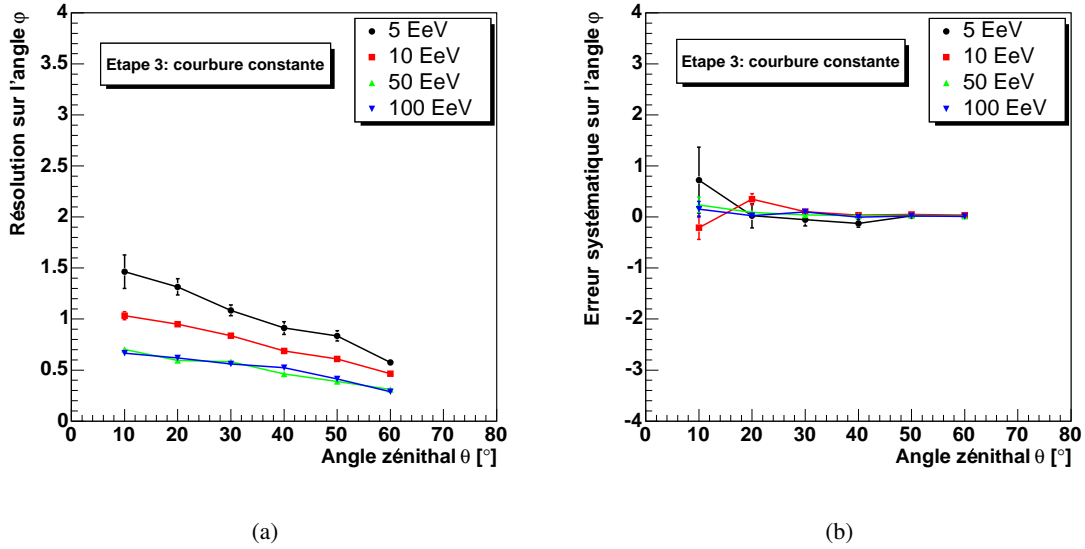


FIG. B.2 : Résolution (FIG. a) et erreur systématique (FIG. b) sur l'angle azimutal φ obtenues avec la reconstruction standard et la LDF "LOG" avec l'ajustement du rayon de courbure constant (étape 3).

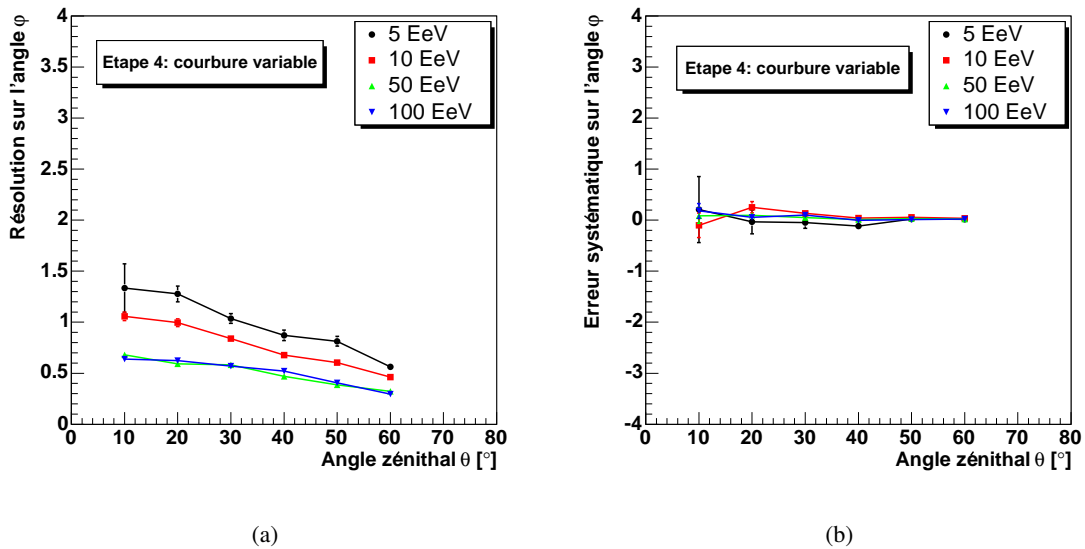


FIG. B.3 : Résolution (FIG. a) et erreur systématique (FIG. b) sur l'angle azimutal φ obtenues avec la reconstruction standard et la LDF "LOG" avec ajustement du rayon de courbure variable (étape 4).

Annexe C

Discrimination proton-fer gerbe à gerbe à partir d'un ajustement de deux fonctions Landau

C.1 Amplitude de la fonction Landau muonique

La première partie du travail présenté ici a été obtenu "avant" la reconstruction des événements. Ce qui veut dire que l'erreur sur la position des cuves par rapport au cœur n'est pas prise en compte. Nous verrons à la fin de cette annexe l'influence qu'aura cette erreur sur le pouvoir de discrimination de cette méthode.

Après l'ajustement par les deux fonctions Landau, nous avons 6 paramètres. Les trois paramètres EM et les deux paramètres muoniques σ_μ et $x_{0\mu}$ sont pratiquement les mêmes pour proton et pour fer ou leur fluctuations sont trop importantes pour permettre une bonne discrimination. Leur pouvoir de discrimination est donc très faibles. On ne servira que de l'amplitude A_μ pour la discrimination gerbe à gerbe.

La figure C.1(a) montre l'amplitude du premier pic, pour des gerbes initiées par des noyaux de fer et des protons de 10^{20} eV, d'angle zénithal 40° , en fonction de la distance à l'axe de la gerbe (distance exacte puisque obtenu sans reconstruction). L'amplitude A_μ des protons est plus petite que celle des noyaux de fer à même distance de l'axe.

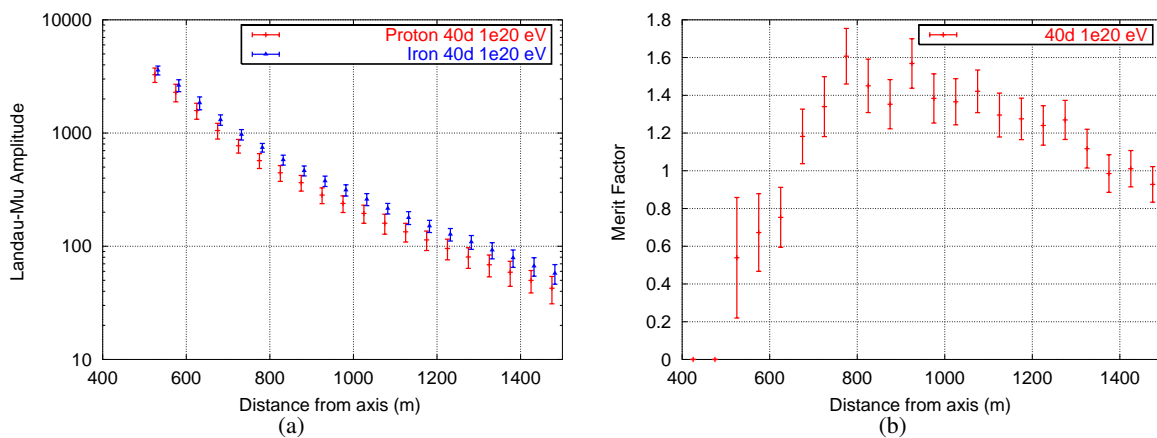


FIG. C.1 : (a) Amplitude de la fonction Landau muonique en fonction de la distance à l'axe de la gerbe, pour des gerbes initiées par des protons et des noyaux de fer, à 10^{20} eV et d'angle zénithal de 40° . (b) Facteur de mérite associé.

La figure C.1(b) montre le facteur de mérite associé à la mesure de A_μ entre proton et fer. La discrimination semble être relativement bonne (mérite > 1.2) entre 700 et 1200 m. Cette constatation est vraie pour toutes les énergies comprises entre 5.10^{18} eV et 10^{20} eV et pour tous les angles compris entre 0° et 60° , mais la zone sur laquelle le facteur de mérite est important change avec l'angle et l'énergie. Plus l'énergie du primaire est grande plus la zone est loin du cœur de gerbe. Par exemple à 10^{19} eV, la zone se trouve entre 600 et 1000 m.

Mais comment utiliser ce paramètre pour discriminer la particule primaire ? En effet, pour un événement réel, seules quelques cuves vont pouvoir être étudiées. De plus, l'incertitude sur l'énergie et sur la position de cœur va diminuer le pouvoir de séparation de notre critère.

C.2 Discrimination gerbe à gerbe

Sur la figure C.1(a), A_μ décroît exponentiellement avec la distance à l'axe. On peut donc ajuster la courbe obtenue par la fonction exponentielle suivante :

$$e^{-\frac{x-x_0}{\sigma}} \quad (\text{C.1})$$

où σ est l'indice de la loi décroissante et x_0 la position du maximum de la fonction.

Pour chaque couple énergie-angle, on peut définir le couple σ et x_0 qui ajuste la fonction C.1 aux simulations. Les figures C.2 donnent l'évolution de ces deux paramètres en fonction de l'angle zénithal pour deux énergies. σ semble être pratiquement le même pour proton et pour fer à toutes les énergies. Il ne peut donc pas être utilisé pour identifier le primaire. Par contre, le facteur x_0 est légèrement différent entre proton et fer, mais il dépend de l'angle et de l'énergie de la gerbe.

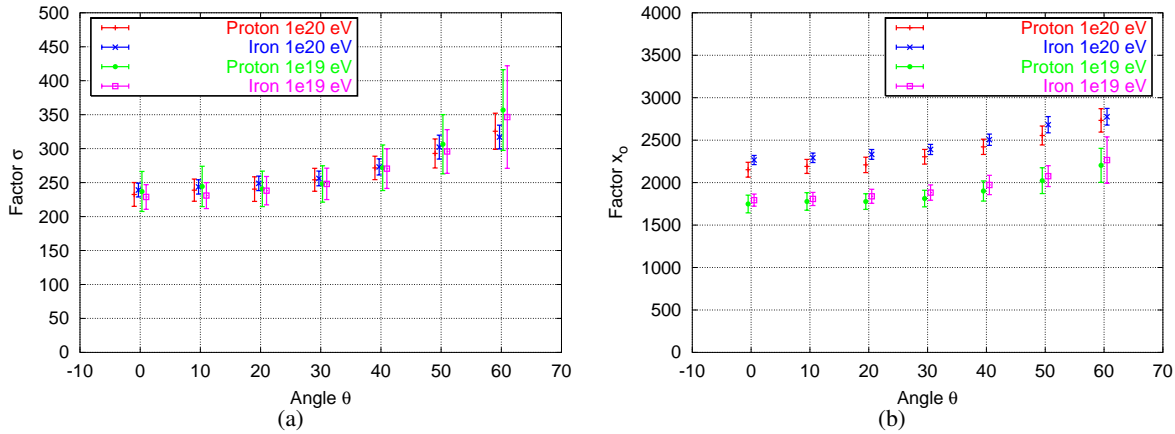


FIG. C.2 : Evolution des paramètres x_0 et σ en fonction de l'angle zénithal θ pour différentes énergies.

Pour chaque événement, on ajuste la fonction C.1 aux amplitudes A_μ des cuves situées dans la zone où la discrimination est bonne (obtenue par la simulation) en ne laissant que x_0 de libre. On identifie alors la nature de la gerbe à partir de x_0 .

La figure C.3 montre le facteur de mérite obtenu entre proton et fer pour ce nouveau paramètre en fonction de l'angle d'incidence de la gerbe. La discrimination augmente fortement pour des énergies au dessus de 5 EeV.

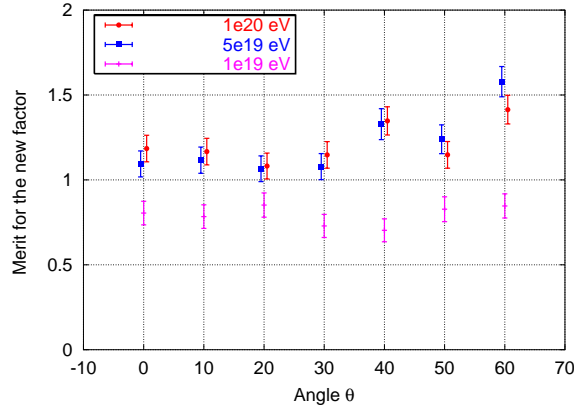


FIG. C.3 : Facteur de mérite du paramètre x_0 en fonction de l'angle zénithal θ et de l'énergie du primaire.

La figure C.4 compare le facteur de mérite obtenu pour une mesure exacte du nombre de muon (voir chapitre 5.2) à celui obtenu par x_0 (toujours sans reconstruction et donc sans erreur sur la distance des cuves à l'axe). Comme prévu, les deux facteurs de mérite semblent être fortement corrélés et le pouvoir discriminant du paramètre x_0 est légèrement inférieur à la mesure exacte du nombre de muons. Afin de prendre en compte l'erreur sur la position des cuves due à la reconstruction des événements, nous avons ajouté une incertitude de 50 m sur la position du cœur avant l'ajustement de l'équation C.1. Le facteur de mérite obtenu (fig. C.4) est alors nettement diminué au dessus de 20° et ne permet plus de faire de la discrimination gerbe à gerbe.

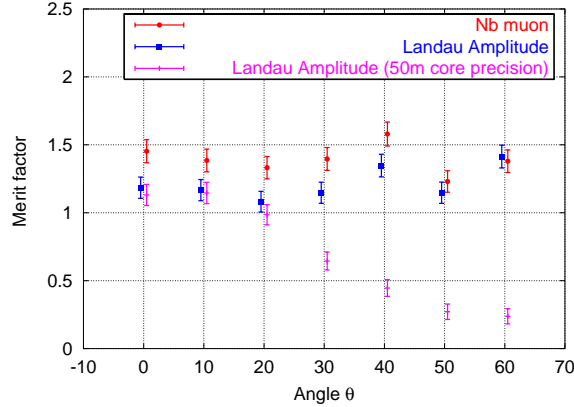


FIG. C.4 : Comparaison des facteurs de mérite obtenus avec une mesure exacte du nombre de muons, la paramètre x_0 et la paramètre x_0 avec une erreur réaliste de 50 m sur la position du cœur de la gerbe, en fonction de l'angle zénithal θ à 10^{20} eV.

Enfin, l'hypothèse sur la nature lors de la reconstruction va également diminuer le pouvoir discriminant de notre critère. En effet, à cause du biais en énergie sur la reconstruction des noyaux de fer dans l'hypothèse proton, on va comparer les protons à des noyaux de fer d'énergie moindre. Ces noyaux auront donc une composante muonique plus petite. Les différences entre protons et noyau de fer seront alors plus faibles et le critère sera moins discriminant, et éventuellement dégénéré.

Ce critère reste donc inutilisable à ce jour. Il pourra cependant être utilisé pour comparer la simulation avec les données ou pour vérifier qu'un autre critère à bien identifier la nature du primaire.

Bibliographie

- [1] T. Wulf. *Phys Zeit.*, 11 :811, (1910).
 - [2] Victor F. Hess. Observation of penetrating radiation in seven ballon flights. *Phys. Zeits.*, 13 :1084, (1912).
 - [3] W. Kolhörster. *Ber. Deutsch. Phys.Ges.*, 161 :719, (1914-19).
 - [4] Millikan & Holfman. *Nat. Acad. Sci.Pro.*, 12 :48–55, (1926).
 - [5] J. Clay. *Proceedings Academy of Amsterdam*, 33 :711, (1930).
 - [6] A.H. Compton. A geographic study of cosmic rays. *Phys. Review*, 43 :387, (1933).
 - [7] Bothe and Kolhörster. Nature of high-altitude radiation. *Z. Phys.*, 56 :751, (1929).
 - [8] D.V. Skobelzym. A new type of very fast beta rays. *Z. Phys.*, 54 :686, (1929).
 - [9] B. Rossi. *Z. Phys.*, 82 :151, (1933).
 - [10] P.A.M. Dirac. Quantised singularities in electromagnetic field. *Proc. Roy. Soc.*, A133 :60, (1931).
 - [11] C.D. Anderson. The apparent existence of easily deflectable positives. *Sciences*, 761 :238, (1932).
 - [12] C.D. Anderson & S.H. Neddermeyer. Note on the nature of cosmic-ray particles. *Phys. Rev.*, 51 :884, (1937).
 - [13] R. Maze & al P.Auger. *Compte Rendus de l'Académie des Sciences (Paris)*, 208 :1641, (1938).
 - [14] Asakimori et al. *Proc. 33rd inter. Cosmic Ray Conf. (Calgary)*, 2 :25, (1993).
 - [15] J.N. Capdevielle et al. *Proc. 16th ICRC (Kyoto)*, 6 :324, (1979).
 - [16] R.Battiston. Astro particle physics with ams on the international space station. *J. Phys. G*, 29 :891–902, (2003).
 - [17] Penzias & Wilson. R.w. *ApJ*, 142 :419–421, (1965).
 - [18] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum ? *Physical Review Letters*, 16 :748–50, (1966).
 - [19] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin. Upper limits of the spectrum of cosmic rays. *JETP Letters*, 4 :78–80, (1966).
 - [20] Halzen et al. The highest energy cosmic ray. *Astropart. Phys.*, 3 :151, (1995).
 - [21] S. Yoshida et al. The cosmic ray energy spectrum above 3.10^{18} ev measurement by akeno giant air shower array. *Proc. 8th ICRC*, 4 :77–9, (1964).
 - [22] A.V. Apanasenko et al. *Proc. icrc (salt lake city 1999)*. 3, (1999).
 - [23] C.E. Fichtel et al. *Apj*. 198, (1975).
 - [24] M. de Naurois et al. Measurement of the crab flux above 60 GEV with the celeste cherenkov telescope. (2002). Accepté pour publication dans *Astrophysical Journal*.
 - [25] The ANTARES Collaboration. A deep sea telescope for high energy neutrinos. (1999). <http://arxiv.org/astro-ph/9907432>.
-

-
- [26] E. Andres et al. The amanda neutrino telescope : principle of operation and first result. (1999). <http://arxiv.org/astro-ph/9906203>.
- [27] Strong et al. Proc. 25th icrc. (1997).
- [28] M. Simon & al. *Astrophys. J*, 499 :250, (1998).
- [29] & S. Orito K. Maki, T. Mitsui. *Phys. Rev. Lett.*, 76 :3474, (1996).
- [30] A.S. Beach et al. Measurement of cosmic-ray antiproton to proton abundances ratio between 4 and 50 GeV. (2001). <http://arxiv.org/astro-ph/0111094>.
- [31] Hartman et al. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *ApJs*, 123 :79–202, (1999).
- [32] T. Taminori et al. *Astrophys. J. Letters*, 497 :L25–L28, (1998).
- [33] F. Tavecchio et al. *ApJ*, pages 554,725, (2001).
- [34] X. Bertou & al. Physics of extremely high energy cosmic rays. *International Journal of Modern Physics A*.
- [35] N. Nagano & A. A. Watson. Observations and implication of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Reviews of Modern Physics*, 72, (2000).
- [36] G. Sigl & al. On the origin of highest energy cosmic rays. *Astroparticle Physics* 2, (1994).
- [37] E. Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 75, (1949). <http://link.aps.org/abstract/PR/v75/p1169>.
- [38] A. R. Bell and S. G. Lucek. Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 321 :433.
- [39] A. M. Hillas. The origin of ultra-high-energy cosmic rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22, (1984).
- [40] M. Ostrowski & al. Mechanisms and sites of ultra high energy cosmic ray origin. *Astropart. Phys.*, 18, (2002).
- [41] A. V. Olinto P. Blasi, R. I. Epstein. Ultra-high energy cosmic rays from young neutron star winds. *Astrophys. J.*, 533, (2000). <http://arxiv.org/astro-ph/9912240>.
- [42] G. Ghisellini. Blazar jets : the spectra. (2000). arXiv :astro-ph/0011356.
- [43] C. D. Dermer & S. J. Sturmer. Nonthermal compton and synchrotron processes in the jets of active galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, 109, (1997).
- [44] J. P. Rachen & P. L. Biermann. Extragalactic ultrahigh-energy cosmic rays. contribution from hot spots in fr-ii radio galaxies. *Astron. Astrophys.*, 272, (1993). arXiv :astroph/9301010.
- [45] E. Waxman. Cosmological origin for cosmic rays above 10^{19} eV. *Astrophys. J.*, 452, (1995).
- [46] Dermer. Gamma ray bursts, cosmic ray origin, and the unidentified egret sources. (2000).
- [47] J. J. Blanco-Pillado K. D. Olum. Ultra-high-energy cosmic rays from relic topological defects. (2001). arXiv :astroph/103152.
- [48] R.J. Protheroe & Todor Stanev. Limits on topological defects models of the ultrahigh energy cosmic rays. (1997). arXiv :astro-ph/9605036.
- [49] Hourii Ziaepour. A decaying ultra heavy dark matter (wimpzilla) : Review of recent progress. (2005). arXiv :astro-ph/0005299.
- [50] Lee & Sangjin. On the propagation of extragalactic high-energy cosmic and gamma-rays. *Phys. Rev.*, D58 :043004, (1998). <http://fr.arxiv.org/abs/astro-ph/9604098>.
-

-
- [51] Eric Armengaud, Guenter Sigl, and Francesco Miniati. Ultrahigh energy nuclei propagation in a structured, magnetized universe. (2004). <http://fr.arxiv.org/abs/astro-ph/0412525>.
- [52] F.W. Stecker & S.T. Scully. Lorentz invariance violation and the spectrum and source power of ultrahigh energy cosmic rays. (2005).
- [53] A. Ringwald Z. Fodor, S.D. Katz. Z-burst scenario for the highest energy cosmic rays. (2002).
- [54] H. Yoshiguchi & K. Sato H. Takami. Propagation of ultra-high energy cosmic rays above 10^{19} ev in a structured extragalactic magnetic field and galactic magnetic field. (2005).
- [55] Eidelman et al. Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 592, (2004). <http://pdg.lbl.gov>.
- [56] Pierre Da Silva. *A la recherche des énergies extrêmes : détection des rayons cosmiques avec l'Observatoire Pierre Auger*. (2004).
- [57] T. K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, (1992).
- [58] Huddell & al. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 9 :1023, (1980).
- [59] ZEUS Collaboration. Measurement of the photon-proton total cross section at center-of-mass energy of 209 gev at hera. (2002). <http://arxiv.org/hep-ex/0202034>.
- [60] E. Bugaev L. Bezrukov. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 33 :635, (1981).
- [61] P. Landshoff A. Donnachie. *Phys. Lett.*, B518 :63, (2001).
- [62] M. Risse & al. Upper limit on the photon fraction in highest-energy cosmic rays from agasa data. (2005). <http://fr.arxiv.org/abs/astro-ph/0502418>.
- [63] S. Eidelmann & al. Particle data group. *phys. Lett.*, B592 :1, (2004).
- [64] *Handbuch Der Physik II*. Springer-Verlag, (1967). Effet LPM.
- [65] D. Heck & J. Knapp. Upgrade of the monte carlo code corsika to simulate extensive air shower with energies $> 10^{20}$ ev. (1998).
- [66] M. Risse et al. *Astropart. Phy.*, 21, (2004).
- [67] McBreen et Lambert. *Phys. Rev.*, D24 :2536, (1981).
- [68] T. Erber. *Rev. Mod. Phys.*, 38 :626, (1966).
- [69] X. Bertou & al. *Astroparticle Physics*, 14 :121, (2000).
- [70] S. J. Sciutto. Aires user's manual and reference guide. <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>.
- [71] D. Heck et al. Corsika : A monte carlo code to simulate extensive air showers. *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA*, 6019, (1998).
- [72] H. Fesefeldt. Report pitha-85/02. *RWTH Aachen*, (1985).
- [73] Application software group. Geant. *CERN program library*, (1994).
- [74] Alfredo Ferrari & al. Fluka manual. www.fluka.org.
- [75] D. Heck & al. Influence of low-energy hadronic interaction programs on air shower simulations with corsika. *28th ICRC (Tsukuba)*, 1 :279, (2003).
- [76] P. Lipari R.S. Fletcher, T.K. Gaisser and T. Stanev. Sibyll : An event generator for simulation of high-energy cosmic ray cascades. *Phys. Rev.*, D 50 :5710, (1994).
- [77] S. Ostapchenko & A.I. Pavlov. *Nucl. Phys. B (proc. suppl.)*, 52B :17, (1997).
- [78] J. Ranft. The dual parton model at cosmic ray energies. *Phys. Rev.*, D 51 :64, (1995).
- [79] K. Werner. String, pomerons, and venus model of hadronic interactions at ultrarelativistic energies. *Phys. Rept.*, 232 :87, (1993).
- [80] M. Risse & J. Knapp D. Heck. Comparison of hadronic interaction models at auger energies. (2002). <http://arxiv.org/astro-ph/0210392>.
-

-
- [81] G. M. Fritcher & al. *Phys. Rev.*, D 50 :3135, (1997).
- [82] M. M. Block & al. *Phys. Rev.*, D 62 :077501, (2000).
- [83] G. B. Yodh & al. *Phys. Rev.*, D 27 :1183, (1983).
- [84] R. M. Baltrusaitis & al. *Phys. Rev. Lett.*, 52 :1380, (1984).
- [85] M. Honda & al. *Phys. Rev. Lett.*, 70 :525, (1993).
- [86] M. Aglietta & al. *Proc. 26th ICRC Salt Lake City (USA)*, HE 1.3.04, (1999).
- [87] H. H. Mielke & al. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 20 :637, (1994).
- [88] F. Cohen. *Simulation des gerbes atmosphériques aux énergies de l'Observatoire Pierre Auger et fonction de distribution latérale*. (2003).
- [89] M. Prouza. *Thèse*, (2003). <http://www-hep2.fzu.cz/Auger/catalogue.html>.
- [90] The Auger Collaboration. The pierre auger project design report. (1996). <http://www.auger.org/admin/DesignReport/index.html>.
- [91] The Auger Collaboration. Properties and performance of the prototype instrument for the pierre auger observatory. *Nucl. Instrument. Meth. A*, 523 :50, (2004).
- [92] B. Keilhauer et al. Investigation of atmospheric effects on the developpement of extensive air showers and their detection with pierre auger observatory. *GAP Note 2003-107*.
- [93] P. Sommers. Pixel trigger time constant, pixel trigger rate, and noise event rate for the auger fluorescence detector. *GAP Note 1997-055*.
- [94] H.O. Klages for Pierre Auger Collaboration. Calibration of the auger fluorescence telescopes. *Proceedins for ICRC 2001*.
- [95] The Auger Collaboration. Auger design report. (1996).
- [96] Photonis. Fiche technique du pmt xp1805. (2004). <http://www.photonis.com/specifications.asp>.
- [97] B. Genolini et al. About the "dynode to anode ratio" measurement int the auger surface detector. *GAP Note 2003-081*.
- [98] S. Dagoret-Campagne. The central trigger, user guide and reference manual. *Gap Note 2004-020*.
- [99] R. Brun & al. Root users guide. <http://www.root.cern.ch>.
- [100] X. Bertou [The Auger Collaboration]. Calibration and monitoring of the pierre auger surface detectors. *28th ICRC (Tsukuba)*, 1 :813, (2003).
- [101] D. Heck et al. Comparison of hadronic interaction models at auger energies. *Proc. XIIth Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, CERN, Geneva (2002) Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 122 :364, (2003).
- [102] D. Heck. Low-energy hadronic interaction models. *Proc. XIIIth Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions (Pylos, Greece); Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, (2004). astro-ph/0410735.
- [103] N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko. *Phys. At. Nucl.*, 56 N3 :346, (1993).
- [104] H. Fesefeldt. Report pitha-85/02. *RWTH Aachen*, (1985).
- [105] J. Knapp et al. Extensive air shower simulations at highest energies. (2002). <http://arxiv.org/astro-ph/0206414>.
- [106] J. Matthews. Composition measurement with auger. *ICRC International Symposium on Extremely High Energy Cosmic Rays : Astrophysics and Future Observatories (Tokio)*, (1996).
- [107] Antoine Letessier-Selvon & Jean-Michel Levy. *Cours de MIP : Statistiques et probabilités*. LPNHE-Universités Paris 6 et 7.
- [108] S. Dagoret. The sdsim user guide. *GAP note 2002-019*.
-

-
- [109] D. Newton & al. The optimum ground parameter $s(r_{opt})$. *GAP note 2005-013*.
- [110] P. Billoir. Reconstruction of with the ground array : status of the “prototype” program. *GAP note 2000-025*.
- [111] P. Da Silva & P. Billoir. Towards a parametrization of the lateral distribution function and its asymmetries. *GAP note 2002-073*.
- [112] S. Vorobiov & G. Maurin. Energy reconstruction based on shower ldf parametrization by a sum of two exponentials. *GAP note 2005-022*.
- [113] E. Armengaud & al. Fitting a variable radius of curvature. *GAP note 2003-108*.
- [114] I. F. M. Albuquerque. Gzk cutoff distortion due to the energy error distribution shape. (2005). <http://fr.arxiv.org/abs/astro-ph/0504088>.
- [115] S. Ranchon. *Etude de...* (2005).
- [116] J.W. Cronin. Particle discrimination using the fadc traces from the auger observatory surface detectors. *GAP note 2003-076*.
- [117] M. Risse & al. Upper limit on the primary photon fraction in uhecr with auger data. *GAP-2004-063*, (2004).
- [118] P. Homola & al. "Simulation of ultra-high energy photon propagation in the geomagnetic field". arXiv :astro-ph/0311442.
- [119] P. Billoir. Reconstruction of first year events from the surface detector. *GAP Note 2002-044*.
- [120] P. Da Silva & A. Letessier Selvon. Status and proposal for the shower direction reconstruction. *GAP note 2003-012*.
- [121] F. Meyer & F. Vernotte. Time tagging tests in besancon observatory. *GAP note 2001-050*.
- [122] X/ Bertou. *L'Observatoire Pierre Auger Vers la détection de Photons et Neutrinos à Ultra Haute Énergie ?* (2001).
-

Glossaire

AGN Active Galactic Nucleus : Noyau actif de galaxie.

CDAS Central Data Acquisition System : le système d'acquisition des données de l'observatoire Pierre Auger.

CLF Central Laser Facility

EA Engineering Array : réseau prototype de l'Observatoire Pierre Auger.

EeV Exa-électrons volts = 10^{18} eV

FADC Flash Analog to Digital Converter.

FE Front End

GRB Gamma Ray Burst : sursaut gamma

GZK Greizen, Zatsepin, Kuzmin : prédisent une coupure, nommée GZK, dans le spectre d'énergie des rayons cosmiques autour de 4.10^{19} eV.

ISM Interstellar Medium of Galaxy : Milieu interstellaire galactique.

LDF Lateral Distribution Function : fonction décrivant la distribution latérale des particules au sol en fonction de la distance à l'axe de la gerbe.

LIDAR Light Detection and Ranging.

PMT Photomultiplicateur.

PPS Pulse Per Second : système, inclus dans les GPS, permettant la synchronisation en temps des cuves au sol.

RCUHE Rayon Cosmique d'Ultra Haute Energie

TOT Time Over Treshold.

UB Unified Board : carte unifiée rassemblant l'essentiel des composants électroniques des détecteurs de surface.

VEM Vertical Equivalent Muon : unité de mesure des détecteurs de surface de l'Observatoire Pierre Auger.

X_{max} Profondeur atmosphérique traversée par une gerbe à laquelle le nombre de particules secondaires produites est maximal. Ce paramètre s'exprime en $g.cm^{-2}$

ZeV Zeta-électrons volts = 10^{21} eV

Résumé :

Du fait de leur faible flux, l'existence des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (RCUHE, $E > 10^{18}$ eV) est une énigme depuis plus d'un demi siècle. On ne connaît en effet ni leur origine, ni leur nature, ni même l'énergie maximale qu'ils peuvent atteindre. Pour obtenir une statistique suffisante et répondre à ces questions, l'Observatoire Pierre AUGER est actuellement en construction en Argentine et sera à terme complété par un deuxième détecteur au Colorado afin de scruter le ciel de l'hémisphère nord.

L'origine et la nature des RCUHE étant liées, l'identification du primaire est une étape cruciale pour valider, réfuter ou contraindre les nombreux modèles théoriques capables d'expliquer leur production. En particulier, la présence de photons ou de neutrinos peut être la signature de modèles impliquant de la nouvelle physique (défauts topologiques, particules supermassives...).

Le travail de cette thèse s'insère donc dans ce cadre en cherchant à identifier la nature des RCUHE observés par l'observatoire depuis le mois de janvier 2004.

Après avoir récapitulé les résultats des expériences précédentes et présenté les méthodes de détection, ce manuscrit décrit les modèles théoriques en soulignant le type de particules de haute énergie qu'ils peuvent produire. La partie suivante traite des différentes méthodes utilisées par l'observatoire pour permettre l'identification du primaire par la gerbe qu'il crée dans l'atmosphère. Divers critères sont finalement testés sur des simulations puis utilisés dans une analyse qui a permis d'estimer la composition hadronique et de chercher la présence de photons parmi les RCUHE.

Abstract :

Due to their weak flux, the existence of the ultra high energy cosmic rays (UHECR, $E > 10^{18}$ eV) has been and still remains an enigma for more than half a century. Indeed, neither the origin, nor the nature, nor the maximum energy they can reach, are known. To have sufficient statistics and to answer these questions, the Pierre Auger Observatory is currently built in Argentina and will be completed by a second detector in Colorado to observe the northern hemisphere sky.

As the origin and the nature of the UHECR are related, the identification of the primary is an important step to validate, refute or constrain theoretical models of UHECR production. In particular, the presence of photons or neutrinos can be the signature of models implying new physics (topological defects, super-heavy particles).

In this framework, the work presented in this thesis consists in trying to identify the nature of UHECR using Pierre Auger data since January 2004.

After having recapitulated the results of the preceding experiments and having presented the methods of detection, this manuscript describes the theoretical models by specifying the particle type of high energy which they can produce. The following part deals with various methods used by the observatory to allow the identification of the primary particle by the shower created in the atmosphere. Various criteria are finally tested on simulations and then used in an analysis which makes it possible to estimate the hadron composition and to investigate the presence of photons in the UHECR.

Mots Clefs : rayons cosmiques, ultra haute énergie, gerbe atmosphérique, nature, identification, photons, composition hadronique.