HAL
open science

Etude des neutrinos d'ultra-haute énergie à l'observatoire Pierre Auger

Mathieu Tartare

To cite this version:

Mathieu Tartare. Etude des neutrinos d'ultra-haute énergie à l'observatoire Pierre Auger. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENY038 . tel-01124170

HAL Id: tel-01124170

https://theses.hal.science/tel-01124170v1

Submitted on 6 Mar 2015

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

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

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Astroparticules**

Arrêté ministériel :

Présentée par

Mathieu Tartare

Thèse dirigée par **François Montanet**

préparée au sein **du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie**
et de **l'école doctorale de Physique**

Etude des neutrinos d'ultra-haute énergie à l'Observatoire Pierre Auger

Thèse soutenue publiquement le ,
devant le jury composé de :

Mr, Pierre Salati
Prof. Université de Savoie, Président
Mr, Sergio Navas Concha
Prof. Universitad de Grenada, Rapporteur
Mr, Antoine Kouchner
Maître de Conférence, Université Paris 7 - Denis Diderot, Rapporteur
Mr, Pierre Billoir
Prof. émérite UMPC, Examinateur
Mr, Michael Klasen
Prof. University of Münster, Examinateur
Mr, François Montanet
Prof. Université Joseph Fourier, Directeur de thèse

"Tu passes vingt ans à apprendre le sortilège qui fait apparaître des vierges nues dans ta chambre, et tu t'es tellement intoxiqué aux vapeurs de mercure et usé les yeux à lire des vieux grimoires que tu n'arrives pas à te rappeler ce qu'il faut en faire après."

Terry Pratchett, les annales du Disque-Monde.

Remerciements

Et voilà le bout du tunnel. Trois années passées au LPSC, riches d'enseignements scientifiques mais aussi d'enseignements sur soi. Trois années de rencontres, de joies, de découvertes mais aussi parfois de doutes. Certes tout n'est pas toujours tout rose, mais qui a dit qu'une thèse était un long fleuve tranquille ?

Ces trois années de thèse en résumé et en chiffres c'est : un labo, des milliers de lignes de codes écrites, un nombre incalculable de cafés avalés, un temps CPU vertigineux utilisé au centre de calcul, plus de 200 heures de cours dispensées correspondant à un nombre d'aller-retours campus-LPSC à vélo non négligeable, 4 voyages en Argentine, 2 voyages en Espagne, 1 en République Tchèque et 1 en Italie (soit 34 vols, j'épargnerai au lecteur le calcul de la dose correspondante due aux rayons cosmiques !). On notera bien le peu de rigueur de ces chiffres, surtout venant de la part d'un physicien !

Mais une thèse ce sont aussi et surtout des personnes. Mes remerciements vont tout d'abord aux membres de mon jury qui ont bien voulu s'intéresser à cette thèse : Michael Klasen, Pierre Billoir, Pierre Salati qui a eu la gentillesse d'accepter de présider ce jury ainsi qu'Antoine Kouchner et Sergio Navas, mes rapporteurs, que je remercie pour leur lecture attentive de mon manuscrit.

Merci à François de m'avoir permis de réaliser ma thèse dans ce domaine passionnant et de m'avoir laissé toute mon autonomie.

Merci à Serge de m'avoir donné l'opportunité d'avoir pu effectuer ma thèse dans ce laboratoire.

Le LPSC ce n'est pas que des chercheurs ! Merci Emmanuelle, archéologue des publications, capable de trouver les articles préhistoriques introuvables. Merci à Françoise et Annick de m'avoir tant facilité la vie pour dégotter presque à la dernière minute des vols abordables pour l'argentine ! Merci également au personnel technique sans qui le laboratoire ne pourrait fonctionner.

Une pensée pour les anciens collègues d'Auger, notamment Romain ancien camarade de M2 mais également de ski à Moriond. Rémi, brillant pédagogue. Yann avec qui les échanges fructueux m'ont beaucoup aidés mais également Lorenzo, Luis, Pablo et Jaime.

Ces trois années de thèse c'est aussi des amis : Benj', l'homme le plus classe du monde, indéfectible compagnon de pause, à la patience suffisamment remarquable pour m'avoir supporté en collocation (on attend ton ouvrage sur les intégrales de chemin !). Nico alias Dyson grand maître du BIDUL masqué et de la politique souterraine du LPSC. Karim, on ne trouvera pas ton pareil pour trouver les "hotels" les moins chers en mission partout dans le monde, modèle de persévérance dans la recherche, et le tout dans la bonne humeur s'il vous plait. Guillaume, roi des rockeurs et du bon gout ainsi qu'un incroyable perfection-

niste. J'attends tes prochains morceaux avec impatience ! Benoît aka Fafat' aka Croustinette, champion des idées de start-up trop "puuuuures" (oui oui avec cinq "u"), on va la trouver notre idée révolutionnaire ! Alexia à qui je dois mon poste au CEA ainsi que l'encadrement des TP CESIRE. Manu, le chevalier servant, véritable punk à chien Grelou, en espérant que tu ne quittes pas Grenoble avant qu'on ait volé en parapente ensemble ! Tom Caillette expert en recherche et diffusion de vidéos glauques. Francesca et Jon, nos parisiens préférés. Tomas, qui m'a transmis ses connaissances et sa passion pour la photographie argentique. Lilian, notre véritable gentleman british, mais attention : ne vous fiez pas trop aux apparences avec ce gaillard... Sandra, digne héritière de ma brave lpsc3156x. Florian avec qui j'ai eu la chance de travailler brièvement. Et sans oublier Mariya, Mathieu G., Rachel, Pouya.

Corinne, merci pour ton engagement envers la communication scientifique, trop souvent négligée ainsi que pour ta sollicitude. Mahfoud, merci pour ton humanité. Benoît Clément, merci pour tous tes inestimables tuyaux de code en tout genre.

Et n'oublions pas les amis hors du labo bien sur : Merci à Gianluca, compère avec qui je partage une passion commune pour la bonne bière, merci pour toutes nos soirées mémorables et légendaires, merci d'être là dans les bons moments comme dans les moins bons. J'ai eu l'immense honneur d'être ton témoin à ton mariage avec Elisa, dont j'ai pu découvrir la superbe région des Pouilles en cette occasion et que je remercie également. Guilhem, maître d'arme, Jedi polymorphe, le seul type capable de boucler son manuscrit de thèse et de jouer dans le dernier clip de Manau. Flo, toute mon admiration pour ta capacité à supporter Nico au quotidien ! Lola, montagnarde qui nous a fui pour la Méditerranée. Fab', j'espère qu'on verra bientôt ton gilet à clignotants pour cycliste dans les rayons de décathlon. Léa, c'est toujours un plaisir de se remémorrer nos souvenirs d'anciens animateurs. Merci également à Avril (d'ailleurs si vous cherchez un super kiné près de Grenoble vous ne vous tromperez pas en faisant appel à ses services !), Antia, Vincent, Sandrine, Illya et tous ceux que j'ai pu oublier qui, je l'espère, ne m'en voudront pas trop.

Mes remerciements aux collègues enseignants avec qui j'ai eu la chance de travailler : Hervé, Arnaud, Laurence et tous les autres.

Merci Alain, toi qui a su me transmettre ta passion pour la physique de façon si vivante et qui m'a toujours encouragé sur cette voie. Merci de croire en tes étudiants.

Une pensée toute particulière à mes amis de grimpe et du "BDE" de Metz : Simon, Nico, Zigon, Flavien, Thibaut, Morg', Gros Matthieu, Sid, Maude, La Mel', Vaness ainsi qu'à mes amis d'enfance Rémi, Jos', Tony, Antho, Gamin, Béren et tous ceux que j'oublie, c'est toujours un plaisir de vous retrouver lors de mes retours dans nos contrées.

Merci infiniment à mes parents pour m'avoir toujours soutenu et cru en moi dans la vie comme dans les études. Sans vous je n'aurais sans doute pas pu aller aussi loin (ni eu un pot de thèse aussi génial !). Merci Benoît d'être ce super frangin complice dont je suis fier (merci aussi d'avoir risqué une journée d'absence non justifiée à la fac pour venir à ma soutenance !). Merci à Pascal d'être venu du Maroc pour assister à ma soutenance ainsi qu'à ma super tati Domi. C'est aussi à vous que je dois ce super pot de thèse ! Merci à mes grands-parents et à toute ma famille pour vos encouragements et votre soutien, sans oublier Véronique et Alain, ma deuxième maison.

Enfin, Delphine, merci pour ton soutien, ta présence (de près comme de loin), ta patience

(et il en faut pour supporter un thésard en troisième année...). Merci de me pousser à croire en moi et en mes choix. Merci d'être toi.

Merci à tous ceux qui font ce que je suis aujourd'hui et place à de nouvelles aventures ! Et à celui qui aura le courage de poursuivre au-delà de ces quelques lignes, bonne lecture !

Table des matières

Introduction 1

I Contexte Phénoménologique et Expérimental 5

1 Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie 7
- 1.1 Un bref historique . . . 7
- 1.2 Spectre en énergie des rayons cosmiques . . . 10
- 1.3 Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie . . . 12
  - 1.3.1 Production . . . 12
  - 1.3.2 Propagation . . . 15
- 1.4 Résultats récents . . . 21
  - 1.4.1 Spectre à UHE . . . 21
  - 1.4.2 Anisotropie . . . 22
  - 1.4.3 Composition . . . 23
  - 1.4.4 Astrophysique multimessagers . . . 26
  - 1.4.5 Compréhensions des RCUHE : Discussion . . . 28

2 Les grandes gerbes Atmosphériques 33
- 2.1 La clé de voûte de la détection des RCUHE . . . 33
- 2.2 Développement des gerbes atmosphériques . . . 34
  - 2.2.1 Première interaction . . . 34
  - 2.2.2 Evolution de la gerbe . . . 35
  - 2.2.3 Cascade électromagnétique . . . 37
  - 2.2.4 Cascade hadronique . . . 38
- 2.3 Observables . . . 39
  - 2.3.1 Profil longitudinal . . . 39
  - 2.3.2 Distribution latérale . . . 42
- 2.4 Simulation . . . 44
  - 2.4.1 Procédure d'échantillonnage statistique . . . 45
  - 2.4.2 Générateurs d'interactions hadroniques . . . 46
- 2.5 Influence de l'atmosphère . . . 47
- 2.6 Conclusion . . . 48

3 L'observatoire Pierre Auger 51
- 3.1 Généralités . . . 51

3.2 Le détecteur de surface 53
3.2.1 Calibration 54
3.2.2 Déclenchement 55
3.2.3 Sélection et reconstruction 56
3.3 Le détecteur de fluorescence 61
3.3.1 Calibration 62
3.3.2 Déclenchement et reconstruction 63
3.4 Exemple d'évènements hybrides 66
3.5 Amélioration du détecteur 69

II Neutrinos d'ultra-haute énergie à l'Observatoire Pierre Auger 73

4 Neutrinos d'ultra-haute énergie 75
4.1 Introduction 75
4.2 Un bref historique 76
4.3 Production 77
4.3.1 Flux diffus 78
4.3.2 Sources Astrophysiques 80
4.4 Oscillation 81
4.5 Section efficace 83
4.6 Détection 86
4.6.1 IceCube 86
4.6.2 ANITA 90
4.6.3 ANTARES 91
4.6.4 L'observatoire Pierre Auger, un télescope neutrino 93
4.7 Conclusion 93

5 Recherche de neutrinos d'ultra-haute énergie à l'observatoire Pierre Auger 99
5.1 Introduction 99
5.2 Principes généraux de détection 101
5.3 Simulation 103
5.4 Identification des évènements neutrinos 106
5.4.1 Gerbes inclinées 107
5.4.2 Gerbes jeunes 108
5.5 Exposition combinée 115
5.5.1 Efficacité d'identification des neutrinos à UHE 115
5.5.2 Exposition 118
5.5.3 Neutrinos à incidence rasante 119
5.5.4 Neutrinos descendants 126
5.5.5 Combinaison 130
5.6 Limite sur les flux 131
5.7 Conclusion et perspectives 133

6 Influence de l'effet photonucléaire en régime LPM **139**
6.1 Introduction . . . 139
6.2 Interaction des électrons et photons à UHE . . . 141
6.2.1 L'effet LPM . . . 141
6.2.2 L'effet photonucléaire . . . 144
6.2.3 Autres interactions . . . 145
6.3 Etude Monte Carlo . . . 145
6.3.1 Développement des gerbes EM souterraines . . . 149
6.3.2 Profil longitudinal . . . 149
6.3.3 Fluctuations de gerbe à gerbe . . . 150
6.3.4 Longueur de gerbe . . . 151
6.3.5 Distribution latérale . . . 153
6.3.6 Probabilité d'émerger dans l'atmosphère . . . 155
6.4 Limite HiRes sur les flux de ν_e . . . 157
6.4.1 Discussion . . . 158
6.5 Sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux ν_e à incidence rasante . . . 159
6.5.1 Généralités . . . 159
6.5.2 Neutrinos électroniques à incidence rasante . . . 160
6.5.3 Simulation Monte-Carlo . . . 160
6.5.4 Réponse du détecteur de surface . . . 165
6.5.5 Estimation de la sensibilité . . . 167
6.6 Conclusion et perspectives . . . 174

7 Améliorations du détecteur et leurs impacts sur la recherche de neutrinos **179**
7.1 Introduction . . . 180
7.2 De nouveaux modes de déclenchement . . . 181
7.2.1 Le "Time Over Threshold Deconvoluted" . . . 181
7.2.2 Le "Multiplicity of Positive Steps" . . . 183
7.2.3 ToTd et MoPS : Statut . . . 186
7.2.4 Impact sur la recherche de neutrinos d'ultra-haute énergie . . . 189
7.2.5 Discussions . . . 197
7.3 Extension du fonctionnement de l'observatoire Pierre Auger au-delà 2015 . . . 199
7.3.1 Objectifs scientifiques . . . 199
7.3.2 Améliorations proposées . . . 201
7.3.3 Simulation d'un SDE amélioré . . . 202
7.3.4 Impact sur la recherche de neutrinos . . . 205
7.3.5 Discussion . . . 212
7.4 Conclusion . . . 213

Conclusion **217**

Introduction

Près d'un siècle après leur découverte par Victor Hess, les rayons cosmiques sont encore sujets à de nombreuses interrogations. A ultra-haute énergie (UHE) notamment, leur nature, leur origine, leur mécanisme de production restent encore inconnus malgré les nombreuses avancées expérimentales. Bien que la suppression du flux de rayons cosmiques à ultra-haute énergie (RCUHE) ait été observée par l'expérience HiRes et confirmée sans ambiguïté par l'observatoire Pierre Auger, sa cause reste encore à élucider. En effet, cette dernière peut être la manifestation de l'énergie maximale d'accélération des sources des RCUHE ou correspondre à la signature de l'effet GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin). Une mesure précise de la composition des RCUHE aux énergies extrêmes, en combinaison avec une recherche de neutrinos et photons secondaires produits par effet GZK peuvent contribuer à répondre à cette question. Au-delà des problématiques astrophysiques, la détection des RCUHE offre une opportunité unique d'étudier les interactions à des énergies dans le centre de masse inateignable artificiellement en accélérateurs. Cependant, étant donné les flux extrêmement faibles à ces énergies, pour rendre possible l'étude des RCUHE et de leurs interactions, une immense surface de collection est nécessaire, rendant toute détection directe du rayon cosmique primaire impossible. La détection des RCUHE se fait donc par l'intermédiaire des particules secondaires engendrées par ces derniers lors de leur interaction avec les noyaux de l'atmosphère produisant des cascades de particules étendues, se développant et se propageant jusqu'au niveau du sol et appelées grandes gerbes atmosphériques.

L'observatoire Pierre Auger, de par sa grande surface de collection lui permettant d'acquérir une statistique inégalée, sa capacité à mesurer la composition, la direction d'arrivée et le flux des RCUHE ainsi que sa sensibilité démontrée aux photons et neutrinos d'ultra-haute énergie, se trouve être actuellement l'expérience incontournable pour répondre à ces questions. De plus, sa technique de détection hybride, combinant la détection de la lumière de fluorescence émise par les gerbes atmosphériques en traversant l'atmosphère et la détection des particules arrivant au niveau du sol via des stations Cherenkov, permet l'acquisition de données de grande qualité.

La recherche de neutrinos à UHE a engendré de nombreux efforts expérimentaux et théoriques et reste un des plus grands défis dans le domaine des astroparticules. En effet, les neutrinos, grâce à leurs propriétés uniques, peuvent parcourir des distances à l'échelle cosmologique sans être défléchis ou perturbés par les champs magnétiques galactiques et extragalactiques. Contrairement aux rayons cosmiques, les neutrinos pointent donc directement vers leur source de production. Ils sont par conséquents des messagers astrophysiques de choix car ils fournissent des informations directes quant à leur origine. Bien que ces derniers n'aient encore jamais été observés, leur existence est prédite par la majorité des modèles de

production et de propagation des RCUHE : la recherche de neutrinos permet par conséquent de contraindre ces modèles.

C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse, centrée sur la recherche de neutrinos d'ultra-haute énergie à l'observatoire Pierre Auger et plus particulièrement sur l'étude des neutrinos arrivant sous l'horizon (*i.e.* à incidence rasante) et interagissant dans la croûte terrestre. L'étude des neutrinos tau à incidence rasante, interagissant dans la croûte terrestre et produisant un lepton tau à UHE susceptible d'émerger dans l'atmosphère et de se désintégrer en vol suffisamment près du détecteur pour pouvoir être détecté a déjà conduit à l'établissement d'une limite sur les flux diffus de neutrinos UHE par la collaboration Pierre Auger. Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés à l'étude des incertitudes systématiques relatives aux modèles d'interaction à ultra-haute énergie. Cette étude a été menée dans le cadre d'une analyse revisitant la recherche de neutrinos tau à incidence rasante afin d'en proposer un traitement cohérent. Cette analyse revisitée a pour objectif la combinaison des résultats issus des neutrinos tau à incidence rasante aux résultats obtenus sur les neutrinos descendants, interagissant quant à eux dans l'atmosphère. De plus, nous nous sommes intéressés aux neutrinos électroniques à incidence rasante produisant des gerbes électromagnétiques souterraines en régime LPM (Landau, Pomeranchuk et Migdal) entrainant un retard dans leur développement et augmentant leur probabilité de détection. Une chaîne complète de simulation de ce canal a été développée afin d'évaluer la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger à ce type d'évènement. Cette étude nous a également permis de montrer que la limite sur les flux diffus de neutrinos électroniques UHE précédemment publiée par la collaboration HiRes et négligeant l'influence des interactions photoncluéaires dans les gerbes souterraines était erronée.

Enfin, dans le cadre de propositions d'améliorations de l'observatoire Pierre Auger en vue d'étendre son champ d'observation et ses performances à partir de 2015, nous avons étudié l'impact d'une nouvelle électronique d'acquisition sur l'efficacité de détection des neutrinos à incidence rasante par les stations Cherenkov du réseau au sol. Nous avons également implémenté et testé l'efficacité de nouveaux modes de déclenchement sur les évènements neutrinos, applicables tant à une nouvelle électronique d'acquisition qu'à celle déjà existante.

La première partie de cette thèse sera dédiée à la définition des problématiques liées à la détection des RCUHE. Nous présenterons tout d'abord au chapitre 1 l'état des connaissances actuelles sur les RCUHE au regard des résultats expérimentaux récents. L'étude des grandes gerbes atmosphériques engendrées par l'interaction des RCUHE avec un noyau de l'atmosphère étant la clé de voûte de leur détection, elle sera l'objet du chapitre 2. Enfin, nous présenterons l'observatoire Pierre Auger au chapitre 3 où nous détaillerons les deux techniques de détection utilisées dans la détection hybride, ainsi que les différentes méthodes de reconstruction.

La seconde partie de cette thèse sera consacrée quant à elle aux neutrinos UHE. Nous présenterons au chapitre 4 les connaissances actuelles générales sur les neutrinos UHE ainsi que les différentes méthodes de détections utilisés et les résultats obtenus par les expériences actuelles. Les différents canaux de détection des neutrinos UHE à l'observatoire Pierre Auger seront alors présentés au chapitre 5 et les critères de sélection des différentes analyses

y seront définis. Nous présenterons l'étude sur les incertitudes systématiques relatives aux modèles d'interaction à UHE que nous avons effectué durant cette thèse. Nous expliquerons comment nous avons établi l'analyse revisitée sur les neutrinos tau à incidence rasante afin de proposer un traitement cohérent de l'ensemble de ces modèles d'interaction.

Nous présenterons ensuite, dans le chapitre 6, l'étude que nous avons effectuée sur les gerbes électromagnétiques souterraines en régime LPM motivée par la recherche de neutrinos électroniques à incidence rasante. Au regard de nos résultats, la limite sur les flux de neutrinos électroniques publiée par la collaboration HiRes sera discutée. Nous présenterons également la chaîne de simulation de ce canal développée dans le cadre de cette thèse et qui nous a permis de poser une première limite sur les flux diffus de neutrinos électroniques à incidence rasante à l'observatoire Pierre Auger.

Enfin, la dernière partie de cette thèse portera sur l'étude de l'impact de différentes améliorations du détecteur sur la recherche de neutrinos à UHE. Au chapitre 7 nous détaillerons l'implémentation de nouveaux modes de déclenchement dans le code de simulation de l'observatoire pour ensuite présenter l'étude réalisée sur l'impact de ces derniers sur la recherche de neutrinos à ultra-haute énergie. Enfin, après avoir présenté les différentes améliorations du détecteur proposées pour l'extension de la durée de fonctionnement de l'observatoire Pierre Auger au-delà de 2015 nous détaillerons l'étude effectuée dans le cadre de cette thèse sur l'impact d'une électronique rapide sur l'efficacité de déclenchement et de sélection des neutrinos UHE.

Première partie

Contexte Phénoménologique et Expérimental

« Y'a quelque chose d'ironique dans tout ça. Comme si une fois, le Big Magnet s'était dit : "Tiens Pierrot amène-toi, amène-toi qu'on rigole ! Tiens, tu l'vois l'autre taré en bas ? Et ben moi j'ai décidé que pour les 100 prochaines années il avancera les yeux bandés". »
Fauve ≠ – Blizard

1

Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie

1.1 Un bref historique

Le 7 août 1912, il y a à peine plus d'un siècle à la date où sont écrites ces lignes, Victor Hess, concluait une série de 9 vols en ballon jusqu'à une altitude de 5350 mètres. Il observa que les rayonnements ionisant l'atmosphère et causant la décharge de son électroscope s'intensifiaient avec l'altitude. Il conclut que ces rayonnements ionisant étaient d'origine cosmique [1]. Ses mesures sont représentées sur la figure 1.1. Les résultats de Hess furent confirmés par Kolhörster qui mesura le taux d'ionisation jusqu'à une altitude de 9 km. Par la suite, en 1925, Millikan appela ce rayonnement *rayons cosmiques* [2], persuadé que ces derniers étaient des rayons gammas de très haute énergie. La découverte des rayons cosmiques vaudra à Hess le Prix Nobel de physique en 1936.

Cette découverte faisait suite à l'observation de l'ionisation des gaz dans des réservoirs fermés : on se posait alors à l'époque la question de savoir si cette ionisation pouvait être pleinement expliquée par la radioactivité terrestre, des parois du réservoir ou du gaz lui même. Cette question était d'autant plus épineuse que la radioactivité terrestre était mal connue. Afin de quantifier l'importance jouée par les radiations issues de la surface de la terre les vols en ballons furent donc envisagés et conduisirent à la découverte de Victor Hess.

La nature de ces rayonnements restait cependant un mystère. Il fut tout d'abord postulé qu'il s'agissait de rayons gammas avec un pouvoir plus pénétrant que ceux produits par la radioactivité naturelle. Le rayonnement secondaire mesuré à la surface de la terre fut donc assimilé aux électrons secondaires produits par ces rayons gammas par effet Compton [2].

Bothe et Kolhörster montrèrent en 1929 que cette représentation était erronée grâce à ce qui fut sans doute l'une des premières expériences basée sur la méthode de comptage en coïncidence [3]. L'invention de la technique de mesure en coïncidences valu à Bothe le Prix Nobel de physique en 1929. Cette technique fut utilisée par la suite dans de nombreuses

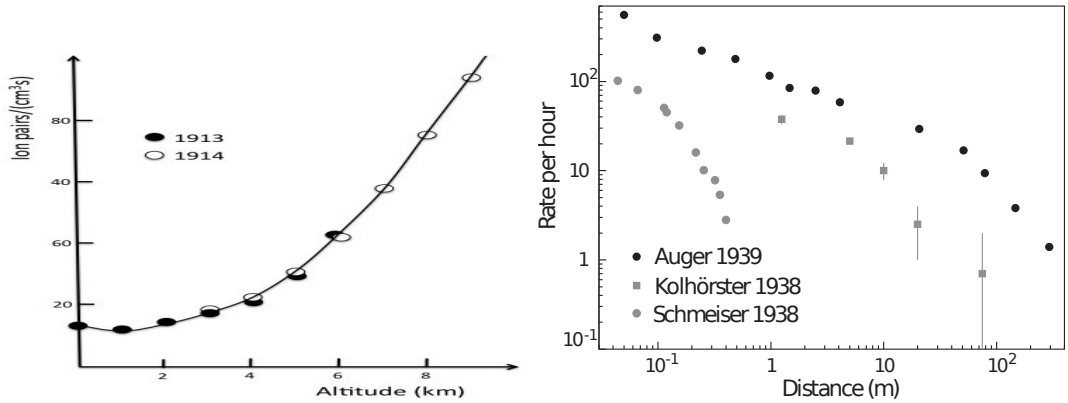


FIGURE 1.1 – (Gauche) Mesures de Hess (1913) et de Kolhörster (1914) (Droite) La découverte des gerbes atmosphériques étendues. Mesures du taux de comptage horaire par Auger, Kolhörster et Schmeiser.

expériences et l'est encore de nos jours. Dans cette expérience, ils placèrent deux compteurs Geiger l'un au-dessus de l'autre et s'aperçurent que même séparés par un matériau fortement absorbant la décharge simultanée des deux détecteurs se produisait très fréquemment. Un gamma ne pouvant déclencher un compteur Geiger que par le biais des électrons secondaires produits par effet Compton, il était peu probable que 2 électrons produits par un gamma déclenchent les 2 compteurs simultanément, ceci nécessitant qu'ils soient produits avec une énergie suffisante pour ne pas être absorbés et/ou avec la direction adéquate. Seules des particules chargées et possédant une énergie suffisante pour ne pas être absorbées (qu'ils estimèrent aux alentours de $10^{10} - 10^{11}$ eV) pouvaient être à l'origine de ces décharges simultanées. L'appellation "rayons cosmiques" proposée par Millikan en référence à ce qu'il pensait être des rayons gammas s'avéra donc impropre mais continue à être employée de nos jours.

Cette première tentative pour cerner la nature de ces rayons cosmiques détectés sur terre fut suivies par de nombreuses autres. De nombreuses particules furent alors découvertes grâce aux rayons cosmiques. Anderson découvrit le positron en 1930 [4] (qui lui valut le prix Nobel en 1936) ainsi que le muon (alors appelé mésotron) en 1936 [5], le tout grâce à des chambres à brouillard munies d'électroaimants permettant de défléchir la trajectoire des particules chargées. S'ensuivit la découverte du pion en 1946 [6], grâce à des émulsions photographiques permettant la détection de particules chargées à grande vitesse, ainsi que celle des kaons (produisant des traces en forme de 'V' en se désintégrant) en 1947 [7], grâce à des chambres à brouillard.

Mais bien avant la découverte du pion et du kaon, dès 1938, la composition des rayons cosmiques au niveau du sol était connue et deux composantes étaient alors identifiées : d'une par les électrons et les positrons, correspondant à une composante dite molle (c'est-à-dire de faible pouvoir pénétrant) et une composante dit dure (de fort pouvoir pénétrant). Pierre Auger s'intéressait alors à la cohérence spatiale et temporelle de ces deux composantes afin de déterminer si l'une d'entre elles est un produit de l'autre.

Ici encore la méthode des compteurs Geiger-Müller en coïncidence fut utilisée [8]. Il en-

registra les coïncidences entre deux groupes de compteurs séparés par des distances comprises entre 200 et 300 m (au niveau du sol) à 3500 m (Jungfrauhoch) et 2900 m (Pic du Midi). Un des deux groupes de détecteurs était constitué de 2 compteurs en coïncidence placés l'un au-dessus de l'autre afin de sélectionner les particules arrivant proche de la verticale. Le second groupe de détecteurs quant à lui comportait soit un seul compteur soit deux compteurs placés horizontalement à plusieurs centimètres l'un de l'autre. Cette configuration lui permit de mesurer la diminution du taux de coïncidences avec l'augmentation de la distance entre les deux groupes de détecteurs et de montrer l'existence de grandes gerbes de particules pouvant s'étendre sur de grandes surfaces.

Il fut montré plus tard qu'en réalité, ce résultat était le fruit d'un heureux hasard, car Auger, Maze et Robley montrèrent par la suite que le taux de coïncidences fortuites entre deux compteurs était bien plus grand que le taux attendu étant donné le temps de résolution du circuit de coïncidence. En réalité, de telles mesures du taux de coïncidences entre des paires de compteurs Geiger avaient déjà été effectuées par Kolhörster [9] (1938, voir la figure 1.1) et Rossi (1934) [10].

Ce qui distingue en réalité le travail d'Auger et son groupe n'est pas tant le fait d'avoir séparé leurs détecteurs jusqu'à une distance de 300 m mais bien l'interprétation de leurs résultats où ils estiment l'énergie des primaires initiant de telles gerbes comme étant aux alentours de 10^{15} eV. Auger comprit les implications de telles énergies et conclut son article par cette remarque [8] :

> Une des conséquences de l'extension du spectre en énergie des rayons cosmiques jusqu'à 10^{15} eV est qu'il est pour le moment impossible d'imaginer un seul processus capable de donner à une particule une telle énergie. Il semble bien plus probable que les particules chargées qui constituent la radiation cosmique primaire acquièrent leur énergie le long de champs électriques de très grande extension.

Depuis la découverte par Auger des grandes gerbes atmosphériques, nous savons maintenant que le spectre en énergie des rayons cosmiques s'étend jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{20} eV et l'identification des mécanismes pour accélérer des particules à de telles énergies reste un immense défi.

A partir des années 50, la technologie des accélérateurs de particules se développa au point d'atteindre en laboratoire des énergies comparables à celles qui n'étaient précédemment accessibles que par l'étude des rayons cosmiques. L'étude des interactions à l'échelle subatomique et la recherche de nouvelles particules devint le domaine à part entière de la physique des particules sur accélérateur et toutes les découvertes de nouvelles particules jusqu'à nos jours (hormis le neutrino électronique !) se firent avec ces derniers.

La physique des rayons cosmiques n'en demeura pas moins un domaine où de nombreuses questions cruciales restaient sans réponses, telles que leur composition, leur origine, leur spectre en énergie, leurs mécanismes de production et de propagation, etc. Depuis la découverte des rayons cosmiques par Hess et des grandes gerbes atmosphériques par Auger de nombreuses expériences se sont succédées afin de répondre à ces questions et nous nous attacherons à décrire l'état actuel des connaissances sur les rayons cosmiques dans les sections qui suivent, en nous concentrant essentiellement sur les rayons cosmiques d'ultra-

haute énergie.

1.2 Spectre en énergie des rayons cosmiques

Le spectre du rayonnement cosmique possède la propriété remarquable de s'étendre sur 32 ordres de grandeur en flux et 12 ordres de grandeur en énergie, avec une régularité exceptionnelle (dont peu de phénomènes physiques peuvent se targuer) avec un comportement en loi de puissance ($dN/dE \propto E^{-\alpha}$). La désormais célèbre figure 1.2 constitue une compilation de l'ensemble des données disponibles sur le spectre du rayonnement cosmique. Bien que d'une extrême régularité, le spectre en énergie subit néanmoins de légers infléchissements : aux alentours de 10^{15} eV, où l'indice spectral α passe de 2.7 à $\sim$ 3.0, le *genou* ; puis vers $3 \cdot 10^{18}$, la *cheville* où le spectre se durcit, de nouveau avec un indice spectral de 2.7.

On distingue usuellement différentes régions dans ce spectre :

— Au-delà du GeV et jusqu'à 10^{15} eV se situe le domaine en énergie des sources galactiques individuelles. On peut expliquer l'indice spectral de 2.7 de ce domaine en énergie en faisant appel notamment à l'accélération de Fermi du premier ordre par les *restes de supernovae* et à la diffusion dans la galaxie.

— A $\sim 10^{15}$ eV on trouve le *genou*. Cette brisure peut être interprétée comme la signature de l'énergie maximale d'accélération par les restes de supernovae. L'énergie maximale d'accélération d'un reste de supernovae est $E_{\text{max}} \sim 10^{14}$ eV. Si l'on suppose que l'énergie maximale d'accélération des rayons cosmiques dans les restes de supernovae est proportionnelle à leur charge, on peut expliquer le genou comme étant une superposition de coupures en énergie successives allant des noyaux les plus légers aux plus lourds, c'est-à-dire, pour un noyau donné : $E_{\text{genou}}({}^{A}_{z}X) = Z \times E(\text{proton}_{\text{genou}})$. Une telle explication nécessite cependant un ajustement fin des flux des différents noyaux.

— A $\sim 10^{17}$ eV se situe le *second genou*. Ce dernier, observé récemment [11], peut être interprété comme étant la fin de l'accélération des noyaux de fer par les restes de supernovae.

— A 10^{18} eV apparaît la cheville. Cette dernière ne nécessite pas pour être expliquée, d'ajustement fin des différentes inflexions du spectre pour chacun des noyaux comme c'est le cas du genou. En effet, on peut expliquer cette transition par le passage d'une composante à une autre ayant chacune un indice spectral différent. On associe communément cette transition entre deux composantes à la transition entre les rayons cosmiques d'origine galactique à ceux d'origine extragalactique. Bien qu'il existe de multiples candidats, la question de la nature des objets astrophysiques susceptibles d'accélérer des particules au-delà de la cheville reste un mystère.

— Enfin, à partir de 3×10^{19} eV on observe une suppression de flux correspondant à la fin du spectre en énergie des rayons cosmiques qui peut être expliquée soit par une énergie maximale des sources soit par une suppression par interaction des rayons cosmiques avec le fond diffus cosmologique. On parlera plus en détail des origines et conséquences d'une telle coupure à la section 1.3.2.

Dans ce qui suivra, on s'intéressera essentiellement au domaine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, c'est-à-dire au-delà de 10^{17} eV.

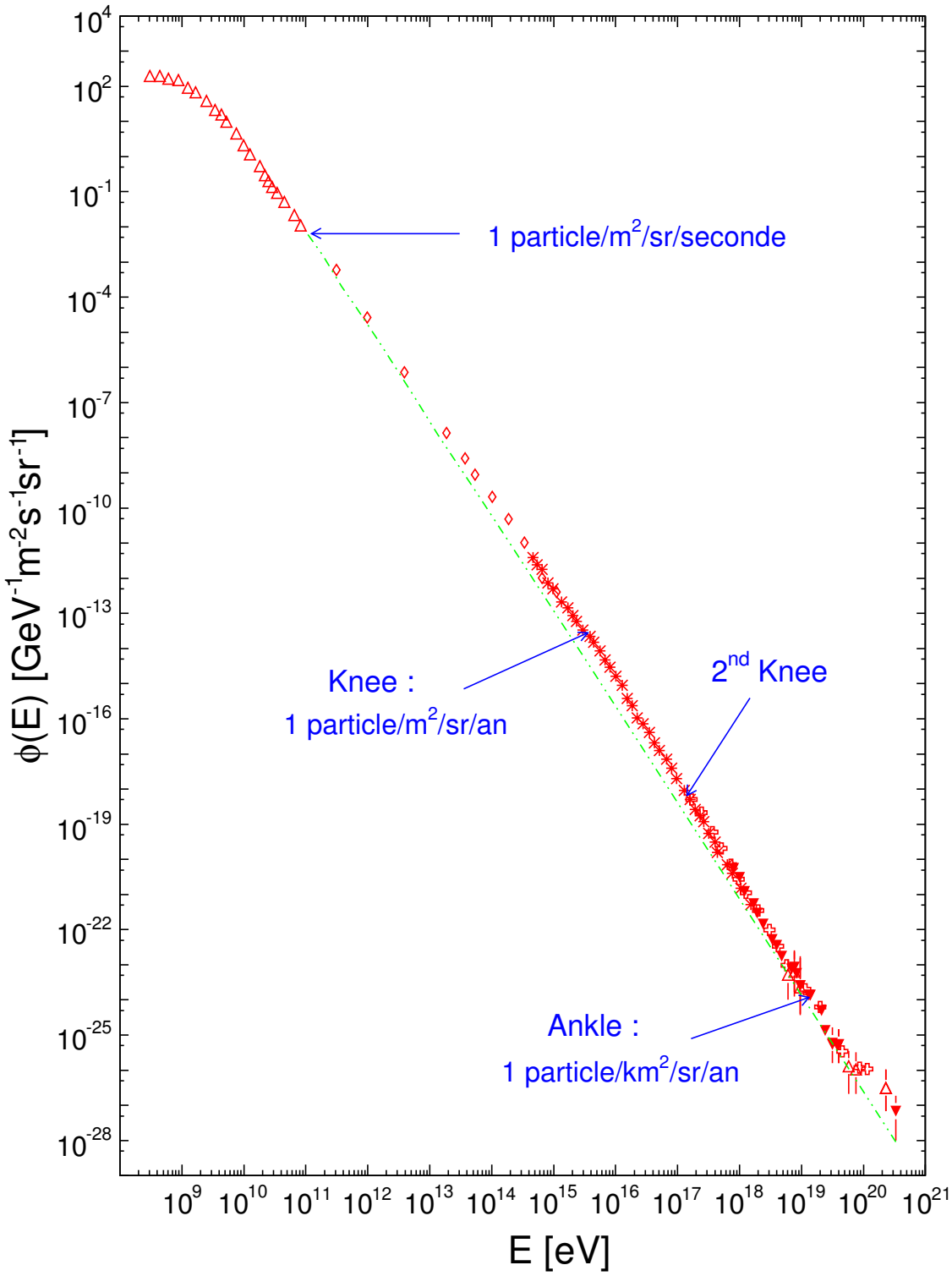


FIGURE 1.2 – Spectre en énergie des rayons cosmiques. Compilation des différentes mesures du spectre en énergie. La ligne en pointillés représente une loi de puissance en E^{-3} à titre de comparaison. Les positions approximatives de la cheville est des genoux sont indiquées. (Figure compilée par S. Swordy)

On s'aperçoit d'ores et déjà, à la vue d'un tel spectre, qu'au-delà de $\sim 10^{14}$ eV, les flux deviennent si faibles qu'il devient particulièrement difficile d'étudier les rayons cosmiques à ces énergies par le biais d'expériences embarquées en ballon ou en satellite. En effet de telles expériences ne peuvent atteindre des surfaces effectives suffisantes pour espérer intercepter un nombre suffisant de particules. Privé de la possibilité de détecter directement le rayonnement cosmique primaire à ultra-haute énergie, il nous faut alors nous tourner vers la détection des particules secondaires produites au sein des gerbes atmosphériques par le biais de réseaux de détecteurs au sol. Ceux ci doivent couvrir de grandes superficies afin de pallier la faiblesse du flux. Ce mode de détection nécessite une bonne connaissance des phénomènes entrant en jeu dans le développement des grandes gerbes atmosphériques et de leurs observables, ce dont nous parlerons en détail au chapitre 2. On s'intéressera plus en détail aux mesures actuelles du spectre à UHE en section 1.4.1.

1.3 Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie

Consacrons-nous maintenant au domaine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, c'est-à-dire au-delà de 10^{17} eV. Nous nous intéresserons tout d'abord à la phénoménologie de l'accélération et de la propagation des RCUHE pour ensuite exposer les connaissances actuelles au sujet de ces derniers.

1.3.1 Production

Nous nous intéresserons ici aux différents mécanismes de production du rayonnement cosmique à ultra-haute énergie pour ensuite étudier les sources astrophysiques candidates à l'accélération des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

Il est possible de produire des particules à UHE par deux grandes classes de processus : les processus dits *"top-down"* et les processus dits *"bottom-up"*.

Les mécanismes de type bottom-up

Les mécanismes bottom-up consistent en l'accélération de particules déjà existantes par un apport d'énergie extérieur au sein des sites astrophysiques. On peut distinguer deux mécanismes principaux et distincts capables d'accélérer des particules dans de tels sites. D'une part, les mécanismes d'accélération diffusive par onde de choc, basés sur le mécanisme d'accélération de Fermi [12]. D'autre part les mécanismes d'accélération par le biais de champs électriques très fort induit par la rotation rapide d'objets compacts [13, 14]. Cette seconde classe de mécanismes n'est actuellement pas favorisée en raison, notamment, des pertes synchrotrons importantes subies par les particules au cours du processus d'accélération. De plus, le spectre en énergie engendré par de tels mécanismes n'est pas un spectre en loi de puissance comme c'est le cas du spectre des rayons cosmiques. On s'intéressera donc ici plus particulièrement à l'accélération diffusive et aux mécanismes de Fermi, sans se livrer à une revue exhaustive des subtilités propres à chaque situation astrophysique.

Le principe d'accélération diffusive est le suivant : une particule chargée rencontre un nuage magnétisé (ou plus généralement une perturbation magnétique) avec un angle d'in-

cidence θ par rapport à la direction de la perturbation. Si on se place dans le référentiel R' de la perturbation, la particule est défléchie en conservant la norme de sa quantité de mouvement. Si on s'intéresse alors à l'énergie gagnée dans le référentiel d'un observateur immobile par rapport à la perturbation, la transformation de Lorentz nous donne pour l'énergie cinétique initiale E_i et finale E_f, avant et après la déflection :

$$\begin{aligned} E_i &= \gamma E'_i(1-\beta\cos\theta_1) \\ E_f &= \gamma E'_f(1-\beta\cos\theta_2) \end{aligned} \tag{1.1}$$

On a donc, dans le cas d'un nuage de plasma non relativiste, un gain :

$$\Delta E = \frac{1-\beta\cos\theta_1+\beta\cos\theta_2-\beta^2\cos\theta_1\cos\theta_2}{1-\beta^2}-1 \tag{1.2}$$

où $\beta = V/c$ avec V la vitesse du nuage dans le repère du laboratoire. θ_1 et θ_2 sont les angles respectivement d'entrée et de sortie du nuage relatifs à la direction de ce dernier. La particule est donc accélérée si son angle d'incidence est inférieur à 90°. A partir de ces considérations on peut distinguer deux catégories de mécanismes d'accélération de Fermi :

— **L'accélération de Fermi du second ordre :** Il s'agit ici de l'idée originale de Fermi. Dans ce cas de figure on considère la diffusion d'une particule à travers un nuage de plasma se déplaçant à une vitesse V tel que présenté précédemment. Si l'on se réfère à l'équation 1.1, on voit bien qu'en cas de collision frontale il y a gain d'énergie et en cas de collision arrière une perte d'énergie. Comme le nuage de plasma se déplace, on a un gain systématique d'énergie dû au fait que les collisions frontales sont plus fréquentes que les collisions arrières. Si l'on moyenne l'expression 1.2 sur les deux angles on a alors un gain en énergie moyen tel que :

$$\frac{\langle\Delta E\rangle}{E} = \frac{4\beta^2}{3(1-\beta^2)} \simeq \frac{4}{3}\beta^2 \tag{1.3}$$

Nous avons donc un gain en énergie du second ordre en β et négligeable au premier ordre, c'est pourquoi on qualifie cette accélération de processus du second ordre.

— **L'accélération de Fermi du premier ordre :** Il s'agit ici d'une modification de l'idée originelle de Fermi. La particule subit dans ce cas de figure des diffusions par des inhomogénéités magnétiques situées de part et d'autres d'un front d'onde de choc au sein d'un plasma. Ici la particule est accélérée par des allers-retours à travers le front du choc. Lors d'un aller-retour, le gain en énergie est toujours tel que donné dans l'équation 1.2. La différence avec l'accélération de Fermi du second ordre réside dans les valeurs prises par les angles θ_1 et θ_2. Si l'on moyenne sur ces angles, on obtient un gain d'énergie tel que :

$$\frac{\langle\Delta E\rangle}{E} = \frac{1+\beta+1/3\beta^2}{1-\beta^2}-1 \simeq \frac{4}{3}\beta \tag{1.4}$$

et on a ici un gain en énergie du premier ordre en β, d'où le nom d'accélération du *premier* ordre.

Dans le cas de l'idée originale de Fermi, c'est-à-dire de l'accélération du second ordre, il existe cependant certaines difficultés. En effet, l'accélération étant peu efficace car évoluant en β^2, le temps caractéristique d'accélération est relativement important et des centres diffuseurs relativistes sont nécessaires. Par exemple dans le cas de centres diffuseurs d'une densité d'environ 1 cm^{-3} et dans un champ magnétique de l'ordre 1 μT, le temps caractéristique d'accélération ($\sim 10^8$ ans) est trop long pour accélérer des particules à haute énergie en regard du temps caractéristique d'échappement des rayons cosmiques ($\sim 10^7$ ans dans ce cas) ainsi qu'au temps caractéristique de perte d'énergie par ionisation. Enfin, un tel mécanisme d'accélération implique que l'indice spectral de la loi de puissance obtenue est dépendant des caractéristiques du nuage de plasma.

L'accélération de Fermi du premier ordre quant à elle constitue un modèle plus crédible de l'accélération des rayons cosmiques. En effet, si l'on considère un taux d'échappement des particules proportionnel à l'énergie, on obtient naturellement un spectre en loi de puissance dont l'indice spectral est compatible avec les observations expérimentales. De plus, les temps caractéristiques d'accélération dans le cas de l'accélération de Fermi du premier ordre sont quant à eux bien moindres ($\sim 10^4$ ans) que le temps caractéristique d'échappement, rendant l'accélération de Fermi du premier ordre bien plus efficace. On notera que ce mécanisme a été initialement proposé dans le cadre de l'hypothèse de l'accélération des rayons cosmiques à UHE par les restes de supernovae. Cependant, nous verrons dans la partie qui suit (1.3.1) qu'il est difficile d'accélérer des rayons cosmiques aux énergies extrêmes du spectre avec les restes de supernovae et qu'il est nécessaire de faire appel à d'autres classes d'objets astrophysiques.

Enfin, au-delà de ces modèles, où l'on considère simplement une particule test, il existe des extensions plus sophistiquées des mécanismes présentés précédemment. En effet, nous n'avons pas pris en compte ici l'effet de la contre réaction des rayons cosmiques sur le choc qui entraîne des effets non linéaires, traités dans [15]. Nous n'avons également pas traité le cas d'un choc ou d'un nuage de plasma relativiste qui sont traités notamment dans [16].

Les mécanismes de type top-down

Les mécanismes top-down consistent en la production de particules à UHE par l'intermédiaire d'une particule suffisamment massive pour transférer une fraction importante d'énergie à des particules secondaires. On peut séparer ces modèles en deux grandes classes : ceux faisant intervenir des défauts topologiques et ceux faisant intervenir la matière noire [17]. Ces modèles ont la particularité de prédire des spectres d'injection ainsi qu'une composition très différente des modèles classiques. Quelle que soit la particule super-massive considérée, cette dernière se fragmente majoritairement en mésons et leptons et plus minoritairement en baryons (comme tout processus d'hadronisation). Cette présence majoritaire de mésons entraîne la production de flux importants de neutrinos et de photons secondaires à UHE supérieurs au flux de nucléons secondaires. Ces modèles sont aujourd'hui largement défavorisés par les limites établies par l'observatoire Pierre Auger sur les flux de photons et de neutrinos d'ultra haute énergie [18, 19].

Sources candidates : le critère de Hillas

Bien que l'origine des rayons cosmiques reste un mystère, on peut définir de façon relativement simple un critère permettant de sélectionner les candidats potentiels à la production de RCUHE : le *critère de Hillas* [20].

Le raisonnement est le suivant : on suppose qu'une particule est accélérée tant qu'elle est confinée dans la source, c'est-à-dire tant que son rayon de Larmor $r_L = E/qBc$ (en régime relativiste) est inférieur à la taille L de la source. Ce raisonnement nous conduit à :

$$E_{\max} = qBcR \simeq 9.3 \times 10^{20}\ \text{eV} \times ZB_{\mu G}L_{\text{Mpc}}, \tag{1.5}$$

où Z est la charge du noyau, B le champ magnétique au sein de la source et L la taille de la source.

Ce critère est la condition nécessaire mais *non suffisante* qu'un objet astrophysique doit remplir pour être considéré comme un candidat potentiel à la source des RCUHE. On voit clairement que plus l'objet est de petite taille plus il devra posséder un champ magnétique important pour être considéré comme un candidat. Sur la figure 1.3 est représenté le fameux *diagramme de Hillas* [20] où sont tracées les limites inférieures sur les combinaisons (B, L) nécessaires pour accélérer un noyau Z à une énergie E.

Grâce à ce diagramme on peut se faire une bonne idée des sources potentielles de RCUHE. Parmi ces candidats possibles, on peut relever notamment les noyaux actifs de galaxies (NAG), les étoiles à neutron, ou encore les sursauts gammas (GRB). On voit également qu'il est d'autant plus facile de trouver des candidats à l'accélération des RCUHE que l'on considère des noyaux lourds (comme le fer). On s'aperçoit également que des conditions relativement exceptionnelles doivent être réunies pour accélérer des protons jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{20} eV. Ceci est d'autant plus vrai que le critère de Hillas n'est que le critère minimal à remplir pour une source potentielle.

On peut raffiner ce critère en prenant en considération la durée de vie des sources. En effet, le critère de Hillas ne prend pas en compte le temps nécessaire pour accélérer une particule à une énergie donnée. Le temps caractéristique d'accélération t_{acc} ne doit pas dépasser la durée de vie de l'objet considéré. Ce temps caractéristique doit être également inférieur au temps caractéristique de perte d'énergie au sein de la source t_{loss} (dépendant de la nature de la source) ainsi qu'au temps caractéristique d'échappement de la source t_{esc} (dépendant du champ magnétique de la source) : $t_{\text{acc}} < t_{\text{loss}}, t_{\text{esc}}$. L'application de ces critères nécessite une étude objet par objet (contrairement au critère de Hillas qui est plus général).

Quelle que soit la source considérée, reste le problème de la propagation des RCUHE jusqu'au voisinage de la Terre que l'on traitera dans la section suivante.

1.3.2 Propagation

Les RCUHE sont soumis à différents types de processus durant leur propagation dans l'univers. D'une part, ils sont susceptibles d'interagir avec les champs magnétiques cosmiques (CMF) et galactiques (GMF), ce qui aura pour effet de les défléchir mais n'affectera ni leur énergie, ni leur composition. D'autre part, ils sont susceptibles d'interagir avec les fonds de radiations micro-onde (CMB), infrarouge (CIB) et optiques (COB). Ces processus

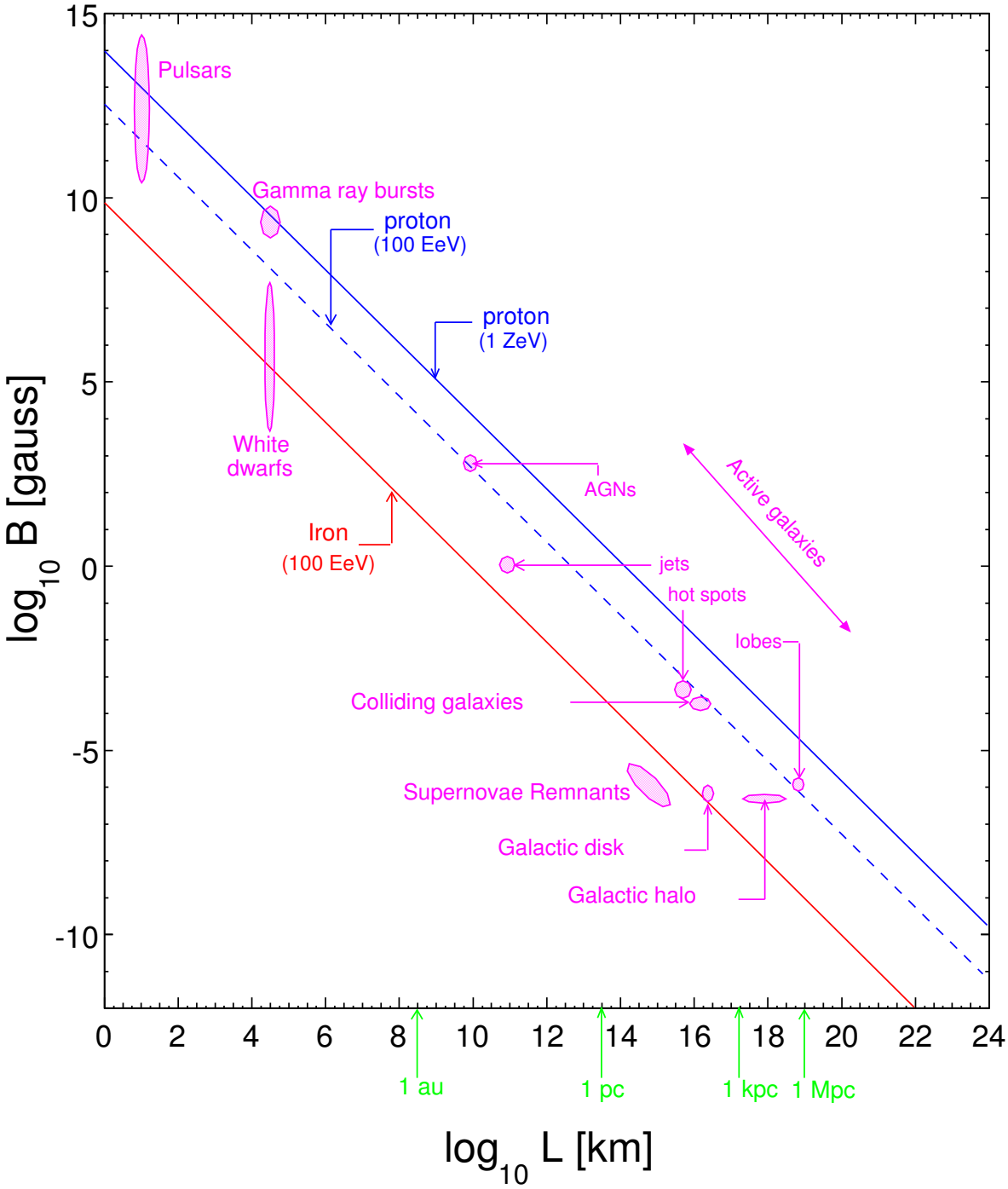


FIGURE 1.3 – Diagramme de Hillas représentant les sources astrophysiques potentielles de RCUHE. Les ellipses correspondent à l'incertitude sur les tailles des sources ainsi que leur champ magnétique. La ligne bleue représente la limite au-delà de laquelle les protons peuvent être confinés et accélérés jusqu'à une énergie de 10^{21} eV. La ligne bleue pointillée représente quant à elle la limite au-delà de laquelle des protons peuvent être confinés et accélérés jusqu'à une énergie de 10^{20} eV. La ligne rouge correspond à la limite au-delà de laquelle des noyaux de fer peuvent être accélérés jusqu'à 10^{21} eV.

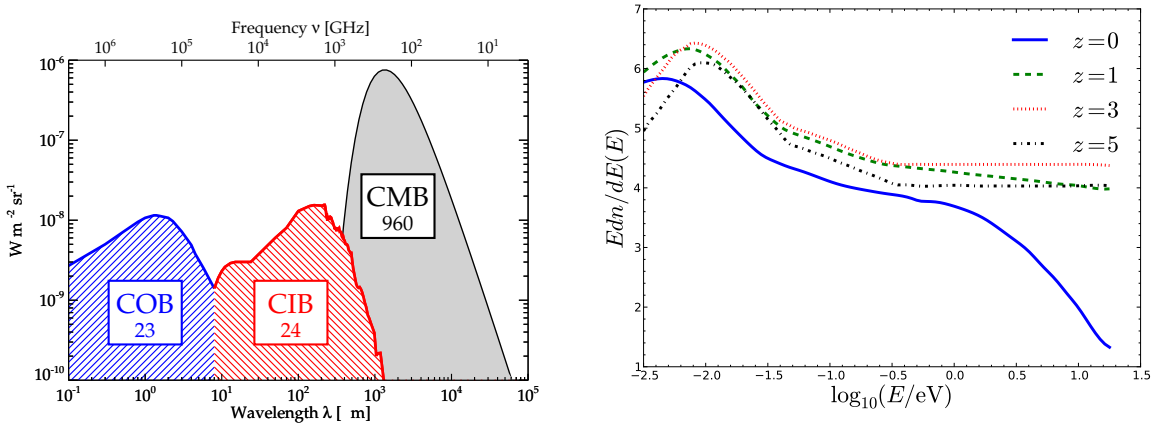


FIGURE 1.4 – (Gauche) Distribution du spectre en énergie schématique des fonds de photons les plus importants (par intensité) dans l'univers ainsi que leur luminosité approximative en nW m^{-2}sr^{-2}. De droite à gauche : le fond diffus micro-onde (CMB), le fond diffus infrarouge (CIB) et le fond diffus optique (COB) [21]. **(Droite) Distribution en énergie du fond de photon infrarouge (CIB) à différents décalages vers le rouge z.**

vont donc déformer le spectre des rayons cosmiques à la source et donner naissance à un *spectre propagé*.

Fonds diffus

Dans le cas de l'étude des pertes d'énergie des RCUHE dans le milieu extragalactique, seuls les fonds de photons sont pertinents. Ces fonds de photons sont constitués d'une part des photons du fond diffus cosmologique (CMB), qui représentent le fond de photon le plus dense, mais également des fonds infrarouge, optique et ultraviolet.

Au-delà des pertes adiabatiques dues à l'expansion de l'univers, les protons d'ultra-haute énergie subissent essentiellement des pertes d'énergies par production de paires (dont l'énergie seuil dans le cas des photons du CMB est de $10^{19.6}$ eV), ainsi que la production de pions qui est extrêmement efficace au-delà de $\sim 7 \times 10^{19}$ eV.

En effet, très tôt après la découverte du fond diffus cosmologique (CMB) par Penzias et Wilson [22], Greisen [23] et indépendamment Zatsepin et Kusmin [24] estimèrent l'opacité de l'univers aux protons du rayonnement cosmique au-delà de 10^{20} eV résultante du mécanisme de production de pions et prédirent l'existence de la *coupure GZK*. Par la suite, Hillas [25], puis Blumenthal [26] étudièrent l'effet possible de la production de paires sur les protons extragalactiques au-delà de 10^{18} eV . Berezinski et Zatsepin montrèrent alors la présence d'un flux secondaire de neutrinos *cosmogéniques* comme conséquence de la désintégration des pions chargés produits par photoproduction [27]. Strong, Wolfendale et Wodwczyk [28] firent de même dans le cas des gammas secondaires.

Les mécanismes de photoproduction de pions et de production de paires susmentionnés

sont les suivants :

$$\begin{aligned} p + \gamma_{2.7K} &\rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow n + \pi^+ \\ p + \gamma_{2.7K} &\rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow p + \pi^0 \\ p + \gamma_{2.7K} &\rightarrow p + e^+ + e^- \end{aligned} \tag{1.6}$$

Et pour ce qui est de la production de neutrinos cosmogéniques qui nous intéresseront plus particulièrement par la suite :

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

On notera que la désintégration de pion chargé donne naissance à deux neutrinos muoniques pour un neutrino électronique. Le libre parcours moyen des protons en présence de ces différents processus est représenté sur la figure 1.5.

La prédiction d'une coupure GZK ne s'applique pas qu'aux protons mais inclue également les noyaux complexes. En effet les interactions par résonance dipolaire géante (GDR) des noyaux étaient mentionnées explicitement dans les études originelles de Greisen [23], Zatsepin et Kusmin [24] . Cependant les interactions subies par les noyaux avec les fonds de photons sont différentes du cas des protons. Dans le cas de noyaux et contrairement au cas du proton on se doit de distinguer deux types de processus de pertes d'énergies : les pertes d'énergies produisant une réduction de l'énergie du noyau mais conservant son intégrité (production de paire et pertes d'énergies adiabatiques dues à l'expansion de l'univers) et les pertes d'énergies produites par la photo-désintégration du noyau. Pour ce qui est des noyaux lourds de numéro atomique A, les processus de photo-désintégration et de production de paires sont les suivants :

$$\begin{aligned} A + \gamma_{2.7K} &\rightarrow (A-1) + N \\ &\rightarrow (A-2) + 2N \\ &\rightarrow A + e^+ + e^- \end{aligned} \tag{1.7}$$

où N est un nucléon (proton ou neutron). Le libre parcours moyen d'un noyau de fer en présence de ces processus est représenté sur la figure 1.5.

Les densités des différents fonds de photons pour différents décalages vers le rouge sont représentées sur la figure 1.4. Les libres parcours moyens des protons et noyaux relatifs aux différents fonds sont représentés sur la figure 1.5. Nous évoquerons plus en détails au chapitre 4 la production de neutrinos découlant de tels processus.

Ces prédictions, comme l'ont montré Greisen, Zatsepin et Kuzmin, ont une conséquence importante : l'univers est opaque aux RCUHE. Le libre parcours moyen des protons, pour des énergies supérieures est représenté sur la figure 1.5, où l'on peut constater un libre parcours moyen de l'ordre de 50 Mpc. Au-delà de cette distance on s'attend à ce que l'essentiel des flux soient supprimés : c'est l'*horizon GZK*. On qualifie alors de *sphère GZK* la sphère dont le centre est la Terre et le rayon égal au parcours moyen du proton en présence des fonds de photons. Les sources potentielles de RCUHE sont donc des sources à l'intérieur de cette sphère GZK dont le rayon dépend de l'énergie du primaire d'une part et de sa composition d'autre part. On s'attend donc naturellement à observer une suppression du flux de rayons

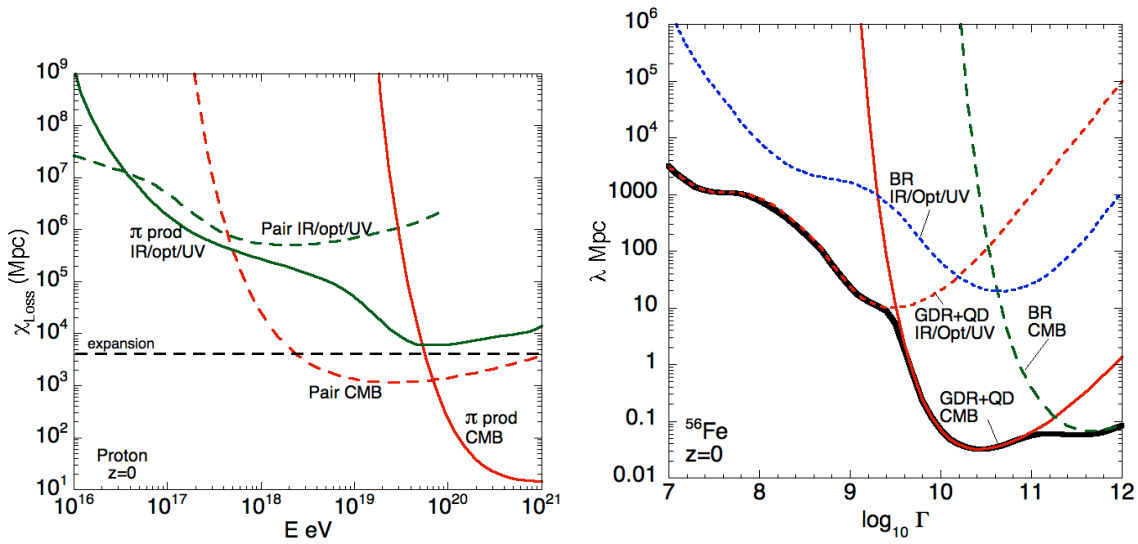


FIGURE 1.5 – (Gauche) Libre parcours moyen en fonction de l'énergie des protons. La contribution des différents processus de perte d'énergie est représentée : expansion adiabatique (ligne noire tiretée), production de paires (sur le CMB, ligne rouge pointillée et sur les fonds IR, optique et UV en vert pointillé) et production de pion (sur les fonds IR, optiques et UV, ligne verte pleine et sur le CMB, ligne rouge pleine). (Droite) **Libre parcours moyen en fonction du facteur de Lorentz des noyaux de fer** pour les différents processus de photo-dissociation et interactions avec le CMB ainsi que les fonds IR/Opt/UV pour un décalage vers le rouge $z = 0$. Contribution totale (ligne noire), contribution de la résonance dipolaire géante et des résonances de quasi-deutéron (QD) sur les fonds IR, optique et UV (ligne rouge tiretée) et le CMB (ligne rouge pleine), contribution de la résonance baryonique (BR) sur les fonds IR, optique et UV (ligne bleue tiretée) et sur le CMB (ligne verte tiretée). Pour plus d'informations voir la référence [29].

cosmiques que l'on appelle *coupure GZK*, la position de cette suppression étant dépendante de la composition du rayonnement cosmique.

La question de savoir si la suppression observée du spectre des rayons cosmiques à ultra-haute énergie correspond à la coupure GZK et par conséquent à un phénomène de propagation reste cependant entière. En effet, il n'est pas exclu que la suppression observée soit simplement une manifestation de l'énergie maximale atteignable par les sources astrophysiques. L'hypothèse d'un scénario hybride entre coupure GZK et énergie maximale des sources n'est également pas à exclure.

Les RCUHE que nous observons sur Terre n'étant produits que dans des sources relativement proches (c'est-à-dire au sein de la sphère GZK), ils ne peuvent pas être des messagers astrophysiques à des échelles cosmologiques.

Champs magnétiques

Les champs magnétiques cosmiques sont un acteur important dans la propagation des rayons cosmiques extra-galactiques. Bien que notre compréhension du champ magnétique

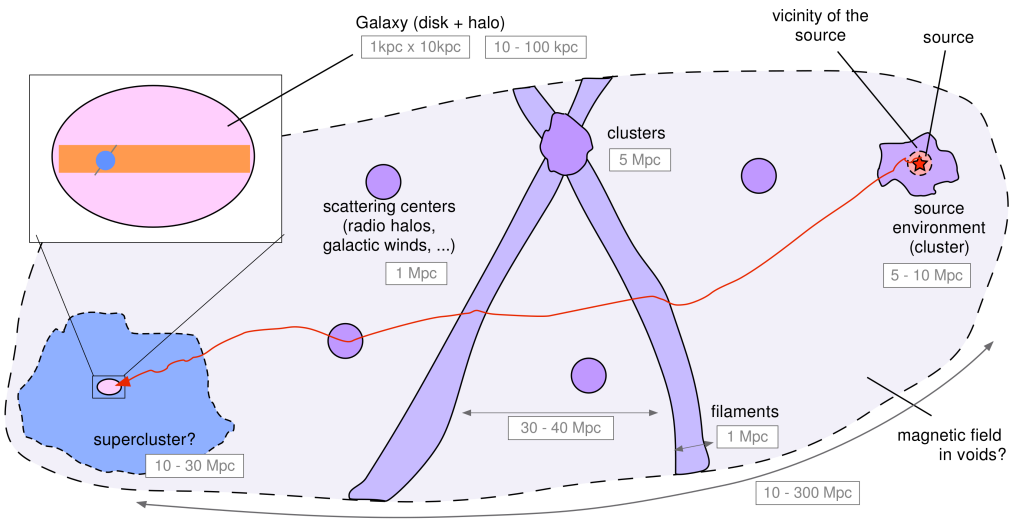


FIGURE 1.6 – Représentation schématique des régions magnétisées intervenant dans la propagation des RCUHE [30]. Les échelles de longueurs approximatives sont indiquées en gris.

galactique ait connue des progrès importants [29, 31], les champs magnétiques extra-galactiques quant à eux restent très mal connus [29]. Il n'est pas exclu que les champs magnétiques extra-galactiques atteignent une intensité de plusieurs nG. Dans le cas où les champs magnétiques galactiques ne sont pas négligeables ils peuvent influencer le spectre en énergie des rayons cosmiques en supprimant le flux des sources astrophysiques dont la sphère de confinement ne nous atteint pas. En effet, suivant certains scénarios [29] de distribution des sources ainsi que des longueurs de cohérence et de turbulence du champ magnétique extragalactique mises en jeu, les particules émises par ces sources peuvent ne jamais atteindre la Terre : c'est ce que l'on appelle l'horizon magnétique. La distance à parcourir pour atteindre la Terre est supérieure aux longueurs caractéristiques des différents processus de perte d'énergie. Un tel horizon a pour effet une réduction du flux de rayons cosmiques de faible rigidité et donc de modifier le spectre à basse énergie contrairement à l'effet GZK qui entraîne une réduction du spectre aux plus hautes énergies.

En ce qui concerne les champs magnétiques galactiques (GMF), ces derniers vont essentiellement avoir un impact sur l'anisotropie des directions d'arrivées des rayons cosmiques sur Terre. En effet, comme étudié notamment dans [31], l'effet de la propagation des RCUHE à travers le champ magnétique galactique conduit à une déflection δ pour des particules de charge Ze et d'énergie E ne devrait pas excéder :

$$\delta = 10^{\circ} Z \frac{40 \text{ EeV}}{E}. \tag{1.8}$$

Par conséquent, les flux des protons ainsi que des noyaux lourds peuvent apparaître dispersés autour de leurs sources ou globalement translatés dans le ciel avec une faible dispersion. La distorsion de l'image de la source sera d'autant plus grande que le noyau est lourd (donc chargé), comme on peut le comprendre d'après l'équation 1.8 [32]. Enfin, le champ magnétique galactique n'est pas uniforme, la déflection angulaire sera donc dépendante de

la direction considérée. Nous avons représenté schématiquement à titre illustratif sur la figure 1.6 les différentes régions magnétisées intervenant dans la propagation des RCUHE.

1.4 Résultats récents

Après nous être intéressés aux différents aspects phénoménologiques de la physique des RCUHE, on se penchera dans les sections qui suivent sur les résultats récents sur leur spectre en énergie, leur composition ainsi que leurs anisotropies.

1.4.1 Spectre à UHE

Nous avons présenté le spectre en énergie des rayons cosmiques toutes énergies confondue en Section 1.2. Nous nous intéresserons ici aux mesures récentes du spectre en énergie des RCUHE, c'est-à-dire au-delà de 10^{17} eV. Le spectre des RCUHE fut l'objet de controverses, et particulièrement au-delà de 10^{19}eV. En effet, avant la construction de l'observatoire Pierre Auger, deux expériences, utilisant des techniques différentes, observaient des flux contradictoires. Il s'agissait de l'expérience AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) [33] et de l'expérience HiRes (High Resolution Fly's Eye) [34]. AGASA consistait en un réseau de scintillateurs au sol, tandis que HiRes utilisait des télescopes de fluorescence. Chacune des expériences n'ayant collectée qu'un nombre relativement limité d'évènements. AGASA mesura une continuité du flux au-delà de 5×10^{19}eV tandis que HiRes observait une brisure du flux à cette même énergie.

Grâce à une très bonne résolution en énergie et une surface de collection bien définie, les données de l'observatoire Pierre Auger ont permis de confirmer la présence d'une suppression du flux au-dessus de $\sim 4 \times 10^{19}$ eV [35] et de mettre fin à cette controverse. Le spectre en énergie le plus récent mesuré par l'observatoire Pierre Auger [36] est représenté sur la figure 1.7. Il recouvre les énergies supérieures à 10^{18} eV et a été obtenu au-delà de 3×10^{18} eV grâce aux données du détecteur de surface de l'observatoire jusqu'en décembre 2012 avec une exposition cumulée de plus de 39 000 km^2 et en deçà de 3×10^{18} eV jusqu'à 10^{18} eV grâce aux détecteurs de fluorescence, dont le seuil est plus faible, utilisés conjointement avec le détecteur de surface (technique hybride).

Le spectre en énergie tel qu'observé par l'observatoire Pierre Auger possède certaines particularités qui méritent d'être mentionnées. En effet la cheville correspond à une transition plus brutale qu'observée par le passé par des expériences de moindres résolutions ou n'observant pas cette gamme d'énergie avec les mêmes instruments. En ajustant le spectre obtenu par de simples lois de puissance on peut déterminer précisément la position de la cheville d'une part et de la rupture de pente d'autre part. Pour ce qui est de la cheville, elle se situe à $\log_{10}(E/\mathrm{eV})) = 18.72 \pm 0.01 \pm 0.02$. La rupture de pente quant à elle se situe à $\log_{10}(E/\mathrm{eV})) = 19.63 \pm 0.01 \pm 0.01$. Les indices γ des différentes lois de puissances ajustant le spectre et définis comme $dN/dE \propto E^{-\gamma}$ sont : $\gamma = 3.23 \pm 0.002 \pm 0.07$ en dessous de la cheville, $\gamma = 2.63 \pm 0.0 \pm 0.04$ entre la cheville et la rupture de pente et $\gamma = 4.2 \pm 0.1$ au-delà de la coupure. A partir de ces valeurs, l'hypothèse d'un spectre continu au-delà de la rupture est exclue avec une significance de 20 σ. Il apparaît donc clairement que nous sommes

en présence d'une suppression indiscutable du flux de rayons cosmiques au-delà de 10^{19} eV.

Cette confirmation d'une suppression du flux est un résultat majeur de l'observatoire Pierre Auger, mais ne permet pas de trancher au sujet de la cause de cette rupture de pente (*i.e.* énergie maximale des sources ou "coupure" GZK). Différentes observables sont en mesure de lever l'ambiguïté quant à son origine. D'une part la composition qui, dans le cas d'un alourdissement aux énergies extrêmes peut être un indicateur quant à l'énergie maximale des sources et expliquer la nature de la suppression par une transition naturelle des noyaux légers vers les noyaux plus lourds. D'autre part, les flux de photons et de neutrinos peuvent apporter des réponses : si nous sommes en présence d'une coupure GZK on s'attend à un flux de photons et de neutrinos secondaires à ultra-haute énergie "garanti" comme on l'a montré en section 1.3.2. Or, comme on l'a vu précédemment, l'amplitude de ces flux est fortement dépendante de la composition : si les RCUHE sont essentiellement des protons, alors les flux de neutrinos et de photons cosmogéniques commencent à être accessibles à la sensibilité des expériences actuelles (présentées au chapitre 4). Il est par conséquent possible de contraindre les modèles supposant une composition pure proton par l'intermédiaire des contraintes sur les flux de neutrinos et de photons cosmogéniques.

Cependant ce raisonnement ne tient que dans le cas où les RCUHE sont majoritairement des protons où des noyaux légers capables de produire un flux suffisamment important de neutrinos et de photons secondaires pour pouvoir être détecté par les expériences actuelles. D'autre part, la composition doit être connue afin d'être en mesure d'invalider l'une où l'autre de ces hypothèses.

1.4.2 Anisotropie

Afin de rechercher l'origine des RCUHE il convient de s'intéresser à la leur distribution dans le ciel (*i.e.* la distribution des directions d'arrivées). Cette distribution dépendra d'une part de la localisation des sources des RCUHE dans le ciel, mais également de leur composition (*i.e.* de leur charge) ainsi que des champs magnétiques galactiques et extra-galactiques. Comme on l'a précisé section 1.4.1, les RCUHE que nous observons ne peuvent pas être produits au-delà de notre sphère GZK, c'est-à-dire au-delà de $\sim$ 100 Mpc. A ces échelles, la matière est distribuée de façon fortement anisotrope et la sur-densité de matière la plus conséquente au sein de cette sphère correspond au super-amas constitué des amas du Centaure, de l'Hydre, de la Vierge et du Paon. Il est donc attendu que la position des sources potentielles de RCUHE suive cette distribution de matière.

Etant donnée l'excellente résolution angulaire de l'observatoire Pierre Auger qui est de $\sim 1^\circ$, il est possible d'effectuer des recherches de sources ponctuelles de RCUHE. Cependant comme mentionné section 1.3.2, les RCUHE sont défléchis par les champs magnétiques durant leur trajet jusqu'à nous ce qui constitue un obstacle à l'identification de ces sources ponctuelles. Dans le cadre de cette recherche, en 2007 [37], l'observatoire Pierre Auger a annoncé une corrélation positive dans une fenêtre angulaire de 3.1° entre les directions d'arrivées des RCUHE d'énergie supérieure à 55 EeV et les positions des noyaux actifs de galaxies proches ($<$ 75 Mpc) du catalogue VCV [38] . Cependant, la mise à jour la plus récente de ces résultats [39] (figure 1.8) conduit à un total de 28 évènements sur 84 montrant une corrélation avec les NAG proches, c'est-à-dire un taux de 33% $\pm$ 5% de corrélations : bien moins

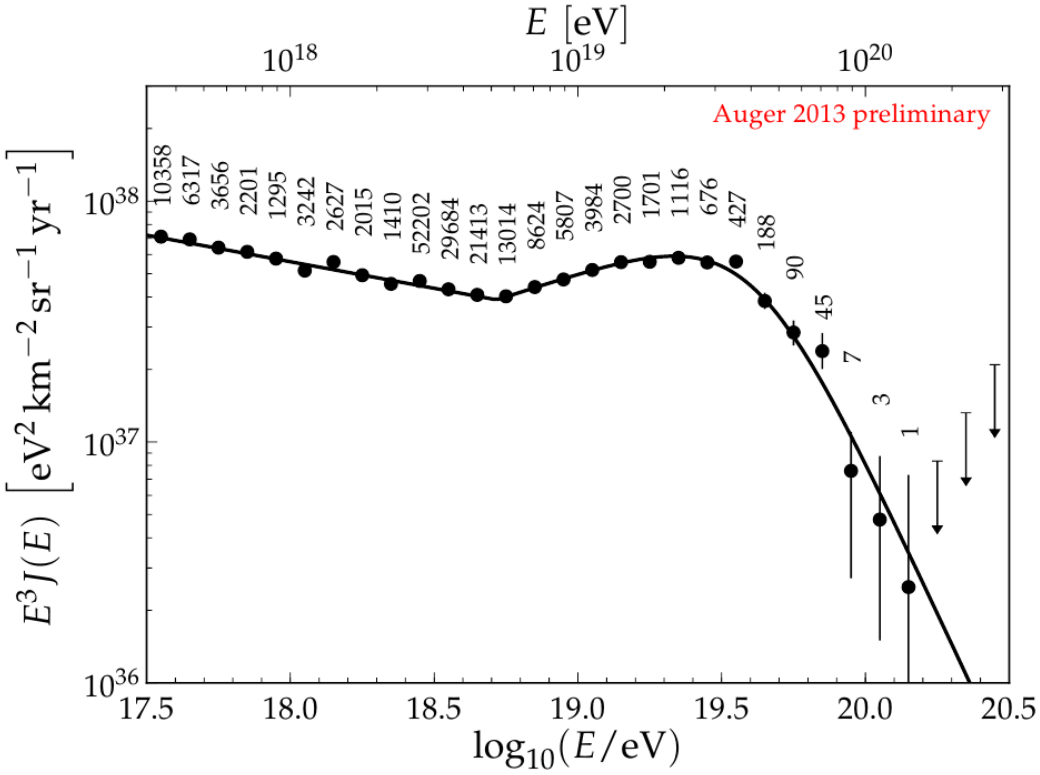


FIGURE 1.7 – Spectre en énergie combiné obtenu par l'observatoire Pierre Auger. Seules les incertitudes systématiques sont représentées.

que la fraction initialement mesurée de 62% ± 10%. Dans le cas de directions d'arrivées purement isotropes la fraction de corrélations attendue est de 21%. La probabilité d'observer un tel taux de corrélations par chance reste néanmoins en deçà de 1%.

On peut noter également le résultat de Telescope Array qui annonce 11 évènements sur 25 montrant une corrélation, c'est-à-dire une fraction de 44% quand 24% sont attendus dans le cas de l'hypothèse d'une distribution isotrope [40].

Ces observations sont compatibles avec celles de l'observatoire Pierre Auger et on peut conclure à une anisotropie des directions d'arrivée relativement faible à de telles énergies. Cette faible anisotropie peut être expliquée en invoquant une fraction importante d'évènements correspondant à un fond isotrope cohabitant avec une fraction d'évènements montrant une anisotropie. Ceci pourrait être le cas dans le cadre d'une composition mixte, où les noyaux légers contribuent à l'anisotropie contrairement aux noyaux lourds qui subissent de plus fortes déflections dans les champs magnétiques.

Enfin, des recherches de groupes d'évènements alignés directionellement ont été réalisées, ne concluant à aucune évidence de multiplets corrélés dans les données actuelles [41].

1.4.3 Composition

Nous en arrivons donc à la nature des RCUHE. Comme mentionné précédemment, la composition est une observable incontournable dans l'interprétation des données actuelles

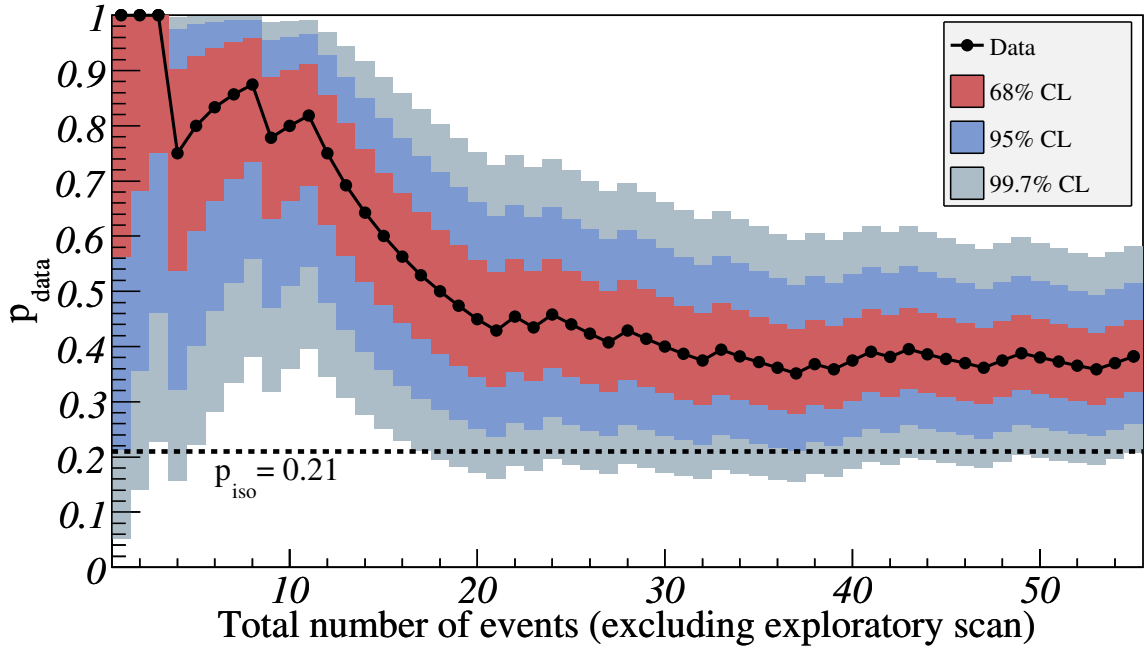


FIGURE 1.8 – Fraction de corrélations de l'observatoire Pierre Auger. La valeur la plus probable du degré de corrélation p_{data} est représentée en fonction du nombre total d'évènements ordonnés en temps. Les intervalles à 68%, 95% et 99.7% de niveau de confiance autour de la valeur la plus probable sont également représentés. La ligne tiretée horizontale montre la valeur isotrope p_{iso} et la ligne horizontale pleine l'estimation du signal $p_{\text{iso}} = 0.33 \pm 0.05$. Les symboles en noir représentent la fraction de corrélation pour chaque bin de 10 évènements consécutifs.

sur les RCUHE. En effet, comme nous l'avons indiqué section 1.4.1, une mesure de la composition est nécessaire à la compréhension de la nature de la suppression du flux de RCUHE aux énergies extrêmes. Cette observable est également nécessaire à l'interprétation et la compréhension des anisotropies observées et mentionnées section 1.4.2. Enfin, les mesures de sections efficaces à UHE sont dépendantes des hypothèses sur la composition.

La composition des RCUHE n'étant pas mesurable directement par une expérience basée dans l'espace. Elle doit être obtenue de l'étude du développement des gerbes atmosphériques (voir chapitre 2). Par exemple, la différence majeure entre une gerbe atmosphérique initiée par un proton ou par un noyau de fer réside dans le fait qu'un noyau de fer interagira plus tôt (*i.e.* plus haut) dans l'atmosphère qu'un proton, conséquence de leur différence de sections efficaces. Du fait de cette différence du point de première interaction, une gerbe initiée par un noyau de fer atteindra son maximum de développement après avoir traversée une épaisseur moyenne inférieure d'environ 100 g cm^{-2} par rapport à un proton de même énergie. Quant aux fluctuations de la position du maximum de développement RMS(X_{max}) elles sont plus faibles d'environ 40 g cm^{-2}. Ces estimateurs, obtenus par des modèles de développement de gerbes, sont relativement robustes.

La position du maximum de développement de la gerbe peut être obtenue d'une part

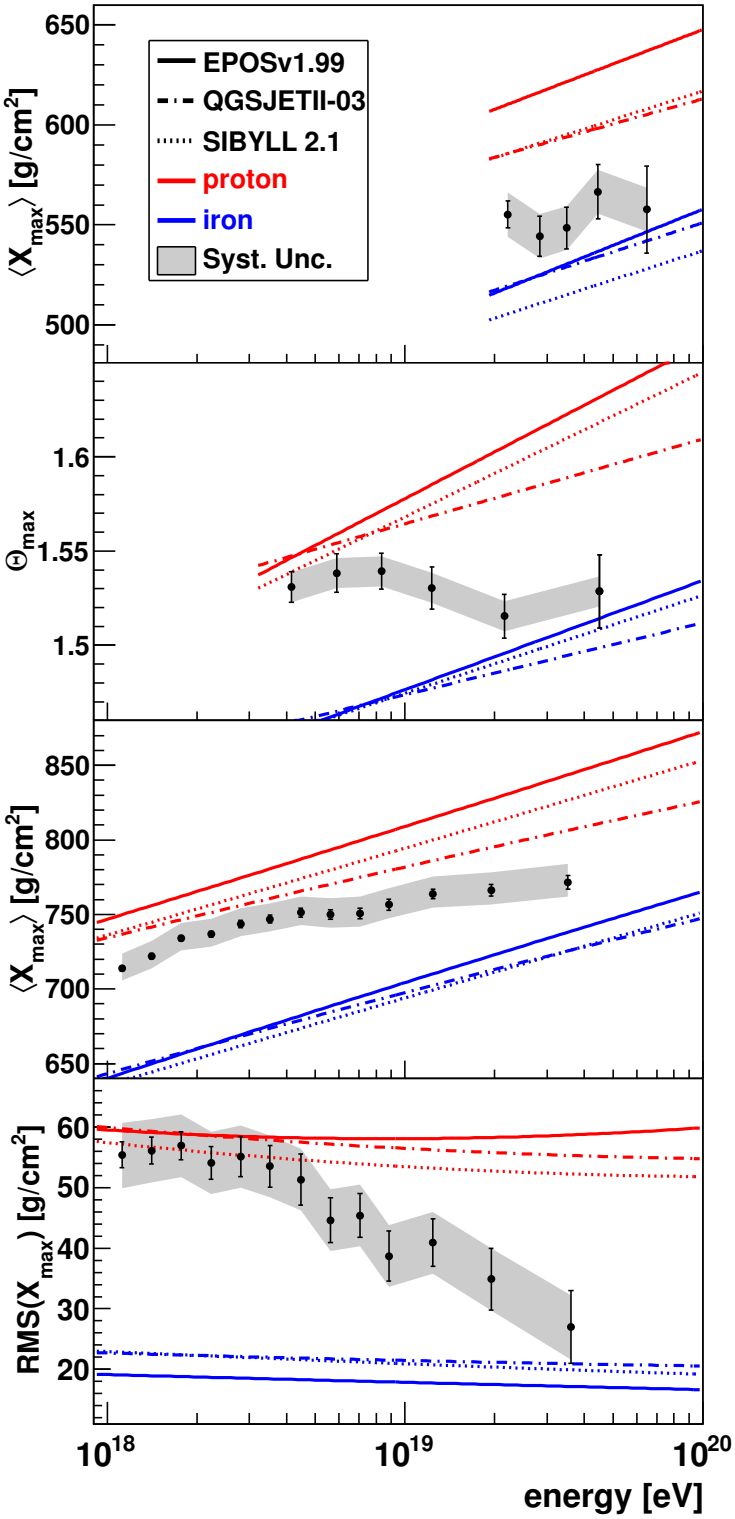


FIGURE 1.9 – Résultats des observables sensibles au développement de la gerbe comparés avec les prédictions des modèles. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques. Les erreurs systématiques sont représentées par les bandes grisées.

directement grâce au détecteur de fluorescence qui ne possède cependant qu'un cycle utile d'environ 10% avec une acceptance réduite (coupure fiducielles), d'autre part de façon indirecte par le réseau au sol mais qui possède quant à lui un cycle utile de l'ordre de 100%.

Les mesures de la position du développement maximal de la gerbe $X_{\max}$ ainsi que de ses fluctuations $\mathrm{RMS}(X_{\max})$ par le détecteur de fluorescence de l'observatoire Pierre Auger sont représentées sur la figure 1.9 [42, 43]. Chacune de ces deux observables montrent un changement caractéristique à $E \simeq 5 \cdot 10^{18}$ eV, suggérant une transition depuis les noyaux légers vers des noyaux plus lourds lorsqu'on compare les observables aux valeurs attendues à partir des simulations de gerbes atmosphériques. Néanmoins, ces simulations font appel à des modèles d'interactions hadroniques qui à l'heure actuelle n'arrivent pas à reproduire correctement les données, et plus particulièrement le nombre de muons N_μ observé au sol.

Le $X_{\max}$ et le $\mathrm{RMS}(X_{\max})$ n'étant pas accessibles directement par le réseau de détecteur au sol, des observables sensibles aux développements de la gerbe ont été étudiées. C'est le cas notamment de la profondeur de production moyenne des muons $X^{\mu}_{\max}$ qui est déterminée en remontant les coordonnées spatio temporelles des muons détectés au sol en assimilant leurs trajectoires à celle de la lumière jusqu'à leur point de production le long de l'axe de la gerbe [44]. On peut également noter comme variable sensible au développement de la gerbe, l'asymétrie de $\Theta_{\max}$ dans le temps de montée du signal entre les stations déclenchant le plus tôt et le plus tard dans le cas d'évènements non verticaux [43]. Ici encore, les différentes observables tendent à montrer une transition des noyaux légers vers des noyaux plus lourds, compatible avec les mesures de fluorescence.

Il faut cependant noter que le débat n'en est pas clos au sujet de la composition des RCUHE. En effet, les données d'autres expériences [45–47] ne montrent pas une tendance aussi claire vers les noyaux plus lourds que les données de l'observatoire Pierre Auger.

1.4.4 Astrophysique multimessagers

Nous n'avons parlé jusqu'à présent uniquement des résultats portant sur les rayons cosmiques chargés. Ils ne sont cependant pas les seuls messagers astrophysiques. En effet, afin de s'approcher de la nature et l'origine des rayons cosmiques, mais également d'étudier leur propagation ou leur composition, l'information multimessagers peut s'avérer être un précieux allié. Comme on l'a montré section 1.3.2, en présence de l'effet GZK on s'attend à une production de pions neutres et chargés durant la propagation des rayons cosmiques donnant naissance à un flux de neutrinos UHE. De plus, comme mentionné en 1.3.1, les modèles de production de type top-down prédisent des flux de photons et neutrinos bien supérieurs aux flux de nucléons. Ces considérations nous montrent à quel point la recherche de photons et de neutrinos à UHE est cruciale pour répondre aux questions de propagation et de production des RCUHE. Nous nous arrêterons plus en détail sur la problématique des neutrinos UHE au chapitre 4, mais on peut d'ores et déjà présenter les premiers résultats de l'observatoire Pierre Auger quant aux photons UHE.

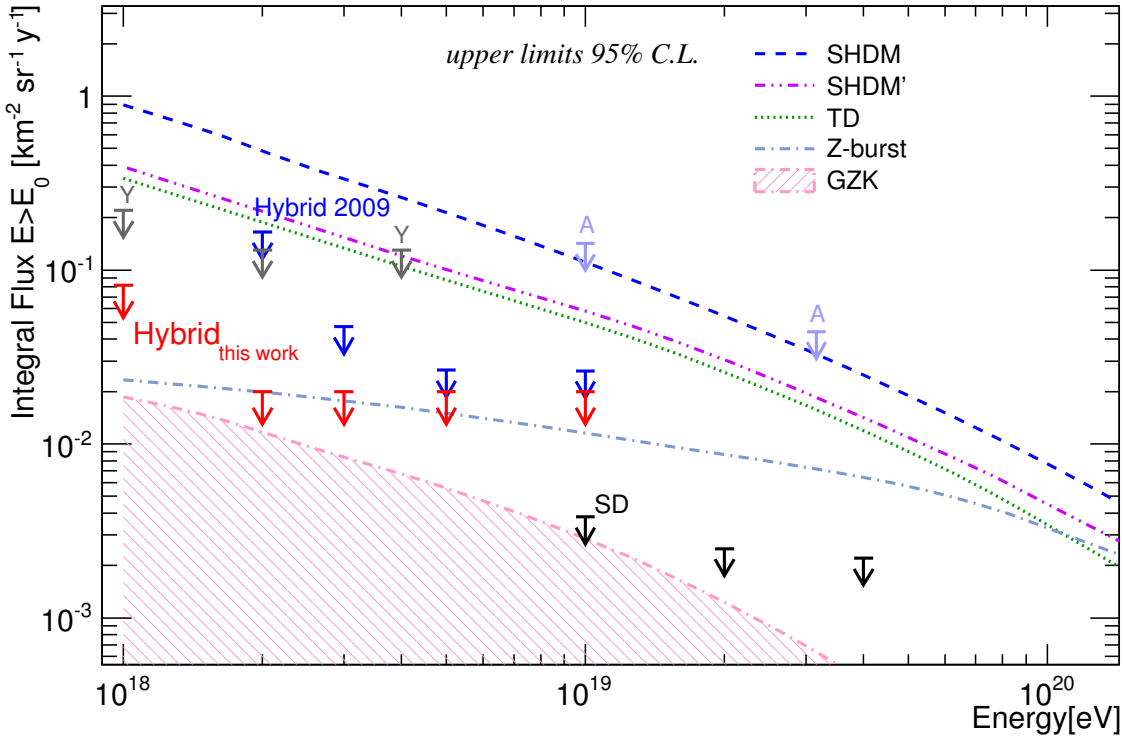


FIGURE 1.10 – Limite supérieure sur les flux de photons au-delà de 1, 2, 3, 5 et 10 EeV (SD et Hybride 2009), AGASA (A) [48, 49] et Yakutsk (Y) [50]. La région grisée et les lignes donnent les prédictions pour un flux de photons GZK et pour les modèles top down (TD, Z-Burst, SHDM, and SHDM', voir [51–53]). La limite Hybride 2009 sur la fraction de photons est convertie en limite sur les flux grâce au spectre intégré de l'observatoire Pierre Auger [54].

Limite sur les flux de photons UHE

Les photons UHE sont supposés être produits dans notre voisinage cosmologique car leur longueur d'atténuation est seulement de l'ordre de quelques Mpc. Les sources possibles de ces photons sont les processus GZK standard (section 1.3.2), par le biais de nucléons interagissant avec le CIB dans les régions d'intense lumière d'étoile (par exemple dans le centre galactique [55]) mais également par les processus de type top-down (1.3.1). On notera également que la recherche de photons à UHE permet de réduire les erreurs systématiques d'autres analyses de l'observatoire Pierre Auger. En effet, la présence d'une fraction de photons substantielle dans les données de l'observatoire peut affecter sévèrement la reconstruction du spectre en énergie (présenté sur la figure 1.7), l'obtention de la section efficace proton-air [56], ainsi que l'interprétation du $\langle X_{\max} \rangle$ observé en termes de composition du primaire.

En l'absence actuelle de candidat photon UHE détecté à l'observatoire Pierre Auger des limites sur leurs flux ont été obtenues et sont représentées sur la figure 1.10. Ces limites constituent un résultat majeur de l'observatoire : elles permettent d'exclure très sévèrement

les modèles de production de type top-down, en particulier, la limite obtenue avec le réseau de surface (SD).

1.4.5 Compréhensions des RCUHE : Discussion

Les résultats actuels sur les RCUHE, notamment ceux obtenus par l'observatoire Pierre Auger, ont atteint une précision inégalée. Les erreurs statistiques et systématiques relatives aux différentes observables présentées précédemment ont été réduites de façon importante. Bien que la question de la nature et de l'origine des RCUHE reste entière de nombreuses réponses ont été apportées. Les mesures du spectre en énergie des RCUHE montrent sans ambiguïté une suppression du flux aux énergies extrêmes. Cette suppression était une question centrale de la dernière décennie et son origine n'est toujours pas élucidée. Bien que la composition du primaire ne soit déterminée actuellement que de manière statistique, l'observation d'une tendance à l'alourdissement de la composition avec l'accroissement de l'énergie est également une étape importante vers la compréhension de la nature des RCUHE. Les limites actuelles sur les flux de photons UHE (mais également de neutrinos UHE que nous présenterons chapitre 4) ont permis de contraindre très sévèrement les modèles de production de type top-down. Enfin, les résultats actuels montrant une certaine anisotropie des directions d'arrivée peuvent être expliqués en invoquant une fraction importante d'évènements correspondant à un fond isotrope cohabitant avec une fraction d'évènements montrant une anisotropie.

Cependant de nombreuses incertitudes, en particulier aux énergies extrêmes subsistent. La composition exacte des RCUHE reste inconnue alors qu'elle constitue un véritable pilier pour la compréhension de la suppression du flux. Cette suppression aujourd'hui observée sans la moindre ambiguïté reste un questionnement majeur de la physique des RCUHE. Les limites actuelles sur les flux de neutrinos et de photons UHE, bien que permettant d'exclure les modèles top-down, ne permettent pas encore de contraindre les flux de types GZK. De telles contraintes à l'avenir apporteraient également des éléments de réponse sur la nature de la suppression du flux au-delà de 10^{19} eV. Une mesure de la composition évènement par évènement permettrait également d'expliquer sans ambiguïté les fractions de corrélations observées actuellement.

Pour répondre à de telles questions, il s'agit d'aller au-delà des moyens techniques déployés jusqu'à maintenant par les expériences actuelles. C'est notamment un enjeu majeur pour l'observatoire Pierre Auger, qui, fort de sa moisson de résultats, développe actuellement de nouvelles techniques de détection avec l'ambition d'apporter de nouvelles réponses relatives notamment à la composition des RCUHE et à la nature de la suppression du flux.

Dans le chapitre qui suit, nous présenterons les grandes gerbes atmosphériques qui constituent la clé de voûte de la détection des RCUHE, notamment à l'Observatoire Pierre Auger.

Bibliographie

[1] V. F. Hess. *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*. Physikalische Zeitschrift **13** (1912), 1084–1091. 7

[2] R. A. Millikan. *High Frequency Rays of Cosmic Origin*. Proceedings of the National Academy of Science **12** (1926), 48–55. 7

[3] W. Bothe and W. Kolhörster. *Die Natur der Höhenstrahlung*. Naturwissenschaften **17** (1929), 271–273. 7

[4] C. D. Anderson. *The Positive Electron*. Physical Review **43** (1933), 491–494. 8

[5] S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson. *Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles*. Physical Review **51** (1937), 884–886. 8

[6] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell. *Processes Involving Charged Mesons*. Nature **159** (1947), 694–697. 8

[7] G. D. Rochester and C. C. Butler. *Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles*. Nature **160** (1947), 855–857. 8

[8] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin and R. A. Fréon. *Extensive Cosmic-Ray Showers*. Reviews of Modern Physics **11** (1939), 288–291. 8, 9

[9] W. Kolhörster, I. Matthes and E. Weber. *Gekoppelte Höhenstrahlen*. Naturwissenschaften **26** (1938), 576–576. 9

[10] B. Rossi. *Cosmic rays* . McGraw-Hill paperbacks in physics, (McGraw-Hill1964). 9

[11] W. D. Apel *et al.* *Kneelike Structure in the Spectrum of the Heavy Component of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande*. Physical Review Letters **107**(17) (2011), 171104. 10

[12] E. Fermi. *On the Origin of the Cosmic Radiation*. Physical Review **75** (1949), 1169–1174. 12

[13] W. I. Axford. *The origins of high-energy cosmic rays*. ApJS **90** (1994), 937–944. 12

[14] E. G. Berezhko and G. F. Krymskiĭ. *REVIEWS OF TOPICAL PROBLEMS : Acceleration of cosmic rays by shock waves*. Soviet Physics Uspekhi **31** (1988), 27–51. 12

[15] U. Keshet, E. Waxman, A. Loeb, V. Springel and L. Hernquist. *Gamma Rays from Intergalactic Shocks*. ApJ **585** (2003), 128–150. 14

[16] Y. A. Gallant and A. Achterberg. *Ultra-high-energy cosmic ray acceleration by relativistic blast waves*. MNRAS **305** (1999), L6–L10. 14

[17] P. Bhattacharjee. *Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays*. Phys. Rep. **327** (2000), 109–247. 14

[18] J. Abraham *et al.* *Limit on the diffuse flux of ultrahigh energy tau neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. D **79**(10) (2009), 102001. 14

[19] Pierre Auger Collaboration *et al.* *Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory*. Astroparticle Physics **29** (2008), 243–256. 14

[20] A. M. Hillas. *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. ARA&A **22** (1984), 425–444. 15

[21] E. Fernandez, I. Iliev, E. Komatsu and P. R. Shapiro. *Understanding the Cosmic Infrared Background*. In M. Raue, T. Kneiske, D. Horns, D. Elsaesser and P. Hauschildt, editors, *Cosmic Radiation Fields : Sources in the early Universe (CRF 2010)* (2010), 4. 17, 219

[22] A. A. Penzias and R. W. Wilson. *A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4800 Mc/s* (1988), 115. 17

[23] K. Greisen. *End to the Cosmic-Ray Spectrum ?* Physical Review Letters **16** (1966), 748–750. 17, 18

[24] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. *Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays*. ZhETF Pis ma Redaktsiiu **4** (1966), 114. 17, 18

[25] A. M. Hillas. *The energy spectrum of cosmic rays in an evolving universe*. Physics Letters A **24** (1967), 677–678. 17

[26] G. R. Blumenthal. *Energy Loss of High-Energy Cosmic Rays in Pair-Producing Collisions with Ambient Photons*. Phys. Rev. D **1** (1970), 1596–1602. 17

[27] V. S. Beresinsky and G. T. Zatsepin. *Cosmic rays at ultra high energies (neutrino ?)*. Physics Letters B **28** (1969), 423–424. 17

[28] A. W. Strong, A. W. Wolfendale and J. Wdowczyk. *Consequences of a Universal Cosmic-ray Theory for γ-ray Astronomy*. Nature **241** (1973), 109–110. 17

[29] D. Allard. *Extragalactic propagation of ultrahigh energy cosmic-rays*. Astroparticle Physics **39** (2012), 33–43. 19, 20, 219

[30] X. Garrido. *Étude de la composition des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies détectés par l'Observatoire Pierre Auger et analyse des processus hadroniques associés*. Ph.D. thesis, université de nantes (2008). 20, 220

[31] D. Harari, S. Mollerach and E. Roulet. *The toes of the ultra high energy cosmic ray spectrum*. Journal of High Energy Physics **8** (1999), 022. 20

[32] G. Giacinti, M. Kachelrieß, D. V. Semikoz and G. Sigl. *Ultrahigh energy nuclei in the turbulent Galactic magnetic field*. Astroparticle Physics **35** (2011), 192–200. 20

[33] N. Hayashida *et al. Observation of a Very Energetic Cosmic Ray Well Beyond the Predicted 2.7 K Cutoff in the Primary Energy Spectrum*. Physical Review Letters **73** (1994), 3491–3494. 21

[34] R. U. Abbasi *et al. Monocular measurement of the spectrum of UHE cosmic rays by the FADC detector of the HiRes experiment*. Astroparticle Physics **23** (2005), 157–174. 21

[35] J. Abraham *et al. Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above* 4×10^{19} *eV*. Physical Review Letters **101**(6) (2008), 061101. 21

[36] A. Schulz. *The measurement of the energy spectrum of cosmic rays above* 3×10^{17} *eV with the Pierre Auger Observatory*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference* (2011), 145. 21

[37] Pierre Auger Collaboration *et al. Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects*. Science **318** (2007), 938–. 22

[38] M.-P. Véron-Cetty and P. Véron. *A catalogue of quasars and active nuclei : 12th edition*. A&A **455** (2006), 773–777. 22

[39] The Pierre Auger Collaboration *et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter*. ArXiv e-prints (2010). 22

[40] T. Abu-Zayyad *et al. Search for Anisotropy of Ultrahigh Energy Cosmic Rays with the Telescope Array Experiment*. ApJ **757** (2012), 26. 23

[41] G. Golup. *Search for ultra-high energy cosmic rays multiplets in the Pierre Auger Observatory data*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference* (2011), 47. 23

[42] J. Abraham *et al. Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above* $10^{18}eV$. Physical Review Letters **104**(9) (2010), 091101. 26

[43] The Pierre Auger Collaboration *et al. The Pierre Auger Observatory II : Studies of Cosmic Ray Composition and Hadronic Interaction models*. ArXiv e-prints (2011). 26

[44] D. Garcia-Gamez. *Measurement of Atmospheric Production Depths with the Pierre Auger Observatory*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference* (2011), 109. 26

[45] R. U. Abbasi *et al. Indications of Proton-Dominated Cosmic-Ray Composition above 1.6 EeV*. Physical Review Letters **104**(16) (2010), 161101. 26

[46] Y. Tameda. *Measurement of UHECR composition by TA*. In H. Sagawa, Y. Kawasaki, T. Sako, M. Takeda and Y. Tsunesada, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1367 of *American Institute of Physics Conference Series* (2011), 110–113.

[47] C. C. H. Jui and for the Telescope Array Collaboration. *Cosmic Ray in the Northern Hemisphere : Results from the Telescope Array Experiment*. ArXiv e-prints (2011). 26

[48] K. Shinozaki *et al.* *Upper Limit on Gamma-Ray Flux above 10^{19} eV Estimated by the Akeno Giant Air Shower Array Experiment*. ApJ **571** (2002), L117–L120. 27, 220

[49] M. Risse *et al.* *Upper Limit on the Photon Fraction in Highest-Energy Cosmic Rays from AGASA Data*. Physical Review Letters **95**(17) (2005), 171102. 27, 220

[50] A. V. Glushkov *et al.* *Constraints on the fraction of primary gamma rays at ultra-high energies from the muon data of the Yakutsk EAS array*. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **85** (2007), 131–135. 27, 220

[51] G. B. Gelmini, O. E. Kalashev and D. V. Semikoz. *GZK photons as ultra-high-energy cosmic rays*. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics **106** (2008), 1061–1082. 27, 220

[52] J. Ellis, V. E. Mayes and D. V. Nanopoulos. *Ultrahigh-energy cosmic rays particle spectra from crypton decays*. Phys. Rev. D **74**(11) (2006), 115003.

[53] M. Risse and P. Homola. *Search for Ultra-High Energy Photons Using Air Showers*. Modern Physics Letters A **22** (2007), 749–766. 27, 220

[54] Pierre Auger Collaboration *et al.* *Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory*. Astroparticle Physics **31** (2009), 399–406. 27, 220

[55] A. Kusenko, J. Schissel and F. W. Stecker. *Interactions of ultrahigh-energy cosmic rays with photons in the galactic center*. Astroparticle Physics **25** (2006), 242–245. 27

[56] P. Abreu *et al.* *Measurement of the Proton-Air Cross Section at s=57TeV with the Pierre Auger Observatory*. Physical Review Letters **109**(6) (2012), 062002. 27

« La seule chose que nous ayons à craindre, c'est que le ciel nous tombe sur la tête. »
Abraracourcix – Asterix gladiateur

2

Les grandes gerbes Atmosphériques

Sommaire

1.1 Un bref historique **7**
1.2 Spectre en énergie des rayons cosmiques **10**
1.3 Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie **12**
1.3.1 Production 12
1.3.2 Propagation 15
1.4 Résultats récents **21**
1.4.1 Spectre à UHE 21
1.4.2 Anisotropie 22
1.4.3 Composition 23
1.4.4 Astrophysique multimessagers 26
1.4.5 Compréhensions des RCUHE : Discussion 28

2.1 La clé de voûte de la détection des RCUHE

Etant donnés les flux considérés dans le cas de l'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie et présentés au chapitre précédent, il est évident que la détection directe de primaires à ces énergies nécessite une surface de collection bien trop importante pour être envoyée dans l'espace. La détection des rayons cosmiques aux énergies extrêmes se fait donc par l'intermédiaire des cascades de particules produites lors de leur interaction dans l'atmosphère. La compréhension de telles cascades de particules, appelées gerbes atmosphériques, joue un rôle décisif dans l'étude des RCUHE.

L'enjeu est d'autant plus grand qu'il est en fait multiple. En effet, l'étude des grandes gerbes atmosphériques implique la compréhension des processus d'interaction à des énergies jamais atteintes artificiellement en accélérateur, permettant de sonder les interactions

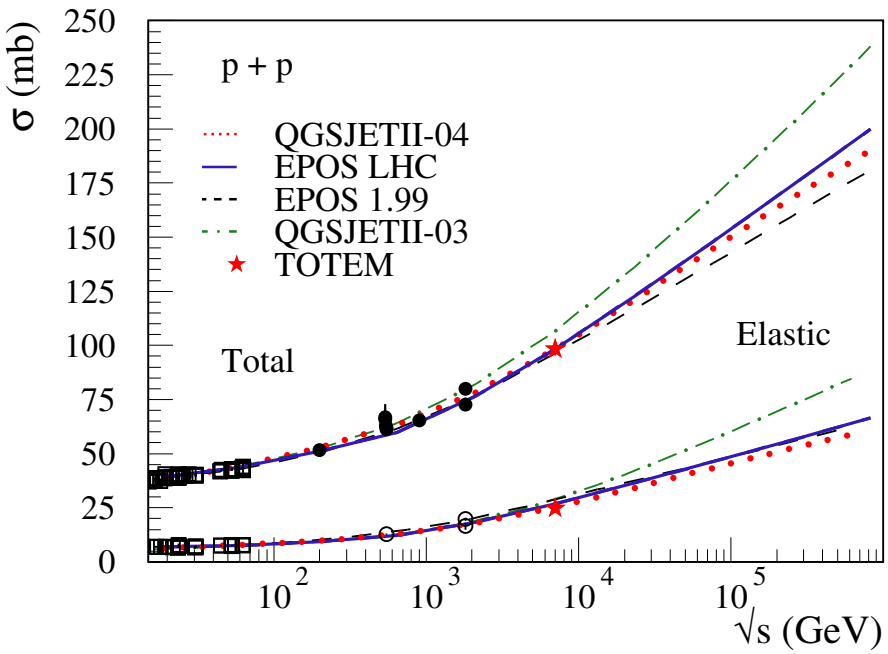


FIGURE 2.1 – Sections efficaces proton-proton totale et élastique, calculées avec EPOS LHC (ligne pleine), QGSGETII-04 (ligne pointillée), EPOS 1.99 (ligne tiretée) et QGSJETII-03 (ligne tiretée-pointillée). Les points correspondent aux données issues de [1] et les étoiles sont les mesures du LHC par l'expérience TOTEM [2]. A titre indicatif 10^{18} eV correspondent à une cinquantaine de TeV dans le référentiel du centre de masse.

hadroniques dans des domaines cinématiques inexplorés. De plus l'étude du développement de telles gerbes, nécessite une grande compréhension de l'atmosphère qui joue ici le rôle de calorimètre géant. L'intérêt est donc multiple et pluridisciplinaire, l'étude des gerbes atmosphériques faisant intervenir des disciplines dont on ne soupçonnerait pas le lien telles que la physique des particules ou les sciences de l'atmosphère. Dans ce chapitre nous nous intéresserons tout d'abord au développement des gerbes atmosphériques en s'attachant à décrire les différents processus entrant en jeu dans le développement des composantes électromagnétiques et hadroniques de ces dernières. Nous présenterons ensuite les différentes observables relatives aux gerbes atmosphériques et permettant de remonter à leurs caractéristiques physiques. Enfin, nous passerons en revue les différentes méthodes de simulations de gerbes et discuterons les limites de validité de ces dernières.

2.2 Développement des gerbes atmosphériques

2.2.1 Première interaction

La première interaction du primaire avec un noyau de l'atmosphère constitue le déclencheur et la première étape du développement d'une gerbe atmosphérique. Que le primaire soit un proton ou un noyau plus lourd, sa section efficace est extrêmement importante et la quantité de matière traversée par ce dernier avant d'interagir est de l'ordre de ~ 1 g cm^{-2}.

Le primaire interagit alors par interaction forte, produisant majoritairement des mésons et plus particulièrement des pions de façon extrêmement focalisée étant donné leur facteur de Lorentz. Ces particules vont alors initier et alimenter les composantes hadroniques et électromagnétiques de la gerbe.

Comme mentionné précédemment, les sections efficaces à ces énergies extrêmes sont sujettes à de grandes incertitudes. En effet, aucune mesure de précision en accélérateur n'est disponible à des énergies suffisamment hautes et une extrapolation de ces sections efficaces est nécessaire. Grâce aux mesures de sections efficaces proton-proton au LHC, les incertitudes liées à l'extrapolation de ces dernières se sont néanmoins réduites récemment. Les mesures effectuées au LHC notamment par LHCf permettent également de réduire de manière significative les incertitudes sur les modèles d'interactions hadroniques en général, notamment sur la multiplicité des particules dans l'état final. Sur la figure 2.1 sont représentées les différentes extrapolations de sections efficaces proton-proton pour différents modèles d'interactions hadroniques. On peut constater qu'aux énergies extrêmes la dispersion entre les différents modèles reste relativement importante. La réduction de ces incertitudes est importante dans le sens où la position du point de première interaction est la première source de fluctuations dans le développement d'une gerbe atmosphérique pour une composition de primaire donnée.

2.2.2 Evolution de la gerbe

Les mésons produits à la suite de la première interaction et qui vont alimenter la gerbe atmosphérique sont alors sujets à deux types de processus distincts. Etant donnée leur très faible longueur de désintégration à ces énergies, ils sont susceptibles d'une part d'interagir avec les noyaux de l'atmosphère à l'instar du primaire. Ils sont, d'autre part, susceptibles de se désintégrer. Dans le cas d'une interaction avec un noyau de l'atmosphère et du fait de l'énergie élevée, de nombreux mésons secondaires seront de nouveaux créés. Les particules produites dans ces interactions le sont de façon préférentielle vers l'avant, coïncidant plus ou moins avec la direction initiale du primaire, et seront concentrées autour de l'axe de la gerbe, constituant son cœur.

La désintégration de ces mésons, quant à elle, va alimenter les composantes électromagnétique et muonique de la gerbe atmosphérique. En effet, la désintégration des mésons chargés produit des muons et des neutrinos :

$$\left.\begin{array}{l}\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu \\ \pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\end{array}\right\} 99.99\% \tag{2.1}$$

Quant à la désintégration des kaons chargés, elle produit de nombreux états finals à deux ou trois particules. Cependant, les deux principaux canaux sont les suivants :

$$\left.\begin{array}{l}K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu \\ K^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\end{array}\right\} (63.43\%) \quad \left.\begin{array}{l}K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0 \\ K^- \rightarrow \pi^-\pi^0\end{array}\right\} (21.13\%) \tag{2.2}$$

Les pions et kaons chargés vont donc essentiellement alimenter la gerbes en muons. Cependant, les kaons, de par la diversité de leurs canaux d'interactions, vont également contribuer à alimenter la composante électromagnétique de la gerbe par le biais de pion neutres.

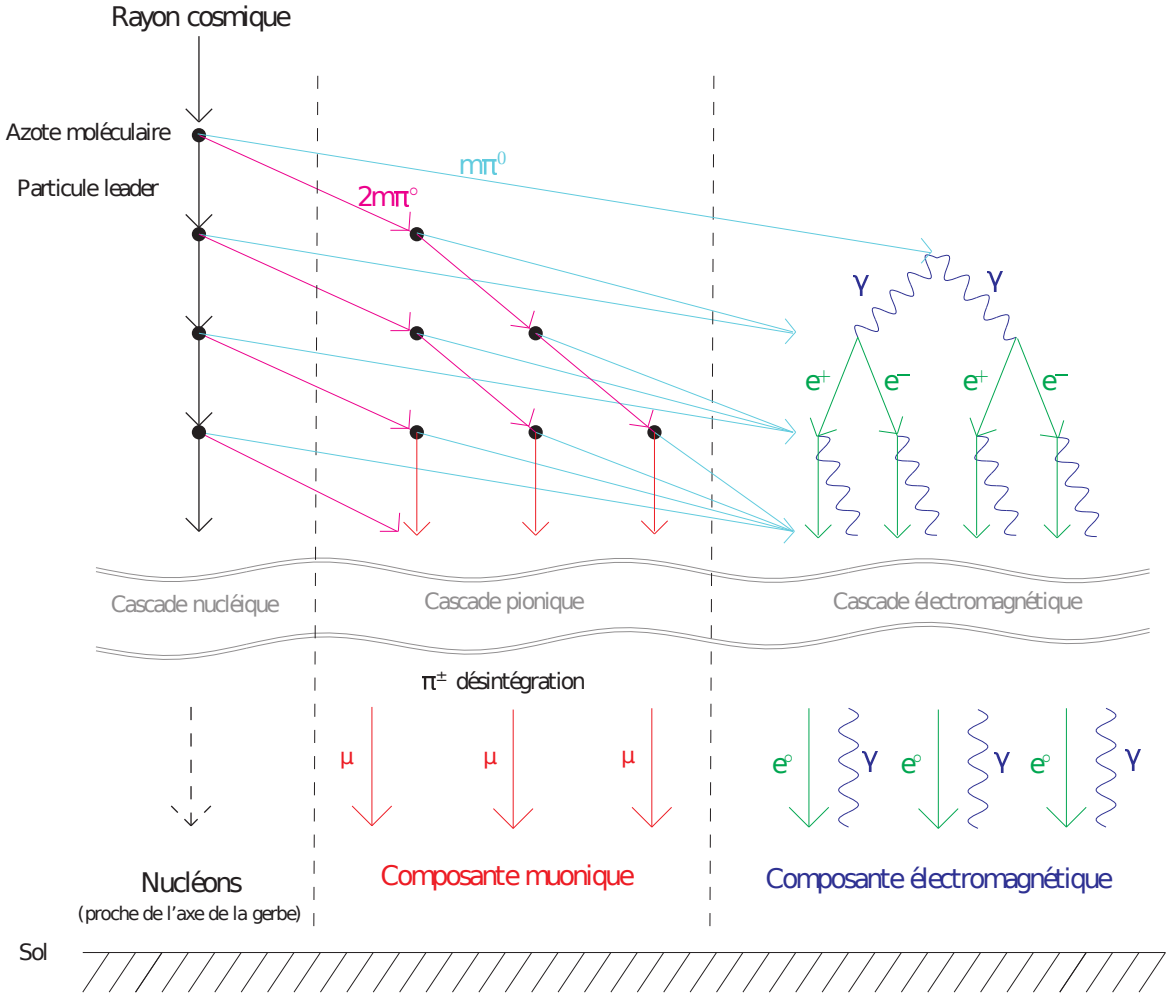


FIGURE 2.2 – Développement schématique d'une gerbe atmosphérique. On suppose ici un nucléon comme primaire. La gerbe résultante est constituée de 3 composantes : la cascade nucléique correspondant aux fragments du primaire, la cascade hadronique (mésons) et la cascade électromagnétique (e^+e^- et photons).

En effet, les pions neutres produits dans la gerbe sont particulièrement intéressants puisqu'ils vont alimenter la composante électromagnétique de la gerbe en se désintégrant majoritairement en paire de photons :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma(98.8\%), \tag{2.3}$$

ces photons interagissant alors pour créer des paires e^+e^-, produisant à leur tour de nouveaux photons. Ces processus sont particulièrement importants puisque la composante électromagnétique constitue 99% du contenu en particule de la gerbe et près de 80% de son énergie.

On trouvera une représentation schématique du développement des différentes composantes d'une gerbe atmosphérique sur la figure 2.2. Dans la suite de cette section, nous nous attacherons à décrire plus en détail le développement des composantes hadronique et électromagnétique de la gerbe ainsi que les différents processus mis en jeux.

2.2.3 Cascade électromagnétique

Le développement de la composante électromagnétique de la gerbe fait intervenir des processus très bien décrits. La description de cette composante est par conséquent beaucoup moins sujette aux incertitudes que l'on peut rencontrer dans le cas de la composante hadronique. Les processus principaux qui gouvernent le développement d'une cascade électromagnétique sont les processus dits radiatifs, c'est-à-dire la création de paires dans le cas des photons et le bremsstrahlung pour les électrons. On rappelle ici que la création de paires consiste en la production d'une paire e^+e^- par un photon et le bremsstrahlung à l'émission d'un photon par un électron, dans les deux cas par interaction avec le champ électromagnétique d'un noyau. Ces processus sont très bien décrits jusqu'aux très hautes énergies, notamment grâce aux sections efficaces de production de paire et de bremsstrahlung proposées par Bethe et Heitler et sur lesquelles nous reviendrons plus en détail au chapitre 6 dans le cas de l'étude du développement des gerbes électromagnétiques en milieu dense.

Bien que les processus radiatifs constituent les processus dominant dans le développement d'une cascade électromagnétique à haute énergie, d'autres processus peuvent jouer un rôle, particulièrement à plus basse énergie, tels que les pertes d'énergies par ionisations pour les électrons et positrons ou encore la diffusion Compton pour les photons. Ces processus restent néanmoins négligeables.

Enfin, afin de décrire correctement le développement d'une cascade électromagnétique à très haute énergie, il est nécessaire de prendre en compte l'effet LPM, tirant son nom des physiciens Landau, Pomeranchuk et Migdal. Nous parlerons en détail de cet effet au chapitre 6. Ce dernier introduit une suppression des sections efficaces de production de paire et de bremsstrahlung et a des conséquences sur les longueurs de radiations des photons, électrons et positrons de la gerbe, en produisant un "retard" de développement de la cascade électromagnétique. Il est d'autant plus prépondérant que l'énergie des particules de la gerbe est élevée.

On peut décrire de façon relativement simple et schématique le développement d'une gerbe électromagnétique grâce au modèle de Heitler [3] afin de s'en faire une idée générale. Pour cela, il nous faut tout d'abord définir l'énergie critique E_c, qui correspond à l'énergie en

deçà de laquelle les processus de perte d'énergie commencent à être prédominants par rapport aux processus radiatifs, c'est-à-dire à la production de paire et au bremsstrahlung : en deçà de cette énergie critique la gerbe cesse de se développer. Le modèle de Heitler repose alors sur le schéma suivant : partant d'une énergie initiale E supérieure à l'énergie critique E_c, le résultat d'une interaction est toujours une paire de particules dont on suppose que chacune ait la même énergie. Après un nombre d'étapes n, le nombre total de particules est alors 2^n et leur énergie totale $\propto 2^n$. Chaque interaction a lieu après une longueur $\lambda = X_0 \ln 2$ correspondant à la distance après laquelle une particule a perdu la moitié de son énergie, où X_0 est la longueur de radiation électromagnétique ($X_0 = 37\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ dans l'air). La gerbe croît alors jusqu'à l'énergie critique E_c, énergie à laquelle les particules seront arrêtées au bout d'une longueur de radiation en moyenne. Le maximum de développement de la gerbe est donc atteint après un nombre d'étapes n_{max} tel que $E_c = E_0/2^{n_{\mathrm{max}}}$. La profondeur du maximum de développement de la gerbe est alors donné par $X_{\mathrm{max}} = X_0 \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln(2)}$, et le nombre moyen de particules au maximum par $N_{\mathrm{max}} = E_0/E_c$. On remarquera que la profondeur du maximum de développement est proportionnelle à $\ln(E/E_0)$ et que le nombre moyen de particules au maximum varie linéairement avec l'énergie.

A partir de ce modèle on peut appréhender les principales étapes du développement d'une gerbe électromagnétique. On peut distinguer trois phases distinctes : une phase de croissance de la gerbe où le nombre de particules est croissant grâce à l'alternance entre création de paires et bremsstrahlung jusqu'à atteindre le maximum de développement de la gerbe lorsque les particules la constituant atteignent leur énergie critique. Enfin, une fois ce maximum atteint, s'ensuit une phase d'extinction où les particules vont perdre la totalité de leur énergie.

Un tel modèle ne permet cependant pas une description fine et détaillée d'une gerbe électromagnétique et ne permet de décrire que des comportements moyens, aucune fluctuation n'étant introduite ici. Pour une meilleure description du développement de la gerbe il faut alors faire appel à des simulations Monte Carlo détaillées.

2.2.4 Cascade hadronique

La description du développement d'une cascade hadronique est bien plus complexe que dans le cas d'une cascade électromagnétique. En effet, les processus intervenant dans le développement d'une telle gerbe sont complexes et à l'heure actuelle relativement mal décrits, particulièrement aux premières étapes du développement. Comme mentionné précédemment, la première interaction du primaire avec un noyau de l'atmosphère conduit à une fragmentation du primaire et du noyau cible. Ces fragments, produits de façon extrêmement focalisée étant donné le facteur de Lorentz, vont constituer le cœur de la gerbe hadronique.

Les mésons, également produits lors de cette première interaction, vont en partie alimenter la composante électromagnétique de la gerbe comme mentionné en 2.2.1. A chacune des étapes du développement de la cascade hadronique $\sim 30\%$ de l'énergie est cédée aux π^0 et par conséquent à la composante électromagnétique. 90% de l'énergie totale de la gerbe se retrouve sous la forme d'électrons, positrons et photons dont l'énergie moyenne est de l'ordre d'une dizaine de MeV. Tant que la longueur d'interaction des pions chargés demeure inférieure à leur longueur de désintégration, ils continuent d'interagir et d'alimenter la cascade

hadronique en pions neutres et chargés. Mais en deçà d'une énergie critique $E_c^\pi \simeq 9$ GeV, leur longueur d'interaction devient plus grande que la longueur de désintégration et ces derniers commencent alors à se désintégrer en muons et neutrinos alimentant alors la composante muonique de la gerbe. Etant donné le facteur de Lorentz important, les muons ainsi produits peuvent parcourir de grandes distances avant de se désintégrer (en un électron et deux neutrinos).

Quant aux kaons, bien qu'ayant une plus grande diversité de canaux de désintégration, ils vont alimenter les différentes composantes de la gerbe en suivant le même schema.

Le maximum de développement de la gerbe hadronique est alors atteint lorsque les pions chargés atteignent l'énergie critique E_c^π, interrompant le processus de création de particules hadroniques en se désintégrant. On notera cependant que la composante électromagnétique continue de se développer jusqu'à ce que ses électrons atteignent leur énergie critique E_c. On peut donc appliquer les résultats obtenus grâce au modèle de Heitler dans le cas d'une gerbe atmosphérique produite par un noyau : en effet, le maximum de développement d'une telle gerbe coïncidera avec le maximum de développement de sa composante électromagnétique. Dans le cas d'un noyau de masse atomique A et d'énergie E_0, il s'agit alors de considérer la gerbe comme une superposition de A gerbes indépendantes d'énergie E_0/A produites chacune par un des A nucléons. La profondeur du maximum de développement varie alors avec A suivant : $X_{\max} \propto \ln(E_0/(A \times E_c))$.

2.3 Observables

La reconstruction de la nature du primaire et de sa section efficace nécessite la définition d'observables basées sur le développement de la gerbe atmosphérique qu'il produit.

Les deux observables directes principales utilisées dans l'étude des gerbes atmosphériques sont les profils longitudinaux et latéraux, desquels on peut extraire des grandeurs telles que la profondeur du maximum de développement $X_{\max}$ ou encore la valeur du signal à 1000 m du cœur de gerbe.

2.3.1 Profil longitudinal

Le profil longitudinal caractérise le développement de la gerbe en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée. La figure 2.3 représente les profils longitudinaux simulés pour 3 types de primaires différents à 10^{19} eV.

On peut paramétriser le nombre moyen de particules dans la gerbe après une épaisseur d'atmosphère donnée par la formule de Gaisser-Hillas :

$$N(X) = N_{X_{\max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp\left(\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda} \right) \tag{2.4}$$

où $\lambda = 70\ \mathrm{g\,cm^{-2}}$, $N_{\max}$ est les nombre maximum de particules dans la gerbe atteint à la profondeur $X_{\max}$ et X_0 la profondeur du point de première interaction.

A noter que dans le cas de l'observatoire Pierre Auger, le profil longitudinal et la position du maximum de développement sur lequel nous entrerons plus en détail par la suite sont

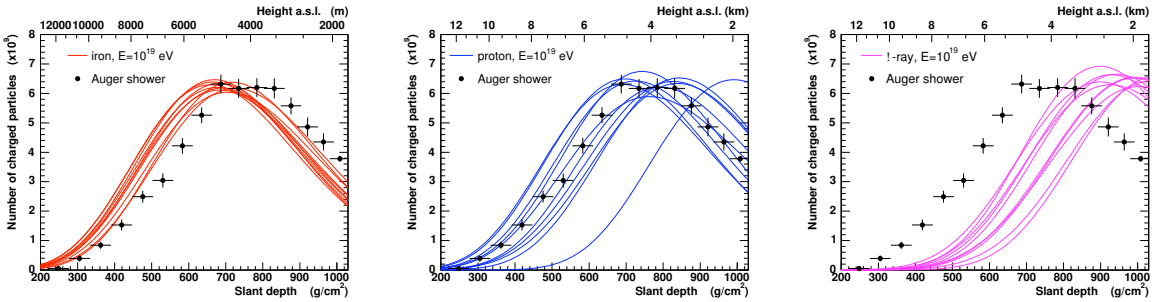


FIGURE 2.3 – Profils longitudinaux pour trois primaires différents (a) fer, (b) proton et (c) photon. Un exemple de gerbe avec une énergie de 10^{19} eV enregistrée par l'observatoire Pierre Auger est inclus dans chacun des graphiques.

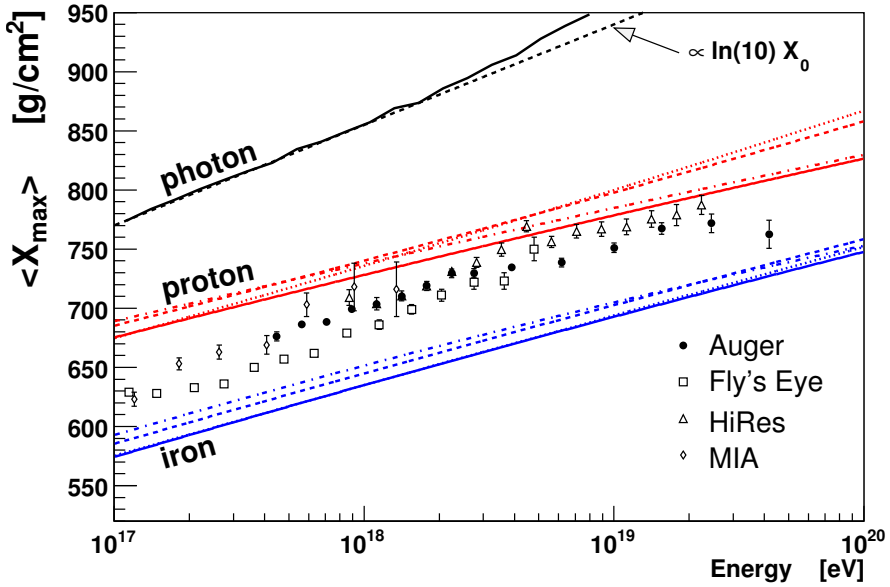


FIGURE 2.4 – $X_{\max}$ en fonction de l'énergie, données de [4–7] comparées aux simulations de gerbe atmosphériques pour des primaires proton, fer et photon. Dans le cas d'un primaire hadronique, les prédictions des différents modèles sont représentées : QGSJET01c [8] (ligne pleine), SIBYLL2.1 [9] (ligne pointillée), EPOS1.61 [10] (ligne tiretée) et QGSGETII-3 [8] (ligne tiretée-pointillée).

directement accessibles par le détecteur de fluorescence. Pour plus d'informations quant à la détection de fluorescence, voir chapitre 3.

Maximum de développement longitudinal

Comme mentionné précédemment, la position du maximum de développement de la gerbe, $X_{\max}$, correspond à la profondeur d'atmosphère à laquelle la gerbe atteint son nombre de particules maximal, et la position de ce maximum correspond au maximum de développement de la composante électromagnétique de la gerbe comme montré section 2.2.4. Cette variable est une variable clé dans l'étude de la composition des RCUHE. En effet, $X_{\max}$ est

une variable dépendant d'une part de l'énergie du primaire et d'autre part de sa composition. On peut voir sur la figure 2.3 que suivant la composition (proton, fer et photon dans ce cas précis) la position du $X_{\max}$ diffère. Cependant on s'aperçoit aussi qu'à une énergie donnée et pour une composition donnée, la position du $X_{\max}$ subit d'importantes fluctuations de gerbes à gerbes. De telles fluctuations sont dues au fait que le développement d'une gerbe est basé sur des processus stochastiques, entraînant naturellement des variations dans la position du $X_{\max}$ d'une gerbe à l'autre. Nous nous intéresserons dans ce qui suit aux différentes sources de fluctuations d'une gerbe atmosphérique.

La première source de fluctuations est la position du point de première interaction, qui varie d'un primaire à l'autre pour une même composition à une énergie identique. Les autres sources de fluctuations sont issues des différentes interactions entrant en jeu dans le développement de la gerbe. Ces fluctuations sont d'autant plus faibles que la gerbe est à haute énergie.

Enfin, au-delà des fluctuations introduites par la nature stochastique des interactions ayant lieues dans la gerbe et par les fluctuations du point de première interaction, la distribution de la masse des primaires va également avoir une influence sur les fluctuations de gerbe à gerbe.

En partant du modèle de Heitler, on peut définir $\langle X_{\max} \rangle$ comme une fonction linéaire du logarithme de l'énergie de la gerbe par nucléon [11] :

$$\langle X_{\max} \rangle = X_0 + D \log_{10} \left(\frac{E}{E_0 A} \right), \tag{2.5}$$

où X_0 est la profondeur moyenne d'une gerbe proton à l'énergie E_0 et D est le taux d'élongation (c'est-à-dire la variation de $\langle X_{\max} \rangle$ par décade en énergie). Cependant, cette représentation n'est pas en accord avec l'ensemble des modèles d'interactions hadroniques. Pour cette raison, on peut généraliser cette représentation sous la forme :

$$\langle X_{\max} \rangle = X_0 + D \log_{10} \left(\frac{E}{E_0 A} \right) + \xi \ln A + \delta \ln A \log_{10} \left(\frac{E}{E_0} \right) \tag{2.6}$$

où les paramètres ξ et δ sont supposés être nuls si les prédictions du modèle sont compatibles avec l'équation 2.5. Pour des noyaux de masses A, on s'attend alors à ce que le maximum de développement soit en moyenne :

$$\langle X_{\max} \rangle = \langle X_{\max} \rangle_p + f_E \ln A \tag{2.7}$$

et sa dispersion est seulement influencée par les fluctuations de gerbe à gerbe :

$$\sigma^2(X_{\max}) = \sigma^2_{\text{sh}}(\ln A). \tag{2.8}$$

Ici $\langle X_{\max} \rangle_p$ correspond à la profondeur moyenne du maximum d'une gerbe proton (que l'on peut exprimer soit à partir de l'équation 2.5 soit à partir de l'équation 2.6) et $\sigma^2_{\text{sh}}(\ln A)$ est la variance du $X_{\max}$ pour une masse A, $\sigma^2_{\text{sh}}(\ln A) = \sigma^2(X_{\max} | \ln A)$. Le paramètre f_E est un paramètre dépendant de l'énergie, tel que :

$$f_E = \xi - \frac{D}{\ln 10} + \delta \log_{10}(\frac{E}{E_0}). \tag{2.9}$$

A noter que les valeurs des paramètres X_0, D, ξ et δ dépendent du modèle d'interactions hadroniques considéré.

Dans le cas d'une composition mixée, la moyenne et la variance du $X_{\max}$ dépend de la distribution de $\ln A$. On peut considérer deux sources de fluctuations : les fluctuations de gerbe à gerbe instrinsèques et la dispersion de $\ln A$ issue des distributions de masses. La première source de fluctuations donne naissance à $\langle \sigma^2_{\text{sh}} \rangle$, la variance moyenne de $X_{\max}$. La seconde source de fluctuations peut être écrite sous la forme $(\frac{d\langle X_{\max}\rangle}{d\ln A})^2 \sigma^2_{\ln \text{A}}$ où $\sigma^2_{\ln \text{A}}$ est la variance de la distribution de $\ln A$. On peut alors écrire les deux observables relatives au développement de la gerbe sous la forme :

$$\langle X_{\max} \rangle = \langle X_{\max} \rangle_p + f_E \ln A \tag{2.10}$$

$$\sigma^2(X_{\max}) = \langle \sigma^2_{\text{sh}} \rangle + f_E^2 \sigma^2_{\ln A}. \tag{2.11}$$

On peut définir une paramétrisation des fluctuations de gerbe à gerbe sous la forme d'une loi quadratique en $\ln A$:

$$\sigma^2_{\text{sh}}(\ln A) = \sigma^2_p [1 + a \ln A + b(\ln A)^2], \tag{2.12}$$

où σ^2_p est la variance du $X_{\max}$ pour des gerbes proton. L'évolution de $\sigma^2_{\text{sh}}(\ln A)$ avec l'énergie est incluse dans σ^2_p et le paramètre a :

$$\sigma^2_p = p_0 + p_1 \log_{10}\left(\frac{E}{E_0}\right) + p_2 \left[\log_{10}\left(\frac{E}{E_0}\right)\right]^2 \quad \text{et} \quad a = a_0 + a_1 \log_{10}\left(\frac{E}{E_0}\right), \tag{2.13}$$

où p_0, p_1, p_2, a_0, a_1 et b dépendent du modèle d'interactions hadroniques considéré. On voit donc clairement ici que les fluctuations de gerbe à gerbe sont dépendantes de l'énergie du primaire ainsi que des distributions de $\ln A$.

Enfin, à partir de ces paramétrisations simples, on voit bien que la valeur du $X_{\max}$ est effectivement sensible à la composition du primaire mais que les fluctuations du $X_{\max}$ le sont également. Cependant, de telles variables ne permettent pas une mesure de la composition individuellement, évènement par évènement, mais uniquement de façon statistique étant données les importantes fluctuations de gerbe à gerbe. De plus, aux énergies extrêmes, bien que les fluctuations soient plus faibles, les distributions du $X_{\max}$ dans le cas des protons et du fer se recouvrent en partie permettant difficilement de conclure quant à la nature du primaire. L'évolution du $X_{\max}$ avec l'énergie et pour différents types de primaires est représentée sur la figure 2.4.

2.3.2 Distribution latérale

Après nous être intéressés au profil longitudinal, qui est l'observable majeure dans le cadre de la détection de fluorescence, nous nous concentrerons ici sur la distribution latérale de la gerbe, accessible aux techniques de détection au sol.

La distribution latérale correspond à la densité de particules en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. Dans le cas de l'observatoire Pierre Auger, cette distribution est échantillonnée au sol grâce aux cuves Tcherenkov composant le détecteur de surface et présentées au chapitre 3. Cette densité de particules est d'autant plus grande qu'on s'approche du cœur

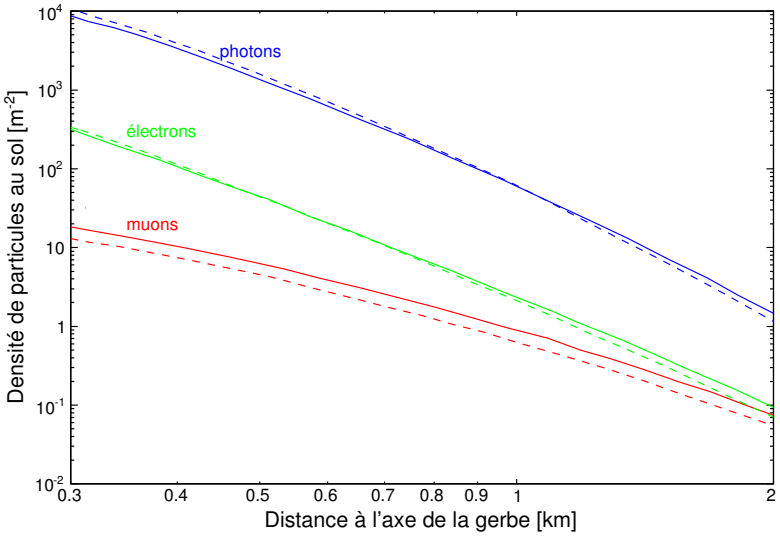


FIGURE 2.5 – Simulation du développement latéral des particules composant la gerbe. Les densités de particules sont données dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe dans le cas de protons (courbe en tirets) et de noyaux de fer (courbes pleines) à 10^{19} eV et 30° d'angle zénithal. Tiré de [12].

de gerbe et décroît à mesure que l'on s'en éloigne. Tout comme dans le cas du profil longitudinal, les distributions latérales des différentes composantes de la gerbe ne suivent pas la même évolution. En effet, dans le cas des électrons, la décroissance de la densité de particules avec la distance au cœur est plus importante que dans le cas des muons. Une telle décroissance est révélatrice du fait que les électrons de la gerbe se concentrent et dominent près du cœur de gerbe tandis que pour des distances de l'ordre du kilomètre, le signal produit par les muons devient dominant. Cette diminution rapide du nombre d'électrons avec la distance au cœur de gerbe est due à l'atténuation conséquente des particules de plus basse énergie par l'atmosphère. Sur la figure 2.5 sont représentés les développements latéraux des différentes particules composant une gerbe dans le cas de protons et de noyaux de fer à 10^{19} eV et 30° d'angle zénithal. On peut voir sur cette figure que les distributions latérales des muons sont bien plus sensibles à la composition que celles des photons et des électrons.

Si l'on s'intéresse exclusivement aux gerbes produites à petit angle zénithal à une énergie donnée on peut constater que la forme de la distribution latérale varie peu avec l'épaisseur d'atmosphère à laquelle on l'échantillonne. Les distributions latérales pour différentes profondeurs d'atmosphère pour un même angle (faible) et une même énergie sont donc similaires à une constante de normalisation près.

Cependant, si l'on s'intéresse aux distributions latérales obtenues dans le cas de gerbes ayant traversé une quantité d'atmosphère très importante (c'est-à-dire dans le cas de gerbes produites à grand angle zénithal) on constate l'apparition de modifications de ces distributions. En effet, les particules chargées constituant la gerbe sont sensibles au champ magnétique terrestre. L'impact du champ magnétique est négligeable dans le cas de gerbes à faible

angle zénithal, mais dans le cas où la distance parcourue est plus importante, comme c'est le cas des gerbes à grand angle zénithal, il devient non négligeable. La présence du champ magnétique terrestre a pour conséquence de séparer les composantes chargées positivement et négativement au niveau du sol ainsi que d'introduire une asymétrie dans la distribution latérale. Ces effets sont d'autant plus marqués que la gerbe est inclinée.

La distribution latérale *observée* dépend, bien entendu, du type de détecteur utilisé. En effet, dans le cas de l'observatoire Pierre Auger, les stations au sol sont sensibles aux particules chargées (électrons et muons) mais également aux photons, tandis des scintillateurs minces sont sensibles uniquement aux particules chargées. Dans tous les cas, la détermination de l'énergie de la gerbe est basée sur l'évaluation du signal à une distance optimale r_{opt}, telle que les fluctuations de gerbe à gerbe soient négligeables (1000 m dans le cas de l'observatoire Pierre Auger).

Tout comme dans le cas du profil longitudinal, une description précise du développement latéral d'une gerbe atmosphérique nécessite de faire appel à des simulations numériques afin de décrire de façon précise les densités de particules en différents points de la gerbe mais également afin de pouvoir décrire les effets d'asymétrie et de séparation de charges induits par la présence du champ magnétique terrestre.

2.4 Simulation

Comme nous avons pu le montrer tout au long de ce chapitre, il apparaît nécessaire de faire appel aux simulations numériques afin d'obtenir une description détaillée du développement des gerbes atmosphériques et de prendre en compte la nature stochastique des interactions y ayant lieu. En effet, rappelons que la description de la position du maximum de développement de la gerbe ainsi que ses fluctuations nécessite de prendre en compte les fluctuations relatives au point de première interaction ainsi qu'aux interactions qui vont suivre par le biais de simulations Monte Carlo. Ces simulations permettent également de prendre en compte de façon détaillée l'influence du champ géomagnétique ainsi que de l'atmosphère. On peut séparer les différentes simulations numériques en deux grandes catégories :

— Les codes de simulation numérique pure, c'est-à-dire les codes de simulation dans lesquels les particules créées sont suivies et propagées pas à pas jusqu'au niveau du sol. Les codes CORSIKA [13], COSMOS [14] et AIRES [15] sont les codes les plus utilisés de cette catégorie.

— Les codes de types hybrides, faisant appel à des expressions analytiques et basés sur la résolution des équations de cascades décrivant l'évolution des gerbes atmosphériques. On peut mentionner CONEX [16] ou encore SENECA [17].

Ces deux catégories de codes reproduisent les fluctuations liées au développement des gerbes. Si l'on souhaite uniquement reproduire les profils longitudinaux et les distributions latérales de gerbes atmosphériques, il est préférable de faire appel à la seconde catégorie de simulation, bien plus rapide que les codes de simulation pas à pas. Si l'on souhaite s'intéresser au contenu en particules détaillé, ainsi qu'à toutes les informations sur la position et l'impulsion de ces dernières il convient alors d'utiliser un code de simulation pas à pas

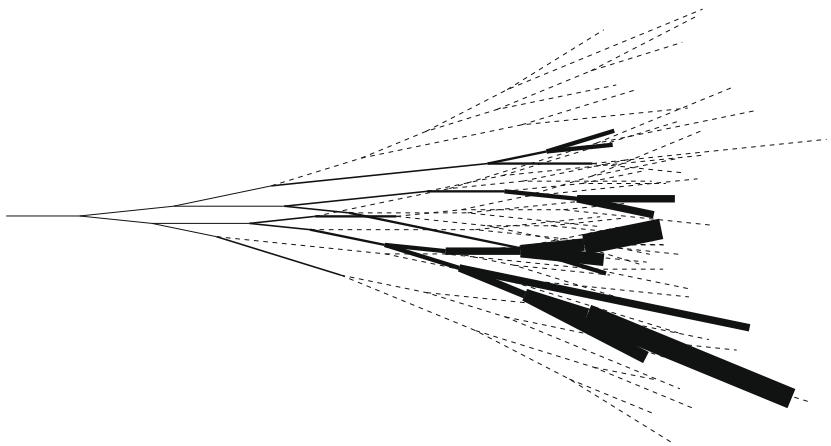


FIGURE 2.6 – Schéma de principe de la procédure de thinning dans une cascade d'interactions. Les lignes pointillées sont des particules non suivies ; les lignes pleines correspondent aux particules suivies avec une largeur proportionnelle à leurs poids statistiques. Tiré de [18].

permettant à chaque étape de décrire l'état des particules de la gerbe. Cependant, un inconvénient se pose dans le cas de ces simulations. En effet, à de telles énergies, les temps de calculs et la quantité de mémoire mise en jeu dans la simulation détaillée d'une gerbe particule par particule deviennent considérables, le nombre de particules dont on doit stocker les informations et traiter l'interaction à chaque étape du développement de la gerbe étant particulièrement important. Il existe néanmoins un moyen de contourner ces limitations grâce à une procédure d'échantillonnage statistique que nous décrirons dans la sous-section qui suit.

2.4.1 Procédure d'échantillonnage statistique

Le nombre de particules constituant une gerbe atmosphérique augmente considérablement avec l'énergie du primaire, pour atteindre $\sim 10^{11}$ pour une énergie du primaire de 10^{20} eV. Dans le cas d'un code effectuant un suivi pas à pas des particules, le nombre d'opérations devient extrêmement important, chacune des particules de la gerbe devant être traitées individuellement. Bien entendu, on peut d'ores et déjà réduire le nombre des particules à traiter en imposant un seuil en énergie en deçà duquel on arrête de suivre les particules, mais cela n'est pas encore suffisant. Afin de palier à ces limitations, on utilise une procédure d'échantillonnage statistique des particules présentes dans la gerbe, appelée procédure d'amincissement (*"thinning"* en anglais). Un schéma de principe de la procédure de thinning est représenté sur la figure 2.6.

Cette procédure, appliquée aux simulations de gerbes atmosphériques, fut proposée pour la première fois par A. M. Hillas [19] en 1997. Cet algorithme consiste à regrouper plusieurs particules issues d'une interaction en une seule possédant un poids supérieur à 1 et déterminé de façon statistique. Cette seule et unique particule est alors propagée, réduisant le nombre total de particules à suivre dans la gerbe. Bien qu'ayant l'avantage de réduire considérablement le temps de calcul nécessaire à la simulation d'une gerbe atmosphérique, cette

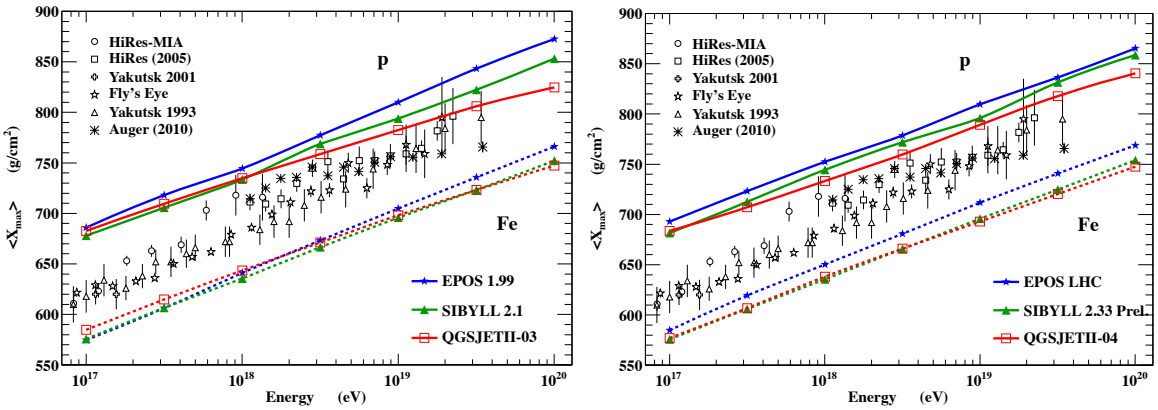


FIGURE 2.7 – Evolution du maximum de développement de la gerbe en fonction de l'énergie pour différents modèles avant (gauche) et après (droite) les contraintes apportées par les données du LHC.

méthode a l'inconvénient d'introduire des fluctuations artificielles dans les différentes observables relatives à la gerbe, notamment dans les profils longitudinaux et latéraux ainsi que dans l'évolution du contenu énergétique total de la gerbe. Ces fluctuations vont être d'autant plus importantes l'on commence à appliquer l'algorithme de thinning en deçà d'une énergie E_{th} proche de l'énergie du primaire E_0. En effet, cette méthode d'échantillonnage étant une méthode statistique elle n'est valide que dans le cas d'un très grand nombre de particules. L'utilisation de cet algorithme n'est donc pas justifiée aux premiers stades du développement de la gerbe et l'énergie E_{th} doit être choisi de façon à ce que le rapport E_{th}/E_0 soit le plus faible possible afin de trouver le meilleur compromis entre le temps de calcul et le niveau de fluctuation.

Afin de limiter les fluctuations artificielles de la procédure de thinning originelle, une méthode fut introduite sous le nom de "thinning optimal" qui consiste à limiter les poids attribuables aux particules. Une fois la limite de poids maximale atteinte, l'algorithme de thinning n'est plus appliqué à cette particule et elle est alors propagée normalement. Nous n'entrerons cependant pas dans les détails techniques de ces procédures, détails pouvant être trouvés dans [19, 20].

2.4.2 Générateurs d'interactions hadroniques

Un autre point méritant d'être abordé au sujet des simulations de gerbes atmosphériques est relatif aux différents générateurs d'interactions hadroniques. En effet, comme mentionné section 2.2.4, de nombreuses incertitudes quant aux processus hadroniques à haute énergie subsistent. Différents modèles existent afin de traiter ces interactions, chacun prédisant différentes multiplicités et sections efficaces. On peut citer parmi les générateurs d'interactions hadroniques les plus utilisés actuellement : QGSGET-II [8, 21], EPOS [10, 21] ou encore SYBILL [9]. Ces modèles comportent de nombreuses différences, tant relatives à la modélisation des interactions qu'aux résultats produits. On peut noter par exemple les sections efficaces proton-air qui diffèrent pour chacun des modèles, or un changement de ces sec-

tions efficaces entraîne un changement du point de première interaction et par conséquent, comme on l'a vu précédemment, de la valeur du X_{max}. Ces modèles d'interactions hadroniques sont donc un élément extrêmement important dans la compréhension des résultats obtenus dans le cadre de la détection de gerbes atmosphériques, et plus particulièrement dans la compréhension de la fraction de muons produits dans les gerbes et du maximum de développement.

Néanmoins, les mesures actuelles du LHC, notamment celles effectuées par LHCf et TOTEM, permettent de contraindre de façon importante les paramètres de ces modèles. Les incertitudes sur les sections efficaces mais également sur les multiplicités des différentes interactions ont pu être considérablement réduites. Ces ajustements conduisent à un meilleur accord entre les modèles quant à la valeur du X_{max} en fonction de l'énergie mais également à augmenter le nombre de muons prédits au sol ainsi qu'à modifier de façon sensible leur spectre énergie. Sur la figure 2.7 est représentée l'évolution du maximum de développement en fonction de l'énergie dans le cas des modèles pré-LHC et post-LHC. Les sections efficaces proton-proton pour les différents générateurs d'interaction hadronique post-LHC sont représentées sur la figure 2.1. De nombreux détails sur les contraintes apportées par les données du LHC aux modèles d'interactions hadroniques peuvent être trouvés dans la référence [22]. Il est également important de mentionner que la section efficace proton-air à 57 TeV dans le centre de masse a été mesurée par l'observatoire Pierre Auger [23]. La valeur mesurée est de $505 \pm 22(\text{stat})^{+28}_{-36}(\text{syst})$ mb.

2.5 Influence de l'atmosphère

Enfin, au-delà des problématiques relatives à la physique des particules intervenant dans l'étude des gerbes atmosphériques, il convient de ne pas oublier l'influence de l'atmosphère dans le développement de ces dernières. En effet, l'atmosphère faisant office de véritable calorimètre naturel il est nécessaire de connaître de manière précise ses caractéristiques et son évolution.

Une paramétrisation couramment utilisée afin de décrire la densité de l'atmosphère en fonction de l'altitude au sein des codes de simulation tels que CORSIKA ou AIRES est la paramétrisation de Linsley, décrivant l'atmosphère sur une base de cinq couches distinctes couvrant différentes gammes d'altitudes. Les différents paramètres de ce modèle sont alors ajustables afin de décrire l'atmosphère en un point donné de la planète, à une saison donnée, et ce à partir des données atmosphériques existantes.

Cependant, les différences dans le développement d'une gerbe avec différents jeux de paramètres atmosphériques restent faibles en comparaison à d'autres sources d'incertitudes tels que les incertitudes sur les différents modèles d'interactions.

Une caractérisation précise de l'atmosphère, et notamment de la densité et de la taille de ses aérosols est néanmoins extrêmement importante dans le cadre de la détection et la reconstruction des gerbes atmosphériques par le biais de la détection de fluorescence. En effet, les aérosols réduisent l'efficacité de collection de la lumière de fluorescence en affectant sa propagation dans l'atmosphère, introduisant alors un biais dans la reconstruction des profils longitudinaux.

2.6 Conclusion

Nous nous sommes attachés dans ce chapitre à décrire les différents processus entrant en jeu dans le développement d'une gerbe atmosphérique produite par un primaire à UHE.

La description détaillée d'une gerbe atmosphérique, comme on a pu le voir, fait appel à des simulations numériques, afin de prendre en compte la stochasticité des différents processus. La grande source d'incertitudes au sein de telles simulations numériques réside dans les différences entre les générateurs d'interactions hadroniques et ce, particulièrement aux premières étapes du développement. Ces incertitudes sont cependant considérablement réduites grâce aux données issues du LHC.

Dans le chapitre qui suit, nous nous intéresserons à l'observatoire Pierre Auger et plus particulièrement à la reconstruction des observables relatives aux grandes gerbes atmosphériques présentées dans ce chapitre.

Bibliographie

[1] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. European Physical Journal C **3** (1998), 1–783. 34, 220

[2] T. Csörgő *et al.* *Elastic Scattering and Total Cross-Section in p+p Reactions –As Measured by the LHC Experiment TOTEM at* $\{s\}$ *= 7 TeV–*. Progress of Theoretical Physics Supplement **193** (2012), 180–183. 34, 220

[3] W. Heitler. *Quantum theory of radiation* (1954). 37

[4] T. Abu-Zayyad *et al.* *A measurement of the average longitudinal development profile of cosmic ray air showers between* 10^{17} *and* 10^{18} *eV*. Astroparticle Physics **16** (2001), 1–11. 40, 220

[5] T. K. Gaisser *et al.* *A study of the chemical composition of cosmic rays around* 10^{18}*eV.* Comments on Astrophysics **17** (1993), 103–117.

[6] R. U. Abbasi *et al.* *A Study of the Composition of Ultra-High-Energy Cosmic Rays Using the High-Resolution Fly's Eye*. ApJ **622** (2005), 910–926.

[7] M. Unger. *Study of the Cosmic Ray Composition above 0.4 EeV using the Longitudinal Profiles of Showers observed at the Pierre Auger Observatory*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference* (2008), 373–376. 40, 220

[8] S. Ostapchenko and D. Heck. *Hadronic Interactions in QGSJET-II : Physics and Results*. 29th International Cosmic Ray Conference Pune 00, 101-104 (2005). 40, 46, 220

[9] P. Lipari, R. S. Fletcher, T. K. Gaisser and T. Stanev. *SIBYLL : An Event Generator for Cosmic Ray Cascade Simulations*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference* (1991), 197. 40, 46, 220

[10] K. Werner and T. Pierog. *Extended Air Shower Simulations Using EPOS*. In M. Tripathi and R. E. Breedon, editors, *Collicers to Cosmic Rays*, volume 928 of *American Institute of Physics Conference Series* (2007), 111–117. 40, 46, 220

[11] Pierre Auger Collaboration. *Interpretation of the Depths of Maximum of Extensive Air Showers Measured by the Pierre Auger Observatory*. ArXiv e-prints (2013). 41

[12] X. Garrido. *Étude de la composition des rayons cosmiques d'ultra-hautes énergies détectés par l'Observatoire Pierre Auger et analyse des processus hadroniques associés*. Ph.D. thesis, université de nantes (2008). 43, 221

[13] D. Heck, T. Peirog and J. Knapp. *CORSIKA : An Air Shower Simulation Program* (2012). Astrophysics Source Code Library. 44

[14] F. Cohen and K. Kasahara. *A Fast and Accurate Monte Carlo EAS Simulation Scheme in the GZK Energy Region and Some Results for the TA experiment*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 4 of *International Cosmic Ray Conference* (2008), 585–588. 44

[15] S. J. Sciutto. *AIRES : A system for air shower simulations (Version 2.2.0)*. ArXiv Astrophysics e-prints (1999). 44

[16] M. Alekseeva *et al.* *Extensive Air Shower Simulation Program CONEX : Matching Monte Carlo and Numerical Methods*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7 of *International Cosmic Ray Conference* (2005), 139. 44

[17] J. A. Ortiz, V. de Souza and G. Medina-Tanco. *Analysis of extensive air showers with the hybrid code SENECA*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7 of *International Cosmic Ray Conference* (2005), 51. 44

[18] P. Billoir. *A sampling procedure to regenerate particles in a ground detector from a thinned air shower simulation output*. Astroparticle Physics **30** (2008), 270–285. 45, 221

[19] A. M. Hillas. *Shower Simulation : Lessons from MOCCA*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements **52** (1997), 29–42. 45, 46

[20] S. J. Sciutto. *AIRES user's manual*. 46

[21] T. Pierog. *LHC results and High Energy Cosmic Ray Interaction Models*. Journal of Physics Conference Series **409**(1) (2013), 012008. 46

[22] D. D'Enterria, R. Engel, T. Pierog, S. Ostapchenko and K. Werner. *Constraints from the first LHC data on hadronic event generators for ultra-high energy cosmic-ray physics*. Astroparticle Physics **35** (2011), 98–113. 47

[23] P. Abreu *et al.* *Measurement of the Proton-Air Cross Section at s=57TeV with the Pierre Auger Observatory*. Physical Review Letters **109**(6) (2012), 062002. 47

« Tu vois, moi ma manip', j'peux la traverser en bagnole à toute blinde »
Première mission à Malargüe, première cuve visible au bord de la route 40 (Nov. 2010)

3
L'observatoire Pierre Auger

Sommaire

2.1 La clé de voûte de la détection des RCUHE **33**
2.2 Développement des gerbes atmosphériques **34**
2.2.1 Première interaction 34
2.2.2 Evolution de la gerbe 35
2.2.3 Cascade électromagnétique 37
2.2.4 Cascade hadronique 38
2.3 Observables **39**
2.3.1 Profil longitudinal 39
2.3.2 Distribution latérale 42
2.4 Simulation **44**
2.4.1 Procédure d'échantillonnage statistique 45
2.4.2 Générateurs d'interactions hadroniques 46
2.5 Influence de l'atmosphère **47**
2.6 Conclusion **48**

3.1 Généralités

L'observatoire Pierre Auger a été conçu pour mesurer les flux, la direction d'arrivée et la composition des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{17} eV. De par l'énergie dans le centre de masse allant jusqu'à 100 fois l'énergie accessible auprès des accélérateurs de particules, l'observatoire est également un outil précieux pour l'étude des interactions hadroniques à des énergies encore jamais atteintes sur accélérateur. Il rassemble des physiciens

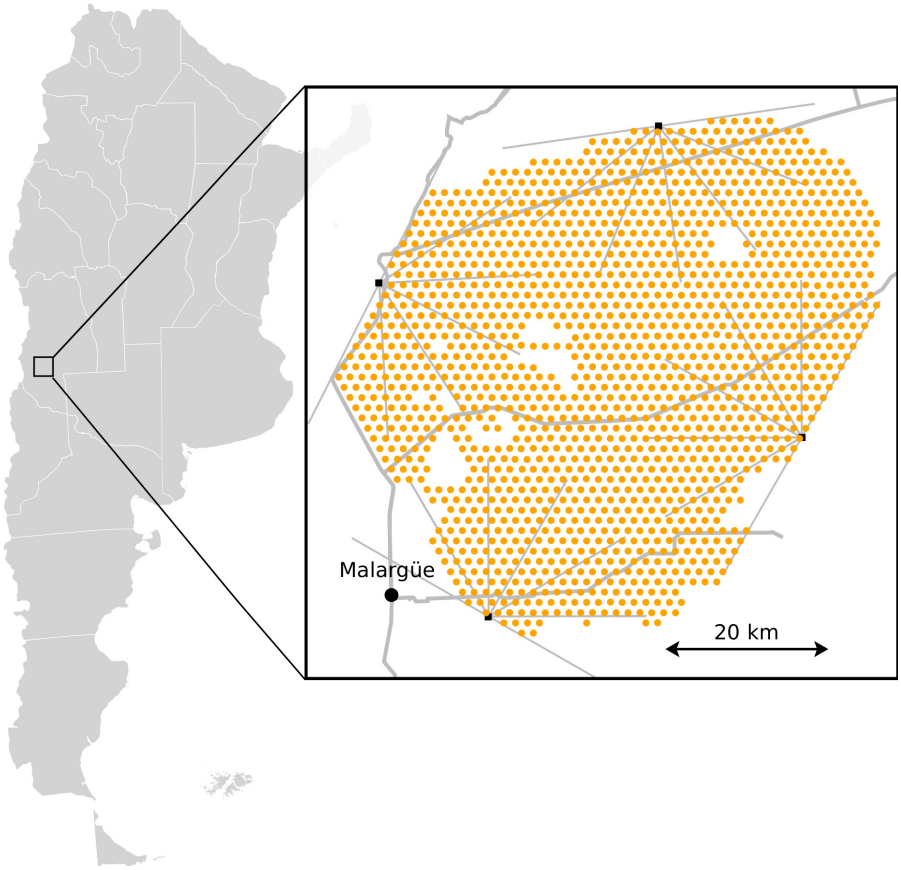


FIGURE 3.1 – Disposition de l'observatoire Pierre Auger à Malargüe, Argentine. La position des quatre bâtiments de fluorescence entourant le réseau de surface est représentée par des carrés noirs, les lignes grises indiquent le champ de vue des 6 télescopes de chaque bâtiment. Les points orange indiquent la position de chacune des 1660 cuves Tcherenkov avec un espacement de 1.5 km entre les plus proches voisins.

dont les thématiques couvrent un large spectre allant de la physique des particules à l'astrophysique.

Le site sélectionné se situe dans la pampa Amarilla à proximité de la ville de Malargüe ($35.0° - 35.3°$ S, $69.0° - 69.4°$ W). Il a la particularité d'offrir un immense plateau dont l'altitude moyenne est de $\sim$ 1420 m et est relativement régulière (1340 à 1610 m). La disposition de l'observatoire est représentée en figure 3.1.

Le choix d'un tel site répond à différents critères. Il doit tout d'abord être suffisamment vaste (3000 km^2) : les très faibles flux de RCUHE nécessitent une immense surface de collection. Ensuite, il doit être plat afin de permettre de bonnes communications radio. Il doit également être situé à une altitude comprise entre 1000 et 1500 m au-dessus du niveau de la mer afin d'avoir accès à un développement optimal de la gerbe dans l'atmosphère dans la gamme d'énergie visée. En effet, la détection au sol d'une gerbe atmosphérique est optimale si elle est échantillonnée à proximité de son maximum de développement (c'est-à-dire la position à laquelle le nombre de particules qui composent la gerbe est à son maximum).

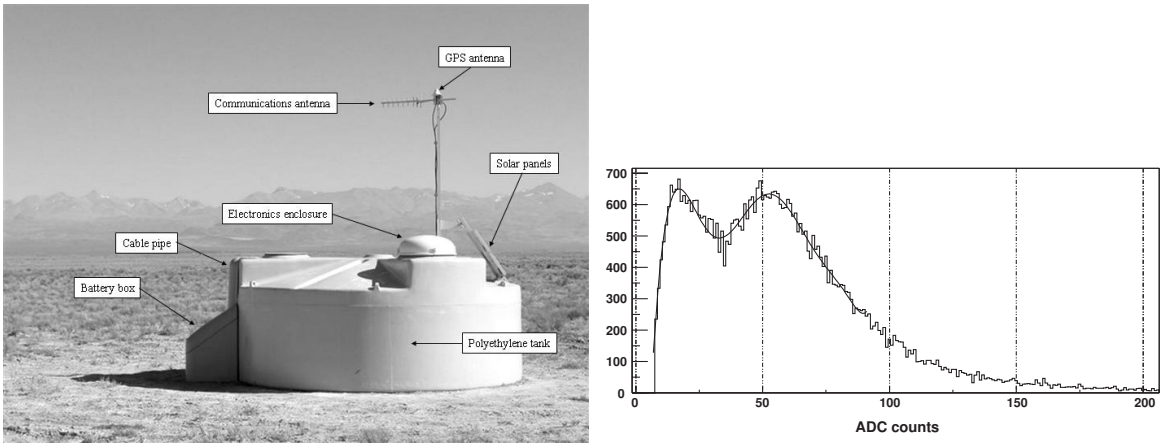


FIGURE 3.2 – (Gauche) Une station du détecteur de surface. (Droite) Histogramme de pic utilisé pour la calibration des stations [1].

Ce site possède un ciel nocturne clair et une pollution lumineuse minimale ce qui permet également de bonnes performances du détecteur de fluorescence.

Le site est équipé d'un réseau triangulaire de 1660 cuves Tcherenkov avec un espacement de 1.5 km couvrant une surface de 3000 km^2 ainsi que de 4 stations de fluorescences chacune comportant 6 télescopes de fluorescence dont le champ de vue couvre la totalité du détecteur au sol. L'association de détecteurs de particules au sol et de télescopes de fluorescence observant le développement de la gerbe en fait un détecteur de rayons cosmiques unique, utilisant une méthode de détection hybride qui permet de reconstruire les gerbes atmosphériques avec une précision sans précédent. Dans les parties qui suivront nous décrirons les deux sous-détecteurs de l'observatoire à savoir le détecteur de surface (SD) et le détecteur de fluorescence (FD) pour ensuite nous intéresser à la détection hybride.

3.2 Le détecteur de surface

Comme souligné précédemment le détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger consiste en un réseau triangulaire de 1660 cuves Tcherenkov avec un espacement de 1.5 km et couvrant une surface de $\sim$ 3000 km^2, correspondant à une acceptance de 7350 km^{2}sr pour des angles zénithaux inférieurs à 60°. Ceci en fait le réseau de détecteurs le plus grand au monde. Ses cuves Tcherenkov sont sensibles aux particules chargées ainsi qu'aux photons énergétiques se convertissant en paire e^+e^- dans le volume d'eau. Chacune des 1660 stations du réseau au sol consiste en une cuve d'eau de 3.6 m de diamètre contenant un liner scellé dont la surface intérieure, en Tyvek, est réfléchissante. Le liner contient 12 000 L d'eau pure. La lumière Tcherenkov produite lors du passage des particules à travers l'eau est collectée par 3 photomultiplicateurs (PMT) de 9 pouces de diamètre répartis de façon symétrique à une distance de 1.20 m du centre de la cuve. Ils sont en contact optique avec l'eau de la cuve via une fenêtre de polyéthylène transparente. Les stations du détecteur de surface sont autonomes. En effet, chacune des cuves est alimentée par un panneau solaire fournissant une puissance moyenne de 10 Watts pour l'alimentation des PMTs et de la boite

d'électronique constituée d'un processeur, d'un récepteur GPS, d'un émetteur radio et d'un contrôleur de puissance. Les constituants du détecteur de surfaces sont représentés sur la figure 3.2 (gauche).

L'efficacité de détection au niveau du trigger atteint 100% pour des énergies supérieures à 3×10^{18} eV. L'espacement entre les cuves est le résultat d'un compromis entre des considérations de coût (*i.e.* nombre de stations disponibles) et de seuil en énergie. En effet, plus l'espacement entre les cuves est réduit plus le seuil en énergie est bas. D'autres considérations entrent également en jeu quant au choix du pas du réseau : un échantillonnage suffisant de la densité de particules loin du cœur de gerbe et la nécessité de mesurer des temps d'arrivée du front de gerbe en différentes positions. Un minimum de 5 stations déclenchant à 10^{19} eV permet un espacement maximum de 1500 m dans le cas d'un réseau triangulaire. Avec cet espacement, environ 10 stations sont déclenchées par une gerbe proche de la verticale avec une énergie de 10^{20} eV. Aux grands angles zénithaux, la multiplicité des stations déclenchées augmente et est typiquement de l'ordre de 20 à $\sim 60°$. Un système de GPS différentiel permet la détermination de la position et de l'altitude des stations avec une précision inférieure à 1 m, suffisant pour un bonne reconstruction des gerbes.

3.2.1 Calibration

Le signal des PMTs est récupéré au niveau de la dernière dynode (haut gain) et de l'anode (bas gain) et ce afin de couvrir la plage en amplitude des signaux. Le signal de la dynode est amplifié de façon à correspondre nominalement à 32 fois le signal de l'anode. Les signaux des PMTs sont ensuite numérisés par des convertisseurs analogique-numérique rapides (*FADC : Fast Analog-to-Digital Converter*) à une fréquence d'échantillonnage de 40 MHz (correspondant à des intervalles en temps de 25 ns). Les signaux sont enregistrés de façon continue grâce à une mémoire tampon de 19 µs [1].

Une unité de référence spécifique à l'observatoire est utilisée pour l'analyse des signaux : le *Vertical Equivalent Muon* (VEM) [2]. Cette unité correspond au signal déposé par un muon à incidence verticale et traversant le centre de la cuve. Pour déterminer la valeur du VEM, pour le haut gain, on utilise les signaux intégrés (*i.e.* la charge) engendrés par les particules du fond atmosphérique. Les muons de ce fond atmosphérique induisent un signal proportionnel à l'épaisseur d'eau traversée, le signal déposé par les muons verticaux est donc constant. Ces derniers vont se manifester dans la distribution des signaux intégrés par un pic comme on peut le voir sur la figure 3.2 (droite). En effet le flux différentiel de muon au sol se comporte en $\cos^2\theta$. Le flux intégral est donc maximal à un angle zénithal de 38°. La position de ce pic est reliée de façon simple à la valeur du VEM en termes de coups ADC. La valeur réelle du VEM correspondant à ce pic a été mesurée grâce à un télescope à muon fournissant le déclenchement pour des muons verticaux et centrés dans une cuve de référence : elle est d'environ 1.09 VEM pour la somme des trois PMTs et de 1.03 ± 0.02 VEM pour chaque PMT [3]. Cette différence provient du fait que les trois PMTs mesurent le signal total, tandis qu'un PMTs individuel mesure la fraction de signal produit proche de lui.

L'utilisation du VEM a le grand avantage de permettre une calibration prenant en compte de façon globale tous les paramètres dont elle peut dépendre : qualité de l'eau, réflectivité du Tyvek, collection et gain de la dynode qui varient d'une cuve à l'autre et sont susceptibles

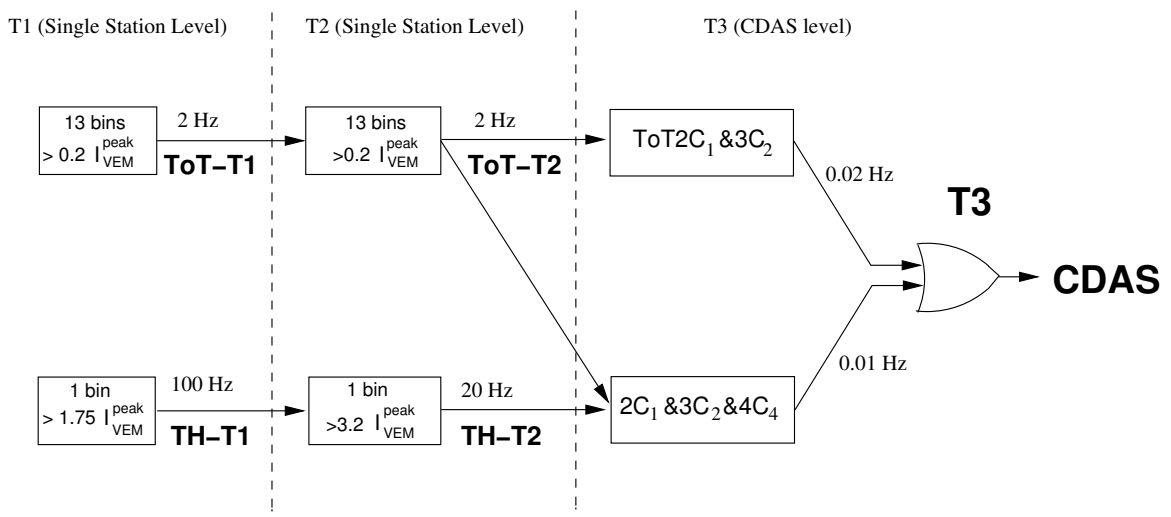


FIGURE 3.3 – Représentation schématique de la hiérarchie du système de déclenchement du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger.

d'évoluer au cours du temps. Néanmoins, cette méthode n'est pas applicable dans le cas du bas gain dont la valeur des signaux est trop faible. La valeur du bas gain est obtenue en faisant l'hypothèse de la linéarité de la réponse des PMTs et en divisant la réponse du haut gain par 32.

3.2.2 Déclenchement

Le système de déclenchement du réseau de surface est un système hiérarchique à trois niveaux : les deux premiers niveaux s'appliquent localement au niveau de la cuve tandis que le troisième niveau est basé sur une coïncidence temporelle et spatiale entre les stations [4]. Un tel système de déclenchement a pour objectif de discriminer les évènements de types "gerbes" du fond atmosphérique. La hiérarchie du système de déclenchement du SD est représentée sur la figure 3.3.

Le premier niveau (T1) comprend deux modes de déclenchement :

— Le **"Threshold"** requiert la coïncidence temporelle entre trois PMT dont les signaux sont supérieurs à 1.75 VEM. Ce mode de déclenchement est particulièrement utile pour les signaux peu étalés en temps, c'est le cas des signaux produits par les gerbes horizontales ou les stations proche du cœur de gerbe. Le taux de déclenchement de type **"Threshold"** est de $\sim$ 100 Hz.

— Le mode **"ToT"** (**Time Over Threshold**) requiert quant à lui 13 bins au-delà de 0.2 VEM, compris dans une fenêtre glissante de 120 bins ADC consécutifs et en coïncidence sur au moins 2 PMTs. Ce mode de déclenchement est très efficace dans le cas de signaux faibles mais étalés en temps, c'est le cas des signaux enregistrés loin du cœur de gerbe. Le taux de déclenchement en ToT est de 1.6 Hz. Un tel taux correspond au taux de détection de 2 muons du fond atmosphérique dans une fenêtre de 3 µs.

Le second niveau (T2) requiert soit un **ToT** soit un **Threshold** avec une valeur minimale de 3.2 VEM. Il a pour objectif de réduire la quantité de données envoyées au CDAS (Central

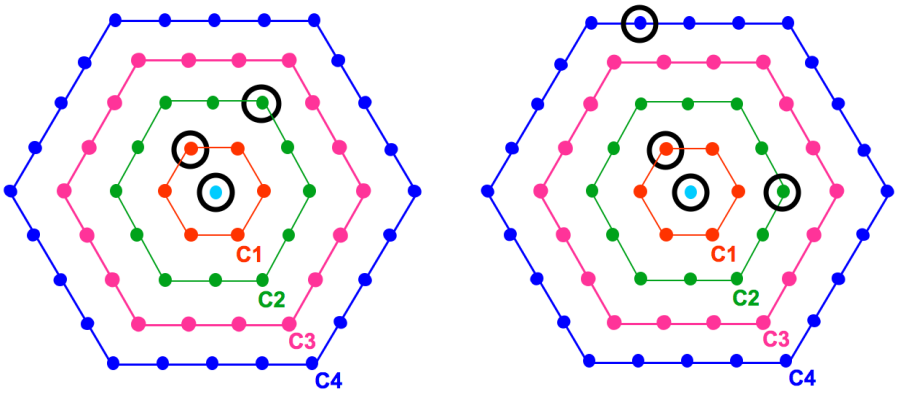


FIGURE 3.4 – Exemple de configuration compacte de type 3-fold (gauche) et 4-fold (droite) [5]

Data Acquisition System). Son taux de déclenchement est de $\sim$ 20 Hz.

Enfin, le troisième niveau (T3) est appliqué au niveau du CDAS et non plus localement et requiert une coïncidence temporelle des déclenchements émis par les cuves. On requiert également un minimum de compacité (spatiale) de l'évènement. Deux configurations peuvent remplir un tel critère (voir figure 3.4) [5] :

— Le premier critère requiert la présence de 3 stations déclenchant en ToT (**3-Fold**) en coïncidence temporelle et possédant une configuration compacte : 3 cuves consécutives alignées, formant un triangle équilatéral ou isocèle. Ce critère est particulièrement important pour la détection des gerbes verticales. 90% des évènements de type 3-Fold sont des évènements physiques.

— Le second critère est plus souple et requiert la coïncidence en temps d'au moins 4 cuves (**4-Fold**) déclenchant en ToT ou Threshold avec des conditions de compacité moins strictes que dans le cas du 3-Fold : l'une des stations peut se trouver jusqu'à 6 km des trois autres. Un tel critère permet de sélectionner des gerbes horizontales.

Le taux de déclenchement au niveau T3 est d'environ 1.3 par jour pour chaque maille élémentaire (triangle équilatéral de 1.5 km de côté) du réseau.

Lorsqu'un évènement passe le niveau T3, les données de toutes les stations du réseau déclenchant en T1 et en coïncidence temporelle sont rapatriées au CDAS pour être enregistrées.

Cette chaîne de déclenchement constitue la chaîne de sélection *online* des évènements et conduit à l'enregistrement des données brutes. Afin d'interpréter ces données en termes de physique il s'agit alors de les *reconstruire*. On s'intéressera ici à la reconstruction des évènements "standards" c'est-à-dire ayant un angle zénithal inférieur à 60° et produits par des rayons cosmiques.

3.2.3 Sélection et reconstruction

Une fois les évènements enregistrés il s'agit ensuite de sélectionner parmi ces derniers les évènements physiques (c'est-à-dire issus d'une gerbe atmosphérique) et de rejeter les

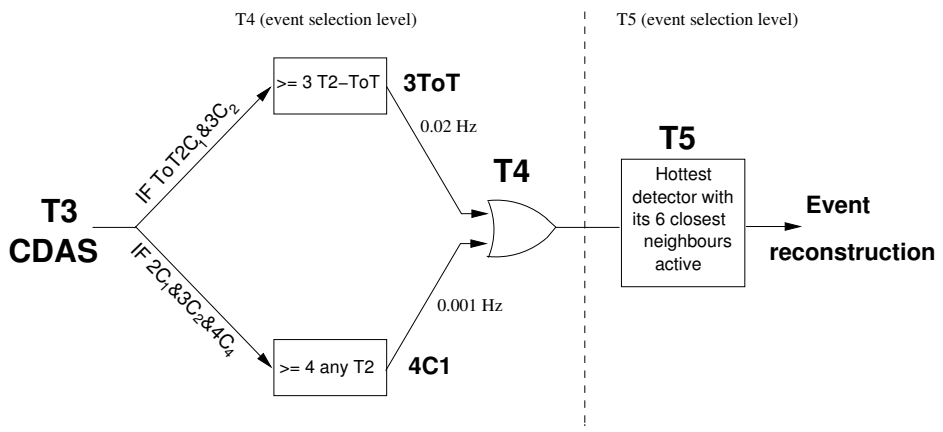
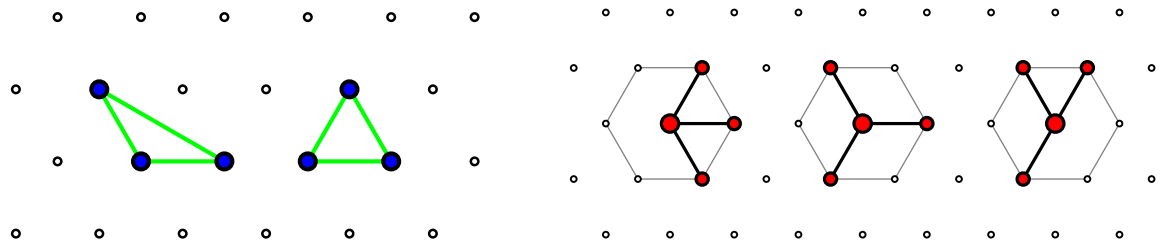


FIGURE 3.5 – Représentation schématique de la hiérarchie de sélection des évènements du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger.



(a) 3ToT (b) 4C1

FIGURE 3.6 – Ensemble des configurations compactes de type 3ToT (a) et 4C1 (b) [5].

coïncidences aléatoires pour ensuite les reconstruire et remonter aux observables telles que l'énergie du primaire ou la direction d'arrivée. Deux niveaux supplémentaires de "déclenchement" *offline* sont définis afin de sélectionner les évènements physiques : les niveaux T4 et T5 dont nous avons représenté la hiérarchie sur la figure 3.5.

Critères de sélection *offline*

Dans le cas des évènements verticaux (*i.e.* angle zénithal $< 60°$), le premier niveau de déclenchement *offline* (T4) est passé si l'un de ces deux critères est rempli :

— Le critère **3ToT** requiert 3 stations voisines déclenchant en T2-ToT disposées soit en triangle équilatéral, soit isocèle (voir la figure 3.6). Un tel critère sélectionne essentiellement des évènements physiques avec un angle zénithal inférieur à 60 degrés.

— Le critère **4C1** requiert 4 stations adjacentes déclenchant en T2 et dont la station "centrale" se situe à 1.5 km de chacun des autres stations. C'est-à-dire que chacune des 3 stations doit appartenir à la première "couronne" C_1 (hexagone) autour de la station centrale (voir 3.6). Ce critère permet de sélectionner essentiellement des évènements physiques quasi-horizontaux.

Enfin, un second et dernier niveau de déclenchement *offline* (T5) est défini afin de sélectionner exclusivement les évènements tombant près des bordures du détecteur de surface.

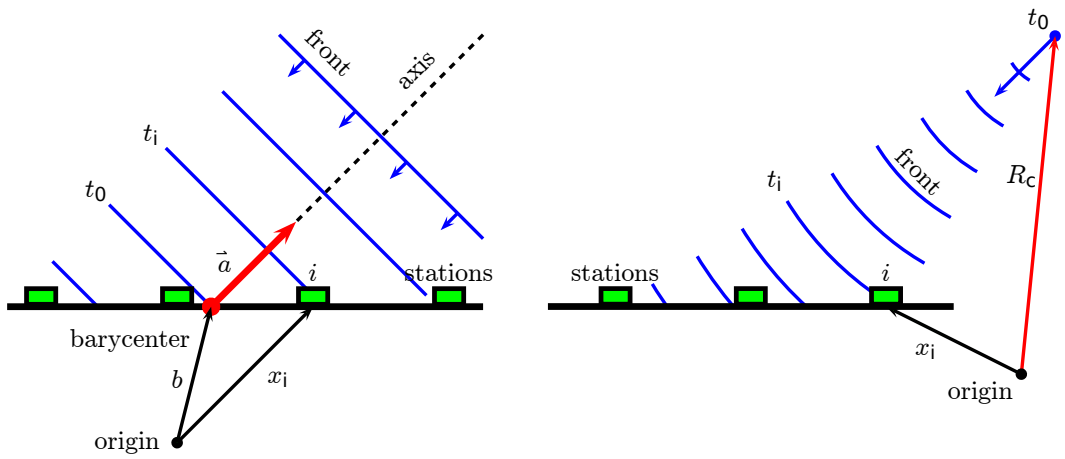


FIGURE 3.7 – Représentation schématique du développement des fronts de gerbe plan et sphérique [6].

On peut considérer une telle sélection comme une sélection fiducielle. La raison d'une telle sélection est que d'une part la reconstruction de la position du cœur de gerbe est entachée de larges erreurs pour les évènements dont le cœur est à l'extérieur du réseau et d'autre part que le calcul de l'acceptance peut s'avérer compliqué dans le cas d'évènement non entièrement inclus dans le détecteur. Par conséquent ce niveau de sélection est basé sur la position du cœur de gerbe : la station ayant le signal le plus grand doit être entourée par au moins 5 stations opérationnelles sur la première couronne C_1.

Il est à noter que l'évaluation de l'efficacité de déclenchement du SD aux neutrinos à UHE est un élément extrêmement important dans l'évaluation de la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger à ce type d'évènements. C'est pourquoi une simulation détaillée du déclenchement du SD est nécessaire dans le cadre d'une telle analyse. Le mode de déclenchement ToT joue d'ailleurs un rôle particulièrement important puisque, comme on le verra au chapitre 5, il permet de déclencher sur des signaux étalés en temps tels que ceux produits par les gerbes jeunes pouvant être engendrées par des neutrinos à UHE.

Reconstruction géométrique

Une fois qu'un évènement satisfait les sélections *offline* il est alors possible de reconstruire la géométrie de la gerbe atmosphérique, c'est-à-dire sa direction d'arrivée, la position de son cœur ainsi que le rayon de courbure de son front.

A noter cependant que, dans le cas des neutrinos horizontaux qui nous intéressent plus particulièrement dans le cadre de cette thèse, nous ne reconstruisons pas l'évènement. En effet, comme nous le verrons en détail au chapitre 5, différentes variables sont utilisées afin d'identifier les gerbes inclinées engendrées par des neutrinos UHE.

Pour chaque évènement SD on a accès aux temps de déclenchement t_i de chacune des cuves impliquées associés à leurs coordonnées $x_i = (x_i, y_i, z_i)$ ainsi qu'à leurs traces FADC.

Supposons tout d'abord un front de gerbe plat. Soit $\vec{a} = (u, v, w)$ le vecteur unitaire colinéaire à l'axe de la gerbe. Si l'on considère que le front de gerbe se déplace à une vitesse

proche de celle de la lumière c, le temps nécessaire à la propagation du front jusqu'à la station i s'écrit :

$$ct_i(x_i) = ct_0 - (x(t) - \vec{b})\vec{a} \tag{3.1}$$

où $\vec{b}$ est le barycentre des cuves, t_0 le temps d'arrivée du cœur de gerbe au sol et x(t) la position de la station (voir la figure 3.7). Si l'on suppose les positions $\vec{x}_i$ des cuves parfaitement connues, la seule source d'erreurs est l'incertitude σ_{t_i} sur les temps d'arrivées. Dans cette approximation, la fonction χ^2 à minimiser pour déterminer la position du cœur de gerbe s'écrit :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(ct_i - ct_0 + x_i u + y_i v + z_i w)^2}{\sigma_{t_i}^2} \tag{3.2}$$

on notera qu'on est en présence ici d'un problème non linéaire dans le sens où l'on doit avoir $u^2 + v^2 + w^2 = 1$. Une solution approchée peut cependant être obtenue dans la mesure où l'altitude relative z_i des stations est négligeable devant x_i et y_i. Il est à noter également que la minimisation de l'équation 3.2 échoue dans le cas où il existe une dépendance linéaire entre les stations, c'est-à-dire dans le cas de stations alignées.

Nous avons considéré jusqu'à présent un front de gerbe plat. En réalité, le front de gerbe a une courbure non nulle, reliée à l'altitude de productions des particules. Afin d'obtenir un modèle plus réaliste, on ajoute un terme parabolique à l'équation 3.1 pour décrire la courbure du front de gerbe au voisinage du point d'impact (*i.e.* $\rho \ll R_C$). L'équation 3.1 devient alors :

$$ct_i(\vec{x}_i) = ct_0 - \vec{a}\vec{x} + \frac{\rho(\vec{x})^2}{2R_C} \tag{3.3}$$

où $\rho(\vec{x})^2 = (\vec{a} \times \vec{x})^2 = x^2 - (\vec{a}\vec{x})^2$ est la distance perpendiculaire à l'axe de la gerbe.

Si le nombre de stations déclenchées est supérieur à quatre, la position du point d'impact est alors obtenue par la minimisation tridimensionnelle ($z_i \neq 0$) de la fonction [6] :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(c(t_i - t_0) - |R_c\vec{a} - \vec{x}_i|)^2}{\sigma_{t_i}^2} \tag{3.4}$$

L'incertitude sur les temps d'arrivées σ_{t_i} peut être importante et entacher de façon significative l'estimation de la direction d'arrivée. La résolution angulaire est de l'ordre de 2.2° pour les évènements à 3 cuves, de 1.8° pour les évènements à 4 cuves et 1.6°pour les événements à 5 cuves (pour une énergie supérieure à 10^{18} eV).

Estimation de l'énergie

L'estimation de l'énergie avec le SD s'obtient à partir de l'ajustement du profil latéral de la gerbe. La distribution latérale du signal est modélisée par la LDF (*Lateral Distribution Function*) et permet d'exprimer le signal $S(r)$ comme :

$$S(r) = S_{1000} f_{\mathrm{LDF}}(r) \tag{3.5}$$

où S_{1000} est le signal à 1000 m du cœur de gerbe, r la distance perpendiculaire à l'axe de la gerbe et $f_{\mathrm{LDF}}(r)$ une fonction de r définie telle que $f_{\mathrm{LDF}}(1000\,m) = 1$. Les incertitudes sur la mesure du signal sont données par :

$$\sigma_S(\theta) = (0.32 + 0.42 \sec\theta)\sqrt{S} \tag{3.6}$$

La paramétrisation de $f_{\mathrm{LDF}}(r)$ la plus communément utilisée est celle développée par Nishimura, Kamata et Greisen (NKG) [7, 8] où la distribution latérale est décrite par une loi de puissance :

$$f_{\mathrm{LDF}}(r) = \left(\frac{r}{r_{1000}}\right)^{\beta} \left(\frac{r + r_{700}}{r_{1000} + r_{700}}\right)^{\beta+\gamma} \tag{3.7}$$

où $r_{1000} = 1000$ m, $r_{700} = 700$ m et où β et γ sont des fonctions de θ. Le choix d'utiliser comme paramètre le signal à 1000 m est motivé par le fait que dans la configuration du réseau de surface de l'observatoire Pierre Auger, dans la gamme d'énergie considérée, la région où l'impact des fluctuations est minimal est aux alentours de 1000 m du cœur de gerbe [9, 10]. De plus, si l'on se place trop près du cœur de gerbe, la saturation des FADC et des PMT empêche toute reconstruction directe de l'énergie. On voit que la reconstruction de la LDF ne nécessite que trois paramètres, à savoir le S_{1000} et la position du cœur de gerbe définie par les coordonnées x_c et y_c. L'ajustement de la LDF prend en compte différents effets comme les stations silencieuses n'ayant pas déclenchées en T2 ou encore les stations saturées.

Une fois l'ajustement effectué, on dispose alors pour chaque évènement SD de ses paramètres géométriques (position du cœur (x_c, y_c), angles zénithal θ et azimutal ϕ et du S_{1000} comme estimateur de la taille de la gerbe). Le S_{1000} dépendant de l'énergie de la gerbe mais également de la nature du primaire et de l'angle zénithal, l'estimation de l'énergie nécessite alors une hypothèse quant à la composition qui n'est pas connue dans le cas d'un évènement vu uniquement par le SD. Le lien entre S_{1000} et E s'obtient alors en ayant recours à des simulations de gerbes et des informations du SD et se comporte comme :

$$S_{1000} \sim f(\sec\theta) \times E^{0.95} \tag{3.8}$$

Cette approche comporte un inconvénient majeur. En effet, la nécessité d'utiliser des simulations de gerbes introduit des effets systématiques importants liés aux grandes incertitudes sur les modèles de gerbes atmosphériques dont nous avons parlé au chapitre précédent. La simulation du détecteur introduit également des biais non négligeables dans l'estimation de l'énergie.

Il est possible de s'affranchir de tels effets systématiques dans le cadre d'une analyse "hybride", c'est-à-dire en utilisant les informations fournies par le FD. En effet, on peut montrer que le nombre d'évènements N par unité de $\cos^2\theta$ au-delà d'une énergie donnée E_0 est constant. Il est donc possible de déterminer, pour un nombre d'évènements N_0 par unité de $\cos^2\theta$ fixe, à partir des données de l'observatoire, la fonction empirique $S_{\mathrm{CIC}_{1000}}(\theta)$ telle que pour chaque θ on ait un nombre d'évènements constant tel que le S_{1000} soit supérieur à cette dernière, c'est-à-dire :

$$N\{S_{1000}(\theta) > S_{\mathrm{CIC}_{1000}}(\theta)\} = N_0 \tag{3.9}$$

La fonction $S_{\mathrm{CIC}_{1000}}(\theta)$, communément appelée courbe de CIC (*Constant Intensity Curve*) et présentée dans la référence [11], corrige les effets d'atténuation du signal par l'atmosphère terrestre [12]. Cette courbe est normalisée à l'angle zénithal où le nombre d'évènements est maximal, c'est-à-dire 38° :$S_{38^\circ{}_{1000}}$.

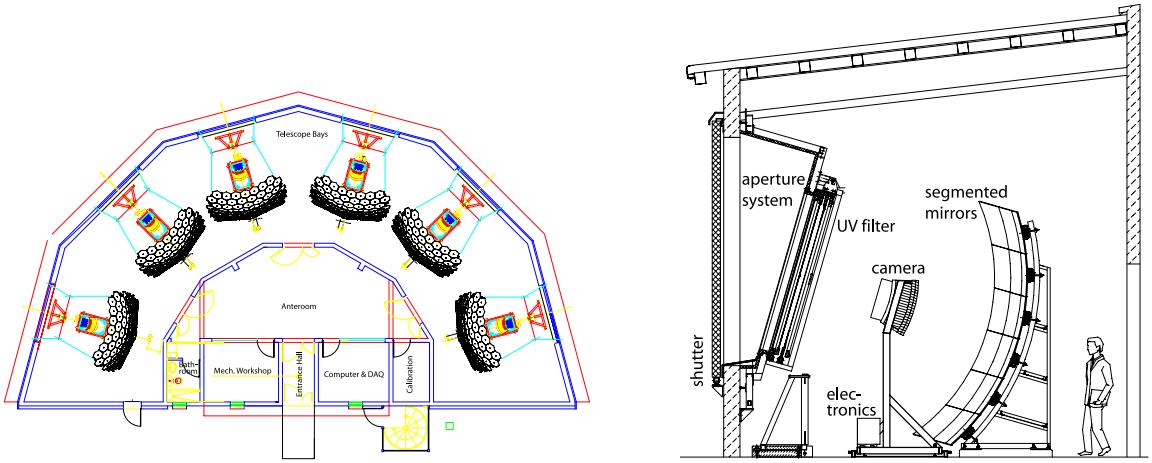


FIGURE 3.8 – (Gauche) Représentation schématique d'un bâtiment de fluorescence avec ses 6 télescopes. (Droite) Représentation schématique d'un télescope de fluorescence de l'observatoire Pierre Auger.

Le paramètre $S_{38^\circ{}_{1000}}$ se déduit alors de :

$$S_{38^\circ{}_{1000}} = \frac{S_{1000}}{S_{\mathrm{CIC}_{1000}}(\theta)} \tag{3.10}$$

et ne dépend que de l'énergie du primaire. Ce paramètre peut être interprété comme le signal S_{1000} que la gerbe aurait produit si elle était arrivée avec un angle de 38°. Il s'agit alors de relier cet estimateur à l'énergie totale de la gerbe : c'est ici que vont entrer en jeu les informations du FD et que la nature hybride de l'observatoire prend tout son intérêt. En effet, on peut établir la relation entre S_{38° et E_{FD} (l'énergie reconstruite par le FD grâce aux évènements de type *Golden Hybrid*, ce qui permet d'estimer l'énergie pour l'ensemble des données du SD de façon indépendante des simulations de gerbes et du détecteur et permet de s'affranchir des effets systématiques dus aux modèles de gerbes hadroniques et à la simulation du détecteur.

3.3 Le détecteur de fluorescence

Les particules chargées d'une gerbe atmosphérique excitent l'azote atmosphérique moléculaire durant leur traversée de l'atmosphère. L'azote atmosphérique, en se désexcitant, va alors émettre une lumière de fluorescence détectable dans une gamme de longueur d'onde comprise entre 300 et 400 nm. Le nombre de photons de fluorescence émis est proportionnel à l'énergie déposée par la gerbe dans l'atmosphère qui joue ici le rôle d'un véritable calorimètre naturel. Cette technique a été utilisée précédemment par les expériences Fly's Eye [13] et HiRes [14].

Le détecteur de fluorescence est constitué de 4 sites comme indiqué en introduction : Los Leones (LL), Los Morados (LM), Loma Amarilla (LA) et Coihueco (CO), chacun situé au sommet de collines en bordure du détecteur de surface. Chaque site comporte 6 télescopes de fluorescence chacun couvrant un champ de vue de 2° à 30° en élévation et de 30° en

azimut, observant l'atmosphère au-dessus du réseau au sol [15]. Chaque ensemble de 6 télescopes couvre un champ de vue de 180° en azimut. L'ensemble des 4 sites de fluorescence assure une efficacité de détection totale pour des gerbes atmosphériques d'énergie supérieure à 10^{19} eV sur toute la surface du réseau. On trouvera une représentation schématique d'un bâtiment de fluorescence sur la figure 3.8 (gauche).

Le système optique des télescopes de fluorescence est constitué d'un filtre en fenêtre d'entrée, d'un diaphragme circulaire de 1.1 m, d'un anneau correcteur, d'un miroir sphérique d'une surface de 13 m^2 et d'une caméra composée de photomultiplicateurs. On trouvera une représentation d'un télescope de fluorescence sur la figure 3.8 (droite).

Le filtre en fenêtre d'entrée est un filtre optique absorbant la lumière visible et transmettant les photons UV de 290 à 410 nm, incluant la quasi-totalité du spectre de fluorescence de l'azote. La courbe de transmission du filtre atteint un maximum de 85% à 360 nm et décroît à 20% à 300 et 400nm. Malgré une atténuation importante des longueurs d'ondes visibles, les télescopes de fluorescence ne peuvent opérer que durant les nuits claires avec pas ou peu de lune, conduisant à un faible cycle utile compris entre 11% et 14%.

Le sous système optique constitué du diaphragme, de l'anneau correcteur, du miroir et de la caméra de photomultiplicateurs constituent une optique de Schmidt modifiée qui corrige de façon partielle les aberrations sphériques, réduisant la dispersion angulaire à 0.5°. La caméra est constituée de 440 PMTs/pixels (22 lignes par 20 colonnes) et est située sur la surface focale du télescope. L'image d'une gerbe atmosphérique se forme sur la caméra comme une ligne de pixels dont la séquence temporelle est bien définie. Chacun des pixels est équipé d'un cône de Winston afin de collecter la lumière tombant entre les photocathodes en leur absence, permettant d'atteindre une efficacité de collection de lumière de 94%.

3.3.1 Calibration

Pour reconstruire les profils de gerbes atmosphériques et de pouvoir estimer leur énergie totale, le nombre de coups ADC mesurés par les PMTs de la caméra doit être relié au flux de lumière entrant dans le diaphragme du télescope. Afin d'évaluer la réponse de chacun des pixels de la caméra à un flux de photons donné, il s'agit de prendre en compte ici un grand nombre d'effets tels que la transmittance des filtres, la réflexion sur les surfaces optiques, la réflectivité du miroir, l'efficacité de collection de lumière des pixels, l'efficacité quantique de la cathode, le gain des PMTs, etc. La procédure appliquée afin de prendre en compte l'ensemble de ces effets porte le nom de calibration *end to end*.

Calibration absolue

La Calibration absolue est effectuée grâce à une source de lumière diffuse de 2.5 m de diamètre (appelée "*drum*") placée au niveau du diaphragme du télescopes et fournissant un flux pulsé de lumière uniforme et d'intensité parfaitement connue sur la totalité des pixels de la caméra. Le flux de la source de lumière étant connu, il est alors possible de relier la réponse du système d'acquisition à ce dernier et donc d'obtenir la calibration de chacun des pixels. La calibration absolue est effectuée annuellement et permet de calibrer les PMTs avec une précision de 12%.

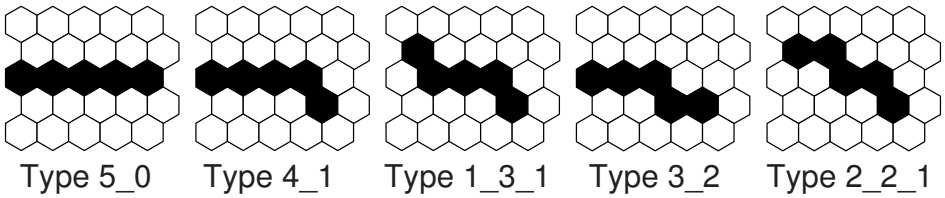


FIGURE 3.9 – Types fondamentaux de motifs considérés comme des segments de traces droites.

Calibration relative

Le principe d'une calibration relative est de détecter des changements de calibration dans le temps par rapport à la calibration de référence qu'est la calibration absolue. Dans le cas des télescopes de fluorescence, 3 techniques de calibration relative sont utilisées. Avant et après chaque nuit de prise de données par le FD, trois positions sont éclairées pour chacune des caméras afin de suivre la réponse des différents éléments du télescope. Les trois calibrations relatives sont les suivantes :

— **Calibration A :** Les PMTs sont éclairés directement à travers un diffuseur placé au centre du miroir. Cette calibration permet le suivi de la stabilité et de la linéarité des PMTs.

— **Calibration B :** Une source située sur le côté de la caméra éclaire le miroir à travers un diffuseur en Téflon. Cette calibration permet de vérifier la réponse des PMTs et de suivre la réflectivité du miroir.

— **Calibration C :** Une source située au niveau du diaphragme éclaire en direction de la fenêtre d'entrée. La lumière y est alors réfléchie vers le télescope par une couche de Tyvek. Grâce à cinq filtres interférentiels, cette calibration permet de s'assurer de la stabilité de la réponse du détecteur aux longueurs d'ondes entre 330 et 410 nm.

3.3.2 Déclenchement et reconstruction

A l'instar des stations du SD, chacune des caméras du FD opère de façon autonome et dispose de son propre système d'acquisition et de déclenchement. Le système d'acquisition des caméras numérise les signaux à 10 MHz via un FADC de 12 bits. Les signaux sont enregistrés de façon continue grâce à une mémoire tampon de 100 μs, correspondant au temps nécessaire à une gerbe horizontale pour traverser 30 km dans le champ de vue de la caméra.

Déclenchement

Tout comme dans le cas du SD, le système de déclenchement du FD est un système de hiérarchique à plusieurs niveaux permettant de sélectionner les gerbes atmosphériques. La hiérarchie de déclenchement est la suivante :

— **First Level Trigger (FLT) :** Il s'agit ici d'un déclenchement à seuil. Les valeurs FADC sont intégrées sur 10 bins en temps (1 μs) afin de réduire le rapport signal sur bruit d'un facteur $\sqrt{10}$. La valeur du seuil est alors ajustée pour obtenir un taux de déclenchement de 100 Hz par pixel, s'adaptant ainsi au fond de ciel.

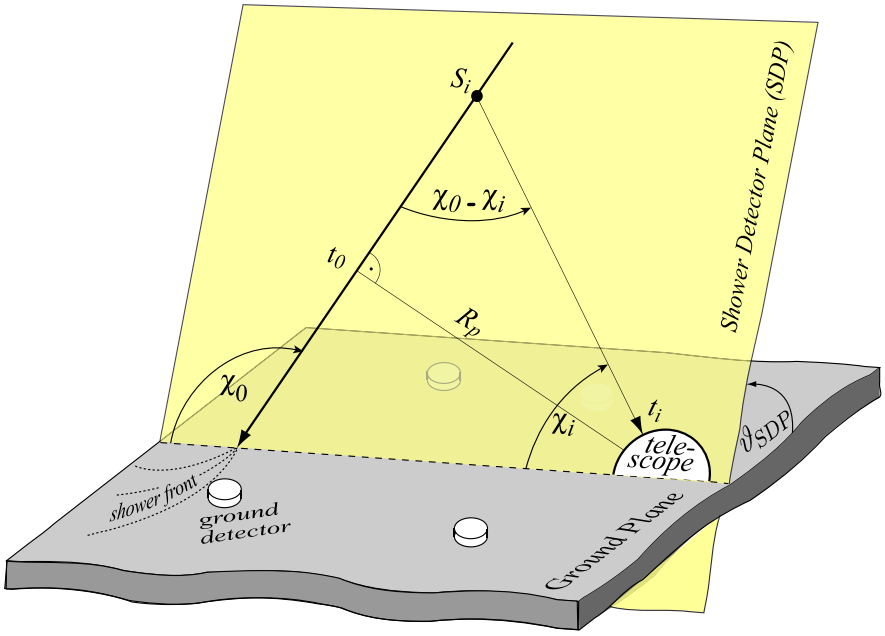


FIGURE 3.10 – Illustration de la reconstruction géométrique d'une gerbe à partir des observables du détecteur de fluorescence.

— **Second Level Trigger (SLT) :** Ce niveau de déclenchement est un déclenchement par reconnaissance de la géométrie des traces. Il requiert 4 ou 5 pixels adjacents déclenchant en FLT dans une fenêtre en temps de 1 à 32 µs. Ces combinaisons de pixels doivent correspondre à l'une des 108 configurations différentes basées sur les 5 traces fondamentales représentées sur la figure 3.9 correspondant à des segments de traces considérés comme droits.

— **Third Level Trigger (TLT) :** Ce niveau de déclenchement requiert une corrélation temporelle entre l'arrangement spatial de la trace et le pic en temps du signal. Un tel critère permet de rejeter les coïncidences aléatoires capables de déclencher en FLT et SLT ainsi que de rejeter les canaux bruyants éloignés de la trace sélectionnée. Le taux de déclenchement en TLT est de 0.02 Hz par bâtiment FD (6 caméras).

Reconstruction Hybride

Le SD ayant un cycle utile proche de 100%, le FD peut s'appuyer sur les informations fournies par ce dernier dans le cadre de la reconstruction géométrique et en énergie des évènements FD. Une telle reconstruction est qualifiée d'*hybride*.

Reconstruction géométrique Comme expliqué en 3.3.2, les gerbes atmosphériques sont détectées par les caméras des télescopes de fluorescence comme une séquence de pixels déclenchant l'acquisition. Afin de reconstruire la géométrie de la gerbe atmosphérique détectée, il s'agit tout d'abord de déterminer le *Shower Detector Plane* ((SDP) qui correspond au plan incluant la position de la caméra et la trace de la gerbe (définie par un ajustement linéaire des pixels) comme représenté en figure 3.10. Une fois ce plan défini, il s'agit alors

d'utiliser les informations temporelles des pixels afin de reconstruire l'axe de la gerbe dans le SDP. L'axe de la gerbe est défini par deux paramètres : sa distance perpendiculaire R_p à la caméra et l'angle χ_0 entre l'axe et l'horizontale. Chacun des pixels observant la trace pointe dans une direction particulière faisant un angle χ_i avec l'horizontale et l'on définit t_0 comme le temps auquel le cœur de gerbe atteint le point le plus proche de la caméra. On peut alors déterminer, R_p, t_0 et χ_0 en minimisant :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{t_i - t_i}{\sigma_{t_i}} \right)$$

où t_i est défini comme :

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\chi_o - \chi_i}{2} \right). \tag{3.11}$$

Cependant la corrélation entre les variables est importante ce qui induit une certaine dégénérescence dans la reconstruction de l'axe de la gerbe. Une telle dégénérescence peut être levée en ajoutant simplement l'information temporelle d'une station du SD déclenchée par la gerbe. En supposant un front de gerbe plan, le temps de déclenchement de la cuve s'écrit :

$$t_i = t_0 + \frac{1}{c}\vec{R}\vec{n} \tag{3.12}$$

où $\vec{R}$ est la position de la cuve par rapport à l'œil du télescope et $\vec{n}$ la direction de la gerbe. Une reconstruction hybride de la géométrie de la gerbe permet alors d'atteindre des précisions bien meilleures que celles obtenues en utilisant uniquement les données du SD ou du FD indépendamment. En effet, la résolution angulaire d'un évènement hybride est inférieure à 0.5°au-delà de 10^{18} eV alors qu'elle est de 3°pour un évènement vu uniquement par le SD et de l'ordre de 10° pour un évènement vu uniquement avec le FD dans la même gamme d'énergie.

Estimation de l'énergie Une fois la géométrie de la gerbe connue, il est alors possible de relier la lumière collectée en fonction du temps avec l'énergie déposée par la gerbe en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée par cette dernière. La lumière de fluorescence est émise de façon isotrope par les molécules d'azotes et est directement proportionnelle à l'énergie déposée par la gerbe. Le nombre de photon UV produits s'obtient à partir de

$$N_\gamma^f = Y_i^f dE/dX_i \tag{3.13}$$

où dE/dX_i est l'énergie déposée à la profondeur X_i et Y_i le rendement de fluorescence. Les photons émis étant soumis à la diffusion de Mie et de Rayleigh durant leur trajet, seul une fraction T_i parvient au détecteur. De plus, les particules chargées (essentiellement électrons et positrons) de la gerbe émettent de la lumière Tcherenkov qui va "contaminer" la lumière de fluorescence. Il s'agit alors de soustraire la contribution des émissions Tcherenkov directes et indirectes (diffusées) afin de remonter à l'énergie électromagnétique de la gerbe. Cette dernière est déduite de la somme des pertes dE/dX_i qui est liée au nombre d'électrons $N_e(X_i)$ par :

$$dE/dX_i = N_e(X_i) \int_0^\infty f_e(E, X_i) dE/dX_e(E, X_i) dE \tag{3.14}$$

où $dE/dX_e(E, X_i)$ est la perte d'énergie d'un électron d'énergie E et $f_e(E, X_i)$ le spectre en énergie des électrons. Cette fonction est universelle et ne dépend ni de la nature ni de l'énergie du primaire [16–18]. De plus, les pertes $dE/dX_e(E, X_i)$ étant faiblement dépendantes de la densité locale, l'équation 3.14 se réduit à :

$$dE/dX_i = Ne(X_i)\alpha_i \tag{3.15}$$

où α_i est une variable relative à l'énergie moyenne déposée par les électrons en fonction de l'âge de la gerbe. On obtient finalement l'énergie électromagnétique de la gerbe :

$$E_{\text{em}} = \int_0^\infty f_{\text{GH}}(X)dX \tag{3.16}$$

où $f_{\text{GH}}(X)$ est la fonction de Gaisser-Hillas [19] définie par :

$$f_{\text{GH}}(X) = dE/dX_{\text{max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{\text{max}} - X_0}\right)^{(X_{\text{max}} - X_0)/\lambda} \exp\left(\frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda}\right) \tag{3.17}$$

où X_0 dépend de la longueur de première interaction et où λ est une longueur d'atténuation. La valeur de X_{max} est alors obtenue par ajustement de $f_{\text{GH}}(X)$ sur le profil mesuré par le FD.

Afin de remonter à l'énergie totale de la gerbe on doit encore prendre en compte la fraction d'énergie invisible, ne produisant pas de dépôts d'énergie visibles dans l'atmosphère (essentiellement les muons et les neutrinos) :

$$E_{\text{tot}} = g_{\text{inv}} E_{\text{em}} \tag{3.18}$$

où g_{inv} est un facteur correcteur prenant en compte la fraction d'énergie invisible. Ce facteur est déterminé à partir de simulations de gerbes : il est dépendant de l'énergie et est soumis aux fluctuations de gerbes à gerbes [20].

Les principales sources d'incertitudes dans l'estimation de l'énergie proviennent de l'ajustement de la fonction de Gaisser-Hillas, de la détermination du cœur de la gerbe, de la correction de la fraction d'énergie invisible ainsi que du rendement de fluorescence. La résolution en énergie globale est de 7.6% et est quasiment constante avec l'énergie [12]. L'énorme avantage de la détermination de l'énergie par le FD par rapport au SD réside dans le fait que les simulations ne sont nécessaires uniquement pour l'estimation de la fraction d'énergie manquante. Cette estimation n'en reste pas moins entachée de nombreuses erreurs systématiques propres à la mesure de fluorescence telles que le rendement de fluorescence (14%), les conditions atmosphériques (5%), la calibration des caméras (10%), etc.

3.4 Exemple d'évènements hybrides

Nous avons sélectionné trois exemples d'évènements de type hybrides que nous avons représentés en figure 3.11 et en figure 3.12. L'évènement de la figure 3.11 est un évènement détecté en Mai 2008 de façon indépendante par le SD et le FD, ce type d'évènement est appelé *Golden Hybrid*. La gerbe atmosphérique a été enregistrée par trois stations du FD : Los Morados (LM), Loma Amarilla (LA) et Coihueco (CO). A noter que 66% des évènements observés par le FD sont enregistrés avec une seule station, 28.8% avec deux stations, 4.6%

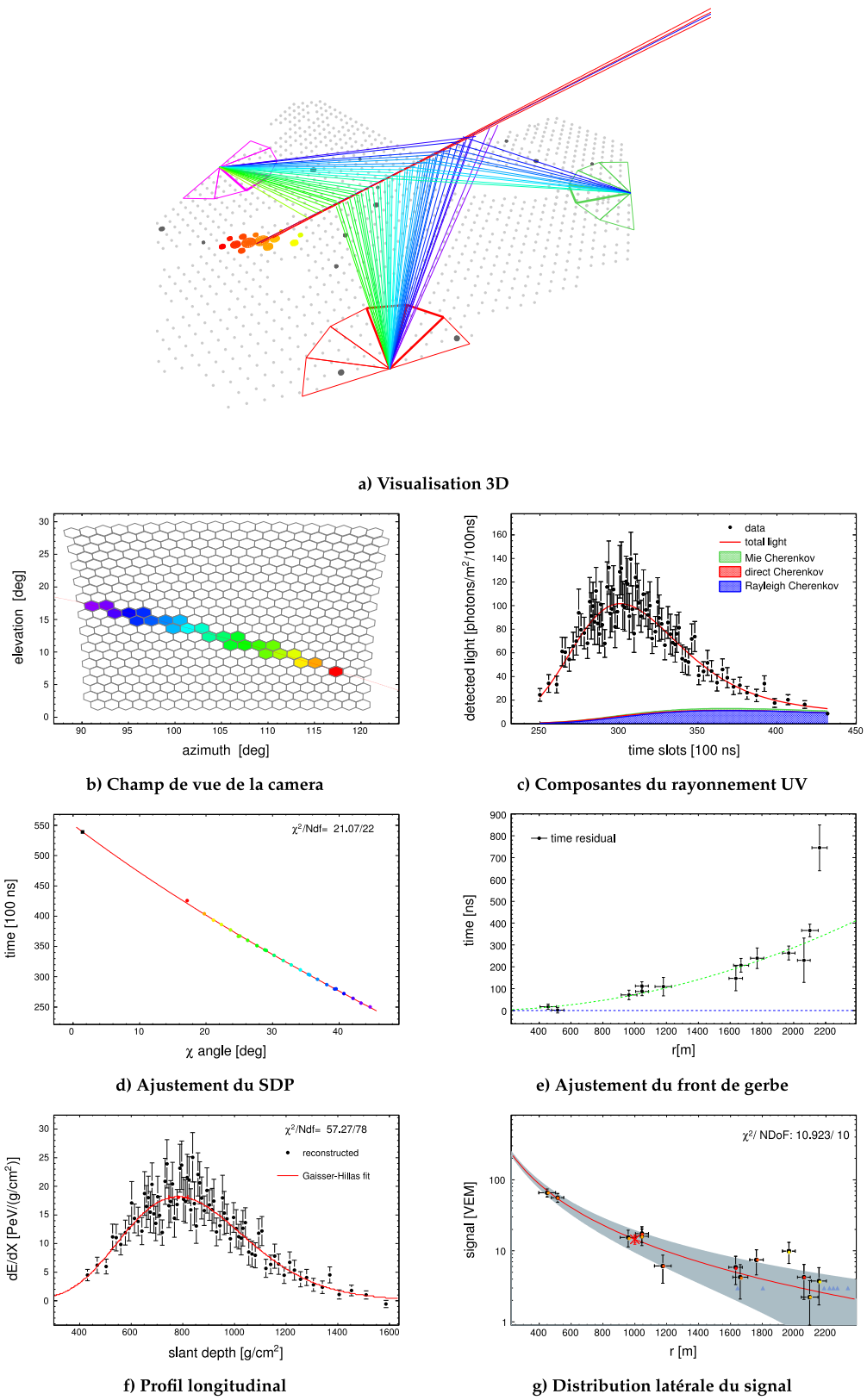


FIGURE 3.11 – Exemple d'un évènement golden hybrid (id 4880772) reconstruit par le Offline. Les données FD représentées sont issus de Los Morados (bâtiment FD magenta sur la figure a).

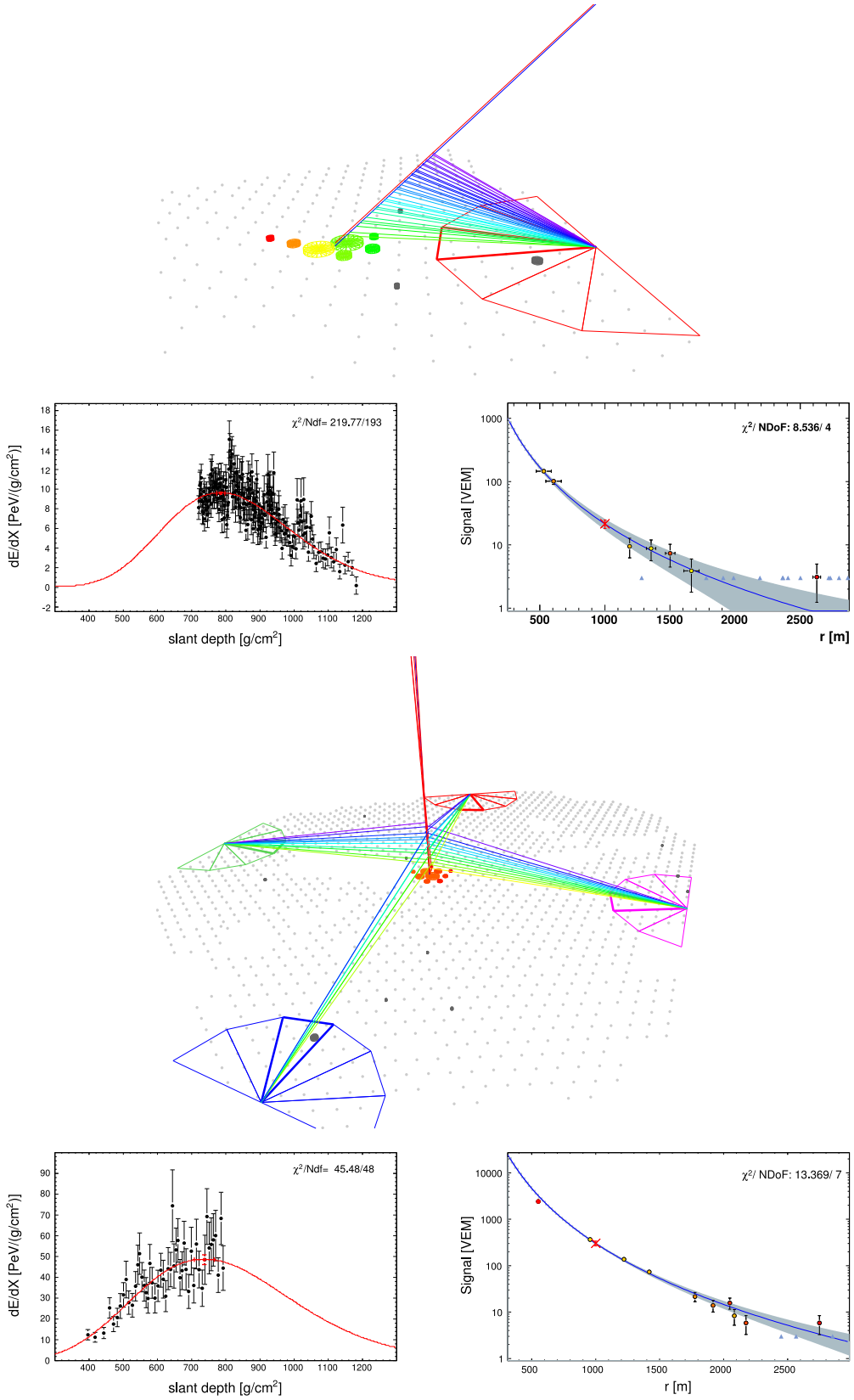


FIGURE 3.12 – Exemple de deux évènements golden hybrides reconstruits par le Offline (haut : id 4886352, bas : id 4665675).

avec trois stations et 0.6% avec l'ensemble du FD (4 stations). Cet évènement a déclenché treize stations SD (Fig. 3.11(e)), la LDF reconstruite est représentée Fig. 3.11(g). Sur la figure 3.11(b) est représentée l'image optique de la caméra où le code couleur correspond aux temps d'arrivée des signaux. Le nombre de pixels étant plus important que le nombre de stations SD déclenchées et le temps d'acquisition étant plus long pour le FD, la reconstruction géométrique de l'évènement à partir des informations temporelles du FD (3.3.2) est plus fiable qu'en utilisant les informations du SD. Les géométries de la gerbe reconstruites par le SD et le FD sont cependant en accord :

$$[\theta, \phi] = [(65.55 \pm 0.14)^\circ, (178.24 \pm 0.17)^\circ]_{\mathrm{SD}} \text{ vs. } [(66.2 \pm 0.6)^\circ, (178.5 \pm 0.9)^\circ]_{\mathrm{LM}}. \quad (3.19)$$

La figure 3.11(c) représente la séparation des différentes contributions de la lumière traversant le diaphragme, permettant d'effectuer la reconstruction du profil. Le dépôt d'énergie en fonction de l'épaisseur d'atmosphère est représenté sur la figure 3.11(f). L'énergie de la gerbe est calculé comme l'intégrale de la fonction de Gaisser-Hillas sur toute l'épaisseur d'atmosphère.

La figure 3.12 quant à elle, représente deux exemples d'évènements golden hybrid dont les énergies sont estimées à $(4.76 \pm 0.28) \times 10^{18}$ eV (haut) et $(6.23 \pm 0.23) \times 10^{19}$ eV (bas).

3.5 Amélioration du détecteur

Bien que l'observatoire Pierre Auger ait été conçu afin d'être pleinement efficace pour détecter des gerbes atmosphériques au-delà de $10^{18.5}$ eV, des améliorations ont été développées permettant d'abaisser le seuil en énergie afin d'étudier la transition entre les rayons cosmiques galactiques et extragalactiques ($10^{17} - 10^{19}$ eV). L'étude de cette gamme en énergie est d'un grand intérêt afin de tester les différents modèles astrophysiques.

Le projet AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) [21] consiste en la construction d'un réseau dense de cuves Tcherenkov disposées en hexagones de 750 et 433 m de côtés appelés réseau "infill" associé à un ensemble de détecteurs de muons de 30 m^2 enterrés à une profondeur de 2.3 m (ce qui correspond à une épaisseur verticale de 540 g cm^{-2}). Le réseau *infill* de 750 m s'étend sur 23.5 km^2, tandis que celui de 433 m s'étend sur 5.9 km^2. L'espacement entre les détecteurs permet de réduire le seuil de détection des rayons cosmiques respectivement à 3×10^{17} eV et 10^{17} eV.

Dans le cadre de la détection de fluorescence, trois télescopes de fluorescences HEAT (High Elevation Auger Telescope) [22] dont le champ de vue surplombe AMIGA ont été installés. Ces télescopes de fluorescence sont d'un design très proche de celui du FD mais ont la particularité de pouvoir changer d'inclinaison jusqu'à 29° vers le haut avec un champ de vision de $30^\circ \times 40^\circ$ permettant d'observer le maximum de développement des gerbes jusqu'à 10^{17} eV.

Les gerbes atmosphériques peuvent également être détectées par le biais de l'émission radio qu'elles induisent. Dans ce but, différents projets ont vus le jour. Le projet Auger Engineering Radio Array (AERA) [23] a pour vocation de détecter l'émission radio dans la gamme $10 - 100$ MHz produite par les gerbes atmosphériques avec un déclenchement autonome et indépendant du SD. AERA a été déployé en trois phases. La première phase

consiste en 21 stations de radio-détection disposées en une grille triangulaire avec un pas de 150 m. Les phases 2 et 3 quant à elles constituent un détecteur plus grand dont le pas est respectivement de 250 m et 378 m. La surface couverte par AERA représente ~ 20 km^2. Son seuil en énergie est d'environ 10^{17} eV.

Le projet EASIER (Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer) [24] a pour objectif de détecter l'émission radio par le biais d'antennes localisées sur chacun des détecteurs de surface de l'observatoire, utilisant les voix d'électronique d'un des PMTs de chacune des stations. La particularité d'EASIER est de fonctionner en mode esclave sur les cuves, en utilisant le déclenchement de ces dernières.

Les projets AMBER (Air-shower Microwave Bremsstrahlung Experimental Radiometer), MIDAS (Microwave Detection of Air Showers) et FDWave [24] quant à eux sont des prototypes pour une grande antenne d'imagerie radio. Tout comme EASIER, AMBER et FDWave utilisent le système de déclenchement des cuves tandis que MIDAS est auto-déclenché.

On peut trouver une revue de l'ensemble des améliorations de l'observatoire Pierre Auger dans la référence [25]. A noter que les améliorations présentées ci-dessus sont dans des états d'avancement différents : opérationnelles et intégrées au fonctionnement courant de l'observatoire pour le Infill et HEAT, en cours de déploiement pour les détecteurs à muons d'AMIGA et pour AERA et à l'état de R&D pour EASIER, AMBER et MIDAS.

Enfin, au-delà de ces améliorations, d'autres études sont également en cours dans le cadre de l'extension du fonctionnement de l'observatoire après 2015. Ces extensions sont au moment où sont écrites ces lignes, encore en cours d'évaluation et feront l'objet d'une présentation plus détaillée au chapitre 7.

Bibliographie

[1] J. Abraham *et al.* *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **523** (2004), 50–95. 53, 54, 221

[2] X. Bertou and Pierre Auger Collaboration. *Calibration and Monitoring of the Pierre Auger Surface Detectors*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference* (2003), 813. 54

[3] M. Aglietta *et al.* *Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7 of *International Cosmic Ray Conference* (2005), 279. 54

[4] J. Abraham *et al.* *Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **613** (2010), 29–39. 55

[5] D. Veberic and M. Roth. *SD reconstruction ; Offline reference manual* **GAP-2005-035**. 56, 57, 221

[6] I. Maris. *Measurement of the Ultra High Energy Cosmic Ray Flux Using Data of the Pierre-Auger-Observatory*. Wissenschaftliche Berichte, (FZKA2009). 58, 59, 221

[7] K. Greisen. *The physics of cosmic X-ray, gamma-ray, and high-energy particles.* (1975). 60

[8] K. Kamata and J. Nishimura. *The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers*. Progress of Theoretical Physics Supplement **6** (1958), 93–155. 60

[9] D. Newton, J. Knapp and A. A. Watson. *The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower*. Astroparticle Physics **26** (2007), 414–419. 60

[10] D. Barnhill *et al.* *Measurement of the Lateral Distribution Function of UHECR Air shower with the Pierre Auger Observatory*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 7 of *International Cosmic Ray Conference* (2005), 291. 60

[11] J. Hersil, I. Escobar, D. Scott, G. Clark and S. Olbert. *Observations of Extensive Air Showers near the Maximum of Their Longitudinal Development*. Physical Review Letters **6** (1961), 22–23. 60

[12] R. Pesce. *Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory : an update*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference* (2011), 214. 60, 66

[13] R. M. Baltrusaitis *et al.* *The Utah Fly's Eye detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **240** (1985), 410–428. 61

[14] T. Abu-Zayyad *et al.* *The prototype high-resolution Fly's Eye cosmic ray detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **450** (2000), 253–269. 61

[15] J. Abraham *et al.* *The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **620** (2010), 227–251. 62

[16] A. M. Hillas. *Angular and energy distributions of charged particles in electron-photon cascades in air*. Journal of Physics G Nuclear Physics **8** (1982), 1461–1473. 66

[17] M. Giller, G. Wieczorek, A. Kacperczyk, H. Stojek and W. Tkaczyk. *Energy spectra of electrons in the extensive air showers of ultra-high energy*. Journal of Physics G Nuclear Physics **30** (2004), 97–105.

[18] F. Nerling, J. Blümer, R. Engel and M. Risse. *Universality of electron distributions in high-energy air showers - Description of Cherenkov light production*. Astroparticle Physics **24** (2006), 421–437. 66

[19] T. K. Gaisser and A. M. Hillas. *Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 8 of *International Cosmic Ray Conference* (1977), 353–357. 66

[20] A. G. Mariazzi. *A new method for determining the primary energy from the calorimetric energy of showers observed in hybrid mode on a shower-by-shower basis*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference* (2011), 161. 66

[21] F. Sanchez. *The AMIGA detector of the Pierre Auger Observatory : overview*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 3 of *International Cosmic Ray Conference* (2011), 145. 69

[22] T. H.-J. Mathes. *The HEAT Telescopes of the Pierre Auger Observatory - Status and First Data*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 3 of *International Cosmic Ray Conference* (2011), 149. 69

[23] J. Kelley. *AERA : the Auger Engineering Radio Array*. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 3 of *International Cosmic Ray Conference* (2011), 112. 69

[24] P. Facal. *Microwave detection of cosmic ray showers at the Pierre Auger Observatory*. In *APS April Meeting Abstracts* (2012), 7008. 70

[25] P. Abreu *et al.* *The Pierre Auger Observatory V : Enhancements*. J.Phys.Conf.Ser. **375** (2012), 052006. 70

Deuxième partie

Neutrinos d'ultra-haute énergie à l'Observatoire Pierre Auger

« I have done a terrible thing, I have postulated a particle that cannot be detected. »
Wolfgang Pauli

4

Neutrinos d'ultra-haute énergie

Sommaire

3.1 Généralités **51**
3.2 Le détecteur de surface **53**
3.2.1 Calibration 54
3.2.2 Déclenchement 55
3.2.3 Sélection et reconstruction 56
3.3 Le détecteur de fluorescence **61**
3.3.1 Calibration 62
3.3.2 Déclenchement et reconstruction 63
3.4 Exemple d'évènements hybrides **66**
3.5 Amélioration du détecteur **69**

4.1 Introduction

La recherche de neutrinos UHE reste un des enjeux majeurs de la physique des astroparticules. En effet, leur étude est susceptible d'apporter de nombreuses informations encore manquantes au puzzle des RCUHE notamment sur leur mécanisme de production ou leur origine. Contrairement aux RCUHE, les neutrinos pointent directement vers leur source de production sans être défléchis par les champs magnétiques galactiques et extragalactiques. Et contrairement aux photons UHE, ils peuvent parcourir des distances à l'échelle cosmologique depuis leur source sans interagir et être dégradés en énergie en transportant ainsi une empreinte de leur origine. Ces caractéristiques laissent espérer le développement d'une véritable astronomie neutrino : néanmoins les flux attendus, bien que pour certains "garantis" (voir 4.3), restent relativement faibles en regard de la probabilité de détection. Enfin, au-delà

de l'astronomie, les neutrinos sont d'un grand intérêt dans la compréhension générale des astroparticules. En effet, l'étude des flux de neutrinos UHE permet de fixer des contraintes sur les modèles de production et de propagation des RCUHE ainsi que sur leur nature.

Dans ce chapitre, nous introduirons la problématique des neutrinos d'ultra haute énergie. Dans une première section, nous nous attacherons à décrire les différents processus auxquels sont soumis les neutrinos (oscillations, interaction par courant neutre et chargée) pour ensuite nous intéresser aux différents modèles de production de ces derniers (que nous avons brièvement introduits au chapitre 1). Enfin, nous présenterons les modes de détection par les différentes expériences liées à l'étude de neutrinos UHE.

4.2 Un bref historique

L'existence du neutrino fut postulée en 1930 par Wolfgang Pauli dans sa désormais célèbre lettre à ses amis "Radioactifs" afin d'expliquer le spectre en énergie de la désintégration β. En effet, il était nécessaire d'introduire une particule "pas plus lourde qu'un électron", de spin 1/2, de charge nulle et n'interagissant que très peu afin de ne pas renoncer au principe de conservation de l'énergie (en opposition à Niels Bohr qui proposa une interprétation statistique des lois de conservation pour expliquer le phénomène). Il doit son nom de "neutrino" (pour "petit neutron") à Enrico Fermi qui développa la théorie de la désintégration β qui porte son nom.

Le neutrino fut observé pour la première fois en 1956 par Cowan, Reines, Kruse et McGuire [1] qui en furent récompensé par le prix Nobel de Physique en 1995. L'expérience consistait à détecter l'interaction d'antineutrinos produits par désintégration β dans un réacteur nucléaire avec des protons produisant des neutrons et des positrons :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n^0 + e^+ \tag{4.1}$$

Les positrons ainsi produits sont alors détectables par l'émission d'une paire de gammas engendrés par leur annihilation. Les neutrons quant à eux sont détectables par capture nucléaire émettant un gamma. La coïncidence entre ces deux évènements (capture nucléaire et annihilation) constitue alors une signature de l'interaction d'un antineutrino.

Par la suite, l'existence de plus d'une saveur de neutrino fut montrée en 1962 par Lederman, Schwartz et Steinberger qui découvrirent le neutrino muonique à Brookhaven . Il faudra attendre l'année 2000 pour que le neutrino tau soit découvert par la collaboration DONUT au Fermilab [2]. Cette découverte était attendue depuis la découverte d'un troisième lepton en 1975 au SLAC : le lepton tau [3].

En 1967, Bruno Pontecorvo [4] proposa un mécanisme de changement spontané de saveur des neutrinos (communément appelé oscillation). Un tel mécanisme permit alors d'expliquer le déficit en neutrinos électroniques en provenance du soleil en comparaison avec le modèle standard du soleil, considéré par la communauté scientifique comme très robuste. Les données disponibles jusqu'en 1990 conduisaient toutes à la conclusion de l'existence d'un déficit. Ces observations furent confirmées en 1992 par l'expérience Kamiokande ainsi qu'en 1998 par son successeur Super Kamiokande en mettant en évidence l'oscillation des

neutrinos muoniques atmosphériques [5, 6]. Mais il aura fallu attendre 2002 pour la confirmation ultime que le déficit de neutrinos solaires était bien dû à un mécanisme d'oscillation et non à une mauvaise compréhension du fonctionnement interne du soleil grâce à la mesure du flux total de neutrinos produit par courant neutre par la collaboration SNO [7].

Le concept d'oscillation proposé par Pontecorvo a des conséquences importantes dans le cadre du modèle standard de la physique des particules, qui ne prédit pas de masses aux neutrinos.

En effet, le mécanisme d'oscillation proposé nécessite de postuler que les neutrinos sont massifs et ont trois états propres de masses différents. L'oscillation est alors causée par la dégénérescence entre leurs états propres de masses et de saveurs. Ce résultat est particulièrement important dans le cadre de l'étude des neutrinos UHE et nous traiterons plus en détail ce phénomène en section 4.4.

A l'heure actuelle, de nombreuses inconnues demeurent au sujet du neutrino, qui reste encore aujourd'hui la particule la moins bien connue du modèle standard. En effet, bien que des limites supérieures sur les valeurs des masses des neutrinos existent, elles restent néanmoins inconnues. On sait toutefois qu'ils sont de masse non nulle grâce aux oscillations de saveurs et l'on connaît même assez précisément leurs différences de masse au carré. Cependant, ni l'échelle de masse, ni même l'ordre hiérarchique de ces masses ne sont connus. De plus, on ne sait toujours pas si le neutrino peut être considéré comme une particule de Dirac ou de Majorana. Dans le cadre de la théorie de Dirac, le neutrino et l'antineutrino sont deux particules distinctes tandis que dans le cadre de la théorie de Majorana, le neutrino est sa propre antiparticule. Afin de tester ces hypothèses, une des méthodes consiste à rechercher des doubles désintégrations beta sans émission de neutrino comme dans le cas d'expériences telles que NEMO [8] ou superNEMO [9].

Nous présenterons plus en détail dans les sections qui suivent les différents mécanismes de production de neutrinos au sein des sources astrophysiques mais également dans la propagation des RCUHE. Nous nous intéresserons ensuite au phénomène d'oscillation qui est d'un grand intérêt dans le cadre de l'étude des UHEνs pour enfin nous intéresser aux sections efficaces d'interaction par courants chargés et neutres ainsi que résonnante.

4.3 Production

Différents mécanismes sont susceptibles de produire des neutrinos UHE. Ils peuvent être produits d'une part directement au sein des sources astrophysiques ou dans leur voisinage ou par interaction des RCUHE avec les fonds de photons baignant l'univers.

D'une manière générale, que la production de neutrinos ait lieu à la source où pendant la propagation des RCUHE, les processus permettant de les produire sont similaires. En effet, les processus de productions de neutrinos dominants sont les désintégrations de pions chargés, comme mentionné au chapitre 1 :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \nu_\mu \tag{4.2}$$

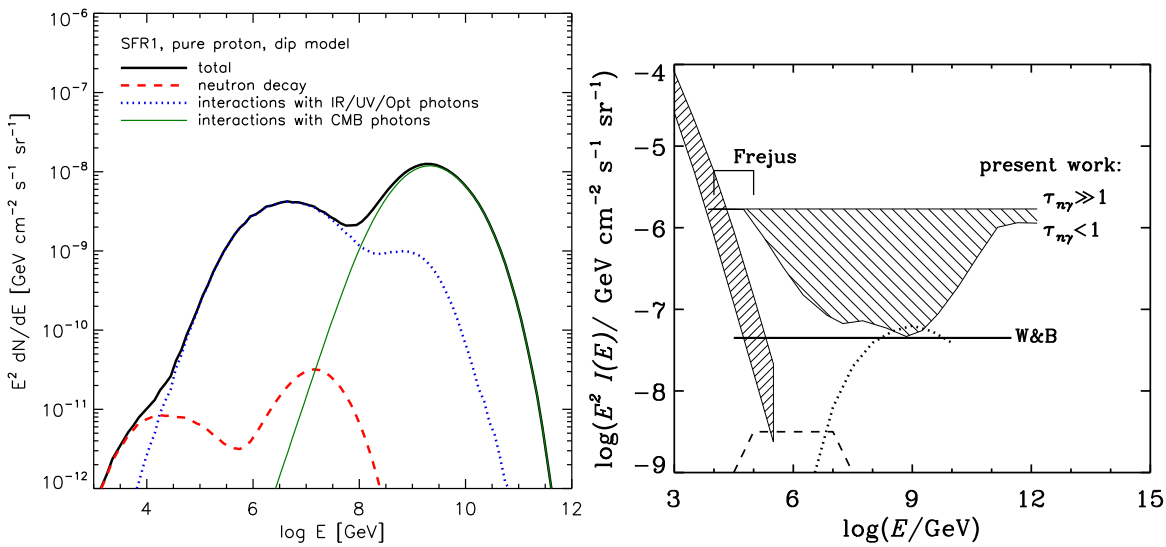


FIGURE 4.1 – Gauche : Contribution des différents processus au flux de neutrino en considérant toutes les saveurs. Le cas d'une composition pure proton, supposant un taux de formation d'étoiles typique pour l'émissivité des sources (Hopkins and Beacom, 2006) et un modèle de transition de type "dip" (Berezinsky et al., 2006) est représenté. La ligne pleine noire indique le flux total. La ligne pleine verte représente l'émission de neutrinos engendrée par l'interaction des rayons cosmiques avec les photons du CMB et la ligne bleue pointillée avec les photons UV, optiques et IR. La ligne rouge tiretée est la contribution de la désintégration du neutron (neutrons produits à travers les interactions photon-hadron). **Droite : Limite supérieure sur les flux de neutrinos muoniques pour des sources optiquement minces (notée $\tau_{n\gamma} < 1$) et optiquement épaisses (notée $\tau_{n\gamma} \gg 1$).** A titre de comparaison, la limite obtenue par Waxman et Bahcall est également représentée [10]. Les prédictions de flux pour des sources optiquement minces sont également représentées : proton-blazar (Mannheim 1995 [11]) en pointillés, GRB (Waxman et Bahcall 1997 [12]). Tiré de [13].

4.3.1 Flux diffus

Nous avons brièvement introduit l'interaction des RCUHE avec les fonds de photons au chapitre 1 et nous nous concentrerons ici plus en détail sur les différentes prédictions de flux de neutrinos cosmogéniques.

Comme présenté en introduction, les processus de type GZK entrant en jeu dans la production de neutrinos UHE sont les processus de photoproduction pour les protons et de photodissociation pour les noyaux plus lourds. Les flux de neutrinos cosmogéniques sont par conséquent intrinsèquement liés au flux des RCUHE mais également à leur composition.

Une première limite théorique sur les flux diffus de neutrinos a été produite par Waxman et Bahcall en 1998 [10, 14]. L'argument principal conduisant à une limite supérieure est le suivant : on suppose ici que les sources sont complètement opaques aux RCUHE, c'est-à-dire qu'ils sont intégralement convertis en neutrinos avant d'avoir quitté cette dernière. Les auteurs font alors l'hypothèse d'une répartition uniforme des sources dans l'univers jusqu'à un décalage vers le rouge de $z \simeq 1$ et obtiennent la densité d'énergie de rayons

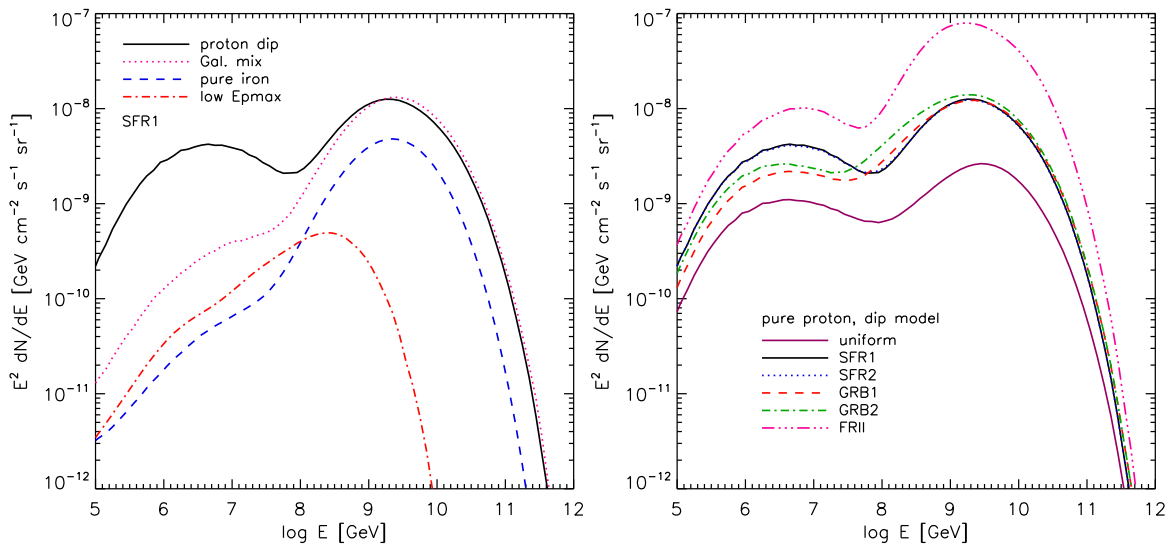


FIGURE 4.2 – Gauche : Effets de différentes compositions sur les flux de neutrinos toutes saveurs confondues. Sont représentés les cas d'une composition pure proton en supposant un modèle de transition de type "dip" (ligne noire pleine), une composition mixée type galactique dominée par les protons (rose pointillée), une composition pure fer (bleue tiretée) et une composition mixte riche en fer (rouge tiretée-pointillée). **Droite : effets de l'évolution des sources sur les flux de neutrinos toutes saveurs confondues.** Une composition pure proton et un modèle de transition de type "dip" sont supposés ici [13].

cosmiques par unité de volume $\epsilon_{\mathrm{RC}}^{[10^{19}-10^{21}]}$ à partir des données disponibles de l'époque. Les sources sont supposées produire un spectre de rayons cosmiques typique de l'accélération de Fermi $dN/dE \propto E^{-2}$, et on suppose une évolution cosmologique des sources en fonction du redshift z en $(1+z)^3$. S'ajoute à cela une hypothèse quant à la fraction d'énergie emportée par les neutrinos. Ces hypothèses conduisent alors à une limite supérieure sur les flux de neutrinos de la forme $E_\nu^2 dN_\nu/dE_\nu = 2 \times 10^{-8}$ GeV cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}. Cette valeur peut être interprétée comme une limite supérieure sur les flux diffus de neutrinos dans le sens où l'on suppose ici que la totalité du flux de RCUHE est converti en neutrinos. Cette limite fait office de frontière symbolique en deçà de laquelle les contraintes expérimentales sur les flux de neutrinos permettent de contraindre des modèles de flux plus sophistiqués et réalistes.

Un calcul proposé par Mannheim, Protheroe et Rachen [11] mérite également d'être mentionné, discutant en détail les différentes approximations utilisées par Waxman et Bahcall [11, 15]. Ce calcul conduit à une limite moins sévère, en accord avec la limite de Waxman et Bahcall uniquement à 10^{18} eV. Les résultats de Mannheim, Protheroe et Rachen ainsi que de Waxman et Bahcall sont représentés sur la figure 4.1.

Les prédictions de flux de neutrinos cosmogéniques ont le grand avantage de reposer sur des mécanismes relativement simples, robustes et bien connus (photoproduction et photodissociation). De plus, les différents fonds de photons présentés au chapitre 1 sont bien connus. Les fonds de photons apportant une contribution non-négligeable aux flux de neutrinos cosmogéniques sont essentiellement les fonds micro-ondes et infrarouges.

Cependant, de telles prédictions nécessitent un certain nombre d'hypothèses pouvant en-

traîner des différences importantes entre les modèles. En effet, il s'agit de prendre en compte les paramètres suivants :

— La distribution des sources de RCUHE.
— L'émissivité de ces sources.
— Le spectre d'injection des RCUHE, c'est-à-dire l'indice spectral, ainsi qu'un terme de "cutoff" afin de caractériser l'énergie maximale d'accélération des sources.
— La densité des sources ainsi que son évolution cosmologique (*i.e.* densité en fonction du décalage vers le rouge).
— La composition des RCUHE.

La combinaison de l'ensemble de ces paramètres permet alors de produire des prédictions de flux de neutrinos cosmogéniques. La plupart de ces prédictions sont obtenues à partir soit de simulations numériques capables de traiter en détail la propagation et les interactions des RCUHE jusqu'à la Terre soit à partir de calculs analytiques ou semi-analytiques. A titre d'exemple on peut citer le travail de Kotera, Allard et Olinto [13] où une étude détaillée de l'espace des paramètres des flux de neutrinos cosmogéniques est présentée. La forme et la normalisation des flux cosmogéniques est très sensible au choix de la composition mais également à l'évolution cosmologique des sources qui peut être considérée comme le paramètre le plus important entrant en jeu dans les calculs de ces flux. En effet, on peut voir sur la figure 4.2 que les différents modèles d'évolution cosmologique des sources entraînent d'importantes variations dans les spectres prédits, avec des écarts allant jusqu'à 2 ordres de grandeurs dans les cas les plus extrêmes. On peut voir également sur la figure 4.2 que les différentes hypothèses quant à la composition des RCUHE entraînent également de grandes différences dans les flux de neutrinos. Nous voyons bien ici que bien que l'idée de "flux garanti" de neutrinos cosmogéniques ait fait son chemin elle n'est pas synonyme de détection garantie dans le sens où l'amplitude de ces derniers peut se trouver être considérablement réduite dans le cas d'une composition lourde des RCUHE et de certains modèles d'évolution cosmologique.

Si l'on s'intéresse plus en détail à ces spectres, on distingue deux maxima. Pour ce qui est du premier maximum à $\sim 10^{16}$ eV il s'agit de la contribution de la désintégration du neutron produit lors de la photoproduction, transférant une fraction d'énergie moindre au neutrino électronique résultant. Le second maximum correspond quant à lui aux neutrinos de plus haute énergie produits par la désintégration des pions, emportant une plus grande fraction de l'énergie du proton/noyau initial.

4.3.2 Sources Astrophysiques

Le prérequis pour qu'un objet astrophysique puisse être considéré comme une source potentielle de neutrinos est que cet objet produise des hadrons. Les neutrinos peuvent alors être produits soit au sein de l'objet lui-même soit par l'interaction des hadrons avec la matière située au voisinage de celui-ci ou avec un champ de photons en lien avec cet objet.

Les différents types d'objet astrophysiques candidats à la production de neutrinos sont communs aux types d'objets susceptibles d'accélérer des hadrons, les neutrinos étant des produits des interactions de ces derniers.

Concernant les sources galactiques de neutrinos, il existe de nombreux types de sources

candidates tels que les restes de supernovae, les systèmes binaires, les micro-quasars ou encore le centre galactique. Plus généralement, toute source produisant des gammas d'origine hadronique (issus de la désintégration des π^0) peut être considérée comme candidate à l'émission de neutrinos. Une source émet des gammas avec un spectre en loi de puissance $CE_\gamma^{-\alpha}$ à travers la désintégration de π^0. Elle doit alors également produire des neutrinos à travers la désintégration de pions chargés avec un spectre pouvant s'écrire $C(1-(m_\mu/m_\pi)^2)^{\alpha-1}E_\nu^{-\alpha}$. Le concept d'astronomie multimessager prend ici tout son sens puisque la détection de neutrinos provenant d'une source gamma constitue une signature d'un mécanisme de production hadronique.

Au sujet des sources extragalactiques, qui nous intéressent davantage dans le cadre de la production de neutrinos à UHE, les objets astrophysiques les plus probables sont les sources candidates à l'accélération des RCUHE et plus particulièrement les noyaux actifs de galaxie ainsi que les sursauts gammas. Étant donné que les rayons cosmiques observés à UHE sont des hadrons, de par le même argument que pour les sources galactiques, les sources des RCUHE doivent nécessairement être sources de neutrinos UHE. Ici aussi on comprend bien qu'étant donné le lien entre source de RCUHE et source de neutrino, l'astronomie multimessager est un précieux recours dans la compréhension de l'origine des RCUHE. En effet, dans le cas des sursauts gammas par exemple, la collaboration IceCube a déjà posé de sévères contraintes sur les modèles de productions de neutrinos (et d'RCUHE) par ces derniers et annoncé récemment avoir détecté plusieurs candidats neutrinos à haute énergie, voir section 4.6.1 pour plus de détails.

4.4 Oscillation

Comme on l'a indiqué précédemment, le mélange de saveurs des neutrinos et son évolution au cours de leur propagation implique que ceux-ci possèdent des masses non nulles et qu'il existe trois états propres de masses différents. La mise en évidence d'un tel phénomène d'oscillation dans le cadre des expériences mentionnées précédemment constitue une preuve que les neutrinos ont une masse non nulle. Nous nous contenterons ici d'une description simple du phénomène.

Les quatre expériences du LEP ont mis en évidence l'existence de trois familles de neutrinos légers se couplant au Z^0. A ces trois états propres de saveur on associe trois états propres de masse tels que les trois saveurs de neutrinos consistent en une combinaison linéaire de ces états de masse :

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = U \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix} \tag{4.3}$$

où U est la matrice unitaire de mélange leptonique qui définit les différentes amplitudes de transitions entre saveurs de neutrino.

On exprime communément les valeurs des éléments de matrice de U sous la forme de

sinus et de cosinus d'angles dit "de mélange" comme il suit :

$$U = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{4.4}$$

On obtient alors :

$$U = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{4.5}$$

avec $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ et $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, où θ_{ij} sont les trois angles de mélange et δ une phase de violation de CP. Pour une saveur donnée $\alpha = e, \mu, \tau$, un neutrino est produit dans un des états connus $|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}|\nu_i\rangle$. Si on considère un neutrino créé à l'instant $t = 0$, en $x = 0$: $|\nu_\alpha(0,0)\rangle$, l'évolution du vecteur d'état en mécanique quantique s'écrit alors :

$$|\nu_\alpha(L,t)\rangle = \sum_i \left[U_{\alpha i}|\nu_i(0,0)\rangle \times e^{-i(E_i t - p_i L)} \right], \tag{4.6}$$

nous permettant de calculer l'amplitude :

$$\langle\nu_\beta|\nu_\alpha(L,t)\rangle = \sum_i \sum_j \left[U_{\alpha i}U_j^* \alpha \langle\nu_{j\alpha}(0,0)|\nu_{i\alpha}(0,0)\rangle \times e^{-i((E_i - E_j)t - (p_i - p_j)L)} \right] \tag{4.7}$$

correspondant à la probabilité pour qu'un neutrino produit en $L = 0$ et $t = 0$ avec une saveur α soit observé en (L,t) avec une saveur β. En pratique, le temps t n'est pas connu, si l'on considère que $t \simeq L/\bar{v}$, avec $\bar{v} = (p_i + p_j)/(E_i + E_j)$ qui est une approximation de la moyenne des vitesses des composantes ν_i et ν_j, on a alors :

$$(E_i - E_j)t - (p_i - p_j)L \simeq \frac{M_i^2 - M_j^2}{2E}L = \frac{\Delta M_{ij}^2}{2E}L. \tag{4.8}$$

Ce qui nous conduit à la probabilité de transition suivante :

$$P_{\alpha\to\beta} = \left|\langle\nu_\beta|\nu_\alpha(t)\rangle\right|^2 = \left|\sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i m_i^2 L/2E}\right|^2, \tag{4.9}$$

où l'on voit que si les termes de masses sont nuls ou identiques, alors le terme de phase est égal à 1 et il n'y a alors pas d'oscillation de saveur.

Si l'on considère maintenant des neutrinos UHE produits au sein des sources astrophysiques ou par effet GZK, la distance L parcourue par ces derniers peut alors être considérée comme infinie. Dans ce cas, on obtient les probabilités de transition suivantes :

$$\begin{aligned} \lim_{L\to\infty} P(\nu_e \to \nu_\tau) &= \sin^2 2\theta_{13}\cos^2\theta_{23}\langle\sin^2(1.27\Delta_m^2 L/E)\rangle \\ \lim_{L\to\infty} P(\nu_\mu \to \nu_\tau) &= \cos^4\theta_{13}\sin^2 2\theta_{23}\langle\sin^2(1.27\Delta_m^2 L/E)\rangle \\ \lim_{L\to\infty} P(\nu_e \to \nu_\mu) &= \sin^2 2\theta_{13}\sin^2\theta_{23}\langle\sin^2(1.27\Delta_m^2 L/E)\rangle \end{aligned} \tag{4.10}$$

Sachant que $\theta_{23} = 45°$ et que $\tan^2\theta_{13} \simeq 0$, on obtient alors, en moyennant sur le terme d'oscillation $\langle \sin^2(1.27\Delta_m^2 L/E)\rangle = 1/2$, les estimations de ces différentes probabilités :

$$\begin{aligned} P_{\nu_e\to\nu_\tau} &= P_{\nu_\tau\to\nu_e} = P_{\nu_\mu\to\nu_e} = P_{\nu_e\to\nu_\mu} \lesssim 0.03 \\ P_{\nu_\mu\to\nu_\tau} &= P_{\nu_\tau\to\nu_\mu} \simeq \frac{1}{2} \end{aligned} \tag{4.11}$$

Comme le rapport des flux à la source $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = \frac{1}{3} : \frac{2}{3} : 0$ (étant donné le mécanisme de production de neutrinos présenté à l'équation 4.2), on obtient alors un rapport de flux sur terre de $\frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$, c'est-à-dire des flux égaux pour chacune des saveurs. Ce résultat est particulièrement important puisqu'il nous montre que, bien que la production de neutrino τ à la source soit négligeable, ces derniers sont tout de même présents dans le flux de neutrinos arrivant sur Terre. Or, dans le cadre de l'observatoire Pierre Auger et particulièrement dans le cadre de la détection de neutrino à incidence rasante, ce sont les neutrinos τ qui permettent d'obtenir les meilleures sensibilités, comme on le présentera plus en détail au chapitre 5.

Dans la section qui suit, on s'intéressera de façon relativement générale aux sections efficaces des neutrinos à haute et ultra-haute énergie. Ces dernières sont un élément crucial dans la description de la propagation des neutrinos à travers la croûte terrestre ou l'atmosphère et par conséquent dans l'évaluation de la sensibilité d'une expérience à un flux donné de neutrinos.

4.5 Section efficace

Afin de pouvoir décrire les différentes interactions auxquelles sont soumis les neutrinos UHE, il est nécessaire de connaître leurs sections efficaces en fonction de leur énergie pour les processus suivants : interaction par courant chargé, par courant neutre et par diffusion résonnante de Glashow. Dans le cas des interactions par courant chargé et neutre, il s'agit de calculer la section efficace de diffusion profondément inélastique avec un noyau. On a donc, pour l'interaction par courant chargé $\nu N \to l^- + X$ la section efficace doublement différentielle suivante :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi}\left(\frac{M_W^2}{Q^2+M_W^2}\right)^2\left[x\left(1-\frac{\delta_\tau}{x}\right)q(x,Q^2) + x\left(1-\frac{\delta_\tau}{x}-y\right)(1-y)\bar{q}(x,Q^2)\right] \tag{4.12}$$

où E_ν est l'énergie du neutrino incident, x et y sont les variables de Bjorken et $-Q^2$ l'impulsion transférée au nucléon, M est la masse du nucléon, M_W celle du boson W, vecteur de l'interaction faible par courant chargé, $G_F = 1.6632 \times 10^{-5}$ GeV^{-2} est la constante de Fermi et $\delta_l = m_l^2/2ME_\nu$ avec m_l la masse du lepton produit.. Dans le référentiel du nucléon au repos, on a :

$$\begin{aligned} x &= \frac{Q^2}{2ME_\nu y} \\ y &= \frac{E_\nu - E'_\nu}{E_\nu} \end{aligned} \tag{4.13}$$

Nous supposerons ici le nucléon comme étant isoscalaire $N = (p+n)/2$. Les expressions q et $\bar{q}$ sont les fonctions de distributions de partons donnant les contributions des quarks de valences et de la mer.

Pour ce qui est de la section efficace pour la diffusion profondément inélastique par courant neutre, on a :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{2\pi}\left(\frac{M_Z^2}{Q^2+M_Z^2}\right)^2\left[x\left(1-\frac{\delta_\tau}{x}\right)q^0(x,Q^2) + x\left(1-\frac{\delta_\tau}{x}-y\right)(1-y)\bar{q}^0(x,Q^2)\right] \tag{4.14}$$

où M_Z est la masse du boson Z^0, vecteur de l'interaction faible par courant neutre.

$$\begin{aligned}
q &= (d+u)/2 + s + b \\
\bar{q} &= (\bar{d}+\bar{u})/2 + c + t \\
q^0 &= \frac{u+d}{2}\left(L_u^2+L_d^2\right) + \frac{\bar{u}+\bar{d}}{2}\left(R_u^2+R_d^2\right) \\
&\quad + (s+b)\left(L_d^2+R_d^2\right) + (c+t)\left(L_u^2+R_u^2\right) \\
\bar{q}^0 &= \frac{u+d}{2}\left(R_u^2+R_d^2\right) + \frac{\bar{u}+\bar{d}}{2}\left(L_u^2+L_d^2\right) \\
&\quad + (s+b)\left(L_d^2+R_d^2\right) + (c+t)\left(L_u^2+R_u^2\right)
\end{aligned} \tag{4.15}$$

avec $L_u = 1 - 4/3 \cdot x_W$, $L_d = -1 + 2/3 \cdot x_W$, $R_u = -4/3 \cdot x_W$ et $R_d = 2/3 \cdot x_W$ où $x_W = \sin^2\theta_W = 0.226$.

Comme on a pu le voir précédemment, le calcul des sections efficaces de diffusion profondément inélastique par courant chargé et neutre, nécessitent la connaissance des fonctions de distribution de partons $q, \bar{q}, q^0$ et $\bar{q}^0$. Toutefois, les mesures des distributions de partons effectuées sur accélérateur actuellement n'atteignent pas le domaine cinématiques qui nous concerne ici : très petits x ($x \sim 10^{-8}$) et grand Q^2 ($Q^2 \sim 10^8$ GeV). En effet les données actuellement disponible ne descendent que jusqu'à $x \sim 10^{-6}$. Il est donc nécessaire d'extrapoler x et Q^2 à partir de ces données (voir par exemple [16]). De telles extrapolations induisent de grandes incertitudes théoriques systématiques sur les sections efficaces. Nous traiterons dans le chapitre 5, l'impact de ces incertitudes systématiques sur l'estimation de la sensibilité aux UHEν de l'observatoire Pierre Auger et sur les valeurs des limites sur les flux qui en découlent. Un exemple de sections efficaces par courant neutre et chargé extrapolées jusqu'aux UHE est représenté en figure 4.3.

A cause de la faible masse de l'électron, les interactions neutrino-électron à haute énergie peuvent être négligées en regard des interactions neutrino-nucléon. Néanmoins, il existe une exception. En effet, un processus supplémentaire entre en jeu dans le cas des neutrinos électroniques : la formation résonnante d'un boson intermédiaire W^- dans les interactions $\bar{\nu}_e e$ à 6.3 PeV. Ce mécanisme a été prédit par Glashow [18] en 1960 et proposé comme un moyen de détecter directement le boson W. Cette résonance ne se produit que pour les processus dans la voie s avec échange de boson W^-. Dans le cas d'une diffusion $\bar{\nu}_e e$, la section efficace totale, prenant en compte tous les canaux possible dans le cas d'une diffusion $\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_e e^-$

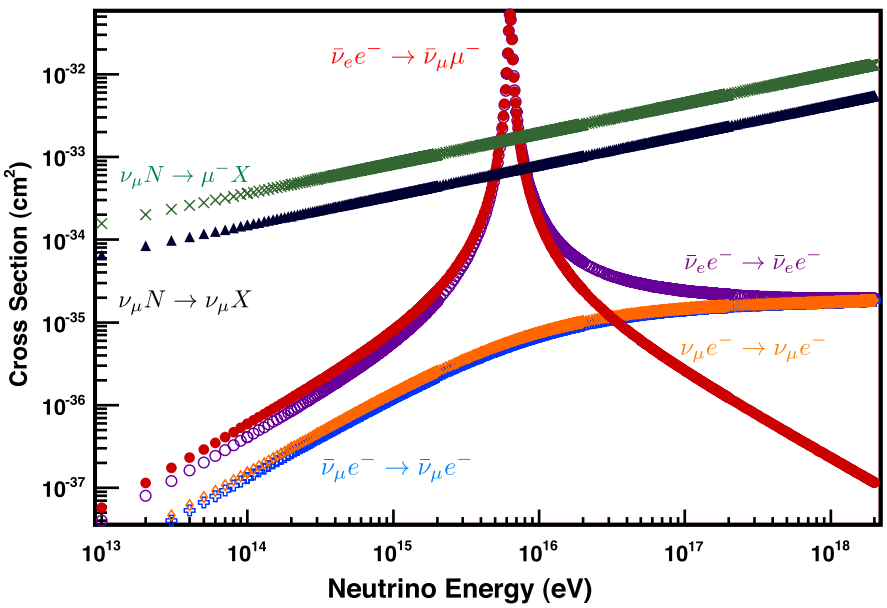


FIGURE 4.3 – Section efficace de diffusion νN et νe à $E_\nu \geq 10^4$GeV. Sont représentées les interactions $\bar{\nu}_\mu e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$ (croix vides), $\nu_\mu e^- \to \nu_\mu e^-$ (diamants), $\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_e e^-$ (cercles vides), $\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$ (cercles pleins) ainsi que les interactions avec un nucléon par courant chargé (croix pleines) et neutre (triangles pleins). La diffusion résonnante de Glashow est également représentée [17].

s'écrit :

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_e e^-)}{dy} = \frac{2G_F^2 m_e E_\nu}{\pi}\left[\frac{g_R^2}{(1+2m_e E_\nu y/M_Z^2)^2} + \left|\frac{g_L}{1+2m_e E_\nu y/M^2 M_Z} + \frac{1}{1-2m_e E_\nu/M_W^2 + i\Gamma_W/M_W}\right|^2\right] \quad (4.16)$$

où E_ν est l'énergie du neutrino incident dans le référentiel du laboratoire, m la masse de l'électron, g_L et g_R les couplages chiraux au boson Z^0, M_Z la masse du Z^0 et M_W la masse du W.

Dans le cas des diffusions résonantes de type $\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_\mu \mu^-$ on a :

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_\mu \mu)}{dy} = \frac{2G_F^2 m E_\nu}{\pi}\frac{4(1-y)^2[(1-(m_\mu^2-m^2)/2mE_\nu]^2}{1-2mE_\nu/M_W^2)^2+\Gamma_W^2/M_W^2} \quad (4.17)$$

où m_μ est la masse du muon. Enfin, dans le cas de la production de hadrons : $\bar{\nu}_e e^- \to$ hadrons, on obtient la section efficace à partir de la section efficace précédente et les rapports de branchement du W en hadrons et en $\mu\bar{\nu}_\mu$:

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e^- \to \text{hadrons})}{dy} = \frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_\mu \mu)}{dy}\frac{\Gamma(W \to \text{hadrons})}{\Gamma(W \to \mu\bar{\nu}_\mu)} \quad (4.18)$$

Comme on peut le constater sur la figure 4.3, les sections efficaces d'interactions par diffusion résonnante de Glashow sont très grandes en regard des sections efficaces neutrino-

nucléon et sont donc d'un grand intérêt à des énergies de l'ordre du PeV. Il est donc important de prendre en considération un tel processus dans l'évaluation de la sensibilité d'un télescope à neutrino sensible au PeV. Ce n'est cependant pas le cas de l'observatoire Pierre Auger, dont le seuil de sensibilité se situe à $\sim 10^{17}$ eV contrairement aux expériences telles qu'ANTARES où IceCube dont nous parlerons plus en détail section 4.6.

4.6 Détection

La recherche de neutrinos UHE nécessite un énorme volume de matériau cible du fait de leur faible probabilité d'interaction ainsi que de leur faible flux. La Terre fournit différents matériaux cibles naturels : certaines expériences cherchent les neutrinos à UHE interagissant dans l'eau de mer (par exemple ANTARES [19]), d'autres dans la glace (c'est le cas d'IceCube [20] et d'ANITA [21]) ou dans l'atmosphère (HiRes [22] et l'observatoire Pierre Auger [23]). On peut également chercher les ν_τ interagissant au sein de la croûte terrestre en tentant de détecter la gerbe induite par la désintégration du τ [24, 25] dans l'atmosphère. Bien que le concept général de la détection de neutrino UHE reste le même dans chacune de ces expériences, chacune possède ses spécificités de détections que nous nous attacherons à présenter dans les sous-sections qui suivent.

4.6.1 IceCube

IceCube [26] est un détecteur situé en Antarctique qui exploite la calotte glacière de $\sim$ 3 km d'épaisseur comme cible pour les interactions neutrino-nucléon. En effet, le principe de détection est basé sur l'observation de la lumière Tcherenkov émise par les particules chargées engendrées par les interactions des neutrinos dans la glace. Sa configuration finale consiste en un volume de glace de 1 km^3 instrumenté avec un réseau constitué d'un total de 86 lignes comportant chacune 60 modules optiques enchâssés dans la glace à une profondeur comprise entre 1450 et 2450 m. L'espacement horizontal entre les lignes est de 125 m et l'espacement vertical entre chacun des modules optiques est de 17 m. Un tel espacement permet d'atteindre une sensibilité optimale pour des muons produits par des neutrinos avec des énergies au-delà d'une centaine de GeV. Au centre du réseau, à l'instar du "infill" de l'observatoire Pierre Auger, une région avec un espacement entre les lignes plus faible, DeepCore, permet de diminuer le seuil de détection des muons à une dizaine de GeV [27]. Il possède également 81 stations *IceTop* à la surface constituant un véritable détecteur de gerbes atmosphériques utilisé d'une part pour l'étude des rayons cosmiques et d'autre part pour rejeter le bruit de fond pour la physique des neutrinos. On trouvera une représentation schématique d'IceCube en figure 4.4 (haut).

IceCube reconstruit ses évènements à partir de l'amplitude et l'empreinte spatiale et temporelle de la lumière détectée par les modules optiques. En effet, les neutrinos muoniques interagissant par courant chargé produisent une longue trace dans le détecteur, tandis que les neutrinos électroniques, muoniques et tau interagissant par courant neutre produisent des signatures de cascades quasiment sphériques. Dans le cas des évènements muoniques, il possède une très bonne résolution de pointage, de l'ordre de 1° et bien meilleure aux plus

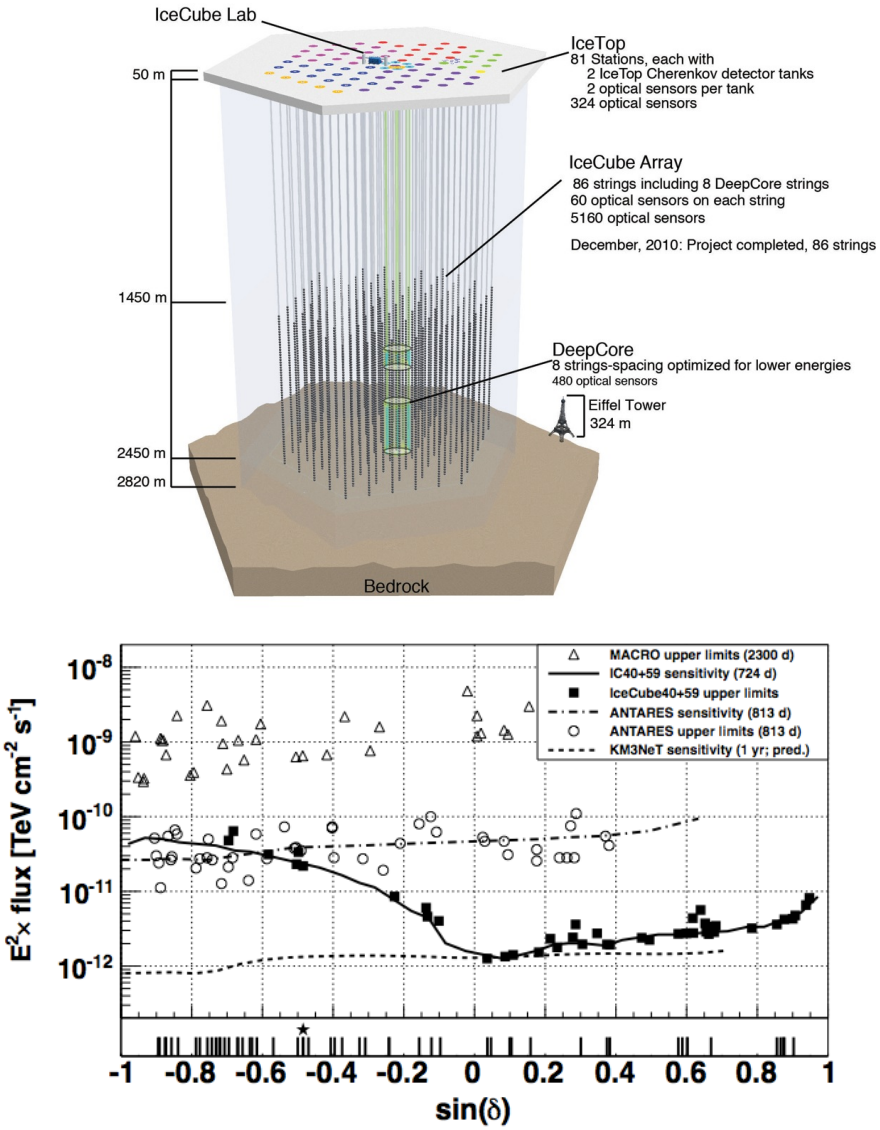


FIGURE 4.4 – (Haut) Représentation schématique du détecteur IceCube. (Bas) Limite supérieure à 90% de niveau de confiance (marqueurs) et sensibilité (lignes) du détecteur IceCube sur les sources ponctuelles avec une indice d'injection en E^{-2} en fonction de la délcinaison. Les lignes verticales représentent les positions d'émetteurs galactiques de gammas au TeV. L'étoile marque la position du centre galactique.

hautes énergies.

IceCube a d'ores et déjà rapporté une moisson de résultats relatifs tant à la physique des neutrinos à UHE qu'aux RCUHE. Parmi les plus remarquables, on pourra noter l'étude des flux diffus de neutrinos atmosphériques et astrophysiques, la recherche de sources astrophysiques ponctuelles et de neutrinos émis par des sursauts gamma mais également l'étude de l'oscillation des neutrinos.

IceCube n'a pour le moment pas détecté au-dessus des fonds de neutrinos atmosphériques de flux diffus ni d'excès ponctuel qui serait d'origine astrophysique et place donc une limite sur ces flux. La limite supérieure à 90% de niveau de confiance sur les flux diffus de neutrinos intégré sur l'intervalle en énergie 35 TeV-6.9 PeV obtenue est de $d\phi/dE \leq 8.9\times 10^{-9}$G eV^{-1} sr^{-1} s^{-1} cm^{-2}. Cette limite est basée sur la recherche de traces produites par les muons issus de l'interaction de neutrinos muoniques montants. Les limites basées sur la recherche de cascades produites par l'interaction de neutrinos montants dans le détecteur sont moins contraignantes. Il s'agit actuellement de la limite la plus contraignante sur les flux astrophysiques diffus de neutrino, se situant à environ un facteur 2 en dessous de la limite théorique de Waxman-Bahcall [28]. Cependant, la collaboration IceCube a annoncé récemment avoir officiellement détécté deux neutrinos au PeV [30]. Ce résultat est extrêmement important pour la physique des neutrinos de très haute et d'ultra-haute énergie mais également pour les astroparticules en général car il s'agit de la première détection de neutrinos au PeV. La recherche a porté sur un échantillon de données couvrant 615.9 jours et les fonds attendus issus des muons et neutrinos atmosphériques sur cette période sont respectivement de $0.038 \pm 0.004(\text{stat})^{+0.021}_{-0.038}(\text{syst})$ et $0.012 \pm 0.001(\text{stat})^{+0.021}_{-0.038}(\text{syst})$. En prenant également en compte les neutrinos atmosphériques prompt issus de la désintégration des mésons chargés, le nombre total d'évènements de fond atteint $0.082 \pm 0.004(\text{stat})^{+0.041}_{-0.057}(\text{syst})$. Les deux évènements identifiés après avoir appliqué les différents critères de sélections sont représentés en figure 4.5 (gauche). L'hypothèse que ces deux évènements soient issus du fond atmosphérique a une $p-$value de $2.9 \times 10^{-3}(2.8\sigma)$. Ces deux évènements ont probablement été engendrés soit par l'interaction par courant chargé d'un neutrino électronique soit par l'interaction par courant neutre d'un neutrino d'une des trois saveurs. Sur la figure 4.5 (droite) est représentée la distribution des évènements avec les différents modèles de signal et de bruit de fonds obtenue à partir de simulations Monte-Carlo. Ces évènements sont compatibles avec la limite supérieure présentée par IceCube [28] sur un flux en E^{-2} (représentée sur la figure 4.5 et correspond à l'histogramme avec les flèches vers le bas). Un flux correspondant à cette limite supérieure prédit environ 10 évènements au PeV. La reconstruction de l'énergie déposée par les cascades produites par ces deux évènements est de 1.04 PeV et 1.14 PeV avec une erreur statistique et systématique de $\pm$15% dans les deux cas. Cette énergie reconstruite correspond à l'énergie du neutrino seulement si la gerbe observée résulte d'une interaction par courant chargé d'un (anti-)neutrino électronique car dans ce cas, l'énergie totale du neutrino est déposée près du vertex d'interaction. D'autre part, les gerbes engendrées par interactions par courant neutre de n'importe quelle saveur ou l'interaction d'un anti-neutrino électronique par diffusion résonante de Glashow à 6.3 PeV produisent un lepton ne transportant qu'une fraction de l'énergie du neutrino incident. Etant données les énergies des gerbes observées, il est peu probable qu'elles aient été produites par ré-

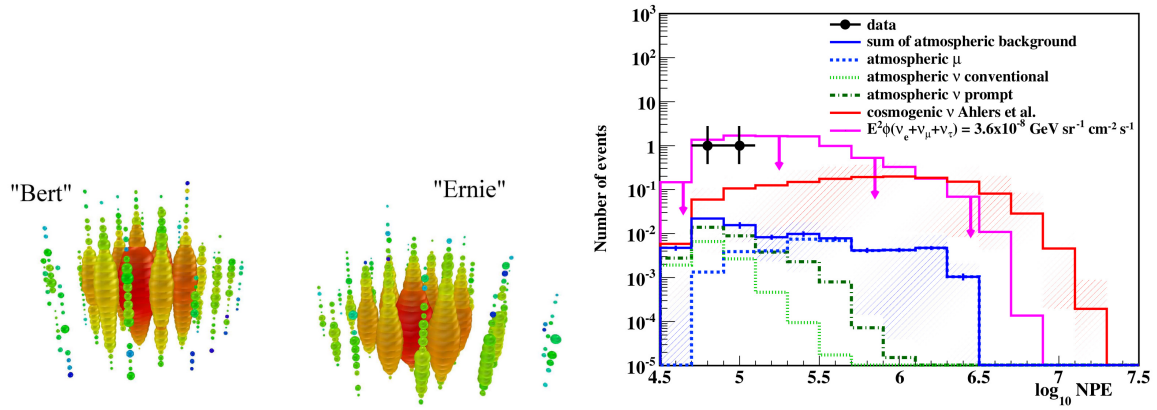


FIGURE 4.5 – (Gauche) Les deux évènements observés en août 2011 (Bert) et janvier 2012 (Ernie). Chacune des sphères représente un module optique. Les couleurs représentent les temps d'arrivés des photons où le rouge indique les temps tôt et le bleu les temps tard. **(Droite) Distributions des évènements pour 615.9 jours d'acquisition après application des critères de sélections en fonction du logarithme du nombre de photo-électrons (NPE).** Les points noirs représentent les données expérimentales. Les barres d'erreurs sur les points de données correspondent à l'intervalle de confiance à 68% suivant l'approche de Feldman-Cousins. La ligne pleine bleue représente la somme des fonds de muons atmosphérique (bleu tireté), de neutrinos atmosphériques conventionnels (vert clair pointillé) et de neutrinos atmosphériques prompts (vert tireté-pointillé). Les barres d'erreurs et la région ombrée bleue sont respectivement les erreurs statistiques et systématiques. La ligne rouge représente la prédiction d'un modèle de neutrinos cosmogéniques [29] avec ses incertitudes représentée par la région ombrée. La ligne magenta représente un flux en E^{-2} jusqu'à une énergie de 10^9 GeV avec une normalisation sur toutes les saveurs telle que $E^2\phi_{\nu_e+\nu_\mu+\nu_\tau} = 3.6 \times 10^{-8}$ GeV sr^{-1} s^{-1} cm^{-2} correspondant à la limite intégrale précédemment obtenues dans la même gamme d'énergie. Les modèles de flux pour le signal sont sommés sur les trois saveurs de neutrino en supposant un rapport de saveurs de 1 : 1 : 1.

sonnance de Glashow car seulement 10% de ces interactions peuvent déposer 1.2 PeV ou moins dans le détecteur. Etant donnée la faible signifiance de ces évènements de 2.8σ par rapport au fond atmosphérique il n'est cependant pas possible pour le moment d'établir une interprétation solide à ces derniers.

La recherche de sources astrophysiques ponctuelles de neutrinos(indépendante de la recherche de neutrinos astrophysiques diffus) n'a actuellement pas permis d'identifier de sources [31]. Ici aussi, en l'absence de candidat (les directions d'arrivée des deux candidats au PeV n'étant pas encore publiques à l'heure où sont écrite ces lignes), une limite sur les flux en fonction de la déclinaison a pu être fixée et est représentée en figure 4.4 (bas). La collaboration IceCube annonce que la recherche de sources ponctuelles devrait devenir sensible aux flux généralement attendus dans les 3 à 4 années à venir.

IceCube a également réalisé une recherche de neutrinos en coïncidence spatiale et temporelle avec les sursauts gamma [32]. Durant la période considérée, 215 GRB ayant eu lieu dans le ciel de l'hémisphère nord ont été sélectionnés. En l'absence d'évènement neutrino en

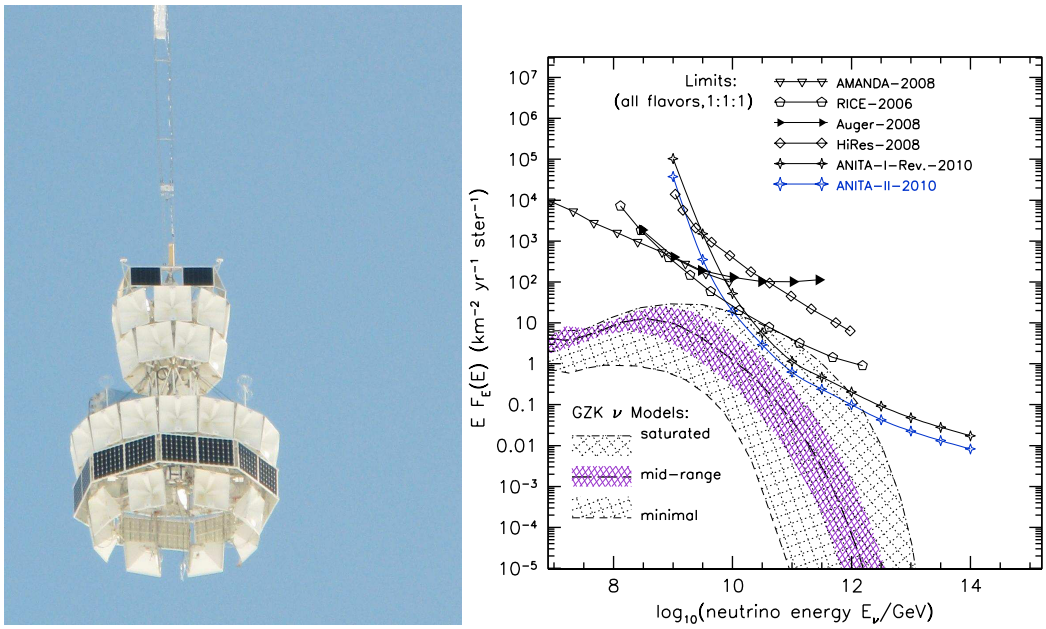


FIGURE 4.6 – (Gauche) Photographie du détecteur ANITA. (Droite) Limite sur les flux diffus de neutrinos cosmogéniques obtenue par la collaboration ANITA comparée à d'autres résultats expérimentaux.

coïncidence et avec un nombre d'évènements attendu de 8.4 une limite très contraignante sur les flux a pu être posée. En effet la limite supérieure à 90% de niveau de confiance a pour valeur 0.27 fois les flux prédits. Cette limite impose de sévères contraintes sur les modèles de GRB de types "boule de feu". Dans les prochaines années l'absence de neutrinos exclurait les GRBs comme la source principale de rayons cosmiques extragalactiques, la détection de neutrinos quant à elle permettrait de modéliser avec précision les mécanismes d'émission.

Bien que la mission première d'IceCube soit la recherche de neutrinos astrophysiques et la découverte des sources du rayonnement cosmique, d'autre sujets de physique lui sont accessibles, notamment la mesure des propriétés des neutrinos grâce au grand échantillon de données de neutrinos atmosphériques enregistrés par le détecteur. En effet, le détecteur enregistre de l'ordre de 50 000 neutrinos de haute énergie par an. Grâce à un tel échantillon il est possible notamment d'effectuer une analyse afin d'étudier l'oscillation des neutrinos muoniques atmosphériques. L'analyse est basée sur les données du DeepCore donnant accès à des évènements de plus basses énergies (dans l'intervalle $20 - 100$ GeV). L'analyse montre que l'hypothèse de non-oscillation est rejetée à plus de 5σ et a également permis d'obtenir, dans le cadre d'un mélange à 2 saveurs, les valeurs des paramètres $\Delta m^2_{23} = (2.5 \pm 0.6) \times 10^{-3}\text{eV}^2$ et $\sin^2 2\theta_{23} > 0.92$ et en faveur d'un mélange maximal. Ces résultats sont en bon accord avec la moyenne des valeurs mondiales existantes.

4.6.2 ANITA

L'expérience ANITA (Antarctic Impulsive Transient Antenna) a été conçue afin d'étudier les neutrinos d'ultra-haute énergie en détectant les impulsions radio émises par leur inter-

action dans la couche de glace en Antarctique [21]. Elle est constituée d'un réseau de 32 antennes radio (suivant un arrangement cylindrique avec un rayon de 3 m et d'une hauteur de 5 m) suspendues à un ballon d'hélium volant à une altitude d'environ 35 000 m. On trouvera une photographie d'ANITA sur la figure 4.6. ANITA a actuellement effectué 2 vols. L'acceptance volumique du détecteur pour un flux diffus de neutrinos est de l'ordre de la centaine de km^3 sr équivalent-eau à $E_\nu \simeq 10^{19}$ eV. Son mode de déclenchement est un mode de déclenchement à seuil nécessitant au moins 4 antennes en coïncidence.

Le vol ANITA-1 [33] a eu lieu en Décembre 2006 et a duré 35 jours, accumulant un temps d'exposition net de 17.5 jours avec une épaisseur moyenne de glace dans le champ de vue de 1.2 km et couvrant un volume de glace de $\sim 1.6 \times 10^6$ km. Suite à ce premier vol et en l'absence d'évènement, la collaboration ANITA a posé une limite sur les flux diffus de neutrinos UHE à 90% de niveau de confiance pour un spectre en E^{-2} de $E^2\phi \leq 2 \times 10^{-7}$ GeV sr^{-1} s^{-1} cm^{-2} dans la gamme d'énergie $10^{18.5} - 10^{23.5}$ eV.

Le vol ANITA-2 [34, 35] a eu lieu en en Décembre 2008 et a duré 31 jours, accumulant un temps d'exposition net de 28.5 jours avec la même épaisseur moyenne de glace dans le champ de vue. La sensibilité d'ANITA-2 aux neutrinos cosmogéniques a été améliorée par rapport à ANITA-1. En effet, le bruit de l'électronique a été réduit et 8 antennes additionnelles ont été ajoutées. De plus, un dispositif permettant de masquer les canaux afin de ne pas déclencher sur les zones en azimut sources de bruit a été mis en place. La combinaison de ces améliorations accroît la sensibilité de ANITA-2 d'un facteur 4 par rapport à son premier vol. Avec un évènement détecté compatible avec le bruit de fond, la collaboration ANITA a fixé une limite sur les flux diffus de neutrino UHE à 90% pour un spectre en E^{-2} de $E^2\phi \leq 1.3 \times$ GeV sr^{-1} s^{-1} cm^{-2} dans la gamme d'énergie $10^{18} - 10^{23.5}$ eV.

Ces limites sont à l'heure actuelle les plus contraignantes au-delà de $\sim 10^{19}$ eV et excluent déjà sévèrement les modèles de flux de neutrinos cosmogéniques les plus optimistes (voir la figure 4.6).

4.6.3 ANTARES

L'expérience ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) [19] est un télescope neutrino immergé à une profondeur de 2475 m en mer Méditerranée à 42 km au large des côtes du sud de la France, près de Toulon et représenté schématiquement en figure 4.7. Le principe de détection est très similaire à celui d'IceCube, l'eau de mer étant le matériau cible et faisant également office de radiateur Tcherencov. ANTARES est constitué de 885 photomultiplicateurs répartis sur un réseau tridimensionnel de douze lignes de détection verticale de 450 m de haut. Les lignes sont chacune séparées de 60-70 m et comportent chacune 14 étages séparés verticalement de 25 m. Chaque étage comporte 3 modules optiques possédant un photomultiplicateur orienté à 45° par rapport à l'axe de la ligne. On peut noter également qu'ANTARES, bien que d'un volume de détection réduit par rapport à IceCube a une excellente résolution angulaire de l'ordre de 0.5° grâce aux propriétés optiques de l'eau de mer. Les objectifs scientifiques d'ANTARES sont communs à ceux d'IceCube parmi lesquels la recherche de sources astrophysiques ponctuelles de neutrinos, la recherche d'un flux diffus de neutrinos astrophysiques, la recherche de neutrinos en coïncidence avec les sursauts gammas et les blazars ou encore l'étude des oscillations de

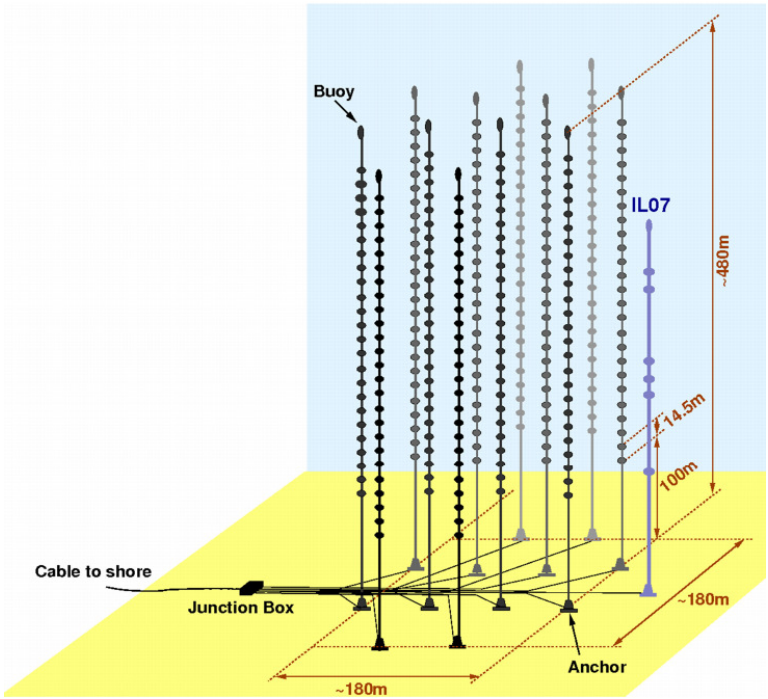


FIGURE 4.7 – Vue schématique du détecteur ANTARES.

neutrinos. Le déclenchement est basé sur la coïncidence d'au moins deux photomultiplicateurs au sein d'un même étage.

Au sujet de la recherche de sources ponctuelles, deux analyses différentes ont été menées [36, 37]. Une première analyse consiste en une recherche sur l'ensemble du ciel sans hypothèse sur la position des sources. La seconde consiste en la recherche d'un excès d'évènements dans des régions du ciel définies a priori et correspondant à des sources astrophysiques potentielles. En l'absence d'évènements au-dessus du bruit de fond, la collaboration ANTARES a posé des limites sur les flux représentées figure 4.7.

Pour ce qui est de la recherche d'un flux diffus de neutrinos astrophysiques, en considérant les données accumulées sur période de 334 jours, le nombre d'évènements observés reste compatible avec le bruit de fond. Une limite sur les flux de neutrinos cosmogéniques a donc été établie est de $E^2\phi \leq 5.3 \times 10^{-8}$ cm^{-2}sr^{-1}s^{-1} à 90% de niveau de confiance et valide dans la gamme en énergie comprise entre 20 TeV et 2.5 PeV [38].

A l'instar d'IceCube, ANTARES effectue une recherche d'évènements en coïncidence temporelle et angulaire avec les sursauts gammas. L'analyse est basée sur une sélection de 37 sources gamma et est au moment où sont écrites ces lignes, encore en cours. Une analyse similaire a également été effectuée mais dans le cas des *"flairs"* de Blazar et n'a montré aucun excès significatif en coïncidence avec ces derniers [39].

Enfin, au sujet de l'étude des oscillations des neutrinos par ANTARES, l'analyse est basée sur la mesure d'un déficit en neutrino muonique dans le flux de neutrinos atmosphérique et conduit à une valeur de $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ et $\Delta m_{32} = 3.1 \times 10^{-3}$ eV^2 [40].

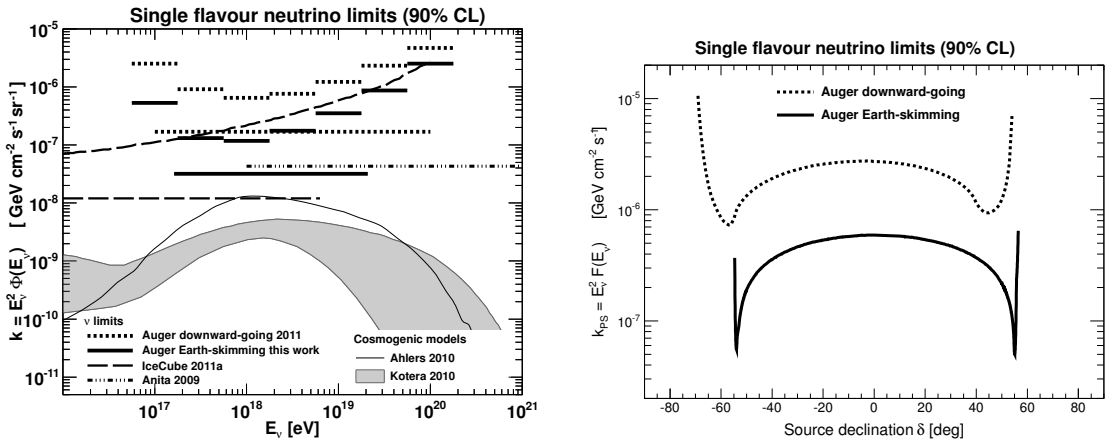


FIGURE 4.8 – (Gauche) Limite supérieure différentielle et intégrale à 90% de niveau de confiance sur les flux diffus d'UHEν de l'observatoire Pierre Auger ainsi que d'autres expériences [20, 33] et modèles cosmogéniques [13, 29]. **(Droite)** Limite supérieure à 90% de niveau de confiance sur le flux intégral de neutrino issu d'une source ponctuelle en fonction de la déclinaison de la source.

4.6.4 L'observatoire Pierre Auger, un télescope neutrino

L'observatoire Pierre Auger a démontré la sensibilité de son détecteur de surface aux neutrinos UHE à incidence rasante [24] interagissant de la croûte terrestre ainsi qu'aux neutrinos descendants [23] interagissant dans l'atmosphère. Sur la figure 4.8 sont représentées les premières limites placées par l'observatoire Pierre Auger sur les flux diffus et issus de sources ponctuelles de neutrinos UHE. Ces résultats ne sont cependant basés que sur les données de l'observatoire jusqu'en mai 2010. Nous détaillerons donc par la suite les résultats récents de l'observatoire sur la recherche de neutrinos UHE dans la gamme en énergie $[10^{17}, 10^{20}]$ eV et présenterons les limites obtenues sur les flux de neutrino diffus et issus de sources ponctuelles dans le chapitre suivant.

4.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre la problématique des neutrinos d'ultra-haute énergie. Après avoir présenté les différents modes de production et d'interaction des neutrinos UHE il apparaît clairement que ces derniers peuvent apporter des réponses quant aux mécanismes de production des RCUHE, à leur nature mais également à leur origine. De nombreux et importants efforts expérimentaux ont été menés afin de tenter de détecter ces particules élusives. Les limites actuelles à ultra-haute énergie posées par la collaboration IceCube mais également par la collaboration Pierre Auger (comme on le verra au chapitre suivant) ont d'ores et déjà franchi le seuil théorique de la limite de Waxmann et Bahcall et commencent à contraindre les modèles de production GZK les plus optimistes supposant une composition légère des RCUHE. Enfin, comme on a pu le voir, la détection de 2 neutrinos de très haute énergie (PeV) par IceCube apporte de nouvelles interrogations, ces

derniers n'étant pas ou peu compatibles avec les scénarios de production de neutrinos cosmogéniques. Cette détection ainsi que les sévères contraintes déjà établies sur les flux sont sans doute le signe que les détecteurs neutrinos à très haute et ultra-haute énergie atteignent des sensibilités permettant de répondre aux questions posées par la physique des neutrinos et la physique des astroparticules en général.

Dans le chapitre qui suit, nous présenterons en détail les différentes analyses menées à l'observatoire Pierre Auger dans le cadre de la recherche de neutrinos UHE. Nous introduirons les différentes stratégies de recherche (neutrinos rasants et descendants) aboutissant à l'établissement de limites sur les flux de neutrinos UHE diffus et issus de sources ponctuelles.

Nous présenterons également une étude développée durant cette thèse sur le traitement des erreurs systématiques issues des sections efficaces des ν_τ ainsi que des pertes d'énergies du τ et proposerons un traitement cohérent de ces systématiques dans le cadre de la recherche de neutrinos tau à incidence rasante. Nous montrerons qu'un traitement approprié permet de réduire les incertitudes systématiques sur le calcul de l'exposition de l'observatoire Pierre Auger aux neutrinos tau à incidence rasante.

Bibliographie

[1] C. L. Cowan, Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse and A. D. McGuire. *Detection of the Free Neutrino : A Confirmation*. Science **124** (1956), 103–104. 76

[2] DONUT Collaboration *et al.* *Observation of tau neutrino interactions*. Physics Letters B **504** (2001), 218–224. 76

[3] M. L. Perl *et al.* *Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation*. Physical Review Letters **35** (1975), 1489–1492. 76

[4] B. Pontecorvo. *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge*. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics **26** (1968), 984. 76

[5] Y. Fukuda *et al.* *Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande's first 300 days*. Physical Review Letters **81**(6) (1998), 1158. 77

[6] Y. Fukuda *et al.* *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*. Physical Review Letters **81**(8) (1998), 1562. 77

[7] Q. Ahmad *et al.* *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*. Physical Review Letters **89**(1) (2002), 011301. 77

[8] R. Arnold *et al.* *Technical design and performance of the NEMO 3 detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **536**(1) (2005), 79–122. 77

[9] R. Arnold *et al.* *Probing new physics models of neutrinoless double beta decay with SuperNEMO*. The European Physical Journal C **70**(4) (2010), 927–943. 77

[10] E. Waxman and J. Bahcall. *High energy neutrinos from astrophysical sources : An upper bound*. Phys. Rev. D **59**(2) (1999), 023002. 78, 222

[11] K. Mannheim, R. J. Protheroe and J. P. Rachen. *Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production*. Phys. Rev. D **63**(2) (2001), 023003. 78, 79, 222

[12] E. Waxman and J. Bahcall. *High Energy Neutrinos from Cosmological Gamma-Ray Burst Fireballs*. Physical Review Letters **78** (1997), 2292–2295. 78, 222

[13] K. Kotera, D. Allard and A. V. Olinto. *Cosmogenic neutrinos : parameter space and detectabilty from PeV to ZeV*. J. Cosmology Astropart. Phys. **10** (2010), 013. 78, 79, 80, 93, 222, 223

[14] J. Bahcall and E. Waxman. *High energy astrophysical neutrinos : The upper bound is robust*. Phys. Rev. D **64**(2) (2001), 023002. 78

[15] J. P. Rachen, R. J. Protheroe and K. Mannheim. *The relation of extragalactic cosmic ray and neutrino fluxes : the logic of the upper bound debate*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements **80** (2000), C240. 79

[16] A. Cooper-Sarkar, P. Mertsch and S. Sarkar. *The high energy neutrino cross-section in the Standard Model and its uncertainty*. Journal of High Energy Physics **8** (2011), 42. 84

[17] J. A. Formaggio and G. P. Zeller. *From eV to EeV : Neutrino cross sections across energy scales*. Reviews of Modern Physics **84** (2012), 1307–1341. 85, 222

[18] S. L. Glashow. *Resonant Scattering of Antineutrinos*. Physical Review **118** (1960), 316–317. 84

[19] M. Ageron *et al.* *ANTARES : The first undersea neutrino telescope*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **656** (2011), 11–38. 86, 91

[20] IceCube Collaboration *et al.* *First year performance of the IceCube neutrino telescope*. Astroparticle Physics **26** (2006), 155–173. 86, 93, 223

[21] Anita Collaboration *et al.* *The Antarctic Impulsive Transient Antenna ultra-high energy neutrino detector : Design, performance, and sensitivity for the 2006-2007 balloon flight*. Astroparticle Physics **32** (2009), 10–41. 86, 91

[22] R. U. Abbasi *et al.* *Monocular measurement of the spectrum of UHE cosmic rays by the FADC detector of the HiRes experiment*. Astroparticle Physics **23** (2005), 157–174. 86

[23] P. Abreu *et al.* *Search for ultrahigh energy neutrinos in highly inclined events at the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. D **84**(12) (2011), 122005. 86, 93

[24] J. Abraham *et al.* *Limit on the diffuse flux of ultrahigh energy tau neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. D **79**(10) (2009), 102001. 86, 93

[25] X. Bertou, P. Billoir, O. Deligny, C. Lachaud and A. Letessier-Selvon. *Tau neutrinos in the Auger Observatory : a new window to UHECR sources*. Astroparticle Physics **17** (2002), 183–193. 86

[26] F. Halzen and S. R. Klein. *Invited Review Article : IceCube : An instrument for neutrino astronomy*. Review of Scientific Instruments **81**(8) (2010), 081101. 86

[27] C. Hyon Ha and the IceCube Collaboration. *The First Year IceCube-DeepCore Results*. Journal of Physics Conference Series **375**(5) (2012), 052034. 86

[28] G. Sullivan and IceCube Collaboration. *Results from the IceCube Experiment - Neutrino 2012*. ArXiv e-prints (2012). 88

[29] M. Ahlers, L. A. Anchordoqui, M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen and S. Sarkar. *GZK neutrinos after the Fermi-LAT diffuse photon flux measurement*. Astroparticle Physics **34** (2010), 106–115. 89, 93, 223

[30] IceCube Collaboration *et al.* *First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube*. arXiv :1304.5356 [astro-ph.HE] (2013). 88

[31] N. Kurahashi. *Astrophysical Point Source Searches with the IceCube Neutrino Observatory*. In *APS April Meeting Abstracts* (2012), C7009. 89

[32] R. Abbasi *et al.* *An absence of neutrinos associated with cosmic-ray acceleration in γ-ray bursts*. Nature **484** (2012), 351–354. 89

[33] P. W. Gorham *et al.* *New Limits on the Ultrahigh Energy Cosmic Neutrino Flux from the ANITA Experiment*. Physical Review Letters **103**(5) (2009), 051103. 91, 93, 223

[34] P. W. Gorham *et al.* *Observational constraints on the ultrahigh energy cosmic neutrino flux from the second flight of the ANITA experiment*. Phys. Rev. D **82**(2) (2010), 022004. 91

[35] P. W. Gorham *et al.* *Erratum : Observational constraints on the ultrahigh energy cosmic neutrino flux from the second flight of the ANITA experiment [Phys. Rev. D 82 022004 (2010)]*. Phys. Rev. D **85**(4) (2012), 049901. 91

[36] P. Coyle. *Recent results from the ANTARES deep sea neutrino telescope*. ArXiv e-prints (2012). 92

[37] S. Adrián-Martínez *et al.* *Search for Cosmic Neutrino Point Sources with Four Years of Data from the ANTARES Telescope*. ApJ **760** (2012), 53. 92

[38] G. Giacomelli. *Recent Results from the ANTARES Neutrino Telescope*. ArXiv e-prints (2012). 92

[39] S. Adrián-Martínez *et al.* *Search for neutrino emission from gamma-ray flaring blazars with the ANTARES telescope*. Astroparticle Physics **36** (2012). 92

[40] ANTARES Collaboration *et al.* *Measurement of atmospheric neutrino oscillations with the ANTARES neutrino telescope*. Physics Letters B **714** (2012), 224–230. 92

« 'That what ?' asked Mr Tompkins looking puzzled. 'Sorry. The last one you mentionned - what was that again ?'
'A neutrino repeated the woodcarver. 'It went over there,' he added pointing to the distant wall. 'Didn't you notice it ?'
'Yes, yes. I saw it,' replied Mr Tompkins hurriedly. 'But where has it gone ? I don't see it any more.'
'Oh that's neutrinos for you. Terribly slippery they are. Pass through anything. Closed doors, walls. I could fire one of them here right through the Earth and out the other side' »
Mr Tompkins in Wonderland - Georges Gamow

5

Recherche de neutrinos d'ultra-haute énergie à l'observatoire Pierre Auger

Sommaire

4.1 Introduction **75**
4.2 Un bref historique **76**
4.3 Production **77**
4.3.1 Flux diffus 78
4.3.2 Sources Astrophysiques 80
4.4 Oscillation **81**
4.5 Section efficace **83**
4.6 Détection **86**
4.6.1 IceCube 86
4.6.2 ANITA 90
4.6.3 ANTARES 91
4.6.4 L'observatoire Pierre Auger, un télescope neutrino 93
4.7 Conclusion **93**

5.1 Introduction

Comme nous l'avons présenté au chapitre précédent, les neutrinos à UHE peuvent être détectés avec différentes techniques. Dans le cas de l'observatoire Pierre Auger, ils peuvent être observés avec son réseau de surface. Le défi de ce mode de détection, réside dans la discrimination des gerbes initiées par des neutrinos de celles produites par des rayons cosmiques standards. L'idée d'une telle détection a été suggérée en 1975 par Berezinskii et Smirnov dans [1] où est présentée pour la première fois l'idée de discriminer les gerbes produites

par des neutrinos en s'intéressant aux évènements à grand angle zénithal. En effet, l'épaisseur d'atmosphère à traverser est bien plus importante à grand angle et fournie une cible conséquente pour les neutrinos. Le principe général est simple : étant données les faibles sections efficaces d'interactions des neutrinos, ces derniers peuvent interagir à n'importe quelle profondeur atmosphérique tandis que les protons, les noyaux et les photons interagissent rapidement après avoir pénétré l'atmosphère. Les évènements de type neutrino sont donc caractérisés par des gerbes inclinées interagissant profondément dans l'atmosphère.

Grâce au SD de l'observatoire Pierre Auger, il est possible de détecter les gerbes inclinées et d'identifier des neutrinos possédant des énergies supérieures à $\sim 10^{17}$ eV. Il est possible de discriminer ces neutrinos de deux manières différentes :

— Les neutrinos de toutes les saveurs peuvent interagir avec un noyau de l'atmosphère et produire une gerbe atmosphérique proche du niveau du sol et inclinée ($> 65°$). Les interactions par courants chargés et neutres produisent chacune une gerbe atmosphérique et contribuent donc toutes les deux à ce canal de détection. Nous appellerons par la suite ce canal **"neutrinos descendants"**.

— Les neutrinos tau peuvent également être observés par l'intermédiaire du produit de désintégration d'un lepton tau émergeant dans l'atmosphère après l'interaction d'un neutrino tau dans la croûte terrestre. Ici uniquement les interactions par courant chargé contribuent à ce canal que nous appellerons par la suite **"neutrinos à incidence rasante"**.

Différentes propriétés du front de gerbes basées la distribution temporelle des particules de la gerbe sont utilisées pour identifier les gerbes engendrées par des neutrinos et les discriminer de celles produites par des hadrons. L'observatoire Pierre Auger a d'ores et déjà démontré la sensibilité de son détecteur au sol aux neutrinos à UHE dans le cas des neutrinos descendants [2] et à incidence rasante [3]

Bien que les critères d'identification des neutrinos dans ces deux canaux soient basés sur les mêmes idées sous-jacentes, deux analyses distinctes ont été initialement développées. Ceci était justifié par le fait que pour la fenêtre angulaire dans laquelle sont recherchés les neutrinos tau à incidence rasante [3], le fond des RCUHE standards est supposé très faible tandis que dans le cas des neutrinos descendants la fenêtre angulaire est bien plus large et la contamination par le fond est plus importante. De ce fait les critères d'identification dans le cadre de la recherche de neutrinos descendants [2, 4] étaient plus restrictifs et nécessitaient des méthodes de sélections différentes. L'inconvénient de cette séparation entre les deux canaux de détection est le manque de cohérence entre les deux analyses mais également l'établissement de deux limites distinctes sur les flux de neutrinos. Une combinaison de ces deux canaux permet donc de combiner leurs expositions respectives et par conséquent d'améliorer la limite sur les flux. Cette combinaison a été récemment effectuée et les résultats en sont présentés dans ce chapitre. Cette dernière a nécessité l'uniformisation des analyses en appliquant les mêmes algorithmes et méthodes appliquées aux neutrinos descendants aux neutrinos à incidence rasante.

Dans ce chapitre, nous détaillerons dans un premier temps la stratégie de détection et ses principes généraux pour ensuite donner une description des chaînes de simulations nécessaires à la détermination de la sensibilité de l'observatoire aux neutrinos descendants

et à incidence rasante en précisant les spécificités de ces deux canaux de détection. Nous détaillerons ensuite les critères de sélection définis dans chacune des sous-analyses.

Nous nous intéresserons tout particulièrement dans ce chapitre au traitement des interactions des neutrinos tau et des pertes d'énergie des tau dans la roche que nous avons effectué durant cette thèse. Le but de cette étude étant de déterminer les erreurs systématiques relatives à ces processus sur l'exposition de l'observatoire aux neutrinos tau à incidence rasante. En effet, il s'agit de la plus importante contribution à l'incertitude systématique totale pour ce canal. Dans le cadre de cette analyse, c'est sur ce point particulier que ce travail de thèse a porté. En l'absence d'évènements détectés nous finirons par détailler la méthode permettant d'aboutir à une limite sur les flux diffus de neutrinos. Enfin, nous conclurons sur une discussion de ces résultats au regard des évènements récemment présentés par la collaboration IceCube.

5.2 Principes généraux de détection

Comme nous l'avons mentionné en introduction, grâce au SD de l'observatoire Pierre Auger nous pouvons détecter et identifier les neutrinos à UHE avec des énergies supérieures à 10^{17} eV comme cela a déjà été démontré dans [2, 3]. Le défi de la détection par l'intermédiaire d'un détecteur au sol réside dans la discrimination des neutrinos parmi le fond de RCUHE standards. Le concept de l'identification des neutrinos à partir d'un détecteur de type SD est relativement simple. Il s'agit ici de chercher des gerbes fortement inclinées initiées profondément dans l'atmosphère. A grands angles zénithaux l'atmosphère est suffisamment épaisse pour que les gerbes induites par des protons, noyaux ou photons interagissant à faible profondeur aient traversées une quantité de matière suffisamment importante pour que ces dernières arrivent au sol avec un front essentiellement muonique. Ceci est dû l'atténuation de la composante électromagnétique. En effet, 1000 g cm^{-2} correspondent à $\sim$ 15 longueurs d'interactions pour des protons et plus encore pour des noyaux. Or, à 90°, l'épaisseur d'atmosphère est de 30 000 g cm^{-2}, les hadrons et les photons interagissent par conséquent très tôt dans l'atmosphère et la composante électromagnétique de la gerbe s'en trouve fortement atténuée à son arrivée au sol. Les fronts de ces gerbes sont alors qualifiés de **"vieux"**. Dans le cas des gerbes initiées par des neutrinos, ces dernières sont susceptibles d'interagir suffisamment près du sol pour afficher une composante électromagnétique bien plus importante car ayant traversée une quantité de matière moindre. On qualifiera alors le front de telles gerbes de **"jeunes"**. Les neutrinos peuvent donc être identifiés en recherchant des gerbes inclinées et exhibant un front jeune.

D'un point de vue expérimental, au niveau du SD, les gerbes jeunes produisent des signaux étalés en temps sur des centaines de nanosecondes sur une fraction des stations impliquées dans l'évènement. Les gerbes dites veilles quant à elles induisent des signaux resserrés en temps, s'étendant sur quelques dizaines de nanosecondes sur la grande majorité des stations impliquées dans l'évènement. Cette différence est essentiellement expliquée par un effet géométrique dû à la distance du point de première de première interactions : proche dans le cas des neutrinos et éloigné dans celui des gerbes du fond. Un exemple de traces FADC produites par une gerbe veille et jeune est représenté sur la figure 5.1. Etant donnée

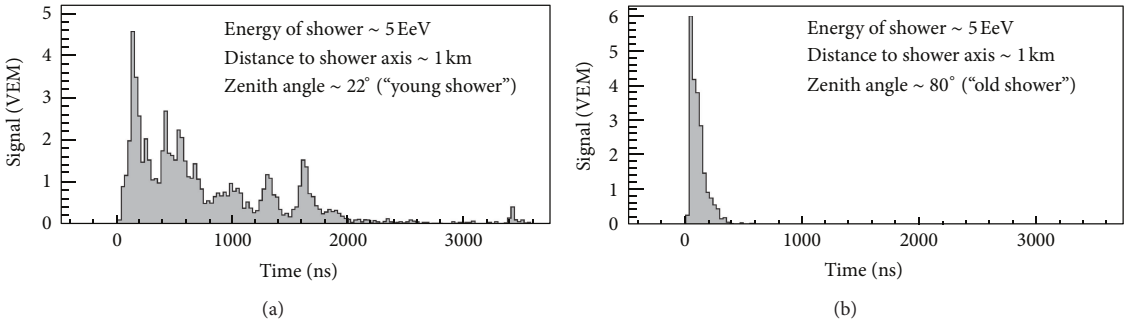


FIGURE 5.1 – Traces FADC de stations à 1 km du cœur de gerbe issue de vrais gerbes de 5 EeV. (a) Gerbe arrivant dans les premières étapes de son développement ("gerbe jeune"). (b) "veille" gerbe ($\theta \sim 80°$).

la résolution temporelle des FADC de 25 ns les traces jeunes peuvent donc être facilement identifiables.

A partir de ce concept relativement simple la recherche de neutrinos à UHE est rendue possible avec le SD par l'intermédiaire des deux canaux précédemment mentionnés :

— Les gerbes induites par des neutrinos tau à incidence rasante traversant la croûte terrestre et interagissant relativement près de la surface produisant un lepton tau s'échappant de la Terre et se désintégrant en vol dans l'atmosphère, proche du SD. Seules les gerbes induites par des neutrinos tau à incidence rasante avec un angle zénithal $90° < \theta < 95°$ peuvent être détectées. Au-delà, la probabilité qu'un tau émerge dans l'atmosphère et se désintègre proche du SD devient négligeable.
— Les gerbes induites par des neutrinos descendants (toutes saveurs confondues) à grands angles zénithaux et interagissant dans l'atmosphère près du sol. Dans ce canal sont également inclues une petite fraction des gerbes issues de l'interaction d'un neutrino tau dans les montagnes entourant l'observatoire (équivalant au mécanisme des neutrinos tau à incidence rasante). Ce canal est ici décomposé en deux gammes angulaires : d'une part les gerbes induites avec des angles zénithaux $75° \leq \theta \leq 90°$ que l'on qualifiera de domaine à **haut angle** et d'autre part les gerbes induites avec des angles zénithaux $58.5 \leq \theta \leq 76.5$ que l'on qualifiera de domaine à **faible angle** dont l'analyse initiale a été entièrement développée dans le cadre de [4]. Cette distinction entre ces deux domaines angulaires est motivée par le fait que les critères d'identifications diffèrent à faible angle des critères à haut angle, le fond attendu à faible angle étant plus conséquent.

Sur la figure 5.2 sont montrées les représentations schématiques des différents types de gerbes inclinées pouvant être détectées. Dans le cas des neutrinos à incidence rasante, seules les interactions des neutrinos tau par courant chargé contribuent à l'exposition.

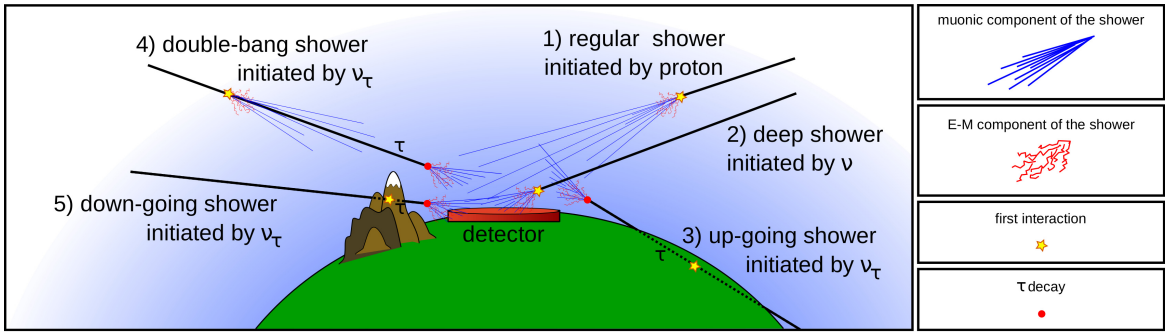


FIGURE 5.2 – Représentation schématique des différents canaux de détection de neutrinos à UHE de l'observatoire Pierre Auger (1) Une gerbe inclinée standard engendrée par un proton interagissant haut dans l'atmosphère dont la composante électromagnétique est absorbée et dont seulement les muons atteignent le SD (gerbe veille). (2) Une gerbe engendrée par un neutrino descendant interagissant profondément dans l'atmosphère. (3) Une gerbe engendrée par un neutrino tau à incidence rasante interagissant au sein de la croûte terrestre et produisant un lepton tau montant se désintégrant en vol dans l'atmosphère proche du SD. (4) Une "double gerbe" engendrée par un neutrino tau descendant produisant une première gerbe hadronique par courant chargé et un lepton tau se désintégrant en vol produisant une seconde gerbe. (5) Une gerbe engendrée par un neutrino tau descendant interagissant dans les Andes et produisant un lepton tau se désintégrant en vol dans l'atmosphère proche du SD.

5.3 Simulation

Afin d'établir les critères d'identification et de calculer l'efficacité de déclenchement, de sélection et enfin l'acceptance du SD aux neutrinos à UHE, une chaîne simulations Monte-Carlo détaillée de ces évènements est nécessaire. Cette chaîne de simulation est divisée en trois étapes : simulation des interactions des neutrinos et des tau à UHE dans l'atmosphère et la croûte terrestre, simulation du développement des gerbes atmosphériques et enfin simulation du détecteur.

Simulation des interactions à UHE

Différents processus doivent être traités ici : les interactions par courant chargé et neutre des neutrinos dont nous avons présenté les sections efficaces au chapitre précédent ainsi que les pertes d'énergie du lepton tau dans la croûte terrestre et l'atmosphère précédant sa désintégration :

— Dans le cas des neutrinos descendants, leurs interactions sont simulées avec HERWIG [5] qui fournit les types, les énergies et les directions des particules secondaires produites par courant chargé et neutre. Les différentes interactions considérées ici sont représentées sur la figure 5.3.

— Dans le cas des neutrinos à incidence rasante, les interactions par courant neutre et par courant chargé et la propagation du lepton tau dans la croûte terrestre et dans l'atmosphère sont traitées par une simulation dédiée développée pour l'étude de la

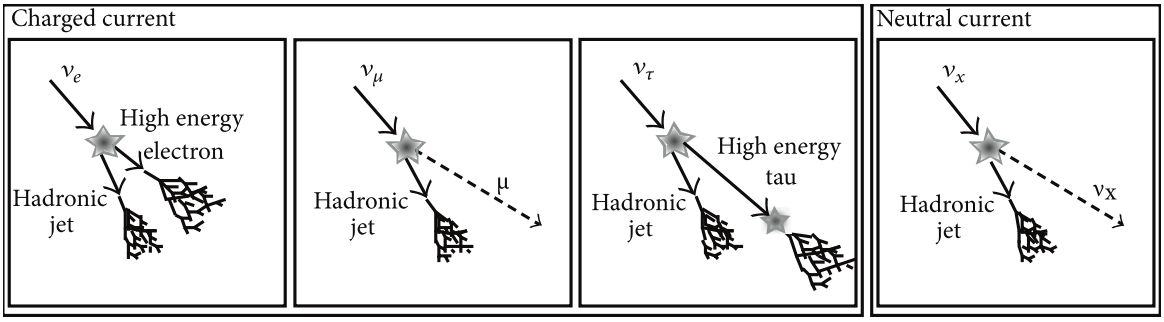


FIGURE 5.3 – Représentation schématique des différents types de gerbes engendrées par des neutrinos à UHE. Tous les canaux d'interaction représentés contribuent à l'exposition du SD aux gerbes induites par les neutrinos descendants [2].

référence [3] dans le cadre de [6] permettant de modifier les sections efficaces et les pertes d'énergie du tau de façon flexible et transparente. Nous nous intéresserons plus en détail à cette simulation dédiée dans le cadre de l'étude des erreurs systématiques issues des incertitudes sur l'extrapolation des sections efficaces à UHE en section 5.5.3.

Simulation des gerbes atmosphériques

Le développement des gerbes atmosphériques est simulé grâce au code AIRES [7] que nous avons déjà présenté au Chapitre 2. Ce dernier fourni une simulation Monte Carlo détaillée des interactions ayant lieu au sein d'une gerbe produite par l'interaction d'un neutrino UHE ou la désintégration d'un lepton tau. AIRES produit une liste de particules au sol avec leurs caractéristiques respectives (énergie, direction, type de particules) directement utilisable pour la simulation du SD. L'utilisation de AIRES est particulièrement adaptée pour ce type de tâche car il a la particularité d'être extrêmement modulable par rapport à CORSIKA [8]. En effet, dans AIRES il est possible d'appeler un module C ou Fortran externe décrivant le comportement de primaires exotiques (notamment les neutrinos), d'injecter aisément des primaires avec des angles zénithaux supérieurs à 90° et permettant de traiter facilement les particules à incidence rasante en prenant en compte la courbure de la terre sans nécessiter de recompilation préalable comme c'est le cas pour CORSIKA.

Simulation du détecteur de surface

Nous traiterons plus en détail les différentes étapes de la simulation du SD au chapitre 6. La simulation du SD est effectuée par le code $\overline{\text{Off}}\underline{\text{line}}$ [9]. La liste des particules *thinnées* arrivant au sol produite par AIRES est régénérée grâce à un algorithme de *unthinning* (présenté plus en détail en 6.5.4) pour être ensuite injectée dans les stations. La quantité de lumière de fluorescence produite dans ces dernières est alors simulée par l'intermédiaire de GEANT4 [10]. Les traces FADC sont alors obtenues à partir de la distribution de photoélectrons obtenue grâce à la simulation des PMTs et de l'électronique. Enfin, une simulation du déclenchement *online* (T1, T2) ainsi que le trigger global (T3) est appliquée de façon similaire aux données réelles. Plus de détails peuvent être trouvés sur la simulation du dé-

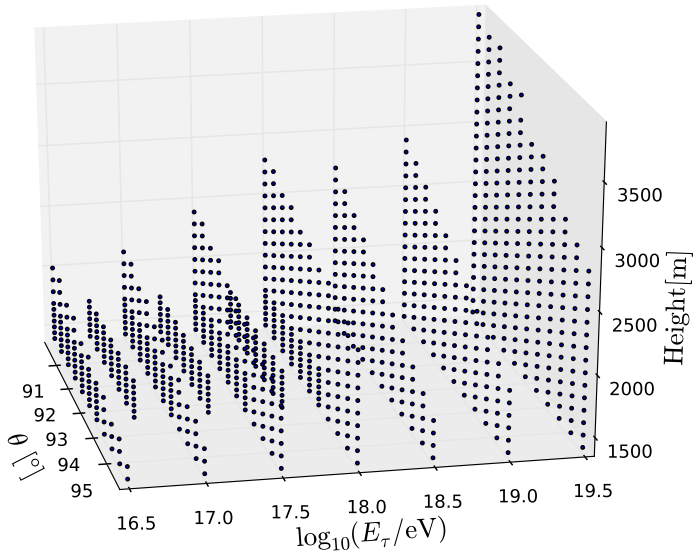


FIGURE 5.4 – Points de l'espace des paramètres E_τ, θ et altitude de désintégration X simulés dans le cadre du canal neutrino tau à incidence rasante. D'une manière générale les points sont équidistant en logarithme de l'énergie ($\Delta \log E = 0.5$), en angle zénithal ($\Delta\theta = 0.01 \simeq 0.57°$) et altitude de désintégration ($\Delta X = 100$ m). Pour $\theta < 94°$ et $\log_{10} E_\tau < 18$ l'espace des paramètres est couvert de façon plus dense avec des points aux énergies et altitudes de désintégration intermédiaires : cette zone de l'espace des paramètres contribuent le plus au nombre d'évènements attendu à l'observatoire, elle nécessite un échantillonnage plus dense (pour plus d'information voir au chapitre 7).

clenchement au chapitre 6.2.1 ainsi qu'au chapitre 7 où une étude de nouveaux modes de déclenchement est présentée. Cette chaîne de simulation permet de reproduire le plus fidèlement possible la chaîne d'acquisition réelle du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger.

Echantillon simulé d'évènements neutrinos

A partir de cette chaîne de simulation il s'agit d'obtenir un échantillon réaliste et couvrant la totalité de l'espace des paramètres considéré (énergie du neutrino, angle d'incidence, profondeur d'interaction dans l'atmosphère pour les neutrinos descendants et altitude de la désintégration du lepton tau dans le cas des neutrinos à incidence rasante), avec une granularité suffisante. Enfin il faut s'assurer qu'en bordure de l'espace des paramètres aucun évènement ne soit capable de déclencher le SD afin que l'échantillon d'évènements simulés représente correctement (c'est-à-dire sans biais) les évènements réels susceptibles d'être détectés.

L'échantillon de neutrinos tau simulés couvre un intervalle angulaire $90.1 < \theta < 95.9°$ et une altitude de désintégration au-dessus de l'observatoire jusqu'à 2500 m pour des angles

Sélection	Incidence rasante [3]	Descendant (grand angle) [2]	Descendant (faible angle) [4]
Saveur & interactions	ν_τ CC	$\nu_{e,\mu,\tau}$ CC & NC	$\nu_{e,\mu,\tau}$ CC & NC
Gamme angulaire	$\theta > 90°$	$\theta \in [75°, 90°]$	$\theta \in [60°, 75°]$
Nombre de stations	$N_{st} \geq 3$	$N_{st} \geq 4$	$N_{st} \geq 4$
Gerbes inclinées	-	$\theta_{rec} > 75°$	$\theta_{rec} \in [60°, 75°]$
	$L/W > 5$	$L/W > 3$	-
	$\langle V \rangle \in [0.29, 0.31]$ m ns^{-1}	$\langle V \rangle < 0.313$ m ns^{-1}	-
	RMS$(V) < 0.08$ m ns^{-1}	RMS$(V)/\langle V \rangle < 0.08$	-
Gerbes jeunes	(1er Jan. 04 -31 May 10) ToT fraction ≥ 0.6 AoP > 1.4	Discriminant de Fisher basé sur l'AoP des stations en avance	$\geq 75\%$ stat. proches du cœur ToT & Discriminant de Fisher sur l'AoP des stat. en avance proche du cœur de gerbe
	(1er Juin 10 - 31 Dec. 12) $\langle$AoP$\rangle > 1.83$		

TABLE 5.1 – Récapitulatif des observables et valeurs numériques des coupures appliquées pour sélectionner les gerbes jeunes et inclinées pour les neutrinos descendants et à incidence rasante.

d'incidences compris entre 90° et 96°. Nous avons représenté sur la figure les points de l'espace des paramètres simulés (en fonction de l'énergie du tau E_τ, l'angle zénithal θ et l'altitude de désintégration X).

Dans le cas des neutrinos descendants à grand angle les simulations effectuées couvrent un intervalle angulaire $75 < \theta < 90°$ (avec un pas de 1°) et une profondeur d'interaction comprise entre 190 g cm^{-2} et 875 g cm^{-2} [2].

Pour les neutrinos descendants à faible angle, les simulations effectuées couvrent des énergies E_ν comprises entre 10^{17} et $10^{20.5}$ eV avec un pas de 0.5 en $\log_{10}(E_\nu)$, un intervalle angulaire compris entre 60° et 75° et une profondeur d'interaction comprise entre 120 g cm^{-2} et 3270 g cm^{-2} [4].

5.4 Identification des évènements neutrinos

Comme nous l'avons mentionné en 5.2 la sélection de gerbes potentiellement induites par des neutrinos se décline en deux étapes distinctes. Dans un premier temps, il s'agit de sélectionner les évènements inclinés. Dans un second temps, parmi ces évènements inclinés, il s'agit alors de sélectionner ceux produits par des gerbes dites "jeunes" dont les traces FADC sont étalées en temps. La combinaison de ces deux critères, signant une gerbe inclinée aux premières étapes de son développement, est une signature claire d'évènements neutrinos inclinés interagissant profondément dans l'atmosphère. Les différents critères de sélection présentés dans cette section sont tirés de [3] dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante, de [2] dans le cas des neutrinos descendants à grand angle et de [4] pour les neutrinos descendants à faible angle.

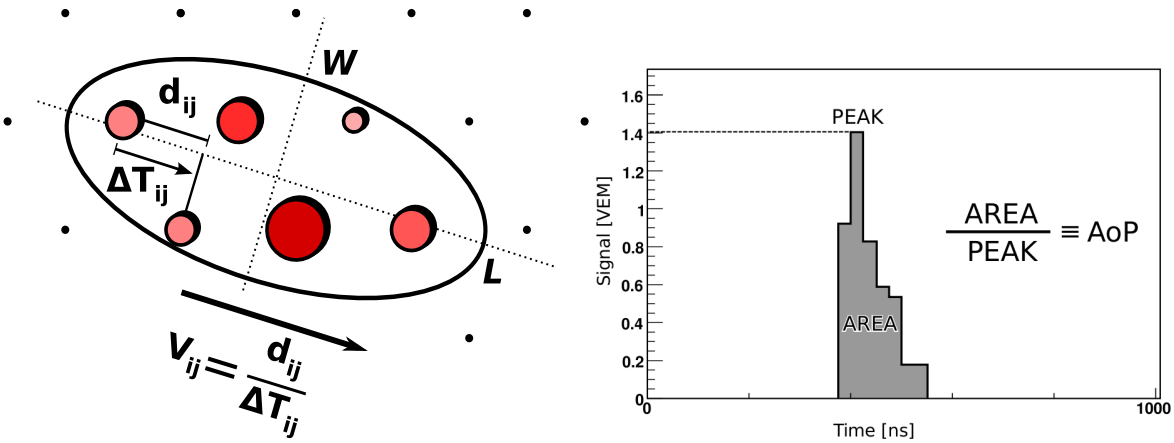


FIGURE 5.5 – (Gauche) Représentation schématique de l'empreinte d'une gerbe sur le réseau de surface. Chaque cercle représente la position d'une station et leur taille est proportionnelle au signal de la station. **(Droite) Définition de l'Aera over Peak.**

5.4.1 Gerbes inclinées

Dans un premier temps, les traces FADC des stations ayant déclenchées doivent être "nettoyées" afin de supprimer les signaux accidentels produits essentiellement par les muons atmosphériques arrivant à des temps proches avant et après l'arrivée du front de gerbe. Ce traitement est nécessaire notamment afin d'obtenir les temps de départ corrects des signaux induits par la gerbe nécessaires à l'évaluation de la direction d'arrivée de cette dernière.

On peut alors définir les observables nécessaires à la sélection des gerbes inclinées. Cette sélection est basée sur les temps de départ des signaux de l'évènement ainsi que sur l'empreinte au sol des stations déclenchées. Les temps de départ des signaux de l'évènement doivent être compatibles avec un front de gerbe plat se propageant à la vitesse de la lumière. Quant à l'empreinte des stations déclenchées par la gerbe elle doit être suffisamment allongée.

En effet, à partir d'une trace au sol on peut construire un tenseur analogue au tenseur d'inertie d'une distribution de masses, à partir des positions au sol et des signaux de chacune des stations déclenchées. Soit $S = \sum_i s_i$ le signal total de l'évènement, avec s_i le signal intégré de chacune des stations, on peut alors écrire :

$$\langle X \rangle = \sum_i \frac{s_i x_i}{S}, \qquad \langle Y \rangle = \sum_i \frac{s_i y_i}{S} \tag{5.1}$$

qui correspondent à la position du "centre de gravité" du signal au sol, avec (x_i, y_i) les coordonnées de chacune des stations déclenchées (voir la figure 5.6 pour une représentation schématique de l'empreinte d'une gerbe sur le réseau de surface et des différentes variables considérées ici). Les éléments du tenseur d'inertie s'écrivent alors :

$$I_{xx} = \sum_i \frac{s_i (x_i - \langle X \rangle)^2}{S}, \qquad I_{yy} = \sum_i \frac{s_i (y_i - \langle Y \rangle)^2}{S} \tag{5.2}$$

$$I_{xy} = I_{yx} = \sum_i \frac{s_i (x_i - \langle X \rangle)(y_i - \langle Y \rangle)}{S}. \tag{5.3}$$

On peut alors définir à partir des éléments du tenseur d'inertie, le grand axe L et petit axe W de l'ellipse d'inertie caractéristique de l'empreinte de la gerbe au sol :

$$L^2 = \frac{I_{xx} + I_{yy} + \sqrt{(I_{xx} - I_{yy})^2 + 4I_{xy}^2}}{2S} \tag{5.4}$$

$$W^2 = \frac{I_{xx} + I_{yy} - \sqrt{(I_{xx} - I_{yy})^2 + 4I_{xy}^2}}{2S}. \tag{5.5}$$

Le rapport entre ces deux variables L/W est alors un bon estimateur de l'élongation de l'empreinte de la gerbe au sol. Ce rapport est utilisé pour signer les gerbes inclinées dans le cas de la sélection des neutrinos à incidence rasante et des neutrinos descendants à grand angle, il n'est cependant pas approprié au cas des neutrinos descendants à faible angle dont l'angle peut être reconstruit par la reconstruction standard.

Comme on l'a mentionné précédemment, le critère d'élongation n'est pas suffisant pour signer une gerbe fortement inclinée et ce critère doit être appliqué en combinaison à la vitesse apparente moyenne du signal entre chaque paire de stations (i, j) le long de l'axe majeur L de l'ellipse, donné par :

$$v_{ij} = d_{ij}/|\Delta t_{ij}| \tag{5.6}$$

où d_{ij} est la distance entre la station i et la station j et Δt_{ij} la différence entre les temps de déclenchements de cette paire de station (i, j). Pour des gerbes très inclinées on s'attend à ce que la vitesse apparente moyenne du signal soit de l'ordre de la vitesse de la lumière tandis que dans le cas d'une gerbe verticale on s'attend à avoir $\langle V \rangle \gg c$. Enfin, on requiert également que les valeurs v_{ij} soient très concentrées autour de $\langle V \rangle$, une sélection sur le RMS(V) est donc introduite. Ces critères sont utilisés pour la sélection des neutrinos à incidence rasante et les neutrinos descendants à grand angle. Enfin, dans le cas des neutrinos descendants, l'angle d'incidence θ_{rec} de la gerbe peut être reconstruit et une coupure peut donc être placée sur ce dernier.

Dans le cas d'une gerbe verticale, L/W est de l'ordre de 1 (*i.e.* empreinte circulaire), ce rapport augmente avec l'angle d'incidence. La vitesse apparente du signal V quant à elle est très grande devant la vitesse de la lumière dans le cas des gerbes verticales, tandis que dans le cas d'une gerbe inclinée elle est relativement proche de c comme nous l'avons déjà mentionné. Pour ce qui est de la sélection des neutrinos descendants à grand angle ($\theta_{\text{rec}} > 75°$), on requiert $L/W > 3$ et une vitesse apparente $\langle V \rangle < 0.313\text{m.ns}^{-1}$ avec un critère sur la dispersion de cette dernière RMS$(V)/\langle V \rangle < 0.08$. Quant à la sélection des neutrinos tau à incidence rasante on requiert $L/W > 5$ et une vitesse apparente $\langle V \rangle \in [0.29, 0.31]$ m ns^{-1} avec une coupure sur sa dispersion RMS$(V) < 0.08$ m ns^{-1}. Dans le cas de la sélection des neutrinos descendants à faible angle on requiert simplement $\theta_{\text{rec}} \in [60°, 75°]$. Les différentes coupures sur les variables de sélections que nous venons de définir sont résumées dans la table 5.1.

5.4.2 Gerbes jeunes

La seconde étape consiste à sélectionner les gerbes jeunes parmi les gerbes inclinées précédemment identifiées. Comme mentionné précédemment, l'identification de gerbes jeunes

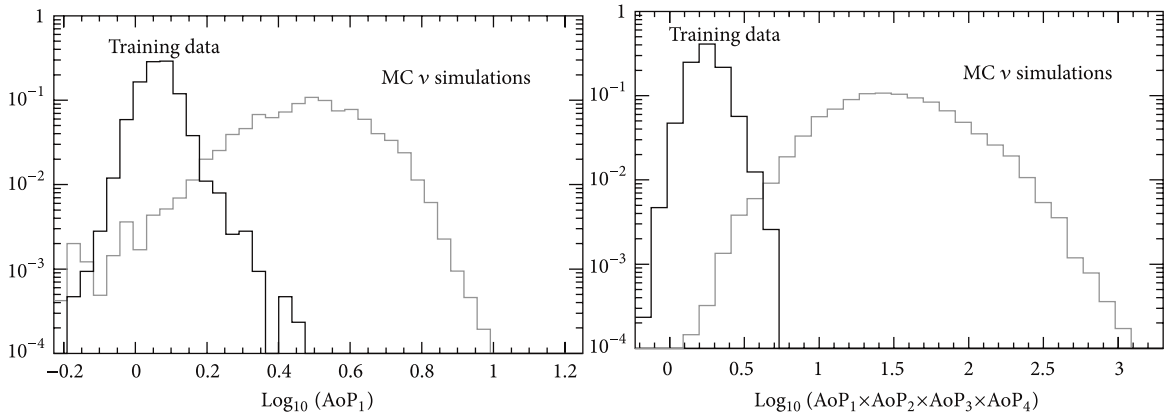


FIGURE 5.6 – (Gauche) Distribution du $\log_{10}(\mathrm{AoP})$ de la première station à déclencher pour les données réelles et les évènements neutrinos simulés. (Droite) Distribution du produit des AoP des quatre premières stations à déclencher. Il y a une séparation claire entre l'échantillon de fond et les évènements neutrinos simulés, indiquant que l'AoP des premières stations déclenchant est une bonne variable discriminante pouvant être utilisée dans la méthode du discriminant de Fisher [2].

consiste à sélectionner les gerbes produisant des signaux étalés en temps sur plusieurs centaines de nanosecondes.

La stratégie d'identification des gerbes jeunes nécessite tout d'abord, afin d'optimiser les valeurs numériques des sélections, d'utiliser une fraction des données du SD pour "entraîner" chacune des sélections. On suppose ici que l'échantillon d'entraînement (ou d'apprentissage) est largement (si ce n'est complètement) dominé par les évènements de fond. L'hypothèse qu'aucun évènement neutrino n'est présent dans ces données n'est pas nécessaire dans le sens où, si un neutrino venait à être présent dans cet échantillon de fond, cela résulterait simplement dans une définition plus sévère (et donc plus conservative) des critères de sélection. La fraction de données restantes, que l'on appelle échantillon de recherche, n'est pas utilisée tant que la procédure de sélection n'est pas définie. Une fois les sélections fixées, cette fraction de donnée peut être dévoilée (procédure "*d'unblinding*") pour y rechercher des candidats neutrinos à partir de ces dernières.

Initialement, dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante l'échantillon d'entraînement couvrait la période du 1er Janvier 2004 au 31 Décembre 2004, correspondant à un échantillon de recherche couvrant la prériode du 1er Janvier 2005 au 31 Mai 2010. La recherche de candidats basée sur cet échantillon de recherche a déjà été dévoilée et a conduit à la limite sur les flux publiée dans [3]. Cet échantillon ayant été dévoilé, les critères de sélection définis pour ce dernier ne peuvent être modifiés. Dans le cadre de la combinaison des trois analyses le nouvel échantillon de recherche couvre la période du 1er Juin 2010 au 31 Décembre 2012. Il est alors possible de redéfinir les critères de sélection pour la recherche de candidats dans cet échantillon de façon à adopter une stratégie d'identification des gerbes jeunes similaire à celle employée pour les neutrinos descendants que nous allons présenter par la suite.

Dans le cas des neutrinos descendants à grand angle, l'échantillon d'entraînement couvre

la période du 1er Janvier 2005 au 31 Octobre 2007, correspondant à un échantillon de recherche couvrant la période du 1er Novembre 2007 au 31 Décembre 2012.

Enfin, pour les neutrino descendants à faible angle, l'échantillon d'entraînement correspond à 20% des évènements sélectionnés aléatoirement dans la période comprise entre le 1er Janvier 2005 et le 31 Mai 2011. Le reste des évènements de cette période ainsi que les évènements enregistrés entre le 1er Juin 2011 et le 31 Décembre 2012 constituent la période de recherche.

Deux observables sont définies ici afin d'accomplir la sélection des gerbes jeunes. D'une part la fraction de station dans l'évènement déclenchant en ToT et d'autre part le rapport entre l'intégrale du signal (*Area*) et la valeur de son maximum (*Peak*) que l'on appellera par la suite AoP pour *Area over Peak*. Une représentation schématique de la détermination de l'AoP est montrée sur la figure 5.6. L'utilisation de la fraction de ToT est justifiée par le fait que ce mode de déclenchement est conçu pour sélectionner essentiellement des signaux étalés en temps, quant à l'AoP, cette observable est d'autant plus grande que le signal est étalé en temps.

Contrairement aux précédents résultats publiés [3], la sélection des gerbes jeunes à été uniformisée entre les neutrinos tau à incidence rasante et les neutrinos descendants. En effet, précédemment, la sélection des neutrinos tau à incidence rasante était basée sur une coupure sur la valeur de l'AoP sans ajustement de la valeur de la coupure en fonction de l'extrapolation de la queue de la distribution de la valeur moyenne de l'AoP du bruit de fond. Au contraire, la sélection des neutrinos descendants est basée sur une coupure sur la valeur du discriminant de Fisher basée sur l'extrapolation de la queue de la distribution de ce dernier pour le bruit de fond. Désormais, la sélection des neutrinos à incidence rasante est également basée sur l'extrapolation de la queue de la distribution du bruit de fond (basée cette fois sur la valeur moyenne de l'AoP et non pas sur la valeur du discriminant de Fisher) afin d'uniformiser la stratégie de sélection parmi les trois sous-analyses mais également de permettre une extrapolation du bruit de fond standard (cette extrapolation étant à prendre avec beaucoup de précautions car elle est basée sur certaines hypothèses difficilement vérifiables et ne prend pas en compte d'éventuels fonds rares difficilement prédictibles -évènements accidentels expérimentaux-).

Ici, comme on l'a mentionné précédemment, deux échantillons distincts sont donc définis. D'une part, l'échantillon d'entraînement ou d'apprentissage ("training sample") constitué d'une fraction des évènements enregistrés par le SD et qui constitue l'échantillon de fond.

La méthode de sélection des gerbes jeunes, dans le cas des neutrinos descendants, consiste alors à construire une combinaison linéaire d'observables notée $\mathcal{F}$ qui optimise la séparation entre l'échantillon de gerbes hadroniques conventionnelles inclinées et d'évènements neutrinos Monte-Carlo. L'optimisation de $\mathcal{F}$ a abouti à un ensemble de variables qui sont toutes des fonctions de l'AoP. Dans le cas des premières stations touchées par la gerbe, la distribution typique des valeurs des AoP est représentée sur la figure 5.5. Dans le cas d'une gerbe jeune et inclinée on voit que les valeurs de l'AoP sont comprises typiquement entre 3 et 5.

Montant (haut angle)	Descendant (faible angle)
	$(58.5°, 61.5°]$
$4 \leq N \leq 6$ (multiplicité faible)	$(61.5°, 64.5°]$
$7 \leq N \leq 11$ (multiplicité moyenne)	$(64.5°, 67.7°]$
$N \geq 12$ (multiplicité grande)	$(67.5°, 70.5°]$
	$(70.5°, 76.5°]$

TABLE 5.2 – Récapitulatif des différents sous échantillons utilisés dans les trois analyses considérées.

Neutrinos descendants

Dans le cas des neutrinos descendants : après avoir entraîné l'algorithme de Fisher, une séparation optimale est obtenue lorsque les dix variables suivantes sont utilisées pour construire le discriminant de Fisher $\mathcal{F}$:

— Les AoP des quatre stations déclenchant en premier (appelées stations en avance par la suite) (4 variables)
— Le carré des AoP des quatre stations en avance (4 variables)
— Le produit des AoP des quatre stations en avance (1 variable)
— La différence entre l'AoP moyen de la station déclenchant le plus tôt et celui de la station déclenchant le plus tard (paramètre d'asymétrie *''early-late''*) (1 variable)

Le carré des AoP est utilisé car les distributions des AoP ne sont pas gaussiennes. Cela permet d'améliorer la discrimination de la méthode de Fisher (qui est optimale pour des variables à distribution gaussienne). Le produit des AoP, quant à lui, est utilisé car il permet de réduire le poids relatif des AoP ayant des valeurs relativement importantes à cause d'un muon accidentel ayant survécu à la procédure de nettoyage des FADC. Comme on peut le voir sur la figure 5.5 (droite), le produit des AoP est également une très bonne variable discriminante. Quant au paramètre d'asymétrie, les simulations Monte Carlo ont montré que ce dernier est plus grand pour les évènements neutrinos que pour les gerbes hadroniques standards.

Comme nous l'avons mentionné, afin d'entraîner la méthode de discrimination de Fisher, les données réelles sont utilisées plutôt que des simulations de gerbes hadroniques. Ceci est motivé par le fait que la composition des primaires d'une part, et les modèles d'interactions hadroniques d'autre part sont incertains. L'utilisation de simulations Monte Carlo de gerbes hadroniques pourrait donc introduire un biais dans la distribution du discriminant de Fisher. De plus, la simulation ne peut prendre en compte l'ensemble des défauts du détecteur ou des fluctuations pouvant contribuer au fond tandis que les données réelles prennent en compte ces phénomènes, incluant ceux n'ayant pas encore été diagnostiqués.

Les échantillons d'évènements ont été répartis en plusieurs sous échantillons d'évènements en fonction de leur multiplicité (c'est-à-dire du nombre N de stations déclenchées). En effet, le front de gerbe est d'autant plus large que la distance au cœur de gerbe est grande. Les évènements doivent donc être séparés en fonction de la fraction de stations déclenchant

loin du cœur de gerbe et par conséquent en fonction de la taille de leur empreinte au sol qui est équivalente à la multiplicité N de l'évènement.

Dans le cas des neutrinos descendants à grands angles, l'échantillon est subdivisé en trois sous-échantillons comme indiqué dans la table 5.2.

Dans le cas des neutrinos descendants à faibles angles, l'échantillon est quant à lui non pas subdivisé en fonction de la multiplicité de l'évènement mais en fonction de l'angle reconstruit. Cette approche est relativement proche de la précédente dans le sens où plus l'angle d'incidence est important plus on sera en présence de stations déclenchant loin du cœur de gerbe. L'échantillon est alors divisé en cinq sous échantillons comme indiqué dans la table 5.2.

Sur la figure 5.7 sont représentées les distributions de $\mathcal{F}$ pour chacun des sous-échantillons mentionnés dans le cas des neutrinos descendants à grands angles, les distributions de $\mathcal{F}$ dans le cas des faibles angles sont relativement similaires.

Une fois le discriminant de Fisher $\mathcal{F}$ défini, l'étape suivante consiste à définir la valeur de $\mathcal{F}$, notée $\mathcal{F}_{\text{cut}}$, séparant les candidats neutrinos des gerbes hadroniques standards. Un des avantages de la méthode du discriminant de Fisher est qu'elle permet d'obtenir une estimation raisonnable du bruit de fond hadronique standard, et par conséquent d'ajuster la valeur de $\mathcal{F}_{\text{cut}}$ de façon à restreindre le nombre d'évènements issus du fond hadronique contaminant le signal à une valeur très basse. D'un point de vue pratique, $\mathcal{F}_{\text{cut}}$ est fixé de façon à ce que le nombre estimé d'évènements de type bruit de fond soit de 1 évènement en 50 ans de prise de données par le SD. Il est cependant particulièrement important de mentionner que cette estimation du fond est basée sur l'hypothèse *a priori* que ce dernier a une queue de distribution exponentielle en $\mathcal{F}$. Or, n'ayant pas d'estimation solide du comportement du fond, il a été choisi de façon conservative comme étant nul au-delà de $\mathcal{F}_{\text{cut}}$: la valeur du fond obtenue à partir de l'extrapolation exponentielle n'est pas utilisée pour améliorer la limite sur les flux (voir section 5.6). En d'autres termes, l'ajustement exponentiel de la queue de la distribution de Fisher pour le fond constitue essentiellement un guide pour la détermination de la coupure sur la valeur de $\mathcal{F}$. L'ajustement exponentiel des distributions de Fisher est également représenté sur la figure 5.7.

Après avoir appliqué les différents critères de sélection de gerbes inclinées et jeunes, relatifs aux neutrinos descendants à faible et grand angle sur la période de recherche s'étalant du 1er Janvier 2004 au 31 Décembre 2012, aucun candidat neutrino n'a été trouvé.

Neutrinos à incidence rasante

Il convient tout d'abord de distinguer ici les "anciens" critères de sélection des gerbes jeunes [3] des nouveaux critères développés dans le cadre de la combinaison des trois analyses neutrinos. Les anciens critères s'appliquent aux données déjà dévoilées couvrant la période du 1er Janvier 2004 au 31 Mai 2010. Ils requièrent une fraction des stations déclenchant en ToT dans l'évènement $\geq 60\%$ et un AoP moyen de l'évènement > 1.4 (voir table 5.1). Les données concernant cette période ayant déjà été dévoilées, les critères utilisés lors de cette procédure ne peuvent être changés. Cependant, pour les données au-delà du 31 Mai 2010, une nouvelle procédure de sélection peut être appliquée afin de suivre la stratégie employée pour les neutrinos descendants.

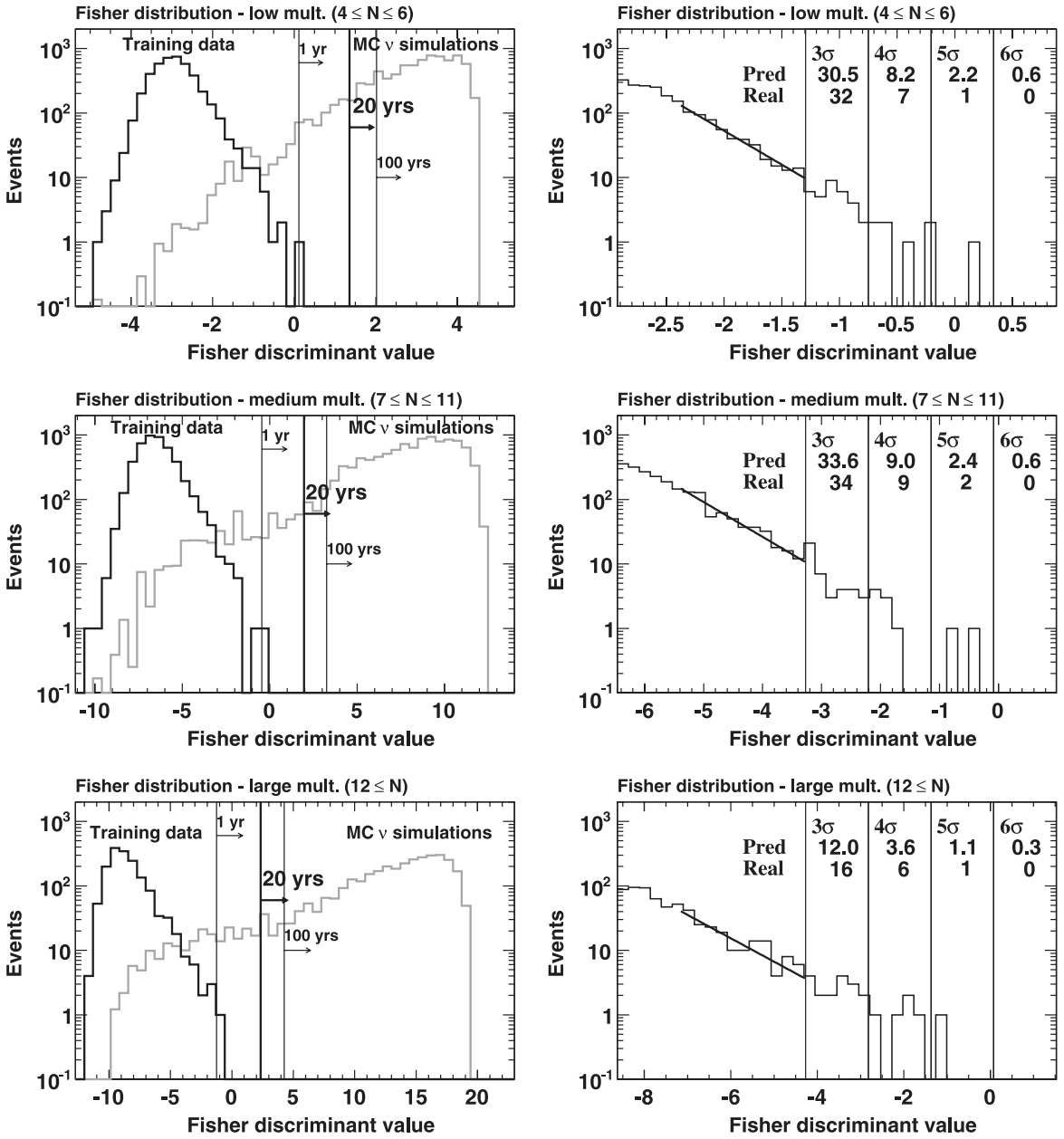


FIGURE 5.7 – (Gauche) Distributions du discriminant de Fisher $\mathcal{F}$ pour les évènements avec une multiplicité de $4 \leq N \leq 6$ (haut), $7 \leq N \leq 11$ (milieu) et $N \geq 12$ (bas). Les données réelles pour la période d'apprentissage du 1er Janvier 2004 au 31 Octobre 2007 décrivent le fond hadronique standard tandis que les évènements Monte Carlo neutrinos descendants représentent le signal. Les lignes verticales indiquent la valeur de la coupure sur la valeur du discriminant nécessaire pour avoir moins d'un évènement sur chacune des périodes (1 an, 20 ans, 100 ans). **(Droite) Ajustement d'une fonction exponentielle à la distribution du discriminant de Fisher $\mathcal{F}$ pour l'échantillon d'apprentissage sur l'intervalle $[1\sigma, 3\sigma]$.** Les valeurs prédites (Pred.) et observées (Real) du nombre d'évènements sont données dans chacune des zones de test ($[3\sigma, 4\sigma]$, $[5\sigma, 6\sigma]$ et $[6\sigma, 7\sigma]$) [2].

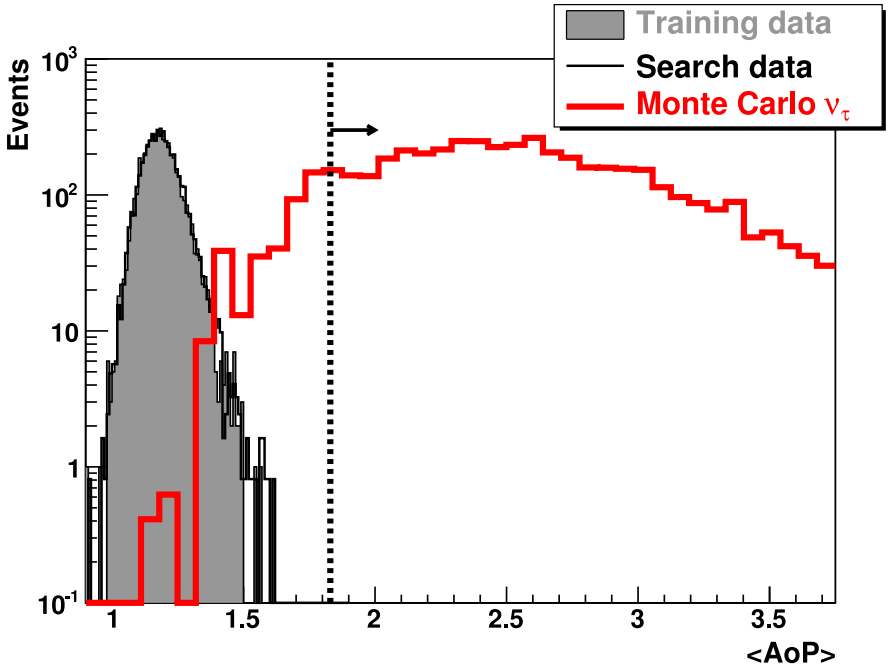


FIGURE 5.8 – Distribution de $\langle$AoP$\rangle$. L'histogramme gris plein représente la distribution de $\langle$AoP$\rangle$ pour les données de la période d'apprentissage dans le cas des neutrinos à incidence rasante. Histogramme noir : distribution de $\langle$AoP$\rangle$ pour la période de recherche. Les distributions sont normalisées au même nombre d'évènements à des fins de comparaisons. Histogramme rouge : distribution de $\langle$AoP$\rangle$ pour les évènements ν_τ à incidence rasante simulés. La ligne verticale pointillée représente la coupure $\langle$AoP$\rangle > 1.83$ au-delà de laquelle un évènement réel est considéré comme un candidat neutrino.

Dans le cas des neutrinos à incidence rasante et contrairement aux neutrinos descendants, seule la valeur moyenne de l'AoP est utilisée. En effet, différentes combinaisons de variables basées sur la méthode de Fisher ont été testées de façon similaire aux analyses sur les neutrinos descendants sans accroître de façon sensible l'efficacité de sélection. Cependant la stratégie de sélection reste similaire et basée sur l'extrapolation du fond hadronique. Dans ce cas, il ne s'agit pas de la distribution du discriminant de Fisher sur laquelle on effectue un ajustement exponentiel mais de la distribution de l'AoP moyen, en combinaison avec une sélection sur la fraction de stations déclenchant en ToT. La distribution des valeurs de $\langle$AoP$\rangle$ obtenue pour l'échantillon d'apprentissage ainsi que pour l'échantillon de simulations Monte Carlo de neutrinos tau à incidence rasante est représentée en figure 5.8. A noter que dans le cas des neutrinos à incidence rasante, l'échantillon n'est divisé qu'en deux sous échantillons en fonction de leur multiplicité. Seuls les évènements avec une multiplicité $N \geq 4$ sont utilisés pour la procédure standard. Dans le cas des évènements ayant une multiplicité $N = 3$, la procédure standard est difficilement applicable. En effet, dans ce cas, $\langle$AoP$\rangle$ ne permet pas une bonne discrimination notamment à cause de certains évènements de fond qui comportent deux pics distincts. Une fois les évènements avec un double pic rejeté, une bonne discrimination est achevée en plaçant une coupure non plus sur $\langle$AoP$\rangle$ mais sur la valeur la plus faible d'AoP au sein de l'évènement : $\mathrm{AoP}_{\mathrm{min}}$ et la coupure définie pour

cette variable est alors fixée à $\mathrm{AoP}_{\mathrm{min}} > 1.83$.

On peut constater sur la figure 5.8 que la valeur moyenne de l'AoP dans le cas des neutrinos à incidence rasante permet d'obtenir une très bonne discrimination. Comme dans le cas des neutrinos descendants, la queue de la distribution du fond hadronique est compatible avec une fonction exponentielle. L'ajustement de la queue de distribution par une exponentielle permet alors d'extrapoler le bruit de fond hadronique comme dans le cas des neutrinos descendants et de fixer une coupure sur $\langle \mathrm{AoP} \rangle$, notée $\langle \mathrm{AoP} \rangle_{\mathrm{cut}}$, correspondant à la coupure au-delà de laquelle moins d'un évènement de fond est attendu en 50 ans de prise de données du SD.

Après avoir appliqué les différents critères de sélection de gerbes inclinées et jeunes, relatifs aux neutrinos à incidence rasante sur la période de recherche s'étalant du 1er Juin 2010 au 31 Décembre 2012, aucun candidat neutrino n'a été trouvé. Sur la figure 5.8 est également représentée la distribution de $\langle \mathrm{AoP} \rangle$ pour la période de recherche (après dévoilement des données), on peut constater que la distribution est compatible avec celle obtenue à partir de l'échantillon d'apprentissage.

5.5 Exposition combinée

5.5.1 Efficacité d'identification des neutrinos à UHE

Afin de déterminer l'exposition de l'observatoire Pierre Auger pour chacune des trois analyses il s'agit tout d'abord de déterminer l'efficacité de déclenchement et d'identification des neutrinos à UHE pour chacun des canaux considérés. Afin de tirer au mieux à profit les données de l'observatoire Pierre Auger pour obtenir une limite contraignante sur les flux diffus de neutrinos à UHE, les expositions obtenues pour chacune des trois analyses sont ensuite combinées en une exposition unique.

Pour déterminer les efficacités de détection et d'identification, les mêmes échantillons Monte Carlo, basés sur les simulations introduites en 5.3, ont été utilisés. L'efficacité de déclenchement et d'identification correspond alors respectivement à la fraction d'évènements simulés déclenchant l'acquisition et à la fraction d'évènements simulés passant l'ensemble des critères de sélection.

Neutrinos à incidence rasante

Dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante, si l'on considère un détecteur idéal (c'est-à-dire un SD complet et fonctionnant sans interruption ni dysfonctionnement), les efficacités de détection et d'identification ne dépendent que de l'énergie du τ émergeant et de l'altitude du "centre de gerbe" au-dessus du sol, notée h_c, et correspondant à une distance fixée à 10 km du point de désintégration du τ le long l'axe de la gerbe. Elle est donnée par :

$$h_c = a + 10 \cos\theta [\mathrm{km}] \tag{5.7}$$

où a est l'altitude à laquelle le τ se désintègre. La dépendance angulaire quant à elle est négligeable. En effet, des gerbes induites par un lepton tau avec la même énergie et avec une même valeur de h_c mais des angles zénithaux différents donnent approximativement la

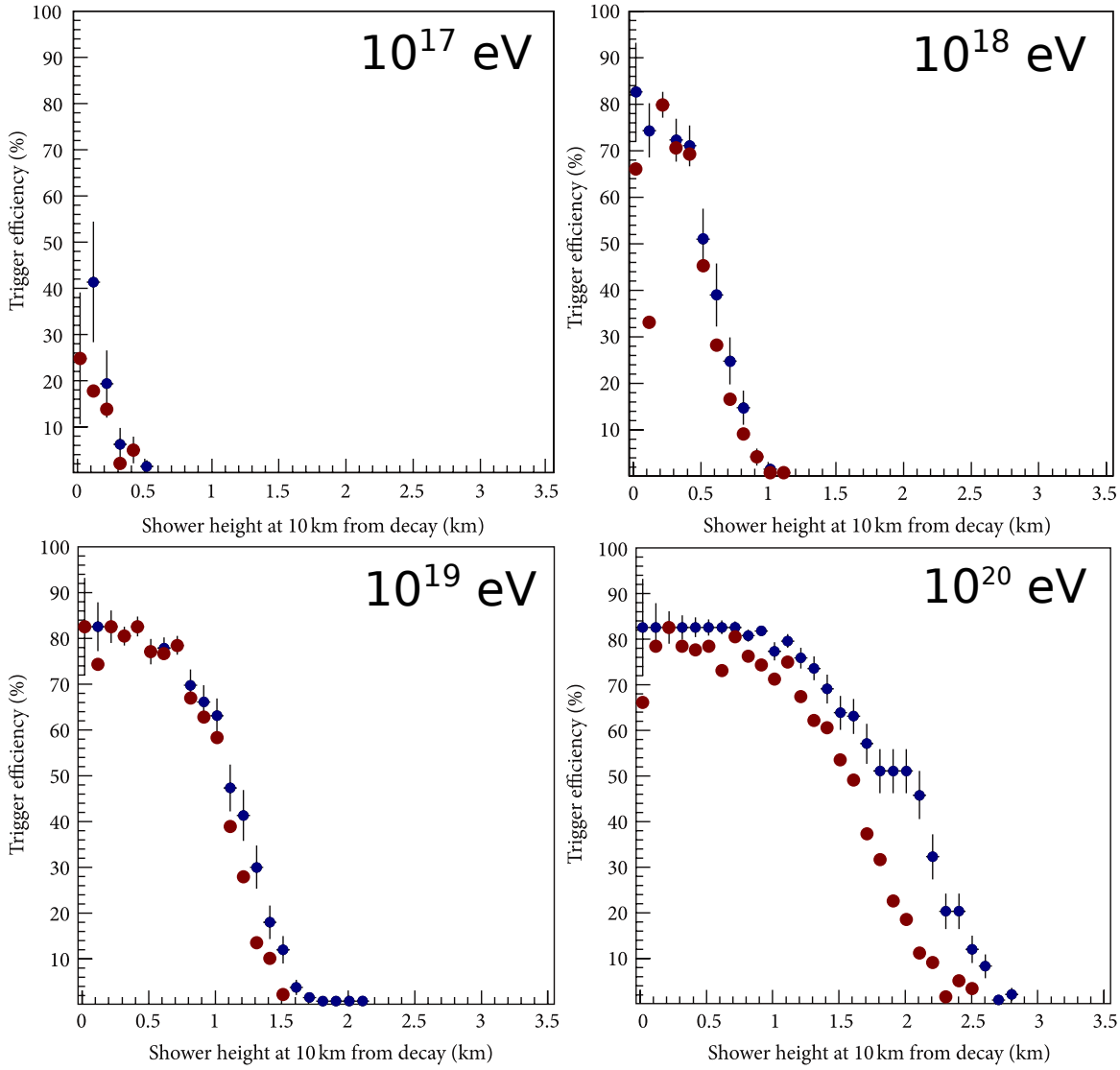


FIGURE 5.9 – Efficacité de déclenchement (bleu) et d'identification (rouge) en fonction de l'altitude du centre de gerbe h_c à 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} et 10^{20} [3].

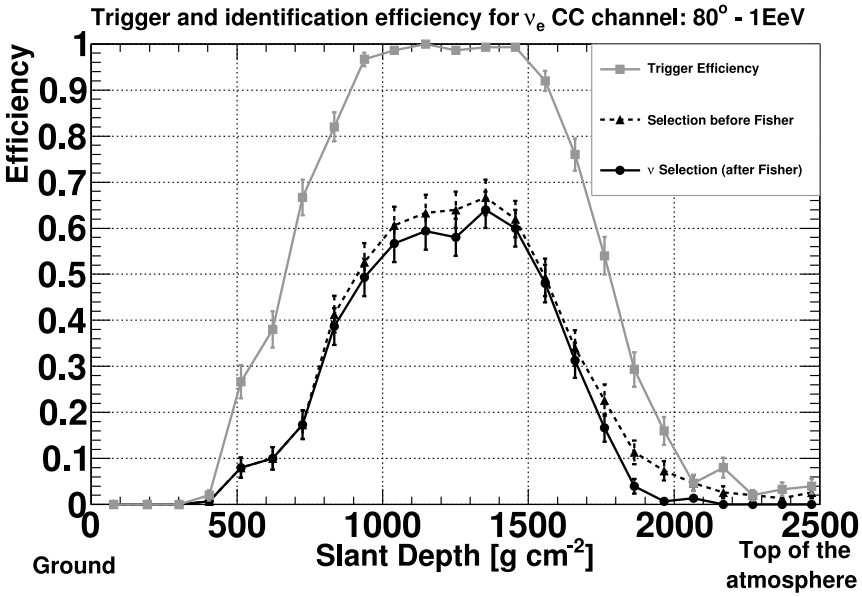


FIGURE 5.10 – Exemple d'efficacité de déclenchement et d'identification en fonction de la densité de la colonne d'air le long de la gerbe. La sélection par discriminant de Fisher conserve l'essentiel des gerbes passant la sélection inclinées mais rejette les gerbes produites à haute altitude exhibant un comportement de gerbe vieille au sol [2].

même efficacité. L'efficacité maximale atteignable ici est de 82.6%, les 17.4% restant correspondent au canal de désintégration $\tau \rightarrow \mu\nu_\tau\nu_\mu$, non détectable par le SD. Sur la figure 5.9, sont représentées les efficacités de déclenchement et d'identification en fonction de h_c pour différentes énergies du τ. On peut constater que les efficacités augmentent avec E_τ et décroissent avec l'accroissement de l'altitude de désintégration du tau.

Nous nous intéresserons plus en détail aux efficacités de déclenchement des neutrinos tau à incidence rasante dans le cadre de l'étude menée durant cette thèse sur l'implémentation de nouveaux modes de déclenchement au chapitre 7.

Neutrinos descendants

Dans le cas des neutrinos descendants, les efficacités dépendent non seulement de l'énergie du neutrino E_ν incident et de son angle zénithal θ mais également de sa saveur, du type d'interaction (CC ou NC) et de la distance de son point d'interaction au sol le long de l'axe de la gerbe. Sur la figure 5.10 est représenté un exemple d'efficacité de déclenchement et d'identification en fonction de l'épaisseur d'atmosphère au-dessus du sol à laquelle a lieu l'interaction du neutrino incident. Comme on peut le voir ici, l'efficacité de déclenchement maximale atteignable est de 1. En effet, quel que soit le canal considéré une gerbe détectable par le SD est produite. L'efficacité est différente de 0 sur une gamme d'épaisseur d'atmosphère allant d'une épaisseur minimale proche du niveau du sol (une quantité minimale d'atmosphère est nécessaire afin que la gerbe produite se développe suffisamment pour pouvoir être détectée) et une épaisseur maximale (telle que la composante électromagné-

tique soit quasiment éteinte au niveau du sol, rendant l'identification du neutrino impossible). En effet, comme on peut le voir sur la figure 5.10, dans le cas des neutrinos produits à haute altitude et déclenchant le SD, ils remplissent les critères de la sélection des évènements inclinés mais pas la sélection de gerbes jeunes (*i.e.* après sélection sur le discriminant de Fisher).

Ici encore, l'efficacité croît avec l'énergie du neutrino. Quant à la dépendance de l'efficacité en fonction de la saveur et du type d'interaction du neutrino, à titre d'exemple, un ν_τ interagissant par courant chargé dans l'atmosphère peut être identifié quel que soit la profondeur à laquelle l'interaction a lieu tant que le τ se désintègre et produit une gerbe suffisamment près du niveau du sol.

5.5.2 Exposition

Une fois les efficacités d'identification obtenues pour les trois analyses considérées ici on peut alors calculer l'exposition de l'observatoire pour chacune d'entre elles. Dans tous les cas, un tel calcul doit prendre en compte l'évolution du SD au cours du temps. En effet, durant les périodes de recherche considérées, le SD a connu une phase de croissance continue : le nombre de stations en activité ainsi que leur statut est surveillé toutes les secondes et permet donc de connaître avec une bonne précision la configuration du SD à tout instant aussi bien que son évolution dans le temps. Nous détaillerons dans les paragraphes qui suivent les méthodes de calcul de l'exposition dans le cas des neutrinos à incidence rasante et descendants de façon individuelle pour ensuite nous intéresser à la procédure utilisée pour produire une exposition combinant les trois analyses.

Dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante et des neutrinos descendants à faible angle, afin de prendre en compte l'évolution de la configuration du SD au cours du temps et d'éviter de devoir traiter un nombre bien trop important de configurations, une stratégie a été mise au point afin de calculer de façon précise et moins gourmande en temps CPU la surface effective du SD. Dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante nous présenterons également le travail effectué durant cette thèse quant à l'estimation des erreurs systématiques issues des incertitudes sur les sections efficaces d'interactions ν-nucléon ainsi que sur les pertes d'énergie du τ, ces incertitudes étant la plus grande source d'erreurs systématiques de cette analyse.

La procédure utilisée ici pour prendre en compte l'évolution du SD a été initialement présentée dans [2] (on y trouvera d'ailleurs plus d'information à ce propos). Dans un premier temps, la durée d'acquisition du SD est subdivisée en intervalles de 3 jours et une configuration de référence est sélectionnée pour représenter l'état du SD durant chacun de ces intervalles. L'efficacité d'identification et l'acceptance sont alors calculées en supposant que le réseau demeure inchangé durant chaque intervalle de trois jours. Chacune des configurations de référence sont choisies de façon à ce que cette approximation, si erronée, ne sous-estime l'exposition que d'une faible fraction ($\sim 1\%$).

Les gerbes Monte Carlo produites par AIRES pour chacun des canaux sont alors distribuées de façon aléatoire sur une surface circulaire étendue englobant le SD de façon à ce que les cœurs de gerbes tombant à l'extérieur de cette surface n'aient aucune chance de déclencher. Les gerbes sont alors simulées à travers la chaîne de simulation $\overline{\text{Off}}\underline{\text{line}}$ décrite en 5.3

et les algorithmes de sélection pour les configurations de chaque intervalle de 3 jours. Cette méthode est appliquée dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante et aux neutrinos descendants à grand angle.

Dans le cas des neutrinos descendants à faible angle, une méthode alternative a été développée afin de réduire les temps de calcul de l'acceptance. Cette dernière a également le mérite d'être plus simple à mettre en œuvre que la méthode décrite précédemment. Elle est basée sur le calcul de l'acceptance de l'élément fondamental du SD, à savoir un hexagone de stations. L'exposition nécessite alors le comptage du nombre d'hexagones actifs du SD (mis à jour à chaque minute) et ne nécessite pas dans ce cas la connaissance de l'état de chacune des stations du SD à un instant donné. Cette méthode a été développée dans le cadre de [4] où l'on trouvera une explication détaillée.

5.5.3 Neutrinos à incidence rasante

Dans le cas des neutrinos à incidence rasante, la méthode de calcul de l'exposition a été quelque peu modifiée depuis [3]. Les principes fondamentaux restent pour autant inchangés, cependant l'évolution du SD est désormais prise en compte. Le calcul de l'exposition aux neutrinos tau à incidence rasante implique la convolution entre la probabilité qu'un tau se désintègre en vol et l'acceptance du SD :

$$\varepsilon(E_\nu) = \int_{\text{temps de vie}} \mathrm{d}t \int_{min E_\tau^{\mathrm{MC}}}^{E_\nu} \mathrm{d}E\tau \int \mathrm{d}\Omega \int_0^\infty \mathrm{d}h_c \frac{\mathrm{d}^2 p_\tau}{\mathrm{d}E_\tau \mathrm{d}h_c} \times A_{\mathrm{eff}}(E_\tau, \theta, h_c, t_{\mathrm{conf}}) \times \cos\theta \quad (5.8)$$

où E_τ correspond à l'énergie du lepton τ et $\frac{\mathrm{d}^2 p_\tau}{\mathrm{d}E_\tau \mathrm{d}h_c}$ la probabilité doublement différentielle qu'un tau se désintègre en vol avec une énergie E_τ donnée et à une altitude correspondant à h_c. A_{eff} correspond à la surface effective du SD. Cette dernière dépend de l'efficacité d'identification et par conséquent de E_τ et h_c mais également de la configuration du SD à un temps t_{conf} donné. La procédure décrite de façon détaillée dans [2] et que nous avons présenté brièvement est utilisée pour décrire l'évolution de la surface effective au cours du temps.

Pour ce qui est du calcul de $\frac{\mathrm{d}^2 p_\tau}{\mathrm{d}E_\tau \mathrm{d}h_c}$, nous avons utilisé le code de simulation Monte Carlo développé dans le cadre de [6] et qui permet de traiter les interactions des ν_τ ainsi que les pertes d'énergies du τ dans la croûte terrestre en procédant soit à un suivi pas à pas des particules soit en calculant les pertes d'énergies du tau de façon analytique. Nous avons modifié ce code, utilisé initialement dans le cadre de [3] afin de prendre en compte les extrapolations de sections efficaces des neutrinos et de pertes d'énergies du τ plus récentes. Un exemple de probabilité différentielle qu'un tau émerge de l'atmosphère avec une énergie E_τ obtenue à partir de cette simulation Monte Carlo est représenté en figure 5.11 pour un angle zénithal θ de 87° (obtenue à partir des sections efficaces NC et CC et des pertes d'énergie du tau tirées de [11]). Les paramètres entrant en jeu dans l'évaluation de $\frac{\mathrm{d}^2 p_\tau}{\mathrm{d}E_\tau \mathrm{d}h_c}$ à savoir les sections efficaces NC et CC ainsi que les paramètres de perte d'énergie du tau sont des sources d'erreurs systématiques importantes dans le calcul de l'exposition de l'observatoire Pierre Auger et nous détaillerons par la suite l'étude de ces erreurs systématiques qui a été effectuée durant cette thèse.

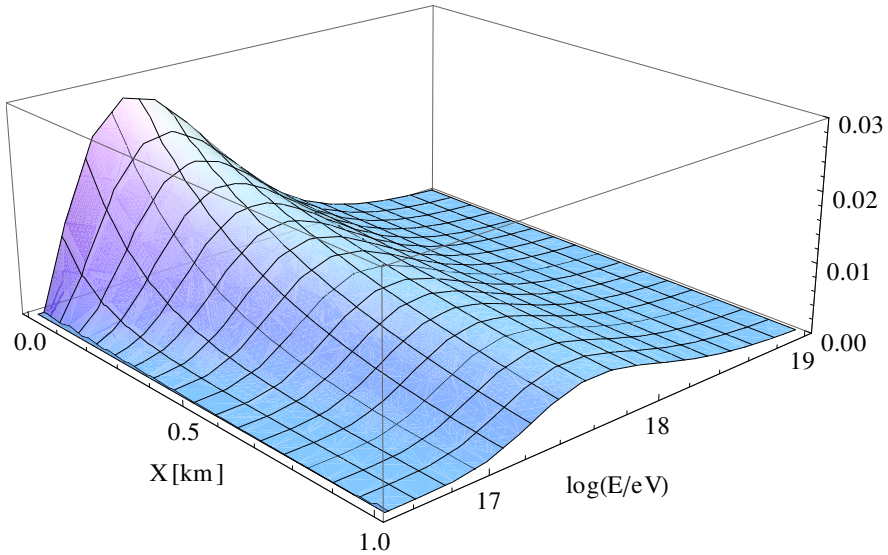


FIGURE 5.11 – Probabilité doublement différentielle qu'un tau se désintègre en vol dans l'atmosphère avec une énergie E_τ donnée et une altitude h_c donnée ($d^2p_\tau/d\log(E)dh_c$). Cette probabilité est obtenue pour un ν_τ de 10^{20} eV avec un angle d'incidence de 87° en utilisant les pertes d'énergies du tau et les sections efficaces d'interaction par courant chargé et neutre tirée de [11].

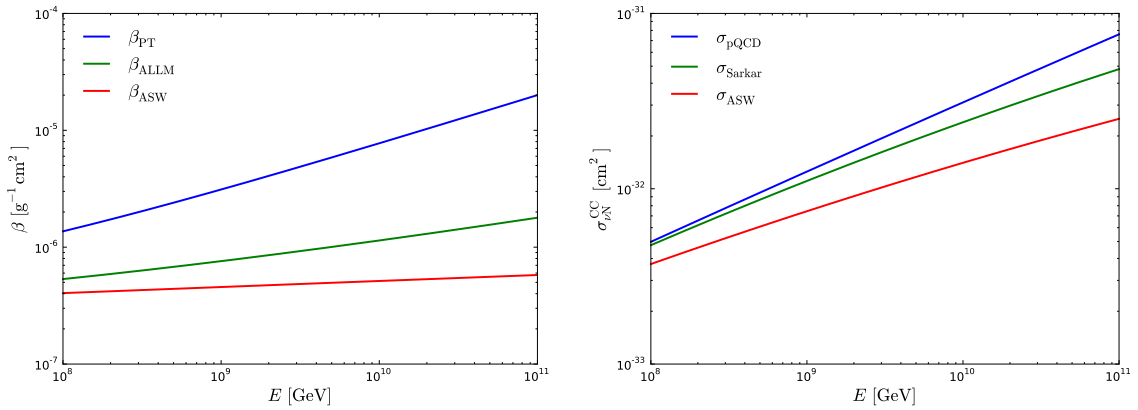


FIGURE 5.12 – (Gauche) Perte d'énergie du tau pour les trois modèles considérés dans cette étude (PT [21], ASW [19] et ALLM [22]) **.(Droite) Section efficace d'interaction ν-nucléon par courant chargé pour les trois modèles considérés dans cette étude** (Sarkar [20], ASW et PT [19]).

Systématiques issues des sections efficaces d'interactions des neutrinos tau et des pertes d'énergies du τ

Comme nous l'avons vu, le calcul de l'exposition aux neutrinos tau à incidence rasante implique la connaissance de la probabilité qu'un tau émerge dans l'atmosphère et se désintègre en vol à une altitude et une énergie donnée. Cette probabilité est fortement dépendante des sections efficaces ν-nucléon d'une part et des paramètres de pertes d'énergie du tau d'autre part. Pour ce qui est des pertes d'énergie du tau, la source d'incertitude réside dans l'extrapolation de la section efficace d'interactions photonucléaire, et pour les neutrinos dans l'extrapolation des sections efficaces CC et NC.

Comme on a pu le voir au chapitre précédent le calcul des sections efficaces ν-nucléon à UHE nécessite l'extrapolation des distributions de partons (ou des fonctions de structures) à petit x (jusqu'à 10^{-12}) et grand Q^2. Il est important de noter que, dans ce cas, un calcul purement perturbatif est possible car l'énergie transférée est importante. Le calcul de la section efficace d'interaction photonucléaire pour le tau quant à elle nécessite d'extrapoler les fonctions de structures à petit x et à faible Q^2. Ici, l'approche perturbative ne s'applique plus et les distributions de partons usuelles ne peuvent donc plus être utilisées. La QCD perturbative ne pouvant être appliquée à faible Q^2, le calcul des sections efficaces photonucléaires nécessite de faire appel aux fonctions de structures, les distributions de parton étant une description purement perturbative.

Dans [3], les sections efficaces ν-nucléon et les pertes d'énergie du tau sont calculées à partir de différentes sources. L'intervalle autorisé pour les sections efficaces ν-nucléon dû aux incertitudes sur les distributions de partons utilisés dans [3] sont basés sur les résultats de [12]. Les distributions de partons ont été calculées pour la gamme cinématique appropriée et conduisent à une erreur systématique de $^{+5\%}_{-9\%}$ sur le nombre de neutrinos détectés attendus à l'observatoire Pierre Auger. Les sections efficaces photonucléaires utilisées pour estimer l'erreur systématique issue des pertes d'énergie du tau sont tirées quant à elles

de [13, 14] où les fonctions de structure sont différentes de celles utilisées pour les sections efficaces ν-nucléon. Il existe de nombreux calculs de pertes d'énergie [15, 16] du tau basés sur [13, 14], conduisant à une incertitude systématique de $^{+25\%}_{-10\%}$ sur l'exposition.

Cependant, comme mentionné dans [17], les calculs de pertes d'énergie du tau et des sections efficaces ν-nucléon doivent être effectués de façon cohérente au sein d'un même modèle car leur impact sur les flux de tau produits par les ν_τ à incidence rasante est corrélé. En effet, il est clair que pour une section efficace ν-nucléon donnée, basée sur une fonction de structure donnée, au sein d'un même modèle, il existe une section efficace photonucléaire correspondante pour le tau et par conséquent une perte d'énergie correspondante.

Afin de calculer les incertitudes systématiques issues des interactions des neutrinos et de la propagation du tau il s'agirait donc de considérer ces deux processus ensemble afin de couvrir uniquement l'espace des paramètres physiques et éviter les combinaisons incompatibles de sections efficaces ν-nucléon et de pertes d'énergie du tau. On peut trouver un exemple de calcul cohérent des pertes d'énergies du tau et des sections efficaces neutrinos à partir des mêmes fonctions de structures pour différents modèles et en prenant en compte l'écrantage nucléaire ainsi que la saturation des fonctions de structure à faible x dans [18]. La combinaison de pertes d'énergie du tau et de section efficace neutrino sans se soucier de leurs fonctions de structures d'origine peut conduire à considérer des situations non physiques en dehors de l'espace des paramètres autorisés et par conséquent à une surestimation des incertitudes systématiques.

Cependant, la plupart des fonctions de structures produites pour calculer les sections efficaces d'interaction des neutrinos à UHE ne peuvent être utilisées pour calculer les sections efficaces d'interaction photonucléaire, et vice versa. En effet, toutes les fonctions de structures ne sont pas adaptées pour décrire toutes les régions cinématiques en termes de x et Q^2, la plupart d'entre elles ne sont valides dans une certaine gamme cinématique (à grand ou petit Q^2). C'est pourquoi, dans cette étude nous avons malgré tout choisi de considérer certaines sections efficaces d'interaction photonucléaire basées sur des fonctions de structures ne couvrant pas la gamme cinématique nécessaire pour obtenir les sections efficaces d'interaction des neutrinos correspondantes et vice versa.

Dans le cadre de cette étude nous avons choisi d'utiliser une combinaison cohérente de section efficace neutrino et tau pour une fonction de structure donnée tirée de [19] (ASW). Nous avons également choisi d'utiliser les sections efficaces ν-nucléon tirées de [20] (Sarkar), qui, bien qu'étant les plus récentes et précises actuellement disponibles, n'ont malheureusement pas de pertes d'énergies du tau correspondantes puisque le calcul de ces sections efficaces est basée sur la QCD perturbative. Enfin dans le cas des interactions des neutrinos nous avons également sélectionné les sections efficaces issues de [19] (pQCD) qui correspond à une extrapolation à petit x des distributions de partons mesurées par HERA. Dans le cas des pertes d'énergies du tau, nous avons également sélectionné les pertes d'énergies du tau tirées de [21] (High PT) et [22] (ALLM).

Les pertes d'énergie du tau ainsi que les sections efficaces ν-nucléon à UHE utilisées pour évaluer les incertitudes systématiques issues de ces dernières sur l'exposition de l'observatoire aux neutrinos tau à incidence rasante sont représentées sur la figure 5.12. On peut constater que des différences très importantes existent entre les différents modèles.

Afin d'évaluer les incertitudes systématiques de façon conservative nous avons choisi de combiner les différents modèles de pertes d'énergie du tau et de section efficace ν-nucléon permettant d'obtenir les expositions (et par conséquent les prédictions du nombre d'évènements attendu) les plus optimistes et pessimistes possibles. Il s'agira alors de définir une combinaison que l'on pourra considérer comme "standard" et qui fera office de référence dans le calcul des incertitudes systématiques.

Pour ce qui est des sections efficaces ν-nucléon, nous avons défini pour le cas le plus optimiste la section efficace ν-nucléon tirée de [19] (ASW) et pour le plus pessimiste (*i.e.* le modèle pour lequel les sections efficaces sont les plus faibles), également tirée de [19] (pQCD). La section efficace de référence utilisée est [20] (Sarkar) qui correspond aux résultats les plus récents et les plus précis actuellement disponibles à UHE. Pour ce qui est des pertes d'énergie du tau, nous avons défini les pertes d'énergie tirées de [21] comme constituant notre cas le plus pessimiste (*i.e.* le modèle pour lequel les pertes d'énergie du tau sont les plus importantes) et les pertes d'énergie tirées de [19] comme constituant notre cas le plus optimiste (*i.e.* le modèle pour lequel les pertes d'énergie du tau sont les plus faibles). Le modèle de pertes d'énergie de référence considéré ici est tiré de [22] qui prédit des pertes d'énergie modérées.

A partir de cet ensemble de sections efficaces ν-nucléon et de pertes d'énergie du tau nous avons évalué $\frac{\mathrm{d}^2 p_\tau}{\mathrm{d}E_\tau \mathrm{d}h_c}$ pour chacun des cas à partir de la simulation Monte Carlo de la propagation des ν_τ et des τ dans la croûte terrestre développée dans le cadre de [6]. Ce code de simulation a la particularité de permettre un traitement soit pas à pas, soit semi-analytique des pertes d'énergie du tau durant sa propagation dans la matière. Le traitement semi-analytique nécessitant de générer des tables de pertes d'énergies pour chacun des modèles considérés (procédure relativement lourde), nous avons opté pour le mode de propagation pas à pas permettant une meilleure flexibilité dans les modifications des paramètres de pertes d'énergie. La contrepartie de cette simplicité est que ce mode de propagation nécessite des temps de calcul plus importants pour des résultats équivalents. Afin d'illustrer les différences entre les modèles que nous avons sélectionnés pour cette étude nous avons représenté sur la figure 5.13 les probabilités de produire un lepton tau pour chacun des modèles d'interaction ν-nucléon pour des ν_τ incident ayant une énergie de 10^{17} et 10^{20} eV. On peut constater que les sections efficaces pQCD conduisent à une probabilité maximale de produire un tau à une épaisseur moindre que pour les sections efficaces ASW qui diffèrent d'un facteur ~ 5. Les différences d'épaisseur entre les maxima des probabilités pour chacun de modèles peuvent s'étendre sur un ordre de grandeur lorsque les différences entre les sections efficaces sont de l'ordre d'un facteur ~ 5 : on comprend donc bien ici que la section efficace joue un rôle majeur de l'évaluation de la sensibilité de l'observatoire et est une source d'erreurs systématiques conséquente.

Nous avons également représenté la probabilité de survie d'un lepton tau à 10^{18} eV et 10^{20} eV en fonction de l'épaisseur de roche traversée sur la figure 5.14 obtenue à partir de la méthode de propagation pas à pas pour les différents modèles de pertes d'énergie utilisés dans cette étude (ASW, ALLM, PT). On peut constater que cette dernière est fortement dépendante du modèle de perte d'énergie photonucléaire choisi. Les écarts entre les probabilités de survie obtenus pour les différents modèles sont, ici encore, d'autant plus grand

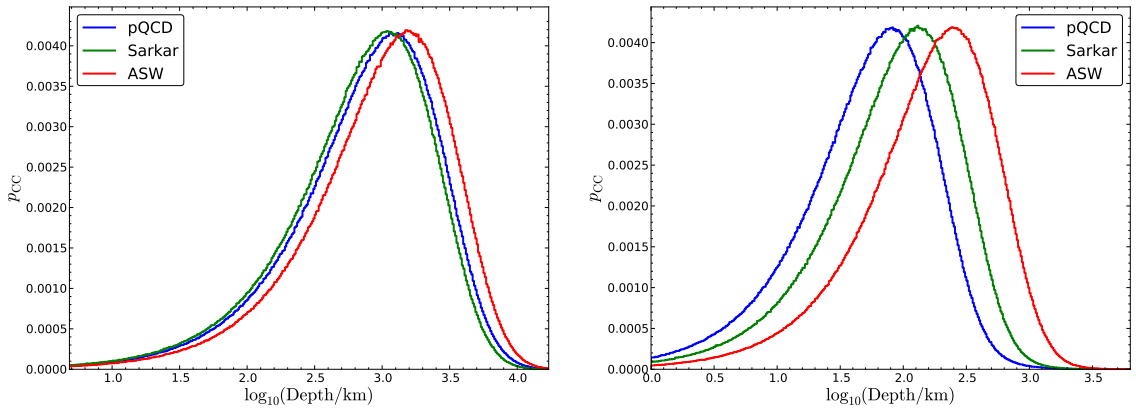


FIGURE 5.13 – Probabilité de produire un lepton tau par courant chargé en fonction de l'épaisseur de roche traversée pour un neutrino tau incident à 10^{17} (gauche) et 10^{20} eV (droite) pour les différents modèles considérés dans cette étude. La densité est supposée constante (2.65 g cm^{-2}) sur toute l'épaisseur de roche.

que l'énergie du tau incident est importante, les différences entre les différentes sections efficaces photonucléaires utilisées ici augmentant avec l'énergie.

Pour chaque combinaison nous avons donc calculé $\frac{d^2 p_\tau}{dE_\tau dh_c}$. Nous avons représenté $\frac{d^2 p_\tau}{dE_\tau}$ pour différentes combinaisons considérées dans cette étude sur la figure 5.16 pour différents angles d'incidence θ et différentes énergies du neutrino tau incident. A noter que cette probabilité différentielle ne traduit que la probabilité qu'un tau émerge dans l'atmosphère à une énergie donnée. Il est cependant facile d'obtenir ensuite la probabilité doublement différentielle de se désintégrer en vol à une énergie E_τ et une altitude h_c ($\frac{d^2 p_\tau}{dE_\tau dh_c}$) à partir de la probabilité d'émerger $\frac{dp_\tau}{dE_\tau}$. En effet, la probabilité qu'un tau d'énergie E_τ se désintègre après avoir parcouru une distance X dans l'air est donnée par :

$$P(X|E_\tau) = \frac{e^{-\frac{X}{\lambda(E_\tau)}}}{\lambda(E_\tau)}, \tag{5.9}$$

où $\lambda(E_\tau)$ est la longueur de désintégration du tau et donnée par $E_\tau c\tau/m_\tau \simeq 49(\frac{E_\tau}{\text{EeV}}\text{km})$ où τ est la durée de vie du tau et m_τ sa masse. A partir de cette expression on peut alors écrire la probabilité de se désintégrer à une altitude donnée en fonction de l'angle d'incidence θ :

$$P(X|E_\tau,\theta) = \frac{e^{-\frac{X}{\cos\theta\lambda(E_\tau)}}}{\cos\theta\lambda(E_\tau)}, \tag{5.10}$$

que le peut réécrire pour avoir la probabilité de désintégration à un h_c donnée :

$$P(h_c|E_\tau,\theta) = \frac{e^{-\frac{\frac{h_c}{\cos\theta}-10\text{km}}{\lambda(E_\tau)}}}{\cos\theta\lambda(E_\tau)}, \tag{5.11}$$

nous permettant d'obtenir finalement $\frac{d^2 p_\tau}{dE_\tau dh_c}$ qui est donné par $P(h_c|E_\tau,\theta) \times \frac{dp_\tau}{dE_\tau}$

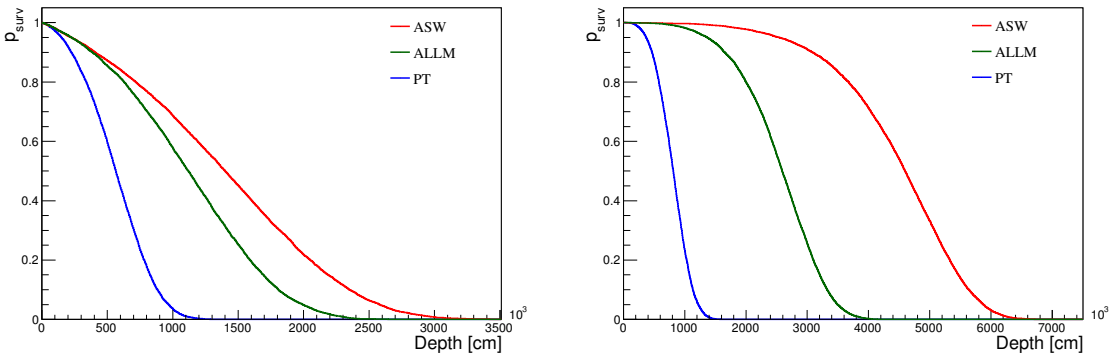


FIGURE 5.14 – Probabilité de survie d'un tau de 10^{18} eV (gauche) et 10^{20} eV (droite) en fonction de l'épaisseur de roche standard traversée pour les trois modèles de pertes d'énergie considérés dans cette étude. L'ensemble des mécanismes de perte d'énergie sont pris en compte ici (interactions photonucléaires, bremsstrahlung et production de paire) et traitées dans une propagation pas à pas du tau.

Enfin, pour chaque $\frac{\mathrm{d}^2 p_\tau}{\mathrm{d}E_\tau \mathrm{d}h_c}$ obtenu nous procédons au calcul de l'exposition en conservant les autres paramètres de l'intégrale inchangés (en effet A_{eff} est indépendant de $\frac{\mathrm{d}^2 p_\tau}{\mathrm{d}E_\tau \mathrm{d}h_c}$). Les expositions obtenues pour chacune des combinaisons de modèles considérées sont représentées sur la figure 5.15.

On peut alors calculer, pour chacun des modèles et en supposant un flux se comportant en E^{-2}, le nombre d'évènements attendus pour ainsi en déduire l'erreur systématique sur ce nombre d'évènements. En prenant la section efficace ν-nucléon Sarkar comme référence et en considérant les trois modèles de pertes d'énergie du tau (ALLM comme référence, ASW comme cas optimiste et PT comme cas pessimiste), on aboutit à une erreur sur le nombre d'évènements de $^{+30\%}_{-56\%}$ pour ce qui est des pertes d'énergie du tau. En prenant le modèle de perte d'énergie ALLM comme référence et en considérent les trois modèles de sections efficaces ν-nucléon (Sarkar comme référence, pQCD comme cas optimiste et ASW comme cas pessimiste) on aboutit à une erreur sur le nombre d'évènements de $^{+4\%}_{-17\%}$. Si l'on traite les sections efficaces neutrino et les pertes d'énergie du tau ensemble (c'est-à-dire considérant la combinaison de perte d'énergie du tau et de section efficace ν-nucléon la plus pessimiste (ASW + PT) et la plus optimiste (pQCD + ASW)) on obtient une erreur systématique de $^{+35\%}_{-64\%}$ par rapport à la référence obtenue à partir de la combinaison de Sarkar et ALLM. Les expositions correspondantes sont représentées sur la figure 5.17.

Les incertitudes systématiques les plus importantes ici sont celles issues des pertes d'énergie du tau. Ceci est dû en partie dans la grande différence entre les pertes d'énergie prédites par chacun des modèles considérés tandis que dans le cas des sections efficaces ν-nucléon les modèles les plus récents prédisent des résultats plus proches.

On peut constater que les incertitudes systématiques issues des sections efficaces ν-nucléon sont plus réduites aux plus hautes énergies pour un modèle de perte d'énergie fixée. Ceci est dû au fait qu'un changement dans les sections efficaces n'entraîne qu'un faible changement dans la probabilité qu'un tau émerge dans l'atmosphère qui dépendra essentiellement des

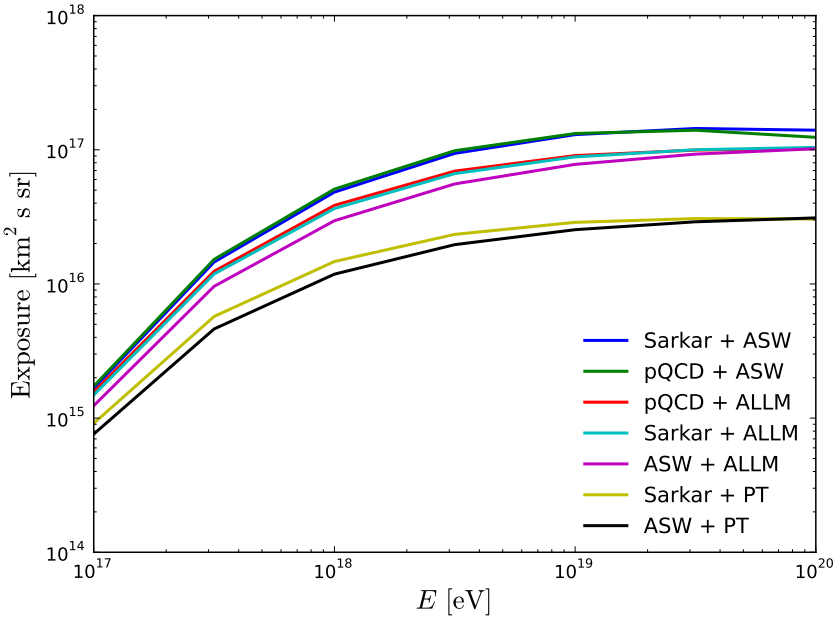


FIGURE 5.15 – Exposition de l'observatoire aux ν_τ à incidence rasante obtenue pour l'ensemble des combinaisons de modèles considérés dans cette étude couvrant la période de recherche.

pertes d'énergie du tau qui peut parcourir des distances importantes à 10^{20} eV comme on peut le voir sur la figure 5.14 (droite).

Autres sources d'incertitudes systématiques

Au-delà des incertitudes systématiques relatives aux pertes d'énergie du tau et aux sections efficaces d'interaction du neutrino par courant neutre et chargé, d'autres sources d'incertitudes ont été prises en compte. La précision quant à la topographie du site et la contribution des montagnes environnantes ont été prises en compte et conduisent à une incertitude systématique sur l'exposition de $^{+18\%}_{-0\%}$. Les incertitudes relatives aux modèles interactions hadroniques et au thinning dans le cadre de la simulation de gerbe ont également été prises en compte. On trouvera un récapitulatif des incertitudes systematiques en table 5.3.

L'incertitude systématique totale pour les neutrinos à incidence en prenant en compte l'ensemble des incertitudes systématiques s'élève à $^{+51\%}_{-84\%}$.

5.5.4 Neutrinos descendants

Dans le cas des neutrinos descendants (à faible et grand angle), le calcul de l'exposition implique ici en la convolution non pas de la probabilité qu'un tau se désintègre en vol avec l'acceptance du SD mais la convolution entre la probabilité qu'un neutrino interagisse avec l'acceptance du SD, dépendant ici de l'efficacité de détection et par conséquent de l'angle zénithal, de la profondeur d'interaction, de l'énergie du neutrino et de la configuration du

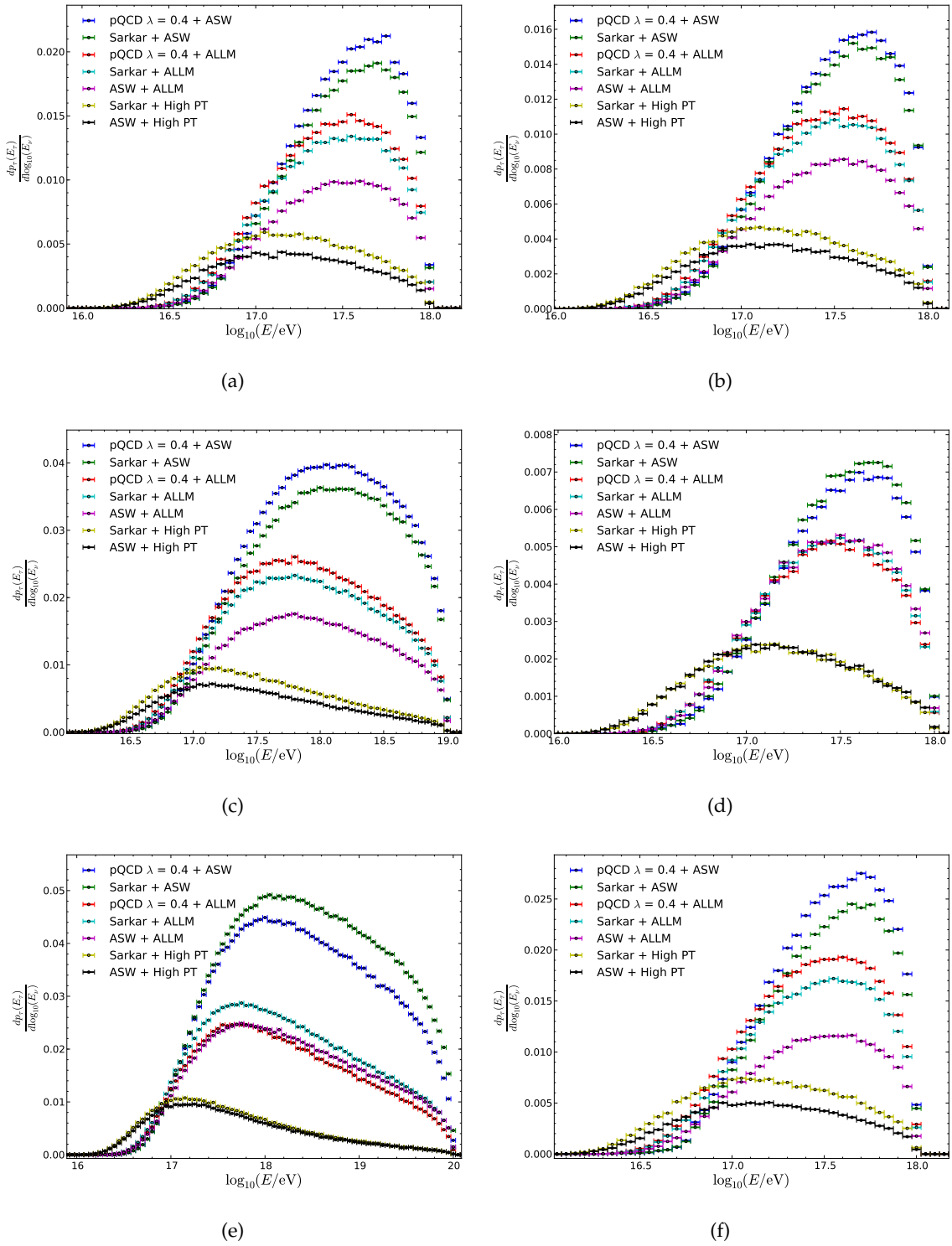


FIGURE 5.16 – Probabilité d'obtenir un tau émergeant à une énergie donnée ($dp_\tau/d\log(E)$) pour chacune des combinaisons de perte d'énergies du tau et de sections efficaces ν-nucléon considérées dans cette étude pour différentes énergies à un angle donné (gauche) et pour différents angles à une énergie donnée (droite) (Gauche) (a) Neutrino incident à 10^{18} eV et 91.25°. (c) Neutrino incident à 10^{19} eV et 91.25°. (e) Neutrino incident à 10^{20} eV et 91.25°. (Droite) (b) Neutrino incident à 10^{18} eV et 91.8°. (d) Neutrino incident à 10^{18} eV et 93.5°. (f) Neutrino incident à 10^{18} eV et 96.8°.

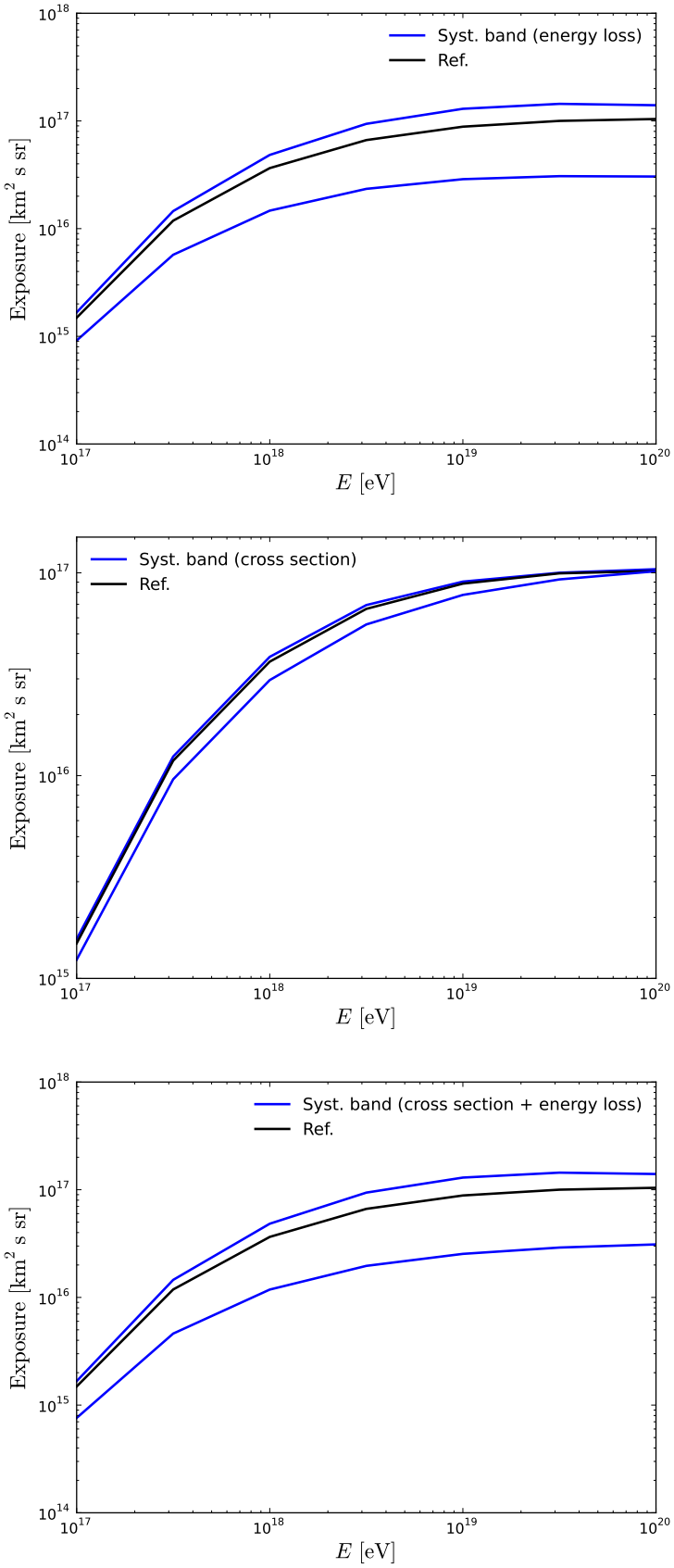


FIGURE 5.17 – (Gauche) Incertitude systématique sur l'exposition aux ν_τ à incidence rasante obtenue pour la période du 1er Juin 2010 au 31 Décembre 2012, pour les sources d'incertitudes suivantes : (haut) perte d'énergie du tau, (milieu) section efficace ν-nucléon et (bas) en considérant toutes les combinaisons de sections efficaces et de perte d'énergie du tau. (Bande de référence Sarkar [20] + ALLM [22]) Bandes d'incertitudes systématiques pour le cas le plus et le moins favorable par rapport à l'exposition de référence (bas).

Source	Incertitude systématique
Générateur d'interaction	-7%
PDF	$(+30\%, -60\%)$
Modèle hadronique	$(+20\%, -5\%)$
Algorithme de thinning	7%
Topologie	+18%

TABLE 5.3 – Récapitulatif des différences relatives entre le calcul de référence de l'exposition et les calculs effectués en changeant l'un des ingrédients des simulations Monte Carlo à la fois (pour les neutrinos à incidence rasante uniquement).

SD à l'instant t.

En supposant un rapport des saveurs de 1 : 1 : 1 comme attendu étant donné les oscillations des neutrinos durant leur propagation depuis leurs sources (présenté en 4.4), l'exposition totale en considérant l'ensemble des saveurs et canaux d'interactions impliqués s'écrit [2] :

$$\varepsilon^{\mathrm{DG}}(E_\nu) = \frac{2\pi}{m} \sum_i \left[\sigma^i(E_\nu) \int dt d\theta dD \sin\theta \cos\theta A^i_{\mathrm{eff}}(\theta, D, E_\nu, t) \right], \tag{5.12}$$

où la somme est suivant les trois saveurs de neutrinos et les interactions CC et NC, avec σ^i les sections efficaces d'interaction ν-nucléon correspondantes (tirée de [20]) et m la masse du nucléon. L'intégrale est effectuée sur l'angle zénithal θ la profondeur d'interaction du neutrino D (en g cm^{-2}) et la période de recherche. A^i_{eff} est la surface effective du SD et est donnée par :

$$A^i_{\mathrm{eff}}(\theta, D, E_\nu, t) = \int \epsilon^i(\vec{r}, \theta, D, E_\nu, t) dA, \tag{5.13}$$

où l'intégrale est effectuée sur les positions $\vec{r}$ des cœurs de gerbes pour chacune des trois saveurs i.

Sur la figure 5.18 est représentée l'exposition totale aux neutrinos descendants à grands et faibles angles. On peut constater que l'exposition aux neutrinos à incidence rasante est bien plus importante (jusqu'à quasiment une décade). Ceci est dû d'une part à la durée de la période de recherche, qui est plus étendue dans le cas des neutrinos à incidence rasante (6 ans) que dans le cas des neutrinos descendants (4 ans). Si l'on normalise à la même période de recherche, un écart subsiste et est essentiellement dû à la plus grande densité de la croûte terrestre. Cependant, le grand nombre de canaux d'interactions et de saveurs de neutrinos pouvant être identifiés dans le cas des neutrinos descendants compense en partie cette différence.

Incertitudes systématiques

Comme pour les neutrinos à incidence rasante, de nombreuses sources d'incertitudes systématiques ont été prises en compte pour l'exposition aux neutrinos descendants. Les

sources d'incertitudes prises en compte dans cette analyse portent tout d'abord sur les incertitudes quant à la simulation Monte Carlo des gerbes atmosphériques (*i.e.* sur le générateur de la première interaction du neutrino, les distributions de partons) et qui sont comprises entre $+9\%$ et -33%. Les incertitudes sur la section efficace neutrino-nucléon et sur les pertes d'énergie du tau sont également prises en compte à l'instar des neutrinos tau à incidence rasante. Ces dernières sont comprises entre $+7$ et -7% pour les sections efficaces et entre $+6\%$ et -6% pour les pertes d'énergie du tau.

L'incertitude systématique totale pour les neutrinos descendants à grand angle s'élève à $^{+30\%}_{-10\%}$ et pour les neutrinos à petits angles à $^{+21\%}_{-12\%}$.

5.5.5 Combinaison

Nous insistons ici sur le fait que les résultats présentés dans cette section sont encore préliminaires.

Les trois expositions individuelles de chacune des analyses peuvent être combinées afin de tirer pleinement parti des données de l'observatoire à partir d'une procédure relativement simple. Les trois ensembles de critères de sélection définis dans la table 5.1 sont appliqués à chaque évènement neutrino simulé dans le cadre des trois analyses sans considération pour l'angle auquel il a été simulé. Si l'évènement passe une des trois sélections, alors il est identifié comme un candidat neutrino et contribue à l'exposition au point de l'espace des paramètres auquel il a été simulé (E_ν, θ, etc). A noter dans cette procédure, les doubles comptages sont évités. En effet, lorsqu'un évènement simulé rempli les critères d'au moins un des trois ensemble de sélection, il ne contribue qu'une seule fois à l'exposition totale. Une intégration sur l'ensemble de l'espace des paramètres (excepté l'énergie) conduit à l'exposition $\varepsilon_i(E_\nu)$ pour chacune des i sélections (incidence rasante, descendants grand angle, descendants faible angle). Tout comme pour le calcul individuel de l'exposition pour chacune des analyses, l'évolution de la configuration du SD est prise en compte avec la même procédure que présentée précédemment. L'exposition totale $\varepsilon_{\text{tot}}(E_\nu)$ est alors obtenue en sommant les expositions obtenues pour chacune des sélections. On a donc :

$$\varepsilon_{\text{tot}}(E_\nu) = \sum_i \varepsilon(E_\nu) = \varepsilon_{ES} + \varepsilon_{DGH} + \varepsilon_{DGL}, \tag{5.14}$$

où ε_{DGH}, ε_{DGH} et ε_{DGH} sont les expositions individuelles obtenues pour les sélections de neutrinos à incidence rasante, descendants à grand angle et descendants à faible angle respectivement. Le résultat de cette combinaison est représenté sur la figure 5.18.

Grâce à cette procédure, l'exposition de l'observatoire est améliorée si on la compare aux différentes expositions individuelles. Ceci est dû au fait qu'une gerbe produite par un neutrino à incidence rasante peut ne pas passer les sélections de l'analyse correspondante mais tout de même remplir les critères d'identification des neutrinos descendants à grands angles (ou inversement) et par conséquent contribuer tout de même à ε_{tot}.

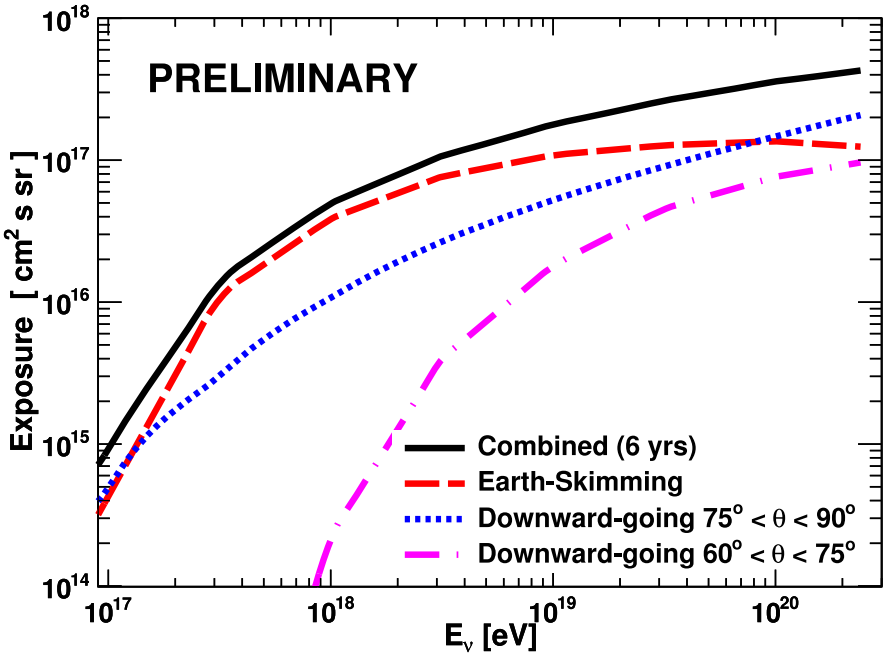


FIGURE 5.18 – Exposition combinée du SD de l'observatoire Pierre Auger en fonction de l'énergie des neutrinos après avoir appliqué les trois ensembles de critères de sélection de la table 5.1 aux simulations Monte Carlo de neutrinos à UHE présentées en 5.3. Les expositions individuelles correspondant à chacune des analyses sont également représentées. Pour les neutrinos descendants, l'exposition représente la somme sur les trois saveurs et sur les interactions NC et CC. Pour les neutrinos à incidence rasante, seule l'exposition aux neutrinos tau interagissant par CC est représentée. Pour ce canal, l'exposition chute aux plus hautes énergies car les probabilités que le tau s'échappe de l'atmosphère ou se désintègre trop haut pour déclencher le SD augmentent.

5.6 Limite sur les flux

En l'absence d'évènement remplissant les critères nécessaires pour être considéré comme candidat neutrino durant la période de recherche, on procède à l'établissement d'une limite sur les flux diffus de neutrinos. On suppose que les flux de neutrinos à UHE se comportent comme :

$$\phi(E) = \frac{dN}{dE} = kE^{-2}\left[\mathrm{GeV}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}\right]. \tag{5.15}$$

A partir de cette hypothèse sur les flux et l'hypothèse d'un rapport de saveur de 1 : 1 : 1, on peut établir une limite *intégrée* sur la valeur de k donnée par :

$$k_{\mathrm{up}} = \frac{N_{\mathrm{up}}}{\int_{E_{\mathrm{min}}}^{E_{\mathrm{max}}} E_\nu^{-2}\varepsilon(E_\nu)dE_\nu}, \tag{5.16}$$

où la valeur de la limite supérieure k_{up} sur le nombre d'évènements N_{up} à un niveau de confiance donné dépend du nombre d'évènements de signal et de fond observé dans les

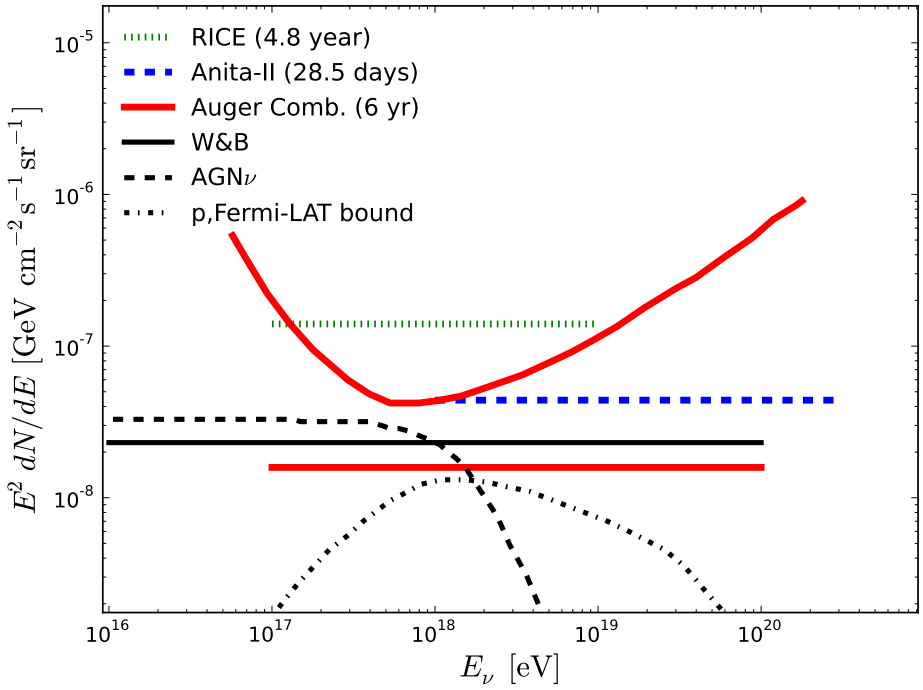


FIGURE 5.19 – Limite supérieure combinée différentielle et intégrale sur les flux diffus de neutrinos à UHE à 90% C.L. pour l'observatoire Pierre Auger. La période de recherche correspond à 6 ans de SD idéal. Sont également représentées les limites intégrées des expériences ANITA-II [23] et de RICE [24] ainsi que les flux attendus pour plusieurs modèles de flux de neutrinos cosmogéniques [25–28] et pour des sources astrophysiques.

données. qui devient :

$$k_{up} = \frac{N_{\text{up}}}{\int \phi(E_\nu) E_\nu \cdot \epsilon(E_\nu) \ln(10) d(\log_{10}(E_\nu))} \tag{5.17}$$

si l'on intègre sur un binning logarithmique, où $\varepsilon(E_\nu)$ est l'exposition. Comme on a pu le voir au cours de ce chapitre, les coupures sont ajustées de manière à obtenir moins d'un évènement de fond hadronique standard pour 50 ans de prises de données. Cependant, étant données les incertitudes au sujet de cet estimateur, comme nous l'avons déjà mentionné, le nombre d'évènement de bruit de fond est supposé nul de façon conservative. Dans le cadre de l'approche de Feldman-Cousins [29], la valeur de N_{up} en l'absence de bruit de fond à 90% C.L. est de 2.44.

Afin d'inclure les erreurs systématiques dans le calcul de la limite sur k, la méthode de Conrad, une extension semi Bayesienne [30] à l'approche de Feldman-Cousins est utilisée : la prise en compte des erreurs systématiques entraîne alors une modification de la valeur de N_{up}.

Dans le cas de l'exposition combinée, l'incertitude systématique globale, prenant en compte les incertitudes systématiques de chacun des canaux (dont les incertitudes sur les pertes d'énergie du tau et sur les interactions ν-nucléon que nous avons étudiées dans le cadre de

cette thèse) et la contribution de chacun au nombre total d'évènements attendus est de $^{+51\%}_{-84\%}$. Ces incertitudes conduisent à une valeur de $N_{\text{up}} = 3.66$. La limite supérieure sur k obtenue est alors : $k_{90} < 1.59 \times 10^{-8}\,\text{G}\,\text{eV}^{-1}\,\text{sr}^{-1}\,\text{s}^{-1}\,\text{cm}^{-2}$ dans la gamme d'énergie $10^{17} - 10^{20}$ eV. La limite intégrale ainsi obtenues est représentée sur la figure 5.19.

On peut également calculer une limite supérieure sur les flux diffus de neutrinos d'une manière moins dépendante de l'hypothèse sur les flux, sous forme différentielle. En supposant tout de même que le flux diffus se comporte en $1/E^2$ au sein de chacun des bins en énergie de largeur unitaire sur une échelle logarithmique la limite différentielle s'écrit sous la forme :

$$\text{Limite Diff.} = \frac{N_{\text{up}}}{\phi(E) \times E_\nu \times \epsilon(E) \ln(10) d(\log_{10}(E_\nu))} \tag{5.18}$$

en prenant uniquement en compte les erreurs statistiques et en supposant toujours un fond nul. La limite différentielle ainsi obtenue est représentée sur la figure 5.19

On peut constater que le maximum de sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux flux diffus de neutrinos UHE est atteint dans l'intervalle 0.3-10 EeV. Un point important est que cette nouvelle limite combinée franchit la limite théorique de Waxmann et Bahcall présentée au chapitre 4. En effet, c'est au-delà d'une telle limite que l'on peut espérer contraindre les modèles de type *"bottom-up"*. Par ailleurs, la limite obtenue permet de commencer à contraindre les modèles de production de neutrino cosmogéniques basés sur une composition légère à UHE. Deux neutrinos au PeV ont été détectés par IceCube et sont compatibles avec un spectre en loi de puissance E_ν^{-2} jusqu'à 10^{18} eV avec une normalisation $E^2 \nu F_\nu = 1.2 \times 10^{-8}\,\text{GeV}\,\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}\,\text{sr}^{-1}$ toutes saveurs confondues (voir chapitre 4). Si l'on étend ce spectre avec la même loi de puissance jusqu'à 10^{20} eV, 2 évènements sont attendus à l'observatoire Pierre Auger alors qu'aucun n'a été observé. La possibilité qu'un flux de neutrino compatible avec les deux évènements détectés par IceCube représente également le flux à UHE est donc exclue à 90 %.

5.7 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons présenté les trois canaux de détection de neutrinos à UHE à l'observatoire Pierre Auger et présenté les différents critères de sélection relatifs à chacun de ces canaux. Ces critères ont été définis à partir de simulations Monte-Carlo détaillées et, en l'absence de candidat neutrino présent dans les données de l'observatoire, ont permis d'aboutir à une limite sur les flux diffus de neutrinos à UHE. Cette limite unique a été obtenue à partir de la combinaison des expositions des trois canaux de détections, facilitée par une stratégie d'identification uniformisée au sein de ces trois analyses.

Différentes sources d'incertitudes systématiques ont été considérées et, dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux incertitudes engendrées par la méconnaissance des fonctions de structures à UHE nécessaires au calcul des pertes d'énergie du tau et des sections efficaces d'interaction par courant chargé et neutre. Nous avons proposé un traitement cohérent de ces dernières en évitant les combinaisons non physiques de modèles utilisant des fonctions de structures différentes.

La limite obtenue à partir de la combinaison des trois analyses franchit le cap symbolique de la limite de Waxmann et Bahcall au-delà de laquelle on peut espérer commencer à contraindre les modèles de production de neutrinos cosmogéniques les plus optimistes. A partir de la limite obtenue, on peut également affirmer qu'un flux de neutrinos compatible avec les deux neutrinos détectés au PeV par la collaboration IceCube et s'extrapolant en loi de puissance $\propto E^{-2}$ à UHE est exclu à 90 % de degré de confiance. En d'autres termes ces deux évènements ne sont pas la manifestation, selon toute vraisemblance, de l'amorce à basse énergie du flux de neutrinos cosmogéniques à UHE. Enfin, il est important de mentionner également qu'étant donnée la limite actuelle, l'observatoire Pierre Auger commence à contraindre les modèles de flux de neutrinos cosmogéniques basée sur une composition purement proton à la source.

Bibliographie

[1] V. S. Berezinskii and A. I. Smirnov. *Cosmic neutrinos of ultra-high energies and detection possibility*. Ap&SS **32** (1975), 461–482. 99

[2] P. Abreu *et al.* *Search for ultrahigh energy neutrinos in highly inclined events at the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. D **84**(12) (2011), 122005. 100, 101, 104, 106, 109, 113, 117, 118, 119, 129, 224, 225

[3] J. Abraham *et al.* *Limit on the diffuse flux of ultrahigh energy tau neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. D **79**(10) (2009), 102001. 100, 101, 104, 106, 109, 110, 112, 116, 119, 121, 225

[4] J. L. Navarro Quirante. *Search for Ultra-High Energy Neutrinos at the Pierre Auger >Observatory*. Ph.D. thesis, Universidad de Granada (2012). 100, 102, 106, 119

[5] G. Corcella *et al.* *HERWIG 6.5 release note*. arXiv preprint hep-ph/0210213 (2002). 103

[6] K. Payet. *Étude des neutrinos de ultra-haute énergie à l'observatoire Pierre Auger*. Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble (2009). 104, 119, 123

[7] S. J. Sciutto. *AIRES : A system for air shower simulations (Version 2.2.0)*. ArXiv Astrophysics e-prints (1999). 104

[8] D. Heck, T. Peirog and J. Knapp. *CORSIKA : An Air Shower Simulation Program* (2012). Astrophysics Source Code Library. 104

[9] J. Allen *et al.* *The Pierre Auger Observatory offline software*. Journal of Physics Conference Series **119**(3) (2008), 032002. 104

[10] S. Agostinelli *et al.* *GEANT4—a simulation toolkit*. Nuclear instruments and methods in physics research section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506**(3) (2003), 250–303. 104

[11] A. Capella, A. Kaidalov, C. Merino and J. Tran Thanh Van. *Structure functions and low x physics*. Physics Letters B **337** (1994), 358–366. 119, 120, 225

[12] A. Cooper-Sarkar and S. Sarkar. *Predictions for high energy neutrino cross-sections from the ZEUS global PDF fits*. Journal of High Energy Physics **2008**(01) (2008), 075. 121

[13] S. I. Dutta, M. H. Reno and I. Sarcevic. *Ultrahigh Energy Neutrinos*. Neutrinos and Implications for Physics Beyond the Standard Model ; proceedings from the conference held

October 11-13, 2002, in Stony Brook, New York USA. Edited by R. Shrock. ISBN 981-238-564-9 and 981-238-453-7 (pbk). Published by World Scientific Publishing Company, Singapore, 2003, p.339 (August). 122

[14] E. Bugaev, T. Montaruli, Y. Shlepin and I. Sokalski. *Propagation of τ-neutrinos and τ-leptons through the Earth and their detection in underwater/ice neutrino telescopes*. Astroparticle Physics **21** (2004), 491–509. 122

[15] S. I. Dutta, Y. Huang and M. H. Reno. *Tau neutrino propagation and tau energy loss*. Phys. Rev. D **72**(1) (2005), 013005. 122

[16] S. Iyer Dutta, M. H. Reno, I. Sarcevic and D. Seckel. *Propagation of muons and taus at high energies*. Phys. Rev. D **63**(9) (2001), 094020. 122

[17] J. L. Navarro *et al.* *An extensive review on the down-going neutrino systematic uncertainties from the Pierre Auger Observatory*. GAP-2010-027 . 122

[18] N. Armesto, C. Merino, G. Parente and E. Zas. *Charged current neutrino cross section and tau energy loss at ultrahigh energies*. Phys. Rev. D **77**(1) (2008), 013001. 122

[19] N. Armesto, C. Merino, G. Parente and E. Zas. *Small-x Physics and the Detection of UHE Neutrinos*. ArXiv e-prints (2008). 121, 122, 123, 225

[20] A. Cooper-Sarkar, P. Mertsch and S. Sarkar. *The high energy neutrino cross-section in the Standard Model and its uncertainty*. Journal of High Energy Physics **8** (2011), 42. 121, 122, 123, 128, 129, 225, 226

[21] D. Timashkov and A. Petrukhin. *New results on muon inelastic cross section and energy loss in rock*. arXiv preprint hep-ph/0611008 (2006). 121, 122, 123, 225

[22] H. Abramowicz and A. Levy. *The ALLM parameterization of $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ - an update*. ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints (1997). 121, 122, 123, 128, 225, 226

[23] P. W. Gorham *et al.* *Observational constraints on the ultrahigh energy cosmic neutrino flux from the second flight of the ANITA experiment*. Phys. Rev. D **82**(2) (2010), 022004. 132, 226

[24] I. Kravchenko *et al.* *Updated results from the RICE experiment and future prospects for ultra-high energy neutrino detection at the south pole*. Phys. Rev. D **85**(6) (2012), 062004. 132, 226

[25] K. Kotera, D. Allard and A. V. Olinto. *Cosmogenic neutrinos : parameter space and detectabilty from PeV to ZeV*. J. Cosmology Astropart. Phys. **10** (2010), 013. 132, 226

[26] E. Waxman and J. Bahcall. *High energy neutrinos from astrophysical sources : An upper bound*. Phys. Rev. D **59**(2) (1999), 023002.

[27] M. Ahlers, L. A. Anchordoqui, M. C. Gonzalez-Garcia, F. Halzen and S. Sarkar. *GZK neutrinos after the Fermi-LAT diffuse photon flux measurement*. Astroparticle Physics **34** (2010), 106–115.

[28] K.-H. Kampert *et al.* *CRPropa 2.0–a Public Framework for Propagating High Energy Nuclei, Secondary Gamma Rays and Neutrinos*. Astroparticle Physics (2012). 132, 226

[29] G. J. Feldman and R. D. Cousins. *Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*. Phys. Rev. D **57** (1998), 3873–3889. 132

[30] J. Conrad, O. Botner, A. Hallgren and C. Pérez de Los Heros. *Including systematic uncertainties in confidence interval construction for Poisson statistics*. Phys. Rev. D **67**(1) (2003), 012002. 132

6

Influence de l'effet photonucléaire en régime LPM

Sommaire

5.1 Introduction **99**
5.2 Principes généraux de détection **101**
5.3 Simulation **103**
5.4 Identification des évènements neutrinos **106**
5.4.1 Gerbes inclinées 107
5.4.2 Gerbes jeunes 108
5.5 Exposition combinée **115**
5.5.1 Efficacité d'identification des neutrinos à UHE 115
5.5.2 Exposition 118
5.5.3 Neutrinos à incidence rasante 119
5.5.4 Neutrinos descendants 126
5.5.5 Combinaison 130
5.6 Limite sur les flux **131**
5.7 Conclusion et perspectives **133**

6.1 Introduction

Dans ce chapitre nous nous intéresserons dans un premier temps à l'étude du développement des gerbes électromagnétiques souterraines à UHE, sous l'influence de l'effet LPM et de l'interaction photonucléaire. Dans un second temps nous évaluerons la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux neutrinos électroniques à incidence rasante, susceptibles de

produire des gerbes souterraines émergeant dans l'atmosphère et nous discuterons les résultats des précédentes limites publiées sur les flux de neutrinos électronique UHE.

La motivation première nous poussant à l'étude du développement des gerbes électromagnétiques souterraines est l'évaluation de la sensibilité d'un observatoire neutrino en général et de l'observatoire Pierre Auger en particulier aux neutrinos électroniques à incidence rasante. En effet, un ν_e à incidence rasante et interagissant dans la croûte terrestre par courant chargé avec un noyau du milieu produit une gerbe électromagnétique ainsi qu'une gerbe hadronique. Etant donné la fraction importante de l'énergie du neutrino incident transférée à l'électron ($> 80\%\ E_\nu$), la gerbe électromagnétique ainsi produite est extrêmement énergétique. La gerbe hadronique initiale, quant à elle, ne contribuera pas de façon significative à la gerbe souterraine, l'énergie lui étant transférée étant négligeable.

Un effet joue un rôle important dans le développement des gerbes électromagnétiques à haute énergie dans les milieux denses. Il s'agit de l'effet Landau Pomeranchuk Migdal (LPM), initialement prédit par Landau et Pomeranchuk [1] et dérivé dans un formalisme quantique moderne par Migdal [2, 3]. Cet effet induit un accroissement de la longueur de radiation qui va avoir pour conséquence de rendre la gerbe électromagnétique plus pénétrante, et par conséquent va accroitre la probabilité qu'une telle gerbe émerge dans l'atmosphère avec suffisamment d'énergie pour être détectée.

Un autre effet doit être pris en compte dans l'étude du développement des gerbes électromagnétiques souterraines mais qui, au contraire, limite l'augmentation de la longueur de gerbe à haute énergie : l'interaction photonucléaire. L'effet photonucléaire consiste en l'interaction d'un photon avec un noyau du milieu (via un processus direct ou résolu) produisant une sous-gerbe hadronique. Cet effet, dont la section efficace augmente logarithmiquement avec l'énergie du photon, accroît la section efficace totale de ce dernier et par conséquent réduit son libre parcours moyen. De plus, la sous-gerbe hadronique ainsi produite ne se propagera pas très profondément dans la roche du fait de la faible longueur d'interaction hadronique dans la roche, ce qui contribue d'autant plus à la réduction de la longueur de la gerbe électromagnétique (EM).

Dans les sections qui suivent, nous commencerons tout d'abord par présenter en détail l'effet LPM ainsi que l'interaction photonucléaire. Nous discuterons alors des conséquences de ces deux effets sur le développement des gerbes électromagnétiques souterraines à UHE. Nous illustrerons notre propos en présentant les résultats d'une étude Monte Carlo du développement réaliste d'une gerbe dans la roche.

Nous présenterons alors, une étude détaillée du développement des gerbes EM souterraine, en nous intéressant plus particulièrement à la longueur de gerbe, l'évolution de son nombre de particules, de son énergie totale ainsi que la probabilité qu'une telle gerbe émerge dans l'atmosphère avec une énergie et un nombre de particules donnés.

Enfin nous discuterons les résultats obtenus par la collaboration HiRes [4] sur les ν_e électroniques à incidence rasante et leur calcul du développement des gerbes électromagnétiques souterraines.

Nous conclurons par une évaluation de la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux ν_e à incidence rasante, ces derniers pouvant produire des gerbes EM souterraines susceptibles d'émerger dans l'atmosphère et d'être détectées par l'observatoire.

Milieu	Densité	Longueur de radiation	E_{LPM}
Air	1.275×10^{-3} g cm^{-3}	36.62 g cm^{-2}	2.2×10^{17} eV
Roche standard	2.65 g cm^{-3}	26.54 g cm^{-2}	7.7×10^{13} eV

TABLE 6.1 – Grandeurs caractéristiques relatives à l'air et la roche standard considérées dans cette étude.

6.2 Interaction des électrons et photons à UHE

6.2.1 L'effet LPM

Bethe et Heitler ont été les premiers à calculer les sections efficaces de productions de paires et de bremsstrahlung. A haute énergie ces sections efficaces peuvent s'écrire sous la forme [5] :

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{BH}}}{dk} = \frac{1}{3nkX_0}(y^2 + 2[1 + (1-y)^2] \tag{6.1}$$

pour le bremsstrahlung, et

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{BH}}}{dE} = \frac{1}{3nkX_0}(1 + 2[x^2 + (1-x)^2] \tag{6.2}$$

pour la production de paires, où n est le nombre de cibles par unité de volume, E l'énergie de l'électron, k l'énergie du photon, X_0 la longueur de radiation, $x = E/k$ et $y = k/E$.

Des corrections ont ensuite été ajoutées à ces sections efficaces afin de prendre en compte les effets d'écrantage. En effet, à UHE, le processus de bremsstrahlung se produit sur une distance relativement grande qui est connue comme la longueur de formation du photon l_f et est donnée par :

$$l_f = \hbar/q_{||}, \tag{6.3}$$

où $\hbar$ est la constante de Planck réduite, $q_{||}$ l'impulsion longitudinale transférée au noyau cible par un électron d'énergie E et de masse m émettant un photon d'énergie k :

$$q_{||} = km^2c^3/2E(E-k), \tag{6.4}$$

où c est la vitesse de la lumière. La longueur l_f croît avec l'énergie de l'électron. Lorsque l_f devient plus grande que l'espacement inter-atomique, les amplitudes des interactions multiples avec plusieurs atomes s'ajoutent de façon cohérente et des interférences destructives apparaissent qui suppriment l'amplitude du bremsstrahlung (il est à noter que ceci n'était pas pris en compte par la théorie originelle de Bethe et Heitler). Un raisonnement similaire s'applique au processus de production de paires [6]. De façon semi-classique, la suppression du bremsstrahlung est significative lorsque le photon est émis par un électron d'énergie E avec une énergie k tel que :

$$k < \frac{E(E-k)}{E_{\mathrm{LPM}}}, \tag{6.5}$$

avec E_{LPM} donné par :

$$E_{\mathrm{LPM}} \equiv \frac{m^4 X_0}{E_s^2}, \tag{6.6}$$

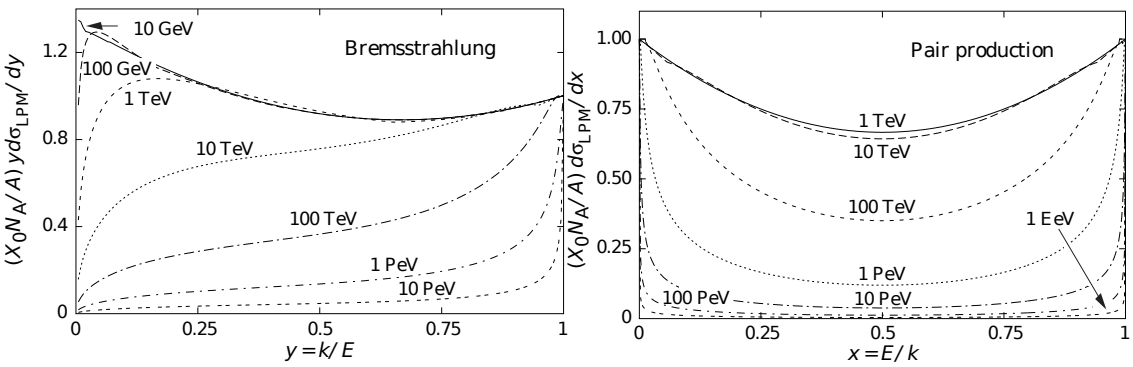


FIGURE 6.1 – (Gauche) Section efficace de bremsstrahlung dans le plomb normalisée en fonction de la fraction d'énergie du photon $y = E/k$. Sur l'axe des ordonnées est exprimée en nombre de photons par longueur de radiations. Chacune des courbes correspond à une énergie différente de l'électron incident. **(Droite) Section efficace de production de paires dans le plomb normalisée en fonction de la fraction d'énergie de l'électron** $x = k/E$**.** Chacune des courbes correspond à une énergie différente du photon incident.

avec $E_s = mc^2\sqrt{4\pi/\alpha} = 21.2$ MeV, où $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine.

Dans la roche standard (densité constante $\rho = 2.65$ g cm^3, $X_0 = 27.6$ g cm^{-1} = 10.4 cm : voir Table 6.1), on obtient $E_{\rm LPM} = 77$ TeV. Par conséquent, dans notre cas, où nous considérons des énergies $\gg$ TeV, cet effet ne peut pas être négligé. Le degré de suppression S est défini simplement comme le rapport de la longueur de formation réduite sur la longueur de formation dans le vide :

$$S = \frac{d\sigma_{\rm LPM}/dk}{d\sigma_{\rm BH}/dk} = \sqrt{\frac{kE_{\rm LPM}}{E(E-k)}} \tag{6.7}$$

On voit bien à partir de l'expression de S que les rayonnements de basse énergie sont ceux qui sont le plus réduit.

Dans le cadre de ce raisonnement semi-classique on peut également inclure l'effet diélectrique qui contribue à réduire le bremsstrahlung lorsque $y \lesssim 10^2$. Cet effet apparaît de par l'interaction entre le photon émis et le milieu cible. Le photon acquiert une masse effective de $\hbar\omega_p$ où ω_p est la fréquence plasma du milieu et dépend de la densité d'électron cible du milieu. On peut prendre en compte cette suppression diélectrique de façon semi-classique en ajoutant un terme à $q_{||}$:

$$q_{D_i} = \frac{(\hbar\omega_p)^2}{2ck}. \tag{6.8}$$

En l'absence d'autre mécanismes de suppression, le bremsstrahlung est supprimé de $(k/\gamma\hbar\omega_p)^2$ quand $k < \gamma\hbar\omega_p$. Si on inclut l'effet LPM, cette suppression diélectrique domine alors lorsque :

$$k \leq \sqrt[3]{\frac{E\hbar\omega_p/mc^2}{k_{\rm LPM}}}. \tag{6.9}$$

Néanmoins on voit que lorsque E augmente, la suppression LPM devient plus importante et la suppression diélectrique devient négligeable. Ce mécanisme est par conséquent d'une importance moindre dans le cas de gerbe EM à UHE.

Pour la production de paires, la suppression dans le cas où $k > E_{\mathrm{LPM}}$ s'écrit :

$$S = \frac{d\sigma_{\mathrm{LPM}}/dE}{d\sigma_{\mathrm{BH}}/dE} = \sqrt{\frac{kE_{\mathrm{LPM}}}{E(k-E)}} \tag{6.10}$$

Pour des électrons et photons de même énergie, la section efficace des photons est bien moins supprimée que celle des électrons. Dans une gerbe, l'effet est donc bien plus grand pour les électrons que pour les photons. Nous avons représenté à titre d'exemple sur la figure 6.1 les sections efficaces de bremsstrahlung et de production de paires en régime LPM dans le plomb à différentes énergies.

Migdal, en 1956 [2], a calculé dans un formalisme purement quantique les sections efficaces à haute énergie incluant l'effet de diffusions multiples ainsi que l'effet diélectrique. Cette théorie a été développée dans le formalisme de l'électrodynamique quantique et qui aboutit aux sections efficaces qui suivent. Dans le cas de l'électron, la section efficace de bremsstrahlung s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{LPM}}}{dk} = \frac{4\alpha r_e^2 \xi(s)}{3k}(y^2 G(s) + 2[1+(1-y)^2]\frac{\phi(s\Gamma)}{\Gamma} \times Z^2 \ln(184 Z^{-1/3}) \tag{6.11}$$

où $\Gamma = 1 + (\gamma\hbar\omega_p/k)^2$. Les fonctions $G(s)$ et $\phi(s)$ donnent le degré de suppression et le facteur $\xi(x)$ augmente logarithmiquement avec s dans l'intervalle $1 \leq \xi(s) \leq 2$. On retrouve les sections efficaces de Bethe-Heitler en posant $G(s) = \phi(s) = \xi(s) = 1$. Migdal avait cependant négligé les diffusions électron-électron mais ceci peut être pris en compte en renormalisant l'expression précédente par la longueur de radiation. On obtient alors :

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{LPM}}}{dk} = \frac{\xi(s)}{3nX_0 k}(y^2 G(s) + 2[1+(1-y)^2]\frac{\phi(s\Gamma)}{\Gamma} \tag{6.12}$$

tandis que pour la production de paires dans le cas des photons, la section efficace s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{\mathrm{LPM}}}{dk} = \frac{\xi(s)}{3nX_0 k}(G(s) + 2[x^2+(1-x)^2]\phi(s) \tag{6.13}$$

où s est relié au degré de suppression semi-classique qui est défini comme l'équation 6.10 divisé par $\sqrt{8\xi(s)}$. Afin de se représenter les variations de longueur d'interaction induite par l'effet LPM, on peut approcher la modification de la longueur d'interaction de l'électron en régime LPM par :

$$X_e = X_0\sqrt{\frac{2E}{E_{\mathrm{LPM}}}}, \tag{6.14}$$

et pour le photon par :

$$X_\gamma = X_0\sqrt{\frac{k}{50E_{\mathrm{LPM}}}}. \tag{6.15}$$

A titre d'exemple, un électron ayant une énergie de 10^{18} eV verra sa longueur d'interaction augmenter de 0.1 m à 22 m dans la roche standard par suppression LPM : l'effet LPM accroît la longueur de gerbe comme mentionné dans [7]. Une gerbe purement électromagnétique en régime LPM se développera donc sur des distances relativement grandes par rapport à une

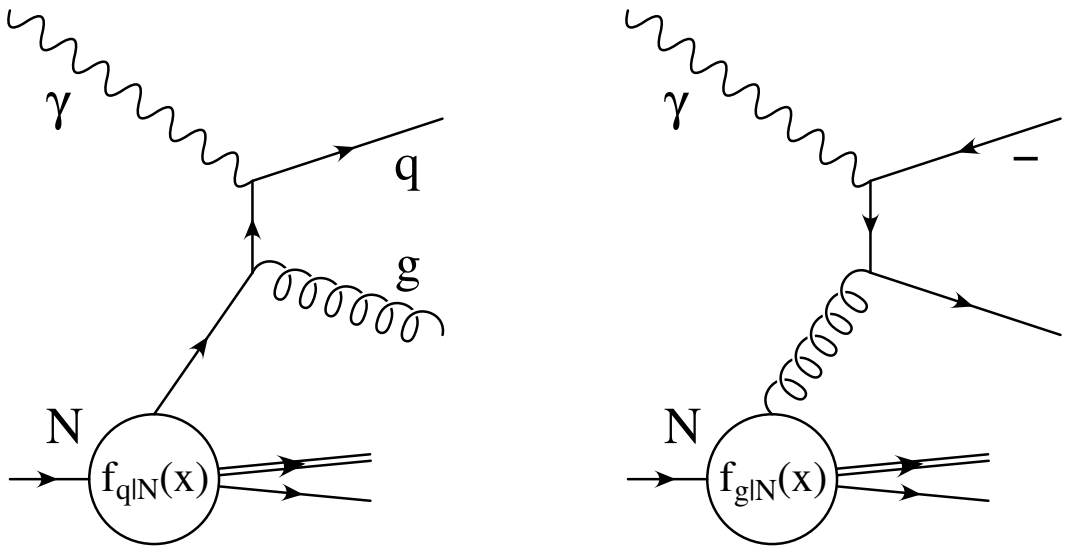


FIGURE 6.2 – Exemple d'interactions ponctuelles du photon. Ces deux diagrammes correspondent aux interactions directes photon-nucléon contribuant à l'ordre le plus bas en QCD perturbative.

gerbe électromagnétique "standard". Les sections efficaces de Migdal présentées ici sont les plus répandues dans les calculs de gerbe à haute énergie en milieu dense. Néanmoins d'autres calculs plus sophistiqués existent [8, 9] mais dont les prédictions sont similaires à celles de Migdal.

6.2.2 L'effet photonucléaire

Un autre processus, l'effet photonucléaire, joue un rôle important à haute énergie. En effet, les photons peuvent interagir avec les noyaux du milieu et produire une sous-gerbe hadronique comme représenté schématiquement sur la figure 6.3. A de telles énergies, un photon peut interagir soit directement avec un parton du noyau (comme représenté sur la figure 6.2 où les deux diagrammes correspondent aux interactions directes photon-nucléon contribuant à l'ordre le plus bas en QCD perturbatives) soit par l'intermédiaire d'un état quark anti-quark. Les modèles basés sur différentes descriptions phénoménologiques du processus conduisent à différentes sections efficaces pour les interactions γp. On peut citer, par exemple, les modèles supposant la dominance méson vecteur généralisée (GVDM) [10] avec l'interaction photon-quark qui prend en compte à la fois l'interaction directe et résolue du photon, les modèles basés sur la dominance méson vecteur (VDM) avec une approche de Grivov-Glauber [11, 12] ou encore le modèle de Donnachie et Landshoff dans le cadre de la théorie de Regge traitant l'interaction comme un échange de paire de pomérons. Une comparaison entre Gribov-Glauber et GVDM peut être trouvée dans [13].

Dans les gerbes de plus basses énergies, ce processus est caché derrière les processus radiatifs dominants. En régime LPM, cette interaction devient importante lorsque la section efficace d'interaction hadronique (interaction γp) devient plus grande que la section efficace de production de paires. L'énergie de croisement entre ces deux processus se situe entre 10^{19}

et 10^{20} eV et s'avère être plus ou moins indépendante du matériau. Ceci peut être expliqué par le fait que l'augmentation du rapport $\sigma_{\gamma p}/\sigma_{ee}$ pour des noyaux plus lourds est annulée par la décroissance de E_{LPM} lorsque X_0 diminue, comme souligné dans [6, 7] (voir figure 6.4). Cette énergie de croisement est cependant hautement dépendante du modèle utilisé pour calculer la section efficace photonucléaire.

A noter qu'il existe de grandes incertitudes dans l'extrapolation des sections efficaces photonucléaires à haute énergie. A titre d'exemple, on peut citer la paramétrisation de Engel *et al.* [10] basée sur GVDM où la section efficace photonucléaire croît comme $k^{0.08}$. Dans le cas des noyaux, la section efficace est normalisée par le numéro atomique A comme $A^{0.87}$. Dans le cas des modèles de types Gribov-Glauber, les calculs conduisent à des sections efficaces ~ 2 fois plus faibles.

L'augmentation de cette section efficace réduit le libre parcours moyen des photons au sein de la gerbe électromagnétique et par conséquent réduit la longueur de gerbe totale. De plus, une composante hadronique et muonique apparaît dans la gerbe qui ne sera plus purement électromagnétique. Une partie de l'énergie de la gerbe électromagnétique va fuir vers cette composante hadronique ce qui réduira d'autant plus la longueur de gerbe.

Notre objectif ici est d'étudier la longueur et l'énergie de la gerbe en présence de ces deux processus par le biais d'une simulation complète et réaliste d'une gerbe souterraine induite par un électron. On peut mentionner que le besoin d'une simulation détaillée des interactions photonucléaires a déjà été évoqué dans [14].

6.2.3 Autres interactions

D'autres effets existent aux énergies considérées. Dans le cas des électrons, dans la région cinématique où la suppression du bremsstrahlung par effet LPM est conséquente, deux processus deviennent importants :

— La production de paires directe : $e^- N \to e^+ e^- e^- N$
— Les interactions électronucléaires

Les sections efficaces de tels processus croissent avec l'énergie de l'électron. La production de paires directe va entraîner une perte d'énergie supplémentaire pour l'électron. Ces pertes d'énergies sont cependant réduites par effet d'écrantage [15] d'une part et par suppression LPM [6, 8] d'autre part. Au sujet des interactions électronucléaires, ces dernières se produisent lorsqu'un électron émet un photon virtuel qui interagit alors hadroniquement avec un nucléon du milieu. Ce processus n'étant dominant qu'au-delà de 10^{21} eV, nous ne l'avons pas pris en compte dans nos simulations, il n'est cependant pas entièrement négligeable dans la gamme d'énergie qui nous intéresse où les pertes d'énergie sont inférieures d'environ un ordre de grandeur aux pertes d'énergie radiatives (avec suppression LPM).

6.3 Etude Monte Carlo

Pour cette étude, nous avons choisi d'utiliser TIERRAS [16] afin de simuler les gerbes souterraines. TIERRAS est une adaptation de AIRES (Air-shower extended Simulations) [17] pour des matériaux tels que la roche ou la glace. Ce code de simulation fournit un traitement

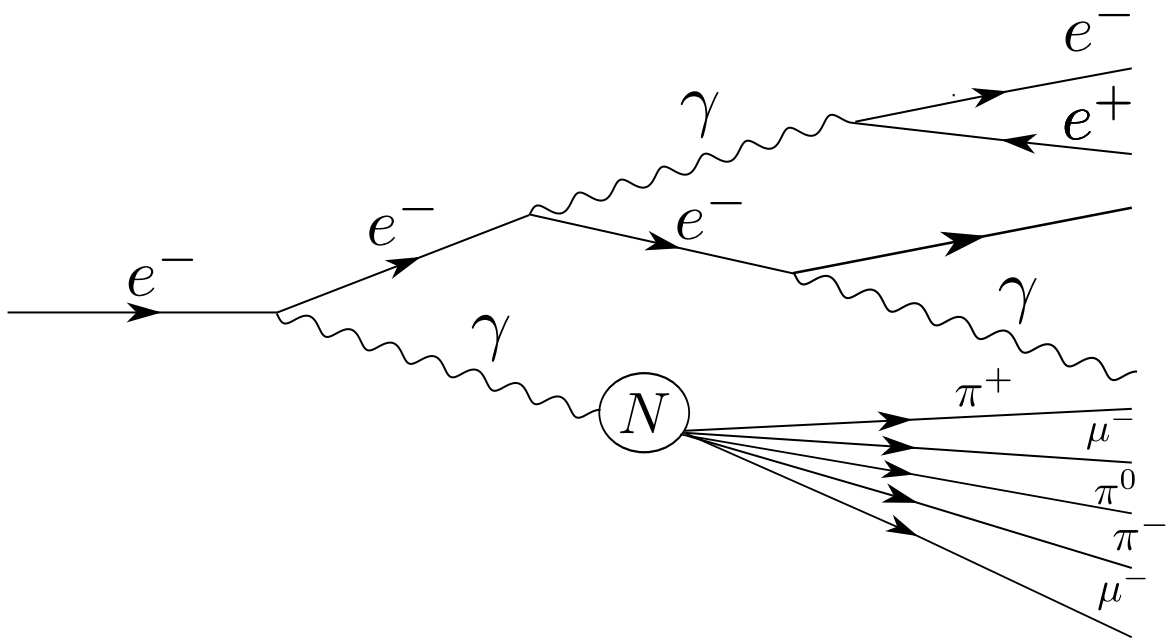


FIGURE 6.3 – Représentation schématique du développement d'une gerbe induite par l'interaction par courant chargé d'un UHEν_e. Un électron peut produire un photon par bremsstrahlung qui est susceptibles d'interagir avec noyau du milieu par interaction photonucléaire et produire une gerbe hadronique souterraine ou produire une paire électron-positron par mécanisme de production de paires.

Monte Carlo complet et réaliste des interactions qui entrent en jeu dans le développement de la gerbe dans la matière dense. Il implémente la théorie de Migdal de l'effet LPM exactement et résout récursivement les paramètres des sections efficaces de Migdal ($G(s), \phi(s), \xi(s)$)[2].

La définition de la roche standard utilisée dans cette étude se réfère à une roche de densité constante $\rho = 2.65$ g cm^{-3} (densité de la croûte terrestre continentale), avec un Z effectif de 11 et $Z/A = 0.5$ (noyau isoscalaire) [16] .

Les interactions photonucléaires sont calculées avec QGSJET-II.03 [18], et la section efficace est donnée par une paramétrisation et extrapolation de données expérimentales tirées de [19].

A noter que QGSJET-II.03 ne prend pas en compte la production de mésons charmés et de leur production de muons rapides associée. De plus, QGSJET-II.03 ne traite pas de façon directe une interaction de type $\gamma - N$ et nécessite de traiter l'interaction photonucléaire par le biais d'une interaction $\pi - N$. Les sections efficaces utilisées dans cette étude sont représentées figure 6.4.

Comme montré dans [6], un autre effet joue un rôle dans le développement des gerbes souterraines : l'interaction électronucléaire. Cet effet n'est actuellement pas pris en compte par TIERRAS mais il serait intéressant de l'implémenter dans le futur.

Grâce à TIERRAS, nous avons simulé des gerbes souterraines induites par des électrons d'énergie comprise entre 10^{17} et 10^{20} eV (qui est l'intervalle où la transition entre les sections efficaces PN et LPM est attendue). Dans ces simulations, nous propageons la gerbe tout

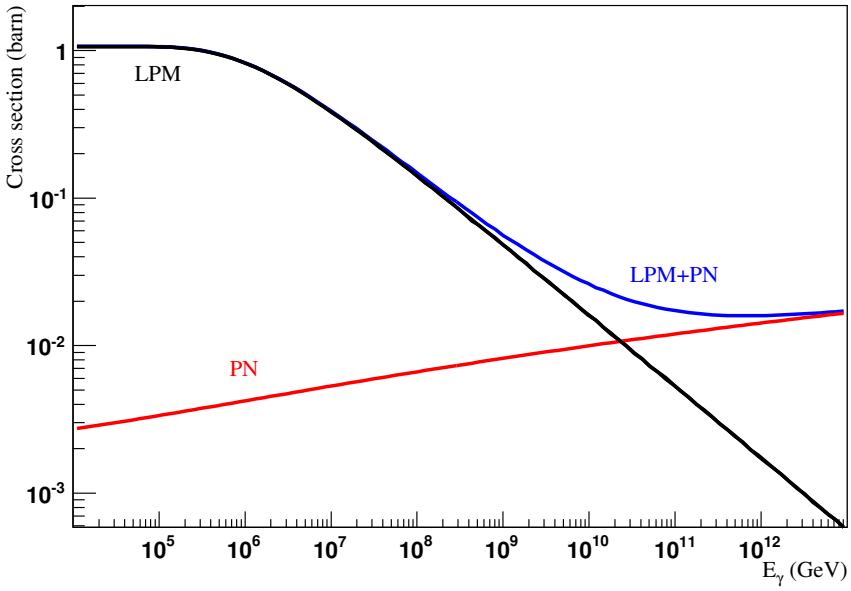


FIGURE 6.4 – Sections efficaces de production de paires en régime LPM (LPM, noir) et d'interaction photonucléaire (PN, rouge) dans la roche standard utilisée par TIERRAS [16]. On constate que l'énergie de croisement au-delà de laquelle les interactions photonucléaires deviennent dominantes a lieu aux alentours de 10^{19} eV.

d'abord en utilisant le bremsstrahlung et la production de paires standard (appelé Bethe-Heitler, "cas BH" par la suite) puis en prenant en compte l'effet LPM (cas "LPM seul") et enfin en activant l'effet photonucléaire ("cas LPM+PN").

La composante hadronique produite par interaction photonucléaire est également simulée même si nous ne nous attendons pas à ce qu'elle se propage sur de large distance : nous propageons et suivons donc les électrons, photons, muons et hadrons.

Comme dans le cas d'une simulation de gerbe atmosphérique, pour des primaires à UHE, le nombre de particules produites durant la simulation est suffisamment large pour rendre impossible la propagation de toutes les particules secondaires. Les simulations sont rendues possibles grâce à un algorithme d'échantillonnage : l'algorithme de thinning de Hillas [20]. Un des inconvénients de cet algorithme est d'introduire des fluctuations artificielles dans les distributions des différentes observables telles que le profil longitudinal, la distribution latérale ou l'énergie de la gerbe. Afin d'obtenir des distributions plus lisses nous utilisons un facteur de thinning relativement bas de 10^{-6} (donné par $E_{\text{th}}/E_{\text{prim}}$, où E_{th} est l'énergie en deçà de laquelle l'algorithme de thinning est appliqué et E_{prim} l'énergie du primaire).

Afin de contrôler les fluctuations induites par un tel échantillonnage, nous fixons également un facteur de pondération statistique $W_f = 0.2$ [17]. Pour plus d'informations au sujet de l'impact de l'algorithme de thinning sur les simulations de gerbes, voir la référence [17]. Ces paramètres de thinning sont communément utilisés pour la simulation de gerbes atmosphériques officielle à l'observatoire Pierre Auger.

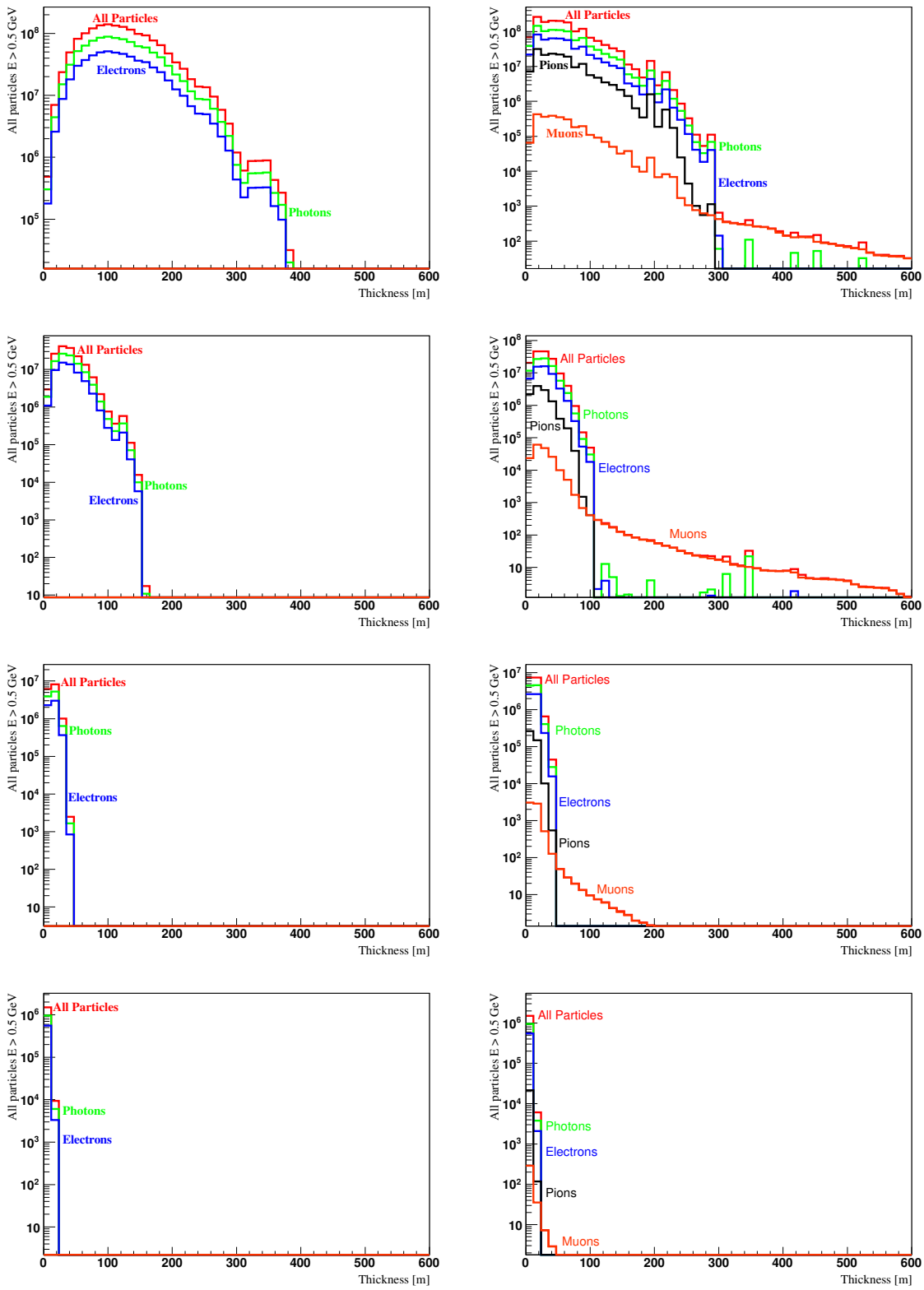


FIGURE 6.5 – Profil longitudinal d'une gerbe induite par un électron primaire de 100, 10, 1 et 0.1 EeV (de haut en bas) dans le cas "LPM seul" (gauche) et "LPM+PN" (droite). Le profil de toutes les particules confondues est représenté en rouge. Les différentes composantes, à savoir électrons, photons, pions et muons sont représentées respectivement en bleu, vert, noir et orange.

6.3.1 Développement des gerbes EM souterraines

Avant de nous intéresser aux résultats de ces simulations on peut d'ores et déjà s'interroger sur les similitudes et les différences dans le développement d'une gerbe atmosphérique et d'une gerbe souterraine dans la roche standard. Comme dans le cas d'une gerbe atmosphérique, les pions chargés produits lors des premières interactions (par interaction photonucléaire dans le cas des gerbes souterraines) sont plus susceptibles d'interagir que de se désintégrer. Ceci est d'autant plus vrai que le milieu est dense, le nombre de cibles avec lesquelles interagir augmentant avec la densité.

Cependant, si l'on s'intéresse aux pions neutres, ces derniers sont bien plus susceptibles de se désintégrer que d'interagir dans le cas d'une gerbe atmosphérique, tandis que dans le cas d'une gerbe souterraine, la densité est telle (on rappelle que dans le cas de la roche standard $\rho = 2.65\ \mathrm{g\,cm^{-3}}$) que les pions neutres seront plus susceptibles d'interagir que de se désintégrer. Le développement de la cascades hadronique au stade des premières interactions diffère donc de celui d'une gerbe atmosphérique. Les pions neutres ne commenceront donc à alimenter la composante électromagnétique de la gerbe souterraine qu'en deçà de l'énergie à laquelle les sections efficaces d'interaction dominent.

Comme mentionné dans [16, 21], ce sont les pions qui subissent les redistributions d'énergie les plus importantes lorsqu'on passe de l'atmosphère à la roche standard, et ce à cause du changement de leurs sections efficaces rendant les interactions hadroniques avec un nucléon du milieu plus probables par rapport à ce qui est habituellement le cas dans une gerbe atmosphérique.

D'un point de vue formel, un pion interagi avant de se désintégrer lorsque sa longueur d'interaction hadronique Λ est plus courte que sa longueur de désintégration, donnée par $\gamma\beta c\tau$. On peut paramétriser la longueur d'interaction hadronique par la relation suivante :

$$\Lambda \simeq 35\ \mathrm{g\,cm^{-2}} \times A^{1/3} \tag{6.16}$$

où A est le nombre de nucléons moyens du milieu considéré. Dans le cas de la roche standard $A = 19.3$, on a donc une longueur d'interaction $\Lambda \simeq 35.4$ cm. Par conséquent, les pions neutres interagissent avant de pouvoir se désintégrer au-delà d'une énergie de $E_\pi \simeq 2 \times 10^{15}$ eV. Etant donné la gamme en énergie considérée dans cette étude, on s'attend à ce que les π^0 n'alimentent donc que peu la composante électromagnétique de la gerbe.

6.3.2 Profil longitudinal

Sur la figure 6.5 sont représentés les profils longitudinaux simulés pour des gerbes induites par un électron de 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} et 10^{20} eV, moyennés sur 100 gerbes, pour chaque type de particules présents dans la gerbe et pour les cas suivants : avec seulement la suppression LPM ("LPM only"), avec le LPM et l'effet photonucléaire ("LPM+PN"). On peut voir que les gerbes "LPM only" se développent sur des distances bien plus grandes que dans le cas des gerbes "LPM+PN". On peut également voir l'apparition de hadrons et de muons dans la gerbes "LPM+PN", ce qui met en évidence le fait qu'une partie de l'énergie totale de la gerbe est transmise à une sous-gerbe hadronique et qu'une composante muonique se met en place et se propage bien plus loin que le reste de la gerbe et transporte une

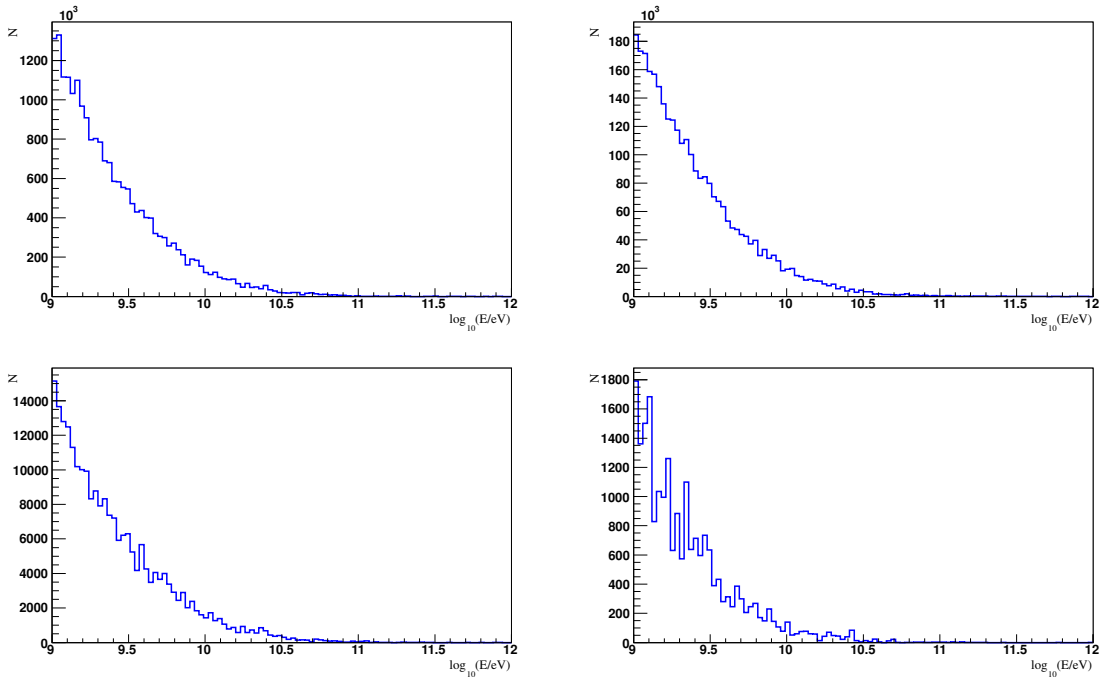


FIGURE 6.6 – Spectre en énergie des muons au maximum de développement moyen d'une gerbe électromagnétique à 10^{20} eV (haut, gauche), 10^{19} eV (haut, droite), 10^{18} eV (bas, gauche) et 10^{17} eV (bas, droite)

part non négligeable de l'énergie totale de la gerbe. Ceci est bien entendu d'un certain intérêt pour une expérience sensible aux muons telle que l'observatoire Pierre Auger. La figure 6.6 montre le spectre en énergie des muons au-delà de 1 GeV au maximum de développement de la gerbe. La prise en compte de la production de mésons charmés produisant des muons rapides devrait avoir pour effet de durcir ce spectre.

6.3.3 Fluctuations de gerbe à gerbe

Si nous regardions les profils longitudinaux de gerbes individuelles et non moyennés sur 100 gerbes, nous verrions d'importantes fluctuations d'une gerbe à l'autre. C'est un comportement caractéristique des gerbes électromagnétiques en régime LPM, comme souligné dans [7] et bien entendu confirmé par nos simulations comme on peut le voir sur la figure 6.7 où sont représentés les profils longitudinaux d'une série de gerbes simulées à 10^{20} eV. On peut voir sur la figure 6.8 qu'il y a une différence importante entre le profil longitudinal moyen et sa médiane. Ceci est dû au fait que la moyenne est dominée par quelques valeurs extrêmes provenant d'un petit nombre de gerbes. Si l'on s'intéresse au premier et troisième quartile, on peut constater que l'écart interquartile est grand : $\sim$ 1 décade au maximum de développement de la gerbe pour le cas LPM et jusqu'à $\sim$ 2 décades dans le cas LPM+PN où les fluctuations sont plus importantes près du maximum. Ceci montre que l'interprétation des profils longitudinaux moyens doit se faire avec prudence. Par la suite, afin d'éviter un biais en moyennant sur toutes les gerbes, nos calculs de la probabilité qu'une gerbe souterraine

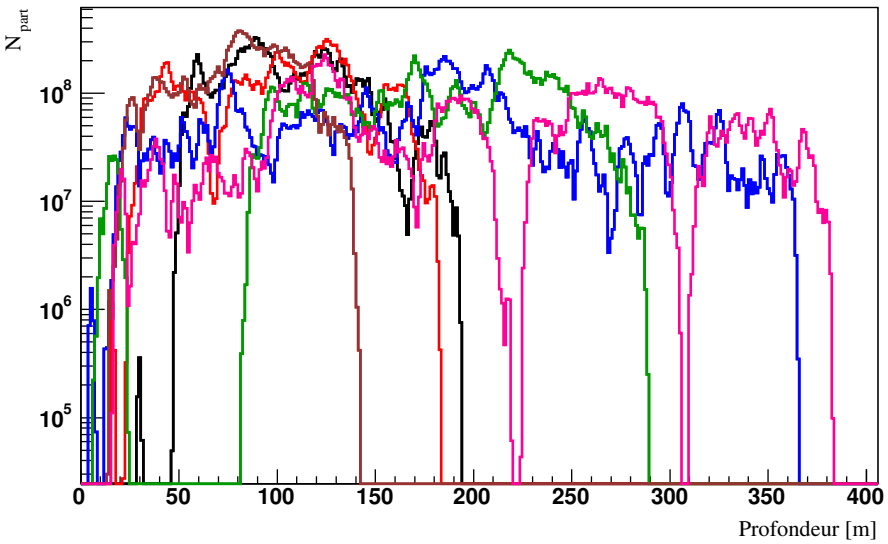


FIGURE 6.7 – Série de profils longitudinaux de gerbes simulées à 10^{20} eV en régime LPM. On peut constater les différences de développement d'une gerbe à l'autre : Certaines gerbes démarrent très tôt tandis que d'autres subissent un retard de développement plus important et se développent donc sur de plus grandes distances. D'autres subissent plusieurs phases successives de développement, signatures d'électrons en régime LPM se propageant sans déclencher de cascades EM.

émerge dans l'atmosphère sont effectués sur une base de gerbe à gerbe.

6.3.4 Longueur de gerbe

Afin d'estimer la longueur de gerbe, nous devons définir un estimateur de cette dernière. Nous adoptons ici la définition de longueur de gerbe telle que proposée par Alvarez-Muniz et Zas dans [22] définie comme étant la longueur sur laquelle le nombre de particules au sein de la gerbe est supérieur à une fraction arbitraire du nombre maximum de particules dans la gerbe. Nous choisissons ici de fixer cette fraction à 1/10. Les résultats sur les longueurs de gerbes sont montrés figure 6.9, où est représentée la longueur de gerbe en fonction de l'énergie de l'électron primaire.

On peut constater que les processus photonucléaires ne conduisent à aucune différence dans la longueur de gerbe en deçà de 10^{18} eV car la section efficace photonucléaire est dominée par les processus radiatifs à ces énergies et comme on peut le voir sur les sections efficaces (figure 6.4.). La longueur de gerbe augmente fortement avec l'énergie lorsque l'effet LPM est appliqué sans effet photonucléaire. Cet accroissement est sévèrement réduit lorsque l'effet LPM et les interactions photonucléaires sont tous les deux pris en compte.

Ces résultats sont en bon accord avec [6] où le même comportement est prédit d'un point de vue phénoménologique en calculant la distance parcourue par l'électron en régime LPM

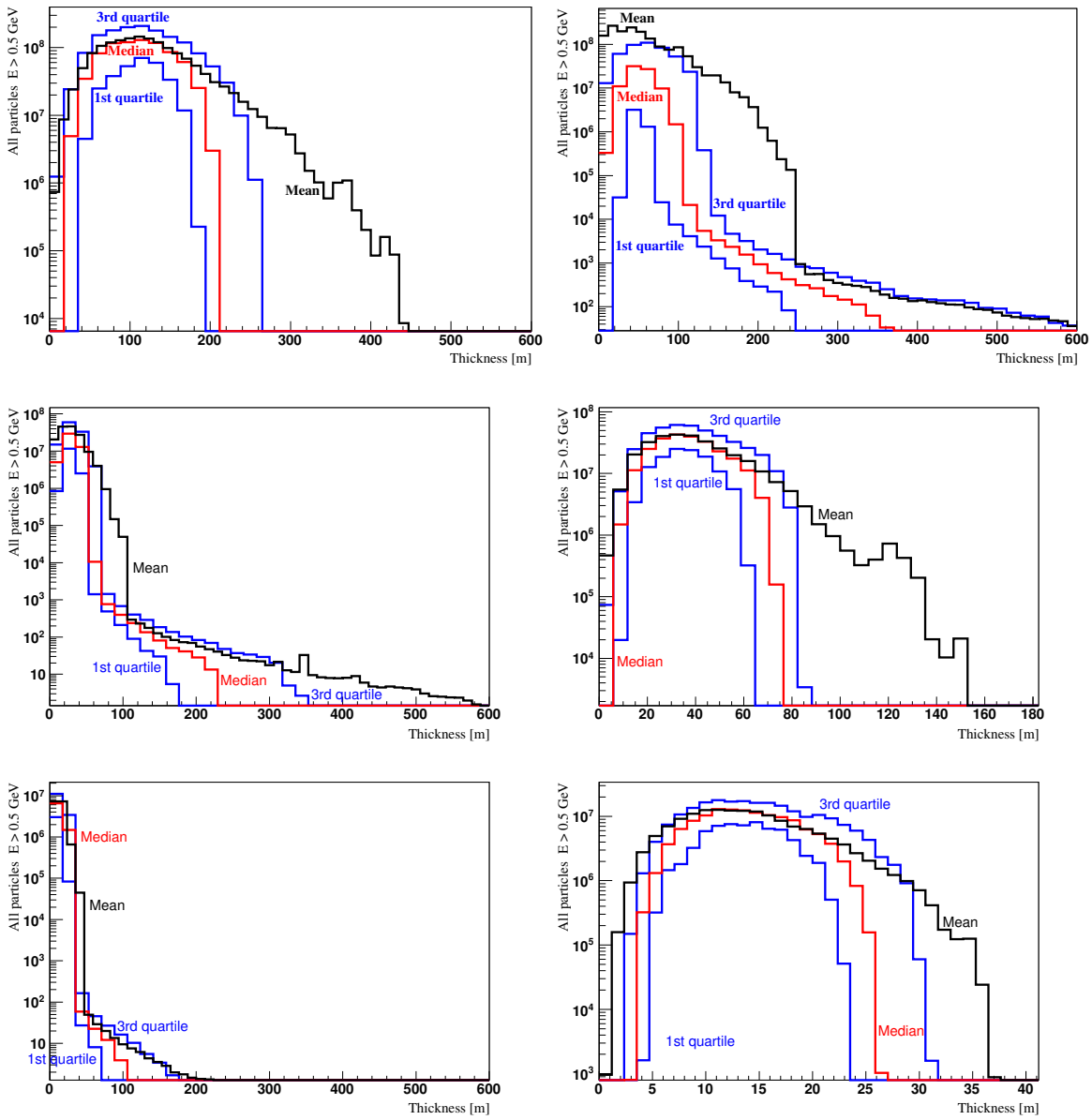


FIGURE 6.8 – Profil longitudinal moyen (noir), médian (rouge), premier et troisième quartile (bleu) pour une gerbe induite par un électron primaire de 100, 10, 1 et 0.1 EeV (de haut en bas) dans le cas "LPM seul" (gauche) et "LPM+PN" (droite).

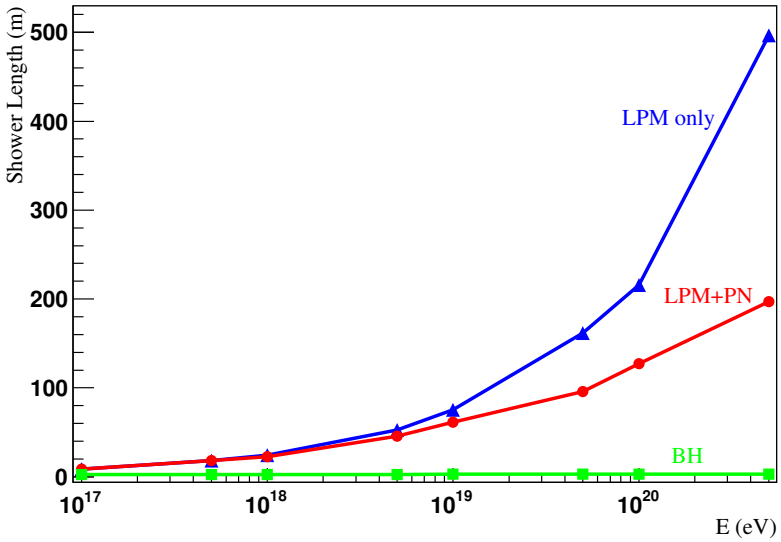


FIGURE 6.9 – (Gauche) Longueur de gerbe en fonction de l'énergie de l'électron primaire. Incluant "BH" (carrés), "LPM seul" (triangles), "LPM+PN" (points).

produisant la cascade souterraine jusqu'à passer en deçà de son énergie critique :

$$L_{\mathrm{EM}} = \int_{E_c}^{E} \frac{X_{\mathrm{TOT}}(E)}{E} dE \tag{6.17}$$

où E_c est l'énergie critique et où X_{TOT} est la longueur d'interaction de l'électron initial, prenant en compte, dans ce cas les interactions électronucléaires et de production de paires directe, et définie par :

$$X_{\mathrm{TOT}} = \frac{E}{\int_{k_{\min}}^{E} kn d\sigma / dk} \tag{6.18}$$

où $k_{\min} = 10^{-5} \times E$.

6.3.5 Distribution latérale

Avant de nous intéresser aux résultats Monte Carlo, on peut dans un premier temps se faire une idée du développement latéral typique d'une gerbe souterraine. Afin de se faire une idée de l'extension latérale d'une gerbe électromagnétique dans la roche on peut utiliser le rayon de Molière qui correspond au rayon dans lequel 90% de l'énergie totale de la gerbe est contenu. On rappelle ici que le rayon de Molière est donnée par [23] :

$$M = X_0 E_s / Ec \tag{6.19}$$

où $E_s = 21$ MeV et où la définition de Rossi de E_c est utilisée [24] :

$$E_c \simeq \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24} = 49 \text{ MeV (roche standard, } \rho = 2.65 \text{ g cm}^{-3}) \tag{6.20}$$

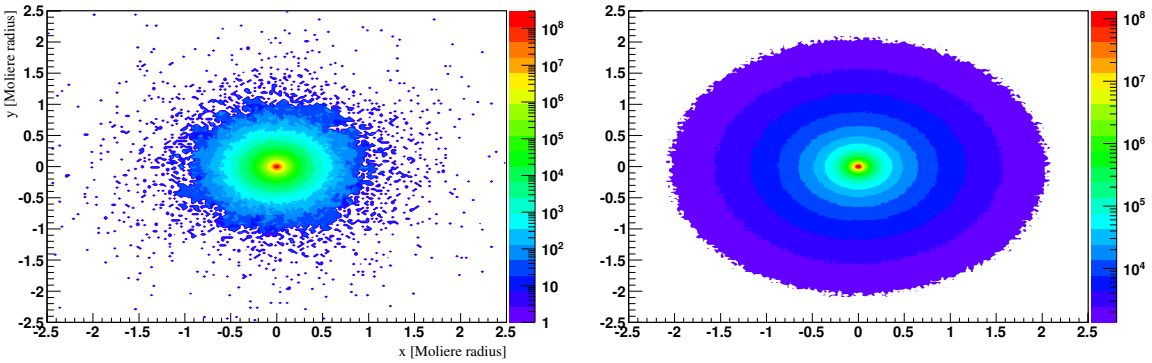


FIGURE 6.10 – Dispersion latéral d'une gerbe souterraine à 10^{19} eV en unité de rayon de Molière. (Gauche) Sans interactions photonucléaires. (Droite) Avec interactions photonucléaires.

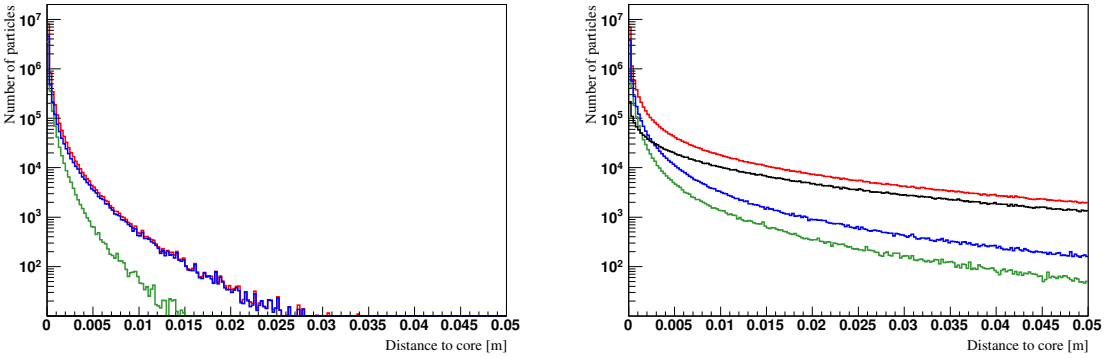


FIGURE 6.11 – Distribution latérale moyenne au maximum de développement pour une gerbe de 10 EeV. (Gauche) Sans interactions photonucléaires. (Droite) Avec interactions photonucléaires. Total en rouge, photons en bleu, électrons en vert et pions en noir.

Ce qui nous conduit à un rayon de Molière $M \simeq 11.4\,\mathrm{g\,cm^{-2}} = 4.3$ cm. A titre de comparaison le rayon de Molière dans l'atmosphère est de l'ordre de $\sim$ 100m. On s'attend donc à ce que la gerbe souterraine ait une extension latérale très faible par rapport à une gerbe se développant dans l'atmosphère.

Comme on peut le voir sur la figure 6.10, la dispersion latérale d'une gerbe électromagnétique souterraine à UHE est extrêmement faible, la taille de la gerbe étant de l'ordre du centimètre, comme indiqué précédemment par l'évaluation du rayon de Molière dans la roche standard. Les gerbes émergeant dans l'atmosphère vont alors être extrêmement focalisées et c'est seulement après s'être développées dans l'atmosphère qu'elles pourront atteindre un développement latéral suffisant pour être susceptibles d'être détectées par un réseau au sol de type SD.

Sur la figure 6.11 sont présentés les profils latéraux moyens de gerbes électromagnétiques souterraines à différentes énergies et différents stades de leur développement et pour les différentes composantes de la gerbe dans le cas "LPM-seul" et "LPM+PN". On peut voir

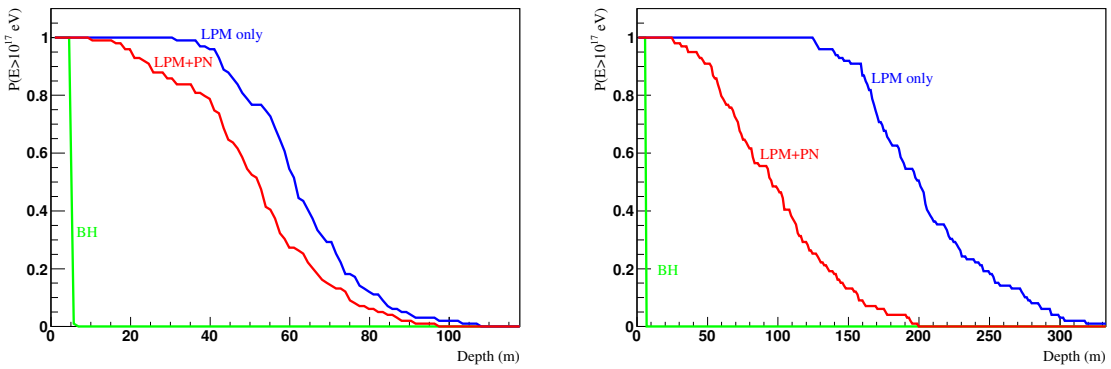


FIGURE 6.12 – Probabilité pour une gerbe souterraine avec une énergie primaire de 10^{18} eV (gauche) et 10^{20} eV (droite) d'émerger avec une énergie supérieure à 10^{17} eV après avoir traversé une certaine quantité de roche (en mètre dans ces graphiques) pour les trois cas : "BH", "LPM seul" et "LPM+PN".

que dans le cas des gerbes où les interactions photonucléaires sont prises en compte la distribution latérale est très rapidement dominée par les pions neutres et chargés à mesure que l'on s'éloigne du cœur de gerbe où sont concentré l'essentiel des photons et électrons. Il est donc important de mentionner ici le fait que bien que les interactions photonucléaires aient un impact sur le développement longitudinal des gerbes électromagnétiques souterraines et par conséquent sur la longueur de gerbe, ces dernières ont également un impact sur leur développement latéral.

6.3.6 Probabilité d'émerger dans l'atmosphère

Dans une seconde étude, nous considérons maintenant la probabilité que l'énergie de la gerbe émergente excède un seuil de détection donné. Une estimation raisonnable de ce que peut être le seuil en énergie pour un réseau de détecteur au sol tel que l'observatoire Pierre Auger pour détecter des gerbes à incidence rasante émergeant dans les limites du réseau doit être proche de 10^{17} eV. Nous avons donc fixé le seuil de détection en énergie à cette valeur. Des résultats plus réalistes nécessitent une simulation du détecteur complète qui sera traitée dans les sections qui suivent. Nous utilisons le même échantillon de gerbe simulées que précédemment (c'est-à-dire des gerbes issues d'un électron primaire d'énergie comprise entre 10^{17} et 10^{20} eV). Sur la figure 6.12 est représentée la probabilité qu'une gerbe souterraine aux différentes énergies considérées émerge dans l'atmosphère avec une énergie restante supérieure à 10^{17} eV après avoir traversé une quantité de roche donnée.

On peut constater que la probabilité qu'une gerbe émerge avec une énergie supérieure à 10^{17} eV est plus grande dans le cas "LPM seul" que dans les deux autres cas. Les processus photonucléaires accroissent le taux de perte d'énergie de façon non négligeable. En effet, si on compare les cas "LPM seul" et "LPM+PN" on peut constater qu'à 10^{20} eV la probabilité totale (intégrée de 0 à 600 m de roche) est jusqu'à ~ 2 fois plus grande dans le cas LPM tandis qu'à 10^{18} eV la probabilité totale n'est plus que ~ 1.2 fois plus grande. A 10^{18} eV la surestimation de la probabilité qu'une gerbe émerge avec une énergie supérieure à 10^{17} eV n'est

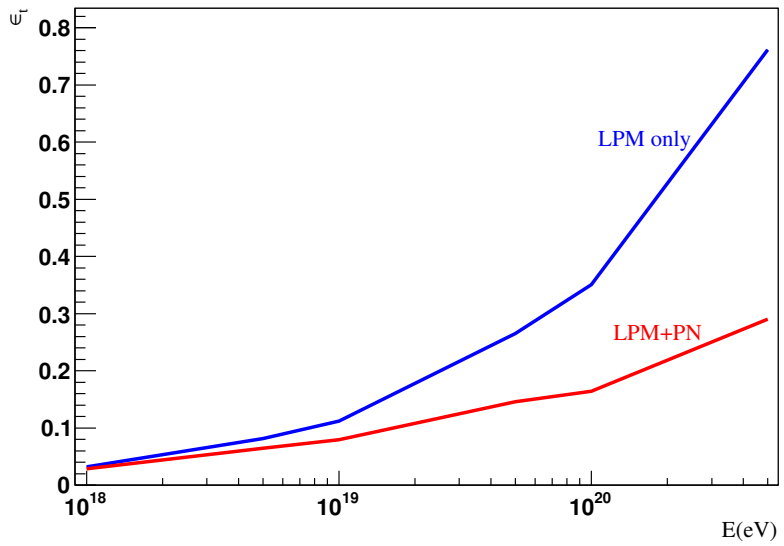


FIGURE 6.13 – Probabilité pour une gerbe souterraine d'émerger dans l'atmosphère avec un nombre de particules supérieur à 10^7 en fonction de l'énergie du primaire, normalisé à 600 m de roche. "LPM seul" en bleu et "LPM+PN" en rouge.

pas très importante, mais au-delà de 10^{19} eV les interactions photonucléaires commencent à créer une différence entre le cas "LPM seul" et le cas "LPM+PN".

Dans la référence [25], la collaboration High Resolution Fly's Eye a publié une limite sur les flux de neutrinos électroniques montants produisant des gerbes LPM dans la croûte terrestre. Dans cet article, les auteurs définissent ϵ_t comme étant la probabilité de transmission, qui est la probabilité pour une gerbe souterraine d'émerger dans l'atmosphère avec plus de 10^7 particules (au-delà d'un seuil de basse énergie non précisé dans l'article). Cette probabilité peut être aisément extraite avec la longueur de gerbe dans nos simulations. La dépendance en énergie que nous obtenons pour ϵ_t (figure 6.13) montre la même tendance que les courbes correspondant à la longueur de gerbe moyenne. Cette probabilité est en fait équivalente au rapport entre la longueur de gerbe moyenne et l'épaisseur de roche totale considérée (en définissant la longueur de gerbe comme étant la longueur sur laquelle la gerbe contient plus de 10^7 particules). Ici, nous considérons une épaisseur de roche totale de 600 m, et comme nous ne connaissons pas le seuil en énergie utilisé par la collaboration HiRes, nous avons choisi de fixer ce seuil à 500 MeV quel que soit le type de particule considéré, en supposant que les particules de plus basse énergie ne contribuent pas de façon significative à la détection.

En comparant les valeurs de ϵ_t de la figure 6.13 dans le cas "LPM seul" et dans le cas "LPM+PN", on montre que les interactions PN à 10^{18} eV ne conduisent qu'à une surestimation de $\sim$ 10%. Cependant, cette surestimation croît jusqu'à $\sim$ 40% à 10^{19} eV et jusqu'à $\sim$ 110% à 10^{20} eV. Nous avons calculé cette surestimation à partir de l'exposition aux neutrinos électroniques à incidence rasante publiée par HiRes dans [25]. En effet, il est précisé dans cet article que l'exposition obtenue est directement proportionnelle à ϵ_t. Partant de

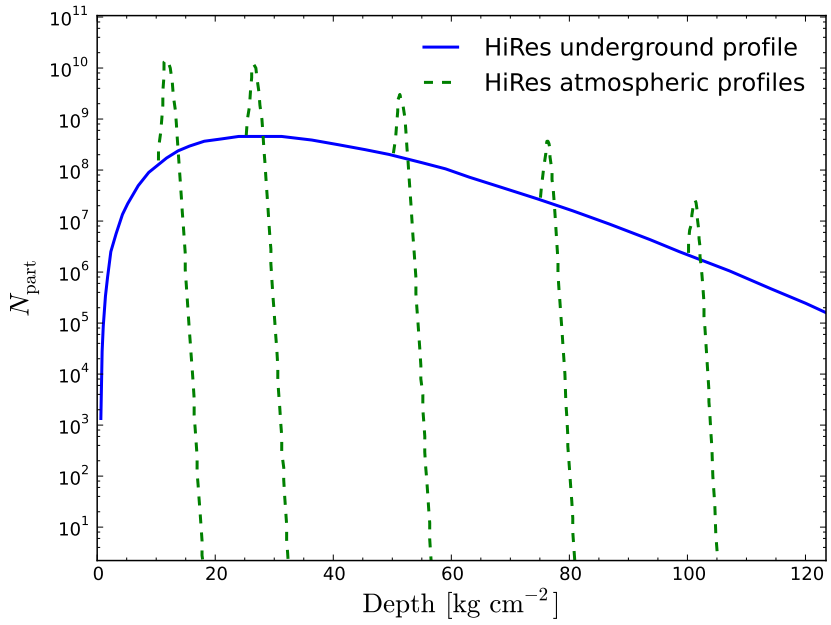


FIGURE 6.14 – Profil moyen de gerbe électromagnétique souterraine dans la roche à 10^{20} eV (ligne pleine bleue) avec les profils moyens pour cinq gerbes atmosphériques émergentes à des profondeurs de 10000, 25000, 75000 et 100000 gcm^{-3} (lignes pointillées vertes).

l'hypothèse que la collaboration HiRes a négligé les interactions photonucléaires (pour s'en convaincre, voir la section suivante) dans son étude ils nous est possible d'évaluer la surestimation de leur exposition en calculant le rapport entre les valeurs de ϵ_t dans le cas LPM et LPM+PN pour chacun des bins en énergie considérés.

Ceci nous pousse à conclure que négliger l'effet photonucléaire induit une surestimation de l'énergie de la gerbe émergente et de son nombre de particules au-delà de 10^{19} eV. La probabilité de détection étant reliée à ϵ_t qui est, elle-même, reliée à l'énergie totale et au nombre total de particules émergeant dans l'atmosphère. Une surestimation de l'énergie émergente aussi bien que de la longueur de gerbe conduit à une augmentation artificielle de ϵ_t au-delà de 10^{19} eV et par conséquent de la sensibilité expérimentale à ce type d'évènement.

6.4 Limite HiRes sur les flux de ν_e

Nous ne sommes pas encore entrés dans le détail de la limite sur les flux de ν_e publiée par la collaboration HiRes [25]. Ce résultat nécessite cependant que l'on s'y attarde afin de discuter certaines étapes ayant conduit à ce dernier. En effet, bien que dans [25] il ne soit pas mentionné explicitement que les interactions photonucléaires aient été négligées, il apparaît clairement que ces dernières n'ont pas été inclues dans les calculs de développement de gerbes électromagnétiques souterraines. Dans le cadre de l'étude réalisée par la collaboration HiRes, le développement des gerbes souterraines n'est pas simulé de façon détaillées comme c'est le cas dans notre étude mais est évalué de manière hybride à partir des résul-

tats publiés dans [3] où le développement des gerbes électromagnétiques à UHE est étudié dans l'eau et dans le plomb. Dans cette étude, le profil longitudinal des électrons obtenu en combinant une simulation Monte-Carlo aux énergies $E > E_{\mathrm{LPM}}$ et un calcul analytique du développement de la gerbe en utilisant la fonction NKG en deçà. Cette approche est justifiée dans le sens où la fonction NKG apporte une description correcte du développement des gerbes électromagnétiques souterraines à plus basse énergie. La fonction NKG pour une gerbe électromagnétique avec une énergie initiale E_0 à une profondeur t (mesurée en unité de longueur de radiation) est donné par :

$$N(E_0, t) \simeq (0.31/\beta_0^{1/2} \times \exp(t[1 - \frac{3}{2}\ln s), \tag{6.21}$$

$$\beta_0 = \ln\frac{E_0}{E}, \quad s = \frac{3t}{(t + 2\beta_0)}, \tag{6.22}$$

où E_0 est l'énergie critique et s le paramètre d'âge de la gerbe. Dans le cas où l'on se situe en deçà de E_{LPM}, cette équation fournit également une bonne approximation du développement d'une gerbe électromagnétique. Cette équation a été utilisée par la collaboration HiRes afin de calculer les profils longitudinaux dans la roche ($N_{\mathrm{rock}}(E_0, t)$) et dans l'air ($N_{\mathrm{air}}(E_0, t)$). Cette approche est justifiée dans le sens où HiRes utilise la technique de détection de fluorescence et est donc sensible au développement longitudinal de la gerbe : une simulation Monte-Carlo détaillée du développement des gerbes atmosphériques et souterraines n'est pas nécessaire pour évaluer leur sensibilité à ce type d'évènement. Sur la figure 6.14 est représenté un profil moyen pour une gerbe de 10^{20}eV dans la roche associé aux profils moyens de cinq gerbes atmosphériques émergentes après avoir traversé différentes épaisseurs de roche : 10000, 25000, 50000, 75000 et 100000 g cm^{-2}.

Si l'on compare ce profil à 10^{20}eV au profil moyen que nous obtenons grâce à TIERRAS à cette même énergie (figure 6.14 et figure 6.8), on s'aperçoit que nous avons un relativement bon accord entre le profil simulés uniquement en prenant en compte l'effet LPM tandis que dans le cas du profil "LPM+PN" le désaccord apparaît clairement. Ceci appuie l'hypothèse quant au fait que les interactions photonucléaires ont été négligées, si ce n'est omises. La méthode proposée par [3] et appliquée par la collaboration HiRes peut cependant être adaptée afin de prendre en compte les interactions photonucléaires. En effet, la seule étape dans le traitement du développement des gerbes qui nécessite d'être modifiée ici est la simulation Monte-Carlo des interactions aux énergies supérieures à E_{LPM} en prenant en compte l'effet photonucléaire, tandis que pour le traitement du développement de la gerbe à basse énergie l'approche analytique en utilisant la fonction NKM est toujours tout à fait valide puisque les sections efficaces dominantes sont les sections efficaces de bremsstrahlung et de production de paires standard de Bethe et Heitler.

6.4.1 Discussion

La prise en compte des interactions photonucléaires dans nos simulations nous mène à la conclusion que l'effet LPM accroît la longueur de gerbe dans la roche, mais cet accroissement est réduit de façon non négligeable. La perte d'énergie d'une gerbe souterraine est également impactée par les interactions photonucléaires, comme on peut le voir dans la

réduction de la probabilité d'émerger au-delà d'une énergie donnée. En contrepartie, une composante muonique non négligeable se propage sur de larges distances sous la roche, portant une partie de l'énergie de la gerbe. Il apparaît qu'on ne peut donc pas négliger l'effet photonucléaire dans les simulations de gerbes souterraines lorsque sa section efficace domine les processus radiatifs au-delà de 10^{19} eV.

La longueur de développement des gerbes induites par ν_e, l'énergie de la gerbe émergente et par conséquent l'exposition aux évènements ν_e montant a été surestimée dans [25] (et plus particulièrement au-delà de 10^{19} eV). La limite sur le flux de ν_e obtenue doit par conséquent être réévaluée par les auteurs en prenant en compte les processus photonucléaires.

Un autre effet important peut également impacter le développement des gerbes LPM. Comme souligné par certains auteurs [6], le photon émis par bremsstrahlung peut interagir par effet photonucléaire même avant d'avoir été complètement formé, ce qui peut encore limiter la longueur d'interaction LPM. Cet effet n'est pas actuellement implémenté dans nos simulations et n'est pas encore pris en compte dans TIERRAS, AIRES et CORSIKA. La prise en compte de cet effet devrait réduire la longueur de gerbe et par conséquent augmenter la différence en le cas LPM et un traitement incluant tous les processus.

Dans les sections qui suivent, nous présenterons une chaîne de simulation détaillée développée dans le cadre de cette thèse afin de déterminer la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger. Nous y détaillerons également la simulation du détecteur menant à l'évaluation de l'efficacité de déclenchement et de sélection de l'observatoire permettant d'aboutir à une limite sur les flux de neutrinos électroniques UHE.

6.5 Sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux ν_e à incidence rasante

6.5.1 Généralités

Après avoir présenté les différents processus entrant en jeu dans le développement d'une gerbe électromagnétique souterraine et avoir montré l'importance des interactions photonucléaires ainsi que de l'effet LPM à ces énergies, nous nous intéresserons dans ce chapitre à la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux neutrinos électroniques à incidence rasante. Comme nous l'avons mentionné brièvement au chapitre précédent, un neutrino électronique à incidence rasante et traversant donc la croûte terrestre est susceptible d'y interagir par courant chargé et de produire un électron à ultra-haute énergie emportant environ 80% de l'énergie du neutrino incident et d'engendrer une gerbe électromagnétique souterraine. Dans ce chapitre, nous détaillerons les différentes étapes conduisant à l'évaluation de la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux neutrinos électroniques à incidence rasante et à une limite sur leurs flux. Nous présenterons notamment la chaîne de simulation développée durant cette thèse, prenant en compte la propagation et les interactions des neutrinos à travers la croûte terrestre, le développement des gerbes électromagnétiques souterraines ainsi que le développement des gerbes atmosphériques émergentes.

6.5.2 Neutrinos électroniques à incidence rasante

A ultra-haute énergie les sections efficaces d'interaction par courant chargé et courant neutre (présentées au chapitre 4) deviennent suffisamment importantes pour rendre la terre opaque aux neutrinos. Dans le cas des neutrinos à incidence rasante (c'est-à-dire à des incidences proches de l'horizontale avec des angles zénithaux compris entre 90 et 95°), ces derniers sont alors susceptibles d'interagir au sein de la croûte terrestre et de produire dans le cas d'un neutrino ou antineutrino électronique un électron à ultra-haute énergie engendrant une gerbe électromagnétique susceptible d'être détectée lors de son entrée dans l'atmosphère dans le cas de l'observatoire Pierre Auger. Afin d'évaluer la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger à de tels évènements une description détaillée de chacune des étapes mentionnées est nécessaire. Dans le cadre de cette étude nous avons donc développé une chaîne de simulation Monte Carlo complète.

6.5.3 Simulation Monte-Carlo

Afin de décrire au mieux les différents processus entrant en jeu dans le cas des neutrinos électroniques à incidence rasante il convient de simuler chacune des étapes qui suivent à l'aide d'un code de simulation numérique adapté :

— Propagation et interaction du neutrino incident
— Développement de la gerbe électromagnétique souterraine produite par l'interaction par courant chargé du neutrino incident
— Développement de la gerbe atmosphérique émergente
— Réponse du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger.

Dans les sections qui suivent nous décrirons chacun des codes de simulations utilisés afin d'assembler notre chaîne de simulation.

Interactions des neutrinos

Cette étape est relativement simple dans la mesure où la propagation des neutrinos électroniques est régie par seulement 3 interactions différentes à savoir :

— Interaction par courant chargé
— Interaction par courant neutre
— Diffusion résonnante de Glashow

Dans le cadre de cette étude nous utiliserons les sections efficaces par courant chargé et courant neutre extrapolées à ultra-haute énergie par Mertsch, Sarkar et Cooper-Sarkar dans [26] qui constituent les extrapolations basées sur les données les plus récentes à ce jour. Pour la diffusion résonnante de Glashow, nous utiliserons la section efficace explicitée en 4.5.

Afin de déterminer le point d'interaction du neutrino, il s'agit alors de tirer aléatoirement sur le libre parcours moyen total λ_{TOT} donné par :

$$\lambda_{\mathrm{TOT}} = \frac{1}{\mathcal{N}_A \times \rho \times (\sigma_{\mathrm{CC}} + \sigma_{\mathrm{NC}} + \sigma_{\mathrm{GR}})} \tag{6.23}$$

où la densité du milieu ρ intervient afin de déterminer la densité de cible et où $\mathcal{N}_A$ est le nombre d'Avogadro. Dans le cas des neutrinos à incidence rasante nous ne nous intéressons

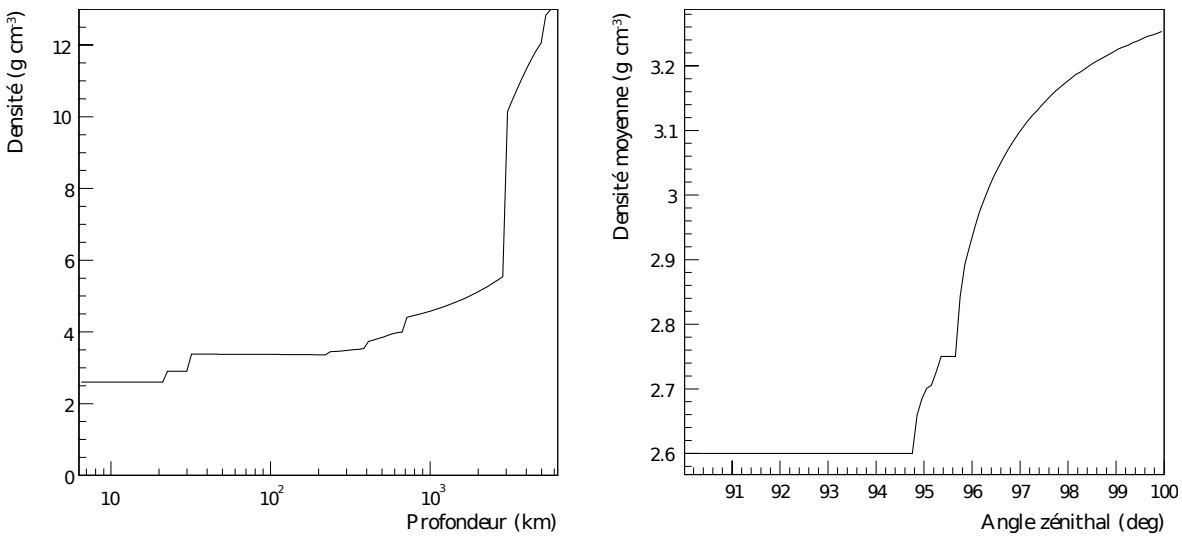


FIGURE 6.15 – (Gauche) Densité de la terre en fonction de la profondeur. (Droite) Densité moyenne le long de la trajectoire d'un neutrino en fonction de son angle zénithal. On constate que sur la gamme d'angles d'incidences considérés ici la densité du milieu reste constante.

ici qu'à la croûte terrestre dont la densité moyenne est de 2.65 g cm^{-3}. Ceci est justifié dans le sens où la densité de la croûte terrestre traversée aux angles zénithaux considérés est constante comme on peut le voir sur la figure 6.15.

Pour chaque interaction il s'agit alors de déterminer le destin du neutrino incident suite à son interaction. Dans le cas d'une interaction par courant neutre ou courant chargé, la des états finals nécessite de connaître les distributions des variables de Feynman x et y afin d'obtenir la perte d'énergie du neutrino incident dans le cas d'un courant neutre et l'énergie transférée à l'électron produit dans le cas d'un courant chargé. Dans le cadre de cette étude nous avons utilisé les distributions en x et y issues du code de simulation ANIS (All Neutrino Interactions Simulation) [27].

Pour la diffusion résonante de Glashow, les états finals sont tirés aléatoirement à partir des rapports de branchement du W tirés du PDG [28] et dont les canaux dominants sont les suivants :

$$\Gamma(W^- \to \text{hadrons})/\Gamma(W^-) = (67.60 \pm 0.27)\% \tag{6.24}$$
$$\Gamma(W^- \to e^-\bar{\nu})/\Gamma(W^-) = (10.75 \pm 0.13)\% \tag{6.25}$$
$$\Gamma(W^- \to \mu^-\bar{\nu})/\Gamma(W^-) = (10.57 \pm 0.15)\% \tag{6.26}$$
$$\Gamma(W^- \to \tau^-\bar{\nu})/\Gamma(W^-) = (11.25 \pm 0.20)\% \tag{6.27}$$

A partir de ces rapports de branchement, on voit bien que l'état final privilégié dans le cas d'une interaction par diffusion résonante de Glashow est la production d'une cascade hadronique. Cette cascade ne peut pas se développer sur des distances importantes dans la roche comme on l'a vu au chapitre précédent.

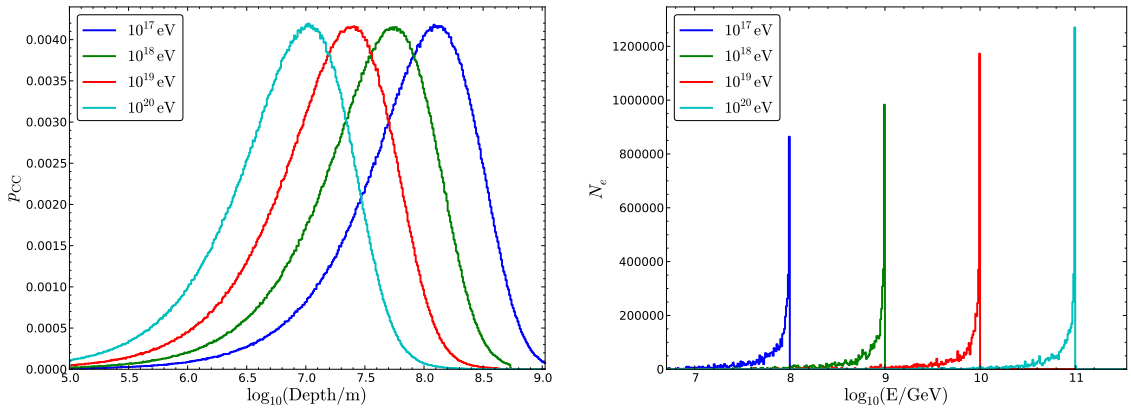


FIGURE 6.16 – (Gauche) Probabilité pour un neutrino électronique de produire un électron par CC en fonction de l'épaisseur de roche traversée, pour un neutrino incident à 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} et 10^{20} eV. La densité est supposée constante (2.65 g cm^{-2}) sur toute l'épaisseur de roche. **(Droite) Distribution en énergie des électrons produits par courant chargés** pour des neutrinos incidents à 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} et 10^{20} eV. Ceci illustre le fait que l'électron emporte l'essentiel de l'énergie du neutrino produit et justifie la prise en compte de l'effet LPM et des interactions photonucléaires.

Un cas intéressant est également la possibilité de produire un lepton τ capable de se propager sur des distances bien plus importantes et auquel l'observatoire Pierre Auger est particulièrement sensible [29]. Notre code de simulation prend également en compte la propagation des τ et traite leur perte d'énergie soit de façon semi-analytique soit par le biais d'un Monte Carlo pas à pas. L'implémentation de ces pertes d'énergies provient de [30] où l'on pourra trouver une comparaison entre la méthode semi-analytique et Monte Carlo, qui donne des résultats similaires, avec un temps de calcul moindre dans le cas de la méthode semi-analytique [31]. On notera cependant qu'étant donné la gamme d'énergie où la diffusion résonante de Glashow domine, les leptons tau sont produits à des énergies bien trop faible pour être détectés par l'observatoire Pierre Auger. Les neutrinos électroniques à UHE ne contribuent donc pas au flux de τ émergeant détectable par l'observatoire. Ces τ produits à plus basse énergie sont cependant d'un certain intérêt dans le cas des télescopes neutrinos opérant à plus basses énergies. On peut citer par exemple NOY (Neutrino ObservatorY) [32] un télescope neutrino développé au LPSC.

Sur la figure 6.16 (gauche) est représentée la probabilité qu'un neutrino électronique traversant la croûte terrestre produise un électron par courant chargé à différentes énergies obtenue à partir de notre simulation Monte Carlo. Le maximum de cette probabilité est à une épaisseur d'autant plus faible que l'énergie est importante : ceci est dû à l'accroissement de la section efficace d'interaction CC avec l'énergie. Sur la figure 6.16 (droite) est représentée la perte d'énergie moyenne du neutrino incident en fonction de l'épaisseur de roche traversée. La grandeur qui nous intéresse ici est la probabilité différentielle qu'un neutrino avec une énergie initiale E_ν produise un électron à une énergie E et à une épaisseur de roche x donnée $dp_e(E_\nu)/dEdx$.

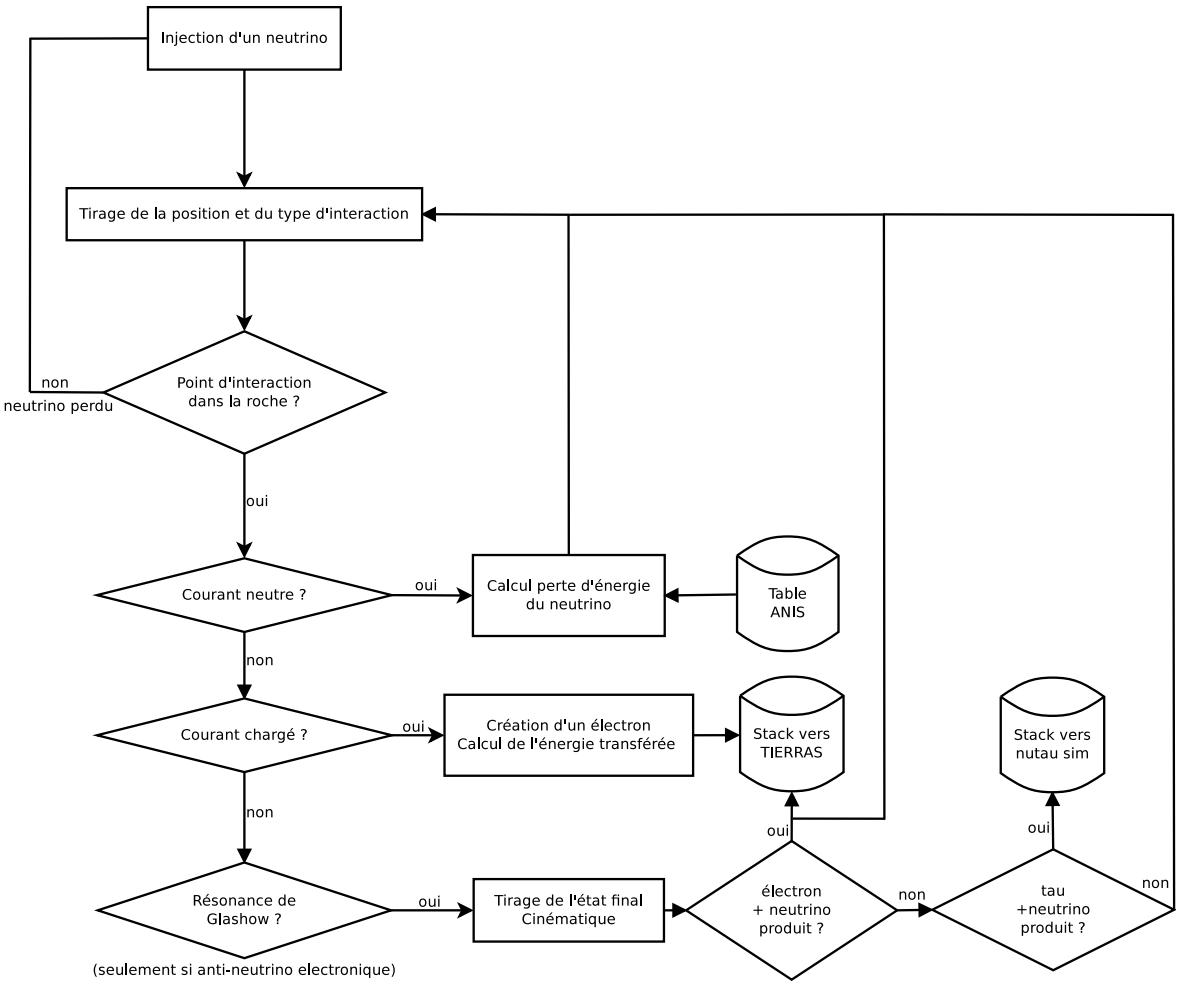


FIGURE 6.17 – Diagramme de flux de la simulation neutrino développée dans le cadre de cette étude pour la propagation de neutrinos et anti-neutrinos électroniques.

La première étape afin de déterminer la probabilité de produire une gerbe émergeant dans l'atmosphère ainsi que la probabilité de détection consiste à convoluer la probabilité de produire un électron avec une énergie E à une profondeur x avec la probabilité qu'une gerbe souterraine initiée par ce même électron émerge dans l'atmosphère avec un nombre de particules supérieur à un seuil arbitraire, 10^7 dans notre cas.

Gerbe souterraine

Pour ce qui est de la simulation du développement des gerbes souterraines nous utilisons TIERRAS que nous avons présenté précédemment et que nous avons utilisé pour l'étude du développement des gerbes électromagnétiques souterraines. Nous utiliserons ici TIERRAS dans les mêmes conditions que celles mentionnées précédemment, à savoir avec un facteur de thinning de 10^{-6} et QGSJET-II.03 comme modèle d'interactions hadroniques.

Il existe toutefois une différence dans l'utilisation que nous ferons de TIERRAS dans le cadre de cette étude. En effet, dans les sections précédentes, nous ne nous intéressions uniquement au développement des gerbes souterraines, en considérant la roche standard comme milieu infini et sans interface avec l'atmosphère. Il s'agit ici de prendre en compte l'inclinaison de la gerbe souterraine par rapport à l'interface roche/atmosphère. En effet la distribution des particules à l'interface diffère en fonction de l'angle d'incidence et cet effet pourrait être d'autant plus important que l'on s'intéresse à des gerbes à incidences rasantes. Cependant, comme on a pu le voir au chapitre précédent, l'extension latérale d'une gerbe souterraine est relativement réduite et l'impact sur l'empreinte à l'interface est faible. La prise en compte de l'inclinaison de la gerbe relativement à l'interface est évidemment importante pour la description des gerbes atmosphériques émergentes.

Gerbe atmosphérique émergente

Une fois l'intégralité des particules de la gerbe souterraine propagée jusqu'à l'interface roche/atmosphère, il s'agit alors de simuler le développement de la gerbe atmosphérique émergente. Etant donné que nous cherchons à obtenir une description précise du contenu en particules de la gerbe, il nous faut faire appel à un code de simulation Monte-Carlo pas à pas à l'instar de TIERRAS. Deux choix s'offrent ici à nous : CORSIKA [33] et AIRES [34] qui sont, comme on l'a mentionné en 2.4, les deux codes de simulations Monte-Carlo pas à pas de gerbes atmosphériques les plus utilisés actuellement. Notre choix s'est porté sur AIRES pour des raisons de flexibilité mais également de cohérence interne. Il est relativement simple d'injecter des listes de particules montantes dans AIRES tandis que l'opération se révèle particulièrement fastidieuse avec CORSIKA où l'ajout de "modules" complémentaires est plus problématique.

Nous fixons ici le niveau du sol à 1400 m, qui correspond au niveau du sol à l'observatoire Pierre Auger. On fixe le facteur de thinning à la même valeur que pour la simulation de gerbes souterraines, c'est-à-dire 10^{-6} (relatif à l'énergie de l'électron initial) et on utilisera ici aussi QGSJET-II.03 comme modèle d'interaction hadronique pour des raisons de cohérence interne. La paramétrisation de l'atmosphère utilisée est celle de Linsley présentée au chapitre 2.

Nous avons donc développé un module AIRES permettant d'injecter les particules arrivant à la surface dans l'atmosphère, avec leur position, impulsion, type et poids respectif. Une fois le développement de la gerbe atmosphérique simulée, il s'agit alors d'évaluer la réponse du SD à cette dernière.

6.5.4 Réponse du détecteur de surface

Afin de simuler la réponse du détecteur de surface nous avons utilisé le cadre de simulation et d'analyse de l'observatoire Pierre Auger appelé $\overline{\text{Off}}\underline{\text{line}}$ [35]. Le *framework* $\overline{\text{Off}}\underline{\text{line}}$ est un ensemble d'outils de calcul développé dans le but de répondre aux besoins d'une grande collaboration, géographiquement dispersée. Un des objectifs de son design fut de faciliter l'effort collaboratif en permettant aux différents collaborateurs de contribuer à de petites portions de codes. Il a été initialement conçu pour prendre en compte le point de vue hybride de la détection des rayons cosmiques basée sur un détecteur de surface et un détecteur de fluorescence. Ce framework a été étendu pour inclure un réseau d'antennes radio ou encore un réseau de scintillateurs souterrains. Dans cette étude nous ne ferons appel qu'aux modules relatifs à la simulation et reconstruction des données du détecteur de surface.

Mais avant de faire appel aux modules de simulation du détecteur à proprement parler une première étape nécessaire consiste à ré-échantillonner la liste de particules au sol ayant subie un thinning afin de reproduire la distribution temporelle et spatiale de ces dernières. On qualifie une telle procédure de procédure d'*unthinning* ou *resampling*.

Procédure d'unthinning

Comme nous l'avons présenté en 2.4.1, afin de rendre possible en un temps raisonnable la simulation de gerbes atmosphériques à UHE une procédure d'échantillonnage statistique, le *thinning*, est appliquée aux particules passant en-deça d'un seuil en énergie. Bien que cette procédure permette d'obtenir une bonne description du nombre moyen et de l'énergie moyenne des particules à une profondeur donnée ou à une distance au cœur donnée, elle ne permet pas d'obtenir de façon directe une distribution précise des positions et des temps d'arrivées des particules arrivant au détecteur.

Une procédure a donc été proposée afin de régénérer un ensemble de particules entrant dans un détecteur au sol à partir d'une liste de particules *thinnées* en reproduisant du mieux possible les propriétés du signal sans faire appel à des paramétrisations ou à des tabulations. Les détails d'une telle procédure sont présentés dans [36], nous ne présenterons ici que les principes généraux de la méthode.

Il s'agit ici de définir une région d'échantillonnage au sol autour du détecteur à simuler. On utilise alors les particules tombant dans cette région, en accord avec leurs poids respectifs, w, afin de régénérer un flux de particules ayant la même énergie, direction et temps d'arrivée dans le détecteur. Le nombre de particules attendue dans le détecteur correspond alors au nombre de particules dans la région d'échantillonnage, normalisée par un ratio d'échantillonnage $R = A_{\mathrm{d}}/A_{\mathrm{sr}}$ où A_{d} est la surface du détecteur et A_{sr} la surface de la région d'échantillonnage. Chaque particule avec un poids w est donc considérée comme équivalente à un flux w/A_{sr}. Le flux de particules est alors régénéré en générant un nombre

de particules tombant dans le détecteur suivant une loi de Poisson de paramètre égal au poids de ré-échantillonnage $w_r = wA_\mathrm{d}/A_{sr}$. Si le détecteur n'est pas un détecteur plan mais un détecteur volumique comme c'est le cas des stations du SD, la surface du détecteur A_d considérée doit être la surface effective de ce dernier.

Enfin, il s'agit de rendre compte des temps d'arrivée des particules générées. En effet la dispersion des temps d'arrivée en différents points est d'autant plus grande que l'angle d'arrivée est important. Une correction temporelle est alors appliquée afin de garder invariant le délai $\tau = t_\mathrm{p} - t_\mathrm{fp}$ des particules régénérées par rapport au plan du front de gerbe afin de préserver la structure de la gerbe :

$$t' = t_p + \vec{n}_s \cdot (\vec{r}_p - \vec{r}_d)/c \tag{6.28}$$

où $\vec{r}_p$ est la position de la particule au sol et $\vec{r}_d$ la position du détecteur et $\vec{n}_s$ la direction de l'axe de la gerbe.

Cependant, les arrivées des particules aux détecteurs se produisent suivant des temps aléatoires, tandis que la procédure précédemment décrite produit le même temps d'arrivée pour tous les clones d'une particule donnée. Dans le cas de notre étude, la structure temporelle du signal est importante et il convient de corriger ce problème grâce à une procédure de *smearing* exploitant le fait que la gerbe a une structure typique : une montée importante devant le front de gerbe suivie par une lente décroissance exponentielle avec une échelle en temps approximativement proportionnelle à la distance à l'axe de la gerbe. Afin d'obtenir une telle description, on peut appliquer un *smearing* suivant une loi log-normale au retard :

$$\tau' = \tau \exp(\sigma G) \tag{6.29}$$

où G est un nombre aléatoire généré à partir d'une distribution gaussienne de moyenne 0 et de variance 1 et σ un nombre petit ($\sim 0.1 - 0.2$).

Il s'agit ici des grandes lignes de la méthode, nous n'entrerons pas ici dans les détails quant à la définition de la région d'échantillonnage et des biais possibles. D'un point de vue pratique, nous avons défini les paramètres de thinning comme il suit :

$$dR/R = 0.1 \tag{6.30}$$

$$\sigma = 0.15 \tag{6.31}$$

Nous limitons également le nombre de clones générés par la procédure à 500. En effet, le nombre de clones pour des évènements horizontaux peut devenir très rapidement considérable (il tend vers l'infini lorsque θ tend vers 0) et empêcher toute simulation.

Simulation de la réponse des stations de surface

La simulation du détecteur de surface est traitée en plusieurs étapes. Tout d'abord, il s'agit de simuler la lumière Tcherenkov produite dans la cuve à partir de GEANT4 par l'intermédiaire d'un module dédié à la simulation des stations du SD. S'ensuit la simulation de la réponse des PMT et la réponse des FADC. Enfin les triggers locaux et globaux sont appliqués. L'évènement est alors exploitable pour y appliquer les différentes sélections afin d'estimer la sensibilité de l'observatoire aux ν_e.

Gerbe inclinée	Gerbe jeune
— L/W > 5 — $0.29 < \langle V \rangle < 0.31$ m.ns^{-1} — RMS(V) < 0.08 m.ns^{-1}	— AoP > 1.4 — ≥ 60 % stations déclenchant en ToT

TABLE 6.2 – Coupures sur les différentes variables de sélections initialement proposées dans [29] et utilisées pour la sélection des ν_e à incidence rasante.

6.5.5 Estimation de la sensibilité

Identification des ν_e

Afin de définir des critères d'identification des ν_e à incidence rasante nous nous sommes basés sur les critères de sélections utilisés pour la sélection des ν_τ à incidence rasante initialement développés dans le cadre de la référence [29]. Ces derniers diffèrent quelques peu des critères présentés au chapitre précédent. En effet, les critères de sélections des ν_τ définis au chapitre 5 ont été développés durant cette thèse et lorsque nous avons entrepris l'étude de la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux ν_e à incidence rasante ces critères n'étaient pas encore définis de façon définitive. Nous avons donc choisi de nous baser sur les anciens critères de sélection des ν_τ nous permettant d'obtenir une estimation raisonnable de la sensibilité de l'observatoire.

Il convient cependant de justifier l'utilisation des critères de sélection ν_τ à incidence rasante pour la sélection des ν_e à incidence rasante. Il nous a semblé approprié d'utiliser ces critères car ils sont basés sur des arguments purement géométriques qui sont applicables à toute gerbe très inclinée. Quant aux critères de sélection de gerbes jeunes, comme nous l'avons montré précédemment, les gerbes souterraines produites par l'interaction de ν_e à incidence rasante dans la croûte terrestre engendrent des gerbes électromagnétiques. Si ces dernières émergent dans l'atmosphère on s'attend à ce qu'elles produisent également des signaux étalés en temps. En d'autres termes, nous sommes également en présence ici de gerbes jeunes très inclinées. L'application des critères de sélection relatifs aux ν_τ à incidence rasante est donc tout à fait appropriée dans notre cas et nous garantit une bonne discrimination des évènements produits par des ν_e à incidence rasante du fond hadronique, nous épargnant une nouvelle étude du bruit de fond si nous avions défini de nouvelles coupures. Ceci est également justifié dans le sens où nous cherchons pour le moment simplement à évaluer la sensibilité de l'observatoire à ce type d'évènement, sans prétendre vouloir optimiser cette sélection aux ν_e.

Les critères de sélections considérés dans cette étude et utilisés initialement dans [29] sont détaillés dans la table 6.2. Ils font appel aux observables déjà définies au chapitre précédent, à savoir le rapport entre le grand et petit axe de l'ellipse d'inertie du signal au sol, la vitesse moyenne du signal suivant le grand axe de l'ellipse d'inertie et son RMS ainsi que l'AoP.

En plus de cette sélection basée sur l'empreinte et la vitesse du signal, nous requérons également les mêmes sélections quant à la qualité de l'évènement à savoir :

— L'évènement doit être contenu dans le réseau (la station la plus proche de centre de

Critère de sélection	Fraction d'évènements
Total	1
AoP > 1.4	0.99
$L/W > 5$	0.97
$\langle V \rangle$ + RMS(V)	0.79
$\geq 60\%$ ToT	0.78
Evènement contenu	0.78

TABLE 6.3 – Coupures sur les différentes variables de sélections initialement proposées dans [29] et utilisée pour la sélection des ν_e à incidence rasante.

l'ellipse d'inertie doit être entourée d'au moins 5 stations opérationnelles)

— L'évènement doit être essentiellement constitué de stations déclenchant en ToT (au moins 60% des stations doivent avoir déclenché en ToT)

Ces coupures sur la qualité de l'évènement sont nécessaires car notre sélection est basée sur l'empreinte de la gerbe au sol, elles garantissent donc qu'une fraction représentative de la gerbe soit détectée par le SD.

Efficacité de sélection et exposition

Le calcul de l'efficacité de déclenchement et de sélection dans les cas des ν_e à incidence rasante est basé sur notre chaîne de simulation Monte-Carlo. L'efficacité des coupures de sélection des ν_τ à incidence rasante pour les ν_e obtenue est de l'ordre de 80% comme on peut le voir dans la table 6.3 où l'on trouvera l'impact de chacun des critères de sélection sur l'ensemble de notre échantillon d'évènements simulés. De plus nous avons représenté sur la figure 6.19 les distributions des variables de sélection de gerbes inclinées obtenues à partir de nos évènements ν_e simulés. Ces éléments, à savoir, une bonne efficacité de sélection et des distributions des variables d'identifications proches de celles obtenues avec les ν_τ, nous confortent dans le choix d'utiliser pour les ν_e la sélection des ν_τ à incidence rasante.

Afin d'obtenir une expression de l'acceptance de l'observatoire Pierre Auger aux ν_e à incidence rasante, nous nous sommes basés sur l'expression de l'acceptance de l'observatoire aux ν_τ à incidence rasante tirée de [29], expression dans laquelle on remplace la probabilité doublement différentielle d'avoir un tau émergeant se désintégrant à une énergie donnée et avec un angle d'incidence donné par la probabilité d'avoir une gerbe émergeant dans l'atmosphère avec une énergie donnée et un angle d'incidence donné.

L'acceptance de l'observatoire Pierre Auger aux ν_e à incidence rasante, pour un détecteur de surface couvrant une surface A est alors donnée par :

$$A_p(E_{\nu_e}, t) = 2\pi \int_{\pi/2+\alpha}^{\pi/2} A sin\theta cos\theta d\theta \int_0^{E_\nu} \frac{d^2 p_{emerge}(E_\nu, \theta)}{dE_{sh} d\theta} \times \epsilon_{ff}(E_{sh}, \theta) dE_{sh} \tag{6.32}$$

où α est la fenêtre angulaire considérée dans cette étude (7°sous l'horizon), $\frac{d^2 p_{emerge}(E_\nu,\theta)}{dE_{sh} d\theta}$ est la probabilité d'obtenir une gerbe émergente avec une énergie E_{sh} et un angle θ, $\epsilon_{ff}(E_{sh}, \theta)$

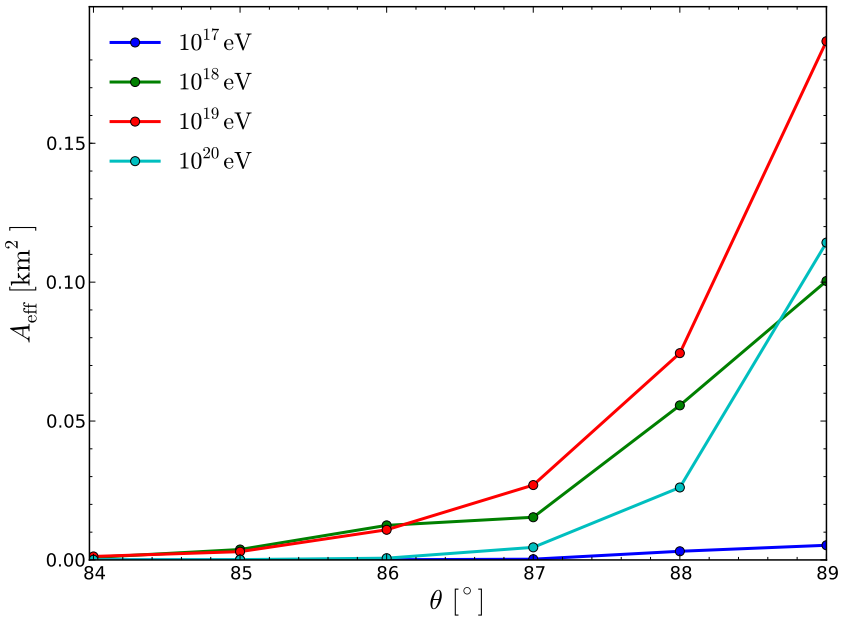


FIGURE 6.18 – Surface effective de l'observatoire Pierre Auger relative aux neutrinos électroniques à incidence rasante. Cette dernière croît jusqu'à 10^{19} eV pour ensuite décroître à 10^{20} eV. A ne pas confondre avec la surface effective relative aux gerbes émergentes produites par ces mêmes neutrinos.

est l'efficacité de détection d'une gerbe émergente avec une énergie E_{sh} et un angle θ. On calcule alors, en supposant que $\Delta\theta$ est notre taille de bin angulaire (*i.e.* 1°) :

$$A_p(E_{\nu_e}, t) = 2\pi A \Delta\theta \frac{\sum_i^{N_{sim}} \epsilon_{ff}(E_{sh}^{(i)}, \theta^{(i)}) \cos\theta^{(i)} sin\theta^{(i)}}{N_{sim}} \tag{6.33}$$

où $N_{\rm sim}$ est le nombre total de neutrinos simulés pour une énergie donnée, et $\epsilon_{ff}(E_{sh}^{(i)}, \theta^{(i)})$ est l'efficacité de détection correspondant au neutrino i.

L'exposition de l'observatoire est alors donnée par l'intégration de l'acceptance sur le temps d'acquisition :

$$Exp(E, \theta) = \int A_{\rm p}(E, t) dt. \tag{6.34}$$

Si l'on fait l'hypothèse, à des fins de simplification, d'un réseau de surface idéal (c'est-à-dire dont toutes les stations sont opérationnelles, à 100% du temps), l'acceptance de l'observatoire devient : $Ap(E, t) = Ap(E)$ et l'exposition devient alors simplement le produit de l'acceptance par le temps :

$$Exp(E, \theta) = \int A_p(E) dt = A_p(E) \times t \tag{6.35}$$

où t correspond au temps d'acquisition total correspondant à la période de recherche. Dans le cadre de cette étude nous avons utilisé la même période de recherche que celle définie pour les neutrinos tau à incidence rasante, c'est-à-dire du 1er Juin 2010 au 31 Décembre 2012.

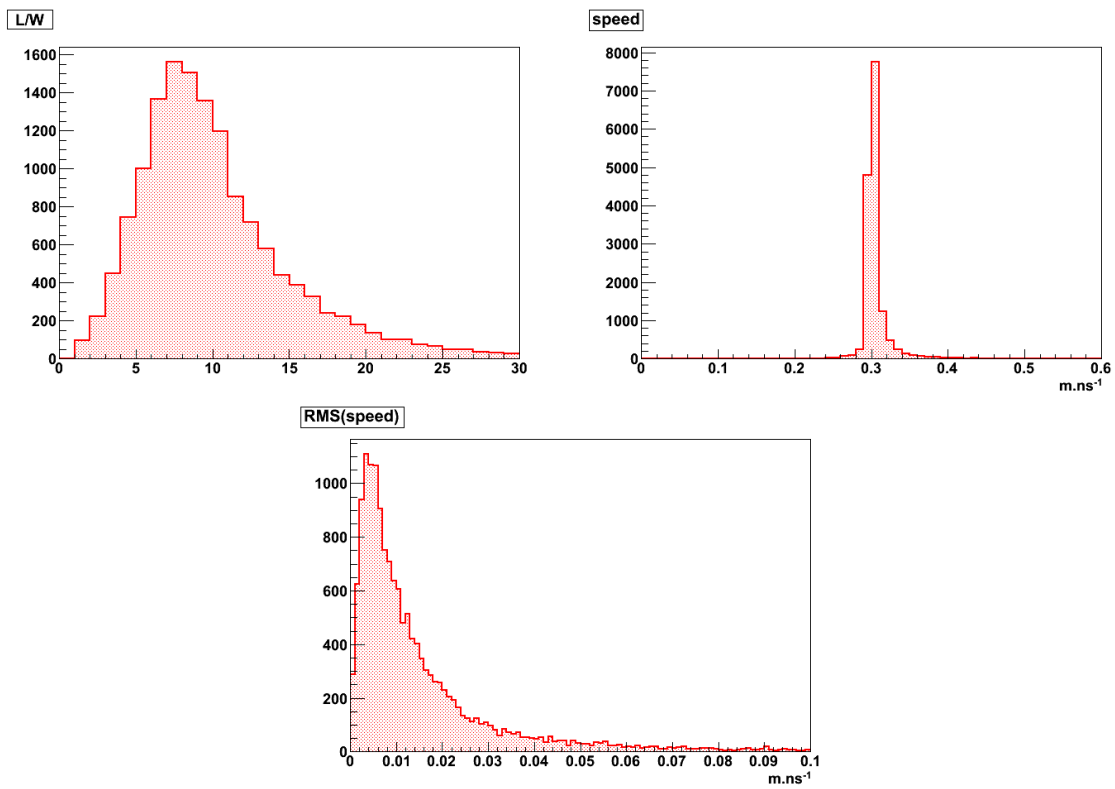


FIGURE 6.19 – Distribution des différentes variables de sélections de gerbe inclinée. Les lignes bleues indiquent l'emplacement des coupures sur les variables de sélections utilisées dans le cadre de cette étude ainsi que pour la recherche de ν_τ à incidence rasante. Gauche : L/W, droite : $\langle V \rangle$, bas : RMS(V).

La période d'apprentissage quant à elle est également identique et s'étend du 1er Janvier 2004 au 31 Mai 2010.

Les valeurs de l'exposition de l'observatoire Pierre Auger obtenue pour 6 ans d'un détecteur complet (*i.e.* possédant l'intégralité de ses stations en fonctionnement) et idéal sont tabulées en table 6.4 et représentées figure 6.20 avec les expositions obtenues pour 6 ans de prise de données pour les trois autres analyses (ν_τ à incidence rasante, ν descendants à grand angle, ν descendants à faible angle).

On peut constater que dans le cas des neutrinos électroniques à incidence rasante, bien que la sélection soit basée sur les mêmes critères de sélection que ceux utilisés pour les neutrinos tau à incidence rasante, l'exposition obtenue est de deux ordres de grandeurs inférieure à l'exposition aux ν_τ à incidence rasante. Ceci peut être surprenant si l'on considère que les efficacités de sélection sont comparables pour ces deux canaux. Ceci est du au fait que la probabilité d'obtenir une gerbe engendrée par la désintégration d'un τ dans l'atmosphère est bien plus grande que la probabilité d'obtenir une gerbe atmosphérique issue d'une gerbe EM souterraine émergente. En effet, la longueur de désintégration du tau est de l'ordre de 50 km à 10^{18} eV, tandis que la longueur d'une gerbe EM souterraine à cette énergie comme on l'a définie en 6.3.4 est d'une vingtaine de mètres seulement. En d'autres termes, l'observatoire est sensible à des neutrinos tau interagissant bien plus tôt dans la

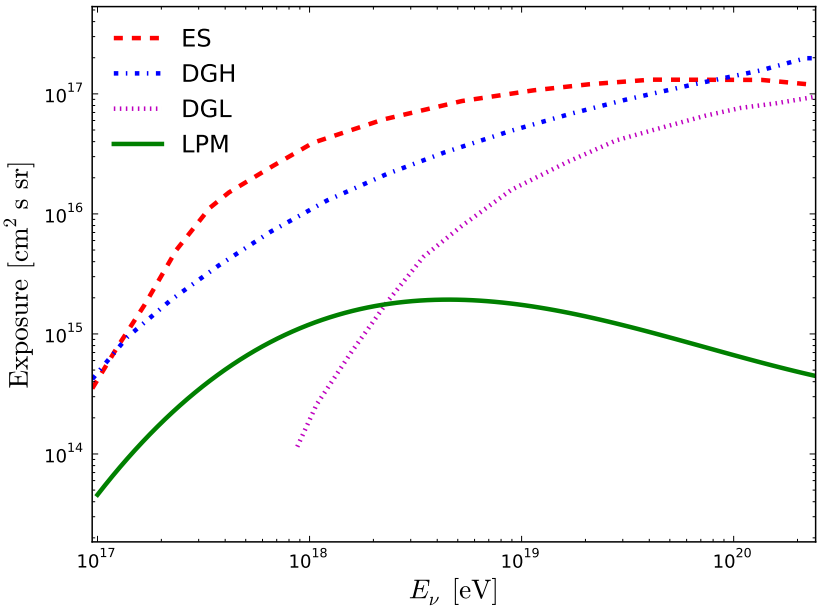


FIGURE 6.20 – Exposition de l'observatoire Pierre Auger aux ν_e à incidence rasante pour 6 ans de détecteur idéal et complet (courbe pleine verte). Sont également représentées les expositions des 3 analyses présentées au chapitre précédent : incidence rasante ("ES", ligne tiretée rouge), descendant à grand angle ("DGH", ligne tiretée-pointillée bleue) et descendant à faible angle ("DGL", ligne pointillée). La sensibilité de l'observatoire aux ν_e à incidence rasante est comparable à la sensibilité aux neutrinos descendants à faible angle à quelques 10^{18} eV qui est la région d'intérêt dans la recherche de neutrinos cosmogéniques.

croûte terrestre que dans le cas des neutrinos électroniques qui doivent interagir à moins de quelques centaines de mètres de la surface pour pouvoir produire une gerbe atmosphérique détectable par le SD.

Limite sur les flux

Il est important de noter ici que la limite sur les flux dérivée ici est une limite *a posteriori*, c'est-à-dire basée sur des coupures ayant déjà été appliquées à l'échantillon de recherche défini dans le cadre d'une procédure d'analyse en aveugle. notre sélection de ν_e à incidence rasante étant identique à la sélection des ν_τ à incidence rasante nous savons d'ores et déjà qu'en appliquant cette dernière aux évènements de l'observatoire jusqu'au 31 Décembre 2012 (date jusqu'à laquelle les données sont actuellement révélées) aucun candidat n'est présent dans les données.

En l'absence de candidat, on procède alors à l'établissement sur les flux de ν_e. A partir de notre calcul d'exposition et en considérant une approche de Feldman-Cousins [37], pour un bruit de fond attendu considéré comme nul, aucun candidat et en supposant un spectre $k \cdot \phi(E)$ avec une forme connue pour $\phi(E)$, la limite à 90 % de niveau de confiance sur k est

Energie	Exposition
10^{17} eV	4.57×10^{13} cm^2 sr s
$10^{17.5}$ eV	3.70×10^{13} cm^2 sr s
10^{18} eV	1.2×10^{15} cm^2 sr s
$10^{18.5}$ eV	1.89×10^{15} cm^2 sr s
10^{19} eV	1.75×10^{15} cm^2 sr s
$10^{19.5}$ eV	1.16×10^{15} cm^2 sr s
10^{20} eV	6.66×10^{14} cm^2 sr s
$10^{20.5}$ eV	4.04×10^{14} cm^2 sr s

TABLE 6.4 – Exposition de l'observatoire Pierre Auger aux neutrinos électroniques pour 6 ans d'un SD idéal et complet.

donnée par :

$$k_{90} = \frac{2.44}{\int \phi(E) \cdot \epsilon(E) dE} \tag{6.36}$$

Si on transforme cette expression pour prendre en compte le fait que nous sommes en présence d'un binning logarithmique, la limite sur k s'écrit alors :

$$k_{90} = \frac{2.44}{\int \phi(E) \cdot \epsilon(E) \times E_\nu \ln(10) d(\log_{10}(E))} \tag{6.37}$$

En supposant un flux en loi de puissance $dN/dE = k \cdot E^{-2}$, la limite intégrale à 90 % C.L. est $6.74 \cdot 10^{-6}$ cm^{-2}.sr^{-1}.s^{-1}. Cette valeur est obtenue dans la gamme d'énergie $0.16 - 12.75$ EeV pour laquelle 90% des évènements sont attendus pour un flux en E^{-2}. La valeur d'une telle limite est cependant fortement dépendante de l'hypothèse de la forme du flux. On peut également calculer une limite différentielle dont l'expression au bin j est donnée par :

$$\text{Limite Diff.} = \frac{2.44}{\int_{\log_{10}(E^i - (\Delta \log_{10} E)/2)}^{\log_{10}(E^f + (\Delta \log_{10} E)/2)} \phi(E) \times E_\nu \times \epsilon(E_\nu) \ln(10) d(\log_{10}(E_\nu))}. \tag{6.38}$$

Où E_i et E_f sont les bornes inférieures et supérieures respectives du j-ème bin. Cette expression peut être approchée sous la forme :

$$\text{Limite Diff.} = \frac{2.44}{\phi(E) \times E_\nu \times \epsilon(E) \ln(10) d(\log_{10}(E_\nu))} \tag{6.39}$$

Les limites, intégrale et différentielle, obtenues dans le cadre de cette étude sont représentées figure 6.21 en comparaison d'autres résultats obtenus par l'observatoire Pierre Auger ainsi que d'autres expériences. On peut constater que même avec la prise en compte des interactions photonucléaires dans le développement des gerbes EM souterraines à UHE notre limite reste meilleure que celle obtenue par la collaboration HiRes en les négligeant. La limite sur les flux que nous avons obtenue reste cependant peu compétitive au regard de celle obtenue dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante ou encore de la combinaison des trois analyses présentée au chapitre précédent. Cependant, la connaissance de la

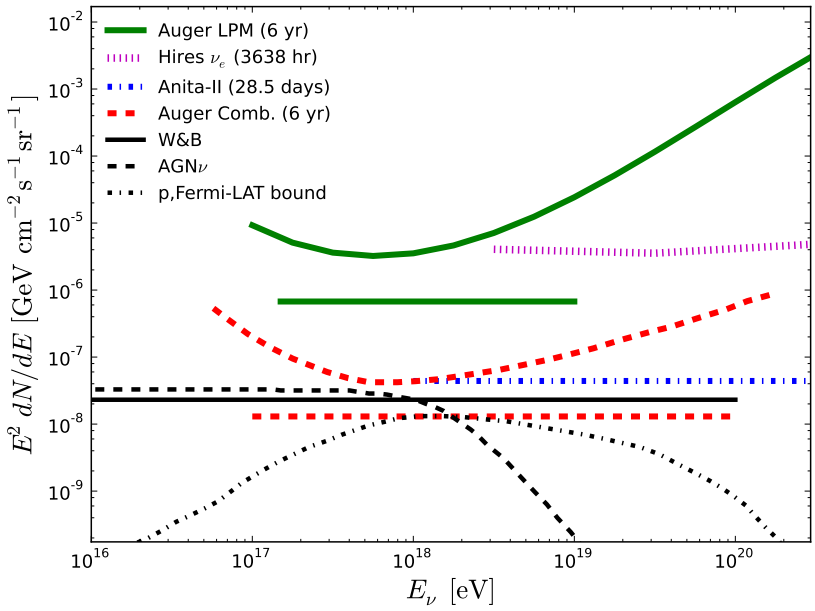


FIGURE 6.21 – Limite sur les flux de ν_e obtenues dans le cadre de cette étude comparée aux différentes limites et modèles disponibles à l'heure actuelle et présentés au chapitre précédent.

sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux différentes saveurs de neutrinos peut s'avérer intéressante dans le cadre de la recherche de nouvelle physique à travers les interactions des neutrinos à UHE. En effet, comme présenté dans [38], certains modèles de physique non perturbative au-delà du modèle standard entraînent une modification du rapport du nombre d'évènements attendus entre deux saveurs (N_{ν_τ}/N_{ν_e} par exemple) dans le cas des neutrinos descendants. A partir de la chaîne de simulation développée dans cette étude il est désormais possible d'évaluer ce rapport également pour les neutrinos à incidence rasante afin de construire un test de nouvelle physique similaire pour ces derniers.

Il est important de mentionner ici qu'il s'agit d'une première estimation de la sensibilité de l'observatoire aux neutrinos électroniques rasants et que, dans ce contexte, nous n'avons pas évalué l'impact des différentes incertitudes systématiques sur le nombre d'évènements attendus. Si à l'avenir une évaluation des incertitudes systématiques venait à être menée, les sources d'incertitudes seraient similaires à celles considérées dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante. On peut mentionner notamment les incertitudes sur les sections efficaces des neutrinos à UHE ainsi que les incertitudes sur les sections efficaces d'interactions photonucléaires à UHE pour lesquels différents modèles existent comme nous l'avons mentionné en 6.2.2.

En l'absence d'évaluation des incertitudes systématiques sur le nombre d'évènements attendus nous n'avons donc pas appliqué la méthode de Conrad [39] utilisée au chapitre précédent et qui permet d'inclure ces dernières au calcul de la limite sur les flux.

6.6 Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents éléments de la chaîne de simulation Monte-Carlo développée dans cette thèse pour l'étude des neutrinos électroniques à incidence rasante. Cette chaîne de simulation a été utilisée afin d'évaluer la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger à de tels évènements en se basant sur la sélection développée pour la recherche de ν_τ à incidence rasante, ces derniers produisant des évènements dont la topologie et la structure temporelle sont relativement proches. La sélection sur les ν_τ permet d'obtenir une efficacité de sélection d'environ 80 % pour les ν_e.

En l'absence de candidat sur la période considérée, nous avons établi une limite sur les flux de ν_e. La limite obtenue n'est certes pas compétitive au vu des résultats expérimentaux récents des autres expériences telles qu'IceCube ou de la limite sur les flux de ν_τ obtenue à l'observatoire Pierre Auger mais elle reste relativement intéressante dans le sens où nous avons montré que la sélection officielle sur les ν_τ à incidence rasante permet également de sélectionner avec une grande efficacité les ν_e.

Bien que l'observatoire Pierre Auger ne présente pas une grande sensibilité aux ν_e à incidence rasante par rapport aux ν_τ, la chaîne de simulation réalisée dans le cadre de cette étude peut être d'un certain intérêt pour les télescopes neutrinos opérant à plus basse énergie, et particulièrement au PeV où la diffusion résonante de Glashow est le processus dominant.

La limite obtenue étant supérieure de près d'un ordre de grandeur à la limite ν_τ de l'observatoire à 10^{18} eV, une combinaison de ces dernières ne parait donc pas particulièrement judicieuse : en effet, les expositions combinées n'amélioreraient pas de façon sensible la limite ν_τ. Une autre possibilité plus réaliste consiste à inclure le gain d'évènements rasants attendus dans les incertitudes systématiques de l'exposition aux ν_τ. Cependant, si l'on considère que la contribution des neutrinos descendants à faible angle est suffisamment importante pour être combinée avec les expositions des deux autres canaux présentés au chapitre précédent, alors la prise en compte de la contribution des neutrinos électroniques à incidence rasante peut être envisageable dans le sens où la contribution de ce canal à l'exposition aux alentours de 10^{18} eV est comprable à celle des ν descendants à faible angle.

Au-delà de l'étude de nouveaux canaux pour la détection de neutrinos UHE pouvant permettre un gain en sensibilité, il est également intéressant de s'interroger sur les gains apportés par des améliorations du détecteur, et particulièrement de nouveaux modes de déclenchement plus efficaces à basse énergie et un taux d'échantillonnage des FADC supérieur. Les gains en sensibilité attendus de ces différentes améliorations du détecteur de surface seront traités dans la dernière partie de ce manuscrit.

Bibliographie

[1] L.D.Landau and I.J.Pomeranchuk. Dokl.Akad.Nauk.SSSR 92,92 (1953). 140

[2] A. B. Migdal. *Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies*. Physical Review **103** (1956), 1811–1820. 140, 143, 146

[3] T. Stanev, C. Vankov, R. E. Streitmatter, R. W. Ellsworth and T. Bowen. *Development of ultrahigh-energy electromagnetic cascades in water and lead including the Landau-Pomeranchuk-Migdal effect*. Phys. Rev. D **25** (1982), 1291–1304. 140, 158

[4] R. U. Abbasi *et al. Monocular measurement of the spectrum of UHE cosmic rays by the FADC detector of the HiRes experiment*. Astroparticle Physics **23** (2005), 157–174. 140

[5] H. Bethe and W. Heitler. *On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons*. Royal Society of London Proceedings Series A **146** (1934), 83–112. 141

[6] L. Gerhardt and S. R. Klein. *Electron and photon interactions in the regime of strong Landau-Pomeranchuk-Migdal suppression*. Phys. Rev. D **82**(7) (2010), 074017. 141, 145, 146, 151, 159

[7] S. R. Klein. *Cascades from ν_e above 10^{20} eV*. ArXiv Astrophysics e-prints (2004). 143, 145, 150

[8] V. N. Baier and V. M. Katkov. *Influence of a medium on pair photoproduction and bremsstrahlung*. Phys. Rev. D **62**(3) (2000), 036008. 144, 145

[9] B. G. Zakharov. *Landau-Pomeranchuk-Migdal effect for finite-size targets*. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters **64** (1996), 781–787. 144

[10] R. Engel, J. Ranft and S. Roesler. *Photoproduction off nuclei and pointlike photon interactions. I. Cross sections and nuclear shadowing*. Phys. Rev. D **55** (1997), 6957–6967. 144, 145

[11] E. Couderc and S. Klein. *Coherent ρ^0 Photoproduction in Bulk Matter at High Energies*. Physical Review Letters **103**(6) (2009), 062504. 144

[12] S. D. Drell and J. S. Trefil. *Determination of ρ_0-Nucleon Total Cross Sections from Coherent Photo-Production*. Physical Review Letters **16** (1966), 832–832. 144

[13] T. Regge. Nuovo Cim 14 (1959). 144

[14] S. R. Klein. *Radiodetection of Neutrinos*. ArXiv e-prints (2010). 145

[15] H. J. Bhabha. *The Creation of Electron Pairs by Fast Charged Particles*. Royal Society of London Proceedings Series A **152** (1935), 559–586. 145

[16] M. Tueros and S. Sciutto. *TIERRAS : A package to simulate high energy cosmic ray showers underground, underwater and under-ice*. Computer Physics Communications **181** (2010), 380–392. 145, 146, 147, 149, 227

[17] S. J. Sciutto. *AIRES user's manual*. 145, 147

[18] S. Ostapchenko and D. Heck. *Hadronic Interactions in QGSJET-II : Physics and Results*. 29th International Cosmic Ray Conference Pune 00, 101-104 (2005). 146

[19] A. Baldini, V. Flaminio, W. Moorhead and D. Morrison. *Total Cross-Sections for Reactions of High Energy Particles*, (Springer1987). 146

[20] A. M. Hillas. *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. ARA&A **22** (1984), 425–444. 147

[21] S. R. Klein. *Cascades from ν_e above 10^{20} eV*. ArXiv Astrophysics e-prints (2004). 149

[22] J. Alvarez-Muñiz and E. Zas. *The LPM effect for EeV hadronic showers in ice : implications for radio detection of neutrinos*. Physics Letters B **434** (1998), 396–406. 151

[23] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*. European Physical Journal C **3** (1998), 1–783. 153

[24] B. Rossi. *High-energy Particles*. Prentice-Hall physics series, (Prentice-Hall1965). 153

[25] R. U. Abbasi *et al.* *An Upper Limit on the Electron-Neutrino Flux from the HiRes Detector*. ApJ **684** (2008), 790–793. 156, 157, 159

[26] A. Cooper-Sarkar, P. Mertsch and S. Sarkar. *The high energy neutrino cross-section in the Standard Model and its uncertainty*. Journal of High Energy Physics **8** (2011), 42. 160

[27] A. Gazizov and M. Kowalski. *ANIS : High energy neutrino generator for neutrino telescopes*. Computer Physics Communications **172** (2005), 203–213. 161

[28] Particle Data Group. *Particle Physics Summary Tables*. Physics Letters B **667** (2008), 31–100. 161

[29] J. Abraham *et al.* *Limit on the diffuse flux of ultrahigh energy tau neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. D **79**(10) (2009), 102001. 162, 167, 168, 231

[30] K. Payet. *Etude des neutrinos de ultra haute énergie à l'observatoire Pierre Auger*. Ph.D. thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I (2009). 162

[31] O. B. Bigas, O. Deligny, K. Payet and V. Van Elewyck. *Tau energy losses at ultrahigh energy : Continuous versus stochastic treatment*. Physical Review D **77**(10) (2008), 103004. 162

[32] F. Montanet, D. Lebrun, J. Chauvin, E. Lagorio and P. Stassi. *NOY : a neutrino observatory network project based on stand alone air shower detector arrays*. Astrophysics and Space Sciences Transactions **7** (2011), 369–372. 162

[33] D. Heck, T. Peirog and J. Knapp. *CORSIKA : An Air Shower Simulation Program* (2012). Astrophysics Source Code Library. 164

[34] S. J. Sciutto. *AIRES : A system for air shower simulations (Version 2.2.0)*. ArXiv Astrophysics e-prints (1999). 164

[35] J. Allen *et al.* *The Pierre Auger Observatory offline software*. Journal of Physics Conference Series **119**(3) (2008), 032002. 165

[36] P. Billoir. *A sampling procedure to regenerate particles in a ground detector from a thinned air shower simulation output*. Astroparticle Physics **30** (2008), 270–285. 165

[37] G. J. Feldman and R. D. Cousins. *Unified approach to the classical statistical analysis of small signals*. Phys. Rev. D **57** (1998), 3873–3889. 171

[38] L. A. Anchordoqui *et al.* *Using cosmic neutrinos to search for nonperturbative physics at the Pierre Auger Observatory*. Physical Review D **82**(4) (2010), 043001. 173

[39] J. Conrad, O. Botner, A. Hallgren and C. Pérez de Los Heros. *Including systematic uncertainties in confidence interval construction for Poisson statistics*. Phys. Rev. D **67**(1) (2003), 012002. 173

« Tout le monde se bat, et personne ne se barre ! Le premier qui se dégonfle, je le descends personnellement. »
Lieutenant Jean Rasczak – Starship Troopers

7

Améliorations du détecteur et leurs impacts sur la recherche de neutrinos

Sommaire

6.1 Introduction **139**
6.2 Interaction des électrons et photons à UHE **141**
6.2.1 L'effet LPM 141
6.2.2 L'effet photonucléaire 144
6.2.3 Autres interactions 145
6.3 Etude Monte Carlo **145**
6.3.1 Développement des gerbes EM souterraines 149
6.3.2 Profil longitudinal 149
6.3.3 Fluctuations de gerbe à gerbe 150
6.3.4 Longueur de gerbe 151
6.3.5 Distribution latérale 153
6.3.6 Probabilité d'émerger dans l'atmosphère 155
6.4 Limite HiRes sur les flux de ν_e **157**
6.4.1 Discussion 158
6.5 Sensibilité de l'observatoire Pierre Auger aux ν_e à incidence rasante . . . **159**
6.5.1 Généralités 159
6.5.2 Neutrinos électroniques à incidence rasante 160
6.5.3 Simulation Monte-Carlo 160
6.5.4 Réponse du détecteur de surface 165
6.5.5 Estimation de la sensibilité 167
6.6 Conclusion et perspectives **174**

7.1 Introduction

Nous avons présenté au chapitre 3 les différents modes de déclenchement du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à deux nouveaux modes de déclenchement avec des objectifs communs que nous présenterons dans un premier temps. Nous étudierons ensuite l'impact de chacun de ces nouveaux modes de déclenchement sur la recherche de neutrinos d'ultra-haute énergie et plus particulièrement sur l'efficacité de détection des neutrinos τ à incidence rasante. Nous nous intéressons uniquement à ce canal dans le sens où il s'agit du canal de détection le plus sensible de l'observatoire, conduisant à la plus grande exposition (comme on a pu le voir au chapitre 5).

L'objectif des modes de déclenchement que nous allons traiter dans ce chapitre est d'accroître la sensibilité du SD aux plus basses énergies et donc de réduire l'énergie à laquelle l'efficacité de déclenchement atteint son maximum. Ceci est particulièrement intéressant dans le sens où, comme nous allons le montrer, dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante, les gerbes contribuant le plus au nombre d'évènements attendu sont les gerbes de plus basse énergie. On s'attend donc à ce qu'un gain de sensibilité du SD dans les basses énergies entraîne un accroissement du nombre d'évènements attendus à l'observatoire et par conséquent une augmentation de la probabilité de détecter un neutrino.

Un autre point qui mérite d'être souligné est le fait que ces nouveaux modes de déclenchement ont été conçus pour être moins dépendants du contenu en muon de la gerbe. Etant donné que la recherche de neutrinos est basée sur la sélection de gerbes inclinées et jeunes, exhibant une forte composante électromagnétique, cet aspect est donc d'un certain intérêt.

Au-delà de ces modes de déclenchement alternatifs et dans le cadre de l'étude d'améliorations proposées pour l'extension de la durée de fonctionnement de l'observatoire Pierre Auger au-delà de 2015, nous nous intéresserons également à l'impact d'une éventuelle amélioration de l'électronique d'acquisition des stations du SD sur la recherche de neutrinos.

Dans le cadre de cette étude nous ne nous sommes intéressés qu'à l'efficacité de déclenchement sans étudier l'efficacité de sélection. En effet, une étude complète de l'efficacité de sélection nécessite d'optimiser les critères d'identification en fonction des distributions du fond et du signal. En effet, si l'on souhaite se baser sur des distributions réalistes du fond hadronique, il est nécessaire de faire appel aux données réelles, comme c'est le cas dans les analyses neutrinos présentées précédemment. Or, ces nouveaux modes de déclenchement n'ont été implémentés que très récemment sur l'ensemble des stations de l'observatoire. A la date où sont écrites ces lignes il n'est donc pas possible de disposer du suffisamment de statistique pour obtenir une distribution du fond permettant d'optimiser la sélection des ν_τ à incidence rasante. Avec l'implémentation de ces nouveaux modes de déclenchement sur l'ensemble du SD, les critères de sélection devront nécessairement être ré-évalués pour optimiser au mieux la réjection du fond et l'efficacité de sélection et de mettre à profit un éventuel gain en efficacité de déclenchement. On ne s'attend pas à ce que ces critères de sélection optimisés changent beaucoup et encore moins qu'ils amoindrissent le gain dû au trigger, ceci sera en partie justifié par une étude des distributions des variables d'identification des neutrinos tau à incidence rasante.

7.2 De nouveaux modes de déclenchement

7.2.1 Le "Time Over Threshold Deconvoluted"

Le déclenchement en *Time over Threshold* a été conçu, comme on l'a montré en 3.2.2, pour déclencher sur des signaux faibles mais étalés en temps. Ce dernier permet de favoriser les signaux physiques issus de gerbes atmosphériques par rapport au fond constitué essentiellement de pics brefs produits par des particules isolées. Cependant, ces pics possèdent toujours une queue exponentielle dont la constante de temps est de l'ordre de ~ 70 ns, correspondant au temps de décroissance de la lumière dans la cuve et s'étendant donc sur plusieurs bins en temps de 25 ns. Par conséquent, les paires de pics ou les pics ayant une forte amplitude sont souvent susceptibles de satisfaire la condition de m bins au-delà d'un seuil Th dans une fenêtre en temps de N bins du ToT si les valeurs du seuil et de la multiplicité m ne sont pas assez élevées.

Afin de pouvoir déclencher sur des signaux plus faibles sans assouplir pour autant les conditions du ToT et ainsi éviter de déclencher sur des muons accidentels, il a été proposé [1] de procéder à une déconvolution des traces FADC, comme définie dans [2], afin de supprimer la queue exponentielle des pics et ainsi les réduire à une largeur de un à deux bins avec une grande amplitude suivie par une queue de valeur positive ou négative due aux fluctuations poissonniennes du nombre de photo-électrons par bin. Quant au cas de signaux composites, étendus en temps (bien plus large que 25 ns) et produits par plusieurs particules dispersées, ils sont transformés à travers une telle déconvolution en une série de courts pics. Il est par conséquent facile, à partir de cette déconvolution de distinguer les signaux physiques du fond en utilisant un critère similaire au ToT en ajustant la multiplicité m et le seuil Th afin de se débarrasser des fluctuations de la queue du pic. Il a également été proposé, en plus des conditions standards de type ToT, d'ajouter un seuil supérieur Up, du fait qu'une fraction importante des signaux du fond sont de l'ordre de 1 VEM ou plus, afin de discriminer d'autant plus les faibles signaux produits dans une cuve située loin du cœur de gerbe.

Principe

Comme nous l'avons mentionné, le principe de base du ToTd consiste en une déconvolution des traces FACD. De façon pratique, une trace FADC constitue une série a_i de nombres entiers compris entre 0 et 1023 (l'intervalle dynamique des FADC étant de 10 bits). On peut définir une déconvolution telle que :

$$d_i = \frac{a_i - f a_{i-1}}{1 - f} \quad \text{avec } f = \exp(\Delta t / \tau) \tag{7.1}$$

où $\Delta t = 25$ ns est l'unité de temps du FADC et τ le temps de décroissance du signal dans la cuve. Dans cette étude nous avons fixé τ à 70 ns mais cette valeur peut évidemment être ajustée pour chacune des cuves de façon individuelle. Nous avons représenté des exemples de traces déconvoluées en figure 7.1.

Avec cette transformation, on obtient alors un signal correspondant à une série d_i constituée de pics s'étendant sur un à deux bins suivi par une séquence de valeurs positives ou

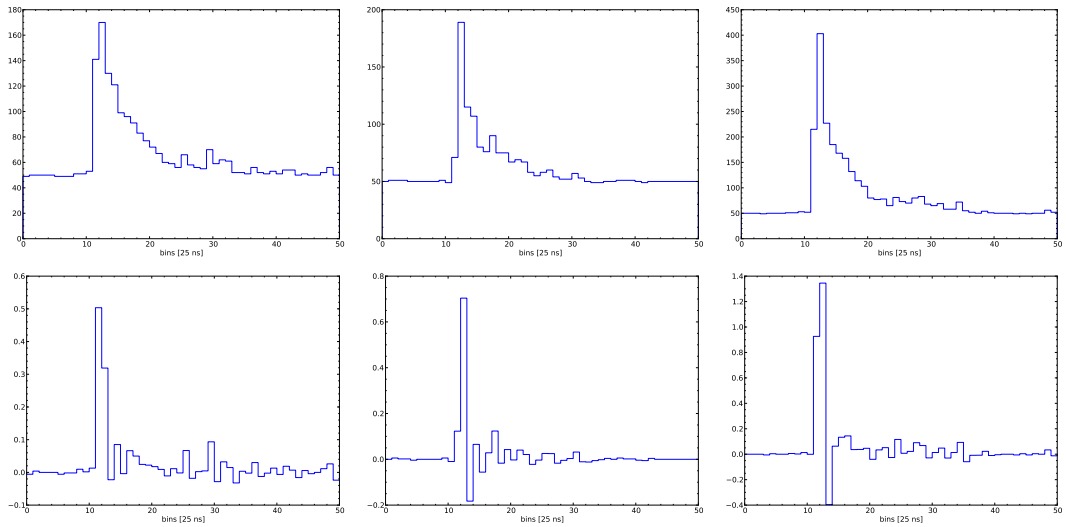


FIGURE 7.1 – (Haut) Traces brutes. (Bas) traces déconvoluées.

négatives. Il est important de noter que pour un signal de 1 VEM ou moins, les fluctuations s'élèvent à quelques coups FADC et décroissent exponentiellement après le pic avec une constante de temps de l'ordre de 2τ [1]. Une valeur constante au cours du temps (comme la ligne de base par exemple) n'est en moyenne pas modifiée mais ses fluctuations s'en trouvent amplifiées. Enfin ce type de signal variant lentement à l'échelle de Δt n'est pas beaucoup modifié. Un tel signal est typiquement produit par un flux de nombreuses particules ne produisant chacune que peu de lumière dans la cuve.

Les conditions de déclenchement sont similaires aux conditions du ToT mais appliquées à la trace déconvoluée d_i au lieu de la trace initiale a_i, condition que l'on appellera par la suite ToTd (pour Time over Threshold Deconvolved). Cependant, contrairement au ToT, il n'est pas requis ici de corrélation entre les PMTs et l'algorithme est appliqué séparément à chacun des PMTs au lieu de nécessiter au moins 2 PMTs au-dessus du seuil dans un bin donné pour être comptabilisé. Dans ce cas, les 3 PMTs doivent alors remplir la condition sur le nombre de bins au-delà du seuil Th dans la même fenêtre temporelle de N bins. La fenêtre temporelle N est définie à 120 bins (soit 1 µs). Ceci est justifié par le fait que l'on est intéressé par la détection de signaux produits par des évènements de basses énergies à une distance modérée du cœur de gerbe dont la durée n'est pas très grande. Il s'agit alors d'ajuster m et Th afin d'optimiser l'efficacité de ce trigger et de définir la valeur du seuil supérieur Up, et ce afin d'obtenir un taux de signaux de bruit de fond passant les conditions de l'ordre de 1 Hz. Ce taux de 1 Hz est défini de façon conservative afin de garder un taux de déclenchement du fond très bas.

L'ajustement des différents paramètres pour différents taux de bruit de fond avec ou sans seuil supérieur et obtenus dans [1] sont représentés table 7.1. Ces paramètres ont été ajustés à partir de données réelles, utilisant des signaux satisfaisant le niveau T1 ainsi que sub-T1.

Les résultats des premiers tests du ToTd sont détaillés dans la référence [3].

Taux attendu	2 Hz	4 Hz	8 Hz
m	14	12	10
Th	0.112	0.122	0.137
m	12	10	8
Th	0.115	0.130	0.138

TABLE 7.1 – Paramètres optimisés pour le ToTd sans seuil haut (Haut) et avec seuil haut (Bas, $Up = 1$). Tiré de [2].

Implémentation dans le Offline

Le ToTd a été implémenté dans le Offline de façon a pouvoir être utilisé pour la simulation du SD ainsi que pour la reconstruction. Il est implémenté de façon totalement transparente afin de pouvoir être activé de façon standard par l'intermédiaire de directives XML comme c'est le cas de la majorité des fonctionnalités du Offline. Il est également possible d'ajuster les différentes conditions de déclenchement à savoir Th (`LevelVEM`), τ (`Decay`), N (`Window`), N (`Bins`) ainsi que le nombre de PMTs nécessaires satisfaisant ces conditions (`Multiplicity`). La configuration XML des conditions du ToTd se présente sous cette forme :

```
<TOTd>
   <LevelVEM> 0.2 </LevelVEM>
   <Bins> 10 </Bins>
   <Window> 120 </Window>
   <Multiplicity> 2 </Multiplicity>
   <Decay unit="ns"> 70 </Decay>
 </TOTd>
```

Ces valeurs correspondent aux valeurs proposées dans [1] mais avec une fenêtre en temps de 120 bins au lieu de 40 comme implémenté à la fin de l'étude [3]. A noter également que le seuil supérieur Up n'est pas utilisé ici. Si ces instructions ne sont pas fournies, le ToTd est désactivé par défaut. Tout comme proposé, le ToTd est regroupé avec le ToT en une condition `ToTd.OR.ToT`, un déclenchement de niveau T2 étant créé si une station satisfait soit la condition ToTd soit la condition ToT.

7.2.2 Le "Multiplicity of Positive Steps"

Une alternative au ToTd a été présentée dans [4], avec les mêmes objectifs, à savoir une amélioration du déclenchement ToT permettant de distinguer les signaux composites (et faibles) produits par plusieurs particules des signaux de fond produits par des muons simples ou doubles. Ce mode de déclenchement a été proposé dans [4] où l'on trouvera plus de détails. L'idée de base de ce mode de déclenchement est de compter les sauts positifs dans les traces FADC, correspondant à l'arrivée d'une particule, et de requérir un nombre minimum de sauts au-delà d'un seuil fixé et dans une fenêtre en temps donnée. Ce mode de déclenchement a été appelé MoPS pour Multiplicity of Positive Steps.

Les améliorations attendues d'une telle alternative sont proches de celles déjà attendues avec le ToTd mais avec une meilleure efficacité :

1. Une diminution de l'énergie à laquelle l'efficacité de déclenchement du trigger central sature, permettant une extension du spectre vers les basses énergies et une plus grande statistique pour les études d'anisotropie à basse énergie.
2. Une efficacité accrue à grande distance du cœur donnant accès à de plus grandes multiplicités et à une meilleure détermination de la distribution latérale.
3. Une suppression du biais de déclenchement en faveur des signaux produits par des stations riches en muons. En effet, en pratique, la condition ToT actuelle requiert au moins un, et plus généralement 2 muons dans une même fenêtre en temps.
4. Une extension du domaine de sensibilité aux photons et neutrinos, ces derniers étant distingués par leurs signaux à forte composante électromagnétique.

Les points 2 et 3 ensemble devraient permettre d'améliorer l'identification de la masse du primaire ainsi que de contraindre les modèles de développements de gerbes. L'algorithme proposé afin d'atteindre ces objectifs est basé uniquement sur des opérations sur des entiers (tandis que le ToTd est basé sur une algèbre à virgule fixe) et ne nécessite aucune valeur calibrée comme c'est le cas du ToT ou du ToTd. Ces éléments rendent l'implémentation de cet algorithme relativement simple.

Il est important de noter que, par construction, ce mode de déclenchement est censé être moins efficace pour les gerbes à grand angle zénithal avec une importante composante muonique. Cependant, dans le cas des photons et neutrinos, il est attendu que l'efficacité soit améliorée même à grands angles zénithaux. Nous nous concentrerons ici également sur l'efficacité de déclenchement relative aux neutrinos tau à incidence rasante.

Principe

Il s'agit tout d'abord de définir la notion de pas positif pour une trace FADC : il s'agit d'une accumulation d'accroissements successifs du nombre de coups ADC. Sur la figure 7.2 est illustré un exemple de trace FADC où les pas positifs sont représentés par des flèches rouges. La valeur de chacun de ces sauts est une valeur entière puisque la condition est appliquée sur les traces FADC non calibrées. L'algorithme MoPS consiste alors à compter le nombre de pas positifs dépassant un seuil Th donné au sein d'une fenêtre glissante d'une longueur W. On requiert alors un nombre minimum m de pas positifs dépassant le seuil Th (appelée l'occupation). On est donc en présence des mêmes types de paramètres que dans le cas du déclenchement en ToT à la différence près qu'ici le seuil est défini en unité FADC et non pas comme une fraction d'une valeur en VEM calibrée.

Comme dans le cas du ToT et du ToTd se pose la question de la combinaison des déclenchements des différents PMTs. Dans le cas du ToT, une coïncidence entre les PMTs est requise tandis que dans le cas du ToTd on demande simplement à ce qu'un nombre donné de PMTs satisfassent les conditions sans nécessiter de coïncidences. Dans le cas du MoPS, deux options sont possibles : soit ne compter que les pas positifs en coïncidence sur n_p PMTs comme c'est le cas pour le ToT, soit compter les sauts de façon indépendante pour chacun des PMTs et requérir que la condition d'occupation est satisfaite pour n_p PMTs dans la même

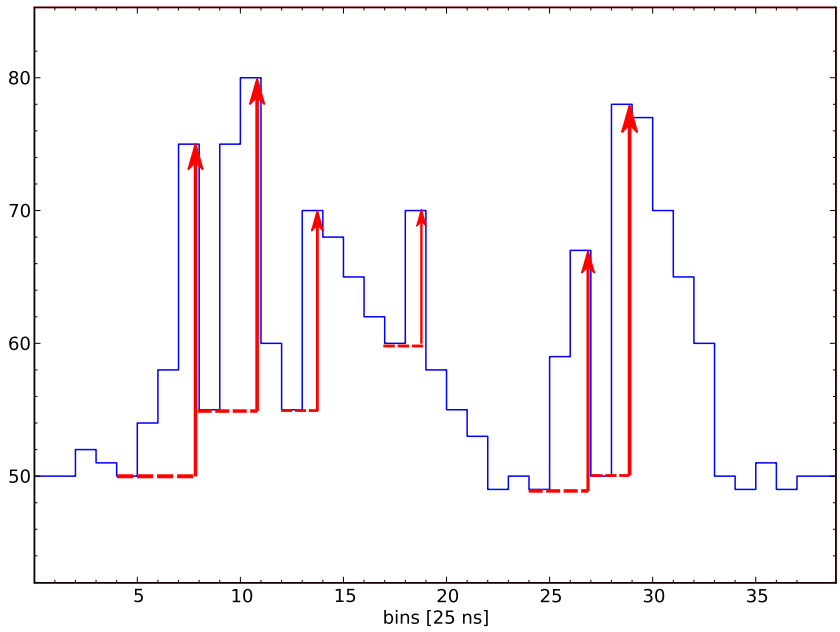


FIGURE 7.2 – Définition des pas positifs dans une trace FADC (flèches rouges).

fenêtre en temps comme c'est le cas du ToTd. L'option adoptée dans [4] et telle qu'elle a été implémentée par la suite dans le Offline est la seconde. En effet, cette option constitue un meilleur compromis entre le taux de déclenchement par le bruit de fond et l'efficacité de déclenchement sur des signaux issus de gerbes. n_p est fixé à 2 dans cette étude, comme c'est le cas du ToTd et du ToT, afin d'éviter un taux de déclenchement trop élevé si l'un des PMTs est bruyant ainsi qu'une incapacité à déclencher si un des PMTs n'est pas fonctionnel.

Certains raffinements sont tout de mêmes apportés à l'algorithme. En effet, une fraction importante du signal de fond est engendrée par des muons traversant la cuve et produisant des sauts de l'ordre de 50 coups FADC ou plus. Afin de ne pas déclencher sur de tels signaux, une limite supérieure Up est définie comme dans le cas du ToTd. De plus, l'ajout d'une limite supérieure permet de rendre le déclenchement moins dépendant du contenu en muon de la gerbe.

Enfin, les fluctuations de la queue des pics larges produisent des sauts positifs qui ne sont pas associés à l'arrivée d'une nouvelle particule. Afin de réduire l'impact de ces fluctuations, un veto est défini : après un pas positif plus grand que S_{veto}, les N_{veto} bins suivants ne sont pas pris en compte dans le comptage des sauts. On doit donc alors associer différentes valeurs de N_{veto} en fonction de S_{veto}. Les combinaisons suivantes (S_{veto}, N_{veto}) ont été adoptées : (16, n_{veto}), (32, $n_{\text{veto}} + 1$), (64, $n_{\text{veto}} + 2$), (128, $n_{\text{veto}} + 3$) etc. où n_{veto} est un paramètre libre.

Afin d'évaluer le taux de déclenchement du MoPS sur le fond atmosphérique, celui-ci a été appliqué à des portions de traces FADC de fond issues des données, comme cela a été effectuée précédemment dans [1] pour le ToTd. Les taux de déclenchements obtenus pour différentes combinaisons de paramètres (Th et m) sont représentées dans la table 7.2 en utilisant les valeurs suivantes pour les autres paramètres de l'algorithme : $Up = 30$,

Th	3	4	5	6
$m = 3$		129.3	44.2	14.8
$m = 4$	77.3	13.5	3.42	0.66
$m = 5$	12.9	1.44	0.19	0.05
$m = 6$	2.64	0.15	0.02	0

TABLE 7.2 – Taux de déclenchement en utilisant des portions de traces avec une sélection et des paramètres standards [4].

$n_{\text{veto}} = 2$ et $W = 120$.

Implémentation dans le Offline

A l'instar du ToTd, nous avons implémenté le MoPS dans le Offline de façon totalement transparente, également activable et modifiable par le biais de directives XML. Les différentes conditions de déclenchement modifiables ici sont Th (`Low`), Up (`High`), $Veto$ (`Veto`), N (`Window}`) . Les instructions XML pour la configuration du MoPS se présentent donc sous cette forme :

```
<MoPS>
    <Low> 4 </Low>
    <High> 30 </High>
    <Veto>  1 </Veto>
    <Bins> 5 </Bins>
    <Window> 120 </Window>
    <Multiplicity> 2 </Multiplicity>
</MoPS>
```

Ici également l'absence de ces instructions désactive le MoPS par défaut. Le MoPS est regroupé avec le ToTd et le ToT sous une condition `MoPS.OR.ToTd.OR.ToT` déclenchant donc au niveau T2 si les conditions d'un de ces 3 modes de déclenchement sont réunies.

7.2.3 ToTd et MoPS : Statut

Les premiers tests du trigger ToTd ont été effectués sur un hexagone (sept stations sur le bord le plus à l'ouest du SD, du nord au sud et d'ouest en est : Alexis(644), Caballo(648), Maties(944), Gaita(945), Cuixart(948), Brisa(949 et Anabel(956)). Le trigger y a été implémenté afin de vérifier la réponse du software, sa compatibilité avec la chaîne d'acquisition et bien entendu d'évaluer le gain en termes de données physiques et de détecter les éventuelles difficultés inattendues.

Dans un premier temps, afin de déterminer le taux de déclenchement ToTd, le déclenchement ToT a été désactivé sur une courte période. En effet, le déclenchement s'effectuant sur la condition ToTd.OR.ToT, il n'est pas possible de mesurer directement le taux de déclenchement ToTd sans désactiver le ToT. Pour la totalité des stations (exceptés Gaita dont le taux

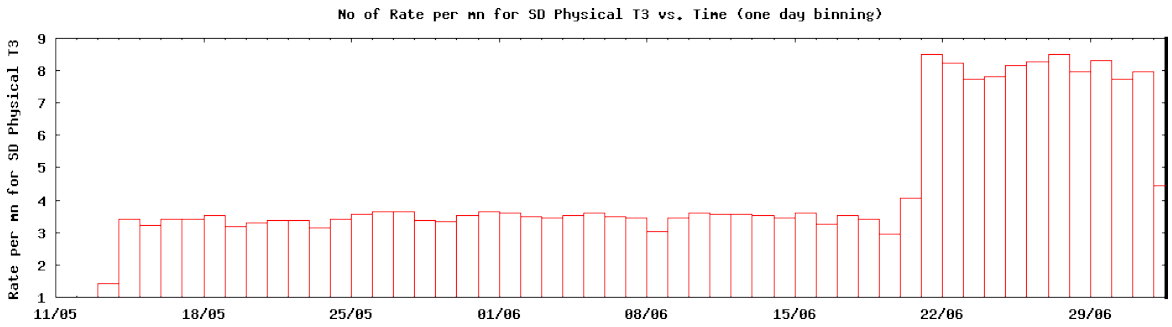


FIGURE 7.3 – Taux de déclenchement en T3 par minute. On voit clairement un accroissement de ce taux à partir de la date d'implémentation du MoPS et du ToTd sur les stations du SD.

de déclenchement était de 5 Hz) le taux de déclenchement mesuré était de 1 à 2 Hz et est donc compatible avec le taux de déclenchement attendu par le fond atmosphérique.

Il a été montré que le ToTd se comportait comme attendu, avec un taux de déclenchement local de 1 à 2 Hz et la chaîne d'acquisition n'a pas été perturbée par un flux de données plus important. Dans la zone de l'hexagone de test, le taux d'évènements de type gerbes a été multiplié par un facteur ~ 3 et l'énergie à laquelle l'efficacité totale est atteinte semble être divisée par un facteur ~ 2. Pratiquement tous les évènements déclenchant en ToT.OR.ToTd en configuration 3-fold sont des évènements de type gerbe, pouvant être reconstruits à travers la chaîne de reconstruction standard. On peut noter cependant que quelques instabilités dans le taux de déclenchement ToTd ont été observées pour les stations où la réponse de l'électronique n'est pas stable (c'est le cas des stations possédant des *raining PMTs* qui sont des stations dont la décroissance du signal est particulièrement lente). Cet effet est corrélé avec le même effet observé précédemment avec le déclenchement ToT.

Le bon comportement du MoPS a également été testé sur ce même hexagone.

Installation sur l'intégralité du SD

Le 20 Juin 2013 le MoPS et le ToTd ont été implémentés sur la quasi-totalité des stations du SD avec succès. Le taux d'évènements de type T3 (c'est-à-dire les évènements physiques) s'est accru d'un facteur entre 3 et 4 comme on peut le voir sur la figure 7.3. Dès les premiers jours de fonctionnement il a été montré un gain d'évènements physiques, essentiellement dans le cas de la condition 3-Fold (T3) présentée au chapitre 3.

Si l'on s'intéresse au taux de déclenchement pour le ToT, le ToTd et le MoPS séparément, ces informations sont accessibles directement à partir des données de surveillance de l'observatoire. Sur la figure 7.4 sont représentés les taux de déclenchement individuels en ToT pur, en MoPS pur ainsi qu'en ToTd pur (au niveau T2) pour chacune des stations du SD. On peut constater que les taux de déclenchement en T2 pour le ToTd et le MoPS sont comparables et de l'ordre d'environ 8 déclenchements par minute et par station. Le taux de ToT est quant à lui plus bas. Le signal nécessaire pour déclencher en MoPS ou ToTd étant inférieur au signal nécessaire pour déclencher en ToT explique que le taux de ToT soit plus faible.

Ces deux modes de déclenchement étant désormais opérationnels sur la totalité du SD,

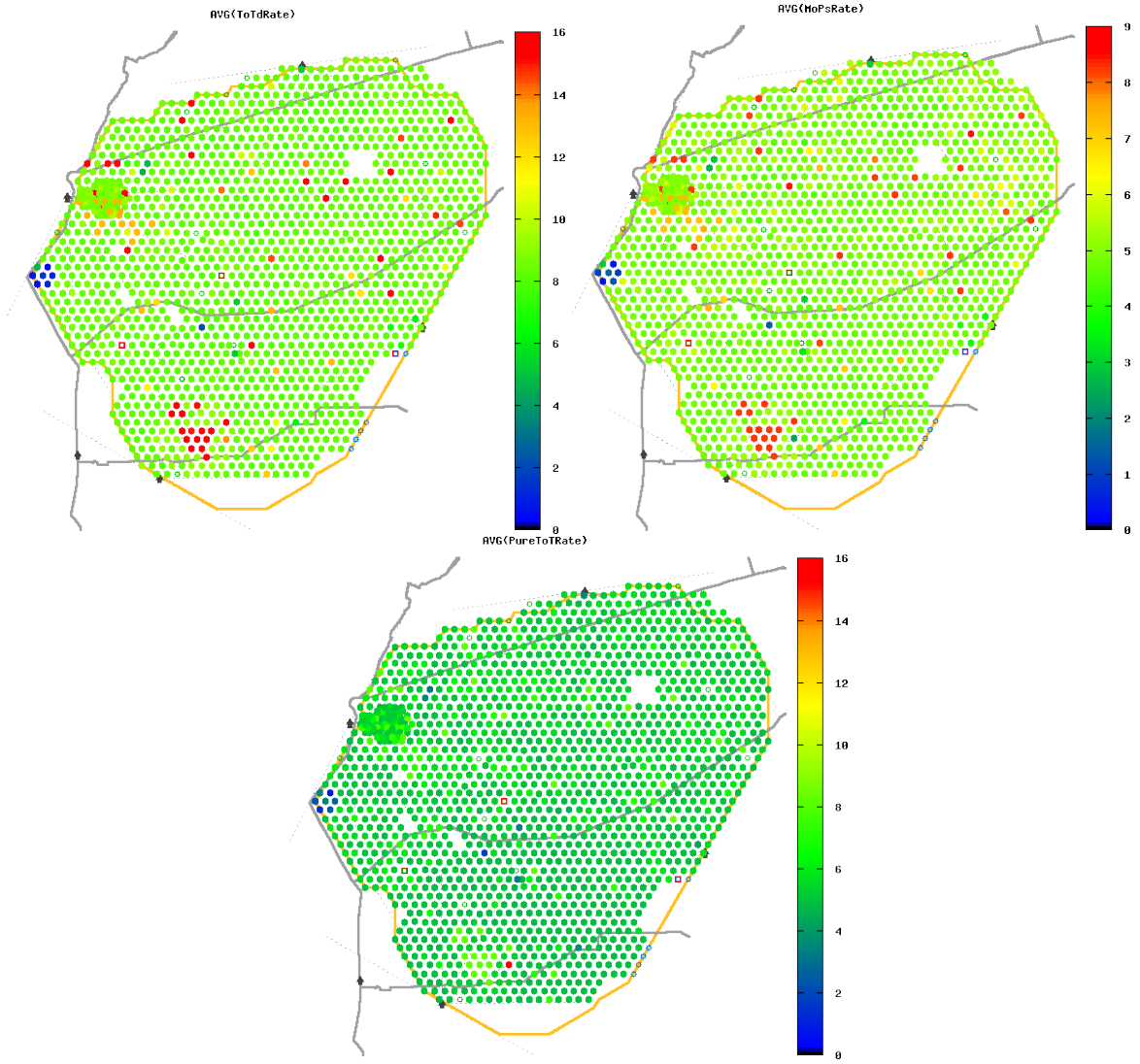


FIGURE 7.4 – Taux de déclenchement moyen de chacune des stations du SD. (Haut, Gauche) Taux de déclenchement moyen en ToTd. (Haut, Droite) Taux de déclenchement moyen en MoPS. (Bas) Taux de déclenchement en ToT. Le taux moyen du ToTd et du MoPS sont comparables. Les taux de déclenchement en MoPS et ToTd sont supérieurs au taux de ToT. Le taux moyen est exprimé en nombre de déclenchement par minutes.

l'évaluation de leur impact sur la recherche de neutrinos à UHE qui a été effectué durant cette thèse devient un élément nécessaire à l'évaluation de la sensibilité l'observatoire en présence de ces derniers.

7.2.4 Impact sur la recherche de neutrinos d'ultra-haute énergie

Nous avons étudié ici l'impact de l'ajout des modes de déclenchement en ToTd et MoPS sur la recherche de neutrinos, et plus particulièrement sur l'efficacité de déclenchement du SD aux neutrinos à UHE. Dans cette étude, nous avons utilisé différents jeux de données de neutrinos simulées. Dans un premier temps nous nous sommes intéressés à la librairie de gerbes simulées dans le cadre de la limite sur les flux de neutrino τ [5]. Cependant, cette librairie manque de statistique aux plus basses énergies. Les résultats présentés ici sont donc basés sur des librairies de gerbes neutrinos plus récentes, avec un meilleur échantillonnage de l'espace des paramètres et une plus grande statistique à basse énergie.

Nous n'avons simulé ici uniquement les gerbes engendrées par des tau d'énergie comprise entre $10^{16.5}$ et $10^{19.5}$ eV. Les gerbes produites avec des énergies supérieures ont une contribution négligeable à la détection d'un neutrino tau à incidence rasante par l'observatoire Pierre Auger. En effet, si l'on calcule pour chacun des points de l'espace des paramètres considérés (E, h_c, θ) la contribution au nombre d'évènements attendus, on voit qu'au-delà de $10^{19} - 10^{19.5}$ eV cette dernière devient minime. La contribution de chacun des points de l'espace des paramètres est évaluée en leur attribuant un poids w_i correspondant au nombre d'évènements attendus par unité de temps et de surface en considérant un flux se comportant en E_ν^{-2} (comme c'est le cas dans le calcul des limites présentées aux chapitres précédents). Afin de construire ces poids w_i, il s'agit alors de calculer le nombre d'évènements attendus par unité de temps n_{exp} donné par :

$$n_{\text{exp}} = \int dE_\nu \int dE_\tau \int d\Omega \int dX \Phi(E_\nu) f(E_\tau|\theta, E_\nu) h(X|E_\tau, \theta) \cos\theta \mathcal{A}_{\text{eff}}(E_\tau, \theta, X), \tag{7.2}$$

où $\Phi(E_\nu) = kE_\nu^{-2}$ et k est la normalisation du flux comme déjà mentionné aux chapitres précédents. $f(E_\tau|\theta, E_\nu)$ correspond à la probabilité différentielle d'obtenir un tau émergeant avec une énergie E_τ produit par un neutrino d'énergie E_ν déjà présentée en 5.5.3 et représentée sur la figure 5.16. $h(X|E_\tau, \theta)$ est la densité de probabilité qu'un tau d'énergie E_τ avec un angle d'incidence θ se désintègre en vol dans l'atmosphère à une altitude X donnée et également présentée en 5.5.3.

On définit alors la surface effective en fonction de l'efficacité de déclenchement :

$$\mathcal{A}_{\text{eff}}(E_\tau, \theta, X) = A \times \epsilon(E_\tau, \theta, X) = A \times \frac{N_{\text{trigger}}}{N_{\text{simulated}}} \tag{7.3}$$

où A est la surface sur laquelle sont tirées aléatoirement les gerbes de tau simulées, ϵ l'efficacité de déclenchement, $N_{\text{simulated}}$ est le nombre de gerbes de tau simulées et N_{trigger} le nombre de gerbes simulées déclenchant le SD.

En intégrant alors sur tous les termes ayant une dépendance en E_ν :

$$t(E_\tau, \theta) \equiv \int_{E_\nu}^{\infty} dE_\nu f(E_\tau|\theta, E_\nu) E_\nu^{-2} \tag{7.4}$$

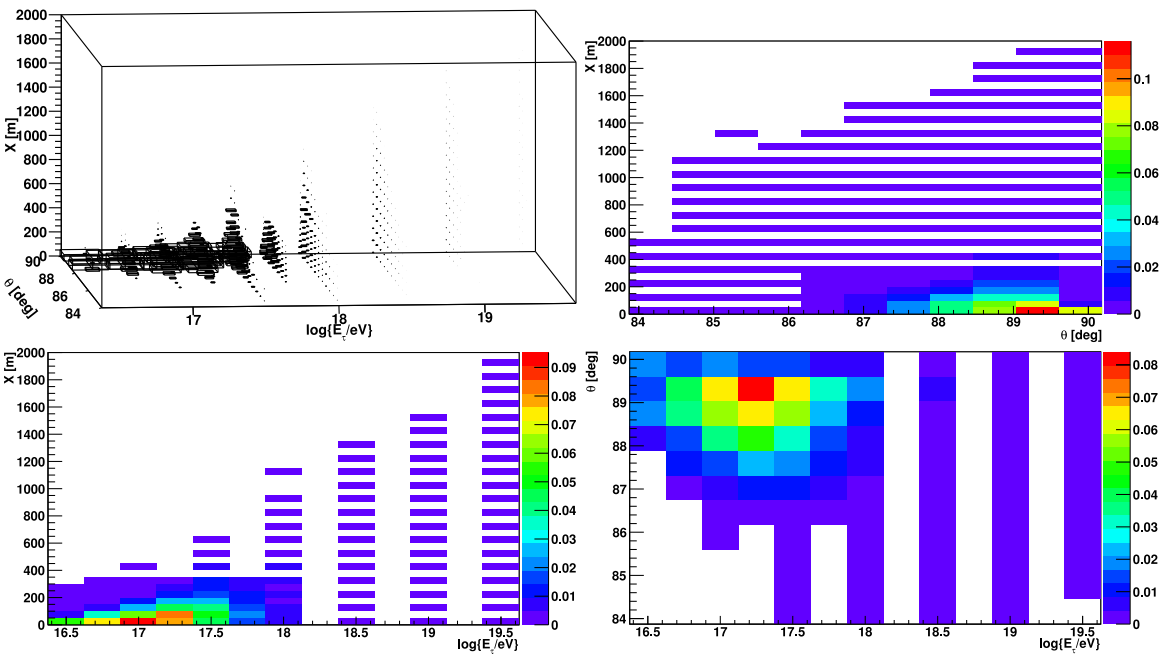


FIGURE 7.5 – (Haut Gauche) Distribution des poids en fonction de $\log E_\tau$**,** θ **et** X**.** On peut constater qu'il y a une concentration des poids proches de $E_\tau \simeq 17.25$, $\theta \simeq 88.75°$ et de faibles valeurs de X. **(Haut Droite) Projection de la distribution des poids suivant** E_τ**.** Le résultat est la distribution des poids en fonction de θ et de X. **(Bas Gauche) Projection de la distribution des poids suivant** θ**.** Le résultat est la distribution des poids en fonction de E_τ et de X. **(Bas Droite) Projection de la distribution des poids suivant** X**.** Le résultat est la distribution des poids en fonction de $\log E_\tau$ et θ.

on obtient $n = A \times k \times \sum_i w_i$, où w_i est donné par :

$$wi = 2\pi \sin\theta \times h(X|E_\tau) \times \epsilon(E_\tau, \theta, X) \times \cos\theta \times t(E_\tau, \theta)\Delta E_\tau \Delta X \Delta\theta \quad (7.5)$$

$$= 2\pi \sin\theta \times \frac{1}{\lambda(E_\tau)} \exp\left(-\frac{X}{\cos\theta\lambda(E_\tau)}\right) \times \epsilon(E_\tau, \theta, X) \times t(E_\tau, \theta)\Delta E_\tau \Delta X \Delta\theta. \quad (7.6)$$

Ici, $k \times w_i$ est la contribution du bin i de l'espace des paramètres au nombre d'évènements par unité de temps et de surface pour un flux diffus de neutrino de la forme E_ν^{-2}.

Sur la figure 7.5 nous avons représenté les bins de l'espace des paramètres avec les poids les plus importants, c'est-à-dire ceux contribuant le plus au nombre d'évènements attendu et par conséquent à la détection de ν_τ. Comme on peut le voir sur cette figure, la plus grande contribution provient des τ se désintégrant à faible X, et particulièrement dans l'intervalle $10^{16.5} - 10^{18}$ eV. Ceci s'explique par le fait que la probabilité qu'un tau se désintègre haut dans l'atmosphère est relativement faible dans cette gamme d'énergie. De plus, plus le tau se désintègre haut, plus la probabilité que la gerbe produite atteigne le SD est faible.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, dans le cadre de cette étude, ne disposant pas de données réelles acquises avec la présence du ToTd et du MoPS, nous ne pouvons pas obtenir de distributions des AoP pour le fond. Nous nous restreindrons donc à une étude des efficacités de déclenchement sans aller jusqu'à évaluer les efficacités de sélec-

tion. En effet, la définition de la coupure sur la valeur de l'AoP est basée sur la distribution des AoP des données réelles : il pourrait être tentant de supposer que les valeurs des AoP des évènements réels ne devraient pas être modifiées par les stations éventuellement gagnées mais dans le cas d'évènements ne déclenchant pas en l'absence du ToTd et du MoPS il n'est pas possible de connaître leur valeur d'AoP. Nous établirons cependant dans cette étude les distributions de chacune des variables utilisées pour la sélection des neutrinos tau à incidence rasante. Ces dernières pourront être utilisées dans la définition des critères de sélection (L/W, $\langle V \rangle$, RMS(V), AoP) nécessaires à la recherche de neutrinos à UHE dans les données enregistrées après le 20 juin 2013. On s'intéressera donc ici à l'impact de ces deux nouveaux modes de déclenchement d'une part sur les efficacités de déclenchement et d'autre part sur les distributions des observables utilisées dans la définition des critères de sélection des neutrinos tau à incidence rasante.

Efficacité de déclenchement

Afin d'évaluer l'efficacité de déclenchement nous avons simulé la réponse du SD pour chacune des gerbes de notre librairie tirées aléatoirement en trois positions du réseau. Nous avons considéré ici un réseau idéal pour des raisons de simplicité car il ne s'agit ici que d'une première évaluation de l'impact de ces nouveaux modes de déclenchement. Cependant, cette étude pourra à l'avenir être étendue à une simulation d'un SD réel comme présentée au chapitre 5 pour une évaluation précise de l'exposition aux ν_τ à incidence rasante. Les valeurs des paramètres du ToTd et du MoPS utilisées dans cette étude sont celles tirées de [1] et [4] qui ont été définies à partir de données réelles (et par conséquent non dépendantes de la simulation des stations), comme définies aux sections 7.2.1 et 7.2.2.

A partir de ces évènements simulés, il nous est alors possible de produire les efficacités de déclenchement en fonction de h_c pour chacune des énergies considérées de façon similaire à celles présentées en 5.5.1. Nous avons représenté sur la figure 7.6 les efficacités de déclenchement standard (en l'absence du MoPS et du ToTd) et en présence de l'un des deux nouveaux modes de déclenchement ou de leur combinaison. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques. On peut constater qu'à $10^{19.5}$ eV l'efficacité de déclenchement ne tombe pas à zéro. Ceci est dû au fait que la librairie de gerbe utilisée, bien que disposant d'un nombre d'évènements importants (et particulièrement à basse énergie) ne comporte pas d'évènements à haute énergie et haut h_c du fait de leur faible contribution dans le calcul de l'exposition. Bien que l'on constate un gain important à $10^{19.5}$ en efficacité de déclenchement à haut h_c, ce gain n'a que peu d'impact sur le nombre de neutrinos attendu comme on le verra par la suite. On peut également noter qu'à $10^{16.5}$ eV et contrairement aux autres énergies le ToTd est plus efficace que le MoPS. Ceci s'explique par le fait que les signaux à cette énergie sont relativement courts et qu'il est par conséquent plus difficile d'y trouver plus de 5 sauts positifs nécessaires pour déclencher en MoPS tandis qu'il est plus aisé d'y trouver les 10 bins au-dessus du seuil nécessaire pour déclencher en ToTd. A plus haute énergie les signaux sont plus importants et étalés en temps et le MoPS devient alors plus efficace.

Nous avons également représentés sur la figure 7.7 les gains relatifs pour chacune des combinaisons considérées par rapport aux efficacités standards. On peut s'apercevoir que

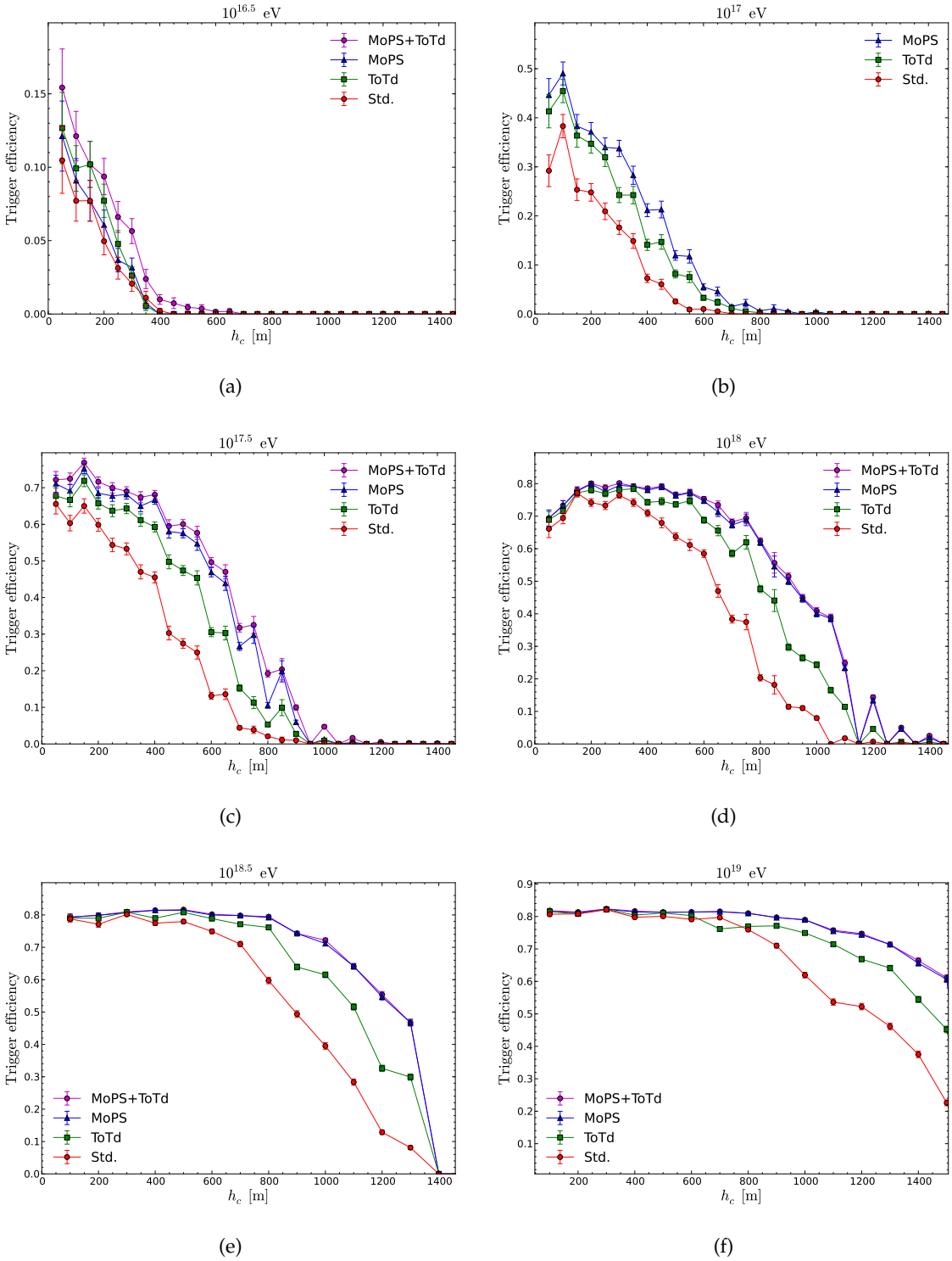


FIGURE 7.6 – Efficacité de déclenchement en fonction de h_c pour différentes énergies. (a) $10^{16.5}$ eV. (b) 10^{17} eV. (c) $10^{17.5}$ eV. (d) 10^{18} eV. (e) $10^{18.5}$ eV. (f) 10^{19} eV. Sont représentées : le cas standard (rouge), avec ToTd (vert), avec MoPS (bleu) et la combinaison MoPS et ToTd (magenta). Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques.

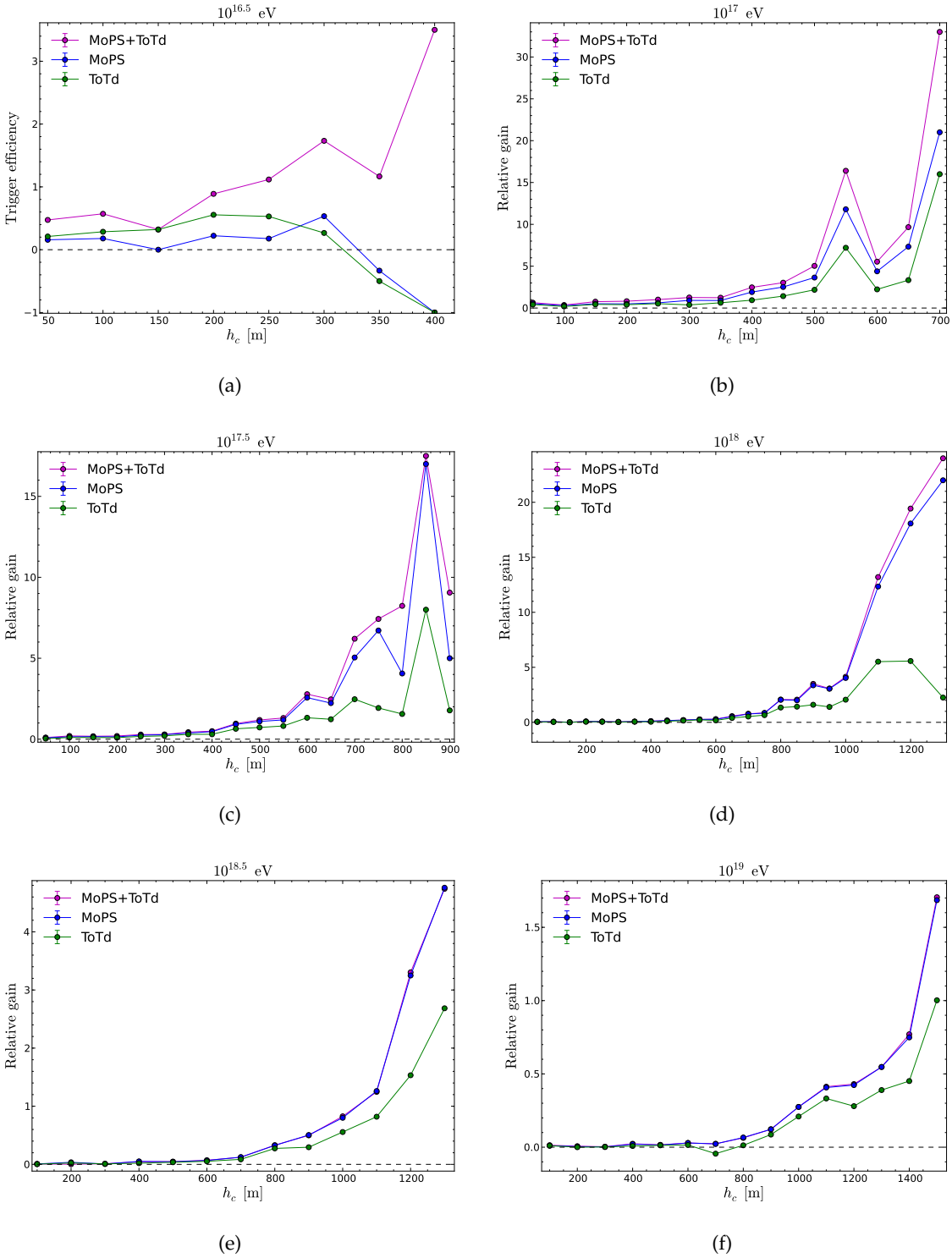


FIGURE 7.7 – Fraction de déclenchements gagnés en fonction de h_c pour différentes énergies avec le MoPS ($(n_{\text{MoPS}} - n_{\text{Std}})/n_{\text{Std}}$) (rouge), le ToTd ($(n_{\text{ToTd}} - n_{\text{Std}})/n_{\text{Std}}$) (vert) et le MoPS et ToTd combinés($(n_{\text{ToTd\&MoPS}} - n_{\text{Std}})/n_{\text{Std}}$) (majenta) relatives à l'efficacité de déclenchement standard.

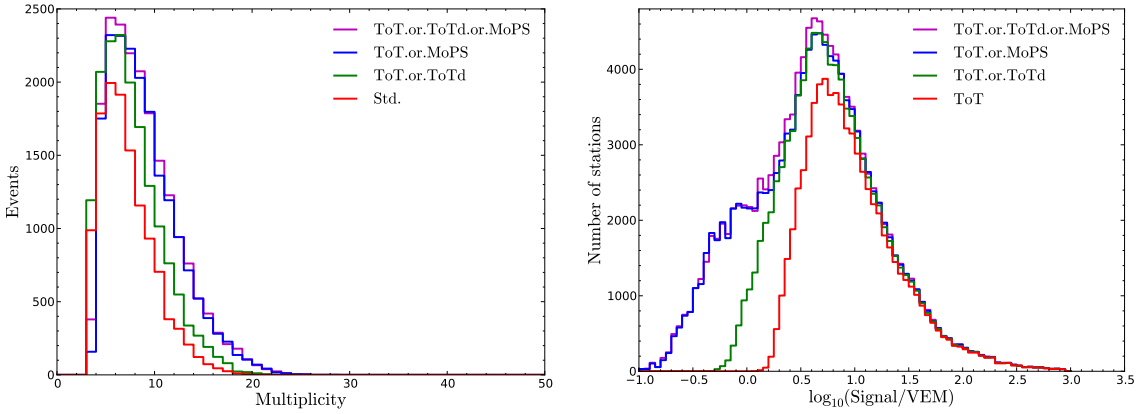


FIGURE 7.8 – (Gauche) Distribution du nombre de stations déclenchées par évènement. (Droite) Distribution du signal intégré par station.

l'on obtient un gain en efficacité de déclenchement d'une part pour les gerbes à basses énergies (10^{16}, 10^{17} eV) et produites à petit h_c (en (a) et (b) par exemple) et d'autre part un gain pour les gerbes produites à plus haute énergie et à grand h_c (en (e) et (f) par exemple). En d'autres termes, les évènements gagnés sont les évènements produisant peu de signal dans les cuves et qui sont, par conséquent, incapables de déclencher avec les modes de déclenchement standards : c'est bien l'objectif du ToTd et du MoPS que d'être capable de déclencher sur ces évènements. Afin de se convaincre que les évènements gagnés sont bien des gerbes produisant un faible signal dans les cuves nous avons représenté sur la figure 7.8 (droite) la distribution du signal moyen déposé dans le cas standard (ToT) et en présence du MoPS (`ToT.or.MoPS`) et du ToTd (`ToT.or.ToTd}`). On peut constater que le MoPS est capable de déclencher sur des signaux très faibles, inférieurs à $\sim$ 0.5 VEM. Le ToTd est capable quant à lui de déclencher sur des signaux inférieurs à $\sim$ 1.5 VEM. Au-delà de $\sim$ 1.5 VEM les signaux sont suffisamment importants pour déclencher en ToT, on n'observe donc que peu de déclenchement en ToTd ou MoPS. Au-delà de $\sim$ 2.7 VEM on n'observe uniquement des déclenchements standards en ToT.

Un autre point important est qu'avec l'ajout du ToTd ou du MoPS on observe non seulement un gain en termes d'efficacité de déclenchement mais également un gain en multiplicité (*i.e.* le nombre de stations déclenchées), comme on peut le constater sur la figure 7.8 (gauche) où nous avons représenté les distributions des multiplicités des évènements en présence ou non du MoPS, du ToTd ou de la combinaison des deux. Les stations gagnées sont essentiellement des stations périphériques avec un faible signal intégré dans le cas des évènements qui déclenchaient préalablement dans le cas standard. On peut noter que les évènements gagnés sont soit des évènements dont une ou deux stations déclenchaient déjà en ToT mais dont une station manquait pour déclencher en T3, soit des évènements ne déclenchant pas au préalable et déclenchant au moins trois stations en ToTd ou en MoPS. Ce gain en multiplicité est particulièrement intéressant dans le sens où la reconstruction des observables relatives à un évènement est d'autant plus aisée et précise que la multiplicité est grande (qu'il soit de type neutrino ou standard, et particulièrement dans le cas de la

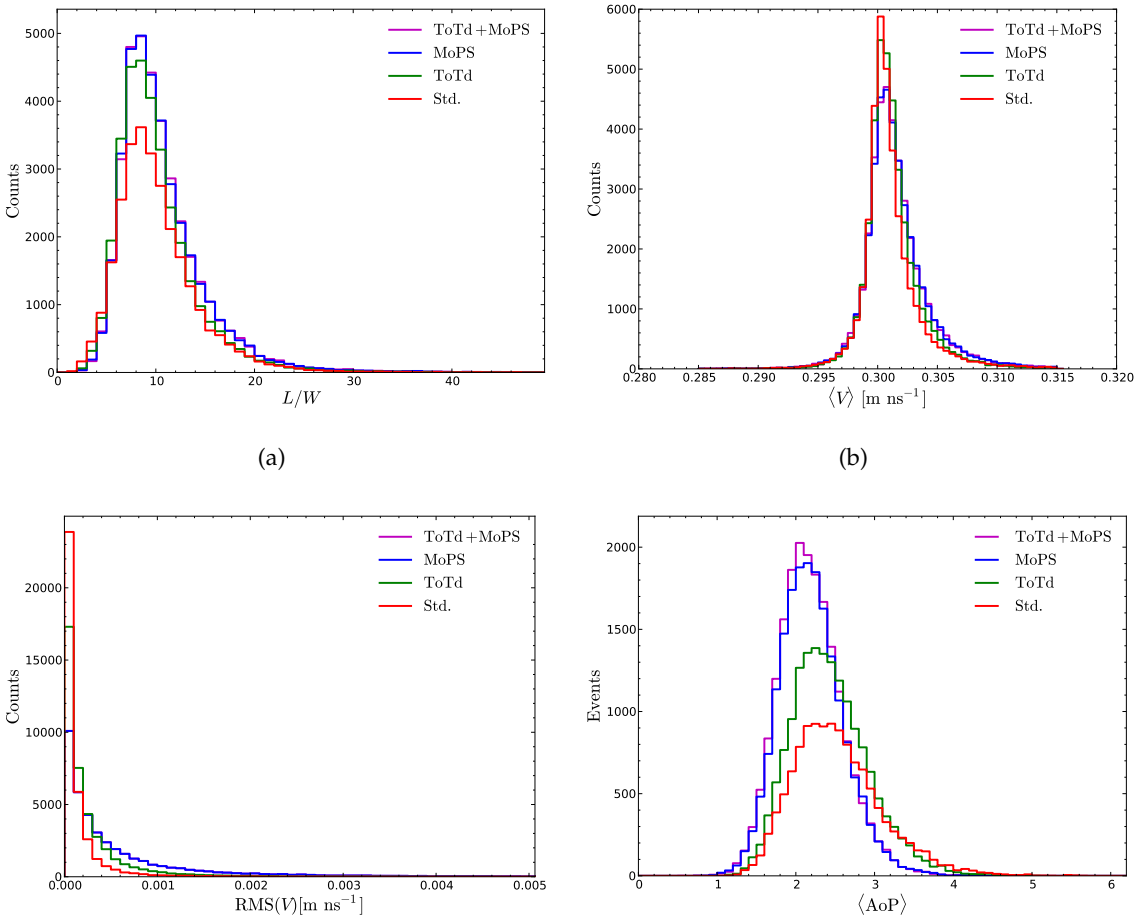


FIGURE 7.9 – Distributions des variables discriminantes utilisées pour la sélection des neutrinos tau à incidence rasante. (a) L/W, (b) $\langle V \rangle$, (c) RMS(V), (d) $\langle$AoP$\rangle$.

reconstruction angulaire).

Critères de sélection

Afin de se faire une première idée de l'impact de l'ajout du MoPS et du ToTd dans la chaîne d'acquisition sur les différentes variables de sélection nous avons appliqué la reconstruction utilisée dans l'identification des neutrinos tau à incidence rasante (c'est-à-dire le calcul de L/W, de $\langle V \rangle$ de RMS(V) ainsi que de l'AoP moyen) pour chacun des cas considérés (Standard, ToTd, MoPS ainsi que ToTd et MoPS combinés) et nous avons représenté sur la figure 7.9 les distributions de chacune de ces observables pour chacun des cas considérés.

Comme on peut le constater, il n'y a pas de changement majeur dans la forme de ces distributions. Nous avons représenté les valeurs moyennes pour chacune des observables et pour chacun des cas considérés dans la table 7.3. On peut constater un décalage des valeurs moyennes de certaines distributions. En effet, la valeur de L/W est plus importante dans le

	Standard	ToTd	MoPS
L/W	7.41	8.18	9.45
$\langle V \rangle$	0.301 m ns^{-1}	0.301 m ns^{-1}	0.302 m ns^{-1}
RMS(V)	2.2×10^{-4} m ns^{-1}	3.6×10^{-4} m ns^{-1}	2.7×10^{-4} m ns^{-1}
$\langle$AoP$\rangle$	2.53	2.43	2.19

TABLE 7.3 – Valeurs moyennes de chacune des observables dans le cas standard, en présence du ToTd et en présence du MoPS.

cas du ToTd et du MoPS. Ceci s'explique par le nombre de stations gagnées par l'évènement (voir figure 7.8 gauche) qui va tendre à allonger l'ellipse d'inertie du signal. On remarque également une réduction de la valeur moyenne de l'AoP avec la prise en compte des stations déclenchant en ToTd est en MoPS, cet effet est plus fortement marqué dans le cas du MoPS. Cette réduction de l'AoP s'explique par le gain de station avec un signal intégré relativement faible, comme on a pu le voir sur la figure 7.8 (droite). Ceci explique notamment la réduction plus importante dans le cas du MoPS qui permet de déclencher sur des stations dont les signaux intégrés sont particulièrement faibles. Cependant, il est important de noter que le calcul de $\langle$AoP$\rangle$ ne se fait pas nécessairement sur l'intégralité des stations de l'évènement. Dans le cas des ν_τ par exemple il est envisageable de calculer $\langle$AoP$\rangle$ en utilisant uniquement les stations proches du cœur de gerbe ou ayant un signal suffisamment important et ignorer les stations périphériques afin d'éviter la réduction de l'AoP par le MoPS ou le ToTd.

Estimation du gain en sensibilité

Il nous est possible d'établir une estimation du gain sur le nombre d'évènements attendus à l'observatoire à partir des poids définis pour chacun des bins de l'espace des paramètres (E_τ, X, θ) considérés et défini en 7.2.4. Cependant, il est important de noter que le résultat ainsi obtenu est basé sur l'hypothèse que les efficacités de sélections restent inchangées en présence du ToTd ou du MoPS. Cette hypothèse nous semble raisonnable dans le sens où, comme nous l'avons montré, précédemment, les distributions des différentes variables de sélection ne changent que faiblement. De plus, au vu de l'impact de l'ajout de nouveau trigger sur ces distributions pour les neutrinos, on ne s'attend pas à ce que, dans le cas du fond, les distributions soient fortement déformées. Cependant, une étude du fond à partir des données réelles sera nécessaire lorsque qu'il s'agira de rechercher des évènements neutrinos dans les données enregistrées à partir du 20 juin 2013.

A partir de cette hypothèse, la méthode pour déterminer le gain en sensibilité de l'observatoire aux neutrinos tau à incidence est relativement simple. En effet, comme nous l'avons montré en 7.2.4, le nombre d'évènements par unité de temps et de surface attendu est proportionnel à la somme des poids (définis à l'équation 7.5) qui est, elle-même, proportionnelle à la fraction d'évènements déclenchant. L'estimation du gain sur le nombre d'évènements attendu se fait donc directement en calculant la somme des poids dans le cas standard et dans le cas du ToTd, du MoPS et de la combinaison de ces deux modes de déclenchement. Le rapport entre la somme des poids dans le cas standard et la somme des poids en présence

du ToTd ou du MoPS nous permet d'obtenir le gain sur le nombre d'évènements attendu et par conséquent le gain sur l'établissement d'une limite intégrale sur les flux à partir de données acquises en présence de ces modes de déclenchement.

Nous avons représenté sur la figure 7.10, les efficacités de déclenchement obtenues pour chacun des bins de l'espace des paramètres considéré projetées suivant θ (gauche) et suivant E (droite). A partir de ces valeurs d'efficacité et des valeurs des poids représentées sur la figure 7.5 nous avons donc calculé le gain sur le nombre attendu d'évènements par unité de temps et de surface : en présence du ToTd le gain s'élève à 48% tandis que dans le cas du MoPS il s'élève à 88% (on rappelle ici que ces gains ne prennent pas en compte un éventuel effet de la sélection des évènements). Enfin, dans le cas où l'on prend en compte simultanément le MoPS et le ToTd le gain s'élève à 99% : le taux de déclenchements est donc doublé. Ce gain améliore de façon proportionnelle la fraction de la limite intégrale obtenue en considérant la période durant laquelle l'observatoire opère en présence de ces nouveaux modes de déclenchement. En effet, la limite intégrale est directement proportionnelle à l'inverse du nombre attendu d'évènements neutrinos.

D'un point de vue formel, nous définissons le gain sur le nombre d'évènements par unité de temps et de surface tel que :

$$\text{Gain} = \frac{\sum_i w_{i,\text{mod}}}{\sum_i w_{i,\text{std}}} \tag{7.7}$$

où $w_{i,\text{mod}}$ est le poids du bin i de l'espace des paramètres en présence d'un nouveau mode de déclenchement et $w_{i,\text{std}}$ est le poids du bin i de l'espace des paramètres dans le cas standard.

A titre d'exemple et pour fixer les idées, projetons-nous à l'établissement d'une limite sur les flux de neutrinos tau basées sur 12 ans de prises de données d'un détecteur idéal. Si l'on considère dans cet exemple 6 années de prise de données avec les modes de déclenchement standards puis 6 années de prise de données en présence du ToTd et du MoPS et que l'on compare le nombre d'évènements attendu dans ce cas au nombre d'évènements attendu dans le cas de 12 années d'acquisition sans ajout de nouveaux modes de déclenchement, alors le gain attendu dans le cas du ToTd serait de 23%, dans le cas du MoPS de 44% et dans le cas où ces deux modes de déclenchement opèrent simultanément de 49.5%.

7.2.5 Discussions

Dans cette partie, nous avons étudié l'impact de nouveaux modes de déclenchement (le ToTd et le MoPS) conçus pour être moins dépendants du contenu en muons de la gerbe et déclencher sur des signaux plus faibles. Nous avons montré que ces modes de déclenchement apportent un gain en sensibilité non négligeable aux neutrinos tau à incidence rasante. Cependant ce gain suppose une efficacité de sélection inchangée en présence du ToTd et du MoPS. Ces derniers ayant été récemment implémentés sur la quasi-totalité des stations SD, la prochaine étape devra être la définition de l'ensemble de données à utiliser en tant qu'échantillon d'apprentissage afin de pouvoir ajuster la sélection des gerbes jeunes à partir de l'extrapolation de la distribution de l'AoP des évènements réels.

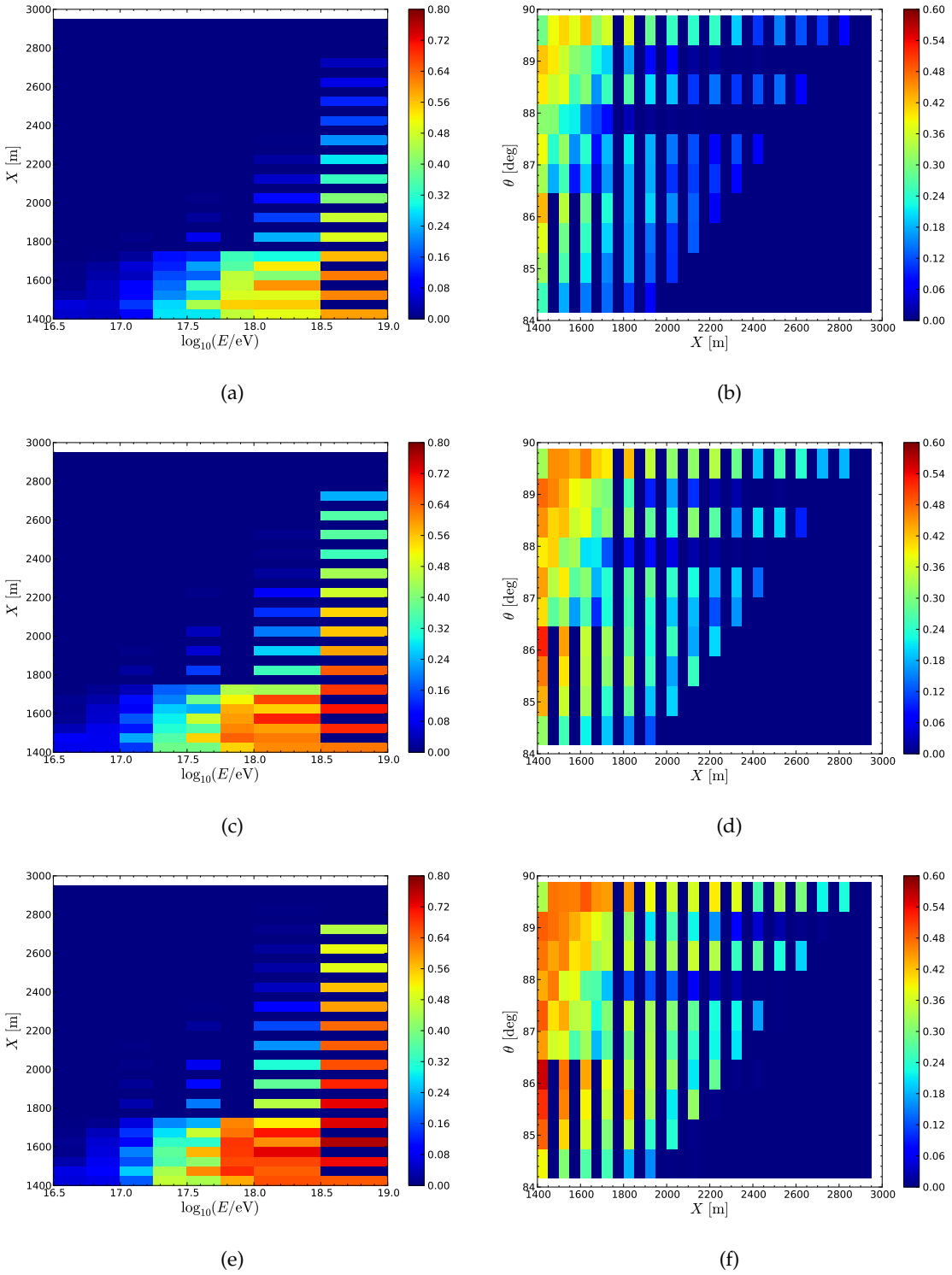


FIGURE 7.10 – (Gauche) Efficacité moyenne de déclenchement en fonction de E_τ et X. (Droite) Efficacité moyenne de déclenchement en fonction de X et θ. Haut : Cas standard, milieu : ToTd et bas : MoPS.

7.3 Extension du fonctionnement de l'observatoire Pierre Auger au-delà 2015

Différentes améliorations du détecteur sont actuellement en cours d'étude au sein de la collaboration Pierre Auger dans le but d'étendre le fonctionnement de l'observatoire au-delà 2015 et motivées par de nouveaux objectifs scientifiques. Nous présenterons dans un premier temps les différents objectifs scientifiques motivant une amélioration éventuelle du détecteur pour ensuite nous intéresser aux différentes modifications proposées. Enfin nous nous pencherons plus en détail sur une amélioration particulière, à savoir l'implémentation d'une nouvelle d'électronique d'acquisition pour les stations du SD permettant un échantillonnage du signal à 120 MHz au lieu des 40 MHz actuellement disponible, afin d'en évaluer l'impact sur la recherche de neutrinos à UHE. A l'instar de la section précédente nous nous concentrerons essentiellement sur l'efficacité de déclenchement ainsi que sur les distributions des variables de sélections.

7.3.1 Objectifs scientifiques

Les données enregistrées par l'observatoire Pierre Auger ont conduit à des avancées majeures dans le domaine des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, comme on a pu le voir au chapitre 1, comme la suppression du flux aux énergies extrêmes, les limites sur les flux de neutrinos et de photons apportant de sévères contraintes sur les modèles de type "top-down", sans oublier la présence d'une fraction significative d'évènements au-delà de 5.5×10^{19} eV présentant une distribution anisotrope des directions d'arrivées. De tels résultats sont généralement considérés comme appuyant fortement les modèles "conventionnels" de sources dans lesquelles l'accélération des particules prend place au niveau de sites distribués de façon similaire à la distribution de matière dans l'univers, avec des processus de perte d'énergie conduisant à la suppression du flux observé (effet GZK) et des distributions d'arrivée anisotropes.

Cependant, les données relatives aux fluctuations du développement des gerbes ainsi qu'à d'autres observables sensibles à la composition s'appuyant sur les modèles d'interactions hadroniques ajustés sur les données récentes du LHC, poussent à une interprétation des données de l'observatoire Pierre Auger quelque peu différente. Un des scénarios envisageables est que la suppression du flux observée indique la limite supérieure d'accélération des sources. En effet, les flux de RCUHE aux énergies extrêmes semblent être dominés par des noyaux lourds. Ces derniers peuvent être issus d'une source unique ou d'une population de sources résidant au sein de la sphère GZK et pour lesquelles l'énergie maximale d'accélération se trouve coïncider pratiquement avec l'énergie à laquelle la suppression GZK est attendue. A la différence des prévisions conventionnelles, certains modèles suggèrent que ces sources seraient caractérisées par un indice d'injection plus dur exhibant une énergie maximale d'accélération dépendante de la rigidité $E_{\max}/Z$ de quelques EeV, où Z est la charge nucléaire. La suppression du flux de RCUHE serait donc essentiellement une signature des caractéristiques des sources plutôt que l'empreinte de la propagation des RCUHE à travers le CMB. Une autre possibilité est que la composition soit une composition mixte ou lourde à la source et que la suppression du flux résulte principalement de la photodé-

sintégration des noyaux lourds ainsi que d'autres pertes d'énergies de type GZK présentées au chapitre 4. Enfin, quel que soit le mécanisme d'accélération, la direction d'arrivée des protons aux énergies extrêmes doivent être en corrélation avec les positions des sources.

Comme on l'a montré au chapitre 1, les données de l'observatoire Pierre Auger indiquent une composition mixte de protons associée à une composante plus lourde au-delà de $10^{18.8}$ eV , avec une fraction de proton devenant plus faible au-delà de 10^{19} eV. Cependant, cette interprétation comporte un point faible important. En effet, tant les études menées à partir des données hybrides que les estimations du nombre de muons à partir du SD montrent que les modèles d'interactions actuels ne décrivent pas correctement la composante hadronique des gerbes atmosphériques. Par conséquent, une meilleure compréhension des interactions à UHE est un aspect crucial dans la détermination de la composition des RCUHE.

Ce sont ces résultats qui ont poussé la collaboration Pierre Auger à proposer une amélioration de l'observatoire dans le cadre de l'extension de son fonctionnement au-delà 2015.

L'objectif scientifique principal de cette amélioration est la détermination de l'origine de la suppression du flux de RCUHE aux énergies extrêmes (*i.e.* différencier une coupure spectrale due aux pertes d'énergie durant la propagation d'une coupure due à l'énergie maximale d'accélération des sources). Il est à noter que cette question va dans le sens d'une évolution naturelle de l'objectif initial de l'observatoire, à savoir quantifier l'existence d'une suppression de flux de type GZK, et constitue une étape majeure au-delà de ce dernier. La compréhension de l'origine de la suppression du flux aux énergies extrêmes est cruciale dans la compréhension des sources astrophysiques, permettrait de répondre à la question de l'origine des RCUHE et rendrait possible un calcul fiable des flux attendus de photons et neutrinos GZK.

Le second objectif clé est la détermination de la composition aux plus hautes énergies et de mesurer la contribution des protons jusqu'à ces énergies. Ce point est un aspect essentiel dans la compréhension de la suppression du flux et de la nature des sources. L'objectif déclaré ici est d'être sensible à une fraction de protons aussi petite que $\sim 10\%$.

Enfin, la mesure de la composition à UHE est intrinsèquement liée à la compréhension des grandes gerbes atmosphériques en général et des interactions hadroniques à UHE en particulier. Or, comme nous l'avons mentionné, les différentes études menées par la collaboration Pierre Auger montrent toutes un excès de muons (d'un facteur 1.3 à 2) comparé aux prédictions basées sur les modèles d'interactions hadroniques, y compris ceux récemment ajustés aux données du LHC. Une meilleure compréhension des interactions hadroniques à UHE est donc nécessaire. Par conséquent, le troisième objectif clé de l'amélioration du détecteur est la compréhension des gerbes atmosphériques et des interactions hadroniques à UHE.

Au-delà de ces trois objectifs principaux proposés par la collaboration Pierre Auger, on peut se poser la question de la place des neutrinos à UHE dans ce programme. En effet, il est tout à fait possible de prendre le problème à l'envers : si la compréhension de l'origine de la suppression de flux aux énergies extrêmes rendait possible un calcul fiable des flux attendus de neutrinos GZK, alors les contraintes expérimentales sur ces mêmes flux apportent des éléments de réponse quant à cette suppression. De plus, comme on l'a mentionné au chapitre 4, les flux de neutrinos à UHE sont dépendants de la composition des RCUHE. Par

conséquent, les contraintes sur les modèles de flux de neutrinos GZK basés sur l'hypothèse d'une composition de type proton (flux désormais accessibles expérimentalement) peuvent apporter également des éléments de réponses sur la composition des RCUHE. Bien que l'observatoire Pierre Auger ne soit pas l'expérience ayant la meilleure sensibilité aux neutrinos à UHE, le rôle que joue l'étude des neutrinos à UHE dans la compréhension des RCUHE reste non négligeable. Une meilleure sensibilité aux neutrinos à UHE peut en effet permettre de répondre à la question de l'existence de la coupure GZK. C'est pourquoi l'évaluation de l'apport des améliorations proposées par la collaboration à la recherche de neutrinos à UHE mérite d'être abordée.

7.3.2 Améliorations proposées

Afin de répondre aux différents objectifs présentés ci-avant, différentes améliorations ont été proposées. Leur capacité à remplir ces objectifs est, à l'heure où sont écrites ces lignes, encore en cours d'évaluation. Les caractéristiques de l'amélioration du détecteur doivent remplir différents critères :

— L'amélioration proposée doit permettre de mesurer la distribution latérale (LDF) de la composante muonique et électromagnétique séparément avec une meilleure identification des muons et une extension de la mesure plus proche du cœur de gerbe sans saturation des signaux du SD.

— Elle doit également permettre une mesure précise de la profondeur du maximum de développement de la composante électromagnétique de la gerbe (tel qu'actuellement dans le cas des évènements hybrides) ainsi que la profondeur à laquelle la production de muons dans la gerbe atteint son maximum en utilisant le SD seul.

Différentes approches sont proposées afin de remplir ces critères, avec pour amélioration commune à chacune d'entre elles une amélioration de l'électronique des stations du SD (SDE). En effet, l'amélioration du SDE constitue la première étape dans la séparation des composantes muonique et électromagnétique des gerbes atmosphériques évènement par évènement. Cette amélioration consiste d'une part en un échantillonnage plus rapide des signaux enregistrés par les stations afin d'améliorer la distinction entre les muons arrivant dans un court intervalle de temps et d'autre part un intervalle dynamique plus grand permettant de réduire la saturation pour les cuves proches du cœur de gerbe jusqu'à 300 m. Une meilleure synchronisation GPS est également prévue pour cette amélioration. De plus, l'ensemble de l'électronique embarquée sur les stations va être repensée en profitant des progrès récents en termes de puissance de calcul sans aggraver le bilan de puissance consommée. Ce nouveau système sera considérablement plus flexible et à même de permettre l'implémentation de nouveaux algorithmes de déclenchement et de diagnostique en temps réel.

Différentes approches sont envisagées afin de remplir les objectifs scientifiques. Ces approches sont basées sur différentes technologies et sont à l'heure où sont écrites ces lignes en cours d'étude et de prototypage. Ces améliorations incluent :

— la mise en place de détecteurs de particules externes (tels que des RPC ou des scintillateurs) sous les stations du SD ou proches de ces dernières.

— la segmentation de l'intérieur des stations du SD afin de séparer les muons pénétrants de la composante électromagnétique à plus basse énergie.

En supplément à ces améliorations du SD il est également prévu d'étendre les mesures de la lumière de fluorescence par le FD jusqu'à l'aube en réduisant le gain des PMT des caméras. Ceci aurait pour effet d'accroître le cycle utile pour les gerbes aux plus hautes énergies jusqu'à un facteur 2.

Enfin, il est prévu de continuer les opérations de l'observatoire Pierre Auger amélioré de 2015 jusqu'en 2023, permettant approximativement de doubler les données collectées avant l'implémentation des améliorations retenues.

Dans ce qui suit nous nous intéresserons à la simulation du SD en présence d'une électronique avec un taux d'échantillonnage du signal et un intervalle dynamique plus élevé. Nous nous pencherons ensuite sur l'impact de cette amélioration particulière sur la recherche de neutrinos à UHE.

7.3.3 Simulation d'un SDE amélioré

L'implémentation de ces modifications du SDE au niveau de la simulation est relativement simple. L'essentiel des modifications a lieu au niveau de la simulation des FADC où la largeur en temps et le nombre de bins doivent être modifiés en fonction du taux d'échantillonnage désiré. C'est également au niveau de la simulation des FADC qu'entre en jeu l'intervalle dynamique qu'il est également possible de modifier. Dans le cadre de cette étude nous avons fixé le taux d'échantillonnage à 120 MHz (soit une largeur de bin de 8.33 ns). Ce taux d'échantillonnage a le grand avantage d'être réversible dans le sens où il s'agit d'un multiple de 40 MHz, il est donc possible d'appliquer aux données acquises avec un taux d'échantillonnage à 120 MHz les analyses développées à 40 MHz (à des fins de comparaisons notamment) même après une implémentation définitive de ce dernier. Au sujet de l'intervalle dynamique, la saturation n'étant pas un problème majeur dans le cadre des analyses neutrinos nous avons gardé l'intervalle dynamique existant de 10 bits pour nos simulations.

Cependant, au-delà des modifications relativement simples des caractéristiques des FADC, il est également nécessaire de changer la calibration des stations en conséquence. Cette étape est moins directe car elle nécessite la simulation d'un flux de muons correspondant au fond de muons atmosphériques afin de définir les valeurs des constantes de calibration à savoir la valeur de la charge totale et du pic, comme on l'a montré au chapitre 3. Ces valeurs sont tout d'abord nécessaires afin d'obtenir une évaluation correcte du signal déposé en VEM ainsi qu'à la détermination des seuils T1 et T2. Elles sont également extrêmement importantes dans le sens où, dans le cadre de la recherche de neutrinos UHE, l'AoP est une observable clé dans l'identification de gerbes jeunes. En effet, la valeur de l'AoP pour une trace donnée est dépendante des constantes de calibration.

Afin de calibrer nos stations simulées, nous leur avons donc injecté un flux de muons dont les directions d'arrivées sont distribuées suivant une distribution $\cos^2(\theta)d(\cos(\theta))$ où θ est l'angle zénithal et une distribution azimutale uniforme. L'énergie des muons ainsi simulées est fixée à 4 GeV. A partir de cette simulation de muons du fond atmosphérique on obtient alors un ensemble de traces FADC, chacune correspondant à un unique muon. Il nous est alors possible à partir de ce jeu de traces d'extraire les valeurs du pic (VEMPeak) et de la charge (VEMCharge) correspondant à un flux de muons verticaux et centrés à partir de la

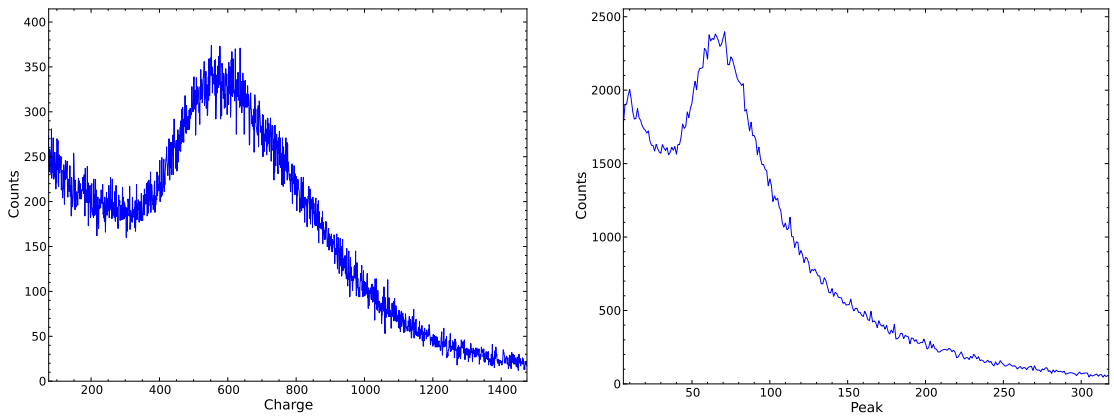


FIGURE 7.11 – Histogramme de charge (gauche) et de pic (droite) obtenus à partir de la simulation du fond atmosphérique.

procédure présentée en 3.2.1 en construisant les histogrammes de charge et de pic. Les histogrammes de charge et de pic ainsi obtenus sont représentés sur la figure 7.11. Les valeurs du pic et de la charge sont alors obtenues en prenant la valeur moyenne de l'histogramme de charge et de pic respectivement. Les valeurs de calibrations pour une station échantillonnant le signal à 120 MHz et un intervalle dynamique de 10 bits sont donc :

$$\text{VEMPeak} = 90 \qquad \text{VEMCharge} = 588. \tag{7.8}$$

Il est également possible, suivant la convention choisie, de définir la valeur de VEMPeak et VEMCharge en prenant le maximum de chacun des histogrammes, on obtient alors :

$$\text{VEMPeak} = 69 \qquad \text{VEMCharge} = 573. \tag{7.9}$$

D'autres études ont été menées dans la collaboration conduisant à des valeurs similaires ou proches. Une fois les stations simulées calibrées, il s'agit alors d'adapter les valeurs des paramètres du ToT (c'est-à-dire la valeur du seuil ainsi que le nombre de bins requis au-dessus de ce seuil) à ce nouvel échantillonnage afin de garder un taux de déclenchement par le fond atmosphérique de l'ordre de 1 Hz. Pour ce faire nous appliquons la méthode utilisée dans [1]. Cette méthode consiste à compter la fraction de traces comportant un muon seul ou un doublet de muons remplissant les critères du trigger considéré (le ToT dans notre cas). Afin d'obtenir le taux de déclenchement il faut alors multiplier les fractions de traces de muons seuls ou doubles déclenchant avec les taux respectifs de ces derniers. Si l'on définit un signal comme étant un segment de trace dont l'un des bins excède 0.5 VEM alors le taux tels signaux obtenu expérimentalement est de l'ordre de 4.5 kHz, correspondant au taux de muons seuls dans une trace. Le taux de doublets pour une trace de 1 μs est alors donné par $4500^2 \times 10^{-6} = 20.25$ Hz.

Différentes combinaisons de valeurs de seuil et de nombre de bins requis au-delà de ce dernier permettent d'atteindre un taux de déclenchement du fond de l'ordre de 1 Hz. Pour des raisons de simplicité nous fixerons ici la valeur du seuil à la même valeur que celle utilisée à 40 MHz, c'est-à-dire 0.2 VEMPeak. Pour cette valeur de seuil, le nombre de bins

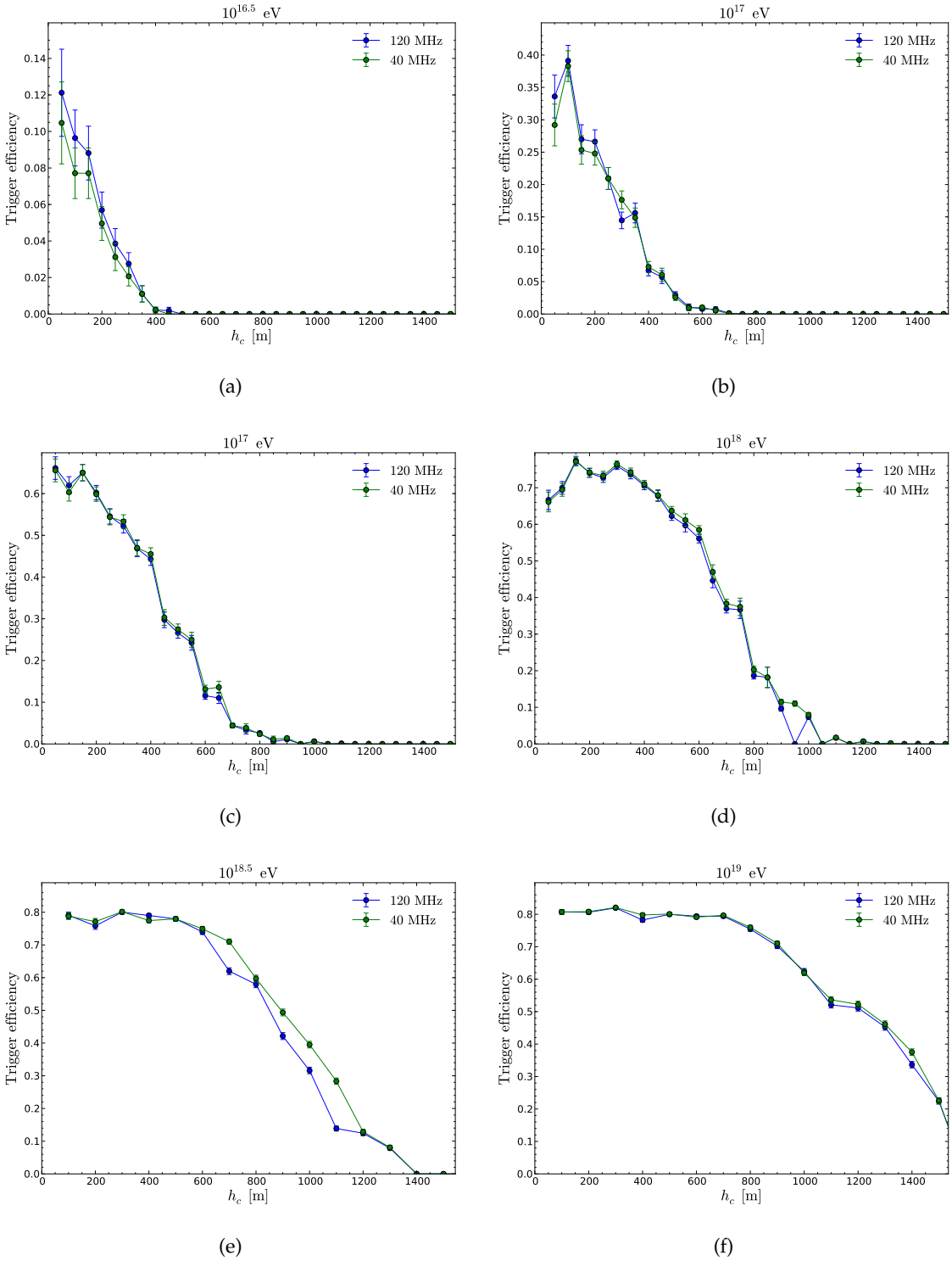


FIGURE 7.12 – Efficacité de déclenchement en fonction de h_c pour différentes énergies en considérant un échantillonnage à 40 et 120 MHz. (a) $10^{16.5}$ eV. (b) 10^{17} eV. (c) $10^{17.5}$ eV. (d) 10^{18} eV. (e) $10^{18.5}$ eV. (f) 10^{19} eV. Sont représentées : le cas standard à 40 MHz (vert) et à 120 MHz (bleu). Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques.

requis au-delà de ce dernier pour réduire le taux de déclenchement du fond à 1 Hz est de 31. D'autres études au sein de la collaboration convergent également vers cette combinaison de valeurs. Ce sont ces paramètres de déclenchement que nous utiliserons par la suite pour l'évaluation de l'impact d'un échantillonnage à 120 MHz sur la recherche de neutrinos.

7.3.4 Impact sur la recherche de neutrinos

Dans cette étude nous nous intéresserons essentiellement à l'efficacité de déclenchement ainsi qu'aux distributions des différentes variables de sélection en présence d'un taux d'échantillonnage à 120 MHz comme nous l'avons fait dans le cadre de l'étude du MoPS et du ToTd présentée précédemment. A noter que dans le cadre de cette étude nous nous sommes uniquement intéressés à l'impact d'un taux d'échantillonnage à 120 MHz en présence des modes de déclenchement standards sans prise en compte du ToTd et du MoPS. Ces deux modes de déclenchement devront également être modifiés en conséquence afin d'opérer de façon optimale à 120 MHz.

Efficacité de déclenchement

Nous avons ici calculé l'efficacité de déclenchement pour chacun des bins de l'espace des paramètres (E_τ, θ, X) considéré en fixant les paramètres du ToT correspondant à un nombre de bins $N_{\text{bins}} = 31$ au-delà du seuil $Th = 0.2$ VEM et une fenêtre en temps Window $=$ 360 bins (jeu de paramètres (a),voire en table 7.4). Sur la figure 7.12, nous avons représenté les efficacités de déclenchement obtenues en fonction de h_c et pour différentes énergies. On peut constater qu'en gardant un seuil à 0.2 VEMPeak, les taux de déclenchement à 120 MHz et 40 MHz sont relativement proches.

Comme nous l'avons fait pour l'étude du MoPS et du ToTd, nous nous sommes également intéressés à la multiplicité ainsi qu'au signal intégré des stations des évènements déclenchant. Les distributions de la multiplicité et du signal intégré sont représentées sur la figure 7.13. On peut constater que la multiplicité des évènements déclenchant avec les paramètres $Th = 0.2$ et $N_{\text{bins}} = 31$ à 120 MHz est très similaire à celle obtenue à 40 MHz avec les modes de déclenchement standard. Quant au signal intégré des stations déclenchant, il est également proche. On remarquera cependant que la valeur moyenne de la distribution du signal intégré à 120 MHz est tout de même plus faible (18.43) que celle obtenue à 40 MHz (19.36) mais ceci peut être simplement dû à un effet de calibration. Dans le cas de la multiplicité moyenne, cette dernière n'est que peu affectée puisqu'elle passe de 10.44 à 40 MHz à 10.04 à 120 MHz.

Ces différents éléments nous permettent de conclure qu'avec les constantes de calibration et les critères de déclenchement du ToT à 120 MHz définis dans cette étude les taux de déclenchements restent similaires à ceux obtenus auparavant à 40 MHz.

La redéfinition des critères de déclenchement du ToT nous pousse cependant à nous poser la question de l'impact de différentes combinaisons de paramètres sur l'efficacité de déclenchement des neutrinos tau à incidence rasante. Afin de répondre à cette question nous nous sommes intéressés à deux autres jeux de paramètres dont nous avons vérifiés à partir de notre échantillon de traces FADC de fond qu'ils conduisent à un taux de déclenchement sur

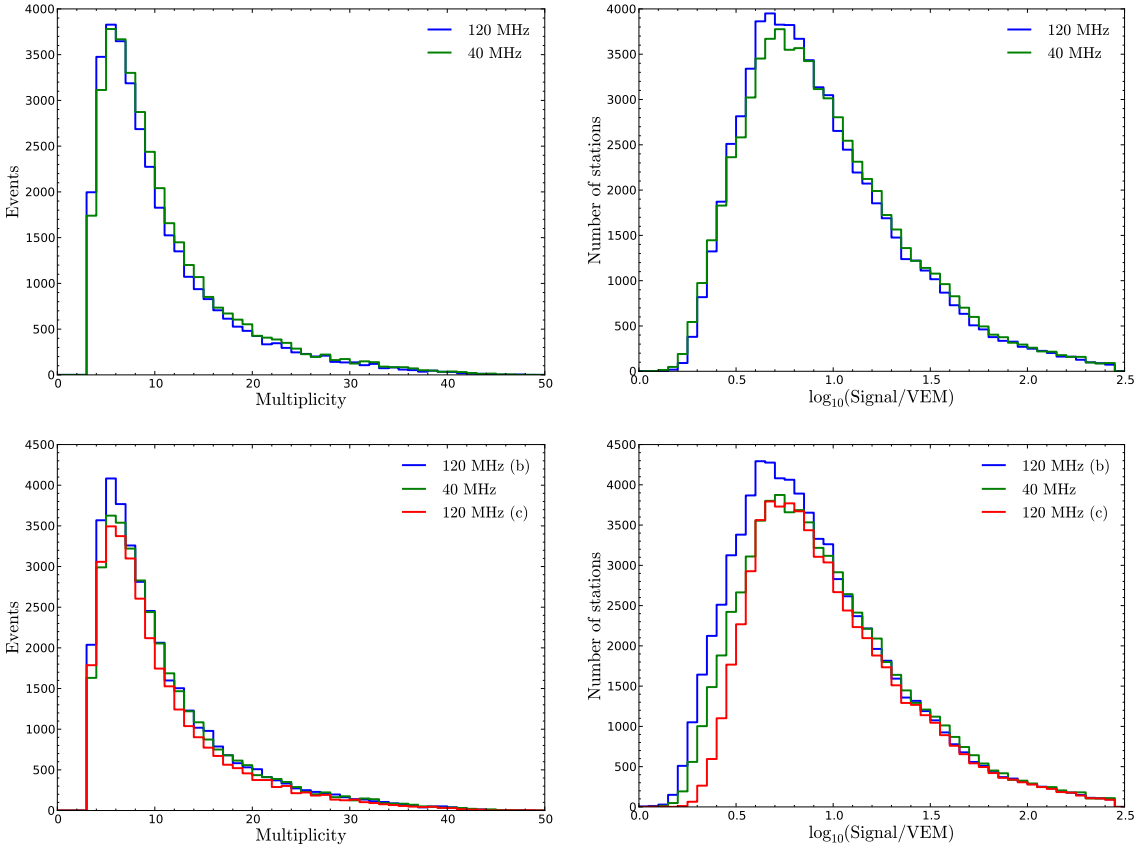


FIGURE 7.13 – Haut : (Gauche) Distribution du nombre de stations déclenchées par évènement à 40 et 120 MHz. (Droite) Distribution du signal intégré par station à 40 et 120 MHz. Bas : (Gauche) Distribution du nombre de stations déclenchées par évènement à 40 et 120 MHz (paramètres de déclenchement (b) et (c)). (Droite) Distribution du signal intégré par station à 40 et 120 MHz (paramètres de déclenchement (b) et (c), voir table 7.4).

les muons atmosphériques de l'ordre de 1 Hz. Nous avons représenté dans la table 7.4 les combinaisons de paramètres que nous avons utilisés.

Nous avons représenté sur la figure 7.14 les efficacités de déclenchement obtenues à 40 MHz comparé aux efficacités de déclenchement obtenues à partir des paramètres tirés de la deuxième (combinaison (b)) et troisième ligne (combinaison (c)) de la table 7.4 . Nous avons également représenté sur la figure 7.15 les gains en fraction de déclenchement relatifs à l'efficacité de déclenchement de référence à 40 MHz. On peut constater qu'il est préférable de requérir un nombre plus important de bins au-delà d'un seuil plus bas qu'un nombre plus réduit de bins au-delà d'un seuil plus élevé. Ce résultat n'est pas surprenant dans le sens où les neutrinos produisent, dans la grande majorité des stations, des signaux étalés en temps. Nous avons représenté sur la figure 7.13 les distributions des multiplicités et du signal intégré des stations des évènements déclenchant. On remarque qu'avec un seuil plus bas et un nombre de bins requis au-delà de ce seuil plus important on observe un gain de stations enregistrant un faible signal intégré. A l'inverse avec un seuil plus élevé un nombre de

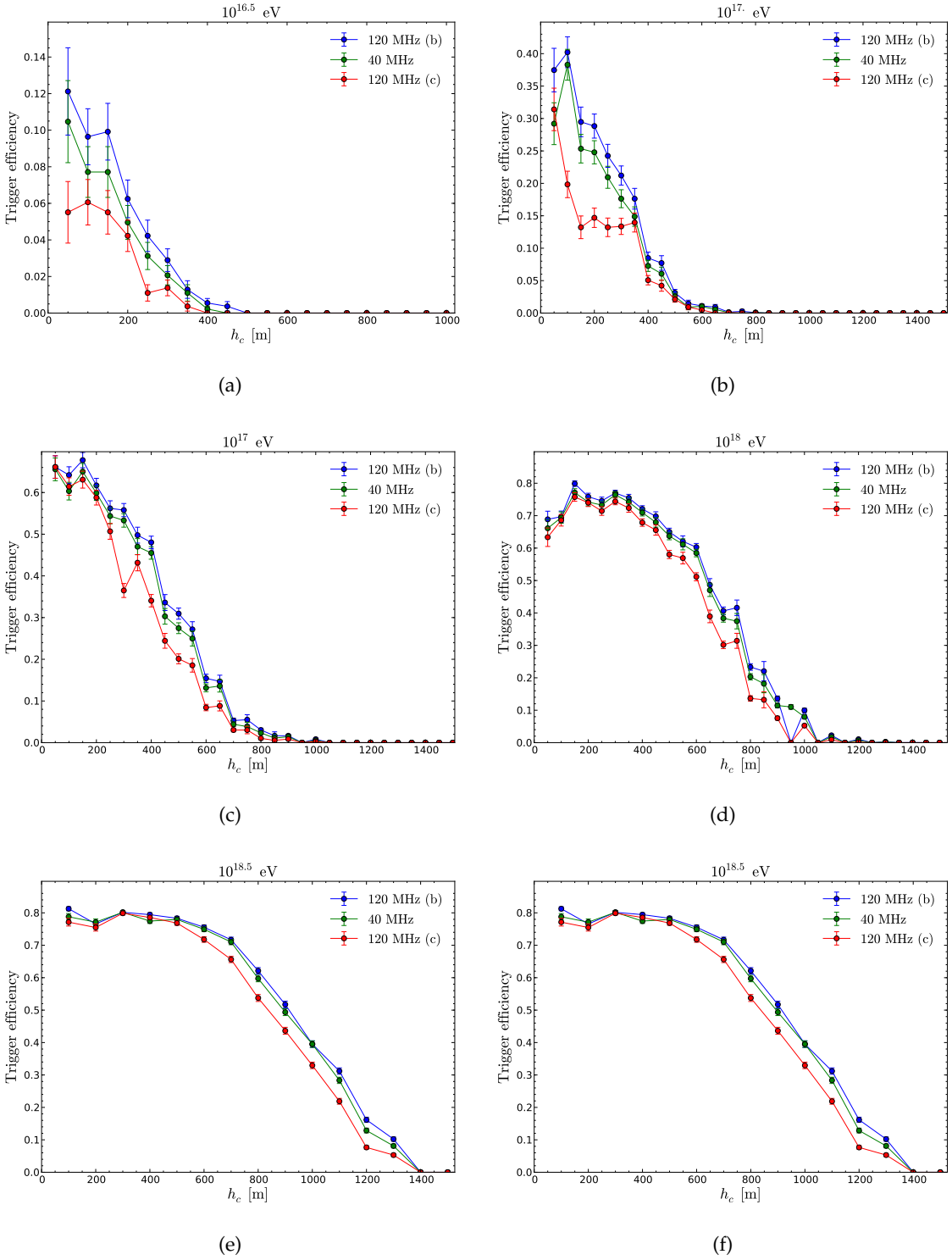


FIGURE 7.14 – Efficacité de déclenchement en fonction de h_c pour différentes énergies en considérant un échantillonnage à 120 MHz et 40 MHz. (a) $10^{16.5}$ eV. (b) 10^{17} eV. (c) $10^{17.5}$ eV. (d) 10^{18} eV. (e) $10^{18.5}$ eV. (f) 10^{19} eV. Les jeux de paramètres (b) (bleu) et (c) (rouge) à 120 MHz ainsi que l'efficacité de référence à 40 MHz (vert). Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques.

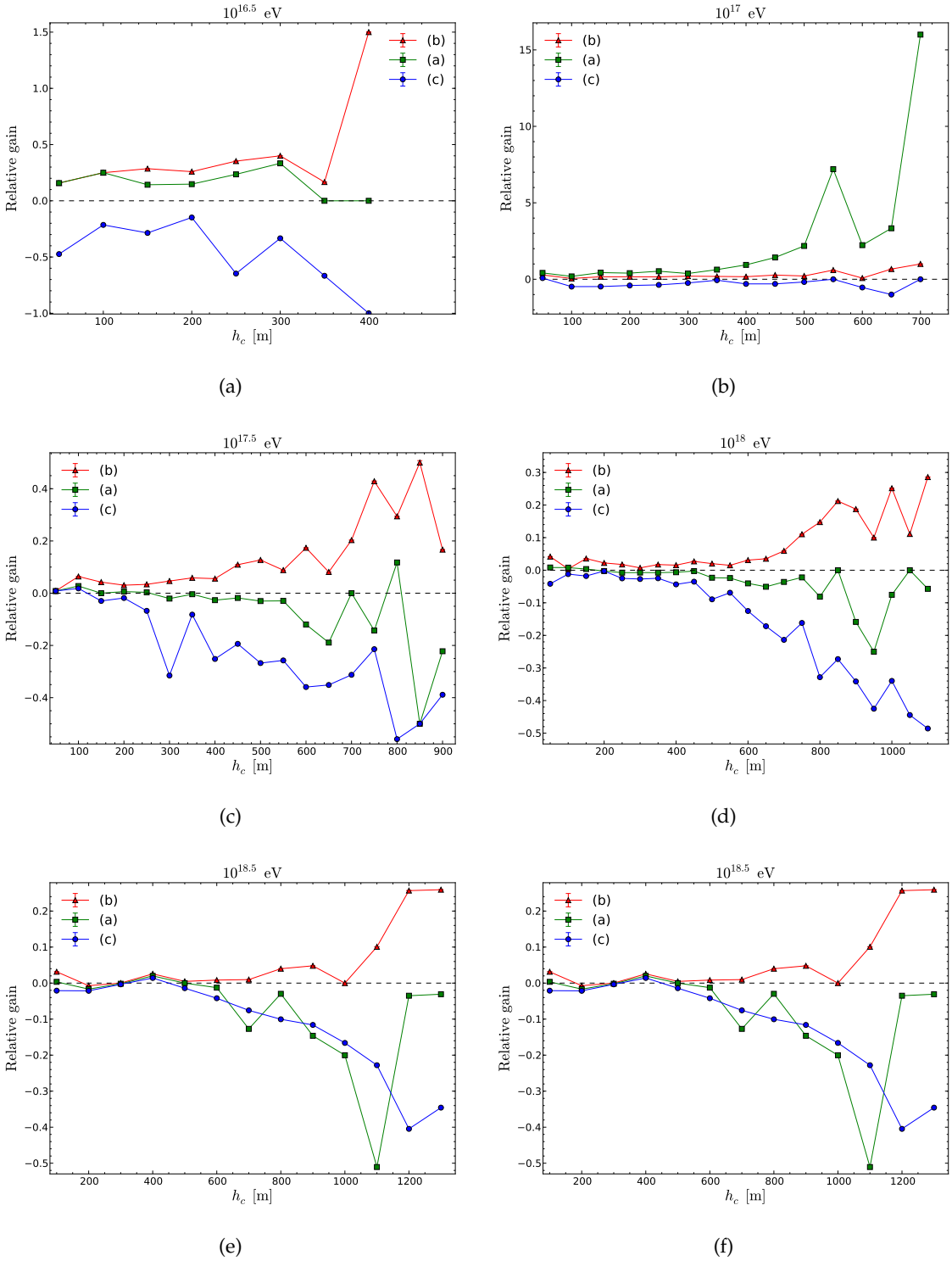


FIGURE 7.15 – Fraction de déclenchements gagnés en fonction de h_c pour différentes énergies à 120 MHz pour les paramètres de déclenchement (a) ($(n_{(a)} - n_{\text{Ref.}})/n_{\text{Ref.}}$) (vert), (b) ($(n_{(b)} - n_{\text{Ref.}})/n_{\text{Ref.}}$) (rouge) et (c) ($(n_{(c)} - n_{\text{Ref.}})/n_{\text{Ref.}}$) (bleu) relatives à l'efficacité de déclenchement de référence à 40 MHz.

Combinaison	Th	N_{bins}	Window
Ref. (40 MHz)	0.2	13	120
(a)	0.2	31	360
(b)	0.15	34	360
(c)	0.25	28	360

TABLE 7.4 – Jeux de paramètres du ToT donnant un taux de déclenchement sur le fond de 1 Hz. Les paramètres de la première ligne correspondent aux paramètres de déclenchement standards à 40 MHz. Les paramètres des trois lignes suivantes correspondent aux différentes combinaisons de paramètres considérées dans cette étude.

bins requis au-delà de ce seuil plus faible on observe une réduction du nombre de stations déclenchant avec un faible signal intégré.

Ceci nous montre que l'on peut obtenir un trigger plus efficace pour ce qui est de déclencher sur des neutrinos tau à incidence rasante sans être pour autant plus permissif quant au fond atmosphérique. Dans le cadre d'une redéfinition des paramètres de déclenchement du ToT à 120 MHz, il apparaît clairement que pour la recherche de neutrinos à UHE il est préférable de fixer un seuil bas (de l'ordre de 0.15 VEMPeak par exemple) avec un nombre de bin requis en conséquence (34 pour 0.15VEMPeak). Bien évidemment, l'observatoire Pierre Auger n'étant pas dédié principalement à la recherche de neutrinos à UHE, un tel seuil de déclenchement dans le cas d'un échantillonnage du signal à 120 MHz ne doit pas impacter négativement les autres analyses menées par la collaboration Pierre Auger. En dehors des études menées par les tâches dédiées aux photons et neutrinos qui ont été pionnières, les autres analyses n'ont pas encore abouti, ne permettant pas de conclure à ce propos.

Critères de sélection

Nous nous sommes également intéressés aux distributions des différentes variables d'identification des neutrinos tau à incidence rasante comme cela a été fait précédemment dans le cas du ToTd et du MoPS. Nous avons représenté ces distributions sur la figure 7.16 pour les paramètres de déclenchement (a) comparés au cas standard à 40 MHz (voir table 7.4). On peut constater que les distributions des différentes variables sont extrêmement proches. La valeur moyenne de la distribution de l'AoP, qui est la variable clé dans l'identification des gerbes jeunes, n'est d'ailleurs pas modifiée (la moyenne passant de 2.82 à 40 MHz à 2.86 à 120 MHz ce qui représente une variation de l'ordre du pourcent). On peut donc s'attendre ici encore à ce que les critères de sélection n'évoluent que peu en présence d'un taux d'échantillonnage de 120 MHz. Cependant, nous insistons ici encore sur le fait qu'il n'est pas possible d'apporter une réponse définitive quant aux critères de sélection en l'absence de ces mêmes distributions obtenues pour le fond hadronique.

Sont représentées également, sur la figure 7.17 les distributions des variables d'identifications dans le cas des paramètres de déclenchement (b) et (c) comparés au cas standard à 40 MHz. Ici encore on peut constater que quelle que soit la combinaison (Th, N_{bins}) utilisée pour le ToT, les distributions des critères de sélection des gerbes inclinées ne sont que fai-

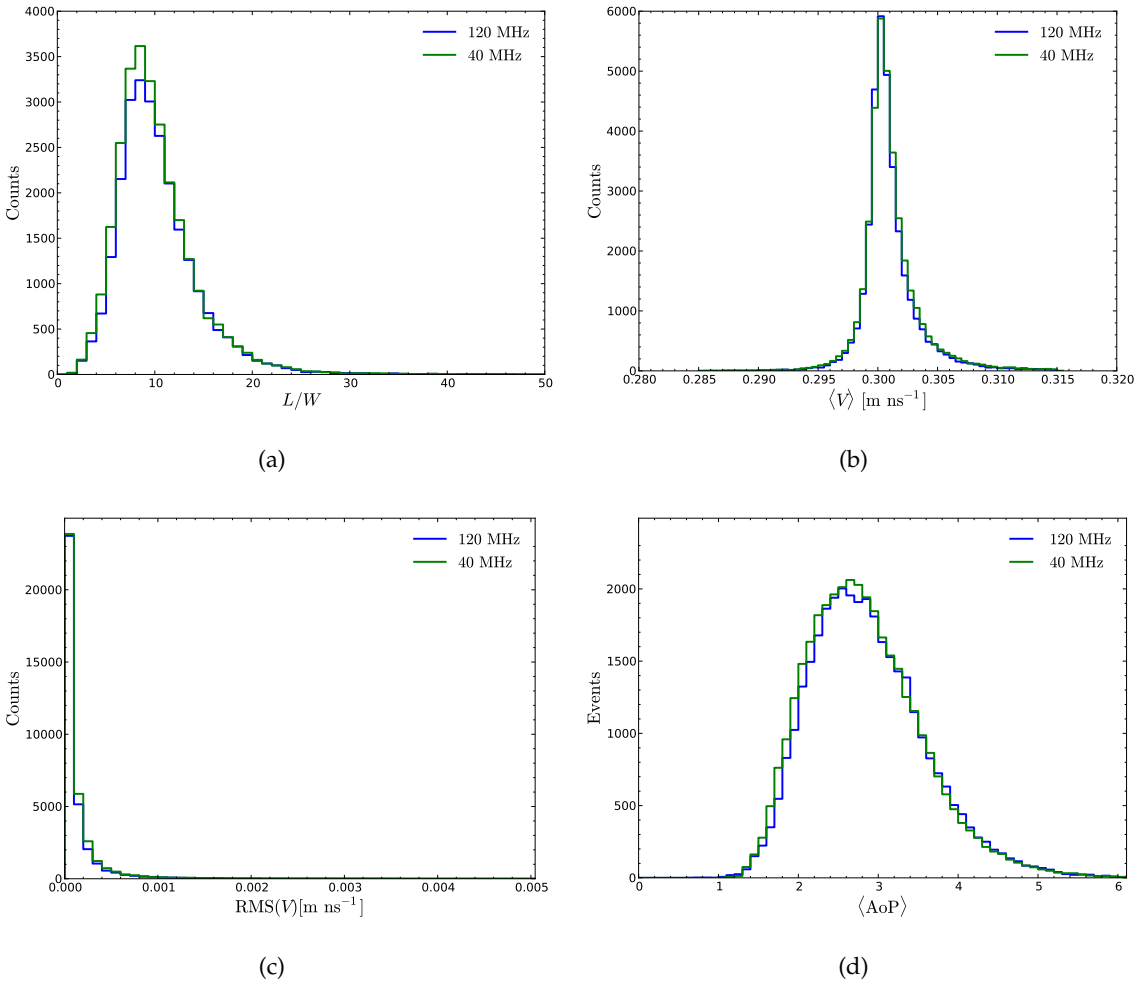


FIGURE 7.16 – Distributions des variables discriminantes utilisées pour la sélection des neutrinos tau à incidence rasante à 40 et 120 MHz. (a) L/W, (b) $\langle V \rangle$, (c) RMS(V), (d) $\langle \text{AoP} \rangle$.

blement affectées. Quant à la distribution de l'AoP, on peut noter une modification sensible, avec une valeur moyenne passe de 2.82 à 40 MHz à 2.84 à 120 MHz et les paramètres de déclenchement (b) et à 2.94 à 120 MHz et les paramètres (c). Ceci ne représente cependant qu'une modification inférieure à 5%. De plus, comme on l'a déjà mentionné précédemment au sujet des distributions du signal intégré, cette modification de l'AoP peut être simplement due à la définition des constantes de calibration utilisées pour cette étude. Ceci conforte encore le fait que l'on ne s'attende qu'à peu d'évolution des critères de sélection avec le passage du taux d'échantillonnage à 120 MHz.

Estimation de la sensibilité à 120 MHz

Etant donné la faible évolution des critères de sélection avec le passage du taux d'échantillonnage à 120 MHz il nous paraît raisonnable de faire ici encore l'hypothèse que l'efficacité de sélection des neutrinos ne sera que peu affectée afin d'effectuer une première estimation

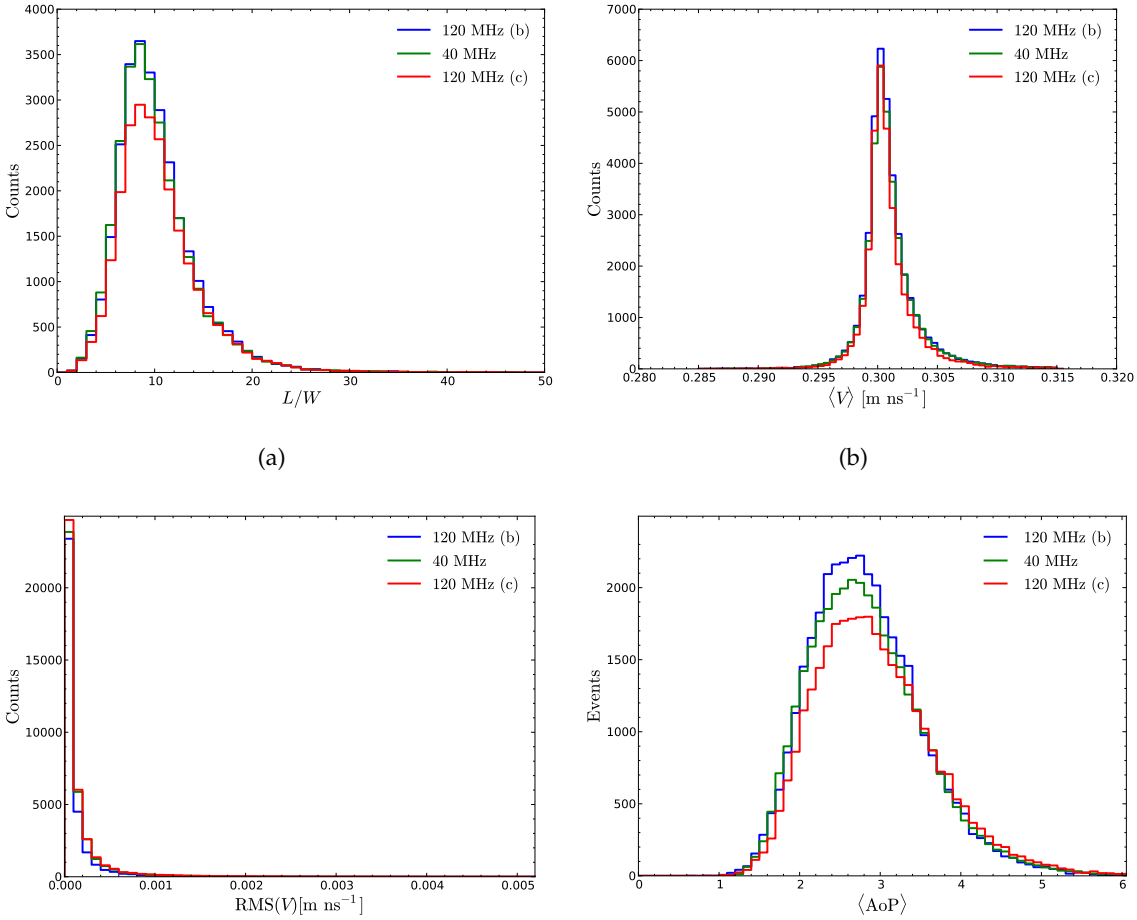


FIGURE 7.17 – Distributions des variables discriminantes utilisées pour la sélection des neutrinos tau à incidence rasante à 40 et 120 MHz pour les combinaisons de paramètres de déclenchement (b) et (c). (a) L/W, (b) $\langle V \rangle$, (c) RMS(V), (d) $\langle$AoP$\rangle$.

du nombre d'évènements attendu.

Nous procédons ici exactement comme décrit en détail en section 7.2.4 pour évaluer l'évolution du nombre d'évènements attendu pour les trois combinaisons de paramètres pour le ToT à 120 MHz considérées dans cette étude par rapport au cas standard à 40 MHz.

A partir des efficacités en fonction de E, θ et X et des valeurs des poids représentées sur la figure 7.5 nous avons donc évalué la différence relative sur le nombre attendu d'évènements par unité de temps et de surface en présence d'un taux d'échantillonnage à 120 MHz pour chacune des combinaisons de paramètres de ToT considérées. Dans le cas de la combinaison (a) on constate une réduction du nombre d'évènements attendu de 4%. Dans le cas de la combinaison (b), dont le seuil est plus faible mais le nombre de bin requis au-delà de ce seuil plus élevé on constate une augmentation du nombre d'évènements attendu de de 9 % tandis que dans le cas de la combinaison (c), dont le seuil est plus élevé mais le nombre de bin requis au-delà de ce seuil plus faible on constate une réduction du nombre d'évènements

attendu de 2%. Cette différence relative modifie ici également de façon proportionnelle la fraction de la limite intégrale obtenue en considérant la période durant laquelle l'observatoire opère en présence de ces nouveaux modes de déclenchement.

Tout comme nous l'avons fait en section 7.2.4 projetons-nous à l'établissement d'une limite sur les flux de neutrinos tau basées sur 12 ans de prise de données d'un détecteur idéal. Si l'on considère dans cet exemple 6 années de prise de données avec l'électronique standard puis 6 années de prise de données avec un taux d'échantillonnage à 120 MHz et que l'on compare le nombre d'évènements attendu dans ce cas au nombre d'évènements attendu dans le cas de 12 années d'acquisition sans modification de l'électronique, alors la différence relative pour la combinaison (a) est de -2%, de $+4.5\%$ pour la combinaison (b) et de -10% pour la combinaison (c).

Ces éléments nous permettent d'affirmer que l'impact d'un taux d'échantillonnage à 120 MHz sur le nombre d'évènements attendus est réduit quel que soit la combinaison de paramètres de déclenchement considérés : les pertes et les gains étant de l'ordre du pourcent.

7.3.5 Discussion

Comme nous avons pu le voir dans cette partie, le passage d'un taux d'échantillonnage de 40 MHz à 120 MHz n'affecte que peu les distributions des variables d'identifications des neutrinos tau à incidence rasante. Dans le cas de la sélection des gerbes inclinées, ceci s'explique par le fait que les critères de sélection sont des critères de sélection géométrique très généraux, ne dépendant que peu du contenu du signal enregistré par les stations. Quant à la distribution de l'AoP elle n'est également que peu affectée. Dans le cas où la distribution de l'AoP pour le fond ne serait également que peu modifiée par ce changement de taux d'échantillonnage on peut s'attendre à ce que l'efficacité de sélection reste inchangée dans le cas le plus pessimiste. Cependant, l'amélioration de l'électronique des stations du SD ne se limite pas à l'augmentation du taux d'échantillonnage. Elle comprend également une augmentation de la puissance de calcul des stations qui permettrons à l'avenir de mettre en place des modes de déclenchement plus intelligents qui pourraient permettre d'améliorer l'efficacité de déclenchement des neutrinos. En effet, c'est bien sur le plan des efficacités de déclenchement que se joue l'amélioration de la sensibilité de l'observatoire aux neutrinos, l'efficacité de sélection, dans le cas des neutrinos tau à incidence rasante étant déjà tout à fait acceptable puisque de l'ordre de 80%. De plus, toujours au sujet de l'efficacité de déclenchement et avec l'implémentation d'une nouvelle électronique, nous nous sommes posé la question de la combinaison de valeurs qui sera utilisée pour les paramètres de déclenchement du ToT à 120 MHz. Il apparaît dans cette étude que, dans le cadre de la recherche de neutrinos à UHE, il est préférable de fixer le seuil du ToT à une valeur plus basse que 0.2 VEMPeak en requérant un plus grand nombre de bins pour déclencher afin de conserver un taux de déclenchement du fond atmosphérique raisonnable. Cependant, même en optimisant les paramètres du ToT de cette manière, le gain sur le nombre d'évènements attendus reste négligeable.

7.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'impact de l'ajout de deux nouveaux modes de déclenchement locaux aux stations du SD sur l'efficacité de déclenchement des neutrinos tau à incidence rasante ainsi que leur impact sur les distributions des différentes variables de sélection de ces derniers. A partir de l'hypothèse que l'efficacité de sélection n'est pas affectée par l'ajout du MoPS et du ToTd (confortée en partie par la faible évolution des distributions des variables d'identification) nous avons établi le gain en sensibilité attendu et avons montré qu'il est non négligeable.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'impact d'un taux d'échantillonnage de 120 MHz sur la recherche de neutrinos à UHE. Nous avons montré qu'il était possible d'améliorer l'efficacité de déclenchement à partir du ToT en choisissant une combinaison de valeurs des paramètres de déclenchement requérant un nombre de bins au-delà du seuil plus important mais un seuil plus faible. Ce type de combinaison est plus approprié au déclenchement sur des traces étalées en temps mais dont le signal est relativement faible, comme c'est le cas des gerbes engendrées par la désintégration des leptons tau à $\sim 10^{16.5} - 10^{17}$ eV où la contribution au nombre attendu d'évènements est particulièrement importante. Ici également, les distributions des variables discriminantes ont été étudiées. Nous avons montré que le passage à un taux d'échantillonnage à 120 MHz ne devrait pas entrainer de changements importants des critères d'identification et du nombre d'évènements attendu. Ceci est vrai à condition que les distributions de ces variables pour le fond ne subissent pas d'évolution majeure en présence de ce taux d'échantillonnage, Ce qui nous paraît tout de même peu probable.

Enfin, bien que nous ne l'ayons que simplement mentionné dans ce chapitre, au-delà de nouveaux modes de déclenchements et d'une augmentation du taux d'échantillonnage, l'implémentation de nouveaux outils de diagnostique dans le cadre d'une amélioration de l'électronique pourrait s'avérer être un outil extrêmement précieux si un candidat neutrino venait à être détecté afin de s'assurer que ce dernier n'est pas le produit d'effets instrumentaux.

Bibliographie

[1] P. Billoir. *Proposition to improve the local trigger of Surface Detector for low energy showers*. GAP Note **179** (2009). 181, 182, 183, 185, 191, 203

[2] P. Billoir. *Peak searching in FADC traces*. GAP Note **076** (2002). 181, 183, 231

[3] P. Billoir, P. Ghia, D. Nitz and S. R. *First results of the ToTd trigger in the test hexagon*. GAP Note **032** (2011). 182, 183

[4] P. Billoir. *New proposal to improve the local trigger of the Surface Detector*. GAP Note **089** (2011). 183, 185, 186, 191, 231

[5] J. Abraham *et al.* *Limit on the diffuse flux of ultrahigh energy tau neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory*. Phys. Rev. D **79**(10) (2009), 102001. 189

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse, orienté autour de la recherche de neutrinos d'ultra-haute énergie à l'observatoire Pierre Auger, a porté d'une part sur l'évaluation des incertitudes systématiques relatives aux pertes d'énergie du lepton tau dans la roche ainsi qu'aux sections efficaces d'interaction des neutrinos à ultra-haute énergie dans le cadre de la recherche de neutrinos tau à incidence rasante. En effet, ces sources d'incertitudes systématiques sont les plus importantes dans ce canal de recherche. D'autre part, nous nous sommes intéressés à un autre canal de détection : les neutrinos électroniques à incidence rasante interagissant au sein de la croûte terrestre et produisant des gerbes électromagnétiques souterraines à ultra-haute énergie soumises à l'effet LPM. Enfin, nous avons étudié l'impact de différentes améliorations du SD sur la recherche de neutrinos d'ultra-haute énergie à l'observatoire Pierre Auger.

Nous avons présenté aux chapitres 1, 2 et 3 le contexte phénoménologique et expérimental dans lequel s'inscrit cette thèse. Au chapitre 1, nous avons introduit la problématique des rayons cosmique d'ultra-haute énergie au regard des résultats expérimentaux actuels. Nous nous sommes ensuite penchés sur les grandes gerbes atmosphériques, qui constituent la clé de voûte de la détection des rayons cosmiques à UHE, notamment par l'observatoire Pierre Auger que nous avons présenté au chapitre 3 où nous avons décrit les différents dispositifs expérimentaux permettant de mettre en oeuvre une technique de détection hybride ainsi que les méthodes de reconstructions des évènements standards.

Nous nous sommes ensuite penchés plus en détail sur la problématique des neutrinos à UHE au chapitre 4. et avons montré que la recherche de neutrinos à UHE constituait un élément central dans la compréhension des RCUHE que ce soit au sujet de leur composition, de leur propagation ou de leur mécanisme de production. Nous avons également passés en revue dans ce chapitre les résultats expérimentaux actuels produits par les différentes expériences en service actuellement.

Au chapitre 5 nous avons présenté les trois analyses dédiées à la recherche de neutrinos à UHE, tant descendants qu'à incidence rasante, en détaillant leurs spécificités. C'est dans le cadre de la recherche de neutrinos tau à incidence rasante que s'est inscrite notre étude des systématiques relatives aux sections efficaces des neutrinos et des pertes d'énergies du tau qui sont la plus grande contribution aux incertitudes systématiques pour ce canal. Enfin, en l'absence de candidats neutrinos détectés par l'observatoire nous avons exposé la dernière limite obtenue sur les flux de neutrinos à UHE basée sur la combinaison des trois canaux de détections. La limite produite est désormais au-delà de la limite théorique de Waxman et Bahcall et les flux les plus optimistes de neutrinos cosmogéniques sont désormais à la portée de la sensibilité de l'observatoire Pierre Auger.

Nous avons ensuite présenté au chapitre 6 l'étude que nous avons menée sur le développement des gerbes électromagnétiques souterraines à UHE soumises à l'effet LPM. Cette étude nous a permis, à partir d'une simulation détaillée du développement de ces gerbes de montrer l'importance des interactions photonucléaires en présence de la suppression des sections efficaces de bremstrahlung et de production de paires par effet LPM. Ceci nous a notamment permis de montrer que les études de sensibilité aux neutrinos électroniques à incidence rasante à UHE ne prenant pas en compte les interactions photonucléaires comme c'est le cas de celle effectuée par la collaboration HiRes conduisent à une surestimation de la sensibilité à ce type d'évènement. Nous avons alors présenté la chaîne de simulation de neutrinos électroniques à incidence rasante que nous avons développée et qui prend en compte les interactions du neutrino dans la croûte terrestre, le développement des gerbes électromagnétiques souterraines produites par courant chargé et enfin le développement des gerbes atmosphériques émergentes. Cette chaîne de simulation générale, pouvant être utilisée dans différents cas de figure a été appliquée à l'observatoire Pierre Auger afin de déterminer sa sensibilité aux neutrinos électroniques à incidence rasante et établir une première limite sur leurs flux.

Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, nous avons étudié l'impact de différentes améliorations du SD sur la recherche de neutrinos à UHE. Nous avons montré que l'implémentation de deux nouveaux modes de déclenchement, le ToTd et le MoPS, permettait un gain en efficacité de déclenchement non négligeable permettant une amélioration de la sensibilité de l'observatoire sous certaines hypothèses. Enfin nous nous sommes finalement intéressés à l'impact d'une augmentation du taux d'échantillonnage des FADC des stations du SD à 120 MHz dans le cadre de l'amélioration de l'observatoire en vue d'une extension de sa durée de fonctionnement au-delà 2015. Dans ce cadre nous avons montré qu'afin d'améliorer l'efficacité de déclenchement pour les neutrinos avec un taux d'échantillonnage à 120 MHz il était préférable de réduire le seuil du ToT, tout en accroissant le nombre de bins au-delà du seuil pour conserver un taux de déclenchement sur le fond conservatif.

Cette thèse se conclut alors que l'expérience IceCube commence à avoir une sensibilité lui ayant permis de détecter pour la première fois des neutrinos au PeV. L'observatoire Pierre Auger atteint une sensibilité suffisante pour espérer contraindre les flux de neutrinos cosmogéniques les plus optimistes. Les années à venir devraient apporter une moisson de résultat particulièrement intéressante dans le domaine des neutrinos à UHE qui permettront sans doute d'apporter des éléments de réponses quant à l'origine des RCUHE et leur mécanismes de productions. La recherche de neutrinos à UHE constitue donc un des enjeux majeurs de la physique des astroparticules tant ces derniers peuvent contribuer à une meilleure compréhension des RCUHE.

Table des figures

1.1 **(Gauche) Mesures de Hess (1913) et de Kolhörster (1914) (Droite) La découverte des gerbes atmosphériques étendues.** Mesures du taux de comptage horaire par Auger, Kolhörster et Schmeiser. 8

1.2 **Spectre en énergie des rayons cosmiques.** Compilation des différentes mesures du spectre en énergie. La ligne en pointillés représente une loi de puissance en E^{-3} à titre de comparaison. Les positions approximatives de la cheville est des genoux sont indiquées. (Figure compilée par S. Swordy) 11

1.3 **Diagramme de Hillas représentant les sources astrophysiques potentielles de RCUHE**. Les ellipses correspondent à l'incertitude sur les tailles des sources ainsi que leur champ magnétique. La ligne bleue représente la limite au-delà de laquelle les protons peuvent être confinés et accélérés jusqu'à une énergie de 10^{21} eV. La ligne bleue pointillée représente quant à elle la limite au-delà de laquelle des protons peuvent être confinés et accélérés jusqu'à une énergie de 10^{20} eV. La ligne rouge correspond à la limite au-delà de laquelle des noyaux de fer peuvent être accélérés jusqu'à 10^{21} eV. 16

1.4 **(Gauche) Distribution du spectre en énergie schématique des fonds de photons les plus importants (par intensité) dans l'univers ainsi que leur luminosité approximative en nW m^{-2}sr^{-2}**. De droite à gauche : le fond diffus micro-onde (CMB), le fond diffus infrarouge (CIB) et le fond diffus optique (COB) [21]. **(Droite) Distribution en énergie du fond de photon infrarouge (CIB) à différents décalages vers le rouge z.** 17

1.5 **(Gauche) Libre parcours moyen en fonction de l'énergie des protons.** La contribution des différents processus de perte d'énergie est représentée : expansion adiabatique (ligne noire tiretée), production de paires (sur le CMB, ligne rouge pointillée et sur les fonds IR, optique et UV en vert pointillé) et production de pion (sur les fonds IR, optiques et UV, ligne verte pleine et sur le CMB, ligne rouge pleine). (Droite) **Libre parcours moyen en fonction du facteur de Lorentz des noyaux de fer** pour les différents processus de photodissociation et interactions avec le CMB ainsi que les fonds IR/Opt/UV pour un décalage vers le rouge $z = 0$. Contribution totale (ligne noire), contribution de la résonance dipolaire géante et des résonances de quasi-deutéron (QD) sur les fonds IR, optique et UV (ligne rouge tiretée) et le CMB (ligne rouge pleine), contribution de la résonance baryonique (BR) sur les fonds IR, optique et UV (ligne bleue tiretée) et sur le CMB (ligne verte tiretée). Pour plus d'informations voir la référence [29]. 19

1.6 **Représentation schématique des régions magnétisées intervenant dans la propagation des RCUHE** [30]. Les échelles de longueurs approximatives sont indiquées en gris. 20
1.7 **Spectre en énergie combiné obtenu par l'observatoire Pierre Auger.** Seules les incertitudes systématiques sont représentées. 23
1.8 **Fraction de corrélations de l'observatoire Pierre Auger.** La valeur la plus probable du degré de corrélation p_{data} est représentée en fonction du nombre total d'évènements ordonnés en temps. Les intervalles à 68%, 95% et 99.7% de niveau de confiance autour de la valeur la plus probable sont également représentés. La ligne tiretée horizontale montre la valeur isotrope p_{iso} et la ligne horizontale pleine l'estimation du signal $p_{\text{iso}} = 0.33 \pm 0.05$. Les symboles en noir représentent la fraction de corrélation pour chaque bin de 10 évènements consécutifs. 24
1.9 **Résultats des observables sensibles au développement de la gerbe** comparés avec les prédictions des modèles. Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques. Les erreurs systématiques sont représentées par les bandes grisées. 25
1.10 **Limite supérieure sur les flux de photons au-delà de 1, 2, 3, 5 et 10 EeV** (SD et Hybride 2009), AGASA (A) [48, 49] et Yakutsk (Y) [50]. La région grisée et les lignes donnent les prédictions pour un flux de photons GZK et pour les modèles top down (TD, Z-Burst, SHDM, and SHDM', voir [51–53]). La limite Hybride 2009 sur la fraction de photons est convertie en limite sur les flux grâce au spectre intégré de l'observatoire Pierre Auger [54]. 27

2.1 **Sections efficaces proton-proton totale et élastique,** calculées avec EPOS LHC (ligne pleine), QGSGETII-04 (ligne pointillée), EPOS 1.99 (ligne tiretée) et QGSJETII-03 (ligne tiretée-pointillée). Les points correspondent aux données issues de [1] et les étoiles sont les mesures du LHC par l'expérience TOTEM [2]. A titre indicatif 10^{18} eV correspondent à une cinquantaine de TeV dans le référentiel du centre de masse. 34
2.2 **Développement schématique d'une gerbe atmosphérique.** On suppose ici un nucléon comme primaire. La gerbe résultante est constituée de 3 composantes : la cascade nucléique correspondant aux fragments du primaire, la cascade hadronique (mésons) et la cascade électromagnétique (e^+e^- et photons). 36
2.3 **Profils longitudinaux pour trois primaires différents** (a) fer, (b) proton et (c) photon. Un exemple de gerbe avec une énergie de 10^{19} eV enregistrée par l'observatoire Pierre Auger est inclus dans chacun des graphiques. 40
2.4 X_{max} **en fonction de l'énergie**, données de [4–7] comparées aux simulations de gerbe atmosphériques pour des primaires proton, fer et photon. Dans le cas d'un primaire hadronique, les prédictions des différents modèles sont représentées : QGSJET01c [8] (ligne pleine), SIBYLL2.1 [9] (ligne pointillée), EPOS1.61 [10] (ligne tiretée) et QGSGETII-3 [8] (ligne tiretée-pointillée). . . . 40

2.5 **Simulation du développement latéral des particules composant la gerbe.** Les densités de particules sont données dans le plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe dans le cas de protons (courbe en tirets) et de noyaux de fer (courbes pleines) à 10^{19} eV et 30°d'angle zénithal. Tiré de [12]. 43

2.6 **Schéma de principe de la procédure de thinning dans une cascade d'interactions.** Les lignes pointillées sont des particules non suivies ; les lignes pleines correspondent aux particules suivies avec une largeur proportionnelle à leurs poids statistiques. Tiré de [18]. 45

2.7 **Evolution du maximum de développement de la gerbe en fonction de l'énergie pour différents modèles avant (gauche) et après (droite) les contraintes apportées par les données du LHC.** 46

3.1 **Disposition de l'observatoire Pierre Auger à Malargüe, Argentine.** La position des quatre bâtiments de fluorescence entourant le réseau de surface est représentée par des carrés noirs, les lignes grises indiquent le champ de vue des 6 télescopes de chaque bâtiment. Les points orange indiquent la position de chacune des 1660 cuves Tcherenkov avec un espacement de 1.5 km entre les plus proches voisins. 52

3.2 **(Gauche) Une station du détecteur de surface. (Droite) Histogramme de pic utilisé pour la calibration des stations [1].** 53

3.3 **Représentation schématique de la hiérarchie du système de déclenchement du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger.** 55

3.4 **Exemple de configuration compacte de type 3-fold (gauche) et 4-fold (droite) [5]** 56

3.5 **Représentation schématique de la hiérarchie de sélection des évènements du détecteur de surface de l'observatoire Pierre Auger.** 57

3.6 **Ensemble des configurations compactes de type 3ToT (a) et 4C1 (b) [5].** . . . 57

3.7 **Représentation schématique du développement des fronts de gerbe plan et sphérique** [6]. 58

3.8 **(Gauche) Représentation schématique d'un bâtiment de fluorescence avec ses 6 télescopes. (Droite) Représentation schématique d'un télescope de fluorescence de l'observatoire Pierre Auger.** 61

3.9 **Types fondamentaux de motifs considérés comme des segments de traces droites.** 63

3.10 **Illustration de la reconstruction géométrique d'une gerbe à partir des observables du détecteur de fluorescence.** 64

3.11 **Exemple d'un évènement golden hybrid (id 4880772) reconstruit par le Offline.** Les données FD représentées sont issus de Los Morados (bâtiment FD magenta sur la figure a). 67

3.12 **Exemple de deux évènements golden hybrides reconstruits par le Offline (haut : id 4886352, bas : id 4665675).** 68

4.1 **Gauche : Contribution des différents processus au flux de neutrino en considérant toutes les saveurs.** Le cas d'une composition pure proton, supposant un taux de formation d'étoiles typique pour l'émissivité des sources (Hopkins and Beacom, 2006) et un modèle de transition de type "dip" (Berezinsky et al., 2006) est représenté. La ligne pleine noire indique le flux total. La ligne pleine verte représente l'émission de neutrinos engendrée par l'interaction des rayons cosmiques avec les photons du CMB et la ligne bleue pointillée avec les photons UV, optiques et IR. La ligne rouge tiretée est la contribution de la désintégration du neutron (neutrons produits à travers les interactions photon-hadron). **Droite : Limite supérieure sur les flux de neutrinos muoniques pour des sources optiquement minces (notée $\tau_{n\gamma} < 1$) et optiquement épaisses (notée $\tau_{n\gamma} \gg 1$).** A titre de comparaison, la limite obtenue par Waxman et Bahcall est également représentée [10]. Les prédictions de flux pour des sources optiquement minces sont également représentées : proton-blazar (Mannheim 1995 [11]) en pointillés, GRB (Waxman et Bahcall 1997 [12]). Tiré de [13]. 78

4.2 **Gauche : Effets de différentes compositions sur les flux de neutrinos toutes saveurs confondues.** Sont représentés les cas d'une composition pure proton en supposant un modèle de transition de type "dip" (ligne noire pleine), une composition mixée type galactique dominée par les protons (rose pointillée), une composition pure fer (bleue tiretée) et une composition mixte riche en fer (rouge tiretée-pointillée). **Droite : effets de l'évolution des sources sur les flux de neutrinos toutes saveurs confondues.** Une composition pure proton et un modèle de transition de type "dip" sont supposés ici [13]. 79

4.3 **Section efficace de diffusion νN et νe à $E_\nu \geq 10^4$GeV.** Sont représentées les interactions $\bar{\nu_\mu} e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$ (croix vides), $\nu_\mu e^- \to \nu_\mu e^-$ (diamants), $\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_e e^-$ (cercles vides), $\bar{\nu}_e e^- \to \bar{\nu}_\mu e^-$ (cercles pleins) ainsi que les interactions avec un nucléon par courant chargé (croix pleines) et neutre (triangles pleins). La diffusion résonnante de Glashow est également représentée [17]. 85

4.4 **(Haut) Représentation schématique du détecteur IceCube. (Bas) Limite supérieure à 90% de niveau de confiance (marqueurs) et sensibilité (lignes) du détecteur IceCube sur les sources ponctuelles avec une indice d'injection en E^{-2} en fonction de la délcinaison.** Les lignes verticales représentent les positions d'émetteurs galactiques de gammas au TeV. L'étoile marque la position du centre galactique. 87

4.5 **(Gauche) Les deux évènements observés en août 2011 (Bert) et janvier 2012 (Ernie).** Chacune des sphères représente un module optique. Les couleurs représentent les temps d'arrivés des photons où le rouge indique les temps tôt et le bleu les temps tard. **(Droite) Distributions des évènements pour 615.9 jours d'acquisition après application des critères de sélections en fonction du logarithme du nombre de photo-électrons (NPE).** Les points noirs représentent les données expérimentales. Les barres d'erreurs sur les points de données correspondent à l'intervalle de confiance à 68% suivant l'approche de Feldman-Cousins. La ligne pleine bleue représente la somme des fonds de muons atmosphérique (bleu tireté), de neutrinos atmosphériques conventionnels (vert clair pointillé) et de neutrinos atmosphériques prompts (vert tireté-pointillé). Les barres d'erreurs et la région ombrée bleue sont respectivement les erreurs statistiques et systématiques. La ligne rouge représente la prédiction d'un modèle de neutrinos cosmogéniques [29] avec ses incertitudes représentée par la région ombrée. La ligne magenta représente un flux en E^{-2} jusqu'à une énergie de 10^9 GeV avec une normalisation sur toutes les saveurs telle que $E^2\phi_{\nu_e+\nu_\mu+\nu_\tau} = 3.6 \times 10^{-8}$ GeV $^{-1}$sr $^{-1}$s cm^{-2} correspondant à la limite intégrale précédemment obtenues dans la même gamme d'énergie. Les modèles de flux pour le signal sont sommés sur les trois saveurs de neutrino en supposant un rapport de saveurs de 1 : 1 : 1. 89

4.6 (Gauche) Photographie du détecteur ANITA. (Droite) Limite sur les flux diffus de neutrinos cosmogéniques obtenue par la collaboration ANITA comparée à d'autres résultats expérimentaux. 90

4.7 **Vue schématique du détecteur ANTARES.** 92

4.8 **(Gauche) Limite supérieure différentielle et intégrale à 90% de niveau de confiance sur les flux diffus d'UHEν de l'observatoire Pierre Auger** ainsi que d'autres expériences [20, 33] et modèles cosmogéniques [13, 29]. **(Droite)** Limite supérieure à 90% de niveau de confiance sur le flux intégral de neutrino issu d'une source ponctuelle en fonction de la déclinaison de la source. 93

5.1 **Traces FADC de stations à 1 km du cœur de gerbe issue de vrais gerbes de 5 EeV.** (a) Gerbe arrivant dans les premières étapes de son développement ("gerbe jeune"). (b) "veille" gerbe ($\theta \sim 80°$). 102

5.2 **Représentation schématique des différents canaux de détection de neutrinos à UHE de l'observatoire Pierre Auger** (1) Une gerbe inclinée standard engendrée par un proton interagissant haut dans l'atmosphère dont la composante électromagnétique est absorbée et dont seulement les muons atteignent le SD (gerbe veille). (2) Une gerbe engendrée par un neutrino descendant interagissant profondément dans l'atmosphère. (3) Une gerbe engendrée par un neutrino tau à incidence rasante interagissant au sein de la croûte terrestre et produisant un lepton tau montant se désintégrant en vol dans l'atmosphère proche du SD. (4) Une "double gerbe" engendrée par un neutrino tau descendant produisant une première gerbe hadronique par courant chargé et un lepton tau se désintégrant en vol produisant une seconde gerbe. (5) Une gerbe engendrée par un neutrino tau descendant interagissant dans les Andes et produisant un lepton tau se désintégrant en vol dans l'atmosphère proche du SD. 103

5.3 **Représentation schématique des différents types de gerbes engendrées par des neutrinos à UHE.** Tous les canaux d'interaction représentés contribuent à l'exposition du SD aux gerbes induites par les neutrinos descendants [2]. . . 104

5.4 **Points de l'espace des paramètres E_τ, θ et altitude de désintégration X simulés dans le cadre du canal neutrino tau à incidence rasante.** D'une manière générale les points sont équidistant en logarithme de l'énergie ($\Delta \log E = 0.5$), en angle zénithal ($\Delta\theta = 0.01 \simeq 0.57°$) et altitude de désintégration ($\Delta X = 100$ m). Pour $\theta < 94°$ et $\log_{10} E_\tau < 18$ l'espace des paramètres est couvert de façon plus dense avec des points aux énergies et altitudes de désintégration intermédiaires : cette zone de l'espace des paramètres contribuent le plus au nombre d'évènements attendu à l'observatoire, elle nécessite un échantillonnage plus dense (pour plus d'information voir au chapitre 7). 105

5.5 **(Gauche) Représentation schématique de l'empreinte d'une gerbe sur le réseau de surface.** Chaque cercle représente la position d'une station et leur taille est proportionnelle au signal de la station. **(Droite) Définition de l'Aera over Peak.** 107

5.6 **(Gauche) Distribution du $\log_{10}(\mathrm{AoP})$ de la première station à déclencher pour les données réelles et les évènements neutrinos simulés. (Droite) Distribution du produit des AoP des quatre premières stations à déclencher.** Il y a une séparation claire entre l'échantillon de fond et les évènements neutrinos simulés, indiquant que l'AoP des premières stations déclenchant est une bonne variable discriminante pouvant être utilisée dans la méthode du discriminant de Fisher [2]. 109

5.7 **(Gauche) Distributions du discriminant de Fisher $\mathcal{F}$ pour les évènements avec une multiplicité de $4 \leq N \leq 6$ (haut), $7 \leq N \leq 11$ (milieu) et $N \geq 12$ (bas).** Les données réelles pour la période d'apprentissage du 1er Janvier 2004 au 31 Octobre 2007 décrivent le fond hadronique standard tandis que les évènements Monte Carlo neutrinos descendants représentent le signal. Les lignes verticales indiquent la valeur de la coupure sur la valeur du discriminant nécessaire pour avoir moins d'un évènement sur chacune des périodes (1 an, 20 ans, 100 ans). **(Droite) Ajustement d'une fonction exponentielle à la distribution du discriminant de Fisher $\mathcal{F}$ pour l'échantillon d'apprentissage sur l'intervalle $[1\sigma, 3\sigma]$.** Les valeurs prédites (Pred.) et observées (Real) du nombre d'évènements sont données dans chacune des zones de test ($[3\sigma, 4\sigma]$, $[5\sigma, 6\sigma]$ et $[6\sigma, 7\sigma]$) [2]. 113

5.8 **Distribution de $\langle$AoP$\rangle$.** L'histogramme gris plein représente la distribution de $\langle$AoP$\rangle$ pour les données de la période d'apprentissage dans le cas des neutrinos à incidence rasante. Histogramme noir : distribution de $\langle$AoP$\rangle$ pour la période de recherche. Les distributions sont normalisées au même nombre d'évènements à des fins de comparaisons. Histogramme rouge : distribution de $\langle$AoP$\rangle$ pour les évènements ν_τ à incidence rasante simulés. La ligne verticale pointillée représente la coupure $\langle$AoP$\rangle > 1.83$ au-delà de laquelle un évènement réel est considéré comme un candidat neutrino. 114

5.9 **Efficacité de déclenchement (bleu) et d'identification (rouge) en fonction de l'altitude du centre de gerbe h_c à 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} et 10^{20}** [3]. 116

5.10 **Exemple d'efficacité de déclenchement et d'identification en fonction de la densité de la colonne d'air le long de la gerbe.** La sélection par discriminant de Fisher conserve l'essentiel des gerbes passant la sélection inclinées mais rejette les gerbes produites à haute altitude exhibant un comportement de gerbe vieille au sol [2]. 117

5.11 **Probabilité doublement différentielle qu'un tau se désintègre en vol dans l'atmosphère avec une énergie E_τ donnée et une altitude h_c donnée ($d^2p_\tau/d\log(E)dh_c$).** Cette probabilité est obtenue pour un ν_τ de 10^{20} eV avec un angle d'incidence de 87° en utilisant les pertes d'énergies du tau et les sections efficaces d'interaction par courant chargé et neutre tirée de [11]. 120

5.12 **(Gauche) Perte d'énergie du tau pour les trois modèles considérés dans cette étude** (PT [21], ASW [19] et ALLM [22]) **.(Droite) Section efficace d'interaction ν-nucléon par courant chargé pour les trois modèles considérés dans cette étude** (Sarkar [20], ASW et PT [19]). 121

5.13 **Probabilité de produire un lepton tau par courant chargé en fonction de l'épaisseur de roche traversée pour un neutrino tau incident à 10^{17} (gauche) et 10^{20} eV (droite) pour les différents modèles considérés dans cette étude.** La densité est supposée constante (2.65 g cm^{-2}) sur toute l'épaisseur de roche. 124

5.14 **Probabilité de survie d'un tau de 10^{18} eV (gauche) et 10^{20} eV (droite) en fonction de l'épaisseur de roche standard traversée pour les trois modèles de pertes d'énergie considérés dans cette étude.** L'ensemble des mécanismes de perte d'énergie sont pris en compte ici (interactions photonucléaires, bremsstrahlung et production de paire) et traitées dans une propagation pas à pas du tau. 125

5.15 **Exposition de l'observatoire aux ν_τ à incidence rasante obtenue pour l'ensemble des combinaisons de modèles considérés dans cette étude couvrant la période de recherche.** 126

5.16 **Probabilité d'obtenir un tau émergeant à une énergie donnée ($dp_\tau/d\log(E)$) pour chacune des combinaisons de perte d'énergies du tau et de sections efficaces ν-nucléon considérées dans cette étude pour différentes énergies à un angle donné (gauche) et pour différents angles à une énergie donnée (droite)** (Gauche) (a) Neutrino incident à 10^{18} eV et 91.25°. (c) Neutrino incident à 10^{19} eV et 91.25°. (e) Neutrino incident à 10^{20} eV et 91.25°. (Droite) (b) Neutrino incident à 10^{18} eV et 91.8°. (d) Neutrino incident à 10^{18} eV et 93.5°. (f) Neutrino incident à 10^{18} eV et 96.8°. 127

5.17 **(Gauche) Incertitude systématique sur l'exposition aux ν_τ à incidence rasante** obtenue pour la période du 1er Juin 2010 au 31 Décembre 2012, pour les sources d'incertitudes suivantes : (haut) perte d'énergie du tau, (milieu) section efficace ν-nucléon et (bas) en considérant toutes les combinaisons de sections efficaces et de perte d'énergie du tau. (Bande de référence Sarkar [20] + ALLM [22]) Bandes d'incertitudes systématiques pour le cas le plus et le moins favorable par rapport à l'exposition de référence (bas). 128

5.18 **Exposition combinée du SD de l'observatoire Pierre Auger en fonction de l'énergie des neutrinos après avoir appliqué les trois ensembles de critères de sélection de la table 5.1 aux simulations Monte Carlo de neutrinos à UHE présentées en 5.3.** Les expositions individuelles correspondant à chacune des analyses sont également représentées. Pour les neutrinos descendants, l'exposition représente la somme sur les trois saveurs et sur les interactions NC et CC. Pour les neutrinos à incidence rasante, seule l'exposition aux neutrinos tau interagissant par CC est représentée. Pour ce canal, l'exposition chute aux plus hautes énergies car les probabilités que le tau s'échappe de l'atmosphère ou se désintègre trop haut pour déclencher le SD augmentent. 131

5.19 **Limite supérieure combinée différentielle et intégrale sur les flux diffus de neutrinos à UHE à 90% C.L. pour l'observatoire Pierre Auger**. La période de recherche correspond à 6 ans de SD idéal. Sont également représentées les limites intégrées des expériences ANITA-II [23] et de RICE [24] ainsi que les flux attendus pour plusieurs modèles de flux de neutrinos cosmogéniques [25–28] et pour des sources astrophysiques. 132

6.1 **(Gauche) Section efficace de bremsstrahlung dans le plomb normalisée en fonction de la fraction d'énergie du photon** $y = E/k$. Sur l'axe des ordonnées est exprimée en nombre de photons par longueur de radiations. Chacune des courbes correspond à une énergie différente de l'électron incident. **(Droite) Section efficace de production de paires dans le plomb normalisée en fonction de la fraction d'énergie de l'électron** $x = k/E$**.** Chacune des courbes correspond à une énergie différente du photon incident. 142

6.2 **Exemple d'interactions ponctuelles du photon.** Ces deux diagrammes correspondent aux interactions directes photon-nucléon contribuant à l'ordre le plus bas en QCD perturbative. 144

6.3 **Représentation schématique du développement d'une gerbe induite par l'interaction par courant chargé d'un UHE**ν_e. Un électron peut produire un photon par bremsstrahlung qui est susceptibles d'interagir avec noyau du milieu par interaction photonucléaire et produire une gerbe hadronique souterraine ou produire une paire électron-positron par mécanisme de production de paires. 146

6.4 **Sections efficaces de production de paires en régime LPM (LPM, noir) et d'interaction photonucléaire (PN, rouge) dans la roche standard utilisée par TIERRAS [16].** On constate que l'énergie de croisement au-delà de laquelle les interactions photonucléaires deviennent dominantes a lieu aux alentours de 10^{19} eV. 147

6.5 Profil longitudinal d'une gerbe induite par un électron primaire de 100, 10, 1 et 0.1 EeV (de haut en bas) dans le cas "LPM seul" (gauche) et "LPM+PN" (droite). Le profil de toutes les particules confondues est représenté en rouge. Les différentes composantes, à savoir électrons, photons, pions et muons sont représentées respectivement en bleu, vert, noir et orange. 148

6.6 Spectre en énergie des muons au maximum de développement moyen d'une gerbe électromagnétique à 10^{20} eV (haut, gauche), 10^{19} eV (haut, droite), 10^{18} eV (bas, gauche) et 10^{17} eV (bas, droite) 150

6.7 **Série de profils longitudinaux de gerbes simulées à** 10^{20} **eV en régime LPM.** On peut constater les différences de développement d'une gerbe à l'autre : Certaines gerbes démarrent très tôt tandis que d'autres subissent un retard de développement plus important et se développent donc sur de plus grandes distances. D'autres subissent plusieurs phases successives de développement, signatures d'électrons en régime LPM se propageant sans déclencher de cascades EM. 151

6.8 **Profil longitudinal moyen (noir), médian (rouge), premier et troisième quartile (bleu) pour une gerbe induite par un électron primaire de 100, 10, 1 et 0.1 EeV (de haut en bas)** dans le cas "LPM seul" (gauche) et "LPM+PN" (droite).152

6.9 **(Gauche) Longueur de gerbe en fonction de l'énergie de l'électron primaire.** Incluant "BH" (carrés), "LPM seul" (triangles), "LPM+PN" (points). 153

6.10 **Dispersion latéral d'une gerbe souterraine à 10^{19} eV** en unité de rayon de Molière. (Gauche) Sans interactions photonucléaires. (Droite) Avec interactions photonucléaires. 154

6.11 **Distribution latérale moyenne au maximum de développement pour une gerbe de 10 EeV.** (Gauche) Sans interactions photonucléaires. (Droite) Avec interactions photonucléaires. Total en rouge, photons en bleu, électrons en vert et pions en noir. 154

6.12 **Probabilité pour une gerbe souterraine avec une énergie primaire de 10^{18} eV (gauche) et 10^{20} eV (droite) d'émerger avec une énergie supérieure à 10^{17} eV après avoir traversé une certaine quantité de roche** (en mètre dans ces graphiques) pour les trois cas : "BH", "LPM seul" et "LPM+PN". 155

6.13 **Probabilité pour une gerbe souterraine d'émerger dans l'atmosphère avec un nombre de particules supérieur à 10^7 en fonction de l'énergie du primaire, normalisé à 600 m de roche**. "LPM seul" en bleu et "LPM+PN" en rouge. 156

6.14 **Profil moyen de gerbe électromagnétique souterraine dans la roche** à 10^{20} eV (ligne pleine bleue) avec les profils moyens pour cinq gerbes atmosphériques émergentes à des profondeurs de 10000, 25000, 75000 et 100000 gcm^{-3} (lignes pointillées vertes). 157

6.15 **(Gauche) Densité de la terre en fonction de la profondeur. (Droite) Densité moyenne le long de la trajectoire d'un neutrino en fonction de son angle zénithal.** On constate que sur la gamme d'angles d'incidences considérés ici la densité du milieu reste constante. 161

6.16 **(Gauche) Probabilité pour un neutrino électronique de produire un électron par CC en fonction de l'épaisseur de roche traversée,** pour un neutrino incident à 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} et 10^{20} eV. La densité est supposée constante (2.65 g cm^{-2}) sur toute l'épaisseur de roche. **(Droite) Distribution en énergie des électrons produits par courant chargés** pour des neutrinos incidents à 10^{17}, 10^{18}, 10^{19} et 10^{20} eV. Ceci illustre le fait que l'électron emporte l'essentiel de l'énergie du neutrino produit et justifie la prise en compte de l'effet LPM et des interactions photonucléaires. 162

6.17 **Diagramme de flux de la simulation neutrino développée dans le cadre de cette étude pour la propagation de neutrinos et anti-neutrinos électroniques.** 163

6.18 **Surface effective de l'observatoire Pierre Auger relative aux neutrinos électroniques à incidence rasante.** Cette dernière croît jusqu'à 10^{19} eV pour ensuite décroître à 10^{20} eV. A ne pas confondre avec la surface effective relative aux gerbes émergentes produites par ces mêmes neutrinos. 169

6.19 **Distribution des différentes variables de sélections de gerbe inclinée.** Les lignes bleues indiquent l'emplacement des coupures sur les variables de sélections utilisées dans le cadre de cette étude ainsi que pour la recherche de ν_τ à incidence rasante. Gauche : L/W, droite : $\langle V \rangle$, bas : RMS(V). 170

6.20 **Exposition de l'observatoire Pierre Auger aux ν_e à incidence rasante pour 6 ans de détecteur idéal et complet (courbe pleine verte).** Sont également représentées les expositions des 3 analyses présentées au chapitre précédent : incidence rasante ("ES", ligne tiretée rouge), descendant à grand angle ("DGH", ligne tiretée-pointillée bleue) et descendant à faible angle ("DGL", ligne pointillée). La sensibilité de l'observatoire aux ν_e à incidence rasante est comparable à la sensibilité aux neutrinos descendants à faible angle à quelques 10^{18} eV qui est la région d'intérêt dans la recherche de neutrinos cosmogéniques. 171

6.21 **Limite sur les flux de ν_e obtenues dans le cadre de cette étude comparée aux différentes limites et modèles disponibles à l'heure actuelle et présentés au chapitre précédent.** 173

7.1 **(Haut) Traces brutes. (Bas) traces déconvoluées.** 182

7.2 **Définition des pas positifs dans une trace FADC (flèches rouges).** 185

7.3 **Taux de déclenchement en T3 par minute.** On voit clairement un accroissement de ce taux à partir de la date d'implémentation du MoPS et du ToTd sur les stations du SD. 187

7.4 **Taux de déclenchement moyen de chacune des stations du SD.** (Haut, Gauche) Taux de déclenchement moyen en ToTd. (Haut, Droite) Taux de déclenchement moyen en MoPS. (Bas) Taux de déclenchement en ToT. Le taux moyen du ToTd et du MoPS sont comparables. Les taux de déclenchement en MoPS et ToTd sont supérieurs au taux de ToT. Le taux moyen est exprimé en nombre de déclenchement par minutes. 188

7.5 **(Haut Gauche) Distribution des poids en fonction de** $\log E_\tau$**,** θ **et** X**.** On peut constater qu'il y a une concentration des poids proches de $E_\tau \simeq 17.25$, $\theta \simeq 88.75°$ et de faibles valeurs de X. **(Haut Droite) Projection de la distribution des poids suivant** E_τ**.** Le résultat est la distribution des poids en fonction de θ et de X. **(Bas Gauche) Projection de la distribution des poids suivant** θ**.** Le résultat est la distribution des poids en fonction de E_τ et de X. **(Bas Droite) Projection de la distribution des poids suivant** X**.** Le résultat est la distribution des poids en fonction de $\log E_\tau$ et θ. 190

7.6 **Efficacité de déclenchement en fonction de h_c pour différentes énergies.** (a) $10^{16.5}$ eV. (b) 10^{17} eV. (c) $10^{17.5}$ eV. (d) 10^{18} eV. (e) $10^{18.5}$ eV. (f) 10^{19} eV. Sont représentées : le cas standard (rouge), avec ToTd (vert), avec MoPS (bleu) et la combinaison MoPS et ToTd (magenta). Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques. 192

7.7 **Fraction de déclenchements gagnés en fonction de h_c pour différentes énergies avec le MoPS ($(n_{\mathrm{MoPS}} - n_{\mathrm{Std}})/n_{\mathrm{Std}}$) (rouge), le ToTd ($(n_{\mathrm{ToTd}} - n_{\mathrm{Std}})/n_{\mathrm{Std}}$) (vert) et le MoPS et ToTd combinés($(n_{\mathrm{ToTd\&MoPS}} - n_{\mathrm{Std}})/n_{\mathrm{Std}}$) (majenta) relatives à l'efficacité de déclenchement standard.** 193

7.8 **(Gauche) Distribution du nombre de stations déclenchées par évènement. (Droite) Distribution du signal intégré par station.** 194

7.9 **Distributions des variables discriminantes utilisées pour la sélection des neutrinos tau à incidence rasante.** (a) L/W, (b) $\langle V \rangle$, (c) RMS(V), (d) $\langle$AoP$\rangle$. . 195
7.10 **(Gauche) Efficacité moyenne de déclenchement en fonction de E_τ et X. (Droite) Efficacité moyenne de déclenchement en fonction de X et θ.** Haut : Cas standard, milieu : ToTd et bas : MoPS. 198
7.11 **Histogramme de charge (gauche) et de pic (droite) obtenus à partir de la simulation du fond atmosphérique.** 203
7.12 **Efficacité de déclenchement en fonction de h_c pour différentes énergies en considérant un échantillonnage à 40 et 120 MHz.** (a) $10^{16.5}$ eV. (b) 10^{17} eV. (c) $10^{17.5}$ eV. (d) 10^{18} eV. (e) $10^{18.5}$ eV. (f) 10^{19} eV. Sont représentées : le cas standard à 40 MHz (vert) et à 120 MHz (bleu). Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques. 204
7.13 **Haut : (Gauche) Distribution du nombre de stations déclenchées par évènement à 40 et 120 MHz. (Droite) Distribution du signal intégré par station à 40 et 120 MHz. Bas : (Gauche) Distribution du nombre de stations déclenchées par évènement à 40 et 120 MHz (paramètres de déclenchement (b) et (c)). (Droite) Distribution du signal intégré par station à 40 et 120 MHz (paramètres de déclenchement (b) et (c), voir table 7.4).** 206
7.14 **Efficacité de déclenchement en fonction de h_c pour différentes énergies en considérant un échantillonnage à 120 MHz et 40 MHz.** (a) $10^{16.5}$ eV. (b) 10^{17} eV. (c) $10^{17.5}$ eV. (d) 10^{18} eV. (e) $10^{18.5}$ eV. (f) 10^{19} eV. Les jeux de paramètres (b) (bleu) et (c) (rouge) à 120 MHz ainsi que l'efficacité de référence à 40 MHz (vert). Les barres d'erreurs correspondent aux erreurs statistiques. 207
7.15 **Fraction de déclenchements gagnés en fonction de h_c pour différentes énergies à 120 MHz pour les paramètres de déclenchement (a) ($(n_{(a)} - n_{\text{Ref.}})/n_{\text{Ref.}}$) (vert), (b) ($(n_{(b)} - n_{\text{Ref.}})/n_{\text{Ref.}}$) (rouge) et (c) ($(n_{(c)} - n_{\text{Ref.}})/n_{\text{Ref.}}$) (bleu) relatives à l'efficacité de déclenchement de référence à 40 MHz.** 208
7.16 **Distributions des variables discriminantes utilisées pour la sélection des neutrinos tau à incidence rasante à 40 et 120 MHz.** (a) L/W, (b) $\langle V \rangle$, (c) RMS(V), (d) $\langle$AoP$\rangle$. 210
7.17 **Distributions des variables discriminantes utilisées pour la sélection des neutrinos tau à incidence rasante à 40 et 120 MHz pour les combinaisons de paramètres de déclenchement (b) et (c).** (a) L/W, (b) $\langle V \rangle$, (c) RMS(V), (d) $\langle$AoP$\rangle$. 211

Liste des tableaux

5.1 **Récapitulatif des observables et valeurs numériques des coupures appliquées pour sélectionner les gerbes jeunes et inclinées pour les neutrinos descendants et à incidence rasante.** . . . 106
5.2 **Récapitulatif des différents sous échantillons utilisés dans les trois analyses considérées.** . . . 111
5.3 Récapitulatif des différences relatives entre le calcul de référence de l'exposition et les calculs effectués en changeant l'un des ingrédients des simulations Monte Carlo à la fois (pour les neutrinos à incidence rasante uniquement). . 129

6.1 **Grandeurs caractéristiques relatives à l'air et la roche standard considérées dans cette étude.** . . . 141
6.2 **Coupures sur les différentes variables de sélections initialement proposées dans [29] et utilisées pour la sélection des ν_e à incidence rasante.** . . . 167
6.3 **Coupures sur les différentes variables de sélections initialement proposées dans [29] et utilisée pour la sélection des ν_e à incidence rasante.** . . . 168
6.4 Exposition de l'observatoire Pierre Auger aux neutrinos électroniques pour 6 ans d'un SD idéal et complet. . . . 172

7.1 **Paramètres optimisés pour le ToTd sans seuil haut (Haut) et avec seuil haut (Bas, $Up = 1$).** Tiré de [2]. . . . 183
7.2 **Taux de déclenchement en utilisant des portions de traces avec une sélection et des paramètres standards [4].** . . . 186
7.3 **Valeurs moyennes de chacune des observables dans le cas standard, en présence du ToTd et en présence du MoPS.** . . . 196
7.4 **Jeux de paramètres du ToT donnant un taux de déclenchement sur le fond de 1 Hz.** Les paramètres de la première ligne correspondent aux paramètres de déclenchement standards à 40 MHz. Les paramètres des trois lignes suivantes correspondent aux différentes combinaisons de paramètres considérées dans cette étude. . . . 209

Résumé

Près d'un siècle après leur découverte, les rayons cosmiques sont encore sujets à de nombreuses interrogations. À ultra-haute énergie (UHE), leur nature, leur origine et leur mécanisme de production restent encore inconnus malgré les avancées expérimentales. L'observatoire Pierre Auger est actuellement l'expérience incontournable pour tenter de répondre à ces questions. Dans ce contexte, l'étude et la recherche de neutrinos à UHE sont susceptibles d'apporter des informations encore manquantes au puzzle des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, notamment quant à leur mécanisme de production ou leur origine. C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse, centrée sur la recherche de neutrinos à UHE à l'observatoire Pierre Auger et plus particulièrement sur l'étude des neutrinos arrivant sous l'horizon (i.e. à incidence rasante) et interagissant dans la croûte terrestre. Dans une première partie, le contexte phénoménologique et expérimental dans lequel s'inscrit cette thèse est introduit. Dans une seconde partie, nous présenterons tout d'abord notre étude des incertitudes systématiques sur les modèles d'interactions à UHE des neutrinos et des leptons tau à travers une analyse revisitée des neutrinos tau à incidence rasante. Cette étude s'inscrit dans le cadre de la combinaison des résultats des différents canaux de détection de l'observatoire qui a permis de poser une limite compétitive sur les flux de neutrinos à UHE, au delà de la limite de Waxman et Bahcall. Nous présenterons ensuite notre travail effectué sur les neutrinos électroniques à incidence rasante. Ces derniers engendrent, en interagissant dans la croûte terrestre, des gerbes électromagnétiques souterraines soumises à l'effet LPM (Landau, Pomeranchuk et Migdal) qui entraîne un retard de leur développement et augmente leur probabilité de détection. Une chaîne complète de simulation de ce canal a été développée afin d'évaluer la sensibilité de l'observatoire à ces évènements. Enfin, dans le cadre de propositions d'améliorations de l'observatoire en vue d'accroître ses performances à partir de 2015, nous présentons l'étude que nous avons effectuée sur l'impact d'une nouvelle électronique d'acquisition et de nouveaux modes de déclenchements sur l'efficacité de détection des neutrinos à incidence rasante par les stations du rés eau au sol.

Abstract

Nearly one century after their discovery, cosmic rays are still subject to many questions. In particular at ultra-high energy (UHE) where their nature, origin and production mechanism are still unknown despite numerous experimental advances. The Pierre Auger observatory is currently the key experiment to try to answer these questions. In this context, the search for UHE neutrinos remains a major challenge for astroparticle physics. Their study is likely to bring informations that are still missing to the ultra-high energy cosmic ray puzzle regarding their origin and production mechanism. This thesis focuses on the search for UHE neutrinos at the Pierre Auger observatory and particularly on neutrinos arriving below the horizon (i.e. earth skimming) and interacting in the earth crust. In a first part, the phenomenological and experimental context is introduced. In a second part, we first present our study of systematic uncertainies on interactions models of UHE neutrinos and tau lepton through a revisited analysis of earth skimming tau neutrinos in the context of the combination of the results of the different observatory's detection channels. This combination allowed to put a competitive limit on the UHE neutrinos flux, beyond the Waxman and Bachal limit. We will then show our work on earth skimming electron neutrinos. They produce, by interacting in the earth crust, underground electromagnetic showers subject to the LPM (Landau, Pomeranchuk and Migdal) effet which causes a delay in their development and increaase their detection probability. A complete simulation chain of this channel was developed in order to estimate the sensitivity of the observatory to such events. Finally, in the context of proposals to upgrade the observatory in order to improve its performance beyond 2015, we present the study we have performed about the impact of a new acquisition electronic and new triggers on the earth skimming neutrinos detection efficiency by the stations of the ground array.