

Université de Haute-Alsace  
Groupe de recherche en physique des hautes énergies

**Détection des neutrinos muoniques de ultra haute énergie dans  
l'expérience ANTARES**

par

CASTEL Didier

Thèse présentée  
en vue de l'obtention du grade de Docteur en physique

2008



Université de Haute-Alsace  
Groupe de recherche en physique des hautes énergies

Cette thèse intitulée:

**Détection des neutrinos muoniques de ultra haute énergie dans  
l'expérience ANTARES**

présentée par:

CASTEL Didier

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

FABRE Bernard,	président du jury
BLAES René,	directeur de thèse
VALLAGE Bertrand,	rapporteur
ENGEL Jean-Pierre,	rapporteur
ERNENWEIN Jean-Pierre,	membre du jury
RACCA Chantal,	membre du jury

Thèse acceptée le 18 juillet 2008.



## REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mes parents qui ont toujours agit de sorte que leurs enfants puissent effectuer les choix qu'ils souhaitaient en matière de scolarité. Merci à eux de m'avoir soutenu lors de ces longues années d'études.

Je remercie ma belle-famille, Guy, Claudie et Nathie pour leur soutien. Merci à mes amis les plus proches : Amandine "ma voisine" et Cédric H., Hélène et Cédric V. Merci à mon Lolo et à Teix, mon frère d'amitié.

Je remercie mes amis de fac' les plus proches : Rachel, Raouf, Olivier, et Antoine, avec qui j'ai partagé toute ces années de physique. Et  $f(0)$ , ça fait combien  $f(0)$  ?

Merci également à toutes les personnes que j'ai côtoyé de près ou de loin à l'IReS/IPHC : le directeur du DEA Abdel-Mjid Nourreddine, le *Monsieur Étudiant* Jean-Pierre Engel, Jean-Pierre Froberger, Alain Michalon, mon directeur de stage de DEA Marcos Dracos, Isabelle Billard pour son cours, Sébastien Greder, Eric Baussan, Ulrich Goerlach, Jérôme Baudot, Sandrine Courtin. Je remercie aussi les enseignants qui m'ont marqué lors de mes années d'études, en particulier Jean-Pierre Munch et Olivier Gebuhrer.

Je remercie également l'ensemble des thésards que j'ai côtoyé toutes ces années : Tatiana, Nono, Mickey, Khadija, Hélène, Nathalie, mon pote du CERN M@t, Goulven, Vincent, Ludo (bise à la famille).

Je remercie l'équipe ANTARES de l'UHA qui m'a accueillie et soutenue pendant mes années de thèse : Arnauld pour ses emplois du temps aux petits oignons, Doriane pour sa gentillesse et son écoute, Laurent, Fred, Jean-Laurent, Jean-Charles et enfin Jean-Pierre Ernenwein, mon mentor. Il a su m'apprendre les tenants et aboutissants du métier de physicien. Son exigence quelquefois énervante m'a appris à ne jamais me contenter d'un résultat et à garder un esprit critique.

Merci à l'équipe ANTARES de Strasbourg : Chantal, Thierry pour son humour (...et essaye les chemises à fleurs), Karl et Fabrice.

Je remercie les membres du jury : Jean-Pierre Engel et Bertrand Valage pour leurs corrections, Chantal Racca, Jean-Pierre Ernenwein, Bernard Fabre et enfin René Blaes, mon directeur de thèse. Je lui suis reconnaissant de m'avoir permis d'effectuer ma thèse au sein du groupe dans de bonnes conditions.

Je tiens enfin à remercier celle qui m'a fait l'honneur de devenir ma femme pendant cette thèse, Céline. Son soutien a été indispensable et m'a permis de voir le bout du tunnel. La route n'est pas encore bien tracée, mais qu'importe quand on a le bon copilote.



## TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS . . . . .	v
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	vii
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xi
LISTE DES FIGURES . . . . .	xiii
LISTE DES ANNEXES . . . . .	xvii
LISTE DES SIGLES . . . . .	xix
DÉDICACE . . . . .	xxi
INTRODUCTION . . . . .	1
<b>CHAPITRE 1 : CONTEXTE PHYSIQUE ET DÉTECTEURS</b>	<b>3</b>
1.1 L’astronomie classique . . . . .	3
1.1.1 Un bref historique . . . . .	3
1.1.2 Les limitations . . . . .	4
1.2 Le neutrino dans le Modèle Standard . . . . .	8
1.2.1 Historique de la découverte . . . . .	8
1.2.2 Propriétés . . . . .	10
1.3 L’astronomie neutrino . . . . .	12
1.3.1 Pourquoi le neutrino? . . . . .	12
1.3.2 Mécanisme de production . . . . .	12
1.3.3 Les sources de neutrinos . . . . .	13
1.4 Propagation des neutrinos . . . . .	19
1.4.1 L’idée de Markov . . . . .	19
1.4.2 Propagation des neutrinos à travers la Terre . . . . .	19
1.4.3 Interaction des neutrinos avec la matière . . . . .	21
1.4.4 L’effet Tcherenkov . . . . .	22
1.4.5 Autres processus de perte d’énergie et parcours du muon	23
1.5 Les autres projets existants ou à venir . . . . .	25
1.5.1 Passé et présent . . . . .	25
1.5.2 Le futur . . . . .	27

<b>CHAPITRE 2 : LE DÉTECTEUR ANTARES</b>	<b>31</b>
2.1 Présentation générale et géolocalisation	31
2.2 Description	32
2.2.1 Les modules optiques	33
2.2.2 Le circuit ARS	35
2.2.3 Les étages	36
2.2.4 La boîte de jonction et la liaison à la côte	37
2.3 Calibration et positionnement du détecteur	39
2.3.1 La calibration temporelle	39
2.3.2 Le positionnement spatial	40
2.4 Caractérisation du milieu marin	40
2.4.1 Le site	41
2.4.2 Caractéristiques optiques	41
2.4.3 La bio-salissure	43
2.4.4 Le bruit de fond sous-marin	44
2.5 Le système de sélection des évènements	45
2.6 Performance du détecteur	46
2.6.1 Ciel visible	46
2.6.2 Résolution angulaire	47
2.6.3 Surface effective	48
<b>CHAPITRE 3 : OUTILS DE SIMULATION ET ÉVÈNEMENTS MONTE-CARLO</b>	<b>49</b>
3.1 Outils de simulation	49
3.1.1 Les générateurs d'évènements	49
3.1.2 Propagation des particules	54
3.1.3 RECO : Reconstruction des traces	58
3.2 Les simulations Monte-Carlo	63
3.2.1 Les muons atmosphériques	63
3.2.2 Les neutrinos	70
3.2.3 Les gerbes électromagnétiques	72
3.2.4 Pondération des évènements	73
<b>CHAPITRE 4 : ESTIMATION DU SIGNAL VISIBLE DE NEU- TRINOS DE ULTRA HAUTE ÉNERGIE DANS UN DÉTECTEUR PARFAIT À 12 LIGNES</b>	<b>77</b>
4.1 Propriétés des simulations	77
4.2 Pré-traitement	78
4.2.1 Système de sélection des évènements	78
4.2.2 La sélection $4-T_2$	79
4.2.3 Réajustement des simulations	81

4.2.4	Bilan . . . . .	81
4.3	Variables d'analyse . . . . .	82
4.3.1	Nombre d'impulsions . . . . .	82
4.3.2	Nombre de photomultiplicateurs touchés . . . . .	83
4.3.3	Charge totale . . . . .	84
4.3.4	Matrice de covariance . . . . .	84
4.3.5	Tenseur d'inertie . . . . .	85
4.3.6	Nombre de résidus . . . . .	87
4.3.7	Durée de l'évènement moyennée sur les photomulti- cateurs . . . . .	87
4.3.8	Dispersion en temps des impulsions . . . . .	88
4.3.9	Temps mort moyen . . . . .	88
4.4	Techniques d'analyse . . . . .	90
4.4.1	La séparation $\langle S^2 \rangle$ . . . . .	90
4.4.2	La distance de Mahalanobis ou estimateur de $\chi^2$ . . . . .	90
4.5	Chaîne d'analyse . . . . .	91
4.5.1	Cas des neutrinos atmosphériques . . . . .	91
4.5.2	Sélection angulaire . . . . .	92
4.5.3	Évènements descendants . . . . .	93
4.5.4	Évènements horizontaux et montants . . . . .	96
4.5.5	Sensibilité et surface effective . . . . .	100
4.6	Étude des systématiques . . . . .	104
4.6.1	Effet de l'aveuglement des photomultiplicateurs . . . . .	105
4.6.2	Variation sur la saturation électronique . . . . .	106
4.6.3	Effet des canaux morts . . . . .	107

**CHAPITRE 5 : ÉTUDE DES DONNÉES À 5 LIGNES ET À 10 LIGNES - PREMIÈRE ESTIMATION D'UNE LIMITE SUPÉRIEURE DE FLUX DE NEUTRINOS DE ULTRA HAUTE ÉNERGIE . . . . . 113**

5.1	Les données utilisées . . . . .	113
5.1.1	Retour sur la classification des données . . . . .	113
5.1.2	Les données à 5 lignes . . . . .	114
5.1.3	Les données à 10 lignes . . . . .	115
5.2	Comparaison Données/Simulations . . . . .	116
5.2.1	Nombres d'évènements disponibles . . . . .	116
5.2.2	Comparaison des variables liées à la luminosité . . . . .	117
5.2.3	Comparaison des variables liées à la position et au temps . . . . .	118
5.3	L'analyse à 5 lignes . . . . .	121
5.3.1	Sélection angulaire . . . . .	121
5.3.2	Évènements descendants . . . . .	122

5.3.3	Évènements quasi-horizontaux . . . . .	124
5.3.4	Limite supérieure - Conclusion . . . . .	127
5.4	L'analyse à 10 lignes . . . . .	129
5.4.1	Sélection angulaire . . . . .	129
5.4.2	Évènements descendants . . . . .	130
5.4.3	Évènements quasi-horizontaux . . . . .	132
5.4.4	Limite supérieure - Conclusion . . . . .	135
<b>CONCLUSION . . . . .</b>		<b>137</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE . . . . .</b>		<b>139</b>

## LISTE DES TABLEAUX

3.1	Paramètres utilisés pour le flux de génération avec HEMAS. . .	52
3.2	Paramètres utilisés pour les flux physiques dans HEMAS. . . .	53
3.3	Paramètres utilisés pour les flux physiques dans CORSIKA. . .	53
4.1	Facteurs correctifs appliqués aux simulations de muons atmosphériques. . . . .	81
4.2	Nombre d'évènements par an ayant une trace reconstruite après la coupure de qualité $4-T_2$ pour le signal neutrino. . . . .	82
4.3	Nombre d'évènements par an ayant une trace reconstruite après la coupure de qualité $4-T_2$ pour le bruit de fond issu des muons atmosphériques. . . . .	82
4.4	Nombre d'évènements <i>par an</i> aux différentes étapes de sélection pour les évènements descendants - 1. . . . .	95
4.5	Nombre d'évènements par an aux différentes étapes de sélection pour les évènements descendants - 2. . . . .	95
4.6	Nombre d'évènements neutrinos par an aux différentes étapes de sélection pour les évènements quasi-horizontaux. . . . .	99
4.7	Nombre d'évènements dus aux muons atmosphériques par an aux différentes étapes de sélection pour les évènements quasi-horizontaux. . . . .	100
4.8	Synthèse des résultats de l'analyse à 12 lignes. . . . .	101
4.9	Effet des photomultiplicateurs morts. . . . .	108
5.1	Nombre d'évènements disponibles au niveau $4-T_2$ dans les données et les simulations de muons atmosphériques. . . . .	116
5.2	Nombre d'évènements aux différentes étapes de sélection pour les évènements descendants dans l'analyse à 5 lignes. . . . .	123
5.3	Nombre d'évènements aux différentes étapes de sélection pour les évènements quasi-horizontaux dans l'analyse à 5 lignes. . .	126
5.4	Synthèse des résultats de l'analyse à 5 lignes. . . . .	127
5.5	Nombre d'évènements aux différentes étapes de sélection pour les évènements descendants dans l'analyse à 10 lignes. . . . .	131
5.6	Nombre d'évènements aux différentes étapes de sélection pour les évènements quasi-horizontaux dans l'analyse à 10 lignes. .	134
5.7	Récapitulatif des résultats de l'analyse UHE à 10 lignes. . . .	135
I.1	Nombre de cascades générées avec HEMAS et temps de vie correspondant pour les évènements descendants. . . . .	xxii

I.2	Nombre de cascades générées avec HEMAS et temps de vie correspondant pour les évènements horizontaux. . . . .	xxiii
II.1	Valeurs utilisées pour la paramétrisation des PDF des résidus temporels . . . . .	xxiv

## LISTE DES FIGURES

1.1	Libre parcours moyen des photons. . . . .	5
1.2	Spéctre en énergie des rayons cosmiques primaires. . . . .	7
1.3	Particules élémentaires du Modèle Standard. . . . .	11
1.4	Modèle simplifié du mécanisme de Fermi du premier ordre. . .	13
1.5	Système binaire d'étoiles. . . . .	15
1.6	Classification des noyaux actifs de galaxie. . . . .	16
1.7	Limite de Waxman-Bahcall. . . . .	18
1.8	Limite du flux de neutrinos cosmogéniques. . . . .	18
1.9	Composantes du bruit de fond muon. . . . .	20
1.10	Profil de densité de la Terre - Coefficient de transmissibilité. .	20
1.11	Sections efficaces d'interaction des neutrinos. . . . .	22
1.12	Géométrie de l'effet Tcherenkov. . . . .	23
1.13	Contribution des différents processus radiatifs à la perte d'énergie d'un muon. . . . .	24
1.14	Schéma du détecteur AMANDA. . . . .	27
1.15	Surface effective de détection et sensibilité aux flux diffus du projet KM3NET. . . . .	29
1.16	Les différents sites envisagés pour l'installation du détecteur KM3NET. . . . .	30
2.1	La collaboration ANTARES. . . . .	31
2.2	Déploiement du câble électro-optique. . . . .	32
2.3	Schéma d'un module optique. . . . .	33
2.4	Photo d'un module optique. . . . .	34
2.5	Acceptance angulaire des photomultiplicateurs. . . . .	35
2.6	Discrimination entre les événements SPE ou WF. . . . .	36
2.7	Schéma et photo d'un étage du détecteur ANTARES. . . . .	37
2.8	Schéma du détecteur ANTARES. . . . .	38
2.9	Position des lignes sur le fond marin. . . . .	38
2.10	Système à LED pour la calibration des photomultiplicateurs. .	39
2.11	Carte géographique du site ANTARES. . . . .	41
2.12	Distributions des temps d'arrivée des photons. . . . .	42
2.13	Perte de transmissibilité des sphères par la bio-salissure. . . .	43
2.14	Exemple d'observation du signal d'un étage. . . . .	44
2.15	Paires d'étages T3. . . . .	46
2.16	Couverture du ciel des détecteurs ANTARES et AMANDA. . . . .	47
2.17	Résolution angulaire. . . . .	47
2.18	Surface effective des neutrinos. . . . .	48

3.1	Volumes caractéristiques de génération des interactions $\nu_\mu$ CC.	50
3.2	Points d'interactions des neutrinos UHE dans le volume de génération. . . . .	51
3.3	Développement d'une gerbe atmosphérique. . . . .	55
3.4	Perte d'énergie des muons dans la roche et dans l'eau. . . . .	56
3.5	Canette étendue. . . . .	56
3.6	Table des champs de photons. . . . .	57
3.7	Modèle d'émission d'un photon Tcherenkov par un muon se propageant en ligne droite. . . . .	60
3.8	Evolution de la distribution des résidus en temps en fonction de l'énergie des muons. . . . .	61
3.9	Performances de la reconstruction. . . . .	63
3.10	Énergie et cosinus de l'angle zénithal $\theta$ des muons HEMAS. . .	65
3.11	Multiplicité des muons HEMAS. . . . .	65
3.12	Caractéristiques des productions CORSIKA. . . . .	67
3.13	Caractéristiques des productions MUPAGE. . . . .	69
3.14	Caractéristiques des neutrinos. . . . .	70
3.15	Énergie des productions de neutrinos astrophysiques et atmo- sphériques. . . . .	71
3.16	Distributions des poids appliqués aux neutrinos. . . . .	74
3.17	Distributions des poids appliqués aux muons atmosphériques. .	76
4.1	Sélection des impulsions. . . . .	78
4.2	Étages $T_2$ . . . . .	79
4.3	Topologie des évènements. . . . .	80
4.4	Nombre moyen de paires $T_2$ selon le taux de bruit de fond. . .	80
4.5	Nombre d'impulsions $N_{hits}$ . . . . .	83
4.6	Nombre de photomultiplicateurs $N_{PMT}$ . . . . .	83
4.7	Charge totale $pe_{tot}$ . . . . .	84
4.8	Valeurs propres de la matrice de covariance des positions pour des neutrinos UHE. . . . .	85
4.9	Représentation schématique des valeurs propres $e_i$ du tenseur d'inertie. . . . .	86
4.10	Valeurs propres du tenseur d'inertie. . . . .	86
4.11	Nombre de résidus. . . . .	87
4.12	Durée de l'évènement moyennée sur les photomultiplicateurs. .	88
4.13	Dispersion en temps des impulsions $S$ . . . . .	89
4.14	Temps mort moyen. . . . .	89
4.15	Estimateur $\chi^2$ . . . . .	91
4.16	Zones angulaires des évènements. . . . .	92
4.17	Sélection angulaire des évènements. . . . .	93

4.18	Présélection à l'aide de la variable $e_3$ . . . . .	94
4.19	Sélection finale des événements descendants à l'aide de la dispersion temporelle $S$ . . . . .	94
4.20	Présélection des événements horizontaux/montants. . . . .	96
4.21	Analyse des événements horizontaux/montants - 1. . . . .	97
4.22	Analyse des événements horizontaux/montants - 2. . . . .	98
4.23	Estimateur multidimensionnel en fonction de l'énergie. . . . .	99
4.24	Énergie des neutrinos sélectionnés (flux de Waxman-Bahcall). . . . .	102
4.25	Énergie des neutrinos sélectionnés (flux de neutrinos cosmogéniques). . . . .	102
4.26	Sensibilité d'un détecteur parfait à 12 lignes. . . . .	103
4.27	Surface effective d'un détecteur parfait à 12 lignes. . . . .	104
4.28	Test de saturation de photomultiplicateurs. . . . .	105
4.29	Histogrammes intégrés de l'estimateur multidimensionnel et surface effective dans l'étude de l'aveuglement des photomultiplicateurs. . . . .	106
4.30	Différence entre une saturation à 14 pe et à 20 pe sur le nombre d'impulsions et la charge totale. . . . .	107
4.31	Différence entre une saturation à 20 pe et à 30 pe sur la charge totale. . . . .	108
4.32	Histogrammes intégrés de l'estimateur multidimensionnel et surface effective dans l'étude des photomultiplicateurs morts (10, 20, 30 et 40%). . . . .	109
4.33	Représentation de 10% des canaux morts dans le détecteur. . . . .	110
4.34	Représentation de 20% des canaux morts dans le détecteur. . . . .	110
4.35	Représentation de 30% des canaux morts dans le détecteur. . . . .	111
4.36	Représentation de 40% des canaux morts dans le détecteur. . . . .	111
5.1	Caractéristiques des données à 5 lignes. . . . .	114
5.2	Fraction de pics d'activités sur les données à 5 lignes. . . . .	115
5.3	Caractéristiques des données à 10 lignes. . . . .	115
5.4	Fraction de pics d'activité sur les données à 10 lignes. . . . .	116
5.5	Nombre d'impulsions $N_{hits}$ . . . . .	117
5.6	Nombre de photomultiplicateurs touchés $N_{PMT}$ . . . . .	117
5.7	Charge totale $pe_{tot}$ : celle-ci semble décalée vers la droite du pour les simulations. . . . .	118
5.8	Valeur propre $e_3$ du tenseur d'inertie. . . . .	119
5.9	Nombre de résidus temporels $N_R$ . . . . .	120
5.10	Temps mort moyen $\bar{d}$ . . . . .	120
5.11	Durée de l'évènement moyennée sur les photomultiplicateurs $\bar{t}$ . . . . .	121
5.12	Dispersion en temps des impulsions $S$ . . . . .	121
5.13	Sélection angulaire des événements à 5 lignes. . . . .	122

5.14	Présélection sur la valeur propre $e_3$ du tenseur d'inertie dans l'analyse à 5 lignes. . . . .	122
5.15	Sélection sur la dispersion temporelle $S$ dans l'analyse à 5 lignes.	123
5.16	Présélection sur la valeur propre $e_3$ du tenseur d'inertie dans l'analyse à 5 lignes. . . . .	124
5.17	Analyse multidimensionnelle à 5 lignes. . . . .	125
5.18	Énergie des neutrinos ayant survécu aux sélections. . . . .	127
5.19	Limite supérieure de détection des neutrinos de ultra haute énergie sur les données à 5 lignes. . . . .	128
5.20	Sélection angulaire des évènements à 10 lignes. . . . .	129
5.21	Présélection sur la valeur propre du tenseur d'inertie $e_3$ . . . . .	130
5.22	Coupe finale sur la dispersion en temps des impulsions $S$ . . . . .	131
5.23	Présélection sur $e_3$ pour les évènements quasi-horizontaux. . . . .	132
5.24	Analyse multidimensionnelle à 10 lignes. . . . .	133
5.25	Énergie primaire des neutrinos après toute sélection. . . . .	136
5.26	Estimation de la limite supérieure de détection de neutrinos UHE. . . . .	136
III.1	Variables d'entraînement de la méthode multi-dimensionnelle utilisée dans l'analyse à 12 lignes. . . . .	xxv
III.2	Corrélations entre les variables d'entrée de la méthode multi-dimensionnelle. . . . .	xxvi
III.3	Efficacité Signal Vs Rejection Bruit de fond. . . . .	xxvi

## LISTE DES ANNEXES

- Annexe I : Tableaux des temps de vie des muons atmosphériques générés avec HEMAS . . . . . xxii
- Annexe II : Fonctions de densités de probabilités pour la reconstruction de Aart . . . . . xxiv
- Annexe III : Histogrammes de la méthode multi-dimensionnelle dans l'analyse à 12 lignes . . . . . xxv



## LISTE DES SIGLES

AGN	<i>Active Galactic Nuclei</i> : noyau actif de galaxie
ANTARES	<i>Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch</i>
ARS	<i>Analog Ring Sampler</i> : échantillonneur analogique en anneaux
can	canette
CC	<i>Charged Current</i> : courant chargé
CORSIKA	<i>COsmic Ray SIMulations for KAscade</i>
DAQ	<i>Data AcQisition system</i> : système d'acquisition des données
GRB	<i>Gamma Ray Burst</i> : sursaut gamma
HE	Haute Energie
HEMAS	<i>Hadronic, Electromagnetic and Muonic components in Air Showers</i>
LCM	<i>Local Control Module</i> : module de contrôle local
MILOM	<i>Mini Instrumented Line with Optical Module</i> : mini ligne instrumentée de modules optiques
MLCM	<i>Master Local Control Module</i> : module de contrôle maître
MUPAGE	<i>MUon GEnerator from PArametric formulas</i>
MUSIC	<i>MUon SIMulation Code</i>
NC	<i>Neutral Current</i> : courant neutre
OM	<i>Optical Module</i> : module optique
p.e.	photo-électron
PDF	<i>Probability Density Function</i> : fonction de densité de probabilité
PMT	Photomultiplicateur
PSD	<i>Pulse Shape Discriminator</i> : discriminateur de forme d'impulsion
SCM	<i>String Control Module</i> : module de contrôle de la ligne
SNR	<i>Signal to Noise Ratio</i> : rapport signal sur bruit
SPE	<i>Single Photo Electron</i> : photo-électron unique
TVC	<i>Time Voltage Converter</i> : convertisseur temps-tension
UHE	Ultra Haute Energie
WF	<i>Wave Form</i>

xx

WIMP     *Weakly Interacting Massive Particle* : particule massive  
interagissant faiblement

à ma femme

## INTRODUCTION

Bien des caractéristiques de la particule *neutrino* restent obscures en ce début de 21<sup>ème</sup> siècle et de nombreuses expériences s'attèlent à les découvrir. Le neutrino est toutefois impliqué dans des expériences d'astronomie depuis une vingtaine d'années en tant que messenger. Dès la découverte de ses premières propriétés, l'idée germa dans l'esprit des physiciens que cette particule, sans masse ou presque, interagissant très peu avec la matière, était une aubaine pour l'observation de phénomènes cosmiques mettant en jeu de grandes énergies et de hautes densités de matière.

Markov émit cette idée dans les années soixante et imagina le principe de détection basé sur l'effet Tcherenkov. Il fallut cependant attendre les années 80 pour voir l'idée d'un tel détecteur se concrétiser. La première génération de détecteurs a consisté avant tout à démontrer la faisabilité de ce type d'expérience, située en milieu marin ou polaire. Cette génération a désormais touché à sa fin et la seconde génération est maintenant à son apogée avec des détecteurs comme AMANDA ou ANTARES qui ont pris ou prennent des données. La génération suivante est par ailleurs déjà bien avancée. Le détecteur ICECUBE est en cours de construction ; il est à ce jour à moitié achevé ; et le projet KM3NET devrait aboutir en 2010.

L'étude présentée dans cette thèse porte sur le détecteur ANTARES , projet européen qui a débuté à la fin des années 90 et dont la construction s'est terminée en juin 2008. Ainsi il complètera la fraction du ciel observable à celle du détecteur AMANDA, situé en Antarctique.

Les télescopes à neutrinos sont optimisés pour observer des signaux appelés montants, c'est à dire venant des profondeurs de la Terre. Il s'agit du meilleur moyen de s'affranchir de l'intense bruit de fond descendant dû à l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère terrestre. Toutefois, aux énergies au-delà du PeV, la Terre s'opacifie aux neutrinos et plus aucun signal montant n'est observable. Par ailleurs, la quantité limitée de matière au dessus du détecteur restreint le signal à l'horizon. Ce domaine est appelé domaine des ultra hautes énergies et constitue le sujet d'étude de cette thèse.

Les neutrinos d'ultra haute énergie ont diverses origines ; les unes sont sûres comme les neutrinos issus de l'interaction du rayonnement cosmique avec le fond cosmologique ; d'autres sont fortement probables, comme les vestiges de supernovae ou les noyaux actifs de galaxie. D'autres enfin sont très incertaines et font appels à de nouvelles théories physiques.

La présente étude expose les diverses possibilités de détection de neutrinos d'ultra haute énergie par le détecteur ANTARES, ainsi qu'une analyse des

premières données disponibles.

Le premier chapitre présente le contexte de l'astronomie neutrino; le second revient en détail sur le détecteur ANTARES. Le troisième chapitre présente les simulations utilisées pour l'étude Monte-Carlo, qui est quant à elle détaillée dans le quatrième chapitre. Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'analyse des premières données disponibles.

## CHAPITRE 1

### CONTEXTE PHYSIQUE ET DÉTECTEURS

Depuis les premiers âges, l'homme n'eut de cesse de tourner son regard vers la voûte céleste dans le but de mieux comprendre le monde qui l'entoure. L'observation à l'oeil nu et à la lunette astronomique permit de nombreuses découvertes. Mais ce sont les progrès de la technique au 20<sup>ème</sup> siècle qui permirent d'accroître énormément notre champ de vision par l'analyse de l'ensemble du spectre électromagnétique du ciel. Par ailleurs, la découverte en 1912 du rayonnement cosmique fut une avancée considérable dans la connaissance de l'Univers. Bien que l'astronomie dite classique ait encore de nombreuses informations à nous apporter, une nouvelle branche est née : l'astronomie *neutrino*. Elle est basée sur l'utilisation du neutrino, particule fondamentale du Modèle Standard, comme messenger interstellaire ou intergalactique.

La première partie présente brièvement l'astronomie classique ainsi que ses diverses limitations. Après une revue du neutrino dans la seconde partie, la troisième détaille les motivations qui ont conduit à l'astronomie neutrino et les raisons qui font du neutrino un messenger très intéressant de l'espace. Les différentes sources potentielles y sont également présentées. La quatrième partie revient sur la propagation des neutrinos à travers la Terre et leur détection. Enfin, la dernière partie expose les expériences qui ont eu lieu depuis les débuts de l'astronomie neutrino. Divers projets futurs sont également en développement et sont présentés en fin de chapitre.

#### 1.1 L'astronomie classique

##### 1.1.1 Un bref historique

Depuis toujours, l'observation du ciel a fasciné les hommes. Dès l'Antiquité, Aristote interpréta l'espace en une succession de sphères sur lesquelles venaient se coller les astres ; il développa ainsi le modèle géocentrique. De nombreux astronomes se succédèrent affinant les observations et corrigeant les modèles précédemment établis. Copernic établit le modèle héliocentrique au 16<sup>ème</sup> siècle. L'introduction par Galilée de la lunette astronomique permit de profondes avancées. Il découvrit le relief de la Lune, les phases de Vénus, les principaux satellites de Jupiter, des étoiles dans la Voie Lactée. C'est Isaac Newton qui, en décrivant la gravitation par ses lois du mouvement, la rendit universelle et interpréta mathématiquement le mouvement des planètes.

Par la suite, l'avènement de la technologie moderne du 20<sup>ème</sup> siècle permit de nouvelles observations et la compréhension de l'Univers fit un grand bond en avant. L'apparition des radiotélescopes, de la radioastronomie, et des moyens de traitement informatique, autorisa de nouveaux types d'expérimentations sur les corps célestes éloignés. De nos jours, l'ensemble du spectre électromagnétique est analysé, des ondes radios aux rayons gamma par l'intermédiaire d'installations au sol (VLT<sup>1</sup>), mais aussi d'instruments embarqués en orbite autour de la Terre (Hubble<sup>2</sup>).

Enfin, l'étude du rayonnement cosmique a également contribué à l'amélioration de la connaissance de l'Univers. En 1912, Victor Hess remarque que l'intensité de la radiation ionisante dans l'atmosphère ne diminue pas avec l'altitude. Il découvre ainsi le rayonnement cosmique. Depuis ce jour, celui-ci a été analysé à l'aide de ballons-sondes, de satellites et également d'appareils de détection au sol (AGASA<sup>3</sup>, AUGER<sup>4</sup>). Le Soleil est en partie responsable du rayonnement cosmique mais les particules les plus énergétiques proviennent de l'espace interstellaire et intergalactique. Les phénomènes physiques à l'origine sont mal connus et font appel aux phénomènes astrophysiques les plus énergétiques connus dans la nature.

## 1.1.2 Les limitations

### 1.1.2.1 L'astronomie photonique

L'astronomie photonique nous fournit des informations toujours plus complètes sur les phénomènes astrophysiques nous entourant. Cependant, il existe des limitations de par la nature même du photon. Ce dernier est stable, électriquement neutre et aisément détectable. Cette détectabilité qui en fait un excellent messenger l'empêche cependant de voyager sur de grandes distances. Par exemple, les photons du domaine visible sont rapidement arrêtés par les poussières et les gaz. Une zone de l'espace potentiellement intéressante peut ainsi nous être cachée par un nuage de gaz interstellaire relativement peu dense en matière.

Les photons de haute énergie  $\gamma_{HE}$  (à partir de 1 TeV) interagissent quant à eux avec les rayonnements du fond cosmologique  $\gamma_{cosmo}$ . (le fond micro-onde,

---

<sup>1</sup>Very Large Telescope : ensemble de 4 télescopes principaux et 4 auxiliaires à l'observatoire du Cerro Paranal, situé dans le désert d'Atacama au nord du Chili, à une altitude de 2 635 mètres. Il permet l'étude des astres dans les longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge.

<sup>2</sup>Télescope en orbite à environ 600 kilomètres d'altitude. Il est ainsi nommé en l'honneur de l'astronome Edwin Hubble.

<sup>3</sup>Akeno Giant Air Shower Array, <http://www.akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA>

<sup>4</sup>en mémoire du physicien Pierre AUGER, <http://www.auger.org/>

infrarouge, radio, les reliques du Big Bang) par création de paire  $e^+/e^-$  ou plus rarement  $\mu^+/\mu^-$  :

$$\gamma_{HE} + \gamma_{cosmo.} \longrightarrow e^+ + e^- \quad (1.1)$$

$$\gamma_{HE} + \gamma_{cosmo.} \longrightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (1.2)$$

Ainsi, le libre parcours moyen des photons diminue avec l'augmentation en énergie. La possibilité de voir loin et à haute énergie est ainsi limitée (Figure 1.1).

Par ailleurs, une source émettrice optiquement dense aux photons peut modifier le flux et l'énergie de photons générés en son centre. Il est par conséquent impossible d'avoir des informations fiables sur les processus internes des phénomènes de haute densité de l'Univers.

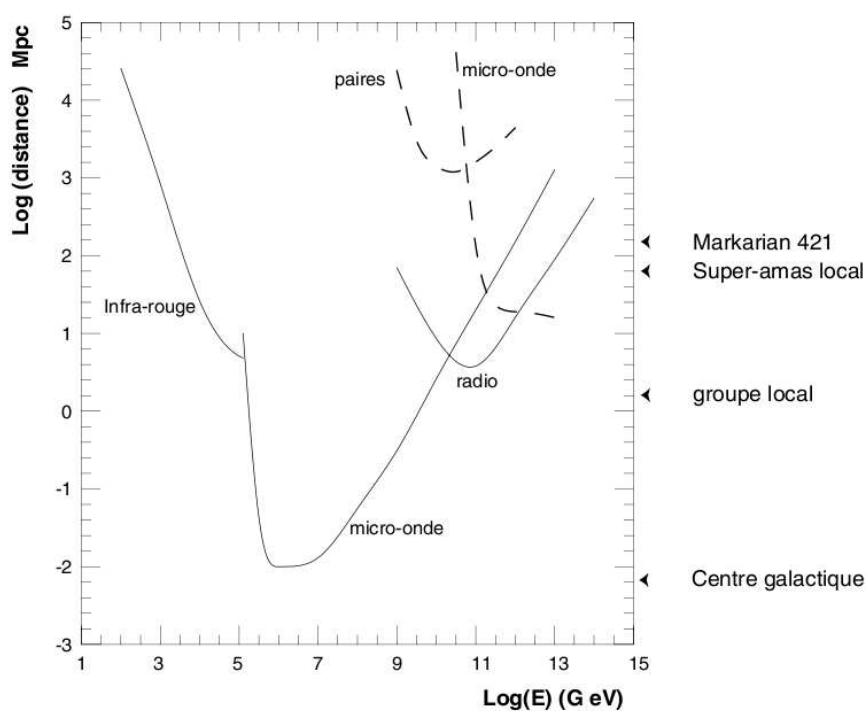


Figure 1.1 – Libre parcours moyen des photons.

Un photon d'énergie supérieure à 10 TeV ne pourra pas parcourir plus d'une centaine de Mpc ce qui restreint la visibilité au voisinage de la Galaxie. Si on augmente l'énergie à 1 PeV, soit 2 ordres de grandeur, on restreint la visibilité à la Galaxie.

### 1.1.2.2 Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique désigne le flux de particules présent dans tout l'Univers et dans lequel est plongé la Terre. Son étude consiste dans un premier temps à évaluer le flux présent puis dans un second temps à comprendre l'origine du rayonnement. Le flux a été mesuré et affiné depuis près d'une centaine d'année et suit une loi de puissance dépendant de l'énergie :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.3)$$

où  $\gamma$  est appelé indice spectral et prend différentes valeurs selon la gamme d'énergie :

- $\gamma = 2.7$  pour  $E < 10^7$  GeV
- $\gamma = 3.0$  pour  $10^7 < E < 10^9$  GeV
- $\gamma = 2.7$  pour  $E > 10^9$  GeV

La composition est très bien déterminée pour les rayons cosmiques d'énergie inférieure à  $10^5$  GeV<sup>5</sup> : environ 50% de protons, 25% de particules  $\alpha$  (noyau d'hélium) et le reste en noyaux plus lourds. Cependant, pour les hautes énergies ( $E > 10^6$  GeV), la détection est plus délicate car le flux est très ténu et leur origine est encore largement inconnue. Il est nécessaire de reconstruire l'énergie à l'aide de la gerbe atmosphérique découlant de l'interaction. Des détecteurs de très grande superficie sont donc nécessaires (AUGER).

Le spectre du flux différentiel des rayons cosmiques (Figure 1.2) présente deux changements de pente, un *genou* vers  $10^7$  GeV et une *cheville* vers  $10^9$  GeV. Les particules d'énergie inférieure au *genou* sont généralement assimilées à des produits de sources galactiques dont l'émission, selon un spectre en  $E^{-2}$ , serait altérée par des interactions interstellaires jusqu'à avoir le spectre observé en  $E^{-2.7}$ . Par ailleurs, le proton étant chargé, toute information sur sa provenance est perdue par l'effet du champ magnétique galactique (de l'ordre de 0,1 mT).

Les rayons cosmiques de plus haute énergie (au-delà du *genou*) ne sont plus nécessairement d'origine galactique, car les champs magnétiques ne sont plus suffisamment importants pour confiner les particules. Cependant, les protons et a fortiori les noyaux plus lourds, subissent le même phénomène que les photons, à savoir l'interaction avec les photons du fond diffus cosmologique  $\gamma_{cosmo}$ . :

---

<sup>5</sup>De petits détecteurs embarqués sur des ballons suffisent.

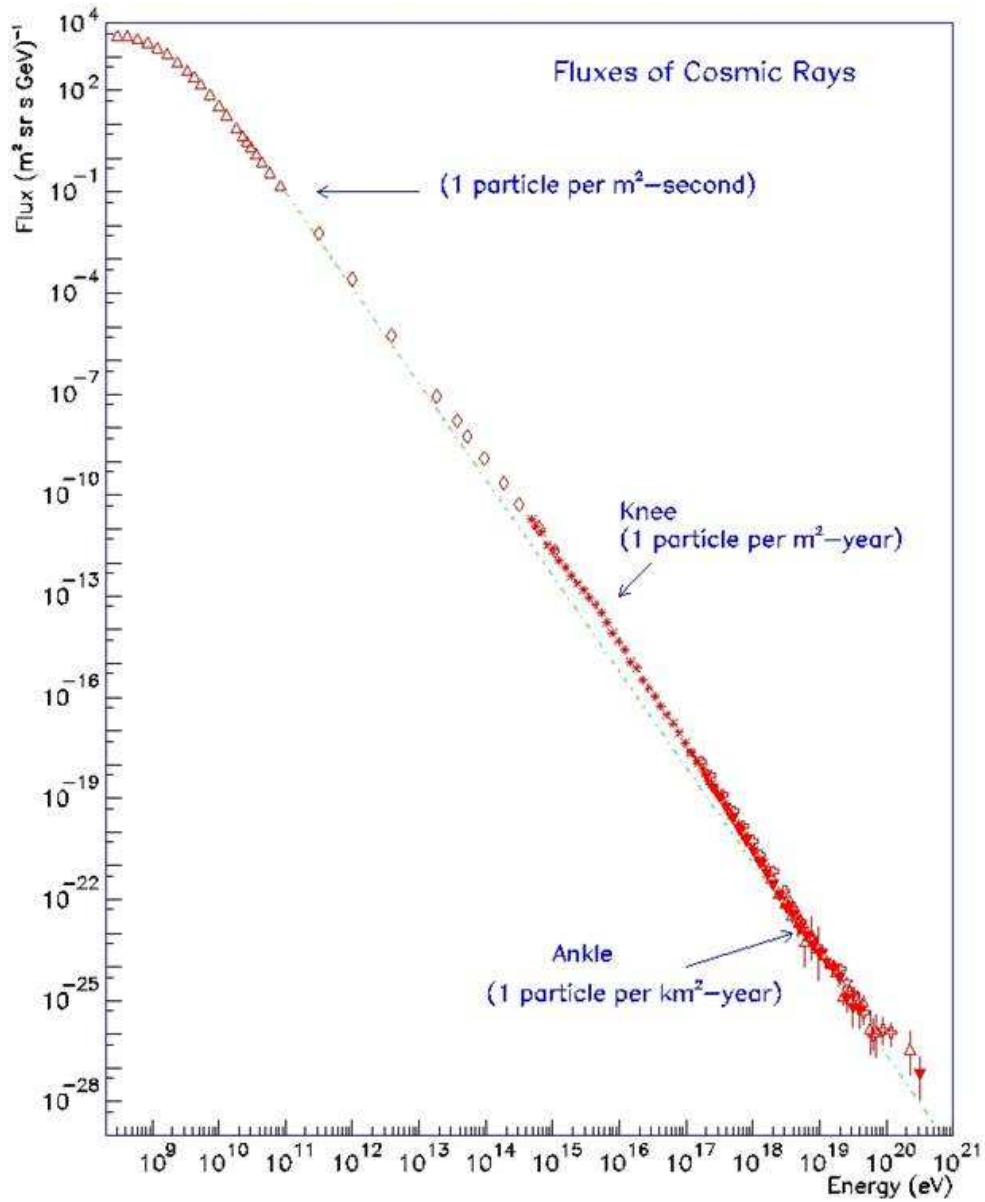


Figure 1.2 – Spectre en énergie des rayons cosmiques primaires : le *genou* et la *cheville* se trouvent respectivement à des énergies de  $5 \cdot 10^6$  GeV et  $5 \cdot 10^9$  GeV.

$$p_{HE} + \gamma_{cosmo.} \longrightarrow p + \pi^0 \quad (1.4)$$

$$p_{HE} + \gamma_{cosmo.} \longrightarrow n + \pi^+ \quad (1.5)$$

$$p_{HE} + \gamma_{cosmo.} \longrightarrow p + e^+ + e^- \quad (1.6)$$

Cet effet devient important à partir d'une énergie de  $10^9$  GeV. Il est appelé effet GZK du nom des physiciens Kenneth Greisen [28], Georgy Zatsepin et Vadim Kuzmin [24] qui le prédirent en 1966. Il stipule que des rayons d'origine lointaine (une autre galaxie, par exemple) observés depuis la Terre sont d'autant plus invisibles que leur énergie est élevée.

On est donc ici en présence d'une contradiction : pour ne pas perdre l'information sur la direction, un proton ou plus généralement un noyau doit avoir une énergie extrêmement élevée, ce qui, *de facto*, limite l'observabilité par effet GZK.

## 1.2 Le neutrino dans le Modèle Standard

### 1.2.1 Historique de la découverte

La découverte des différents saveurs de neutrinos est un processus qui a pris environ 70 années, depuis le postulat de l'existence du neutrino jusqu'à la preuve expérimentale du neutrino tau. Les paragraphes suivants présentent l'historique de ces découvertes.

#### Le neutrino électronique

Au début du 20<sup>ème</sup> siècle, la radioactivité était une science encore nouvelle. Les différentes particules que nous connaissons aujourd'hui étaient presque toutes à découvrir. Le phénomène de la désintégration  $\beta$  était cependant connu, mais posait le problème suivant : le spectre en énergie des électrons produits était continu ; or, il aurait dû être discret en vertu du principe de conservation de l'énergie. Une solution était de stipuler l'existence d'une nouvelle particule indétectable, ce que fit Wolfgang Pauli en 1930. Il l'appela *neutron* car cette particule devait être électriquement neutre.

Cette appellation fut de courte durée car Chadwick découvrit l'actuel neutron en 1932, année pendant laquelle Fermi énonça sa théorie de la désintégration  $\beta$ . Fermi appela cette particule invisible le neutrino. La théorie prédisait déjà quelques-unes des propriétés connues, à savoir un spin demi-entier, une masse très petite, une charge électrique nulle et une section efficace d'interaction très faible.

Cowan et Reines installèrent au début des années 50 un dispositif de détection de neutrinos près du réacteur de Savannah River<sup>6</sup>. Le principe de l'expérience était basé sur l'interaction d'un antineutrino avec un proton donnant un positron et un neutron. L'absorption du neutron par du chlorure de cadmium émettant un photon  $\gamma$ , ils purent ainsi mettre en évidence l'existence du neutrino  $\nu$  en 1956 [22].

### Le neutrino muonique

Parallèlement à l'expérience effectuée par Cowan et Reines, des expériences en accélérateurs mirent en évidence les mésons  $\pi$  et  $K$ . Il était connu à l'époque que ces particules se désintègrent en un muon et un neutrino et que le muon décroît en un électron et deux neutrinos. Schwartz et ses collaborateurs étudièrent les produits de désintégration en 1959 en envoyant un faisceau de protons de 15 GeV sur une cible en béryllium.

Un blindage en fer permit de stopper toutes les particules autres que les neutrinos. Derrière le blindage, des traces de muons dans le dispositif de détection composé de couches d'aluminium et d'une chambre à étincelles permirent d'affirmer que les neutrinos créés étaient d'un nouveau genre [16].

### Le neutrino tau

Le lepton  $\tau$  fut découvert en 1975. On pensa alors naturellement à l'existence du neutrino correspondant. La collaboration DONuT<sup>7</sup> mit cette particule en évidence en 2000. Le principe de l'expérience est assez similaire à celle du neutrino muonique : des protons de 800 GeV sont envoyés sur une cible épaisse de tungstène. Seules les particules de très courte durée de vie ont le temps de se désintégrer avant d'interagir dans la cible. Cela permet de privilégier la production de  $\nu_\tau$ . La réaction recherchée est alors :

$$\nu_\tau + N \longrightarrow \tau^- + X \quad (1.7)$$

Le  $\tau$  ayant une durée de vie très courte ( $\sim 10^{-13}$ s), il décroît très rapidement à une énergie de quelques dizaines de GeV. Le canal de décroissance recherché est :

$$\tau^- \longrightarrow \mu^- + E_m \quad (1.8)$$

où  $E_m$  est de l'énergie manquante. Des plaques alternées d'acier et

---

<sup>6</sup>Les centrales nucléaires sont des sources abondantes de neutrinos, de l'ordre de  $10^{13}\nu/cm^2/s$ .

<sup>7</sup>Direct Observation of Neutrino Tau

d'émulsions permirent la mise en évidence du vertex sur 4 événements à topologie satisfaisante [17].

### Les 3 familles

En 1990, le collisionneur électron-positron (LEP pour *Large Electron Positron*) au CERN a prouvé qu'il n'existe pas de quatrième famille par la mesure précise de la masse du boson  $Z$ . Le nombre de familles est en effet proportionnel à la largeur en énergie du boson vectoriel intermédiaire  $Z$ , c'est à dire à l'incertitude sur la mesure de sa masse.

#### 1.2.2 Propriétés

Les trois neutrinos font partie intégrante du Modèle Standard des particules, modèle décrivant les particules fondamentales connues à ce jour ainsi que leurs interactions. Il y a 2 types de particules : les bosons et les fermions.

Les bosons sont les particules médiatrices des forces fondamentales de la Nature :

- le photon  $\gamma$  pour l'interaction électromagnétique
- les bosons  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  pour l'interaction faible
- les gluons  $g$  pour l'interaction forte

Les fermions sont les particules constituantes de la matière et sont regroupés en 3 familles et 2 types : les quarks et les leptons (Figure 1.3). Dans le Modèle Standard, les neutrinos sont électriquement neutres et n'ont pas de masse. Ils n'interagissent que par la force faible. Cependant, l'expérience SuperKamiokande [21] a mis en évidence l'oscillation de neutrinos d'une saveur à une autre, ce qui implique une masse non nulle et entre ainsi en contradiction avec une des hypothèses du Modèle Standard.

Les neutrinos sont les objets de nombreuses expériences visant à déterminer leur masse, ou encore à savoir si le neutrino est sa propre antiparticule (neutrino de Majorana). Malgré les mystères l'entourant, il est un outil de travail nouveau et innovant pour l'astronomie moderne.

		Model of Elementary Particles						
		Three Generations of Matter (Fermions)			Force Carriers (Gauge Bosons)			
(Name)	Electric Charge							
(Symbol)	Number of Color Charges							
	Mass in MeV							
Q u a r k s	I		II		III			
	Up	+2/3	Charm	+2/3	Top/ Truth	+2/3	Photon	0
	<b>u</b>	3	<b>c</b>	3	<b>t</b>	3	<b>γ</b>	0
		~5		~1350		>131000		Electro- magnetism
	Down	-1/3	Strange	-1/3	Bottom/ Beauty	-1/3	Gluon	0
	<b>d</b>	3	<b>s</b>	3	<b>b</b>	3	<b>g</b>	8
	~9		~175		~4500		Strong Interactions	
L e p t o n s	Electron	0	Muon	0	Tau	0	Z zero	0
	Neutrino		Neutrino		Neutrino		<b>Z<sup>0</sup></b>	91187
	<b>ν<sub>e</sub></b>	< 0.0000070	<b>ν<sub>μ</sub></b>	< 27	<b>ν<sub>τ</sub></b>	< 31		Weak Interactions
	Electron	-1	Muon	-1	Tau	-1	W plus minus	±1
<b>e</b>						<b>W<sup>±</sup></b>	80220	
		511		105.66		1777.1		

Figure 1.3 – Particules élémentaires du Modèle Standard - La charge électrique et la masse de chaque particule sont données. Pour les quarks est également donné le nombre de couleurs.

### 1.3 L'astronomie neutrino

Cette partie traitera de la problématique de l'astronomie neutrino. En quoi le neutrino est-il un messager efficace et nouveau et quels sont les mécanismes de création et les sources astrophysiques ?

#### 1.3.1 Pourquoi le neutrino ?

Sonder l'Univers est une tâche ardue car il est difficile d'observer à de grandes distances et à haute énergie. Outre la stabilité, la caractéristique la plus importante du neutrino est sans conteste la neutralité car elle assure une trajectoire rectiligne de la source émettrice à la cible. Par ailleurs, de par sa masse négligeable, le neutrino n'est soumis qu'à l'interaction faible. Les sections efficaces d'interaction (Figure 1.11) sont très faibles ( $\sim 10^{-34} \text{cm}^2$ ) et cela permet au neutrino de traverser sans encombres des zones de matière à travers lesquelles les photons ne passeraient pas. Cela nécessite cependant d'importants volumes de détection.

Le neutrino est ainsi un messager efficace pouvant amener sur Terre des informations nouvelles sur les phénomènes les plus violents et les plus denses de l'Univers.

#### 1.3.2 Mécanisme de production

Le processus dominant de création de neutrinos est l'interaction des hadrons avec la matière, interaction source de pions  $\pi^+/\pi^-$  qui par décroissance vont donner 3 neutrinos :

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.9)$$

$$\longrightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e + \nu_\mu \quad (1.10)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.11)$$

$$\longrightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.12)$$

Les neutrinos générés par ce processus sont dans un rapport  $(\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau) = (1 : 2 : 0)$ . Cependant, le mécanisme d'oscillation conduit à une proportion égale pour les 3 saveurs de neutrinos au niveau de la Terre, soit  $(1 : 1 : 1)$  ([9]).

Les neutrinos n'ayant pas de charge électrique, ils ne peuvent être accélérés après leur création. Les hadrons doivent donc avoir une énergie suffisante pour justifier les énergies observées sur Terre. Les mécanismes les plus généralement associés au gain d'énergie des particules au sein des phénomènes cosmiques violents sont les mécanismes de Fermi du premier et du deuxième ordre [40].

Dans le processus d'accélération du premier ordre, les particules sont piégées magnétiquement au sein de deux fronts d'onde se propageant dans le même sens, avec le front arrière rattrapant le front avant, *ie* le front arrière ayant une vitesse  $\vec{u}_1$  supérieure à celle  $\vec{u}_2$  du front avant. Une particule piégée entre ces deux fronts va être réfléchiée magnétiquement, et ainsi gagner une énergie proportionnelle à la différence  $|\vec{u}_1 - \vec{u}_2|$  avant de s'échapper de la zone de choc.

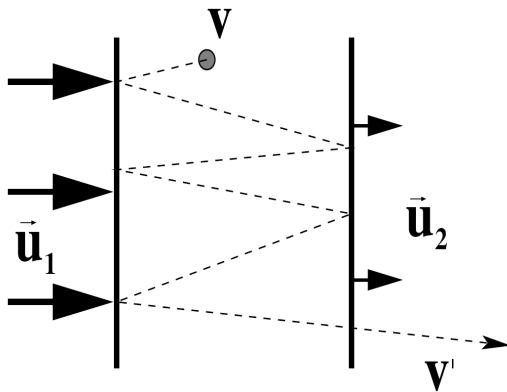


Figure 1.4 – Modèle simplifié du mécanisme de Fermi du premier ordre. Les particules sont réfléchies magnétiquement entre les deux fronts d'onde et ainsi accélérées avant de s'échapper de la zone de choc.

Le processus du deuxième ordre est une accélération stochastique des particules. Ces dernières gagnent et perdent de l'énergie de manière aléatoire au sein de nuages de matière magnétisés (couches externes de supernovae par exemple). Ces nuages sont en mouvement dans l'espace et c'est ce mouvement qui crée un champ magnétique qui lui-même communique de l'énergie aux particules, énergie proportionnelle à la différence  $|\vec{u}_1 - \vec{u}_2|^2$  où  $\vec{u}_1$  et  $\vec{u}_2$  sont les vitesses des deux zones magnétiques.

### 1.3.3 Les sources de neutrinos

L'astronomie neutrino est une science jeune à l'échelle des observations remontant à l'Antiquité. Les sources susceptibles d'être observées au moyen de leurs émissions de neutrinos sont de natures diverses. Nous ne détaillerons pas ici les sources terrestres telles que la radioactivité naturelle ou les centrales nucléaires qui sont d'énergie trop faible pour concerner les télescopes à neutrinos de type Tcherenkov.

#### 1.3.3.1 Les sources locales

La source de neutrinos la plus proche est bien évidemment le Soleil. Elle est aussi la source la plus abondante à cause des réactions nucléaires internes. L'énergie mise en jeu est assez faible ( $\sim \text{MeV}$ ) et des détecteurs de plus petite

taille étudient le flux de neutrinos du Soleil depuis une quarantaine d'années, comme Homestake qui fut la première à mettre en évidence le déficit de neutrinos solaires, ou encore SuperKamiokande.

Les neutrinos atmosphériques sont issus de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre. Bien que les sources soient extra-terrestres, on parle de production locale. La première contribution, dite conventionnelle, provient de la désintégration des particules ayant une durée de vie assez longue (pions, muons :  $\sim 10^{-6} - 10^{-8}$  s). La deuxième contribution, dite prompte, est issue de la désintégration des particules à courte durée de vie (hadrons charmés :  $\sim 10^{-12}$  s).

Le spectre en énergie des neutrinos atmosphériques conventionnels suit celui du rayonnement cosmique en  $E^{-2,7}$  jusqu'à 100 GeV. Au-delà, le spectre suit une loi en  $E^{-3,7}$  : il décroît ainsi rapidement. Les neutrinos prompts suivent une loi en  $E^{-2,7}$  jusqu'à des énergies plus élevées, de l'ordre de 10 à 100 PeV, car les hadrons charmés ont des énergies de création bien plus élevées [2],[5].

### 1.3.3.2 Les sources galactiques

#### Les neutrinos du disque galactique :

L'interaction des rayons cosmiques de la Galaxie avec le gaz interstellaire concentré sur le disque galactique produit des neutrinos par décroissance des mésons créés [51]. Ces neutrinos sont appelés diffus car ils n'ont aucune information de direction. Leur spectre en énergie suit celui des rayons cosmiques primaires en  $E^{-2,7}$  jusqu'aux énergies les plus élevées.

#### Les vestiges de supernovae :

Les vestiges de supernovae sont des sources sûres de neutrinos. Les supernovae sont des événements cataclysmiques provoqués par l'effondrement gravitationnel d'une étoile dont le cycle de combustion est arrivé à terme. L'explosion libère une énorme quantité d'énergie en un laps de temps très court (dans les échelles astronomiques) et une grande partie de cette énergie est libérée sous la forme de neutrinos de quelques MeV<sup>8</sup>. La phase post-explosion est aussi favorable à l'accélération de hadrons jusqu'à des énergies de l'ordre du PeV (10<sup>6</sup> GeV) par les mécanismes de Fermi [45]. Ces particules de haute énergie sont alors susceptibles de créer des neutrinos par interaction avec le

---

<sup>8</sup>Une bouffée de neutrinos a été détectée par les expériences Kamiokande et IMB lors de l'explosion de la supernova SN1987A.

milieu ambiant.

### Les systèmes binaires :

Les systèmes binaires d'étoiles (Figure 1.5) sont également des sources potentielles de neutrinos astrophysiques. Il s'agit d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir qui accrète de la matière de son étoile-compagnon et une partie de la matière accrétée est émise suivant deux jets dans l'axe de l'astre. Ces jets sont par nature des zones d'accélération de particules car il y a de nombreux chocs entre les particules et les champs magnétiques présents sont puissants. La détection implique d'être dans l'axe d'un des jets ; cependant, le grand nombre de systèmes binaires dans la galaxie "diffuse" le flux de neutrinos observables [27].

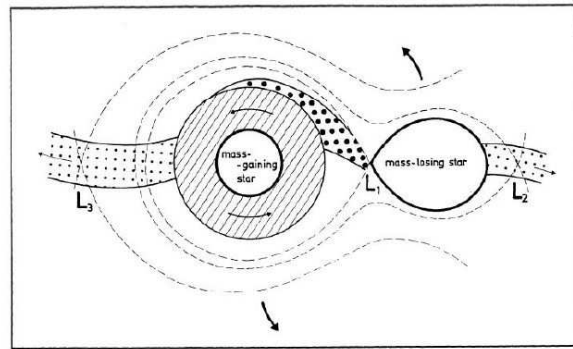


Figure 1.5 – Schéma d'un système binaire d'étoiles : l'astre le plus massif accrète de la matière provenant de l'astre compagnon.

### 1.3.3.3 Les sources extragalactiques

#### Les neutrinos du fond cosmologique :

L'interaction des rayons cosmiques de haute énergie avec le fond cosmologique à  $2,7 K$  est également une source galactique et extra-galactique de neutrinos de ultra haute énergie. Cette interaction est susceptible de produire des pions  $\pi^+$ , via la résonance  $\Delta^+(1232)$ . La décroissance des pions résultants entraîne un flux de neutrinos d'énergie supérieure à  $10^8$  GeV (§1.3.3.5,[15]).

#### Les noyaux actifs de galaxie :

Les noyaux actifs de galaxie (AGN pour Active Galactic Nuclei) concernent environ 5% des galaxies et ont pour caractéristique d'émettre une grande quantité d'énergie, beaucoup plus importante que celle correspondant aux étoiles de la galaxie [27]. L'immense quantité d'énergie émise par ce genre d'objets provient d'un trou noir supermassif d'au moins 1 million de masses solaires situé au centre et d'une dimension proche du parsec. Comprimé par l'intense gravité régnant au voisinage du trou noir, les gaz et les poussières sont portés à de très hautes températures et rayonnent perpendiculairement à l'axe de la galaxie dans ce qui est également appelé *jets*.

Les AGN peuvent être classées en quatre catégories principales : les galaxies de Seyfert, les radiogalaxies, les blazars et les quasars et peuvent se comprendre comme conséquence de l'orientation aléatoire de la direction d'observation depuis la Terre (Figure 1.6).

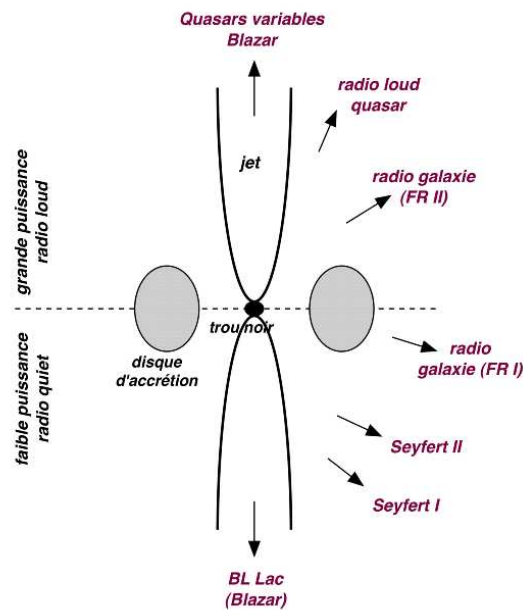


Figure 1.6 – Classification des noyaux actifs de galaxie en fonction de l'intensité et de l'axe de visée de l'observateur.

Le comportement des AGN est semblable aux systèmes binaires d'étoiles tout en étant incomparable au niveau des échelles de taille et d'énergie mise en jeu, ce qui laisse à penser que les particules susceptibles d'être accélérées dans les AGN atteignent des énergies extrêmement élevées ( $\sim 10^{20}$  eV). Le phénomène d'accrétion crée un champ magnétique fort qui, couplé à une densité de matière extrêmement élevée, ne permet pas aux photons

et aux protons de s'échapper aussi facilement que les neutrinos. En dehors du phénomène d'accrétion, des accélérations par mécanismes de Fermi peuvent également avoir lieu au sein des jets de matière, *ie* dans la phase post-accrétion. Les AGN sont donc de bons candidats à la création de neutrinos de ultra haute énergie.

### Les sursauts gamma :

Les sursauts gamma (GRB pour Gamma Ray Bursts) sont des bouffées de photons gamma ayant une durée pouvant aller de la dizaine de millisecondes à plusieurs centaines de secondes. Ces phénomènes ont été découverts en 1969 par hasard par des satellites de surveillance américains et ont depuis été observés à maintes reprises. Leur isotropie exclut une origine purement galactique. Les sursauts longs seraient liés à la mort d'étoiles massives alors que les courts, moins bien compris, proviendraient de systèmes binaires. Les GRB sont de bons candidats à la production de neutrinos de ultra haute énergie. Le modèle dit de la boule de feu prédit un nombre significatif de neutrinos issus des collisions de protons et de neutrons [26].

#### 1.3.3.4 La limite de Waxman-Bahcall

La limite de Waxman-Bahcall [60],[61] est une limite du flux de neutrinos générés par les interactions de particules de ultra haute énergie accélérées par des mécanismes d'accélération hadronique de type Fermi dans des objets transparents. Une limite maximale peut être calculée [59] :

$$E^2 \cdot \Phi_{\nu, WB} < 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ GeV.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \quad (1.13)$$

Cette limite est une limite de flux diffus de neutrinos dont le spectre en énergie est en  $E^{-2}$  (Figure 1.7). Pour les sources opaques, on peut supposer que cette limite peut être dépassée. Si l'on tient compte de l'oscillation des neutrinos, la limite est alors divisée par un facteur 2.

#### 1.3.3.5 Les neutrinos cosmogéniques

Un flux de neutrinos de ultra haute énergie peut être dérivé de la propagation de noyaux hautement énergétiques sur des distances cosmologiques. Le flux prédit dans [15] prend en compte les interactions de noyaux avec le fond cosmologique mais également avec les bruits de fond infrarouge, optique et ultraviolet. La présence d'un pic à  $10^9$  GeV (Figure 1.8) rend cette limite intéressante dans le cadre d'une étude dévolue aux ultra hautes énergies.

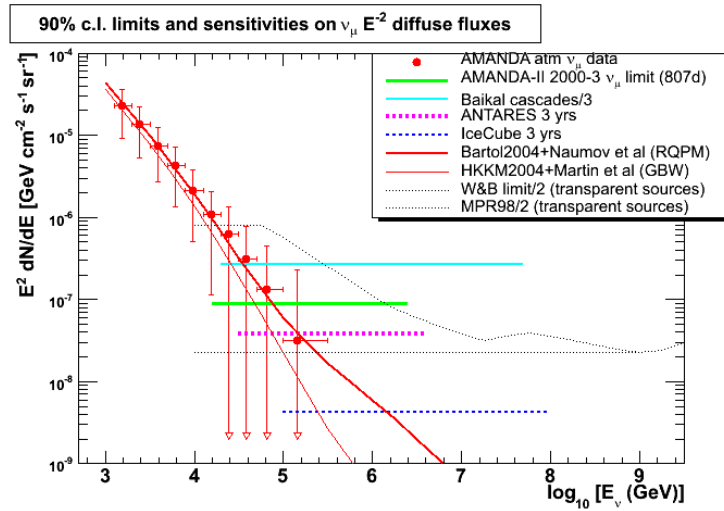


Figure 1.7 – Limite de Waxman-Bahcall (trait en pointillé). Diverses limites supérieures et sensibilités sont également représentées.

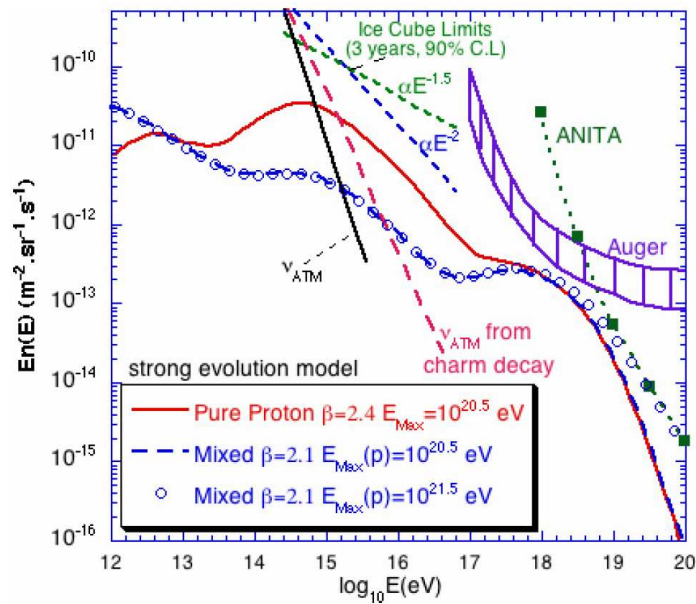


Figure 1.8 – Flux prédit de neutrinos issus de l'interaction des noyaux avec les différents fonds de photons dans le cas d'une origine purement protonique (rouge) ou dans le cas d'une origine variée (bleu). Le flux présente un pic vers  $10^9$  GeV, soit  $10^{18}$  eV [15].

## 1.4 Propagation des neutrinos

Cette partie traitera de l'arrivée sur Terre des neutrinos astrophysiques, de leur interaction et de la propagation des produits résultants au sein d'un détecteur de type Tcherenkov.

### 1.4.1 L'idée de Markov

Le physicien russe Markov eut l'idée dès les années 60 d'utiliser de très grands volumes transparents à la lumière pour détecter des neutrinos de haute énergie [50]. L'idée est donc d'instrumenter un grand volume d'eau de mer ou de glace et d'utiliser la Terre comme cible de détection pour les neutrinos. L'interaction par courant chargé d'un neutrino muonique donne naissance à un muon capable de se propager sur plusieurs kilomètres, en fonction de son énergie et du milieu traversé.

$$\nu_\mu + p/n \rightarrow \mu^- + \text{hadrons} \quad (1.14)$$

La propagation du muon dans l'eau ou la glace crée un effet Tcherenkov, à savoir une émission de lumière cohérente due au fait que le muon se propage à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu considéré. La détection de la lumière permet ainsi de reconstruire la trajectoire de la particule.

### 1.4.2 Propagation des neutrinos à travers la Terre

Les neutrinos ayant la propriété de traverser la matière en étant très peu affectés (pour une énergie inférieure à  $10^4$  GeV, voir figure 1.10), il est ainsi équivalent de *regarder* vers le haut ou vers le bas. Les télescopes à neutrinos sont tous optimisés pour regarder les signaux venant de la Terre, de manière à s'affranchir au maximum du bruit de fond descendant causé par les muons issus de l'interaction du rayonnement cosmique avec la haute atmosphère (Figure 1.9).

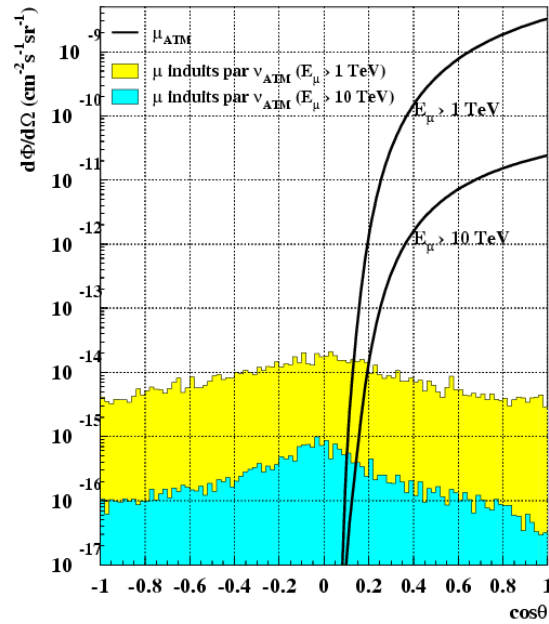


Figure 1.9 – Les différentes composantes du bruit de fond : les muons atmosphériques sont purement descendants. Ils n'apparaissent qu'à partir de  $\cos\theta \simeq 0.1^\circ$ . Les muons issus de neutrinos atmosphériques proviennent de toutes les directions, mais ont un flux bien plus faible.

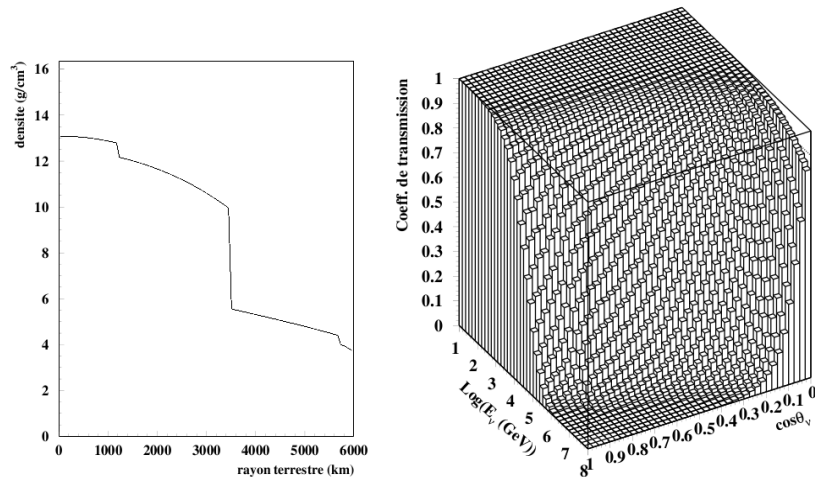


Figure 1.10 – *Gauche* : Profil de densité de la Terre. *Droite* : Coefficient de transmissibilité des neutrinos : au-delà de  $10^6$  GeV, plus aucun neutrino purement montant ( $\cos\theta = 1$ ) ne peut traverser la Terre.

### 1.4.3 Interaction des neutrinos avec la matière

Les neutrinos n'interagissent avec la matière environnante que par interaction faible. Leur section efficace est donc très faible (Figure 1.11), ce qui leur permet d'échapper aux zones de forte densité dans l'Univers, mais c'est un grand inconvénient car ils sont d'autant plus difficiles à détecter sur Terre. Les interactions se font avec les quarks des noyaux ou les électrons et donnent lieu à la création d'une gerbe hadronique au niveau du vertex.

#### Interactions CC :

Dans le cas d'une interaction par courant chargé (CC) avec  $l = e, \mu, \tau$ , on a :

$$\nu + d \longrightarrow l + u \quad (1.15)$$

$$\bar{\nu} + u \longrightarrow \bar{l} + d \quad (1.16)$$

Le cas le plus intéressant pour les télescopes à neutrinos concerne les interactions des neutrinos muoniques dans la mesure où le muon créé est capable de se propager sur plusieurs dizaines de kilomètres selon son énergie.

Les interactions par courant chargé des neutrinos électroniques vont quant à elles créer une gerbe électromagnétique se superposant à la gerbe hadronique. Pour les neutrinos tau, l'interaction génère un lepton  $\tau$  qui va décroître en un neutrino et une gerbe secondaire<sup>9</sup>. Les interactions de neutrinos électroniques et tau sont donc des événements visibles uniquement s'ils ont lieu dans le détecteur ou dans un voisinage immédiat.

#### Interactions NC :

Dans le cas d'une interaction par courant neutre (NC) avec  $q = u, d$ , on a :

$$\nu + q/e^- \longrightarrow \nu + q/e^- \quad (1.17)$$

$$\bar{\nu} + q/e^- \longrightarrow \bar{\nu} + q/e^- \quad (1.18)$$

Les interactions par courant neutre ne sont visibles que par la gerbe initiale. Les événements de ce type sont donc visibles dans le détecteur ou dans un voisinage proche, ce qui limite grandement le nombre d'événements observables à cause de la réduction drastique du volume effectif.

---

<sup>9</sup>Dans 64% des cas, on aura une gerbe hadronique; sinon, il se formera une gerbe électromagnétique.

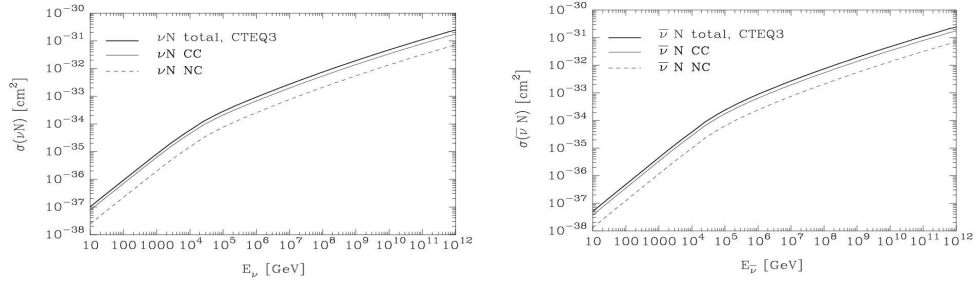


Figure 1.11 – Sections efficaces d’interaction des neutrinos (gauche) et des anti-neutrinos (droite). Les sections efficaces par courant chargé, courant neutre et totales sont représentées [55].

#### 1.4.4 L’effet Tcherenkov

En 1934, Pavel Tcherenkov étudia un phénomène connu depuis les travaux de Marie Curie au début du 20ème siècle, à savoir l’émission de lumière bleue par de l’eau soumise à un rayonnement radioactif. Le physicien français Lucien Mallet avait déjà démontré en 1926 la continuité de ce spectre lumineux et Tcherenkov prouva qu’une particule chargée qui se propage dans un milieu transparent d’indice de réfraction  $n$  émet un rayonnement caractéristique à spectre continu lorsque sa vitesse est supérieure à celle de la lumière dans ce milieu :

$$v = \beta \cdot c_{vide} \geq c_{milieu} = \frac{c_{vide}}{n}, \text{ i.e. } \beta \geq \frac{1}{n} \quad (1.19)$$

Si la particule dépasse le seuil ainsi défini, elle émet des photons dits *Tcherenkov* sous un angle caractéristique (Figure 1.12) :

$$\cos \theta_c = \frac{c_{vide}/n}{\beta \cdot c_{vide}} = \frac{1}{\beta n} \quad (1.20)$$

Pour des particules ultra-relativistes ( $\beta \sim 1$ ) dans l’eau ou la glace, l’angle *Tcherenkov* est constant et vaut approximativement  $41^\circ$ . On peut calculer le nombre de photons qui sont émis par unité de longueur et d’énergie :

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (1.21)$$

avec  $z = \pm 1$  pour les muons et  $\alpha$  est la constante de structure fine. En intégrant sur le domaine visible ( $400 \text{ nm} < \lambda < 700 \text{ nm}$ ), on obtient de l’ordre de 350 photons par centimètre, ce qui correspond à une énergie d’environ 850 eV/cm. Ce chiffre est bien inférieur à celui des pertes par ionisation qui

sont de plusieurs MeV par centimètre. Néanmoins, un muon traversant un détecteur de type *Tcherenkov* de plusieurs centaines de mètres émettra lors de son passage plusieurs millions de photons.

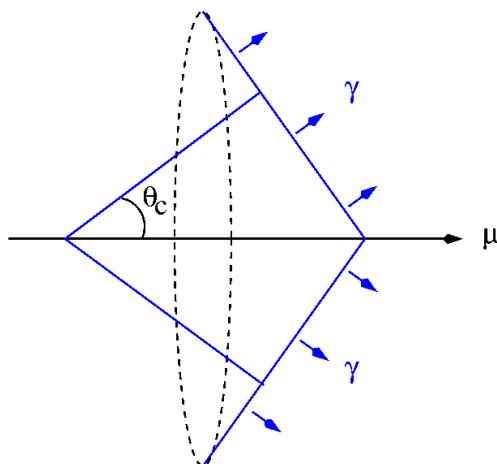


Figure 1.12 – Géométrie de l'effet Tcherenkov : les photons (en bleu) sont émis avec un cône d'angle  $\theta_c$ . Ces derniers se propagent à la vitesse de la lumière dans l'eau ( $\sim 20$  cm/ns) alors que le muon se propage à une vitesse ultra-relativiste proche de celle de la lumière dans le vide ( $\sim 30$  cm/ns).

#### 1.4.5 Autres processus de perte d'énergie et parcours du muon

Historiquement, c'est l'effet *Tcherenkov* qui est le principe de base des détecteurs du même nom. Cependant, d'autres effets viennent s'ajouter à la création de lumière par le muon dans l'eau (Figure 1.13).

##### Ionisation (ion)

Les muons ayant une énergie cinétique nettement supérieure à celle des électrons des noyaux cibles, ils interagissent également par diffusion élastique. La perte d'énergie est décrite par la formule de Bethe-Bloch [20].

##### Création de paires (p)

La création de paires  $e^+/e^-$  intervient au-delà du TeV et constitue alors la part la plus importante de perte d'énergie. Cet effet se manifeste par des cascades de particules secondaires (électrons et positrons).

##### Rayonnement de freinage ou *Bremsstrahlung* (b)

Il s'agit du rayonnement à spectre large créé par le ralentissement du muon lorsqu'il passe près d'un centre diffuseur.

### Diffusion inélastique (pn)

Les interactions photo-nucléaires pour les muons deviennent significatives à partir d'une énergie de l'ordre de 10 GeV. Il s'agit d'une collision entre le muon et un nucléon par échange d'un photon virtuel.

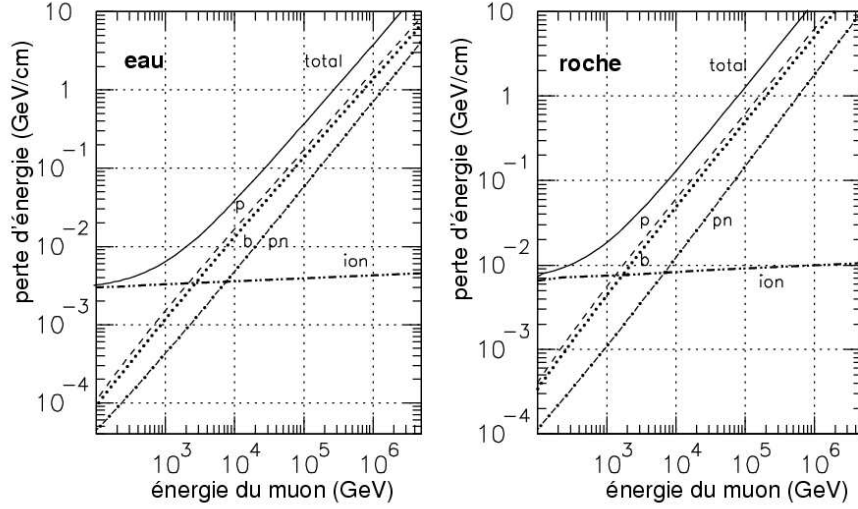


Figure 1.13 – Contribution des différents processus radiatifs à la perte d'énergie d'un muon dans l'eau et la roche.

Les pertes moyennes d'énergie du muon, selon son parcours (en  $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ), peuvent s'écrire sous la forme d'une expression linéaire :

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \propto a(E) + b(E) \cdot E \quad (1.22)$$

où

- $a(E)$  est la perte d'énergie par ionisation par unité de longueur
- $b(E)$  peut être considéré comme la somme des contributions de tous les autres processus

Dans l'eau, pour des énergies jusqu'au TeV, les coefficients  $a(E)$  et  $b(E)$  sont considérés comme constants, avec pour valeurs respectives  $2 \text{ MeV}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{cm}^2$  et  $3.4 \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1}\cdot\text{cm}^2$ . En dessous de 1 TeV, le terme dominant est le terme de l'ionisation et le parcours du muon est alors proportionnel à son énergie. Au delà de 1 TeV, le deuxième terme domine et il est plus difficile d'établir un comportement général dans la mesure où des processus catastrophiques peuvent survenir et ainsi libérer de grandes quantités d'énergie.

L'intégration de la relation 1.22 conduit à la relation entre l'énergie d'un muon  $E_\mu$  et son parcours  $R_\mu$  :

$$R_\mu = \int_0^{E_\mu} \frac{dE}{a + b \cdot E} = \frac{1}{b} \ln\left(1 + \frac{b}{a} E_\mu\right) \quad (1.23)$$

Le rapport  $\frac{a}{b}$  ( $\sim 500$  GeV) est l'énergie pour laquelle les pertes radiatives et l'ionisation sont d'égale importance.

## 1.5 Les autres projets existants ou à venir

Depuis les années 70, plusieurs projets de télescope à neutrinos ont été développés, en milieu marin et polaire. Il y a actuellement plusieurs projets opérationnels, mais la nécessité d'instrumenter des volumes toujours plus grands pour maximiser les chances de découverte a contraint les laboratoires du monde entier à se regrouper et il existe aujourd'hui deux projets phares, l'un dans l'eau de mer et dans l'hémisphère nord et l'autre dans la glace et dans l'hémisphère sud : KM3NET et ICECUBE.

### 1.5.1 Passé et présent

Les premières expériences d'astronomie neutrino se développèrent vers la fin des années 70.

#### L'expérience DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector)

Le projet DUMAND a été une des premières expériences d'astronomie neutrino. Le télescope a été partiellement construit en 1993 au large de l'île de Hawaï à une profondeur de 4800 mètres. Le prototype a permis la détection de muons atmosphériques pendant une dizaine d'heures. Un problème technique a malheureusement mis un terme à l'expérience en 1996. Néanmoins, cette première expérience a été très importante pour la compréhension des différents défis techniques à relever pour instrumenter de grands volumes à de grandes profondeurs.

#### L'expérience Baïkal

Le projet Baïkal a été déployé dans le lac du même nom en Russie. La profondeur est de 1200 mètres et le déploiement des lignes est réalisé grâce à la présence de glace en surface pendant la période hivernale. Le détecteur NT-200 est composé de 192 modules optiques répartis sur 8 lignes et prend des données depuis 1998. Les premiers résultats ont permis d'établir certaines limites de flux. Un détecteur de taille kilométrique est actuellement en projet.

#### L'expérience NESTOR (Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research)

Le projet NESTOR a pour objectif le déploiement d'un détecteur de taille kilométrique au large de la baie de Navarino en Grèce, à près de 4 000 mètres de profondeur. Ce détecteur sera constitué de 6 tours semi-rigides autonomes, de 12 étages espacés de 30 m. Chaque étage est une étoile à 6 branches, dont les extrémités sont équipées de photomultiplicateurs orientés vers le haut et vers le bas, pour un total de 1008 modules optiques. En 2003 a été déployé un étage réduit de 12 photomultiplicateurs et les prises de données effectuées ont permis de mesurer le flux de muons atmosphériques à une profondeur de l'ordre de 3500 m [13].

#### **L'expérience NEMO** (NEutrino Mediterranean Observatory)

La collaboration NEMO est composée exclusivement de laboratoires italiens. L'objectif est l'implantation d'un télescope de taille kilométrique en Mer Méditerranée au large de Capo Passero en Sicile, à 3350 m de profondeur. L'architecture proposée est constituée de photomultiplicateurs fixés sur des bras rigides et reliés par des câbles pour former des tours de 750 mètres. Chaque bras se compose de quatre modules optiques, deux orientés vers le haut et deux orientés vers le bas. Ce télescope formé de 64 tours espacées les unes des autres de 200 mètres soit au total 4 096 modules optiques, devrait obtenir une résolution angulaire meilleure que  $0.3^\circ$ .

#### **L'expérience AMANDA** (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array)

Le projet AMANDA est une collaboration de laboratoires américains, allemands, belges et suédois. Il s'agit du premier projet de télescope à neutrino dans la glace (Figure 1.14). Le détecteur est situé au Pôle Sud. La calotte de glace est le milieu de propagation des muons et elle permet par ailleurs un déploiement plus aisé des structures mécaniques. L'eau chaude est utilisée pour forer un trou de grande profondeur pour y insérer les modules optiques.

La première partie (AMANDA-A) a été déployé en 1993-1994 à une profondeur de 900 mètres. La diffusion de la lumière par les bulles d'air de la glace à cette profondeur est un obstacle naturel incontrôlable qui a pour conséquence une résolution angulaire de l'ordre de quelques degrés au mieux. Ainsi, un détecteur plus grand et plus profond a été construit en 1995 : AMANDA-B10 d'une profondeur de 1500 à 2000 mètres pour 700 photomultiplicateurs sur 10 lignes. En 1997, une autre phase a débuté avec la construction de AMANDA-II pour un total de 19 lignes. AMANDA est le seul détecteur de cette taille à être en fonctionnement, ayant mesuré des flux de neutrinos atmosphériques et ayant contraint des flux de neutrinos cosmiques.

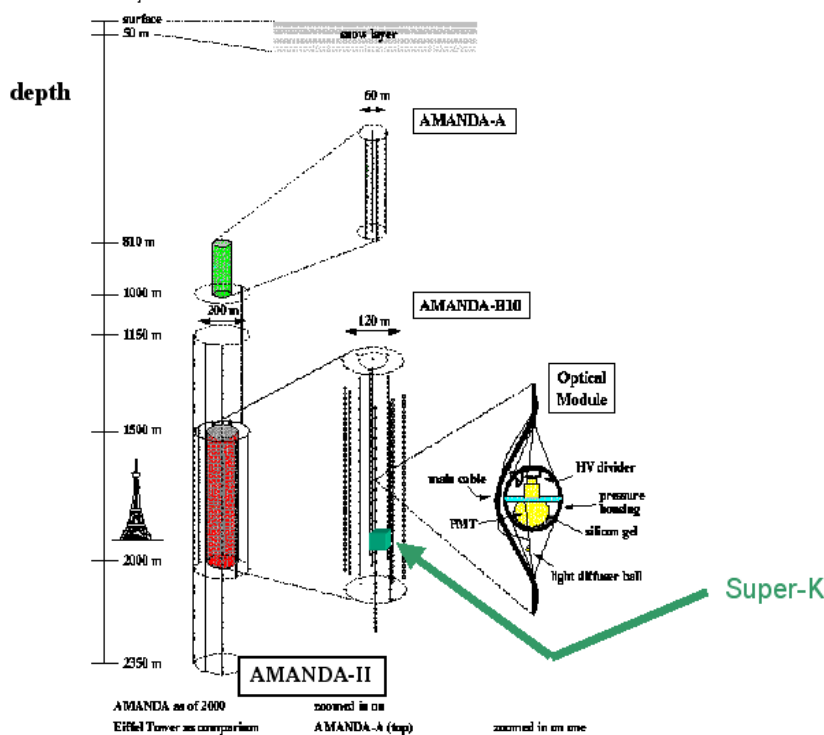


Figure 1.14 – Schéma du détecteur AMANDA : on peut constater la taille bien inférieure du détecteur SuperKamiokande dévolu aux neutrinos solaires.

## 1.5.2 Le futur

L'astronomie neutrino ne sera performante qu'une fois des volumes instrumentés de l'ordre du  $\text{km}^3$  atteints. Deux projets majeurs existent aujourd'hui : ICECUBE et KM3NET.

### L'expérience ICECUBE

ICECUBE n'est autre que le prolongement d'AMANDA à l'échelle kilométrique. La première ligne a été mise en place en début 2005. Au final, ce détecteur sera composé de 80 lignes de 60 modules optiques, pour un total de 4 800 photomultiplicateurs, dans la glace du pôle sud entre 1 500 m et 2 500 m de profondeur. À la surface, un détecteur, ICETOP, servira de veto et de système d'étalonnage pour ICECUBE. Le calendrier officiel prévoit le déploiement de 16 lignes par été austral. Le détecteur devrait donc être achevé au bout de cinq ans. A ce jour, le détecteur est à moitié complet puisqu'il comporte 40 lignes.

Malgré l'importante diffusion de la lumière dans la glace, la résolution angulaire attendue est d'environ  $0,7^\circ$ , ce qui diminue d'un facteur

quinze le taux de bruit de fond par unité de surface engendré par les neutrinos atmosphériques pour la recherche de source ponctuelle par rapport à AMANDA. La résolution en énergie espérée est de l'ordre d'un facteur deux au-dessus du TeV pour les muons.

### **L'expérience KM3NET**

KM3NET est un projet européen de télescope sous-marin de  $1 \text{ km}^3$ . Le Conceptual Design Report a été publié au mois d'avril 2008. La limite en énergie de détection des neutrinos est de l'ordre du TeV. La figure 1.15 présente la surface effective de détection, qui atteint les  $500 \text{ m}^2$  à  $10^7 \text{ GeV}$ , et la sensibilité estimée au flux diffus pour un an. Plusieurs sites sont envisagés (Figure 1.16), à des profondeurs allant de 2500 mètres à 5000 mètres.

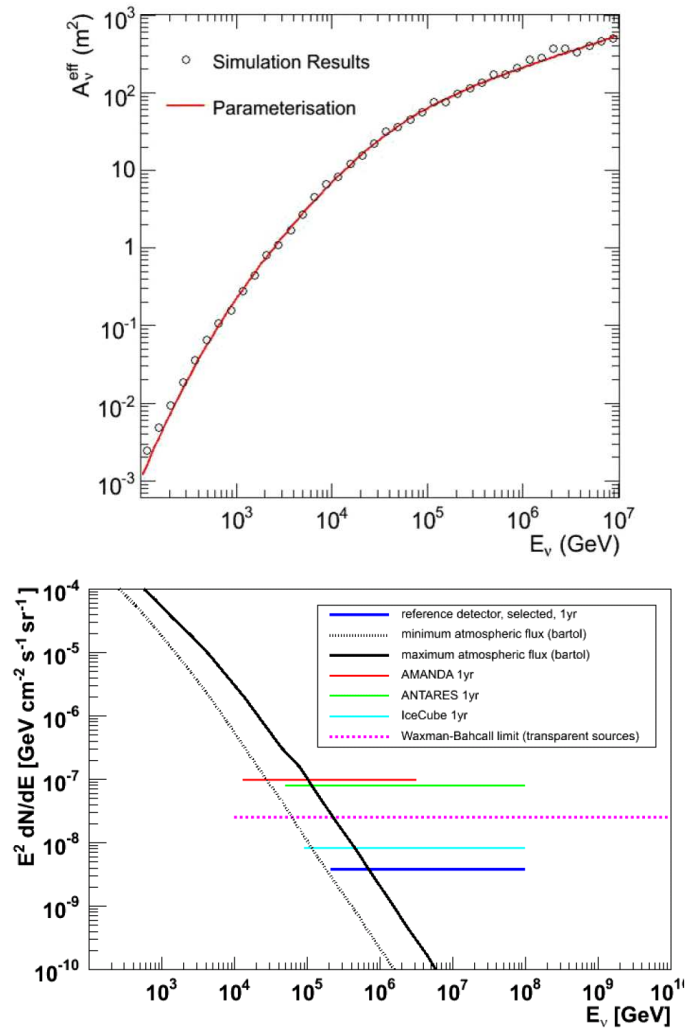


Figure 1.15 – Surface effective de détection et sensibilité aux flux diffus du projet KM3NET (trait plein bleu foncé).

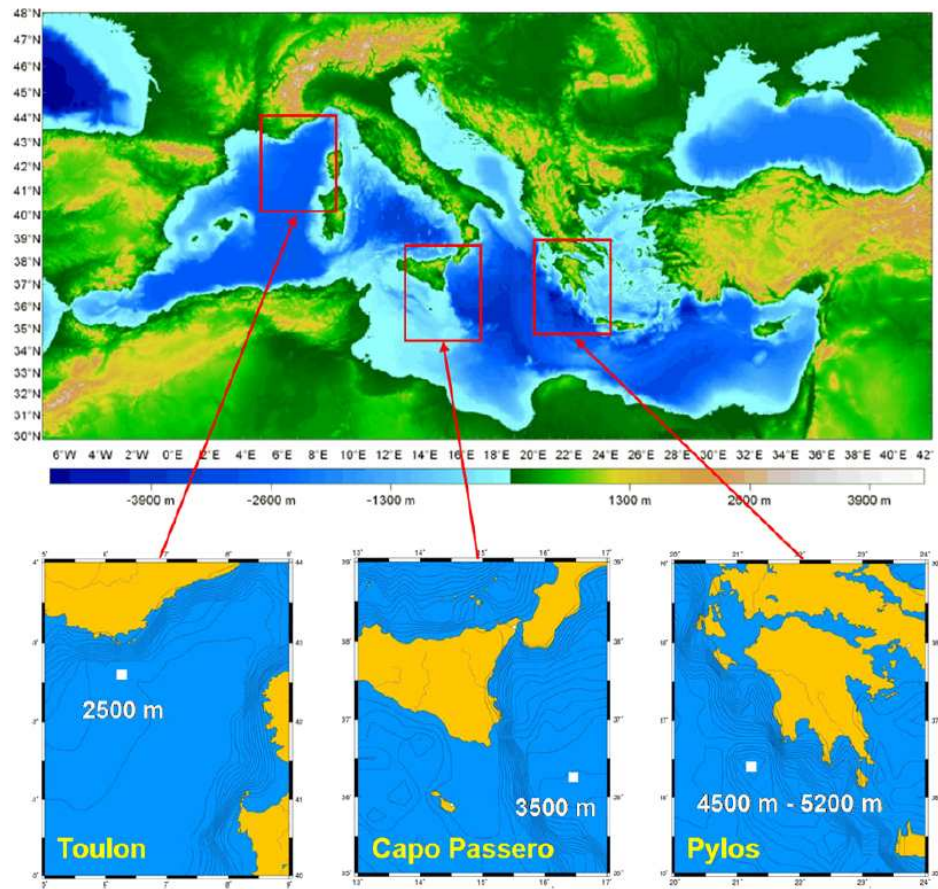


Figure 1.16 – Les différents sites envisagés pour l’installation du détecteur KM3NET.

## CHAPITRE 2

### LE DÉTECTEUR ANTARES

ANTARES est un projet européen né à la fin des années 90 dont le but est de construire un télescope à neutrino de grande envergure dans un milieu marin. Le détecteur AMANDA situé en milieu glaciaire était déjà en construction ; il était ainsi intéressant de développer un télescope complémentaire par sa situation sur Terre pour l'observation du ciel.

#### 2.1 Présentation générale et géolocalisation

Le détecteur ANTARES est un télescope à neutrino qui se base sur l'effet *Tcherenkov* créé par un muon de haute énergie dans l'eau. Le concept de départ repose sur l'idée de Markov (§1.4.1) appliqué au milieu marin. Une collaboration de laboratoires européens s'est créée à la fin des années 90 dans le but de développer un tel télescope en mer Méditerranée (Figure 2.1).

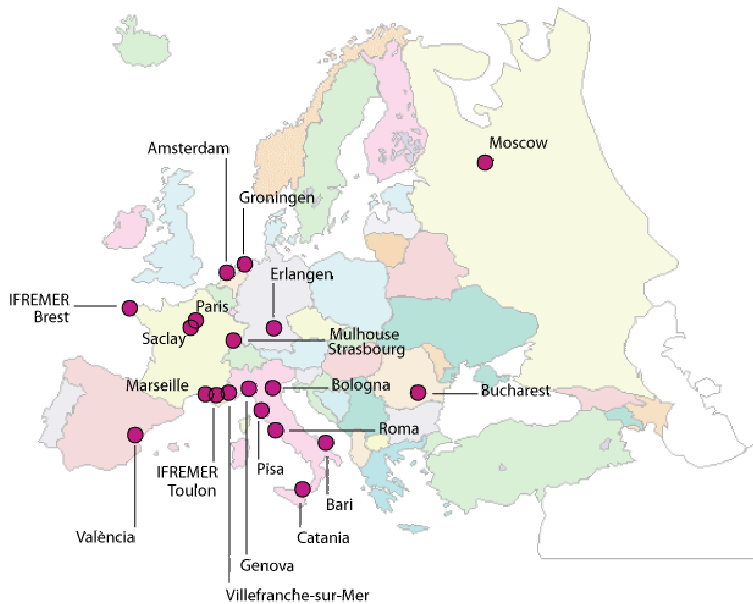


Figure 2.1 La collaboration ANTARES.

Il est nécessaire que le détecteur soit situé à une profondeur suffisante de manière à limiter au mieux le bruit de fond lié aux muons atmosphériques. Plusieurs sites furent testés et étudiés et le site retenu est une plateforme à 2500 mètres de fond à 40 kilomètres au large de la ville de Toulon, en France.

La zone sélectionnée est intéressante pour un télescope à neutrinos à cause de la faible pente du plancher sous-marin, facilitant l'installation des appareils et à cause de la proximité de la côte, facilitant les opérations en mer. La boîte de jonction et le câble électro-optique reliant la côte au site sous-marin ont été installés en 2001-2002 (Figure 2.2).



Figure 2.2 – Déploiement du câble électro-optique sur la plage des Sablettes, à La Seyne-sur-Mer (octobre 2001).

## 2.2 Description

L'unité de base d'un télescope à neutrino est le photomultiplicateur. Un photomultiplicateur est un appareil permettant de *lire* des signaux lumineux. Il détecte des photons et les transforme en impulsions électriques en relation avec la quantité de lumière reçue. Les photomultiplicateurs du détecteur ANTARES sont insérés dans une sphère en verre pour former un module optique<sup>1</sup>. Trois modules optiques sont réunis pour former un étage avec une boîte en titane appelée Module de Contrôle Local ou LCM<sup>2</sup> dans laquelle se trouve l'ensemble des cartes électroniques nécessaires à la gestion de l'acquisition des données de l'étage. Ces étages sont ensuite enchaînés tous les 14 mètres le long d'une ligne. Chacune des 12 lignes du détecteur ANTARES est

---

<sup>1</sup>OM : Optical Module

<sup>2</sup>LCM : Local Control Module

composée de 25 étages, comprenant chacun 3 modules optiques, ce qui fait un total de 900 modules optiques.

### 2.2.1 Les modules optiques

Le module optique contient le photomultiplicateur, son alimentation et un dispositif à LED pour l'étalonnage. La sphère d'épaisseur 1,5 cm est capable de résister aux 250 bars de pression régnant à 2500 mètres de fond, mais aussi à la corrosion de l'eau de mer (Figure 2.3). Les signaux analogiques des photomultiplicateurs sont numérisés par la suite par l'électronique du module de contrôle local.

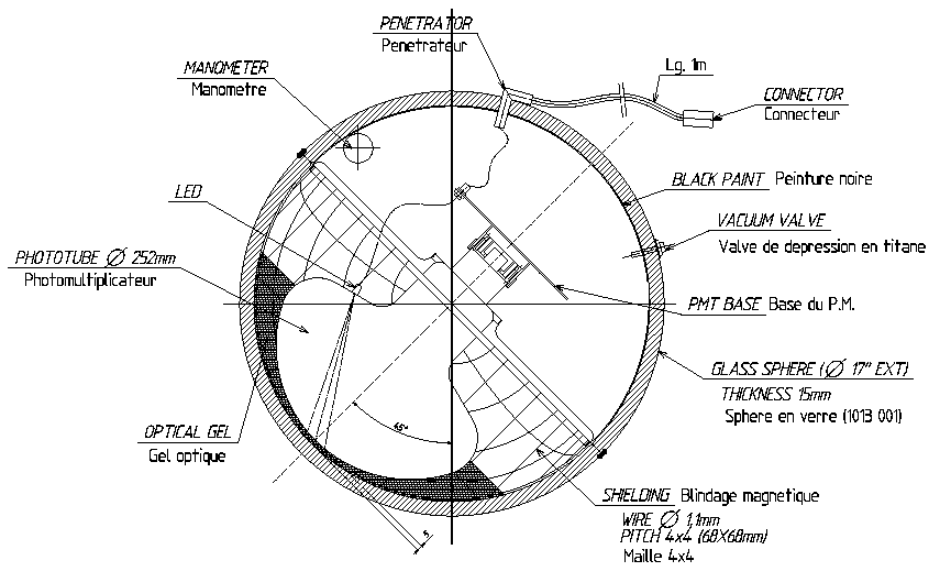


Figure 2.3 – Schéma d'un module optique.

La volonté de s'affranchir au mieux du signal des muons atmosphériques a conduit à une orientation des modules optiques d'un angle de  $45^\circ$  vers le bas. La partie supérieure est peinte en noir limitant ainsi les risques de réflexion interne. Dans la partie inférieure, le photomultiplicateur est en contact avec le verre via un gel de silicone. L'indice optique du gel  $n_{gel} = 1,4$ , qui est une valeur intermédiaire entre l'eau de mer  $n_{mer} = 1,33$  et le verre de la sphère  $n_{verre} = 1,47$ , a été choisi de manière à minimiser la perte de lumière par réflexion vers l'extérieur.

Les photomultiplicateurs (modèle Hamamatsu R7081-20) utilisés ont une taille de 10 pouces et sont sensibles à une gamme de longueur d'onde allant de 370 nm à 460 nm. La transmissibilité pour la lumière bleue et l'UV étant supérieure à 95%, on peut estimer les pertes de photons très réduites.

Les autres caractéristiques des photomultiplicateurs sont les suivantes :

- le temps de transit  $TT \simeq 60ns$  : temps entre l'illumination du photomultiplicateur et l'apparition d'une impulsion électrique.
- la dispersion du temps de transit  $TTS \simeq 3ns$  : la différence des temps de collection des charges sur l'ensemble de la photocathode.
- le gain  $G = 5 \cdot 10^7$  : rapport entre le courant de l'anode et le courant photo-électrique (pour une tension de 2000 V).
- le temps de montée  $t_m \leq 5ns$  : temps nécessaire pour que l'impulsion de l'anode augmente de 10 à 90% de sa valeur maximale lorsque le tube est éclairé par une impulsion lumineuse très brève.
- le rapport  $P/V \geq 2$  : rapport entre la hauteur du pic et la hauteur de la vallée (minimum avant le pic) sur la distribution des charges. Ce rapport est choisi pour isoler le signal à 1 photoélectron.
- le taux de comptage dans l'obscurité  $R_{obs} \leq 10$  kHz.

Par ailleurs, pour éviter la déflexion des électrons lors de leur trajet entre la photocathode et la première dynode par le champ magnétique terrestre (0.5 G), une cage magnétique entoure le photomultiplicateur. Celle-ci est composée de  $\mu$ -métal, alliage de fer et de nickel.



Figure 2.4 – Photo d'un module optique.

Plusieurs mesures de l'acceptance angulaire des photomultiplicateurs ont été effectuées. La figure 2.2.1 représente les résultats à ce jour. La paramétrisation officielle est représentée par la courbe noire (Genova) qui se caractérise par une coupure à grand angle ( $\cos \theta = -0.8$ ).

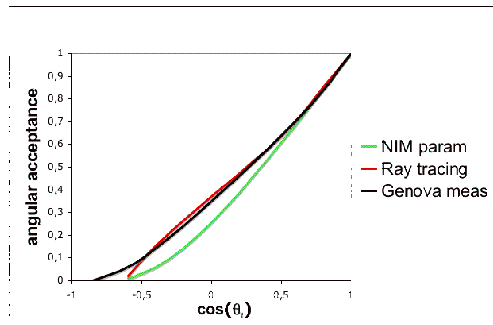


Figure 2.5 – Acceptance angulaire des photomultiplicateurs : la paramétrisation officielle est représentée par la courbe noire. Les autres courbes correspondent aux anciennes paramétrisations.

### 2.2.2 Le circuit ARS

La numérisation des signaux au plus près des photomultiplicateurs est obligatoire pour éviter la distorsion analogique dans le câble reliant le détecteur à la côte. Cette numérisation des signaux délivrés par le photomultiplicateur se fait par l'intermédiaire d'une puce électronique développée pour l'expérience : l'ARS pour Analog Ring Sampler.

Le principe de fonctionnement est le suivant : la grande majorité des signaux sont de l'ordre de 1 photo-électron<sup>3</sup> ; on parle alors de SPE, pour *Single Photo Electron*. Il n'est alors pas nécessaire de numériser l'ensemble du signal, seuls l'amplitude et le temps sont gardés. Cependant, si le signal dépasse le gabarit standard (Figure 2.6), il est échantillonné à 700 MHz et l'ensemble des informations est conservé ; on parle alors du mode WF, pour *Wave Form*.

Le signal est donc traité suivant l'une ou l'autre des méthodes d'analyse et la décision est effectuée par un discriminateur de forme d'impulsion (PSD). Si la durée de l'impulsion et son amplitude sont respectivement inférieurs à 20 ns et à 2.5 p.e., le PSD choisit le mode SPE. Tout autre cas sera traité en WF.

Le temps d'arrivée d'une impulsion est donné par un cycle d'horloge complété par un convertisseur temps-tension (TVC). L'horloge a une fréquence de 20 MHz et l'addition du TVC permet d'avoir une résolution temporelle inférieure à 1 ns. Le traitement en WF d'une impulsion entraîne un temps mort de 250  $\mu$ s environ. Un deuxième ARS a été incorporé sur la carte mère pour éviter ce problème.

Dans la pratique, le mode WF n'est utilisé que lors des prises de données de calibration et le mode SPE est forcé pour les prises de données d'acquisition, quel que soit le diagnostic du PSD. Les conséquences sont une gamme dynamique réduite à 20 photoélectron et une moins bonne résolution tem-

<sup>3</sup>Un photo-électron est un électron émis par un atome de la photocathode lorsque celle-ci a été touchée par un photon.

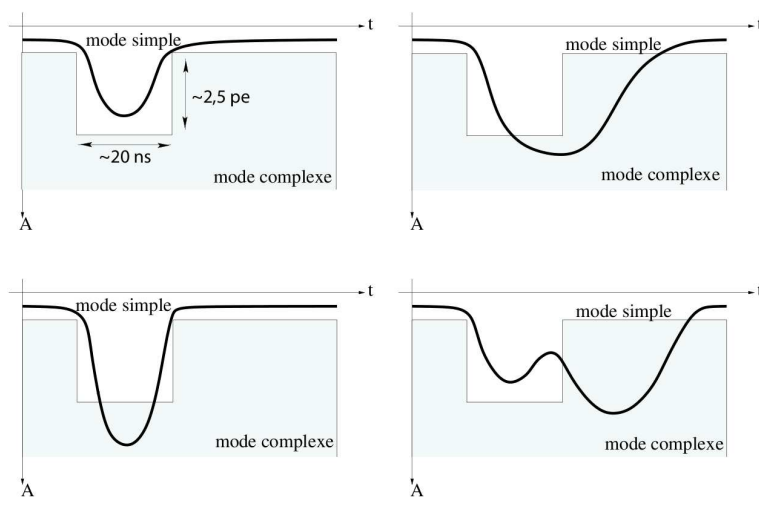


Figure 2.6 – Discrimination entre les événements SPE ou WF : si l'impulsion est contenue dans le gabarit standard (une amplitude inférieure à 2.5 p.e. et une durée inférieure à 20 ns), le signal est traité en SPE. Sinon, il est traité en WF.

porelle lors de l'arrivée très rapprochée de photons sur la photocathode.

### 2.2.3 Les étages

Chaque étage est constitué de trois modules optiques répartis autour du LCM avec un écart en angle de  $120^\circ$  (Figure 2.7). Le LCM contient les différentes cartes électroniques nécessaires au bon fonctionnement de chaque étage :

- la carte mère des boussoles, mesurant la direction et l'inclinaison de l'étage,
- la carte de digitisation des signaux des photomultiplicateurs,
- la carte de l'horloge,
- la carte d'acquisition des données.

Certains étages contiennent en plus des équipements classiques de détection un certain nombre d'appareils de calibration ou de mesure des conditions environnementales. Les étages sont regroupés par 5 pour former un secteur. Les informations sont regroupées et dirigées vers le module de contrôle maître (MLCM) du secteur qui renvoie lui-même les informations vers le pied de la ligne où se trouve le module de contrôle de la ligne (SCM). Le SCM gère donc la communication de la ligne vers la boîte de jonction.

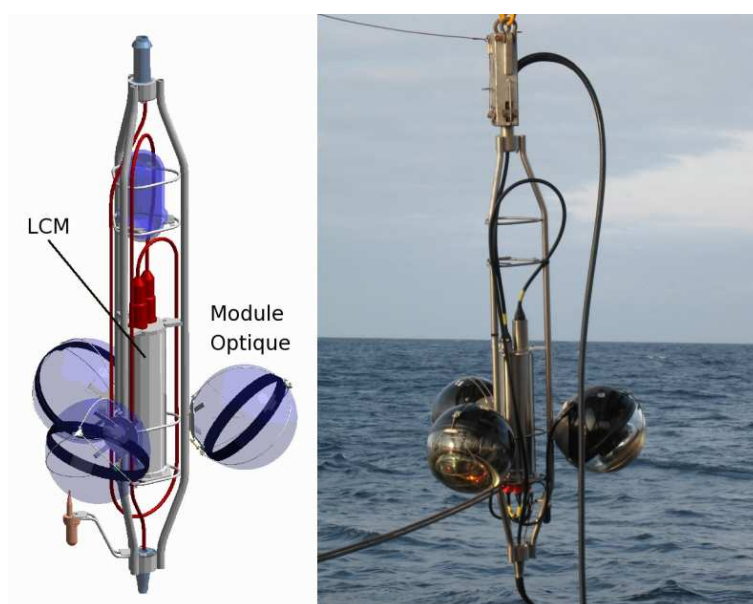


Figure 2.7 – *Gauche* : Schéma d'un étage du détecteur ANTARES. *Droite* : Photo d'un étage lors d'un déploiement en mer.

#### 2.2.4 La boîte de jonction et la liaison à la côte

Les lignes sont connectées à une boîte de jonction qui centralise les informations et les envoie à la côte par l'intermédiaire d'un câble d'une quarantaine de kilomètres (Figure 2.8). La boîte de jonction fournit également l'alimentation électrique et transmet les commandes de contrôle du détecteur.

Le câble arrive sur la plage des Sablettes à La Seyne sur Mer, dans le département du Var, en France. Les informations transitent ensuite vers la salle de contrôle du détecteur, à l'institut Michel Pacha, toujours à la Seyne sur Mer.

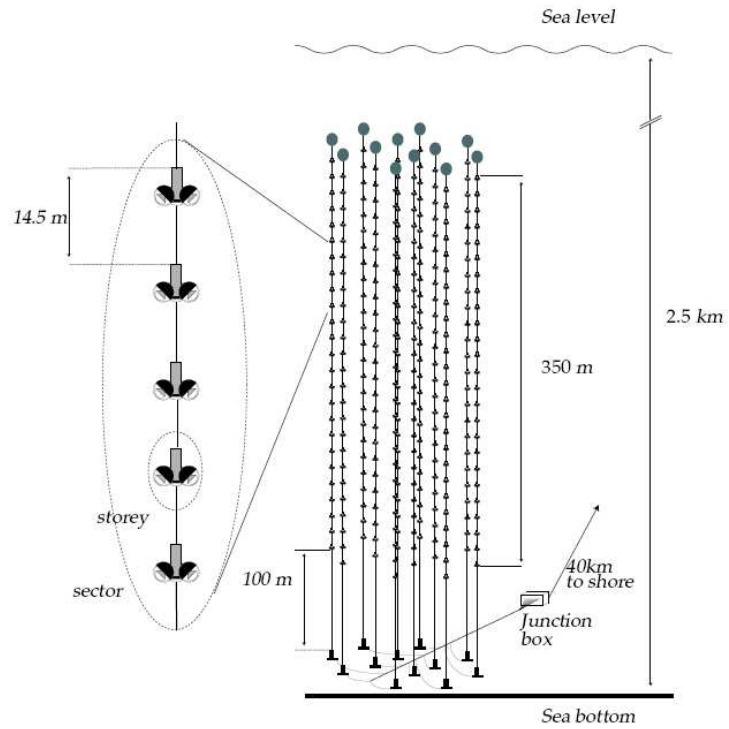


Figure 2.8 – Schéma du détecteur ANTARES.

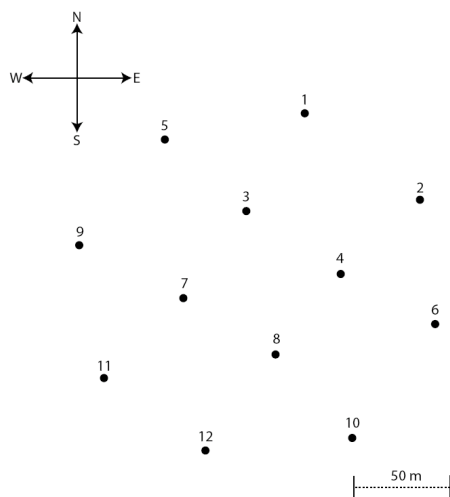


Figure 2.9 – Position des lignes sur le fond marin : les 12 lignes sont disposées en octogone et sont distantes de 70 mètres environ.

## 2.3 Calibration et positionnement du détecteur

Une bonne qualité de reconstruction des traces au sein du détecteur ANTARES est indispensable dans la recherche de sources ponctuelles émettrices de neutrinos astrophysiques. Elle dépend cependant de la résolution temporelle et d'une excellente connaissance du positionnement spatial des lignes. Des dispositifs d'étalonnage ont été prévus à cet effet et seront détaillés dans les paragraphes suivants.

### 2.3.1 La calibration temporelle

Une précision de l'ordre de la nanoseconde sur le temps d'arrivée d'un photon Tcherenkov est nécessaire pour avoir une résolution temporelle optimale.

Le point de départ est la mesure de tous les déphasages temporels des modules optiques, ce qui est fait en chambre noire [58]. Les instruments sur site ne servent alors qu'au suivi de cette calibration.

Premièrement, le temps de transit moyen des électrons émis par la photocathode doit être parfaitement déterminé quelle que soit la tension appliquée. Pour cela, une LED est placée à l'arrière de chaque photomultiplicateur. Cette LED, enfermée dans une capsule noire, émet de la lumière bleue à travers une petite fente de 1mm et à travers la fine couche d'aluminium protectrice située sur le dos des photomultiplicateurs (Figure 2.10).

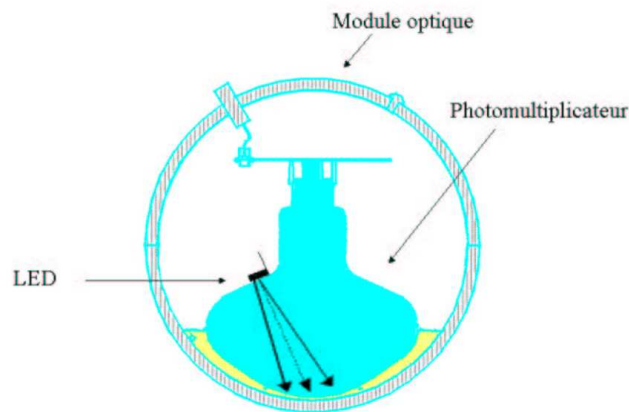


Figure 2.10 – Système à LED pour la calibration des photomultiplicateurs.

Deuxièmement, un système d'horloge interne mesure le décalage relatif entre les temps des horloges de chaque LCM. Il suffit alors d'éclairer le détecteur à l'aide de la balise-laser fixée au pied de la ligne instrumentée et des

balises optiques (4 par ligne) pour mesurer la réponse des modules optiques à un signal prédéterminé.

**La balise laser :** elle émet de courtes mais intenses impulsions lumineuses irradiant la moitié du détecteur. La lumière émise a pour longueur d'onde 532 nm (vert). La largeur à mi-hauteur du signal est de 0,8 ns. Ces balises servent à l'étalonnage entre les lignes.

**La balise optique :** il s'agit de boules de LED situées en dehors des modules optiques et dont le but est d'irradier les étages de la ligne et des lignes voisines. La lumière émise a pour longueur d'onde 470 nm (bleu). La largeur à mi-hauteur du signal est d'environ 5,5 ns. Ces balises sont utilisées pour l'étalonnage entre les étages.

### 2.3.2 Le positionnement spatial

Toute précision temporelle est inutile sans précision spatiale. En effet, la vitesse d'un photon Tcherenkov étant d'environ 21 cm/ns dans l'eau de mer, toute imprécision sur la position de l'ordre de 20 cm implique une incertitude temporelle de 1 ns. Le positionnement relatif du détecteur est obtenu à l'aide de 2 systèmes :

- un système acoustique haute fréquence et longue distance qui permet de déterminer précisément la position des hydrophones et donc la position des lignes,
- un ensemble d'inclinomètres donnant l'inclinaison de chaque module optique et son orientation par rapport au Nord.

Avec toutes ces données, la forme de chaque ligne est reconstruite. Les simulations ont montré que l'on obtient un positionnement relatif avec une précision de l'ordre de 10 cm [11].

Le positionnement absolu du détecteur est obtenu à l'aide d'une mesure GPS de la position du bateau et, depuis le bateau, la position des balises acoustiques présentes en pied de ligne et autour du détecteur. La longitude, la latitude et l'altitude sont donc relevées lors du déploiement des lignes.

## 2.4 Caractérisation du milieu marin

La nécessité d'instrumenter de grands volumes de détection contraint à l'utilisation d'un milieu naturel. Il est crucial de connaître les caractéristiques du site choisi avant d'installer les appareils de détection. Les propriétés du site retenu par la collaboration ANTARES sont présentées dans cette partie.

### 2.4.1 Le site

Les coordonnées géographiques du site sont  $42^{\circ}50'N, 6^{\circ}10'E$ , point situé au large de La Seyne sur Mer (Figure 2.11), où se trouvent les infrastructures de l'IFREMER<sup>4</sup>. Le choix de ce site est un compromis entre :

- la proximité facilitant les nombreux déplacements en mer nécessaires au déploiement des lignes mais aussi à la maintenance générale ;
- les conditions de déploiement satisfaisantes, c'est-à-dire une houle inférieure à 1,5 m et une vitesse du vent inférieure à 25 noeuds au moins 5 jours par mois, de mai à septembre ;
- le fond marin, qui est une zone de 300 m de côté avec une très faible pente (1,7%)
- la vitesse du courant, qui est comprise entre 2 et 20 cm/s, avec une moyenne autour de 7 cm/s. La direction Est-Ouest est la plus fréquente.

La salinité, qui est stable à 38,44 pour mille (g de sel par kg d'eau), et la température, de l'ordre de  $13,2^{\circ}$ , sont des caractéristiques générales des fonds marins méditerranéens.

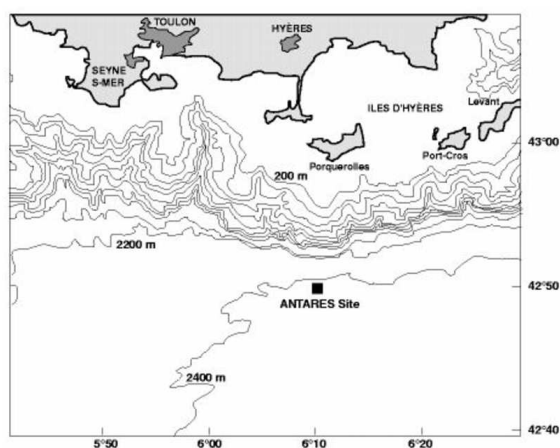


Figure 2.11 – Carte géographique du site ANTARES.

### 2.4.2 Caractéristiques optiques

La détermination des caractéristiques optiques de l'eau de mer au niveau du site ANTARES est cruciale pour l'analyse physique et ainsi pour déterminer les performances du détecteur [54]. L'absorption et la diffusion peuvent en effet varier selon les propriétés de l'eau de mer. L'absorption de la lumière  $\lambda_{abs}$  limite l'étalement spatial d'un évènement et réduit le volume sensible du détecteur. La diffusion de la lumière  $\lambda_{diff}$  influe sur la précision angulaire de la reconstruction.

<sup>4</sup>Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER, [www.ifremer.fr](http://www.ifremer.fr)

L'atténuation effective  $\lambda_{att.eff.}$  est la combinaison de l'absorption et de la diffusion et est définie par :

$$\frac{1}{\lambda_{att.eff.}} = \frac{1}{\lambda_{abs.}} + \frac{1}{\lambda_{diff.}} \quad (2.1)$$

Elle est reliée à l'intensité de la source  $I_S$ , à l'intensité reçue par le photomultiplicateur  $I_{pm}$  et à la distance  $D$  séparant la source du photomultiplicateur par :

$$I_{pm} \propto \frac{I_S}{D^2} \cdot \exp\left(-\frac{D}{\lambda_{att.eff.}}\right) \quad (2.2)$$

Une mesure expérimentale in situ a donné une longueur effective d'atténuation  $\lambda_{att.eff.}$  de  $41 \pm 1(\text{stat}) \pm 1(\text{syst})$  m.

Toutefois, pour mesurer séparément les longueurs de diffusion et d'absorption, un deuxième dispositif expérimental a été utilisé. Une source lumineuse pulsée a été placée à une distance de 24 m et 44 m d'un photomultiplicateur. La figure 2.12 représente la distribution des temps d'arrivée des photons.

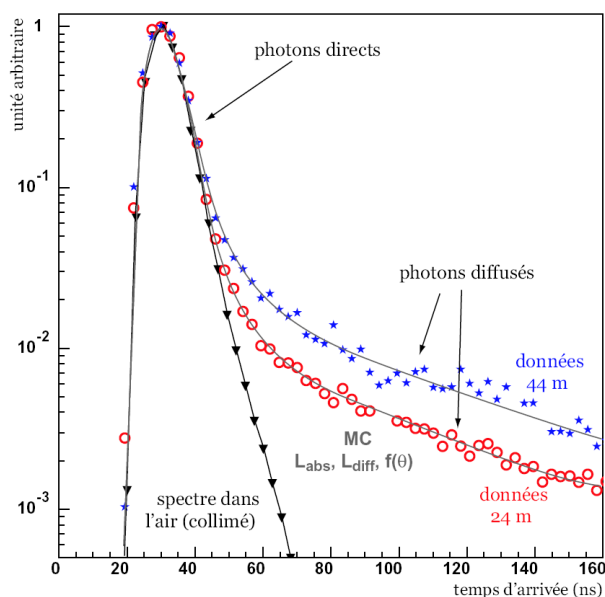


Figure 2.12 – Distributions normalisées à une même hauteur de pic des temps d'arrivée sur les photomultiplicateurs des photons issus d'une source pulsée située à 24 m (ronds rouges) et 44 m (étoiles bleues). La même expérience dans l'air (triangles noirs) sert de témoin. Les courbes représentent les ajustements de la simulation dont sont extraits les paramètres optiques de l'eau.

La longueur d'atténuation  $\lambda_{att.eff.}$  est extraite du rapport d'amplitude des deux pics mesurés aux différentes distances. La longueur de diffusion  $\lambda_{diff.}$  est quant à elle extraite de la forme des queues de la distribution.

Ces mesures ont été faites pour le bleu (446 nm) et l'ultraviolet (370 nm). La longueur de diffusion effective a été déterminée à environ 260 m dans le bleu et de 120 m dans l'ultraviolet contre respectivement 45 m et 25 m pour la longueur d'absorption. La comparaison de ces valeurs montre que l'absorption est largement dominante sur le site d'ANTARES. Par ailleurs, ces mesures effectuées de juillet 1998 à juin 2000 ont montré que ces propriétés optiques de l'eau sont constantes sur toute la hauteur des lignes mais présentent des variations saisonnières de l'ordre de 25% dans le bleu et de 15% dans l'ultraviolet.

### 2.4.3 La bio-salissure

L'environnement marin contribue à la dégradation des performances par le développement d'un film de micro-organismes (d'une vingtaine de microns) sur les modules optiques, film qui favorise alors le dépôt de sédimentation naturelle. Une étude de la bio-salissure a été effectuée en 1997 et 1998 (Figure 2.13).

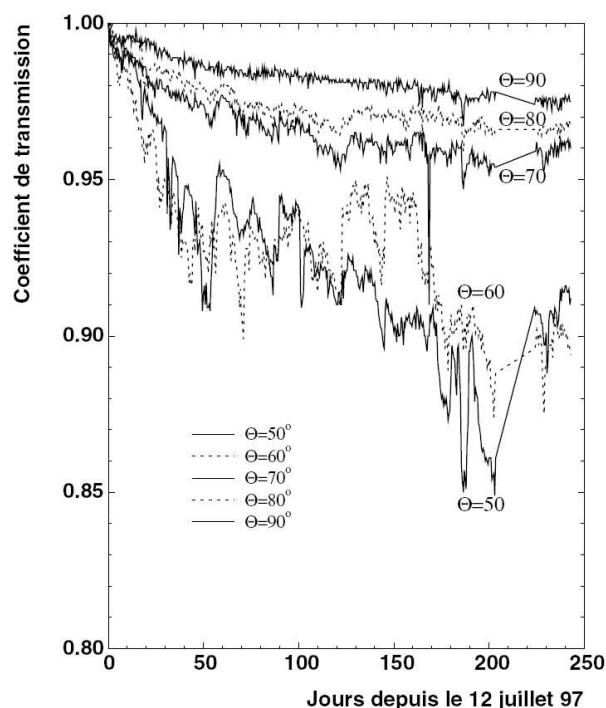


Figure 2.13 – Perte de transmissibilité des sphères pour des régions proches de l'horizontale sur une période de 8 mois. Les angles sont mesurés par rapport à la verticale orientée vers le haut.

Le taux de sédimentation varie de  $19 \text{ mg.m}^{-2}.\text{j}^{-1}$  en août à  $352 \text{ mg.m}^{-2}.\text{j}^{-1}$

en octobre. Il y a donc de fortes variations saisonnières qui semble dépendre des conditions météorologiques en surface. Les sédiments prélevés sur le site d'ANTARES sont identiques à ceux des lits des rivières continentales, permettant d'estimer un taux de sédimentation moyen de  $0,0052 \text{ cm.an}^{-1}$ .

La perte de transmissibilité des modules optiques après un an d'immersion est estimée à environ 2% à l'horizontale. Cependant, les modules optiques étant orientés avec un angle de  $45^\circ$  vers le bas, cette valeur correspond à une limite maximale.

#### 2.4.4 Le bruit de fond sous-marin

La maîtrise du bruit de fond est très importante pour la gestion de l'électronique d'acquisition des signaux. Il y a deux contributions au bruit de fond optique (Figure 2.14) :

- une contribution stable d'environ 60 à 100 kHz,
- des pics pouvant atteindre plusieurs MHz.

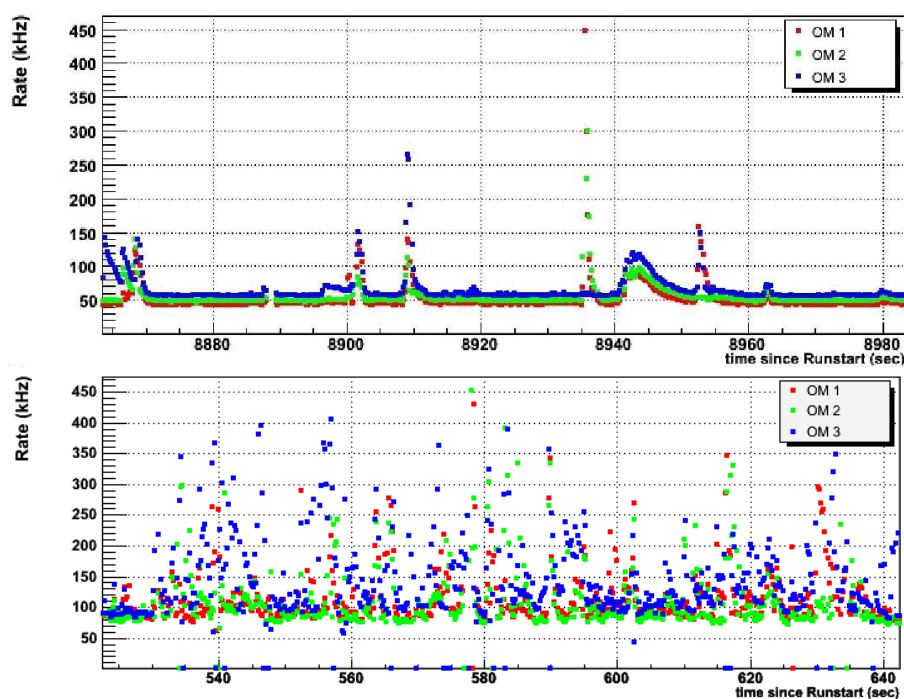


Figure 2.14 – Réponses des modules optiques d'un étage. *En haut* : On distingue très clairement les lignes de base aux alentours de 60 kHz, ponctuées de pics d'activités. *En bas* : Les lignes de bases sont masquées par l'activité bioluminescente qui est trop intense.

### La contribution stable :

Elle est associée pour environ 30 kHz, à l'émission Tcherenkov des électrons provenant de la désintégration  $\beta^-$  du potassium  $^{40}K$  présent dans l'eau de mer et dans la sphère en verre. Son abondance isotopique est de 0,0118% dans la nature et sa durée de vie est de 1,3 milliards d'années. La concentration du sel dans l'eau de mer a été mesurée en 2005 avec la MILOM<sup>5</sup> et est de 38,47%. Cela permet de remonter au taux de désintégration du potassium  $^{40}K$  qui est de 13700 Bq.m<sup>-3</sup>, soit un taux de  $26 \pm 5$  kHz pour des photomultiplicateurs de 10 pouces. La contribution de la sphère est de l'ordre de 2 kHz et 30 kHz sont également associés à la micro-bioluminescence. Les micro-organismes emportés par le courant existant dans le fond sous-marin se heurtent aux modules optiques et émettent de la lumière, créant ainsi une contribution stable.

### Les pics d'activité :

Les macros-organismes émettant de la lumière sont également une source importante de bruit de fond pour les analyses physiques car ils peuvent induire des coïncidences fortuites. Ils se manifestent sous forme de pics d'activité pouvant aller jusqu'à plusieurs MHz.

## 2.5 Le système de sélection des évènements

Les données numérisées par l'ARS issues des signaux des photomultiplicateurs, appelées impulsions  $L_0$ , sont envoyées à la côte via les LCM, les MLCM, les SCM et la boîte de jonction. Aucune présélection n'est effectuée in situ. Cela permet de redéfinir le traitement des données en fonction des analyses.

Les données à 5 et 10 lignes utilisées dans cette thèse ont été traitées à l'acquisition de la façon suivante :

- **1** : recherche des impulsions  $L_1$  parmi les  $L_0$  : une impulsion est  $L_1$  si son amplitude est importante (typiquement plus de 3 p.e.) ou si une seconde impulsion a lieu sur le même étage dans les 20 ns (coïncidence).
- **2** : recherche des groupements d'impulsions  $L_1$  compatibles avec la trace laissée par un muon dans l'eau (se propageant à la vitesse  $c_{vide}$ ). Le critère est :

$$| \Delta t | < \frac{d}{v_g} + 20\text{ns}$$

où  $\Delta t$  et  $d$  sont respectivement l'écart temporel et la distance entre 2 impulsions et  $v_g$  est la vitesse de groupe de la lumière. Les 20 ns sont

---

<sup>5</sup>MILOM : Mini Instrumented Line with Optical Module

une marge de sécurité pour tenir compte de la diffusion dans l'eau. Seuls les événements ayant un minimum d'impulsions  $L_1$  en causalité ( $\sim 5$ ) sont conservés.

Pour chaque événement ayant satisfait l'ensemble des critères de sélection, on recherche la première et la dernière impulsion (de temps  $t_A$  et  $t_B$ ) du groupement  $L_1$  considéré. Deux cas de figure se présentent :

- si  $|t_A - t_B| < 2200$  ns, on garde les impulsions  $L_0$  sur la fenêtre  $[t_B - 2200\text{ns}; t_A + 2200\text{ns}]$ ;
- si  $|t_A - t_B| > 2200$  ns, on garde les impulsions  $L_0$  sur la fenêtre  $[t_A; t_B]$  [37].

Depuis le mois de février 2008 est implémenté le critère  $T_3$  (Figure 2.15) dont le principe est le suivant :

- **1** : recherche des impulsions  $L_1$ . Chaque étage touché par une impulsion  $L_1$  est alors lui-même appelé étage  $L_1$ .
- **2** : recherche des paires  $T_3$ , qui sont définies par deux étages  $L_1$  voisins dans une fenêtre de 100 ns ou deux étages  $L_1$  séparés par un étage  $L_0$  dans une fenêtre de 200 ns.

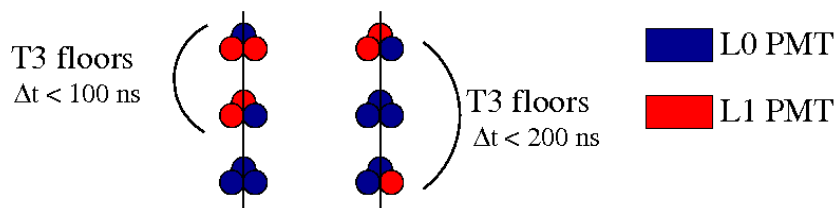


Figure 2.15 – Paires d'étages  $T_3$ .

Seuls les événements présentant 2 paires de  $T_3$  sur au moins 3 étages distincts sont gardés et toutes les impulsions  $L_0$  conservées le sont suivant le même principe que précédemment [36].

## 2.6 Performance du détecteur

### 2.6.1 Ciel visible

Les télescopes à neutrinos sont optimisés pour observer les signaux dits *ascendants*, c'est-à-dire ceux des neutrinos ayant traversé la Terre. Cela permet de réduire drastiquement l'intense bruit de fond dû au rayonnement cosmique. Le ciel visible est ainsi le ciel situé de l'autre côté de la Terre. De plus, la position du détecteur ANTARES ( $42^\circ 50' \text{N}, 6^\circ 10' \text{E}$ ) lui permet de balayer un angle solide  $3.5\pi$  sr en une rotation terrestre.

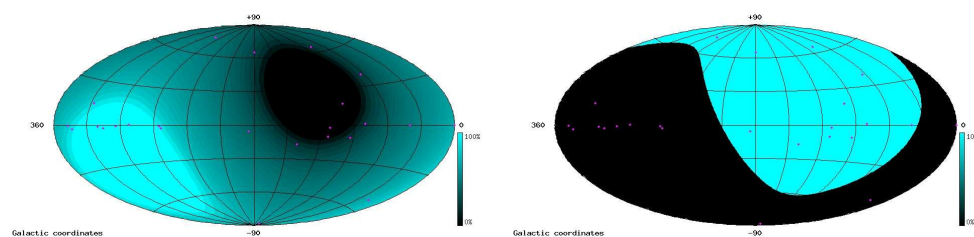


Figure 2.16 – *Gauche* : Ciel visible d'ANTARES. *Droite* : Ciel visible d'AMANDA. Les 2 détecteurs sont complémentaires. En chaque instant,  $0,5\pi$  sr d'angle solide est commun aux deux télescopes.

## 2.6.2 Résolution angulaire

L'observation de sources ponctuelles ne peut avoir lieu que si la résolution angulaire est assez fine pour pointer une zone émettrice du ciel et réduire significativement le bruit de fond des muons et neutrinos atmosphériques. La qualité de reconstruction des traces est donc essentielle. La figure 2.17 nous présente l'angle entre la vraie trace obtenue à partir de simulations Monte-Carlo et la trace reconstruite. A basse énergie ( $\sim 100$  GeV), l'écart est supérieur à  $0,5^\circ$ . Au-delà de 100 TeV, la résolution angulaire s'améliore et sature à un peu moins de  $0,2^\circ$ .

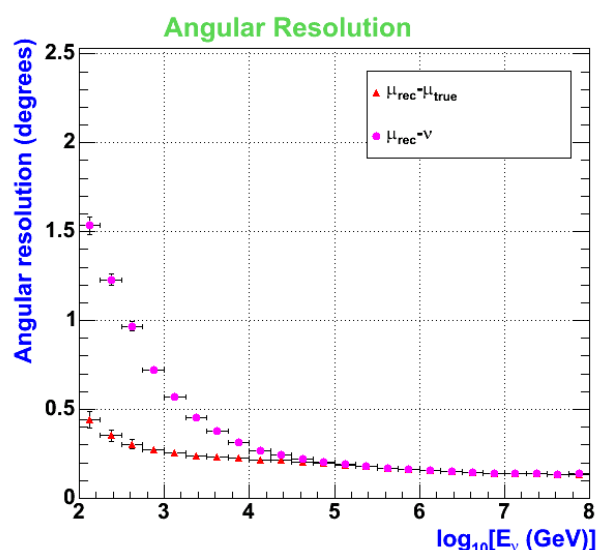


Figure 2.17 – Angle entre le neutrino et le muon reconstruit (ronds), et entre le muon vrai et le muon reconstruit (triangles).

### 2.6.3 Surface effective

La surface effective est la surface qu'aurait un détecteur parfait (d'efficacité 100%) pour détecter le même nombre d'évènements qui se produisent réellement. La formulation mathématique est la suivante :

$$A_{eff}^{\nu} = \frac{N_{sel}}{N_{gen}} \times V_{gen} \times (\rho \mathcal{N}_A) \times \sigma(E_{\nu}) \times e^{-\mathcal{N}_A \sigma(E_{\nu}) \int \rho dl} \quad (2.3)$$

où :

- $N_{sel}$  est le nombre d'évènements sélectionnés au niveau de coupures choisies,
- $N_{gen}$  est le nombre d'évènements générés,
- $V_{gen}$  est le volume de génération,
- $\rho \mathcal{N}_A$  est la densité en nucléons de la cible,
- $\sigma(E_{\nu})$  est la section efficace d'interaction des neutrinos (Figure 1.11)
- $\int \rho dl$  est la densité intégrée sur le parcours du neutrino à travers la matière.

La figure 2.18 représente la surface effective d'ANTARES aux neutrinos. Celle-ci est évaluée à  $20 \text{ m}^2$  pour une énergie de  $10^7 \text{ GeV}$ .

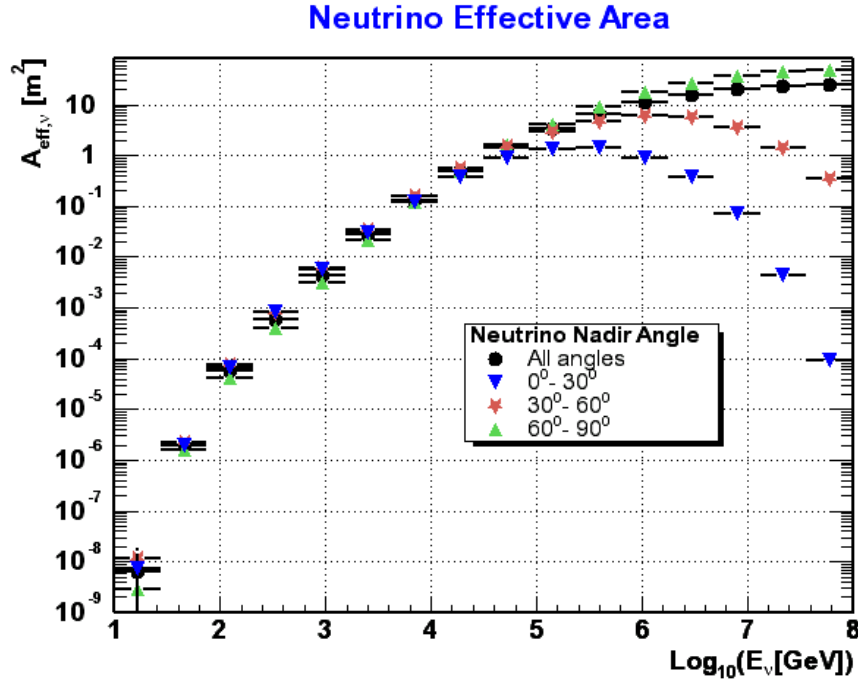


Figure 2.18 – Surface effective pour les neutrinos du détecteur ANTARES.

## CHAPITRE 3

### OUTILS DE SIMULATION ET ÉVÈNEMENTS MONTE-CARLO

L'analyse présentée dans cette thèse est basée sur des simulations Monte-Carlo qu'il convient dans un premier temps de détailler. Dans ce chapitre seront ainsi présentés les différents outils de simulation utilisés dans l'expérience ANTARES pour la génération des événements Monte-Carlo (neutrinos et muons), ainsi qu'une revue des caractéristiques de ces événements. Les différentes étapes de la simulation sont les suivantes :

1. la génération des neutrinos/muons,
2. la propagation des particules créées jusqu'au niveau du détecteur,
3. la simulation de lumière Tcherenkov et sa propagation,
4. la réponse du détecteur (numérisation des signaux) avec ajout du bruit de fond optique.

Une reconstruction est ensuite appliquée aux événements simulés. Les programmes correspondant à chaque étape seront explicités dans la première partie et les simulations effectuées seront détaillées dans la seconde.

#### 3.1 Outils de simulation

Cette partie détaille les différents programmes utilisés. Ces derniers s'inscrivent dans une logique temporelle, c'est-à-dire qu'ils se suivent selon le déroulement temporel des événements, de la génération à la reconstruction.

##### 3.1.1 Les générateurs d'évènements

Seul le muon est capable de se propager sur de longues distances à travers la matière (jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres à haute énergie). Les muons constituent ainsi l'essentiel du signal détectable dans le voisinage du détecteur. Ces derniers peuvent être issus des gerbes atmosphériques mais aussi des neutrinos atmosphériques ou astrophysiques.

Ce paragraphe présente les générateurs d'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère HEMAS et CORSIKA ainsi que le générateur de neutrinos GENHEN. Le générateur MUPAGE basé sur des formules paramétriques de flux de muons sera également présenté.

### 3.1.1.1 Génération des neutrinos

La simulation des interactions de neutrinos dans le voisinage du détecteur ANTARES est faite avec GENHEN [44],[43], programme spécialement développé pour l'expérience. GENHEN (en version v6r4) est capable de simuler des interactions de neutrinos de toute saveur ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) jusqu'à une énergie de  $10^{10}$  GeV.

Un nombre de neutrinos est donné comme paramètre d'entrée. GENHEN simule alors aléatoirement les interactions de neutrinos dans le volume de génération en tenant compte de la section efficace d'interaction avec la matière.

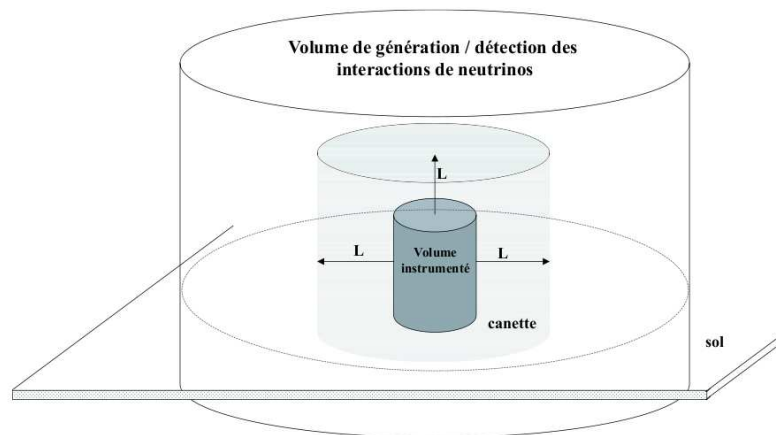


Figure 3.1 – Volumes caractéristiques de génération des interactions des  $\nu_\mu$  par courant chargé. Le plus grand cylindre correspond au volume de génération des interactions. Le cylindre en bleu pâle correspond au volume de détection de la lumière par les photomultiplicateurs : la canette. Enfin, le cylindre en bleu foncé représente le volume instrumenté.  $L$  est l'extension spatiale autour du détecteur définissant la canette.

Dans le cas de l'interaction par courant chargé (CC) d'un neutrino  $\nu_\mu$ , le muon créé peut se propager sur de grandes distances, jusqu'à une quarantaine de kilomètres pour des énergies primaires de  $10^{10}$  GeV (Figure 3.2) : le volume de génération est alors très grand. Au contraire, les interactions par courant neutre (NC) ou les interactions des  $\nu_e$  et  $\nu_\tau$  CC produisent des gerbes hadroniques et électromagnétiques qui ne se propagent pas plus que quelques dizaines de mètres.

Le flux de génération peut être choisi pour correspondre à un flux physique (atmosphérique par exemple), mais peut aussi être plus dur, en  $E^{-1}$  par exemple, de manière à avoir une statistique plus importante à haute énergie<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Un spectre plus dur suit une pente plus faible et contribue ainsi à enrichir les hautes

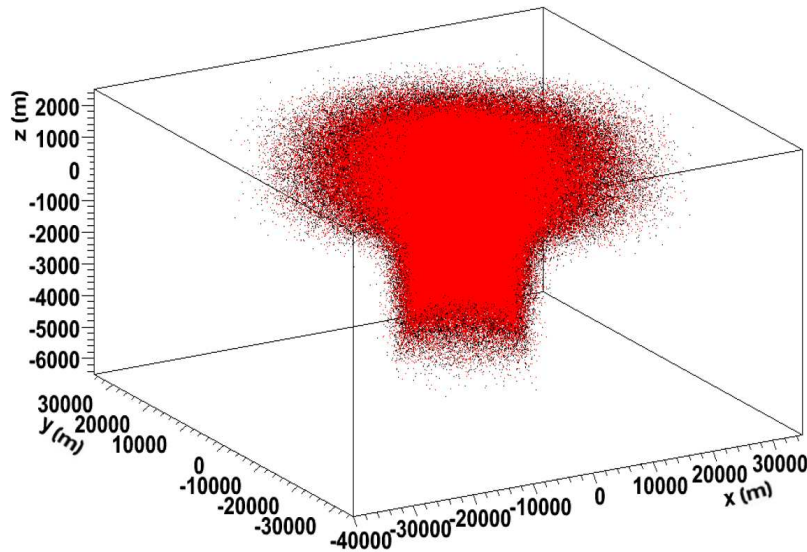


Figure 3.2 – Points d’interactions des neutrinos de ultra haute énergie dans le volume de génération. Les points noirs correspondent aux points d’interaction des  $\nu_\mu$ ; les points rouges aux  $\bar{\nu}_\mu$ . A ultra haute énergie, la probabilité d’interaction devient assez élevée et les événements les plus visibles sont les neutrinos horizontaux. Ceci explique le fort étalement spatial en  $(x,y)$ .

### 3.1.1.2 Génération des muons atmosphériques

Les muons atmosphériques sont issus de l’interaction des rayons cosmiques (essentiellement des protons et des noyaux légers) avec les atomes de la haute atmosphère (10-20 km). Les outils HEMAS et CORSIKA simulent ces interactions et propagent les muons créés jusqu’au niveau de la mer. Le programme MUPAGE fonctionne différemment : il s’agit d’une paramétrisation au niveau de la canette qui ignore les étapes plus en amont (interaction des rayons cosmiques et propagation des particules). Les muons sont directement créés à partir de formules de flux dans l’eau.

#### HEMAS :

Le programme HEMAS<sup>2</sup> a été développé à l’origine pour l’expérience MACRO. Il simule l’interaction de rayons cosmiques avec l’atmosphère terrestre et le développement de la cascade de particules qui découle de cette interaction. Le modèle hadronique utilisé pour les interactions est DPMJET II.4 [56] et l’atmosphère terrestre simulée prend en compte la courbure de la Terre, ce

---

énergies.

<sup>2</sup>Hadronic, Electromagnetic and Muonic components in Air Showers

qui permet d'étendre l'angle zénithal de génération au-delà des  $60^\circ$ . La propagation se fait jusqu'au niveau de la mer et à ce niveau, seuls ont été gardés en mémoire les muons avec une énergie supérieure à 500 GeV. Ils sont en effet les seuls susceptibles d'atteindre le détecteur situé sous 2000 mètres d'eau de mer.

Le flux de particules cosmiques primaires est simplifié et est divisé en 5 groupes :

- protons (A=1)
- He (A=4)
- CNO : Carbone-Azote-Oxygène (A=14)
- Mg-Si (A=24)
- Fe (A=56)

Le spectre de génération est de la forme :

$$\frac{d\Phi}{dE} = K.E^{-\gamma} \quad (3.1)$$

où  $K$  et  $\gamma$  sont des paramètres dépendant du noyau d'origine. Les valeurs de ces paramètres sont données dans le tableau 3.1 [47].

noyau	$K_1$	$\gamma_1$	$K_2$	$\gamma_2$	$E_k$ (GeV)
proton	3000	2,56	$2,1 \cdot 10^6$	3	$3 \cdot 10^6$
He	20100	2,74	$6 \cdot 10^6$	3,12	$2 \cdot 10^6$
CNO	600	2,5	$3,7 \cdot 10^7$	3,24	$3 \cdot 10^6$
Mg-Si	877	2,5	$6,3 \cdot 10^7$	3,25	$3 \cdot 10^6$
Fe	311	2,36	$4,1 \cdot 10^6$	3	$2,7 \cdot 10^6$

Tableau 3.1 – Paramètres utilisés pour le flux de génération avec HEMAS : ( $K_1, \gamma_1$ ) et ( $K_2, \gamma_2$ ) correspondent aux valeurs utilisées avant/après l'énergie dite au *genou* du spectre des rayons cosmiques ( $E_k$ ).

Un facteur de pondération est appliqué pour faire correspondre le flux de génération au flux physique. Les paramètres utilisés pour la description du flux physique sont ceux décrits dans le tableau 3.2.

L'expression générale du flux physique de chaque élément est [47] :

$$\frac{d\Phi_Z}{dE_0}(E_0) = \Phi_Z^0 E_0^{\gamma_Z} \left[ 1 + \left( \frac{E_0}{E_Z} \right)^{\epsilon_c} \right]^{(\gamma_c - \gamma_Z)/\epsilon_c} \quad (3.2)$$

où  $\Phi_Z^0$ ,  $\gamma_Z$  et  $E_Z$  sont le flux absolu à 1 TeV/nucléon, l'indice spectral et l'énergie au genou, les paramètres dépendant du noyau considéré.  $\gamma_c = 4.7$

---

<sup>3</sup> $[\Phi_Z^0] = \text{TeV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$

et  $\epsilon_c = 1.87$  caractérisent le changement de forme du spectre à l'énergie du genou.

	$\gamma_Z$	$\Phi_Z^0$	$E_Z$ (GeV)
proton	-2.71	$8.73 \cdot 10^{-2}$	$4.5 \cdot 10^6$
He	-2.64	$5.71 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^6$
CNO	-2.68	$3.24 \cdot 10^{-2}$	$3.06 \cdot 10^7$
Mg-Si	-2.67	$3.16 \cdot 10^{-2}$	$6.48 \cdot 10^7$
Fe	-2.58	$2.18 \cdot 10^{-2}$	$1.17 \cdot 10^8$

Tableau 3.2 – Paramètres utilisés pour les flux physiques dans HEMAS tels que décrits dans [35].

### CORSIKA :

Le programme CORSIKA<sup>4</sup> a pris le relais du programme HEMAS présenté précédemment. Le principe de génération est similaire, mais plusieurs aspects nouveaux sont pris en compte dans la simulation de muons avec CORSIKA :

- différents modèles hadroniques peuvent être sélectionnés pour la simulation des interactions des particules primaires avec l'atmosphère terrestre. Le modèle utilisé dans notre cas est différent de celui exploité dans HEMAS puisqu'il s'agit du modèle QGSJET [39],
- la déflexion des particules chargées par le champ magnétique terrestre,
- l'isotropie du flux de rayons cosmiques primaires,
- un modèle d'atmosphère dépendant de l'angle zénithal (+/- 60°).

Le spectre de génération des rayons cosmiques suit une loi en  $E^{-2}$  de manière à augmenter la statistique dans les hautes énergies. Une pondération est appliquée ensuite pour ajuster le flux de génération au flux physique en  $E^{-x}$  où  $x$  est donné dans le tableau 3.3.

	$\gamma_Z$	$\Phi_Z^0$	$E_Z$ (GeV)
proton	-2.71	$8.73 \cdot 10^{-2}$	$4.5 \cdot 10^6$
He	-2.64	$5.71 \cdot 10^{-2}$	$9 \cdot 10^6$
N	-2.67	$2.86 \cdot 10^{-2}$	$3.06 \cdot 10^7$
Mg	-2.66	$2.84 \cdot 10^{-2}$	$6.48 \cdot 10^7$
Fe	-2.59	$2.04 \cdot 10^{-2}$	$1.17 \cdot 10^8$

Tableau 3.3 – Paramètres utilisés pour les flux physiques dans CORSIKA tels que décrits dans [35]. Les paramètres diffèrent peu par rapport à ceux du générateur HEMAS.

<sup>4</sup>COSmic Ray SIMulations for KAscade, <http://www-ik.fzk.de/corsika/>

La comparaison entre les deux programmes est présentée dans [18] et [19]. Les différences s'avèrent relativement minimales : les deux outils de génération de muons atmosphériques s'accordent bien et les productions effectuées avec l'un ou l'autre des programmes peuvent être utilisées. Cependant, HEMAS n'étant plus maintenu, seul CORSIKA est utilisé.

Dans le cadre d'ANTARES, CORSIKA, tout comme HEMAS, ne mémorise pas les muons ayant une énergie inférieure à 500 GeV au niveau de la mer de manière à alléger le temps de simulation (le seuil est porté à 1 TeV pour les muons d'angle zénithal supérieur à 60°).

### **MUPAGE :**

Les programmes HEMAS et CORSIKA simulent de cascades atmosphériques complètes (Figure 3.3). La génération de statistiques significatives (1 mois à quelques années) requiert cependant un nombre d'interactions simulées très important. Ces simulations demandent beaucoup de temps CPU et de capacité de stockage.

MUPAGE<sup>5</sup>[10] est un générateur de paquets de muons dans un détecteur sous-marin générique. Il est basé sur des formules paramétriques donnant le flux, la distribution radiale et le spectre en énergie [49]. Il peut être utilisé pour un détecteur ayant une profondeur entre 1500m et 5000m (équivalent eau) et l'angle zénithal maximal est de 85°.

Ces paramétrisations reposent sur des simulations Monte Carlo effectuées avec le programme HEMAS décrit précédemment. Lorsqu'un paquet de muons de multiplicité  $m_c$  est généré, tous les muons sont supposés parallèles à l'axe de la cascade, et sont alors projetés sur la surface de la canette. Leurs propriétés (point d'impact, énergie, distance à l'axe) sont ensuite calculées.

## **3.1.2 Propagation des particules**

Une fois les particules générées, il s'agit de les propager jusqu'à la canette à l'aide du programme MUSIC. La propagation à travers la canette et la simulation de lumière Tcherenkov se font alors avec les programmes KM3 et/ou GEASIM. Ils permettent également d'ajouter le bruit de fond optique et de simuler la numérisation de la réponse des photomultiplicateurs.

### **3.1.2.1 MUSIC : Propagation des muons**

La propagation des muons dans l'eau est réalisée par le programme MUSIC. Ce dernier est inclus dans le générateur de neutrino GENHEN, mais aussi dans les générateurs de cascades atmosphériques HEMAS et CORSIKA. Il simule les

---

<sup>5</sup>MUon GEnerator from PArametric formulas

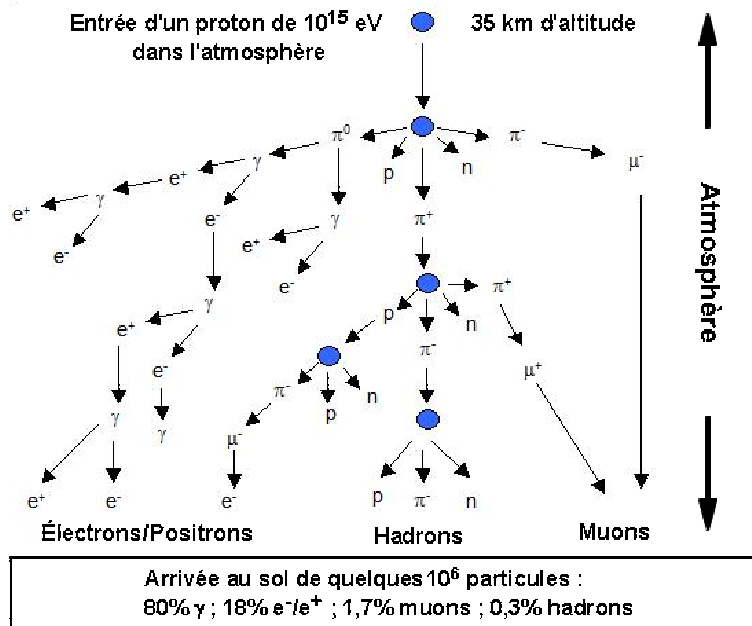


Figure 3.3 Développement d'une gerbe atmosphérique. Seuls les muons de 500 GeV ou plus sont conservés pour la propagation jusqu'à la canette.

pertes d'énergie des muons à travers l'eau suivant les différents processus possibles : le bremsstrahlung, la production de paires  $e^+/e^-$ , les collisions inélastiques ou encore les processus d'ionisation (Figure 3.4). L'énergie maximale que peut traiter MUSIC est de  $10^{10}$  GeV.

Dans le cas des interactions de neutrinos, les muons créés sont propagés jusqu'à la canette si leur direction pointe vers cette dernière. La perte d'énergie est alors évaluée le long de son trajet. Les déflexions angulaires dues aux collisions élastiques ne sont pas simulées dans notre cas, car elles sont minimales aux énergies considérées ( $E_\nu > 1$  TeV). Une étude de flux diffus ne requiert de toute façon pas de mesure de direction très précise.

Dans le cas des muons atmosphériques, le programme associe à chaque cascade générée un point situé sur la surface de la projection de la canette sur un plan perpendiculaire à la cascade. Ce point est généré de manière aléatoire et uniforme sur cette surface ; il représente le point d'impact de l'axe de la cascade sur la canette. On calcule alors l'ensemble des points d'interaction de la canette avec les muons de la cascade<sup>6</sup>. Chaque muon est alors propagé de la surface à la canette.

L'étalement d'un paquet de muons pouvant mesurer plusieurs dizaines de

<sup>6</sup>S'ils existent.

mètres, une canette étendue (Figure 3.5) est utilisée pour ne perdre aucun muon susceptible d'illuminer les photomultiplicateurs. Arrivés à la surface de la canette, les muons sont alors stockés pour l'étape suivante. Seuls les muons ayant une énergie résiduelle supérieure à 20 GeV sont gardés.

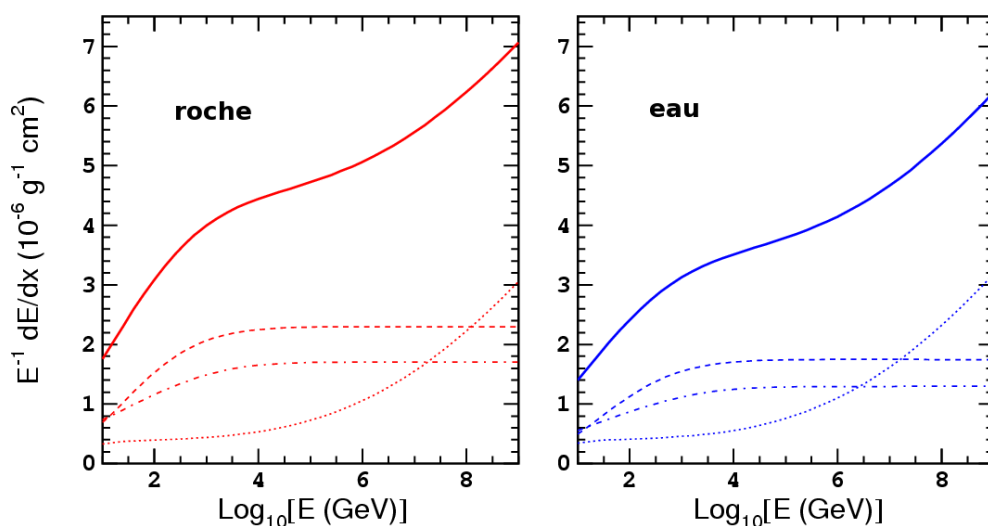


Figure 3.4 – Perte d'énergie des muons dans la roche et dans l'eau. La ligne pointillée représente l'interaction photonucléaire, la ligne en tiret représente la production de paire  $e^+/e^-$ , la ligne mixte représente le bremsstrahlung. Enfin, la ligne continue représente les pertes totales (sauf ionisation).

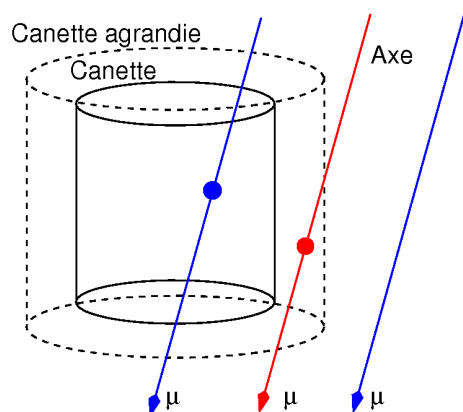


Figure 3.5 – Canette étendue : l'axe de la cascade de muons peut passer à côté de la canette normale. Une canette étendue est utilisée pour ne rater aucun muon passant à proximité.

### 3.1.2.2 KM3 : Production de lumière

Tous les muons arrivés au niveau de la canette sont susceptibles de produire de la lumière détectable par les photomultiplicateurs. La propagation

des muons en son sein se fait avec le programme MUSIC vu précédemment (§3.1.2.1). Les photons sont quant à eux traités avec les 3 programmes suivants : GEN, HIT et KM3MC ([23]). Seuls sont stockés en mémoire les événements ayant produit au moins une impulsion dans l'ensemble du détecteur.

GEN :

Ce programme simule la génération de la lumière par une particule dans un milieu donné (eau ou glace), en incluant les particules secondaires. Il s'agit d'une simulation GEANT [33] propageant les photons à travers l'espace avec prise en compte de l'absorption et de la diffusion suivant la longueur d'onde et les milieux traversés. La propagation est effectuée à l'aide de tables du champ de photons (Figure 3.6).

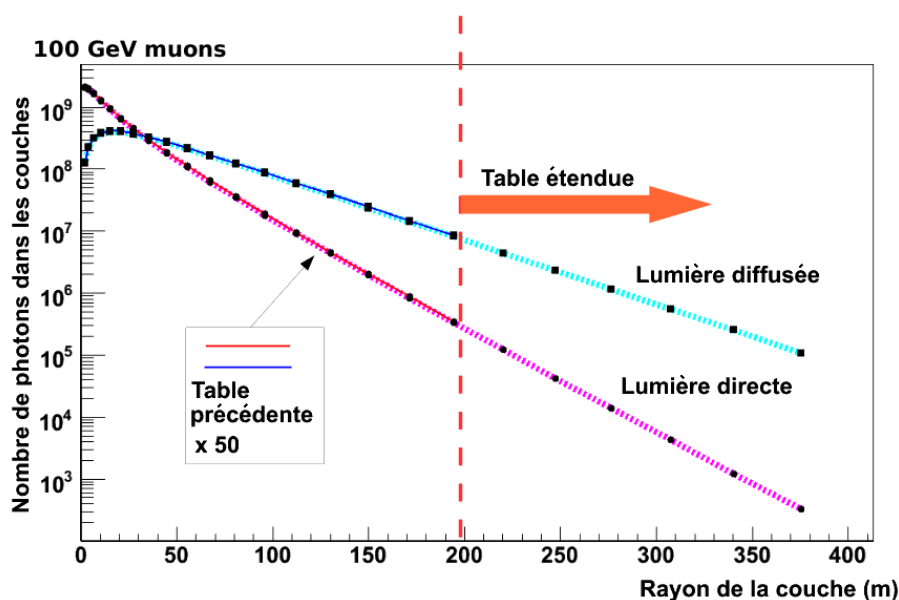


Figure 3.6 – Nombre de photons en fonction de la distance au muon (ici pour des muons de 100 GeV). Les tables utilisées contiennent 24 couches de propagation jusqu'à une distance de 375m [14].

HIT :

La seconde étape consiste à transformer le champ de photons en probabilité d'impulsions sur les photomultiplicateurs. Quatre distributions sont créées :

- la probabilité d'une impulsion directe (le photon n'a pas été diffusé),
- la distribution inverse en temps des impulsions directs,
- la probabilité d'une impulsion d'un photon diffusé,
- la distribution inverse en temps des impulsions diffusées.

KM3MC :

Enfin, les différentes probabilités d'impulsions sont utilisées avec un fichier

descriptif de la géométrie du détecteur utilisé pour simuler des événements. Le bruit de fond dû au potassium  $^{40}\text{K}$  et la contribution stable de la bioluminescence peuvent également être simulés.

### 3.1.2.3 GEASIM : Production de lumière pour les gerbes

Le programme GEASIM est utilisé pour la génération de gerbes électromagnétiques. Il repose sur GEANT 3.21 et simule la production de lumière Tcherenkov à chaque étape de propagation des particules chargées. Il suit toutes les particules secondaires à travers le détecteur et génère un champ de photons pour chacune d'elle. Les photons sont alors propagés jusqu'aux photomultiplicateurs en tenant compte de l'atténuation dans l'eau de mer.

L'atténuation est du type  $\exp(-D/L)$  où  $L$  est la longueur d'absorption<sup>7</sup> de la lumière dans l'eau, fixée à 47 m et  $D$  la distance parcourue dans l'eau.

Comme pour KM3, la simulation peut inclure les photons issus du potassium  $^{40}\text{K}$ , de la micro-bioluminescence et simuler l'électronique avec les paramètres cités plus haut.

Typiquement, pour les neutrinos muoniques de ultra haute énergie ( $10^7$ - $10^{10}$  GeV) interagissant par courant chargé, la simulation KM3 est suffisante car la gerbe du vertex est éloignée du détecteur. De plus, la contribution de cette gerbe, lorsqu'elle se situe près du détecteur, reste secondaire. Pour les neutrinos de haute énergie ( $10^3$ - $10^7$  GeV), l'étape GEASIM est par contre importante pour ne pas sous-évaluer la quantité de lumière produite (surtout à des énergies inférieures à  $10^5$  GeV).

### 3.1.3 RECO : Reconstruction des traces

Une fois les particules générées et propagées et la simulation du détecteur effectuée, les événements sont traités par le programme de reconstruction de traces RECO. La reconstruction est un point crucial du processus d'analyse des événements. Il s'agit de trouver le plus précisément possible la direction des muons ayant traversé le détecteur, de manière à optimiser la résolution angulaire. Une bonne résolution angulaire permet de définir avec précision les zones du ciel pour lesquelles apparaîtrait un excès de signal tout en réduisant de façon significative le bruit de fond atmosphérique.

---

<sup>7</sup>La diffusion de la lumière n'est pas incluse dans la simulation.

### 3.1.3.1 Description de la trace

Un algorithme de reconstruction doit par nature se baser sur un modèle théorique de description de traces. Ce paragraphe présente le modèle utilisé pour décrire la propagation de la lumière Tcherenkov. La trajectoire du muon est caractérisée par 6 paramètres :

- une position  $\vec{p} \equiv (x_0, y_0, z_0)$  au temps  $t_0$
- une direction  $\vec{d} \equiv (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$

où  $\theta$  et  $\phi$  correspondent respectivement à l'angle zénithal et à l'angle azimutal.

L'objectif du programme de reconstruction est de donner la meilleure estimation possible des 5 paramètres  $(x_0, y_0, z_0, \theta, \phi)$  ainsi qu'une estimation des erreurs commises. Pour une trace  $\mu$  donnée et un photomultiplicateur à la position  $\vec{q}$ , les propriétés d'un photon Tcherenkov émis par le muon sont :

- $t_{th}$  : le temps théorique d'arrivée du photon sur le photomultiplicateur  $\vec{q}$ ,
- $b$  : le trajet du photon,
- $a$  : le cosinus de l'angle d'incidence  $\theta_i$  entre le photon et le photomultiplicateur.

Ces 3 quantités sont calculées en supposant que la lumière est émise sous l'angle Tcherenkov  $\theta_C$  par rapport à la direction du muon et qu'elle voyage en ligne droite jusqu'au photomultiplicateur. Pour le calcul du temps théorique  $t_{th}$ , il faut tout d'abord définir le vecteur  $\vec{v}$  (Figure 3.7) :

$$\vec{v} = \vec{q} - \vec{p} \quad (3.3)$$

dont les composantes parallèle et perpendiculaire suivant la direction  $\vec{d}$  sont  $l = \vec{v} \cdot \vec{d}$  et  $k = \sqrt{\vec{v}^2 - l^2}$ . Le temps d'arrivée théorique du photon en  $\vec{q}$  est :

$$t^{th} = t_0 + A + B \quad (3.4)$$

où :

$$A = \frac{1}{c} \cdot \left( l - \frac{k}{\tan \theta_C} \right) \quad B = \frac{1}{v_g} \cdot \frac{k}{\sin \theta_C} \quad (3.5)$$

Le terme  $A$  est la durée de parcours du muon au point d'émission du photon et le terme  $B$  est la durée de parcours du photon jusqu'au photomultiplicateur  $\vec{q}$ .  $v_g$  est la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau.

Le trajet  $b$  du photon est donné par :

$$b = k / \sin \theta_C \quad (3.6)$$

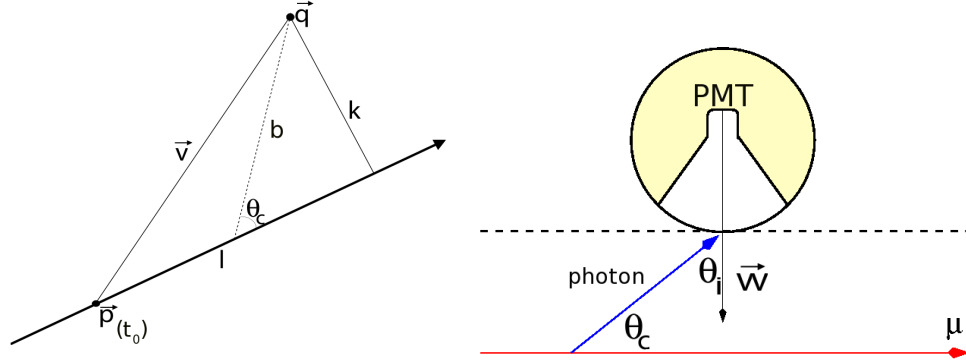


Figure 3.7 – *Gauche* : Modèle d'émission d'un photon Tcherenkov par un muon se propageant en ligne droite. *Droite* : Angle d'incidence d'un photon sur un photomultiplicateur.

Le cosinus de l'angle d'incidence  $a$  entre le photon et le photomultiplicateur est donné par :

$$a = (\vec{v} - \vec{d}(l - \frac{k}{\tan \theta_C})) \cdot \vec{w} \quad (3.7)$$

où  $\vec{w}$  est la direction de regard du photomultiplicateur.

Le temps théorique  $t_{th}$  est utilisé sous la forme  $\Delta t = t - t_{th}$ , appelée résidu, et qui correspond à l'écart temporel entre le temps physique ( $t$ ) et le temps théorique ( $t_{th}$ ). En effet, dans la réalité, le temps d'arrivée réel du photon diffère du temps théorique pour plusieurs raisons : d'une part, il existe un phénomène de diffusion des photons dans l'eau ; d'autre part, les pertes catastrophiques du muon induisent des particules secondaires comme des électrons qui peuvent également émettre des photons Tcherenkov. Par ailleurs, les bruits de fond biologique et radioactif apportent une contribution uniforme au calcul des résidus (Figure 3.8).

### 3.1.3.2 Description globale de la stratégie de reconstruction

La reconstruction consiste en plusieurs étapes convergeant vers l'estimation la plus fine de la direction de la particule. Ce paragraphe présente de manière globale les différentes procédures de reconstruction des traces.

#### 1. Présélection des impulsions :

Dans les simulations Monte Carlo, les impulsions dues au bruit de fond sont générées aléatoirement dans une fenêtre en temps autour de l'évènement. Une première sélection des impulsions est effectuée de

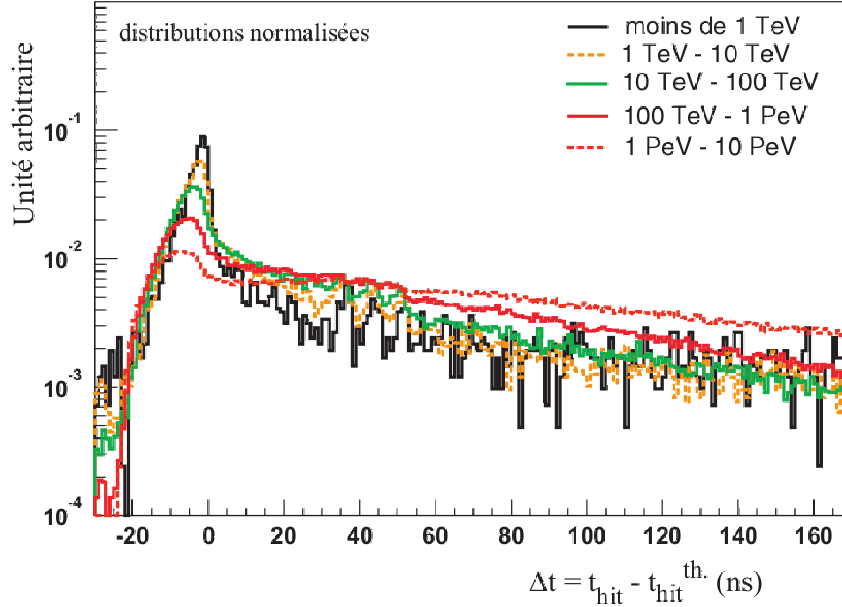


Figure 3.8 Evolution de la distribution des résidus en temps en fonction de l'énergie des muons.

manière à rendre la chaîne d'analyse insensible au bruit de fond. Seules sont sélectionnées les impulsions pour lesquelles  $\Delta t \leq (d/v_g + 100 \text{ ns})$ , où  $\Delta t$  est l'écart temporel entre une impulsion quelconque et l'impulsion de plus grande amplitude de l'évènement,  $d$  étant la distance entre les 2 photomultiplicateurs des 2 impulsions considérées. L'idée de cette présélection est que 2 impulsions dont les temps sont très différents ne peuvent être liées. Ici, les 100 ns sont une fenêtre de sécurité.

Dans la mesure où l'impulsion dont l'amplitude est la plus élevée est a priori toujours une impulsion du signal, presque aucune impulsion signal n'est rejetée dans cette étape.

## 2. Pré-ajustement linéaire :

Bien que relativement imprécis, il a l'avantage de ne demander aucun point de départ. Il s'agit d'un ajustement linéaire effectué sur les positions  $(x_i, y_i, z_i)$  et le temps  $t_i$  des impulsions. Seules les impulsions de plus de 3.0 photo-électrons ou en coïncidence sont conservées. Une coïncidence est définie par l'arrivée de 2 impulsions ou plus sur un même étage en 25 ns.

## 3. M-estimateur :

La méthode du M-estimateur est très peu sensible à la qualité du pré-

ajustement linéaire. Cela en fait un candidat désigné pour la seconde étape de la reconstruction de la trace. Les impulsions utilisées dans cette étape dépendent des résultats du pré-ajustement. Les résidus temporels (§3.1.3.1) sont calculés sur les bases de la trace pré-ajustée et les impulsions dont le résidu est compris entre -150 ns et 150 ns et dont la distance à la trace est inférieure à 100 m sont gardées. Les impulsions dont l'amplitude est supérieure à 2.3 photo-électrons sont également conservées. Une fonction dépendant des résidus est alors utilisée pour effectuer une minimisation afin d'affiner la précision des paramètres de la trace.

**4. Maximum de vraisemblance (PDF originelle) :**

La sélection des impulsions se fait de la même manière que pour l'étape précédente. Les résidus temporels des impulsions sont calculés sur la base de la trace issue du M-estimateur. Les impulsions sont sélectionnées si leur résidu est compris dans le segment  $[-0.5 \cdot R, R]$ , où  $R$  est l'écart-type de la distribution des résidus. Les impulsions de plus de 2.5 p.e et en coïncidence sont également prises en compte. L'asymétrie de la sélection des impulsions s'explique par l'asymétrie de la fonction de densité de probabilité des résidus utilisée [34].

**5. Boucle sur les étapes 3 et 4 :**

Pour améliorer l'efficacité de l'algorithme, les deux étapes précédentes sont effectuées avec des points de départ différents. Quatre nouvelles traces sont obtenues en pivotant la trace du pré-ajustement de  $25^\circ$ . La rotation se fait sur le point de la trace qui se situe au plus proche du centre de gravité des impulsions. Quatre autres traces sont obtenues par translation de  $\pm 50$  m dans la direction  $\vec{d} \times \vec{z}$  et  $\vec{z}$ . Au total, les étapes 3 et 4 sont donc effectuées 9 fois.

**6. Maximum de vraisemblance (PDF améliorée) :**

La dernière étape est effectuée à partir du meilleur résultat obtenu à l'étape 5. Les impulsions sont sélectionnées si leur résidu est compris entre -250 ns et 250 ns (résidu calculé à partir de la meilleure trace), si leur amplitude est supérieure à 2.5 photo-électrons ou si elles font partie de coïncidences locales. Une ultime minimisation est effectuée à l'aide des fonctions de densité de probabilité des résidus décrites dans II. Le bruit de fond étant inclus dans les PDF utilisées, les impulsions dues à ce dernier ne dégradent pas la qualité de la reconstruction.

Les détails des différentes étapes sont présentés dans [31].

### 3.1.3.3 Performance

La figure 3.9 présente l'erreur de reconstruction à chaque étape du processus. Une proportion de 1,1% des traces sont reconstruites avec une erreur inférieure à  $1^\circ$  lors du pré-ajustement. Elle atteint 38% après le M-estimateur et 57% après l'ajustement par la PDF originelle. La dernière étape augmente ce chiffre à 59%, ce qui n'améliore pas de beaucoup la performance globale de la reconstruction. Elle améliore cependant la précision puisque 20% des événements sont reconstruits avec une précision inférieure à  $0,1^\circ$ .

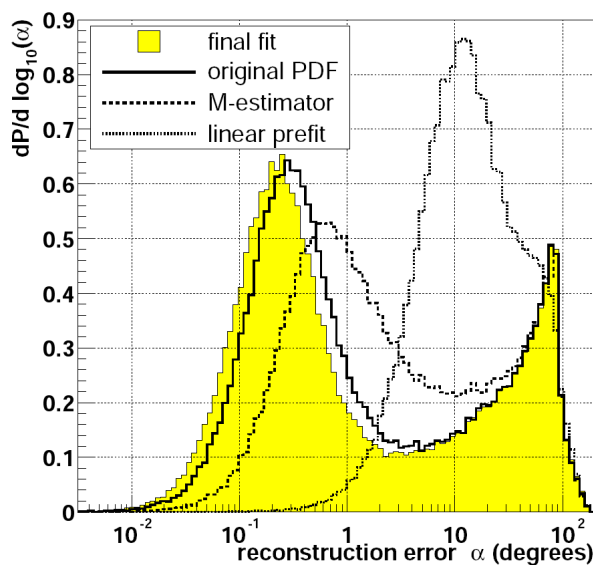


Figure 3.9 – Distribution de l'angle de reconstruction de la trace lors de différentes étapes.

## 3.2 Les simulations Monte-Carlo

Cette partie présente les simulations utilisées dans le cadre de cette thèse. La première partie traite des différentes simulations de muons atmosphériques, puis la seconde partie expose les simulations de neutrinos astrophysiques et atmosphériques.

### 3.2.1 Les muons atmosphériques

Les muons atmosphériques constituent le bruit de fond le plus important dans l'étude des neutrinos de ultra haute énergie. Ils proviennent de l'interaction des rayons cosmiques avec la haute atmosphère. Bien que leur nombre soit drastiquement réduit à 2500 mètres de fond, ils sont bien plus nombreux que le signal neutrino attendu. Les différentes productions de muons utilisées sont ici présentées.

### 3.2.1.1 Propriétés communes

Les différentes productions de muons atmosphériques présentent des propriétés communes. Les simulations KM3 (propagation de la lumière à travers le détecteur) sont toutes effectuées avec les mêmes paramètres de simulation de l'électronique :

- modèle de l'eau standard [7],
- taux  $^{40}\text{K}$  + micro-bioluminescence : 60 kHz - 100 kHz,
- temps d'intégration : 25 ns - 40 ns,
- temps mort : 250 ns.

Par ailleurs, la canette a les mêmes dimensions dans les différentes simulations : 240 mètres de rayon pour 592 mètres de hauteur. Enfin, l'acceptance angulaire des photomultiplicateurs utilisée est celle définie dans [41].

### 3.2.1.2 Les muons simulés avec HEMAS

La production de muons avec le programme Monte Carlo HEMAS est la plus ancienne (2003). Elle est basée sur une simplification de l'origine des rayons cosmiques en 5 groupes (p, He, CNO, Mg-Si, Fe). La production a été divisée en 5 intervalles en énergie :

1.  $2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$  GeV ( $3 \cdot 10^4$  GeV pour Mg-Si et  $6 \cdot 10^4$  GeV pour Fe)
2.  $2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$  GeV
3.  $2 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$  GeV
4.  $2 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^8$  GeV
5.  $2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^9$  GeV

et 2 intervalles en angle<sup>8</sup> :

1.  $0^\circ < \theta < 60^\circ$
2.  $60^\circ < \theta < 85^\circ$

Le nombre d'interactions rayons cosmiques-atmosphère simulées est de  $98 \cdot 10^6$ , ce qui est relativement peu par rapport à l'abondance du rayonnement cosmique. La durée effective de cette production est donc relativement limitée. Il s'agit là d'un problème purement matériel car la génération de cascades atmosphériques demande beaucoup de temps de calcul<sup>9</sup>. Il convient toutefois de préciser que les durées effectives dépendent de l'intervalle en énergie. En effet, dans les hautes énergies, les événements sont plus rares

---

<sup>8</sup>L'angle zénithal  $\theta$  est défini ici par rapport à l'axe  $\vec{z}$  vertical passant par le centre du détecteur et orienté vers le haut. Dans les simulations,  $\vec{z}$  est orienté vers le bas et l'angle zénithal pour des muons descendants sera supérieur à  $90^\circ$ .

<sup>9</sup>En 2003, la puissance de calcul était bien inférieure à celle disponible en 2008.

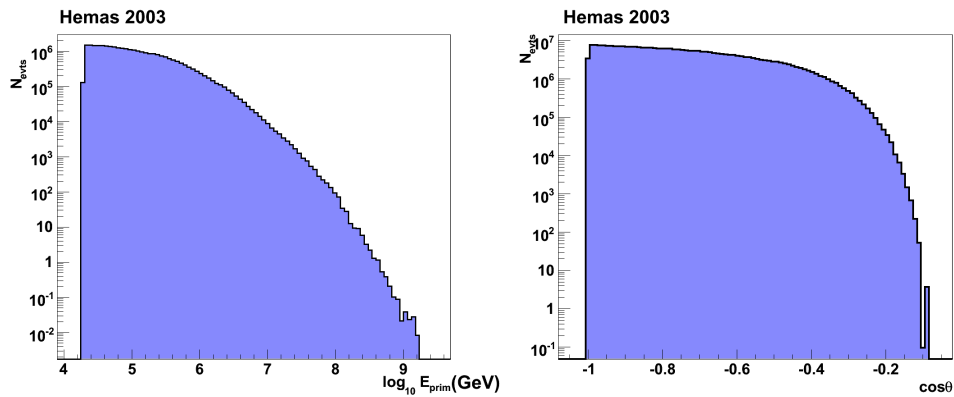


Figure 3.10 – Énergie (*gauche*) et cosinus de l'angle zénithal  $\theta$  (*droite*) des muons HEMAS au niveau RECO. L'angle zénithal calculé par le programme de simulation est défini par rapport à l'axe  $\vec{z}$  passant par le centre du détecteur et orienté *vers le haut*. Ainsi, pour un évènement parfaitement descendant, il sera de  $180^\circ$ , d'où le cosinus négatif.

et la durée effective correspondant est bien plus importante (Tableaux en annexe I.1 et I.2).

Les figures 3.10 et 3.11 représentent l'énergie, le cosinus de l'angle zénithal et la multiplicité de muons de la production HEMAS.

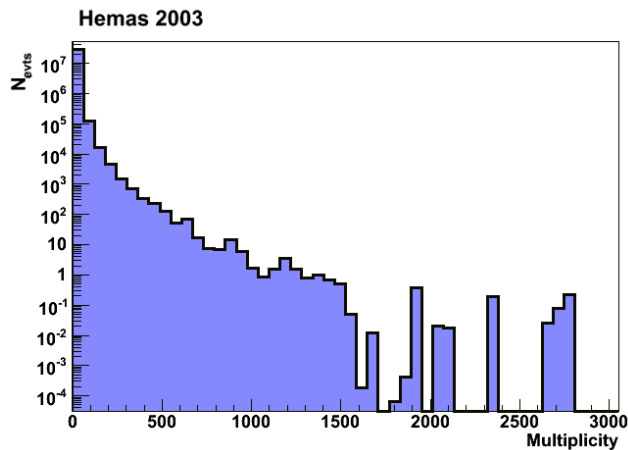


Figure 3.11 – Multiplicité des muons HEMAS.

### 3.2.1.3 Les muons simulés avec CORSIKA

Le programme HEMAS n'étant plus officiellement maintenu, deux nouvelles productions de muons atmosphériques ont été créées avec CORSIKA (2004 et 2005).

#### Production 2004 :

La simulation de 2004 a été faite avec les noyaux cosmiques primaires suivants : proton, hélium, azote, magnésium et fer. Elle a été divisée en 2 catégories d'angle : les verticaux ( $0^\circ$ - $60^\circ$ ) et les horizontaux ( $60^\circ$ - $85^\circ$ ). Trois intervalles en énergie ont été utilisés :

1.  $10^3 - 10^4$  GeV/nucléon,
2.  $10^4 - 10^5$  GeV/nucléon,
3.  $10^5 - 10^8$  GeV/nucléon.

Le nombre d'interactions noyaux/atmosphère simulées est de  $192 \cdot 10^6$ , ce qui est le double de la statistique d'évènements bruts de la production HEMAS. La production CORSIKA contient cependant plus d'évènements physiques<sup>10</sup> car la génération s'est faite sur un spectre en énergie plus large : de  $10^3$  GeV à  $5,6 \cdot 10^9$  GeV contre  $2 \cdot 10^4$  GeV à  $2 \cdot 10^9$  GeV pour HEMAS<sup>11</sup>.

Comme pour les muons générés avec HEMAS, il y a de grandes disparités en terme de durée effective entre les muons issus des noyaux primaires légers (p, He : faible durée) et ceux issus des noyaux primaires lourds (Fe : grande durée). Les noyaux légers étant les plus abondants, il est logique d'avoir une durée effective inférieure pour un même nombre d'évènements bruts générés. Les durées effectives sont présentés dans [42].

#### Production 2005 :

La production 2005 [48] est grandement similaire à celle de 2004. Elle en reprend l'ensemble des caractéristiques telles que l'énergie, l'angle et les particules primaires. Les paramètres de flux physique utilisés sont identiques à ceux utilisés par la production HEMAS (Table 3.1). Le nombre total d'évènements générés est de  $7,43 \cdot 10^9$ , soit un facteur 40 environ par rapport à la production 2004. Il s'agit donc essentiellement d'une augmentation de la statistique dans le but d'augmenter la durée effective de la simulation.

La figure 3.12 représente l'énergie, le cosinus de l'angle zénithal et la multiplicité de muons des productions CORSIKA.

<sup>10</sup>Pondérés par leur poids physique.

<sup>11</sup>L'énergie pour CORSIKA étant donnée en GeV/nucléon, l'énergie maximale pour le fer est de  $56 \cdot 10^8$  GeV, soit  $5,6 \cdot 10^9$  GeV ( $Z_{Fe} = 56$ ).

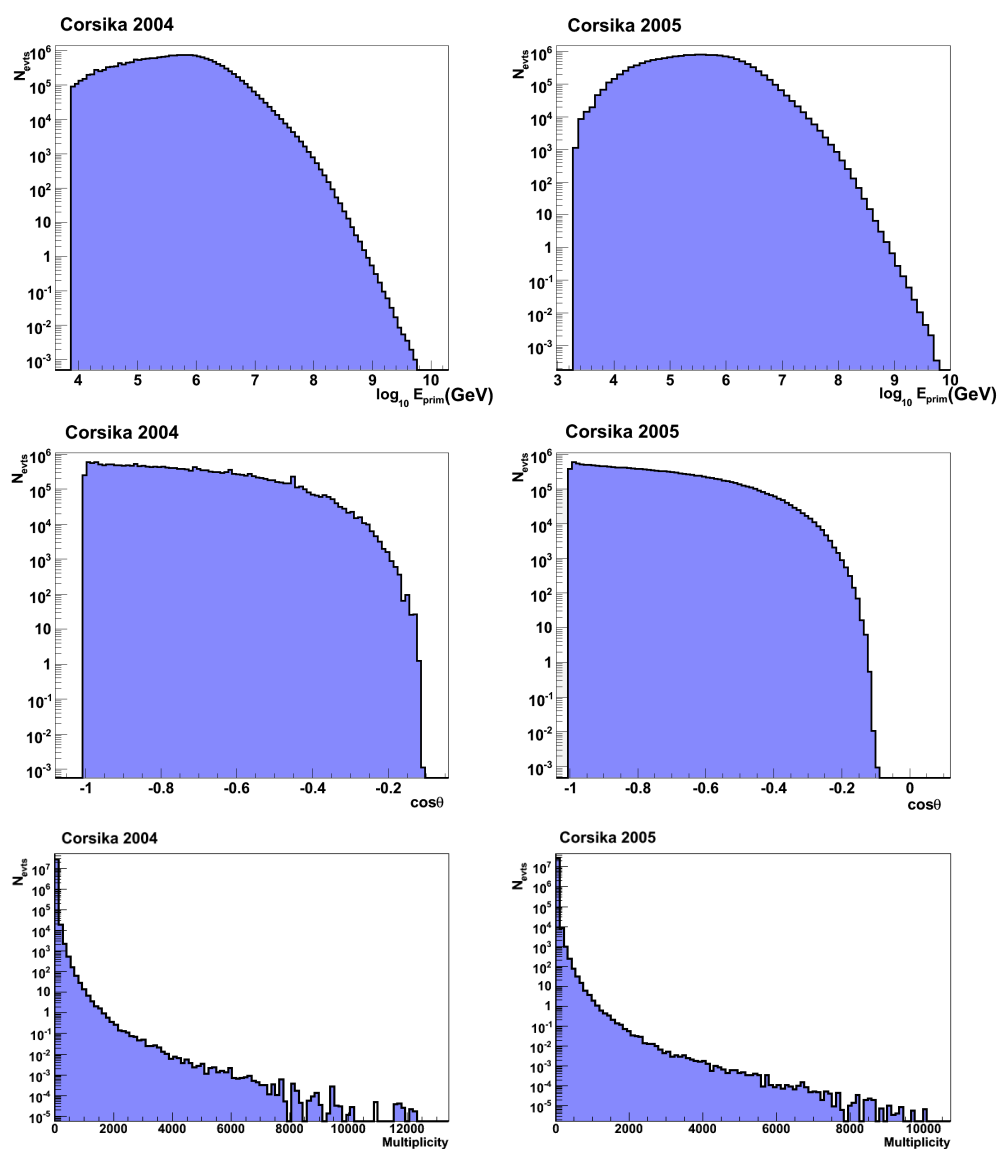


Figure 3.12 – Énergie  $E$ , cosinus de l'angle zénithal  $\theta$  et multiplicité  $m$  des muons des productions Corsika au niveau RECO. Les histogrammes sont pondérés pour correspondre au flux physique.

### 3.2.1.4 Les muons simulés avec MUPAGE

La production de muons avec le programme MUPAGE est très différente car les particules sont générées à l'aide de formules paramétriques. L'avantage principal est sa très grande rapidité à générer un nombre important d'événements. Les paramètres utilisés sont les suivants [6] :

- l'angle zénithal  $\theta$  est compris entre  $0^\circ$  et  $85^\circ$ ,
- l'étalement maximal d'un paquet de muons est de 200 mètres,
- l'énergie  $E_\mu$  des muons est comprise entre 20 GeV et  $5 \cdot 10^5$  GeV<sup>12</sup>,
- la multiplicité  $m$  des muons est comprise entre 1 et 1000,
- 1 000 200 000 évènements ont été générés.

Deux productions ont été utilisées : la première est une production de basse multiplicité ( $m \leq 100$ ) d'une durée effective de  $2,85 \cdot 10^6$  secondes, soit 33 jours environ. La deuxième est une production de haute multiplicité ( $100 < m \leq 1000$ ) d'une durée effective de 236 jours.

En plus de ces deux productions a été simulée une production biaisée de muons de haute énergie ayant les caractéristiques suivantes :

- la somme des énergies de tous les muons est supérieure à 10 TeV :  

$$\sum_i E_i > 10 \text{ TeV},$$
- l'angle zénithal  $\theta$  est compris entre  $0^\circ$  et  $85^\circ$ ,
- la multiplicité est comprise entre 1 et 1000,
- $106.5 \cdot 10^6$  évènements ont été générés,
- la durée effective est de 4.8 ans.

L'objectif de cette production est d'enrichir la statistique à très haute énergie. La figure 3.13 représente l'énergie, le cosinus de l'angle zénithal et la multiplicité de muons des productions MUPAGE.

---

<sup>12</sup>L'énergie est moindre car il s'agit de l'énergie des muons à la canette et non pas de l'énergie des particules primaires.

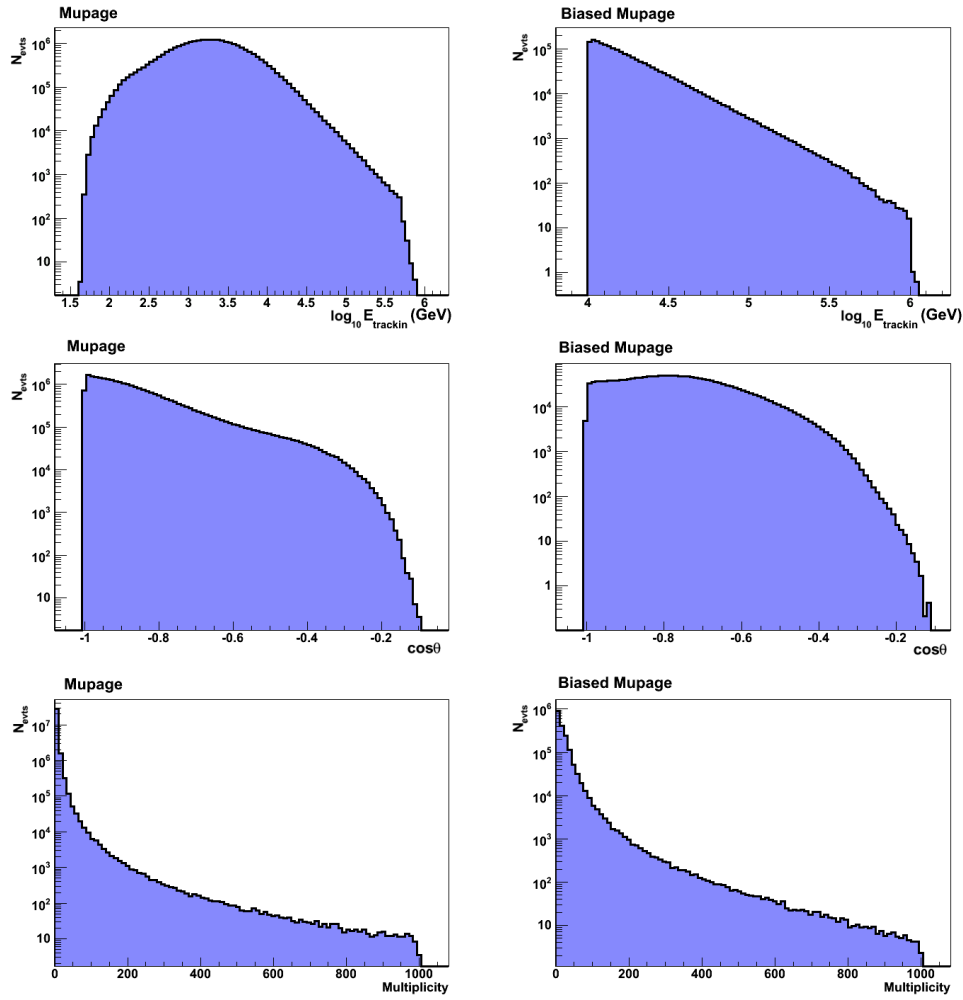


Figure 3.13 – Énergie  $E$ , cosinus de l'angle zénithal  $\theta$  et multiplicité  $m$  des muons des productions MUPAGE. L'énergie représentée est la somme de l'énergie des muons et l'angle zénithal est obtenu à partir du muon le plus énergétique.

### 3.2.2 Les neutrinos

Les muons détectables peuvent également être issus de neutrinos atmosphériques ou astrophysiques. Les fichiers Monte-Carlo utilisés sont les mêmes dans les deux cas. Il n'y a que les poids appliqués qui modifieront la forme du spectre et donneront un caractère atmosphérique ou astrophysique au lot de simulations utilisées. Les paramètres de la simulation électronique sont identiques aux muons atmosphériques (voir §3.2.1.1). L'acceptance angulaire (NIM, §2.2.1) utilisée est celle mesurée dans [4]. Cette version diffère principalement des dernières mesures officielles par une coupure à grand angle (Figure 2.2.1, [3]).

#### 3.2.2.1 Les neutrinos de ultra haute énergie

Une production de neutrinos de ultra haute énergie a été réalisée avec le programme GENHEN en version v6r4. La propagation des muons a été faite avec MUSIC. Les propriétés sont les suivantes :

- l'énergie  $E_\nu$  est comprise entre  $10^7$  GeV et  $10^{10}$  GeV,
- le spectre de génération est en  $E^{-1.4}$ ,
- l'angle zénithal  $\theta$  est compris entre  $0^\circ$  et  $120^\circ$ ,
- nombre d'évènements :  $5 \cdot 10^9$  neutrinos et  $5 \cdot 10^9$  anti-neutrinos.

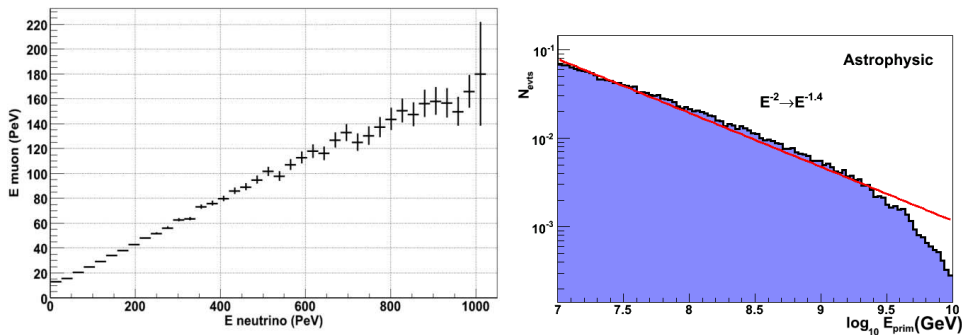


Figure 3.14 – *Gauche* : Énergie du muon en fonction de l'énergie du neutrino primaire. L'énergie du muon est environ 5 fois moindre que celle du neutrino d'origine. *Droite* : Énergie des neutrinos à l'origine d'un muon passant dans le détecteur. Le flux physique en  $E^{-2}$  se durcit naturellement en  $E^{-1.4}$ .

Dans le cas des neutrinos de ultra haute énergie, il est inutile de générer des évènements d'angle zénithal supérieur à  $120^\circ$  (évènements montants) car ils sont absorbés par la Terre (Figure 1.10). Le volume de génération est ainsi un cylindre de 18 km de haut et d'un rayon de 40 km (Figure 3.2). La hauteur se décompose de la manière suivante : 2,5 km d'eau de mer et une extension

de 15,3 km dans la roche de manière à atteindre l'angle zénithal de  $120^\circ$ . Ces événements étant très lumineux, la canette quant à elle a été étendue à 7 longueurs d'atténuation de la lumière ( $H \sim 900\text{m}$ ,  $R \sim 385\text{m}$ ) de manière à capter le maximum de lumière possible.

Ces neutrinos serviront à la fois de neutrinos atmosphériques, par l'intermédiaire d'une pondération selon le flux de Bartol [5],[2], et de neutrinos astrophysiques, par pondération selon le flux de Waxman-Bahcall [60],[61] (§3.2.4).

### 3.2.2.2 Les neutrinos de haute énergie

Une production de neutrinos à une énergie inférieure a également été générée. Les paramètres sont les suivants :

- l'énergie  $E_\nu$  est comprise entre  $10^3$  GeV et  $10^7$  GeV,
- le spectre de génération est en  $E^{-1,4}$ ,
- la génération est faite sur  $4\pi$ ,
- nombre d'évènements :  $5 \cdot 10^{10}$  neutrinos et  $5 \cdot 10^{10}$  anti-neutrinos.

Le générateur utilisé est également GENHEN v6r4, avec MUSIC pour la propagation des muons jusqu'à la canette. L'extension à tous les angles se justifie par le fait qu'à ces énergies, les neutrinos sont susceptibles de provenir de n'importe quelle direction. Ces neutrinos seront également traités comme atmosphériques ou astrophysiques selon le poids utilisé (§3.2.4).

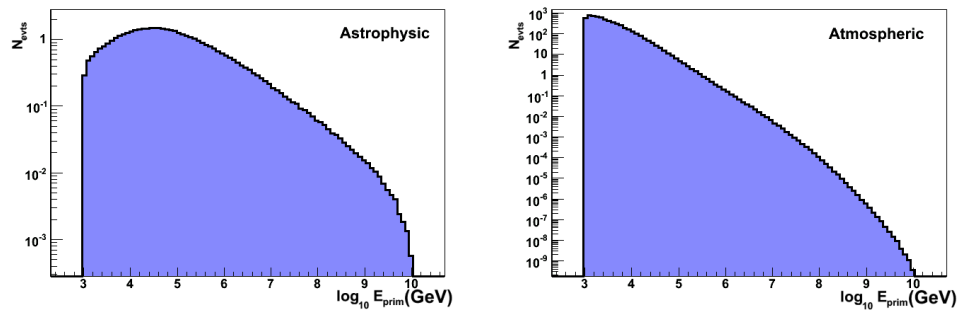


Figure 3.15 – Énergie primaire des productions de neutrinos astrophysiques (gauche) et atmosphériques (droite). Les productions de haute et ultra haute énergie sont rassemblées pour former un spectre en énergie de  $10^3$  à  $10^{10}$  GeV. Le maximum de la distribution des neutrinos astrophysiques se situe à environ 30 TeV. Il est le fruit de la pondération au flux de Waxman-Bahcall.

### 3.2.2.3 Autres productions utilisées

Les productions détaillées plus haut ont été effectuées au sein du GRPHE. Cependant, la production de neutrinos montants atmosphériques réalisée conjointement par Bari (Italie) et Valence (Espagne) a aussi été utilisée. Celle-ci est séparée en 4 sous-productions :

1. les neutrinos muoniques de basse énergie :  $10 - 10^7$  GeV,
2. les neutrinos muoniques de haute énergie :  $10^6 - 10^8$  GeV,
3. les anti-neutrinos muoniques de basse énergie :  $10 - 10^7$  GeV,
4. les anti-neutrinos muoniques de haute énergie :  $10^6 - 10^8$  GeV.

La chaîne de production est classique : GENHEN v5r6 pour la génération, puis KM3 v2r2 pour la propagation et la simulation, GEASIM pour inclure les gerbes hadroniques et le bruit de fond optique provenant du  $^{40}K$  et de la bioluminescence et enfin, la reconstruction. Ces productions ont été générées à partir d'un spectre en énergie en  $E^{-1.4}$ . Les caractéristiques de l'électronique des phototubes sont identiques à celles présentées dans §3.2.1.1.

Cette production, remplacée par les nouvelles productions réalisées avec des programmes mis à jour, a encore été utilisée pour diverses vérifications.

### 3.2.3 Les gerbes électromagnétiques

Les évènements créant des gerbes électromagnétiques sont susceptibles d'être confondus avec des neutrinos de ultra haute énergie dans la mesure où une grande quantité de lumière est émise. Il convient donc d'inclure de tels évènements dans la simulation. Les différentes productions effectuées par B. Hartmann (Erlangen) [30] sont :

1.  $\nu$  interagissant par courant neutre (NC)
2.  $\bar{\nu}$  interagissant par courant neutre
3.  $\nu_e$  interagissant par courant chargé (CC)
4.  $\bar{\nu}_e$  interagissant par courant chargé

Les propriétés de départ sont communes à chaque canal de production :

- 500 000 évènements générés
- $10^2$  GeV < E <  $10^7$  GeV
- un spectre de génération en  $E^{-1}$
- direction isotrope :  $-1 \leq \cos \theta \leq 1$  (génération sur  $4\pi$ )

La génération a été faite à l'aide de GENHEN (v6r2) et la propagation/numérisation avec GEASIM (v4r9). Cinq intervalles en énergie ont été utilisés, un par décade en GeV.

### 3.2.4 Pondération des évènements

La pondération des évènements est primordiale pour ajuster les distributions utilisées aux différents flux physiques considérés. Les simulations de neutrinos sont par exemple générées suivant un spectre en  $E^{-1.4}$ . Cela permet de gagner en statistique sur les hautes énergies, car le spectre est plus dur. La pondération permet alors de corriger cet effet et de retrouver, par exemple, le flux des neutrinos atmosphériques ( $\Phi \sim E^{-3}$ ).

#### 3.2.4.1 Poids des neutrinos

Les poids utilisés dans ANTARES, selon la nomenclature de la collaboration [8], sont  $w2$  et  $w3$ .

▷  $w2$  est le poids de génération de chaque évènement défini par :

$$w2 = V_{gen} \cdot I_{\theta} \cdot I_E \cdot E^{\gamma} \cdot \sigma(E) \cdot \rho \cdot \mathcal{N}_A \cdot P_{Terre} \cdot F \quad (3.8)$$

où :

- $V_{gen}$  est le volume de génération,
- $I_{\theta} = 2\pi(\cos \theta_{\nu}^{min} - \cos \theta_{\nu}^{max})$  est le facteur angulaire de l'espace des phases,
- $I_E$  est le facteur en énergie de l'espace des phases; il vaut :

$$\frac{E_{max}^{1-\gamma} - E_{min}^{1-\gamma}}{1-\gamma} \text{ si } \gamma \neq 1 \text{ et } \ln(E_{max}/E_{min}) \text{ si } \gamma = 1 \quad (3.9)$$

- $E^{\gamma}$  prend en compte le flux utilisé pour la génération, avec  $\gamma$  l'indice spectral de la loi de puissance de ce flux ( $E^{-\gamma}$ ),
- $\sigma(E)$  est la section efficace totale d'interaction des neutrinos,
- $\rho \cdot \mathcal{N}_A$  est le nombre de nucléons-cible par  $m^3$ ,
- $P_{Terre}$  est la probabilité qu'un neutrino traverse la Terre (Figure 1.10),
- $F$  est le nombre de secondes par an.

La dimension de  $w2$  est  $[\text{GeV} \cdot m^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s} \cdot \text{an}^{-1}]$ . La distribution des neutrinos générés pondérés par  $w2$  est ainsi uniforme en énergie.

▷  $w3 = w2 \times \Phi$ , où  $\Phi$  est soit le flux de neutrinos atmosphériques selon le groupe de Bartol ([5],[2]), soit le flux de neutrinos astrophysiques selon Waxman-Bahcall ([60],[61]). La dimension de  $w3$  est un taux d'évènements par an. Ainsi, pondérer par  $w3$  revient à avoir un nombre d'évènements par an dans ANTARES.

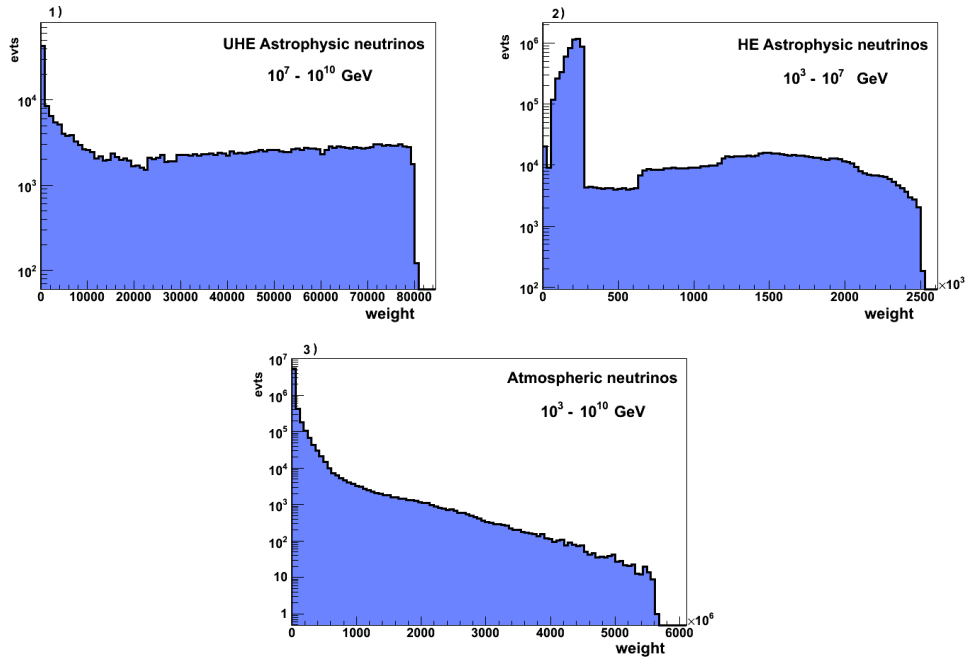


Figure 3.16 – 1) et 2) Distributions des poids appliqués aux neutrinos astrophysiques : la pondération diffère entre les neutrinos et les anti-neutrinos de haute énergie ( $10^3 - 10^7$  GeV) car les sections efficace d’interaction diffèrent. Cela explique la formation de structures dans l’histogramme correspondant. A ultra haute énergie, les sections efficaces sont par contre très proches [55] (Figure 1.11) et la pondération est uniformisée. 3) Poids appliqués aux neutrinos atmosphériques, toutes énergies confondues.

### 3.2.4.2 Poids des muons atmosphériques

Comme pour les neutrinos, les muons atmosphériques sont générés avec un flux dit de *génération*. Le poids permet alors de retrouver le flux physique.

#### HEMAS :

- ▷  $w2$  est similaire aux neutrinos, à la différence près que la section efficace et la probabilité de traverser la Terre n’apparaissent pas (il s’agit de muons descendants).

$$w2 = V_{gen} \cdot I_{\theta} \cdot I_E \cdot E^{\gamma} \cdot F \quad (3.10)$$

- ▷  $w3 = w2 \times \Phi_{Gen}$ , où  $\Phi_{Gen}$  est le flux de génération (voir 3.1).
- ▷  $T$  est la durée effective, estimé par  $N_{Gen} / \langle w3 \rangle$ , où  $N_{Gen}$  est le nombre d’événements générés. La durée effective peut varier de quelques

heures à plusieurs années (voir annexe I).

Chaque évènement HEMAS est alors pondéré par  $\Phi_{phys}/T \times w2/w3$ , où  $\Phi_{phys}$  est le flux physique (voir 3.2).

**CORSIKA :**

Le poids  $w3$  est défini par  $w2 \times \Phi_{Phys}$  où  $w2$  est identique à celui utilisé par les muons générés avec HEMAS. Il suffit alors de normaliser l'ensemble des évènements par  $w3/N_{Gen}$ <sup>13</sup>.

**MUPAGE :**

Le cas des muons atmosphériques simulés avec MUPAGE est plus simple. La génération des évènements suit directement les flux physiques disponibles par paramétrisation. Il suffit de pondérer les évènements par la durée effective de la production utilisée. Dans le cas de la production de haute multiplicité, la production correspond à 236 jours. Le poids utilisé est donc de  $1/236 \times 365$  pour avoir un nombre d'évènements par an. La production de basse multiplicité correspond à 33 jours de données, soit un poids de  $1/33 \times 365$  pour ramener le total à un an. La pondération est ainsi un facteur identique pour tous les évènements.

La production de muons biaisée en énergie est ajustée sur la production sans biais. Ainsi elle correspond au flux physique à haute énergie.

---

<sup>13</sup> $w3$  est en  $[s^{-1}]$  dans cette production. Il convient de multiplier par  $86400 \times 365$  pour avoir un poids en  $[an^{-1}]$ .

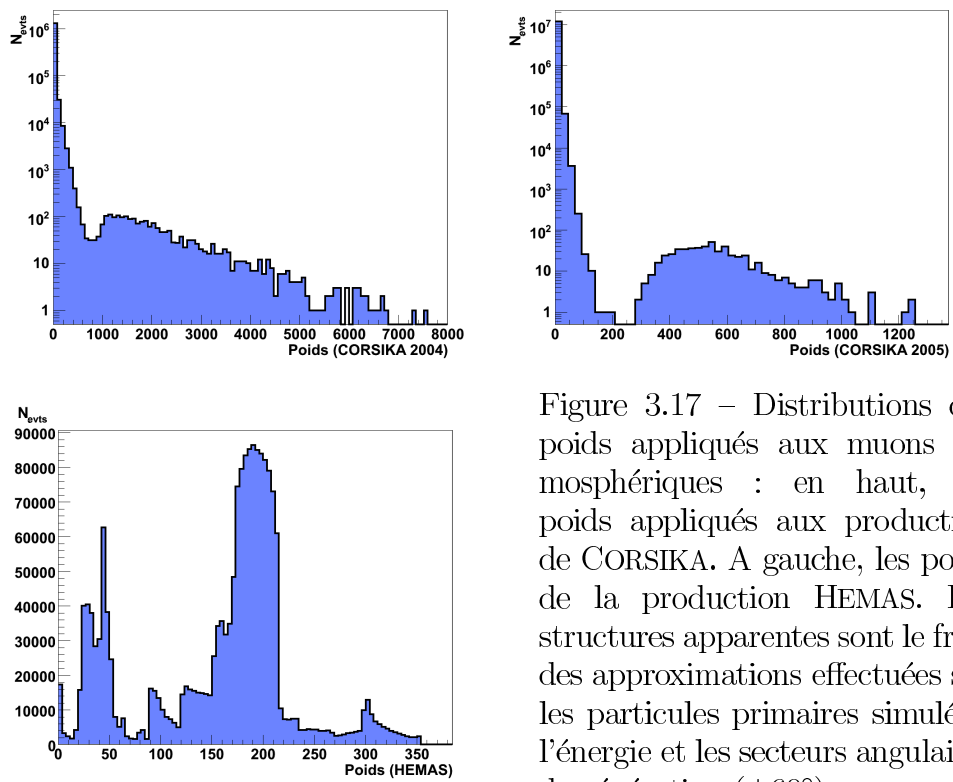


Figure 3.17 – Distributions des poids appliqués aux muons atmosphériques : en haut, les poids appliqués aux production de CORSIKA. A gauche, les poids de la production HEMAS. Les structures apparentes sont le fruit des approximations effectuées sur les particules primaires simulées, l'énergie et les secteurs angulaires de génération ( $\pm 60^\circ$ ).

## CHAPITRE 4

### ESTIMATION DU SIGNAL VISIBLE DE NEUTRINOS DE ULTRA HAUTE ÉNERGIE DANS UN DÉTECTEUR PARFAIT À 12 LIGNES

Après avoir détaillé les différentes simulations Monte-Carlo dans le chapitre précédent, ce chapitre expose l'analyse du signal de neutrinos de ultra haute énergie dans un détecteur parfaitement opérationnel de 12 lignes. Une estimation de la sensibilité est calculée et la surface effective de détection est présentée.

Les propriétés de la simulation sont détaillées dans la première partie. Le pré-traitement des données est expliqué dans la seconde, puis les différentes variables utilisées pour l'analyse sont présentées dans la troisième section. Enfin, les outils ainsi que la chaîne d'analyse et ses variantes sont présentés dans les trois dernières parties.

#### 4.1 Propriétés des simulations

Avant de rentrer dans les détails, ce paragraphe revient sur les caractéristiques de l'analyse Monte-Carlo présentée dans ce chapitre :

- **détecteur parfait** : aucun photomultiplicateur ne sera considéré comme inactif pour la détection des photons<sup>1</sup>.
- **bruit de fond stable** : le bruit de fond lié à la radioactivité naturelle et à la micro-bioluminescence est de 100 kHz; aucun pic d'activité microbiologique (Figure 2.14) n'est inclus dans la simulation.
- **bruits de fond physiques** : les bruits de fond physiques sont les muons et les neutrinos issus de gerbes atmosphériques. Le flux de muons atmosphériques est basé sur [35] et le flux de neutrinos atmosphériques est basé sur [2] et [5].
- **signal astrophysique** : le signal astrophysique est composé de neutrinos muoniques dont le flux est basé sur celui de Waxman-Bahcall [60],[61]. Le signal selon le flux de neutrinos cosmogéniques [15] sera également présenté.
- **électronique** : le temps d'intégration est de 40 ns<sup>2</sup>; le temps mort est de 250 ns; 2 puces ARS sont simulées et la saturation de l'électronique

---

<sup>1</sup>Plusieurs estimations de la sensibilité avec divers pourcentages de photomultiplicateurs inactifs sont présentées dans 4.6.3.

<sup>2</sup>Seules les productions de gerbes électromagnétiques ont un temps d'intégration de 25 ns, ce qui a un impact négligeable.

de lecture des photomultiplicateurs est fixée à 20 photo-électrons.

- **simulations** : elles sont générées avec une fenêtre temporelle de bruit de fond de  $3 \mu s$  avant et après l'évènement physique. Les simulations de muons atmosphériques utilisées pour cette étude sont la production CORSIKA de 2005, la production MUPAGE de 2006 et la production MUPAGE enrichie en statistique dans les hautes énergies. Les anciennes productions (HEMAS 2003 et CORSIKA 2004) ne sont plus utilisées puisqu'elles présentent une statistique limitée. Par ailleurs, le bruit de fond optique y est limité à 60 kHz et l'acceptance angulaire utilisée est une ancienne paramétrisation [53], [29].

## 4.2 Pré-traitement

Cette partie détaille la technique de sélection des impulsions ainsi que les conditions de sélection des évènements de qualité. Un réajustement des simulations a également été effectué avec l'aide des données à 5 lignes.

### 4.2.1 Système de sélection des évènements

Les simulations sont sélectionnées d'une manière similaire de celle utilisée pour les données. Dans un premier temps, on recherche les impulsions  $L_1$  faisant partie d'une paire d'étages  $T_3$  (§2.5). Cela permet de définir les temps  $t_A$  et  $t_B$  qui correspondent respectivement au temps de la première et de la dernière impulsion (Figure 4.1). Deux cas de figure se présentent alors :

- **cas 1** : si  $T = |t_A - t_B| < 2200$  ns, on retient toutes les impulsions  $L_0$  présentes dans la fenêtre  $\Delta t = [t_B - 2200 \text{ ns}; t_A + 2200 \text{ ns}]$  [52],[37] ;
- **cas 2** : si  $T = |t_A - t_B| > 2200$  ns, on retient toutes les impulsions  $L_0$  présentes dans la fenêtre  $\Delta t = [t_A; t_B]$ .

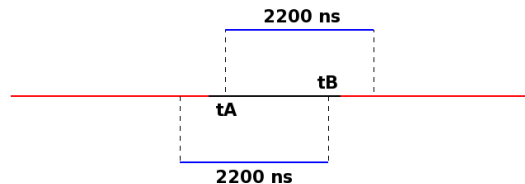


Figure 4.1 – Sélection des impulsions : le trait noir correspond à l'intervalle en temps de l'évènement physique, les traits rouges correspondent à l'intervalle en temps du bruit de fond de 3000 ns rajouté de part et d'autre de l'évènement. La sélection ici représentée correspond au cas 1.

La génération d'une fenêtre de bruit de fond de 3000 ns autour de l'évènement physique permet d'éviter que la fenêtre  $\Delta t$  de sélection des impulsions ne déborde hors de la fenêtre temporelle définie par les données brutes.

#### 4.2.2 La sélection 4- $T_2$

Une coupure de qualité stricte est appliquée pour sélectionner les évènements ayant de bonnes dispositions à l'analyse des neutrinos UHE. Les évènements ayant un nombre faible d'impulsions vont ainsi être supprimés par la sélection 4- $T_2$ .

Une paire d'étages  $T_2$  consiste en deux étages voisins dans l'état  $L_1$  (§2.5) dans une fenêtre temporelle de 100 ns (Figure 4.2). La sélection n'est pas exclusive : un étage peut ainsi faire partie de deux paires, une avec l'étage inférieur et une seconde avec l'étage supérieur. La sélection appelée 4- $T_2$  ne gardera que les évènements pour lesquels il y aura eu 4 paires d'étages  $T_2$  sur l'ensemble du détecteur. Cette sélection est dérivée de celle utilisée pour l'acquisition des données, tout en étant plus exigeante.

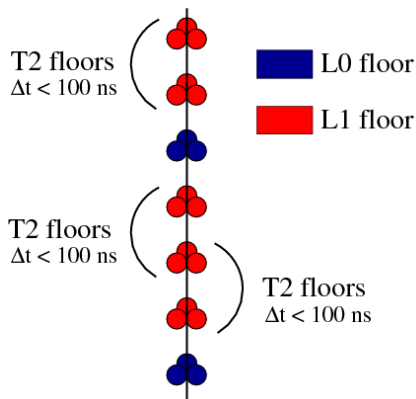


Figure 4.2 – Étages  $T_2$ .

La sélection 4- $T_2$  repose sur deux raisons bien distinctes. La première est d'ordre topologique. Pour les évènements descendants, typiquement des muons atmosphériques, 4 paires  $T_2$  correspondent idéalement à 5 étages  $L_1$  adjacents alors que pour les évènements horizontaux, typiquement des neutrinos de ultra haute énergie, 4 paires  $T_2$  correspondent par exemple à 8 étages  $L_1$  sur 4 lignes distinctes, soit la largeur du détecteur (Figure 4.3). Les évènements peu lumineux n'ayant pas ce type de signature topologique bien distincte se verront éliminés<sup>3</sup>.

Par ailleurs, la capacité de cette sélection à éliminer le bruit de fond en fait un candidat idéal à la présélection des évènements. Des tests ont été

<sup>3</sup>L'idée n'est pas de sélectionner les évènements selon leur origine *neutrino UHE* ou *muon atmosphérique*, mais seulement d'éliminer les évènements peu lumineux.

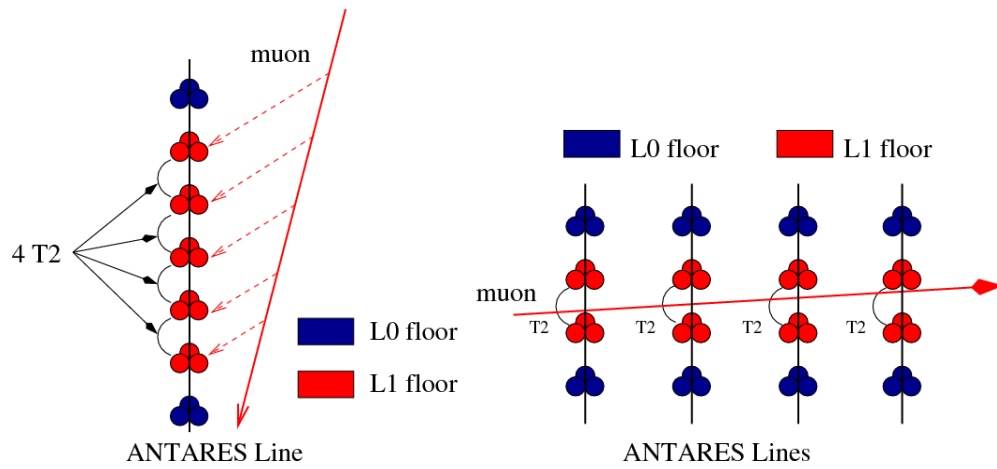


Figure 4.3 – Topologie idéale des événements verticaux (gauche) et horizontaux (droite).

effectués sur des événements *blancs*, c'est-à-dire avec uniquement du bruit de fond optique, et ont montré que le nombre moyen de paires  $T_2$  fortuites est inférieur à 4 jusqu'à 400kHz de taux de comptage par photomultiplicateur (Figure 4.4).

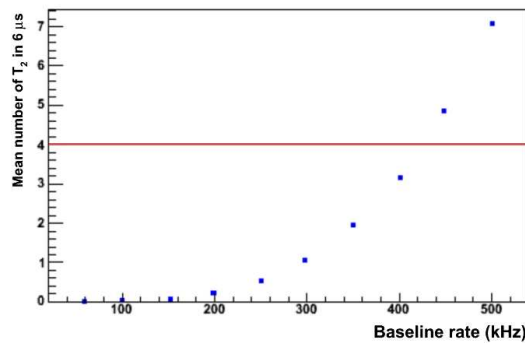


Figure 4.4 – Nombre moyen de paires  $T_2$  selon le taux de bruit de fond. Les moyennes ont été évaluées dans des fenêtres vides de tout événement physique.

La production MUPAGE est constituée de 1 000 200 000 événements générés. Le critère de sélection  $4-T_2$  réduit ce nombre à 8 118 688, soit une efficacité de rejection supérieure à 99%. Parmi les événements qui subsistent à la sélection, 99.7% ont une trace reconstruite, ce qui est une preuve de leur qualité. Ces chiffres sont comparables pour la production CORSIKA.

Pour la production MUPAGE biaisée en énergie,  $106.5 \cdot 10^6$  événements ont été générés et 9 114 019 événements sont présents au niveau  $4-T_2$ , soit une efficacité de rejection de l'ordre de 91.5%. Ce nombre est inférieur à celui de la production standard car il s'agit d'événements ayant déjà une haute

énergie : la rejection est moins importante. Parmi ces évènements, 99.97% ont une trace reconstruite.

### 4.2.3 Réajustement des simulations

Les simulations de muons atmosphériques utilisées, CORSIKA et MUPAGE, ont chacune des paramètres qui leur sont propres et qui dépendent des choix faits par l'équipe qui les a développées. Ainsi, les paramètres utilisés sont plus ou moins différents pour la simulation du flux, la propagation des particules, etc. Cela conduit naturellement à des différences au niveau du détecteur en terme de nombre d'évènements observables.

Les données à 5 lignes ont été utilisées pour ajuster les simulations. Les évènements Monte-Carlo ont tout d'abord été traités de manière à enlever les impulsions présentes sur les lignes absentes des données ainsi que sur les photomultiplicateurs morts. La reconstruction a ainsi été effectuée sur les seules 5 lignes présentes. Différents facteurs de normalisation ont alors été déduits par ajustement du nombre d'évènements des simulations HEMAS, CORSIKA et MUPAGE à celui des données.

Pour ce faire, 20% des données à 5 lignes ont été utilisées pour calculer ces facteurs et ne seront pas utilisées pour les analyses de manière à éviter les biais possibles. Le tableau 4.1 détaille les différents facteurs appliqués aux productions.

Production	Taux de bruit de fond de la simulation	Facteur
CORSIKA (2005)	100 kHz	<b>1.12</b>
MUPAGE (2007)	100 kHz	<b>0.58</b>

Tableau 4.1 – Facteurs correctifs appliqués aux simulations de muons atmosphériques : le facteur correctif pour la simulation CORSIKA est supérieur à 1, signifiant que la production sous-estime les données ; le facteur correctif de la simulation MUPAGE est quant à lui inférieur à 1 : cette production surestime les données.

### 4.2.4 Bilan

Les tableaux 4.2 et 4.3 donnent le nombre d'évènements ayant au moins une trace reconstruite après la coupure de qualité  $4-T_2$ , juste avant l'analyse dévolue à la sélection de neutrinos de ultra haute énergie.

	Neutrinos atmosphériques		Neutrinos astrophysiques	
E (GeV)	$10^3 - 10^7$	$10^7 - 10^{10}$	$10^3 - 10^7$	$10^7 - 10^{10}$
N	$\sim 1400$	0.01	WB : $\sim 20$ Cosmo : 0.74	WB : 1.41 Cosmo : 0.40

Tableau 4.2 – Nombre d’évènements par an ayant une trace reconstruite après la coupure de qualité  $4-T_2$  pour les neutrinos atmosphériques et astrophysiques. On remarque qu’il n’y a pratiquement pas de neutrinos atmosphériques de ultra haute énergie, ce qui est dû au spectre en énergie très mou  $\sim E^{-3}$ . Les nombres donnés pour les neutrinos astrophysiques sont selon le flux de Waxman-Bahcall [60],[61] et selon le flux cosmogénique [15].

Muons atmosphériques			
Production	CORSIKA 2005	MUPAGE	MUPAGE biaisé
E (GeV)	$10^3 - 2 \cdot 10^8$	$20 - 5 \cdot 10^5$	$10^3 - 9 \cdot 10^5$
N	$5.42 \cdot 10^7$	$5.16 \cdot 10^7$	$3.05 \cdot 10^6$

Tableau 4.3 – Nombre d’évènements par an ayant une trace reconstruite après la coupure de qualité  $4-T_2$  pour le bruit de fond issu des muons atmosphériques : les limites en énergie pour les productions CORSIKA sont données en GeV/nucléon pour les particules primaires. Pour les productions MUPAGE, l’énergie est moindre car il s’agit directement de l’énergie des muons au niveau de la canette. Par ailleurs, il y a logiquement moins d’évènements dans la production biaisée en énergie.

### 4.3 Variables d’analyse

Cette partie présente un ensemble des variables de qualité qui ont été utilisées lors des analyses. Toutes les variables présentées sont calculées à partir des impulsions  $L_1$  et uniquement pour les évènements ayant survécu à la coupure de sélection  $4-T_2$ .

#### 4.3.1 Nombre d’impulsions

Le nombre d’impulsions  $N_{hits}$  (Figure 4.5) est la variable d’analyse la plus commune puisqu’il s’agit du nombre d’impulsions produites dans l’ensemble du détecteur lors d’un évènement. Cette variable est fortement corrélée au nombre de photons émis par le passage des particules. Ainsi, cette variable est plus grande pour les neutrinos UHE à cause de leur émission de lumière supérieure.

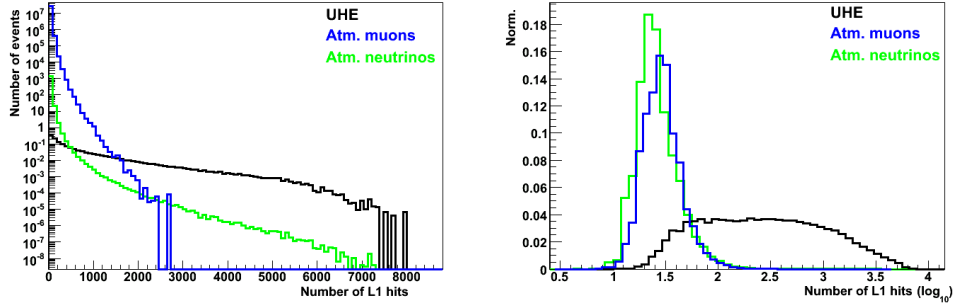


Figure 4.5 – *Gauche* : Nombre d’impulsions  $N_{hits}$ . *Droite* : Fonctions de densité de probabilité correspondantes (en échelle logarithmique).

### 4.3.2 Nombre de photomultiplicateurs touchés

Le nombre de photomultiplicateurs touchés  $N_{PMT}$  est corrélé à l’extension spatiale d’un évènement. Cette variable a donc une valeur plus grande pour les neutrinos UHE car ils émettent beaucoup de lumière le long de leur trajectoire, touchant ainsi plus de photomultiplicateurs.

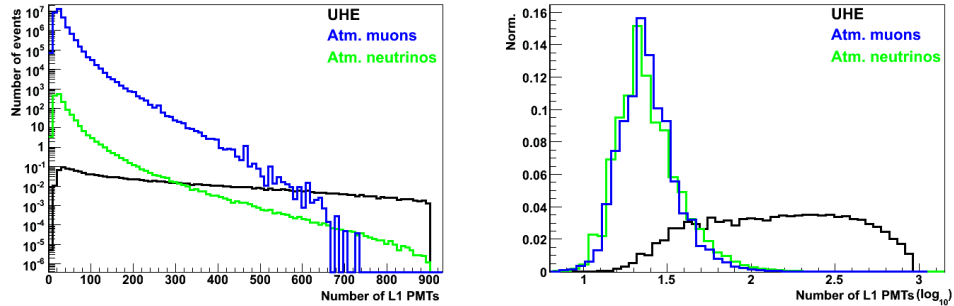


Figure 4.6 – *Gauche* : Nombre de photomultiplicateurs touchés  $N_{PMT}$ . *Droite* : Fonctions de densité de probabilité correspondantes (en échelle logarithmique). Les représentations des variables  $N_{PMT-k}$  avec  $1 \leq k \leq 5$  sont similaires.

Les paquets de muons atmosphériques dont l’étalement spatial peut dépasser 200 mètres, peuvent également illuminer largement le détecteur. On peut alors calculer le nombre de photomultiplicateurs touchés par au moins  $k$  impulsions,  $N_{PMT-k}$ . Les muons étant indépendamment moins énergétiques, les photomultiplicateurs seront alors moins fortement touchés. Il y a par ailleurs une notion temporelle sous-jacente : un photomultiplicateur touché

par 3 impulsions  $L_1$  verra un évènement d'un temps minimum de 250 ns<sup>4</sup>. La variable  $N_{PMT-k}$  est ainsi également plus importante pour les évènements à longue durée.

### 4.3.3 Charge totale

La charge totale  $pe_{tot}$  (Figure 4.7) est la somme des amplitudes de toutes les impulsions d'un évènement. Elle est une représentation de la quantité de lumière émise, et ainsi une représentation de l'énergie déposée. Elle est donc plus importante pour les neutrinos UHE.

$$pe_{tot} = \sum_{i=1}^{N_{hits}} pe_i \quad (4.1)$$

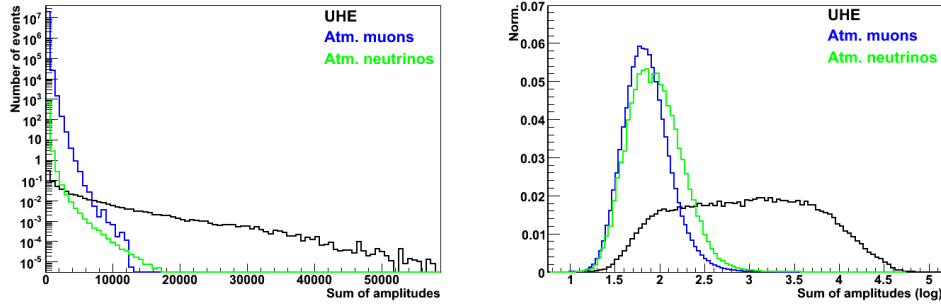


Figure 4.7 – *Gauche* : Charge totale  $pe_{tot}$ , ou somme des amplitudes des impulsions. *Droite* : Fonctions de densité de probabilité correspondantes (en échelle logarithmique).

### 4.3.4 Matrice de covariance

Cette technique consiste en l'évaluation de la matrice de covariance des positions  $(x_i, y_i, z_i)$  des  $N$  impulsions d'un évènement. Cette matrice est diagonalisée et les trois valeurs propres représentent la forme de l'évènement : à la première valeur propre  $e_1$  correspond l'étalement spatial de l'évènement suivant la direction de la trace tandis que les valeurs propres  $e_2$  et  $e_3$  ( $e_1 > e_2, e_3$ ) représentent l'étalement orthogonal (Figure 4.8). Le calcul de la matrice de covariance peut être pondéré par les amplitudes des impulsions, mais cela n'améliore pas la qualité de l'analyse discriminante.

<sup>4</sup>Deux impulsions très proches en temps vont occuper les deux puces ARS et ainsi induire un temps mort de 250 ns.

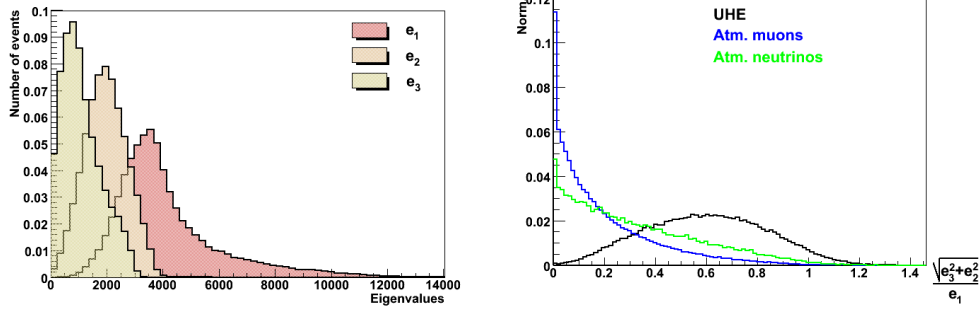


Figure 4.8 – *Gauche* : Valeurs propres de la matrice de covariance des positions pour des neutrinos UHE. La première valeur propre  $e_1$  représente l'étalement spatial le long de la trajectoire. *Droite* : Exemple de variable construite à l'aide de cette technique : le rapport entre l'étalement transverse et l'étalement longitudinal, appelé facteur de forme.

#### 4.3.5 Tenseur d'inertie

Cette technique [12] considère chaque photomultiplicateur  $i$  comme un point dans l'espace dont la masse virtuelle  $A_i$  serait la somme des amplitudes de toutes les impulsions reçues par le photomultiplicateur considéré. On peut alors définir le tenseur d'inertie de la distribution des masses :

$$I^{k,l} = \sum_{i=1}^{900} (A_i)^w \cdot [\delta^{kl} \cdot (\mathbf{r})^2 - r_i^k \cdot r_i^l] \quad (4.2)$$

Le tenseur est calculé dans le repère du centre de masse et le facteur de pondération  $w$  est laissé à la discrétion de l'utilisateur. Il sera laissé à 0 dans cette analyse comme pour la matrice de covariance.

Cette technique, basée sur la position de tous les photomultiplicateurs touchés, est similaire à la matrice de covariance. Les trois valeurs propres ( $e_1 > e_2 > e_3$ ) extraites du tenseur correspondent aux trois axes principaux de l'évènement (Figure 4.9).  $e_3$ , la valeur la plus petite, correspond au vecteur propre  $\vec{e}_3$  qui approxime la direction de la trace.

Pour un évènement dont la trace est bien marquée à travers le détecteur, on a  $e_3 < (e_1, e_2)$  signifiant que l'évènement a une forme de *cigare*. Pour des évènements de type cascade, le rapport est plus proche de  $e_1 \sim e_2 \sim e_3$ . D'une manière générale, la variable  $e_3$  est d'autant plus petite que la qualité des évènements est mauvaise, ce qui permet de l'utiliser comme variable de sélection efficace dans les analyses UHE (Figure 4.10).

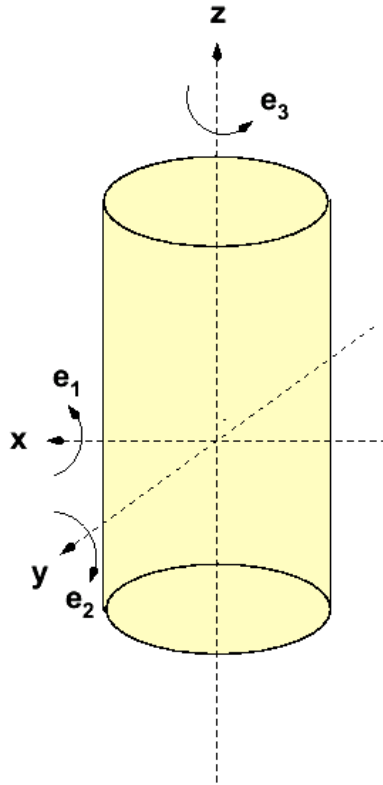


Figure 4.9 – Représentation schématique des valeurs propres  $e_i$  du tenseur d’inertie, moments d’inertie par rapports aux trois axe d’un évènements.

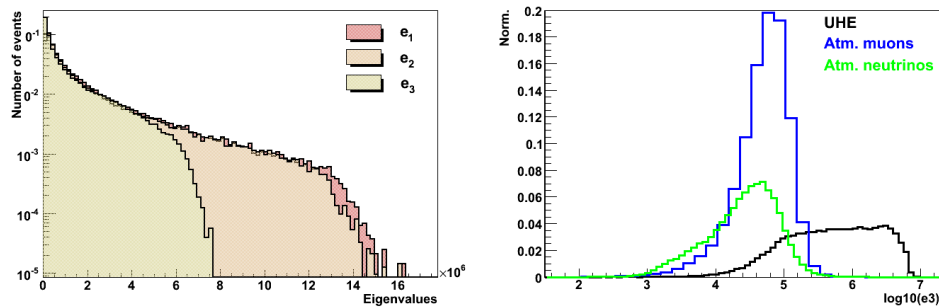


Figure 4.10 – *Gauche* : Valeurs propres du tenseur d’inertie pour des évènements neutrino UHE :  $e_3 \ll (e_1, e_2)$ . *Droite* : Discrimination signal/bruits de fond à l’aide de  $e_3$  (sous forme de fonction de densité de probabilité).

### 4.3.6 Nombre de résidus

Les résidus sont définis par la différence entre le temps théorique d'arrivée d'une impulsion et son temps réel (§3.1.3.1 et [31]). Ils sont calculés à partir de la trace reconstruite, elle-même basée sur le modèle du cône de lumière Tcherenkov. Le nombre de résidus  $N_R$  peut alors être évalué dans différentes fenêtres temporelles; la fenêtre utilisée dans cette analyse est  $[-10 \text{ ns}; 10 \text{ ns}]$  (Figure 4.11).

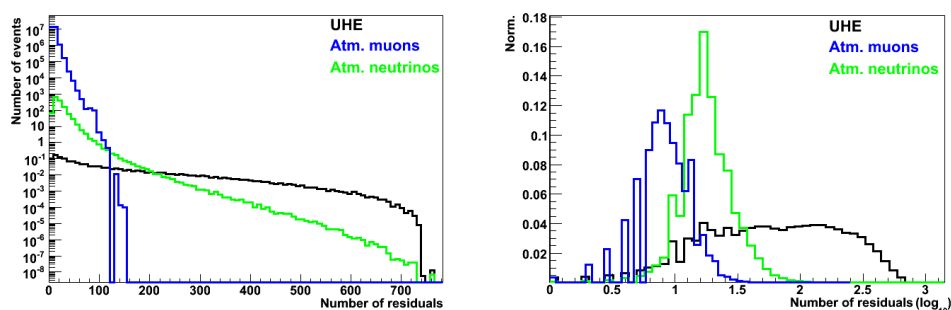


Figure 4.11 – *Gauche* : Nombre de résidus dans la fenêtre temporelle  $[-10\text{ns}; +10\text{ns}]$ . *Droite* : Fonctions de densité de probabilité correspondantes (en échelle logarithmique).

Plus un résidu est petit, plus il est probable que l'impulsion considérée soit une impulsion du signal. Les multi-muons ayant par définition plusieurs traces, la technique de calcul des résidus basée sur une unique trace dégrade les performances de cette variable pour ce type d'évènements.

### 4.3.7 Durée de l'évènement moyennée sur les photomultiplicateurs

Pour chaque photomultiplicateur touché par au moins deux impulsions lors d'un évènement, on peut associer le temps  $\Delta t = |t_1 - t_N|$ , qui représente la durée de l'évènement vu par le photomultiplicateur,  $t_1$  étant le temps de la première impulsion, et  $t_N$  celui de la dernière. La valeur moyenne  $\bar{t}$  est alors calculée sur les  $N_{PMT}$  photomultiplicateurs touchés et représente ainsi la durée de l'évènement moyennée sur les photomultiplicateurs (Figure 4.12).

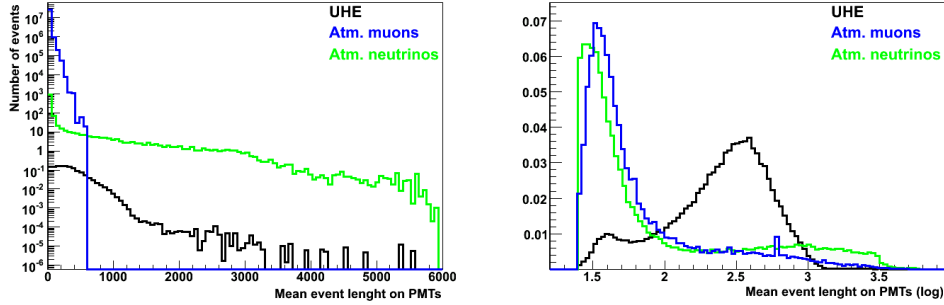


Figure 4.12 – *Gauche* : Durée de l'évènement moyennée sur les photomultiplicateurs. *Droite* : Fonctions de densité de probabilité correspondantes (en échelle logarithmique).

#### 4.3.8 Dispersion en temps des impulsions

La dispersion en temps des impulsions [57] est la moyenne sur l'ensemble des  $N_{PMT}$  photomultiplicateurs touchés de la moyenne quadratique (RMS<sup>5</sup>) de la distribution des temps  $\Delta t$  pondérée par l'amplitude  $A$  (Figure 4.13).

$$S = \frac{1}{N_{PMT}} \sum_{p=1}^{N_{PMT}} RMS(A\Delta t) = \frac{1}{N_{PMT}} \sum_{p=1}^{N_{PMT}} \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_{k=1}^{N_p} \left[ A_k(t_k - \bar{t}_p) \right]^2} \quad (4.3)$$

$N_p$  est le nombre d'impulsions sur chaque photomultiplicateur et  $\bar{t}_p$  est le temps moyen des impulsions sur chaque photomultiplicateur.  $A_k$  et  $t_k$  sont le temps et l'amplitude de l'impulsion  $k$ .

La dispersion en temps est supérieure pour les neutrinos UHE car ils produisent plus d'impulsions au sein du détecteur, augmentant la distribution des résidus en temps et ainsi la dispersion  $S$ .

#### 4.3.9 Temps mort moyen

Lors d'un évènement de très haute énergie, de nombreux photons sont créés le long de la trace du muon et ces derniers vont arriver en grand nombre sur les photomultiplicateurs. Il est alors possible que les deux ARS<sup>6</sup> soient occupés, créant ainsi un temps mort de 250 ns pendant lequel l'électronique sera aveugle.

<sup>5</sup>RMS : Root Mean Square

<sup>6</sup>Analog Ring Sampler

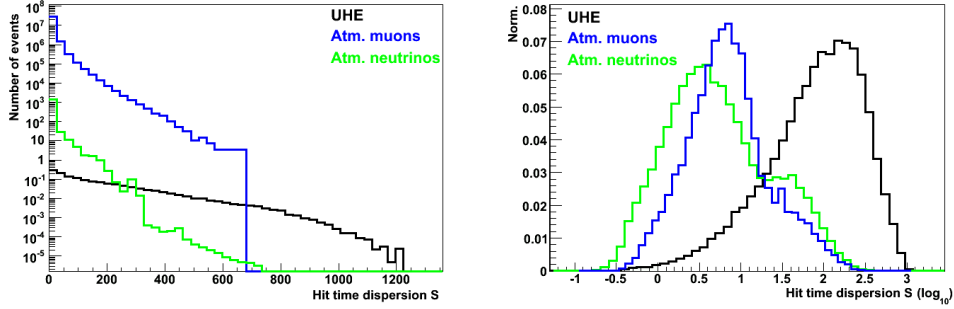


Figure 4.13 – *Gauche* : Dispersion en temps des impulsions  $S$ . *Droite* : Fonctions de densité de probabilité correspondantes (en échelle logarithmique). La bosse apparente sur l’histogramme des neutrinos atmosphériques est la contribution des ultra hautes énergies.

Le temps mort moyen (Figure 4.14) est ici défini comme la valeur moyenne de  $\Delta t = |t_1 - t_2|$  sur l’ensemble des 900 photomultiplicateurs pour toutes les  $N_{double}$  paires d’impulsions de temps  $t_1$  et  $t_2$  sur le même photomultiplicateur. Ainsi définie, cette variable fait également apparaître le temps d’intégration des impulsions par l’électronique (40 ns).

$$\bar{d} = \frac{1}{N_{double}} \sum_{i=1}^{N_{hits}} \sum_{j>i}^{N_{hits}} \delta^{PM_i PM_j} |t_i - t_j| \quad (4.4)$$

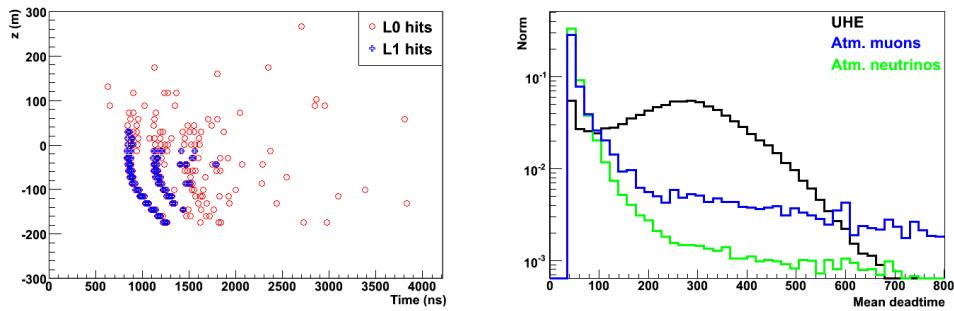


Figure 4.14 – *Gauche* : Altitude en fonction du temps pour un neutrino UHE : les deux fronts d’impulsions marquant le temps mort sont clairement visibles. Ils sont séparés de 250ns. *Droite* : Temps mort moyen tel qu’il est défini dans l’équation 4.4.

## 4.4 Techniques d'analyse

L'ensemble des variables présentées dans la partie précédente peuvent naturellement être utilisées pour des analyses classiques de coupures séquentielles. Cependant, il est possible de les utiliser au sein de techniques multidimensionnelles. Leurs différentes qualités de discrimination sont alors optimisées pour améliorer l'analyse.

La première partie présente un moyen de déterminer la qualité de discrimination des variables à utiliser pour la méthode multidimensionnelle. La seconde partie présente la technique utilisée dans l'analyse des neutrinos de ultra haute énergie : la distance de Mahalanobis.

La technique de séparation, la distance de Mahalanobis ainsi que diverses autres techniques multi-variables testées font partie d'un programme développé spécialement pour l'analyse physique, appelé TMVA<sup>7</sup> [1]. Ce programme contient un ensemble d'outils d'analyse permettant de sélectionner des variables précalculées et d'appliquer de nombreuses méthodes de discriminations. Cet outil est développé principalement au CERN. Cependant, des contributions de nombreux laboratoires mondiaux sont régulièrement insérées dans le programme principal.

### 4.4.1 La séparation $\langle S^2 \rangle$

La séparation  $\langle S^2 \rangle$  est un outil pour évaluer le recouvrement de deux histogrammes, typiquement le bruit de fond et le signal. Pour une variable  $y$ , on peut définir les fonctions de densité de probabilité du signal  $Y_S$  et du bruit de fond  $Y_B$ . La séparation  $\langle S^2 \rangle$  est alors définie par :

$$\langle S^2 \rangle = \frac{1}{2} \int \frac{(Y_S - Y_B)^2}{Y_S + Y_B} dy \quad (4.5)$$

La séparation  $\langle S^2 \rangle$  est nulle pour deux histogrammes identiques et vaut 1 pour deux histogrammes parfaitement disjoints. Cette technique permet ainsi d'évaluer la qualité de discrimination d'une variable.

### 4.4.2 La distance de Mahalanobis ou estimateur de $\chi^2$

La distance de Mahalanobis [46] est une technique d'évaluation de l'appartenance d'un évènement à une classe d'évènements. Les matrices de covariance inverses  $\mathcal{M}_S^{-1}$  et  $\mathcal{M}_B^{-1}$  et les moyennes  $\mu_S$  et  $\mu_B$  sont calculées pour le signal et le bruit de fond sur un coeur d'évènements d'entraînement et pour les  $N_{var}$  variables sélectionnées.

---

<sup>7</sup>Toolkit for Multivariate Analysis

Ces éléments sont alors utilisés pour calculer 2 estimateurs de type  $\chi^2$  sur le lot de données de test. Pour chaque évènement  $i$  est alors calculé :

$$\chi_U^2(i) = \sum_{k,l=1}^{N_{var}} (x_k(i) - \mu_{U,k}) \cdot \mathcal{M}_{U,kl}^{-1} \cdot (x_l(i) - \mu_{U,l}) \quad (4.6)$$

où  $U = S, B$  (signal/bruit de fond). Chaque évènement se voit donc attribué un estimateur signal  $\chi_S^2(i)$  et un estimateur bruit de fond  $\chi_B^2(i)$ . Le discriminant est défini comme le rapport suivant :

$$y_H = \frac{\chi_B^2(i) - \chi_S^2(i)}{\chi_B^2(i) + \chi_S^2(i)} \quad (4.7)$$

La figure 4.15 illustre la distribution de ce discriminant pour un test effectué avec 4 variables gaussiennes sur une classe de signal et une de bruit de fond.

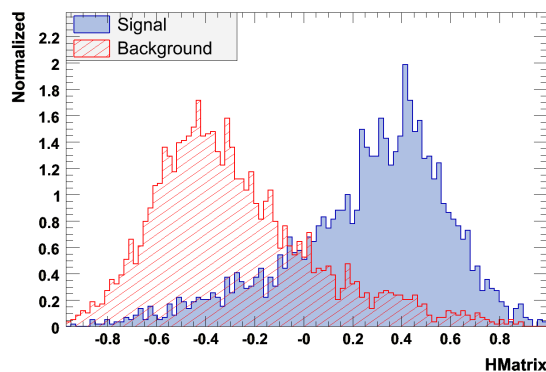


Figure 4.15 – Estimateur  $\chi^2$  pour 4 variables gaussiennes.

## 4.5 Chaîne d'analyse

Après la coupure de sélection  $4-T_2$ , les évènements restants sont de bonne qualité pour une analyse discriminante plus poussée. Les meilleures variables<sup>8</sup> selon le critère de séparation  $\langle S^2 \rangle$  sont utilisées soit en coupures séquentielles, soit au sein de méthodes multidimensionnelles.

### 4.5.1 Cas des neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques, bien que très inférieurs aux muons atmosphériques en terme de flux, n'en restent pas moins un bruit de fond à part

<sup>8</sup>Parmi celles présentées dans la partie §4.3.

entière. A ce titre, ils ne sont pas à négliger. Cependant, les différentes analyses présentées dans cette partie ont toutes été ajustées de manière à optimiser le rejet des muons atmosphériques. Il s'en est toujours suivi un rejet suffisant<sup>9</sup> des neutrinos atmosphériques. Il ne doit ainsi pas paraître au lecteur que ce bruit de fond a été ignoré, mais simplement que celui-ci s'élimine de par les sélections effectuées. Les nombres d'évènements liés aux neutrinos atmosphériques seront présentés en fin d'analyse dans les tableaux récapitulatifs.

#### 4.5.2 Sélection angulaire

Après la coupure de qualité, les évènements restants sont sélectionnés suivant leur angle d'incidence. Deux zones sont ainsi définies (Figure 4.16) : celle des évènements descendants (zone 1) et celle des évènements montants et quasi-horizontaux (zone 2). Cela permet de développer deux branches à l'analyse.

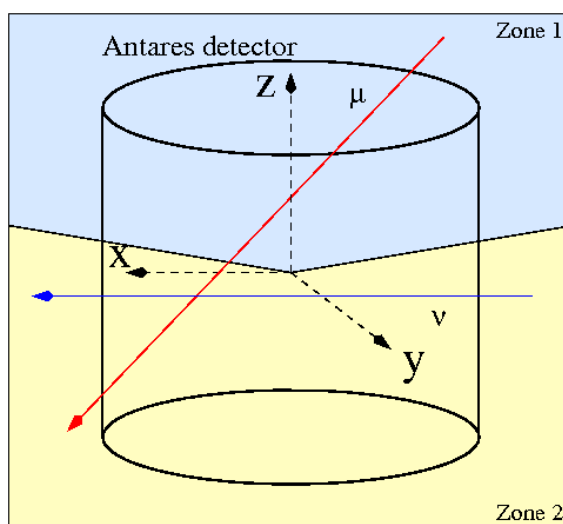


Figure 4.16 – Les 2 zones angulaires.

Les muons atmosphériques sont en très grande majorité descendants ( $\sim 95\%$  au niveau  $4-T_2$ ) alors que les neutrinos de ultra haute énergie sont essentiellement horizontaux ( $\sim 70\%$  au niveau  $4-T_2$ ). Les neutrinos atmosphériques sont quant à eux majoritairement montants ( $83\%$ ).

La sélection en angle est effectuée à l'aide de la trace reconstruite<sup>10</sup>. L'angle entre l'axe  $\mathbf{z}$  des altitudes orienté vers le haut et la trace reconstruite sert

<sup>9</sup>Après les coupures, le nombre d'évènements dus aux neutrinos atmosphériques est négligeable ( $< 10^{-2}$  par an).

<sup>10</sup>Ajustement de la trace selon la technique standard, voir §3.1.3 et [31].

de variable de sélection. Les évènements descendants ont en majorité un angle proche de  $180^\circ$  alors que les évènements horizontaux ont un angle autour de  $90^\circ$ . Le rapport signal sur bruit a été utilisé pour optimiser la sélection. Il est défini par :

$$SNR = \frac{\int S}{\sqrt{\int S + \int B}} \quad (4.8)$$

où  $\int U$  pour  $U = S, B$  est l'intégrale sur la variable considérée entre la coupure et le maximum. Cette technique permet d'optimiser la sélection pour une valeur de  $\theta \simeq 108^\circ$ , soit  $\cos \theta = -0,3$  (Figure 4.17).

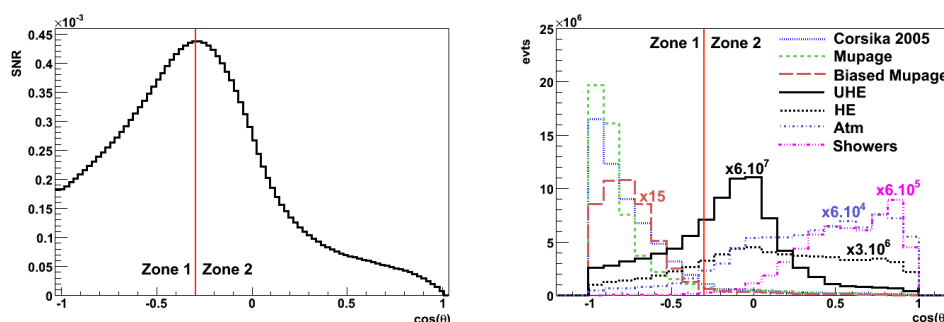


Figure 4.17 – *Gauche* : Rapport signal sur bruit (SNR) pour la sélection des zones angulaires. *Droite* : Cosinus de l'angle zénithal obtenu à l'aide de la trace reconstruite au niveau  $4-T_2$ .

### 4.5.3 Évènements descendants

Les quelques 30% d'évènements de type neutrinos UHE reconstruits descendants sont noyés dans les dizaines de millions de muons atmosphériques<sup>11</sup> présents au niveau  $4-T_2$ . Il est cependant possible d'extraire une partie de ces évènements grâce aux propriétés de luminosité des neutrinos UHE.

Une présélection est effectuée sur la variable  $e_3$  qui est la valeur propre du tenseur d'inertie en rapport avec la direction de la trace :  $\log_{10}(e_3) > 5.3$ . Sur la figure 4.18, la population d'évènements du pic de gauche correspond à des évènements de mauvaise qualité pour lesquels la trace est moins marquée à travers le détecteur. Cela explique la raison pour laquelle cette population d'évènements est proportionnellement moins importante pour les neutrinos de ultra haute énergie. On remarque également que la production MUPAGE

<sup>11</sup>Pour une année.

biaisée en énergie rejoint les productions standards aux hautes valeurs de la variable  $e_3$ , c'est-à-dire pour les événements les plus résistants à la coupure et donc les plus énergétiques.

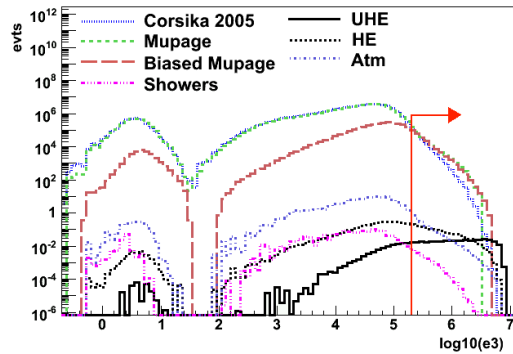


Figure 4.18 – Présélection à l'aide de la variable  $e_3$  dans l'analyse à 12 lignes :  $\log_{10}(e_3) > 5.3$ .

Une sélection finale est alors effectuée sur la dispersion temporelle des impulsions  $S$  :  $\log_{10}(S) > 2.5$  (Figure 4.19). Les productions MUPAGE et CORSIKA sont en léger désaccord aux hautes valeurs de  $S$ . La coupure est choisie de manière à rejeter presque tout le bruit de fond. Seuls quelques événements CORSIKA et quelques neutrinos atmosphériques survivent à la sélection. L'efficacité de sélection des neutrinos de ultra haute énergie est de 23% par rapport au nombre d'événements disponible au niveau  $4-T_2$  et pour ce secteur angulaire.

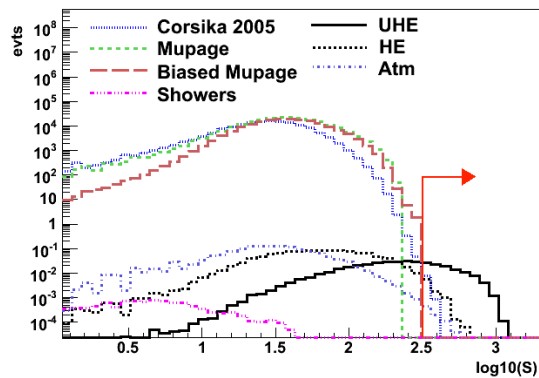


Figure 4.19 – Sélection finale des événements descendants à l'aide de la dispersion temporelle :  $\log_{10}(S) > 2.5$ . On peut remarquer que la production CORSIKA (bleu) est plus résistante à la coupure. Le flux reste cependant très limité.

Les résultats finaux sont résumés dans les tableaux 4.4 et 4.5. Le nombre

d'évènements astrophysiques suivant le flux de neutrinos cosmogéniques [15] est également présenté.

Neutrinos						
Coupure	UHE		HE		Atmo	Gerbes
	WB	Cosmo	WB	Cosmo		
$4-T_2$	1.41	0.40	20.8	0.74	1402	97
$\cos(\theta) < -0.3$	0.47	0.14	4.45	0.20	118	1.4
$\log_{10}(e_3) > 5.3$	0.37	0.11	1.14	0.11	1.5	0.01
$\log_{10}(S) > 2$	0.30	0.05	0.32	0.01	0.06	0
$\log_{10}(S) > 2.5$	<b>0.11</b>	<b>0.04</b>	<b>0.01</b>	<b>0.00</b>	$9 \cdot 10^{-4}$	<b>0</b>

Tableau 4.4 – Nombre d'évènements neutrinos *par an* aux différentes étapes de sélection pour les évènements descendants. Dans le cas des neutrinos astrophysiques, les nombres présentés sont selon le flux de Waxman-Bahcall et selon le flux de neutrinos cosmogéniques. La coupure finale est ici placée de manière à rejeter presque tout le bruit de fond.

Muons atmosphériques			
Coupure	CORSIKA (2005)	MUPAGE (2007)	MUPAGE biaisé (2008)
$4-T_2$	$5.42 \cdot 10^7$	$5.16 \cdot 10^7$	$3.05 \cdot 10^6$
$\cos(\theta) < -0.3$	$5.00 \cdot 10^7$	$4.75 \cdot 10^7$	$2.90 \cdot 10^6$
$\log_{10}(e_3) > 5.3$	146 600	212 800	167 100
$\log_{10}(S) > 2$	1 100	8 700	6 500
$\log_{10}(S) > 2.5$	<b>0.01</b>	<b>0</b>	<b>0</b>

Tableau 4.5 – Nombre d'évènements par an issus des simulations de muons atmosphériques aux différentes étapes de sélection pour les évènements descendants. La production de MUPAGE biaisé est enrichie en statistiques dans les très hautes énergies, mais est incomplète dans les basses énergies, ce qui explique le faible nombre d'évènements au niveau de sélection  $4-T_2$ . Par ailleurs, on constate le désaccord existant entre les deux productions MUPAGE et CORSIKA pour les évènements les plus résistants à la sélection.

#### 4.5.4 Évènements horizontaux et montants

Le secteur angulaire des évènements quasi-horizontaux et montants est l'espace de phase privilégié des neutrinos de ultra haute énergie puisque 70% des évènements de ce type y sont présents. Les muons atmosphériques sont quant à eux fortement réduits, mais les évènements qui résistent sont plus durs à éliminer car leur profil rasant les rend assez semblable au signal neutrino. En effet, seuls les muons très énergétiques sont en mesure de traverser plusieurs dizaines de kilomètres de matière et d'arriver jusqu'au détecteur. Par conséquent, leur multiplicité est inférieure à la multiplicité des muons purement descendants pour lesquels il y a moins de matière pour arrêter les paquets de particules. La multiplicité des muons de ce secteur angulaire est inférieure à 10 pour plus de 75% des évènements. Ces deux caractéristiques réunies, angle rasant et basse multiplicité, sont propres aux neutrinos UHE et vont nécessairement engendrer plus de difficultés à séparer le signal du bruit de fond.

Une présélection (Figure 4.20) est tout d'abord effectuée sur la valeur propre  $e_3$  du tenseur d'inertie (§4.3.5), comme pour les évènements du secteur purement descendant. 75% des neutrinos de ultra haute énergie survivent à cette sélection alors que 99% des muons sont éliminés.

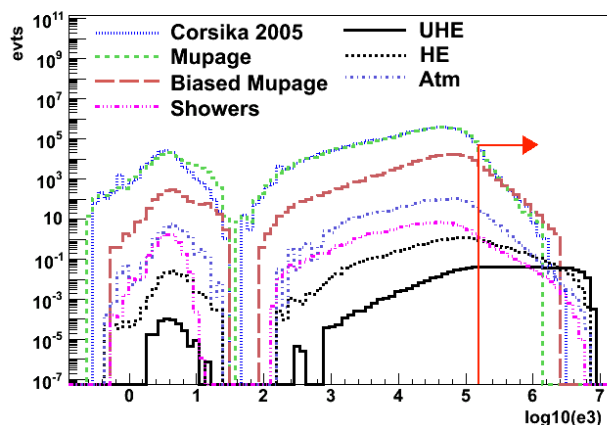


Figure 4.20 – Présélection des évènements quasi-horizontaux sur la valeur propre  $e_3$  du tenseur d'inertie. La coupure est fixée à  $\log_{10}(e_3) > 5.2$ .

La technique de la distance de Mahalanobis [46] est alors appliquée avec les variables suivantes :

- le nombre d'impulsions  $N_{hits}$ ,
- le nombre de photomultiplicateurs touchés  $N_{PMT}$ ,
- la charge totale  $pe_{tot}$ ,

- la valeur propre du tenseur d’inertie  $e_3$ ,
- le nombre de résidus  $N_R$ .

Ces variables ne sont pas utilisées directement dans la méthode; elles sont utilisées sous leur forme logarithmique. Le calcul des moyennes et de la matrice de covariance inverse (voir §4.4.2) est effectué pour deux sélections différentes de neutrinos UHE<sup>12</sup>; la première ( $S_1$ ) est une sélection aléatoire de 20% des évènements restants, la seconde ( $S_2$ ) porte sur les évènements pour lesquels  $E > 10^9$  GeV. Cela permet ainsi d’avoir une analyse standard et une deuxième analyse plus poussée sur les ultra hautes énergies.

Les moyennes et la matrice pour le bruit de fond sont quant à elles calculées sur un échantillon aléatoire de 20% des muons atmosphériques MUPAGE biaisés en énergie et disponibles à ce niveau de sélection.

La méthode multidimensionnelle est alors appliquée sur l’ensemble des évènements disponibles, y compris ceux utilisés pour le calcul des moyennes et des matrices<sup>13</sup>. L’optimum de la sélection sur l’estimateur multidimensionnel  $y_H$  est obtenu avec la méthode du *Model Rejection Factor*, ou MRF, décrite au paragraphe §4.5.5.

Les figures 4.21 et 4.22 présentent les différents histogrammes pour l’analyse  $S_1$  avec le flux de Waxman-Bahcall comme facteur de pondération des neutrinos astrophysiques. Plusieurs histogrammes d’analyse sont par ailleurs présentés dans l’annexe III.

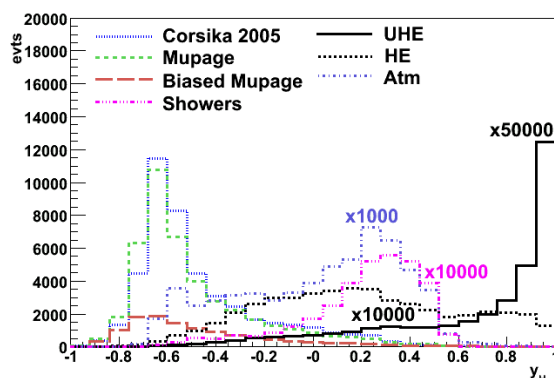


Figure 4.21 – Résultats de l’analyse multidimensionnelle dans le cas où l’entraînement de la méthode est optimisé sur des échantillons aléatoires de 20% de neutrinos UHE et de MUPAGE biaisés (Sélection  $S_1$ ) : estimateur  $y_H$  pour les différentes simulations.

<sup>12</sup>Sélections portant sur les évènements disponibles à ce niveau de sélection.

<sup>13</sup>La réutilisation des évènements d’entraînement n’a aucun impact sur les résultats obtenus.

Les muons atmosphériques les plus résistants sont logiquement les MUPAGE biaisés car ils sont enrichis en statistiques dans les hautes énergies. Les productions MUPAGE classique et CORSIKA 2005 sont plus aisément supprimées tout comme les neutrinos atmosphériques. L'efficacité de sélection des neutrinos de ultra haute énergie est de 31% par rapport au nombre d'évènements UHE présents au niveau  $4-T_2$  pour la sélection  $S_1$ . Pour la sélection  $S_2$ , elle atteint 35%.

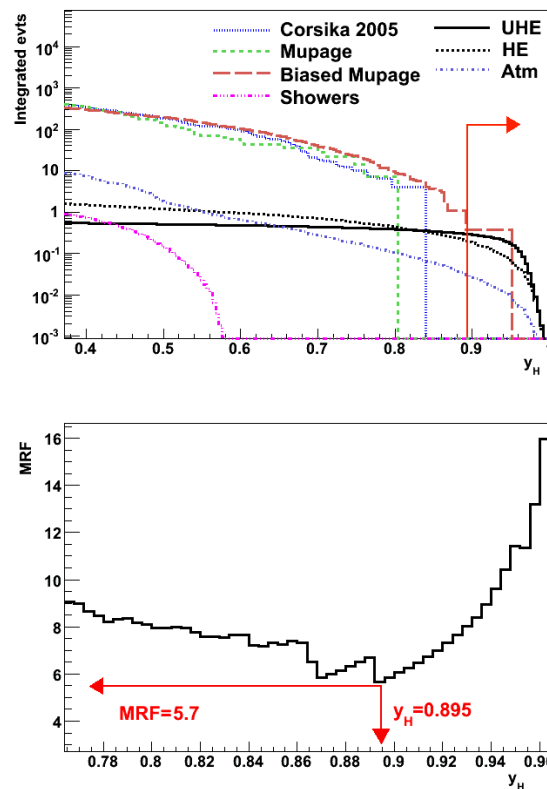


Figure 4.22 – Résultats de l'analyse multidimensionnelle dans le cas où l'entraînement de la méthode est optimisé sur des échantillons aléatoires de 20% de neutrinos UHE et de MUPAGE biaisés (Sélection  $S_1$ ). *En haut* : Histogrammes intégrés de  $y_H$ . *En bas* : Au minimum du MRF ( $y_H=0.895$ ) correspond l'optimum de la coupure.

On peut constater sur la figure 4.23 que plus l'énergie du neutrino initial est importante, plus l'estimateur multidimensionnel est grand, ce qui constitue un résultat logique.

Une analyse dévolue aux neutrinos astrophysiques cosmogéniques a également été effectuée : les différentes coupures de présélection et sur l'estima-

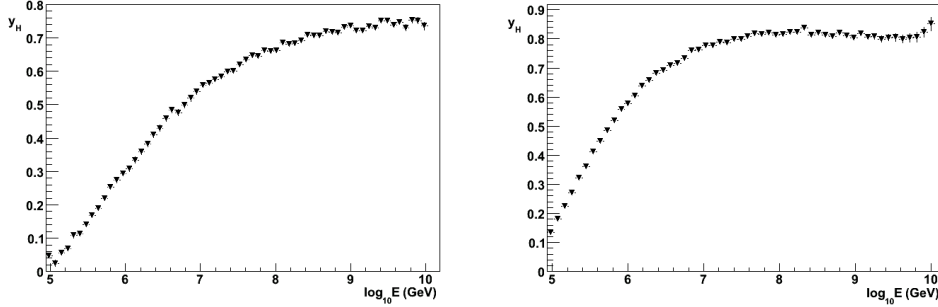


Figure 4.23 – Estimateur multidimensionnel en fonction de l'énergie du neutrino primaire (gauche) et en fonction du muon issu du neutrino (droite). Les évènements les plus énergétiques ont logiquement une valeur de  $y_H$  plus importante.

teur multidimensionnel ont été recalculées, mais restent cependant identiques. Cela s'explique par la forme du spectre des neutrinos cosmogéniques qui comporte un maximum de 100 PeV jusqu'au-delà de 10 EeV (Figure 4.26). Les évènements passant les sélections ont aussi un profil de ultra haute énergie et il est normal que les sélections effectuées soient stables. Les tableaux 4.6 et 4.7 récapitulent les résultats des différentes sélections appliquées aux évènements de ce secteur angulaire.

Neutrinos						
Coupure	UHE		HE		Atmo	Gerbes
	WB	Cosmo	WB	Cosmo		
$4-T_2$	1.41	0.40	20.8	0.74	1402	97
$\cos(\theta) > -0.3$	0.94	0.26	16.4	0.54	1285	95.6
$\log_{10}(e_3) > 5.2$	0.70	0.20	4.7	0.31	61	3.4
$S_1 : y_H > 0.895$	<b>0.29</b>	<b>0.09</b>	<b>0.19</b>	<b>0.03</b>	<b>0.03</b>	<b>0</b>
$S_2 : y_H > 0.820$	<b>0.33</b>	<b>0.10</b>	<b>0.22</b>	<b>0.04</b>	<b>0.03</b>	<b>0</b>

Tableau 4.6 – Nombre d'évènements neutrinos par an aux différentes étapes de sélection pour les évènements quasi-horizontaux. Pour le signal astrophysique sont présentés le nombre d'évènements selon le flux de Waxman-Bahcall et selon le flux de neutrinos cosmogéniques.

Muons atmosphériques			
Coupure	CORSIKA (2005)	MUPAGE (2007)	MUPAGE biaisé (2008)
$4-T_2$	$5.42 \cdot 10^7$	$5.16 \cdot 10^7$	$3.05 \cdot 10^6$
$\cos(\theta) > -0.3$	$4.17 \cdot 10^6$	$4.12 \cdot 10^6$	162 000
$\log_{10}(e_3) > 5.2$	41 300	39 200	11 000
$S_1 : y_H > 0.895$	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0.37</b>
$S_2 : y_H > 0.820$	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0.74</b>

Tableau 4.7 – Nombre d'évènements dus aux muons atmosphériques par an aux différentes étapes de sélection pour les évènements quasi-horizontaux. La production de MUPAGE biaisé est incomplète dans les basses énergies, ce qui explique le plus faible nombre d'évènements à  $4-T_2$ . Elle est cependant la seule à résister aux coupures de sélection, en particulier  $y_H$ .

#### 4.5.5 Sensibilité et surface effective

##### 4.5.5.1 Le *Model Rejection Factor*

La sensibilité est calculée avec la méthode du *Model Rejection Factor* ou MRF, décrite dans [32] et [62]. La limite supérieure d'un flux diffus,  $\Phi(E)$ , pour le niveau de confiance CL, dépend du nombre d'évènements observés  $n_{obs}$ , du bruit de fond attendu  $n_{bg}$  et du signal attendu  $n_s$  suivant le rapport :

$$\Phi(E)_{CL} = \Phi(E) \frac{\mu_{CL}(n_{obs}, n_{bg})}{n_s} \quad (4.9)$$

où  $\mu_{CL}(n_{obs}, n_{bg})$  est la limite supérieure de Feldman-Cousins [25] pour un niveau de confiance CL. Ce rapport dépend du nombre d'évènements observés, mais il est possible de définir une limite supérieure moyenne  $\bar{\mu}_{CL}(n_{bg})$  indépendante de ce nombre :

$$\bar{\mu}_{CL}(n_{bg}) = \sum_{n_{obs}=0}^{\infty} \mu_{CL}(n_{obs}, n_{bg}) \frac{(n_{bg}^{n_{obs}}) e^{-n_{bg}}}{n_{obs}!} \quad (4.10)$$

Cette limite moyenne supérieure ne dépend plus que du bruit de fond attendu, qui est obtenu par étude Monte-Carlo. La sensibilité à 90% de niveau de confiance est ainsi définie par :

$$\bar{\Phi}(E)_{90\%} = \Phi(E) \cdot \text{MRF} = \Phi(E) \cdot \frac{\bar{\mu}_{90\%}(n_{bg})}{n_s} \quad (4.11)$$

où  $\text{MRF} = \bar{\mu}_{90\%}(n_{bg})/n_s$  est le *Model Rejection Factor*. Le MRF représente donc le facteur à appliquer au flux considéré pour que ce dernier soit observ-

able par le détecteur sur lequel l'analyse a été faite. Son calcul pour chaque valeur d'une coupure sur une variable donnée permet ainsi l'optimisation de la sélection par minimisation. Dans notre étude, cette technique a été utilisée pour déterminer la coupure optimale sur l'estimateur  $y_H$  pour les événements du secteur des événements quasi-horizontaux et montants (§4.21).

#### 4.5.5.2 Estimation de la sensibilité pour ANTARES

Pour obtenir l'estimation de la sensibilité, il faut combiner les résultats obtenus par l'analyse des événements descendants et par celle des événements quasi-horizontaux. Le tableau 4.8 reprend les résultats obtenus dans les paragraphes précédents, donnent les valeurs du *MRF*, les sensibilités estimées ainsi que les intervalles en énergie dans lesquels se trouvent 90% des événements.

Le fond est ici l'addition du bruit de fond des neutrinos atmosphériques et de la production de muons atmosphériques la plus résistante (CORSIKA dans le cas des événements descendants et MUPAGE biaisé dans le cas des événements quasi-horizontaux).

Sélection	$S_1$		$S_2$	
	WB	Cosmo	WB	Cosmo
Signal	0.60	0.16	0.67	0.18
Fond	0.41		0.78	
MRF	4.6	17.4	4.6	17.2
Sensibilité (GeV.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> .sr <sup>-1</sup> )	$1.04 \cdot 10^{-7}$	-	$1.04 \cdot 10^{-7}$	-
Intervalle à 90% (GeV)	$1.3 \cdot 10^6$ $-9.1 \cdot 10^8$	$2.9 \cdot 10^6$ $-2.7 \cdot 10^9$	$1.3 \cdot 10^6$ $-9.1 \cdot 10^8$	$2.9 \cdot 10^6$ $-2.8 \cdot 10^9$

Tableau 4.8 – Synthèse des résultats de l'analyse à 12 lignes.

L'énergie des neutrinos ayant passé les sélections est représentée sur les figures 4.24 et 4.25. La sélection  $S_2$  n'apporte pas de gain significatif à la sélection d'événements de ultra haute énergie. Les sensibilités estimées selon les flux de Waxman-Bahcall et de neutrinos cosmogéniques sont représentées sur la figure 4.26.

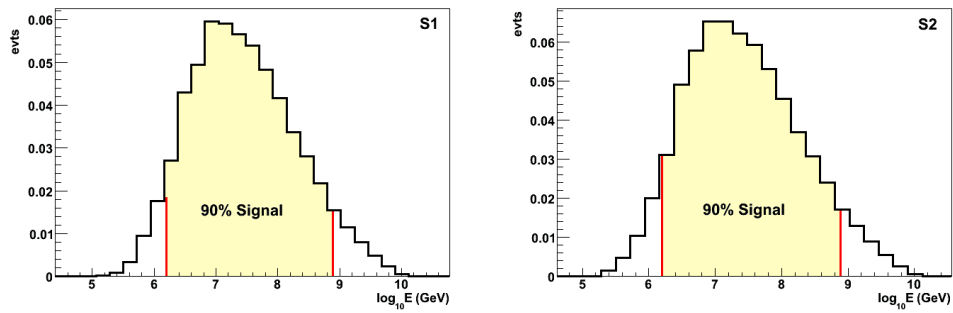


Figure 4.24 – Énergie des neutrinos sélectionnés par la chaîne d’analyse selon le flux de Waxman-Bahcall [61],[60]. *A gauche* : Avec la sélection  $S_1$ . *A droite* : Avec la sélection  $S_2$ .

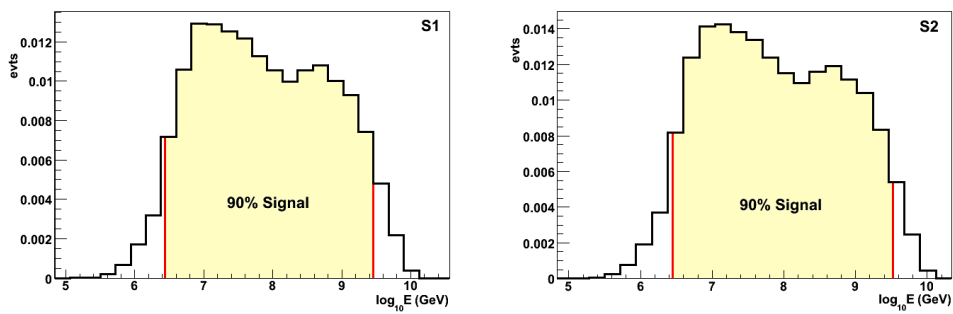


Figure 4.25 – Énergie des neutrinos sélectionnés par la chaîne d’analyse selon le flux de neutrinos cosmogéniques [15]. *A gauche* : Avec la sélection  $S_1$ . *A droite* : Avec la sélection  $S_2$ .

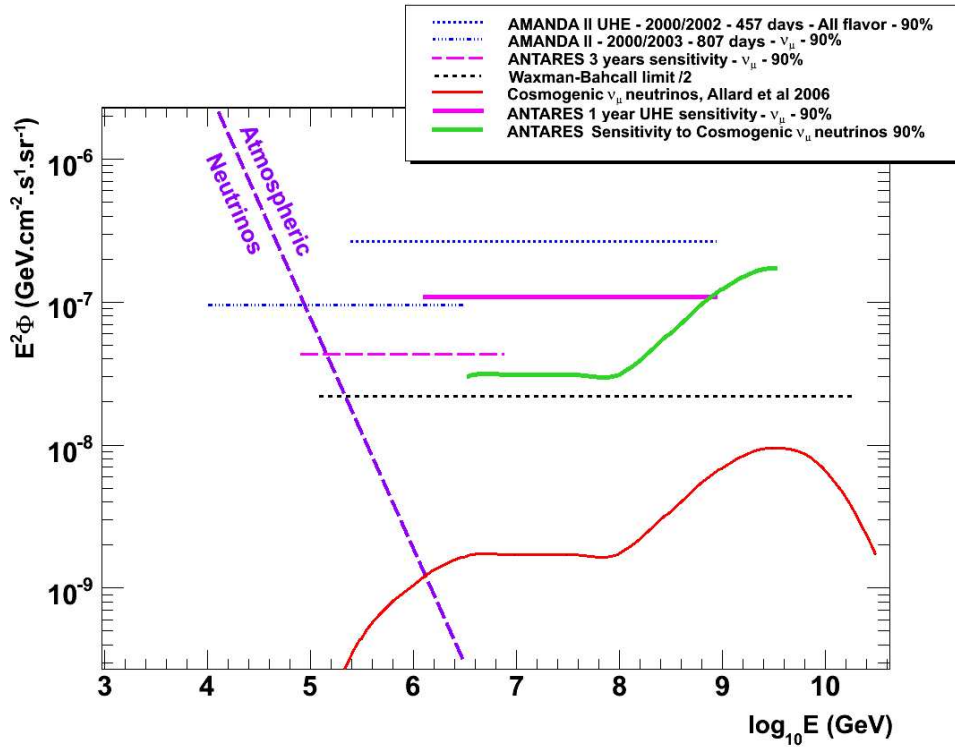


Figure 4.26 – Sensibilités du détecteur ANTARES dans l’hypothèse d’un détecteur parfait à 12 lignes sur une année pour un bruit de fond de 100 kHz : le trait épais rose correspond à la sensibilité au flux de Waxman-Bahcall ; le trait épais vert correspond à la sensibilité aux neutrinos cosmogéniques. Sont également représentées les sensibilités de AMANDA aux neutrinos  $\nu_\mu$  d’énergie inférieure et aux neutrinos UHE de toute saveurs, la sensibilité d’ANTARES aux neutrinos classiques, la limite de Waxman-Bahcall [60],[61] et le flux supposé de neutrinos cosmogéniques [15].

### 4.5.5.3 Surface effective

La figure 4.27 représente la surface effective à ultra haute énergie. Celle-ci a été calculée avec les évènements ayant passé les 2 chaînes d'analyse et pour les deux sélections d'évènements d'entraînement de la méthode multidimensionnelle. Dans le cas où la méthode multidimensionnelle a été entraînée avec le lot d'évènements  $S_1$ , la surface effective atteint  $1500 \text{ m}^2$  à  $5 \cdot 10^9 \text{ GeV}$ , puis semble saturer au-delà. Un entraînement optimisé aux ultra hautes énergies permet d'augmenter un peu cette valeur. La surface effective atteint alors  $1700 \text{ m}^2$  à  $5 \cdot 10^9 \text{ GeV}$ .

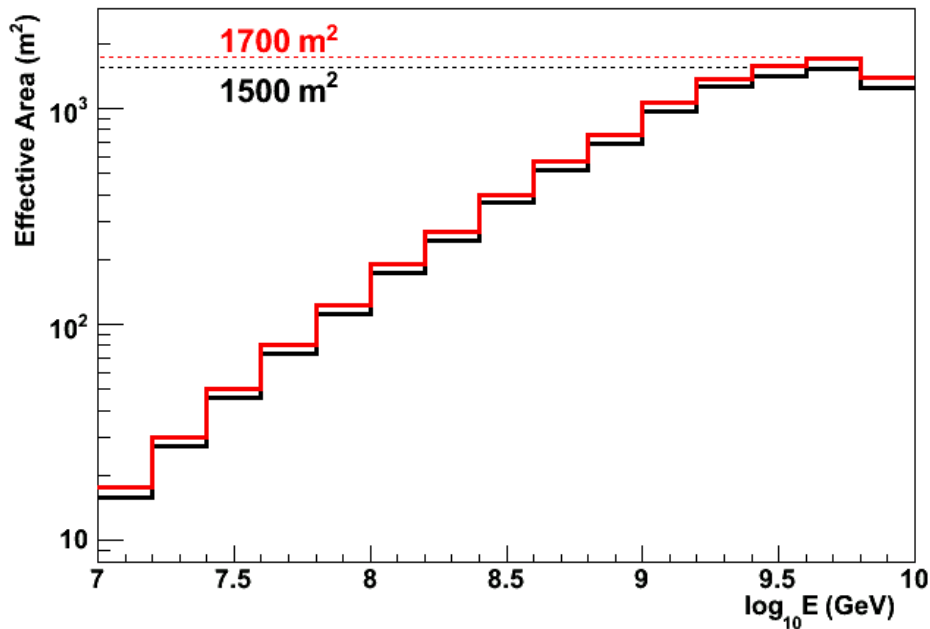


Figure 4.27 – Surface effective d'un détecteur parfait à 12 lignes pour les deux sélections d'entraînements  $S_1$  et  $S_2$ .

## 4.6 Étude des systématiques

L'estimation de la sensibilité du détecteur ANTARES aux neutrinos de ultra haute énergie a été effectuée avec des simulations pour lesquelles un certain nombre d'hypothèses ont été faites<sup>14</sup>. Cette partie présente l'impact sur la sensibilité d'un certain nombre de variations apportées à l'analyse.

<sup>14</sup>Pour plus de détails, se référer au paragraphe §4.1.

#### 4.6.1 Effet de l'aveuglement des photomultiplicateurs

Lors d'un évènement de ultra haute énergie, une immense quantité de lumière est libérée au sein du détecteur, ce qui conduit à une importante saturation des photomultiplicateurs. Cet effet est à l'origine d'un temps mort moyen très important (voir §4.3.9). L'amplitude maximum des impulsions a été limitée à 20 photo-électrons dans cette étude Monte-Carlo car l'acquisition des données dans ANTARES dispose d'une plage dynamique de cet ordre. On peut néanmoins utiliser la valeur non saturée des amplitudes des impulsions pour effectuer des simulations du comportement des photomultiplicateurs, en particulier un éventuel aveuglement dû à la chute de la haute tension engendrée par un fort courant.

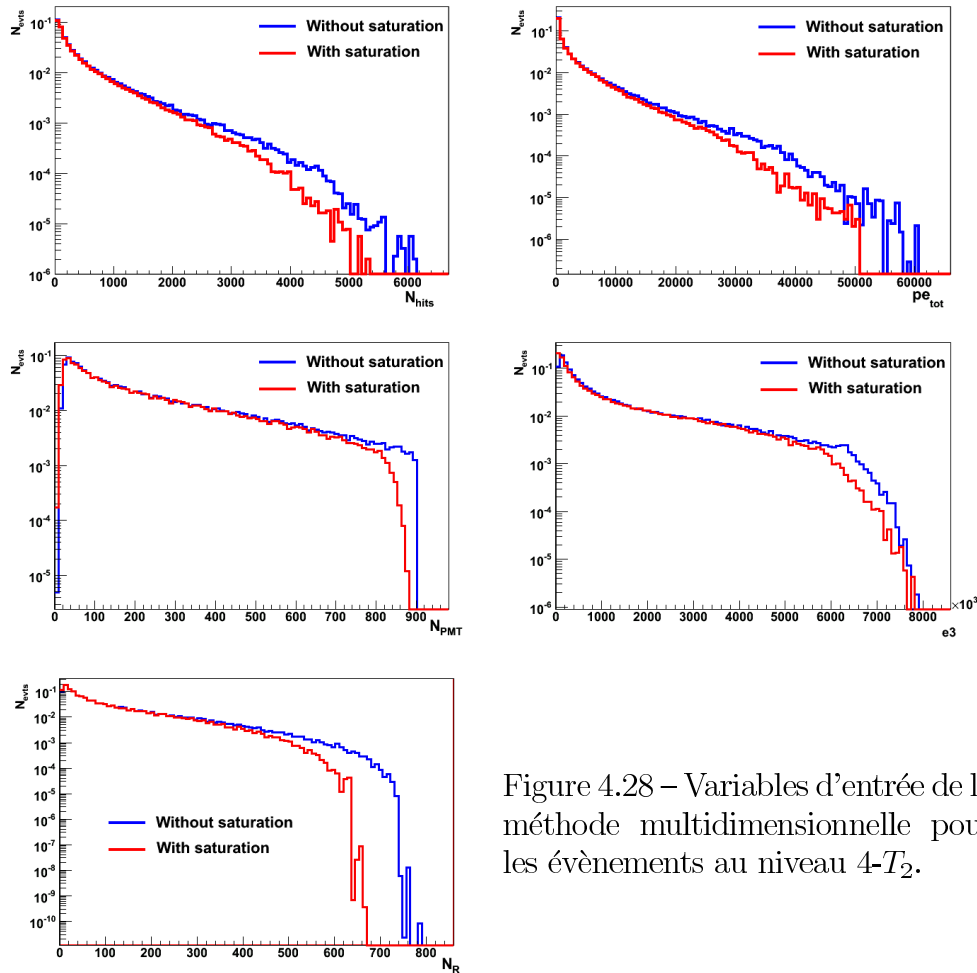


Figure 4.28 – Variables d'entrée de la méthode multidimensionnelle pour les évènements au niveau  $4-T_2$ .

La procédure d'aveuglement a consisté à éteindre, de manière logicielle, tout photomultiplicateur ayant cumulé plus de 2000 photo-électrons lors d'un

événement. Ce phénomène d’aveuglement des photomultiplicateurs n’est apparent qu’avec les simulations de neutrinos de ultra haute énergie, pour la raison que les autres processus physiques, et notamment les muons atmosphériques, ne produisent pas assez de lumière au sein du détecteur pour que l’effet soit perceptible.

Le calcul des variables et l’analyse se fait alors avec les impulsions saturées à 20 photo-électrons, mais avec certains photomultiplicateurs *éteints*. On constate sur la figure 4.28 que toutes les variables d’entrée de la méthode multidimensionnelle utilisée pour l’analyse sont atteintes par l’aveuglement des photomultiplicateurs. Cela concerne une fraction relativement limitée des événements, mais il s’agit des événements les plus énergétiques, c’est-à-dire ceux qui sont les plus susceptibles de survivre aux coupures de sélection.

Une analyse similaire à celle présentée dans le paragraphe §4.5 a été effectuée et a montré que la perte de sensibilité est de l’ordre de 20%. La sensibilité du détecteur dans les conditions d’aveuglement est ainsi de  $1.3 \cdot 10^{-7} \text{ GeV.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  avec 90% des événements entre  $1.35 \cdot 10^6 \text{ GeV}$  et  $8.7 \cdot 10^8 \text{ GeV}$ .

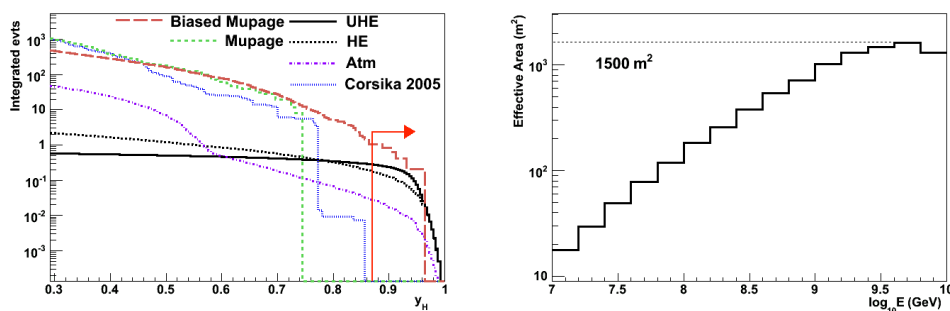


Figure 4.29 – *Gauche* : Histogrammes intégrés de l’estimateur multidimensionnel dans l’étude de l’aveuglement des photomultiplicateurs. L’optimum de la sélection est pour  $y_H = 0.87$ . La production MUPAGE biaisée est plus difficile à supprimer que dans l’analyse standard (Figure 4.21), ce qui est normal compte tenu de l’effet de l’aveuglement des photomultiplicateurs sur les variables d’entrée. *Droite* : Surface effective à ultra haute énergie avec entraînement de la méthode multidimensionnelle de type  $S_1$ . Celle-ci décroît de 10% environ au point maximum.

#### 4.6.2 Variation sur la saturation électronique

Lors des simulations, la saturation électronique a été fixée à 20 photo-électrons, correspondant ainsi à la valeur nominale de saturation de l’électron-

ique utilisée. La prise de données a cependant montré que certains modules optiques avaient une saturation à 14 photo-électrons. Ce paragraphe revient sur l'effet sur les simulations effectuées d'une saturation abaissée.

La figure 4.30 montre deux histogrammes obtenus sur les neutrinos UHE. Ces derniers sont les plus susceptibles de ressentir la baisse de la saturation du fait de leur haute luminosité. La charge totale  $pe_{tot}$  est bien inférieure pour une saturation fixée à 14 photo-électrons, ce qui est conforme aux attentes. Les autres variables utilisées pour l'analyse se comportent comme le nombre d'impulsions : aucune différence n'est perceptible, ce qui tient au fait que ces variables dépendent plus indirectement de l'amplitude.

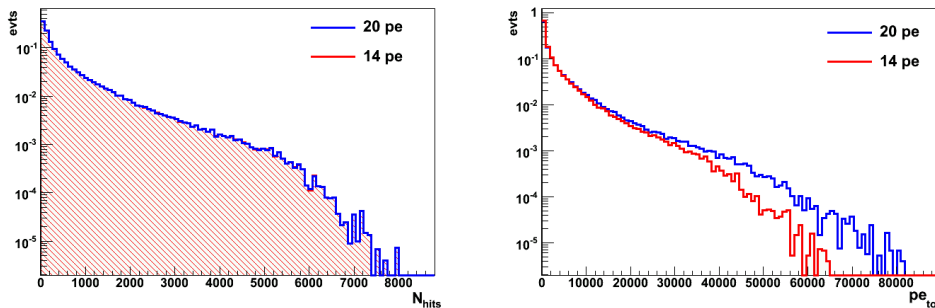


Figure 4.30 – Différence entre une saturation à 14 photo-électrons (rouge) et à 20 photo-électrons (bleu) sur le nombre d'impulsions  $N_{hits}$  et sur la charge totale  $pe_{tot}$ .

La légère baisse de la charge totale n'est pas suffisante pour affecter l'analyse des neutrinos de ultra haute énergie et la sensibilité est stable à  $1.08 \cdot 10^{-7}$  GeV.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.sr<sup>-1</sup> avec 90% des événements entre  $1.2 \cdot 10^6$  GeV et  $8.7 \cdot 10^8$  GeV. La surface effective est également stable à 1500 m<sup>2</sup> avec la sélection  $S_1$  d'événements d'entraînement de la méthode multidimensionnelle.

Une étude similaire a été effectuée consistant cette fois-ci à augmenter artificiellement la plage dynamique des modules optiques jusqu'à 30 photo-électrons. La figure 4.31 représente la charge totale. Celle-ci est naturellement supérieure pour une saturation électronique fixée à 30 photo-électrons. Cependant, l'effet sur les résultats est à nouveau négligeable car les autres variables d'analyses ne sont que très peu affectées par l'augmentation de la saturation. La sensibilité et la surface effective sont ainsi stables.

### 4.6.3 Effet des canaux morts

L'analyse principale présentée dans ce chapitre a été effectuée sur un détecteur dans lequel tous les photomultiplicateurs sont actifs, ce qui n'est

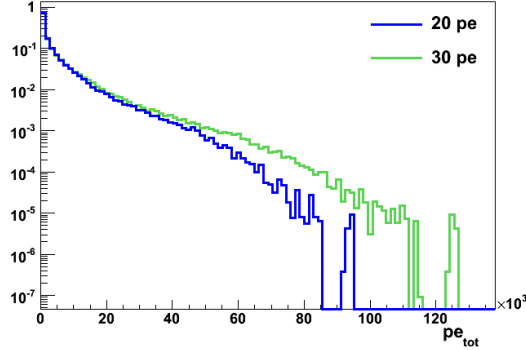


Figure 4.31 – Différence entre une saturation à 20 photoélectrons (bleu) et à 30 photoélectrons (vert) sur la charge totale  $pe_{tot}$ .

pas le cas dans la réalité. Le tableau 4.9 présente les effets sur la sensibilité d'un détecteur contenant une proportion de photomultiplicateurs morts de 10, 20, 30 et 40%. Les nombres présentés ont été calculés avec la même chaîne d'analyse. Les sélections ont toutefois été optimisées et la méthode multidimensionnelle a été entraînée avec la sélection d'évènements  $S_1$ .

La sensibilité est stable pour 10% de photomultiplicateurs inactifs, puis elle se dégrade légèrement à 20%. La décroissance est alors plus franche à respectivement 30 et 40% de photomultiplicateurs inactifs. La figure 4.32 présente les différents histogrammes intégrés de la méthode multidimensionnelle pour les évènements quasi-horizontaux et les surfaces effectives relatives. On peut constater une relative stabilité de la surface effective aux neutrinos de ultra haute énergie, aux alentours de  $1600 \text{ m}^2$ , signifiant que le détecteur ANTARES comporte suffisamment de photomultiplicateurs pour voir du signal UHE, mais que cela entraîne un rejet du bruit de fond moins efficace.

	10%	20%	30%	40%
Sensibilité ( $\text{GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ )	$1.07 \cdot 10^{-7}$	$1.16 \cdot 10^{-7}$	$1.30 \cdot 10^{-7}$	$1.54 \cdot 10^{-7}$
Intervalle 90% (GeV)	$5 \cdot 10^5$ $-6.3 \cdot 10^8$	$7.9 \cdot 10^5$ $-7.1 \cdot 10^8$	$1.0 \cdot 10^6$ $-9.1 \cdot 10^8$	$1.0 \cdot 10^6$ $-9.0 \cdot 10^8$

Tableau 4.9 – Effet des photomultiplicateurs morts. Ces derniers ont été sélectionnés de manière aléatoire parmi les 900 que compte le détecteur ANTARES.

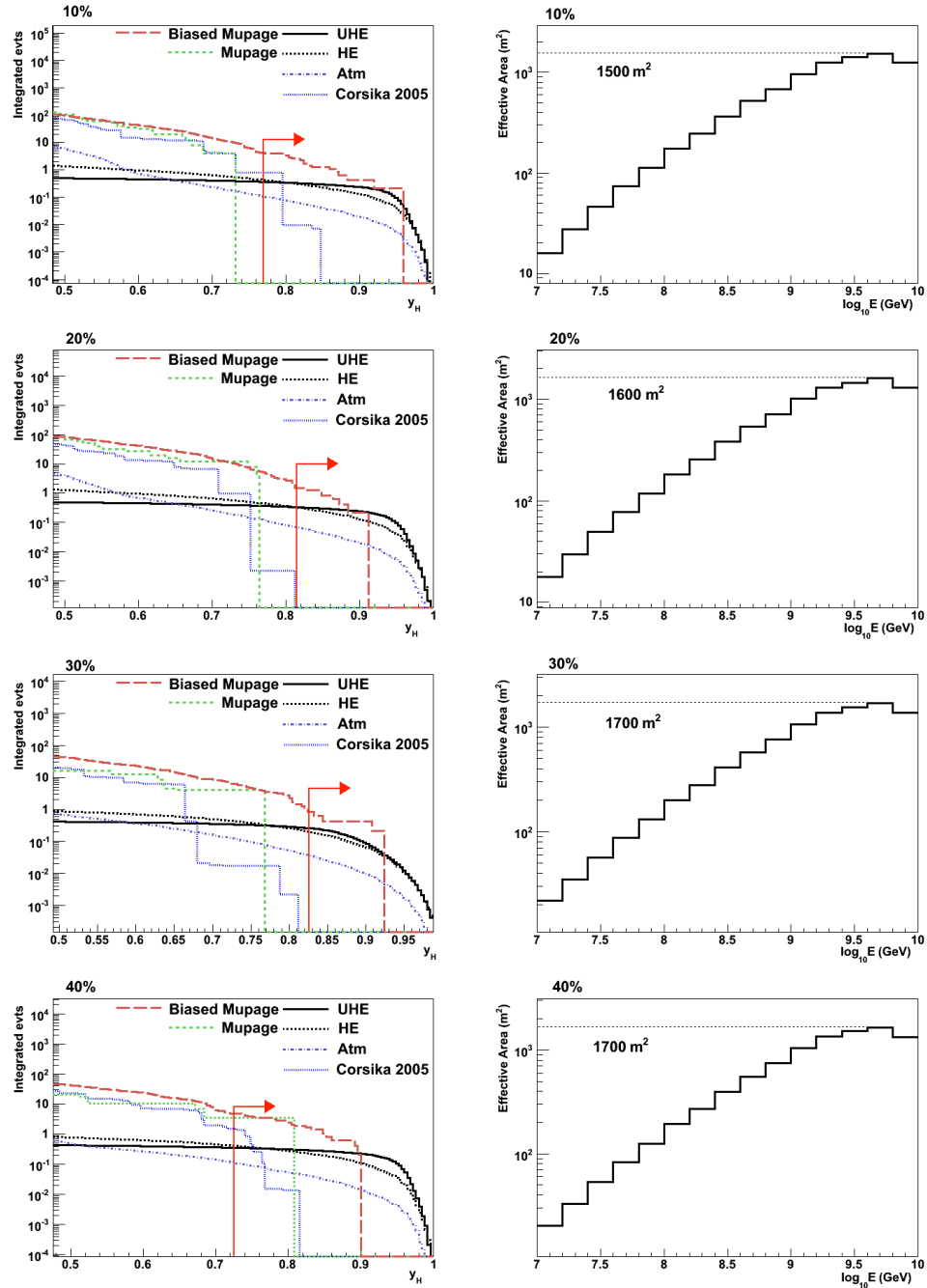


Figure 4.32 – Histogrammes intégrés de l'estimateur multidimensionnel et surface effective à ultra haute énergie avec entraînement de la méthode multidimensionnelle de type  $S_1$  (pour 10, 20, 30 et 40%).

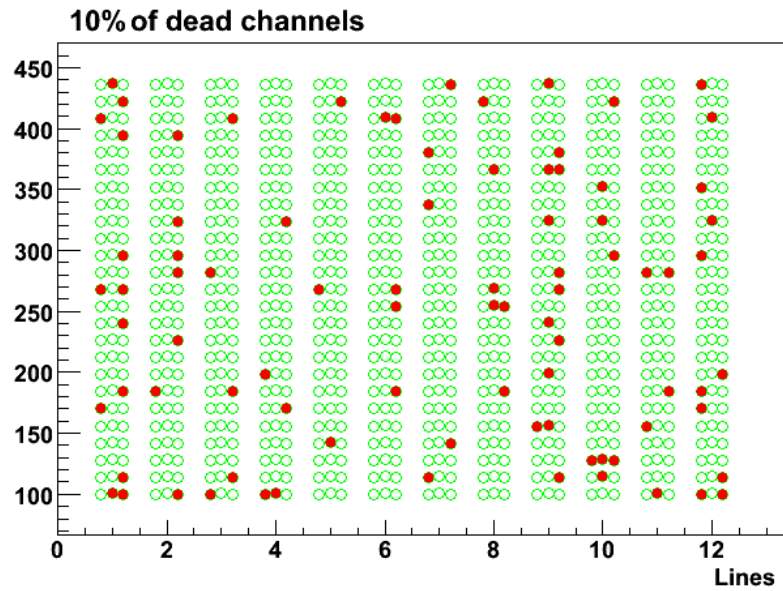


Figure 4.33 – Représentation de 10% des canaux morts dans le détecteur : les verts sont opérationnels ; les rouges sont éteints.

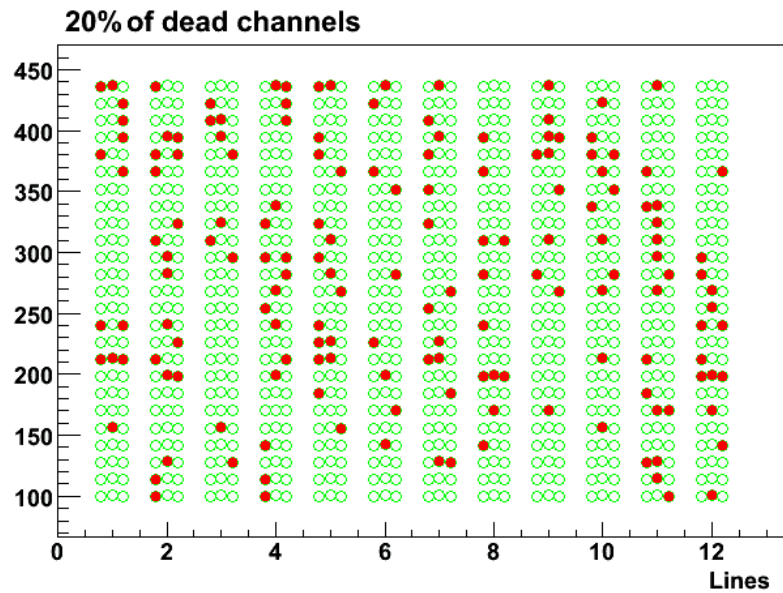


Figure 4.34 – Représentation de 20% des canaux morts dans le détecteur : les verts sont opérationnels ; les rouges sont éteints.

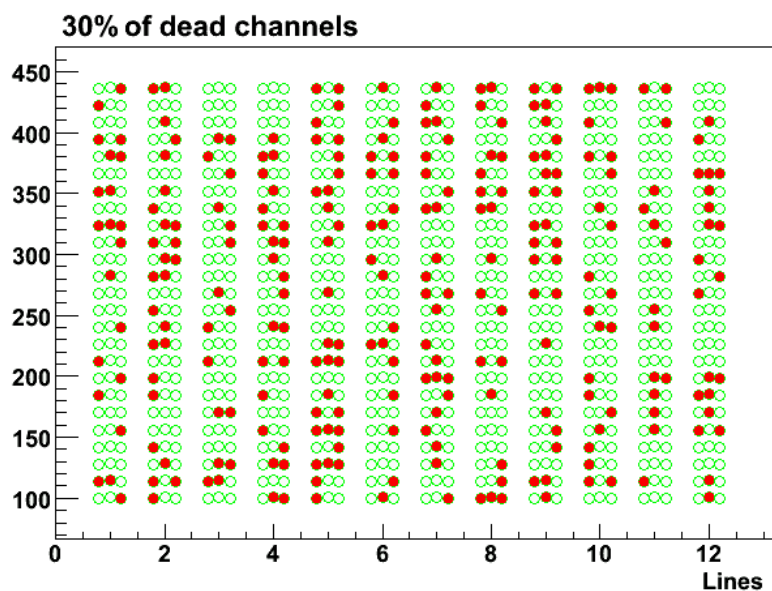


Figure 4.35 – Représentation de 30% des canaux morts dans le détecteur : les verts sont opérationnels ; les rouges sont éteints.

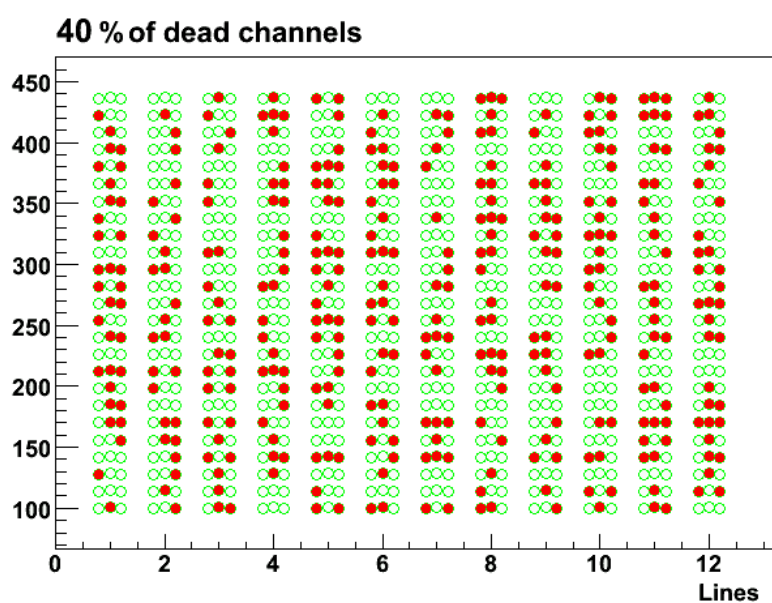


Figure 4.36 – Représentation de 40% des canaux morts dans le détecteur : les verts sont opérationnels ; les rouges sont éteints.



## CHAPITRE 5

### ÉTUDE DES DONNÉES À 5 LIGNES ET À 10 LIGNES - PREMIÈRE ESTIMATION D'UNE LIMITE SUPÉRIEURE DE FLUX DE NEUTRINOS DE ULTRA HAUTE ÉNERGIE

Le détecteur ANTARES est complet depuis le mois de juin 2008. Sa construction a été réalisée par étapes successives. Ainsi, les données à 5 et 10 lignes, récoltées en 2007 et 2008, ont permis une meilleure compréhension des conditions environnementales et de premières études physiques ont pu être réalisées.

La première partie de ce chapitre détaille les caractéristiques des données. La seconde partie présente les comparaisons entre les simulations Monte-Carlo et les données. Enfin, les troisième et quatrième parties exposent les analyses UHE effectuées sur les données à 5 et 10 lignes. De premières estimations de la limite supérieure de flux de neutrinos de ultra haute énergie sont données.

#### 5.1 Les données utilisées

De janvier à décembre 2007, le détecteur était composé de 5 lignes, ce qui a permis d'enregistrer suffisamment de données pour effectuer de premières analyses. A partir du mois de décembre 2007, le détecteur était constitué de 10 lignes. Cette partie détaille les propriétés des données utilisées.

##### 5.1.1 Retour sur la classification des données

Les données brutes sont appelées données *basic*. Elles sont ensuite classées suivant leur qualité en catégorie *Cu* pour cuivre, *Ag* pour argent ou *Au* pour or. Cette classification est inclusive : les données *Au* sont comprises dans les données *Ag*, elles-mêmes comprises dans les données *Cu*. Toutes ces catégories ont en commun de demander une ligne de base du taux de comptage inférieure à 120 kHz. La distinction se fait alors à l'aide du taux de comptage mesuré lors de la prise de données :

- si le taux de comptage est supérieur au taux de la ligne de base multiplié par 1.2 pendant moins de 20% du temps, les données sont optimales et classées *Au* ;
- si le taux de comptage est supérieur au taux de la ligne de base multiplié par 1.2 pendant moins de 40% du temps, les données sont alors classées *Ag* ;

- enfin, aucune sélection autre que la ligne de base inférieure à 120 kHz n'est demandée pour les données *Cu*.

Lorsque les conditions sous-marines sont calmes (peu de bioluminescence, courant marin faible), seuls quelques pics d'activité biologique viennent perturber la ligne de base. Ainsi, le taux de comptage est la plupart du temps relativement faible, ce qui favorise la prise de données physiques. Cependant, lors d'une activité biologique élevée, le taux de comptage est important et la qualité de la prise de données physiques est altérée (Figure 2.14).

### 5.1.2 Les données à 5 lignes

Les données à 5 lignes ont été récoltés du 27 janvier au 4 décembre 2007, soit un peu plus de 10 mois et sont de qualité *Au*, la meilleure qualité disponible (*golden runs*). La durée effective est de 127.6 jours, pour environ 11 millions d'évènements ayant déclenché le système d'acquisition (Figure 5.1). Le nombre d'évènements au niveau 4- $T_2$  (§4.2.2) est d'environ 5 millions, suite à un réajustement de 20% à la hausse dû à un problème du système d'acquisition [38].

Pour ces 5 lignes, 20% de ces données (24.6 jours) ont été sélectionnées uniformément et ont servi à réajuster les simulations Monte-Carlo (§4.2.3). Les 80% restants (103.0 jours) ont été utilisées pour développer une analyse UHE.

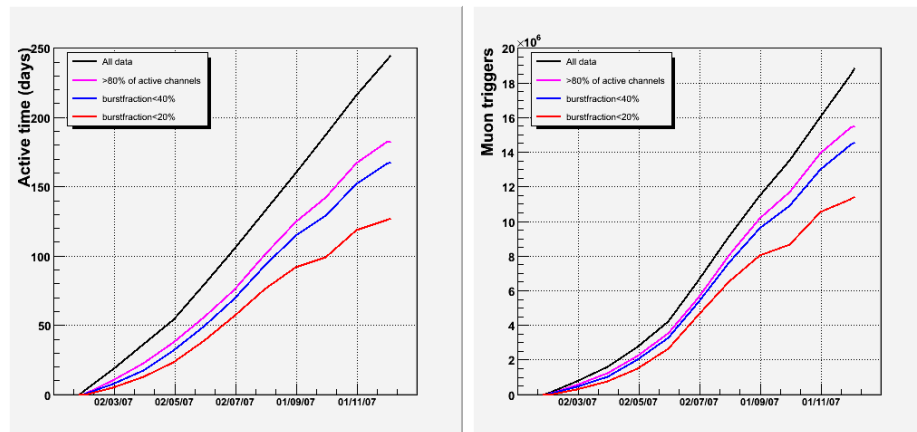


Figure 5.1 – *Gauche* : Durée effective des données à 5 lignes. Les données optimales (en rouge) correspondent à 127.6 jours au 4 décembre 2007, représentant à la moitié des données disponibles à cette date (en noir). La courbe bleue correspond aux données *Ag*, celle en violet correspond aux données pour lesquelles 80% des canaux d'acquisition sont actifs. *Droite* : Nombre d'évènements ayant déclenché le système d'acquisition du détecteur.

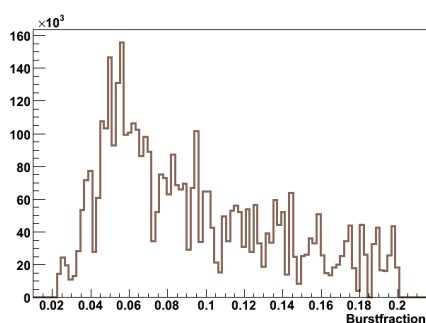


Figure 5.2 – Fraction de pics d’activités sur les données à 5 lignes. Il s’agit du pourcentage du temps pendant lequel le taux de comptage est supérieur à  $1.2 \times$  ligne de base. Ici, seuls les données *Au* pour lesquelles ce pourcentage est inférieure à 20% ont été représentées.

### 5.1.3 Les données à 10 lignes

Les données à 10 lignes utilisées dans cette étude ont été récoltées du 5 décembre 2007 au 27 février 2008, pour un total de 30.9 jours de données effectives. Elles sont de qualité *Au* et les prises de données inférieures à une heure sont également retirées. Le nombre d’évènements au niveau  $4-T_2$  est de l’ordre de 2 700 000.

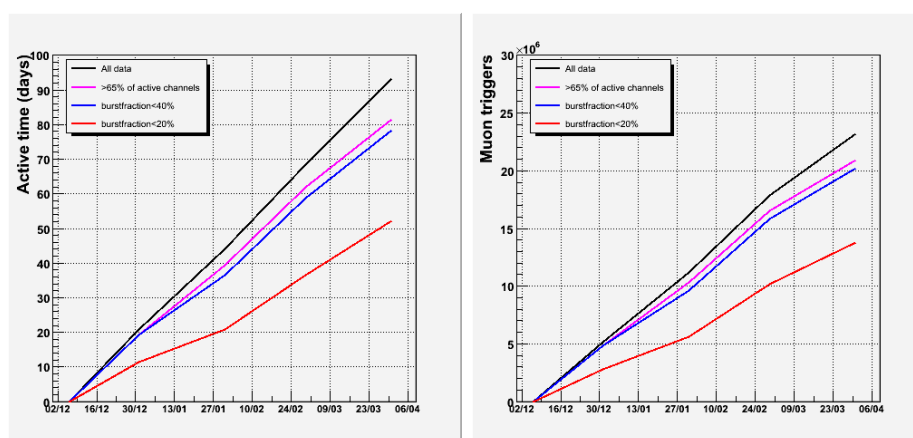


Figure 5.3 – *Gauche* : Durée effective des données à 10 lignes. Les données optimales sont en rouge. La courbe bleue correspond aux données *Ag*, celle en violet correspond aux données pour lesquelles 65% des canaux d’acquisitions sont actifs. *Droite* : Nombre d’évènements ayant déclenché le système d’acquisition du détecteur.

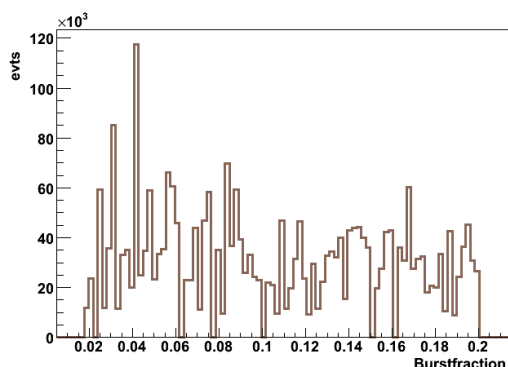


Figure 5.4 – Fraction de pics d’activités sur les données à 10 lignes (données *Au*).

## 5.2 Comparaison Données/Simulations

Cette partie présente diverses comparaisons effectuées avec les simulations de muons atmosphériques et les données à 5 et 10 lignes. Les simulations CORSIKA et MUPAGE reprennent les caractéristiques énoncées dans le paragraphe 4.1.

### 5.2.1 Nombres d’évènements disponibles

Le réajustement des simulations a été effectué à l’aide de 20% des données à 5 lignes. Les différents facteurs présentés dans le paragraphe §4.2.3 sont alors appliqués aux simulations de muons atmosphériques. Le tableau 5.1 présente le nombre d’évènements disponibles au niveau de sélection  $4-T_2$ .

Le nombre d’évènements est quasiment identique sur les données à 5 lignes, ce qui est normal dans la mesure où les facteurs d’ajustement ont été évalués sur ce type de données. Dans le cas des données à 10 lignes, on constate un désaccord sur le nombre d’évènements de l’ordre de 5% entre les simulations et les données.

	5 lignes (103.0 jours)	10 lignes (30.9 jours)
CORSIKA 2005	$4.30 \cdot 10^6$	$2.67 \cdot 10^6$
MUPAGE	$4.34 \cdot 10^6$	$2.61 \cdot 10^6$
Données	$4.30 \cdot 10^6$	$2.73 \cdot 10^6$

Tableau 5.1 – Nombre d’évènements disponibles au niveau  $4-T_2$  dans les données et les simulations de muons atmosphériques.

### 5.2.2 Comparaison des variables liées à la luminosité

Les variables liées à la luminosité d'un évènement sont les variables fortement corrélées à la quantité d'énergie déposée dans le détecteur. Il s'agit du nombre d'impulsions  $N_{hits}$  (§4.3.1), du nombre de photomultiplicateurs touchés  $N_{PMT}$  (§4.3.2) et de la charge totale  $pe_{tot}$  (§4.3.3).

Les figures 5.5, 5.6 et 5.7 présentent ces trois variables sur les données 5 lignes et 10 lignes. Les simulations surestiment les données aux basses valeurs du nombre d'impulsion  $N_{hits}$  et du nombre de photomultiplicateurs touchés  $N_{PMT}$ . Ceci pourrait être imputé à l'acceptance angulaire des photomultiplicateurs utilisée pour la génération des évènements. En effet, si le modèle utilisé [41] est relativement optimiste quant à la détection de photons par les photomultiplicateurs, cela va artificiellement augmenter le nombre d'évènements passant la sélection  $4-T_2$ .

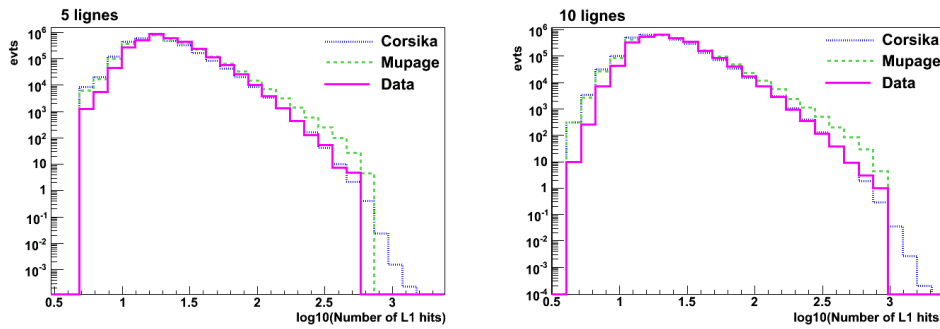


Figure 5.5 – Nombre d'impulsions  $N_{hits}$ .

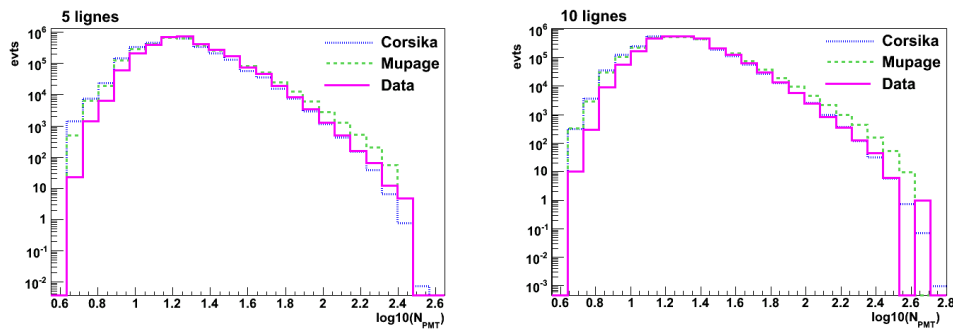


Figure 5.6 – Nombre de photomultiplicateurs touchés  $N_{PMT}$ .

Par ailleurs, on constate une différence systématique entre la simulation CORSIKA et la simulation MUPAGE pour les évènements de haute luminosité.

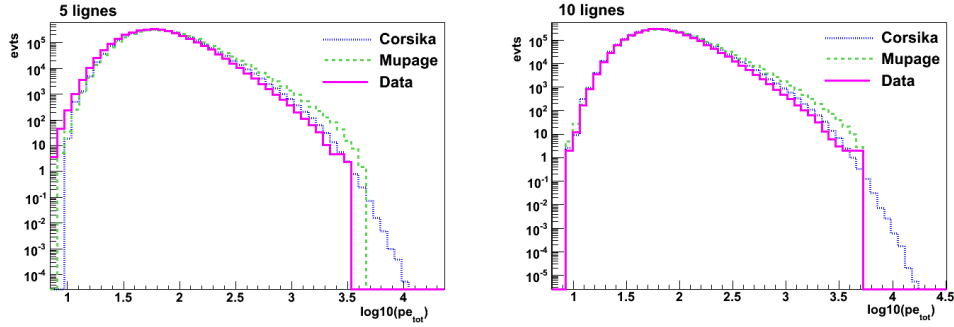


Figure 5.7 – Charge totale  $pe_{tot}$  : celle-ci semble décalée vers la droite du pour les simulations.

Cette différence est inhérente au générateur MUPAGE. Il y a toutefois un bon accord général entre les muons atmosphériques et les données réelles.

### 5.2.3 Comparaison des variables liées à la position et au temps

La variable  $e_3$  est issue de la technique du tenseur d’inertie (détaillée dans le paragraphe §4.3.5). Pour rappel, cette technique utilise les photomultiplicateurs comme des points de l’espace ayant un poids  $A_i = \sum a_i$  qui est la somme des amplitudes des impulsions propres à chaque photomultiplicateur. La matrice d’inertie, puis les valeurs propres sont calculées dans le référentiel du centre de masse, avec  $e_3$  la valeur propre caractéristique de la direction de la trace.

La distribution de  $e_3$  sur la figure 5.8 montre qu’il existe deux populations d’évènements. A celle de gauche correspond des traces très fines avec peu d’impulsions sur le parcours du muon. Le moment d’inertie est donc faible et l’évènement n’a pas d’extension spatiale (de type cylindre). Il s’agit d’évènements de faible qualité. A droite se trouve la population des muons ayant plus fortement marqué leur passage à travers le détecteur et ayant des caractéristiques plus adéquates pour survivre aux coupures de sélection.

Les deux histogrammes du haut représentent les évènements au niveau de sélection  $4-T_2$  ; l’accord entre données et simulations est satisfaisant. En bas, les évènements représentés ont au moins 25 paires d’étages  $T_2$ , ce qui constitue une condition très stricte de luminosité. On constate que la population d’évènements du pic de gauche a été enlevée par cette coupure, ce qui est normal pour des évènements de moindre qualité. La simulation MUPAGE étant trop optimiste quant au nombre d’évènements de haute luminosité, il est normal que la courbe correspondante soit au-dessus des données. La description par la simulation CORSIKA est quant à elle optimale.

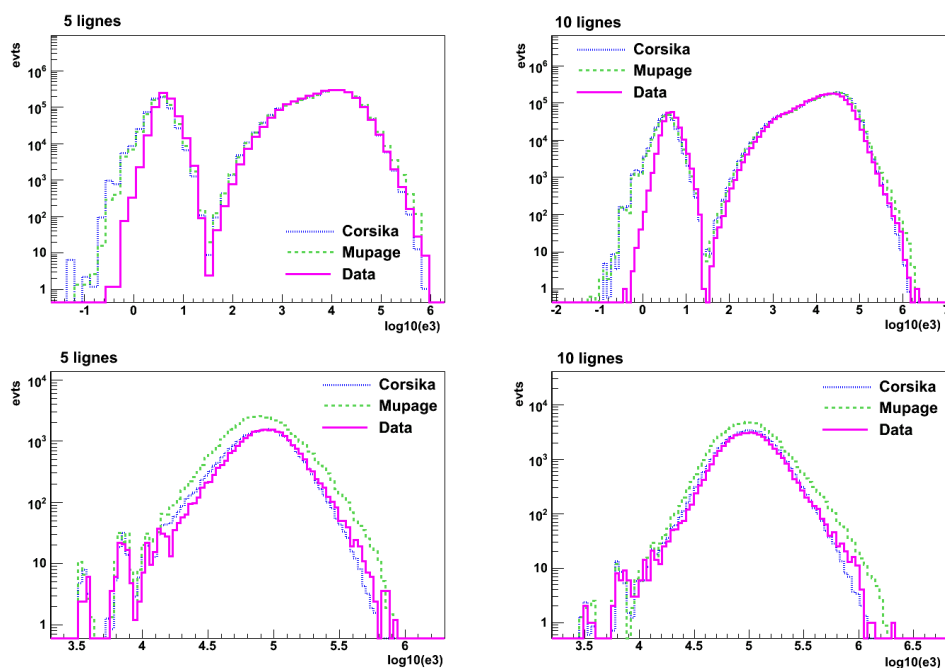
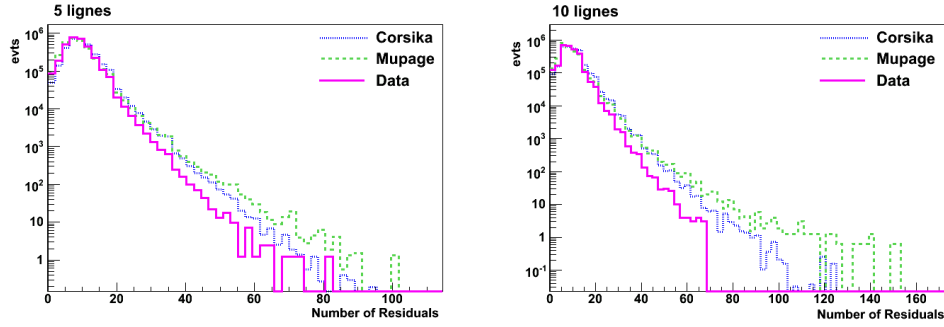
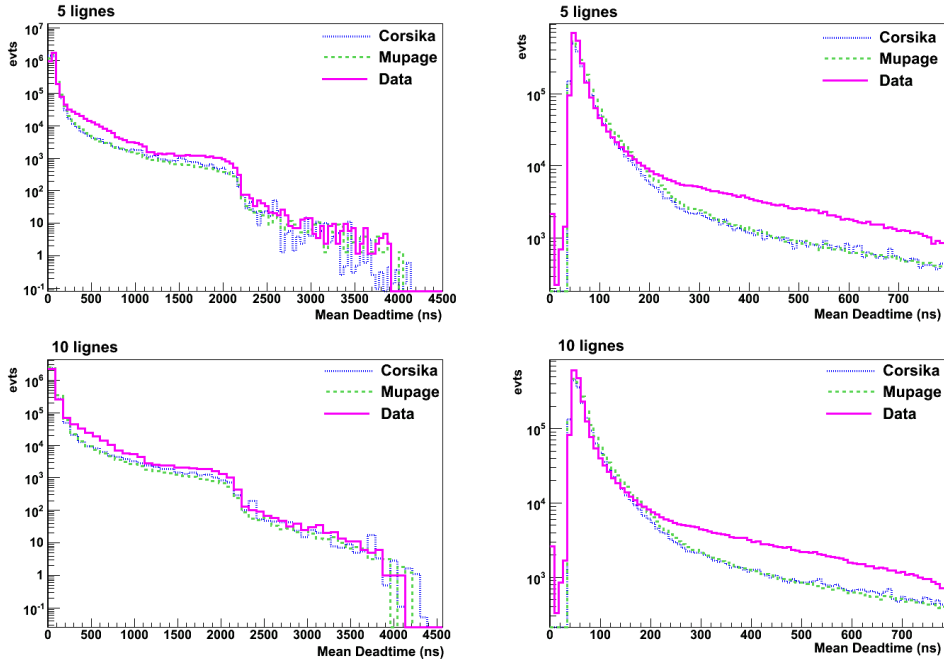


Figure 5.8 – Valeur propre  $e_3$  du tenseur d’inertie au niveau de sélection  $4-T_2$  (en haut) et après la première présélection (en bas) pour les données des 5 et 10 lignes.

Deux autres variables liées au temps et à la position des impulsions peuvent être utilisées pour des analyses UHE en vertu de leurs qualités discriminantes : il s’agit du nombre de résidus  $N_R$  et du temps mort moyen  $\bar{d}$  (Figures 5.9 et 5.10).

Le nombre de résidus  $N_R$  (§4.3.6) calculés sur les simulations montre un bon accord avec les données. Les simulations surestiment cependant légèrement les données pour les grandes valeurs de résidus, ce qui signifie que les traces y sont plus longues que dans les données.

Le temps mort moyen  $\bar{d}$  (§4.3.9) montre en bon accord global. La décroissance à environ 2200 ns est le fruit du système de sélection des impulsions des événements (§4.2.1). Il y a cependant un excès de données qui se manifeste à partir de 200 ns environ. Par ailleurs, les événements des données pour lesquels le temps mort moyen est inférieur à 40 ns ne sont pas physiques. Il s’agit d’artefacts dus à des dysfonctionnements de l’électronique. Deux impulsions ne peuvent être séparées par un temps inférieur à 40ns, correspondant au temps d’intégration des ARS.

Figure 5.9 – Nombre de résidus  $N_R$  dans la fenêtre  $[-10\text{ns}; 10\text{ns}]$ .Figure 5.10 – Temps mort moyen  $\bar{d}$ .

Enfin, la durée de l'évènement moyennée sur les photomultiplicateurs  $\bar{t}$  (§4.3.7) et la dispersion en temps des impulsions  $S$  (§4.3.8) sont également des variables efficaces dans les sélections UHE (Figures 5.11 et 5.12). Ici également apparaissent des évènements non-physiques dans les données (régions à gauche des spectres) qui pourraient provenir de dysfonctionnements lors de l'acquisition. Cela concerne cependant moins de 1 % des données.

On constate également un surplus d'évènements dans les données (bosse secondaire de droite) imputable à une description limitée de la réalité par les simulations. Les pics d'activité (voir la figure 2.14), non simulés, pourraient

être responsables de la bosse apparente sur les différents histogrammes.

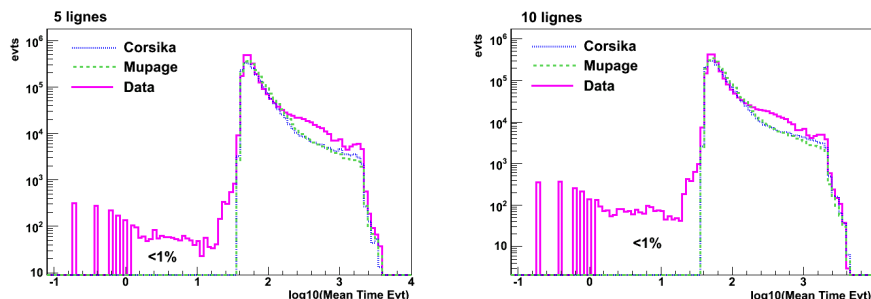


Figure 5.11 – Durée de l'évènement moyennée sur les photomultiplicateurs  $\bar{t}$ .

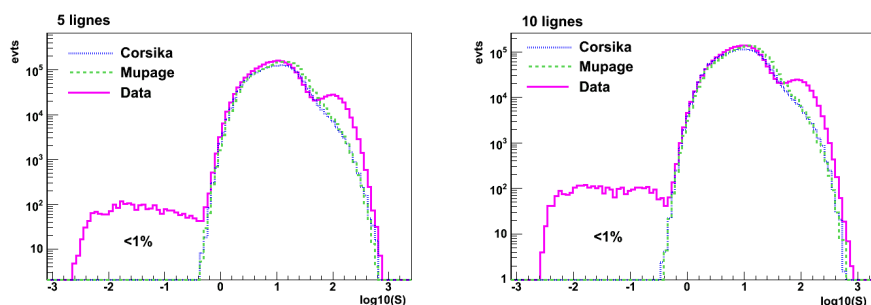


Figure 5.12 – Dispersion en temps des impulsions  $S$ .

### 5.3 L'analyse à 5 lignes

L'analyse est effectuée sur des simulations ramenées à 5 lignes par suppression des impulsions des lignes absentes. Les 20% des données à 5 lignes utilisées pour ajuster les simulations Monte-Carlo (§4.2.3) ne sont pas incluses dans l'analyse pour éviter les biais possibles. La durée effective disponible pour cette étude est ainsi de 103.0 jours. Par ailleurs, toutes les variables calculées sont évaluées avec les impulsions  $L_1$  uniquement (§2.5).

#### 5.3.1 Sélection angulaire

Deux chaînes d'analyse sont développées : une pour les évènements descendants et une seconde pour les évènements quasi-horizontaux. La sélection est effectuée avec l'angle zénithal  $\theta$  de la trace reconstruite (Figure 5.13). Deux zones angulaires sont ainsi définies : les muons atmosphériques sont principalement descendants (90% de ce type d'évènements se trouvent

dans la zone 1). Les neutrinos astrophysiques et atmosphériques se situent en majorité dans la zone 2 regroupant les événements montants et quasi-horizontaux.

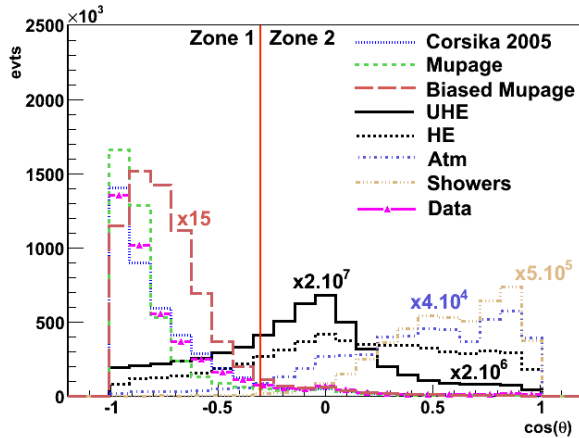


Figure 5.13 – Sélection angulaire des événements à 5 lignes : les histogrammes sont normalisés au nombre d'évènements des données pour des raisons de lisibilité.

### 5.3.2 Évènements descendants

Une présélection est effectuée sur la variable  $e_3$  issue de la technique du tenseur d'inertie (Figure 5.14). Seuls les événements pour lesquels  $\log_{10}(e_3) > 4.8$  sont sélectionnés. La production de MUPAGE enrichie en événements de haute énergie rejoint logiquement les productions standards de muons atmosphériques à hautes valeurs de  $e_3$ . Les événements du pic de gauche (voir §5.2.3) sont de basse qualité et sont supprimés par la coupure.

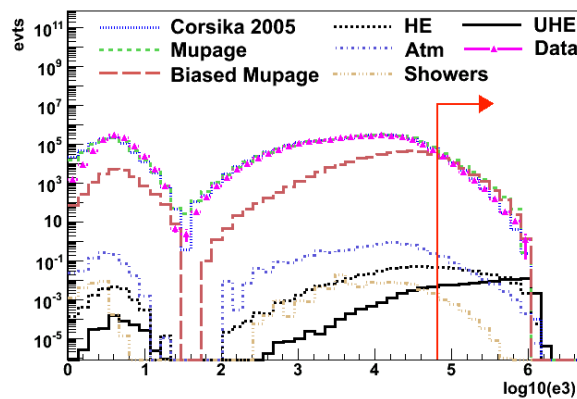


Figure 5.14 – Présélection sur la valeur propre  $e_3$  du tenseur d'inertie dans l'analyse à 5 lignes.

Une coupure finale est alors appliquée sur  $S$ , la dispersion en temps des impulsions. Les événements survivent à la coupure si  $\log_{10}(S) > 2.6$  (Figure 5.15). La coupure est choisie de manière à éliminer presque tout le fond de muons atmosphériques. Ceci est justifié car le secteur des événements descendants est celui pour lequel la statistique disponible en muons atmosphériques fait le plus défaut. Le tableau 5.2 résume les nombres d'événements présents aux différentes étapes de sélection pour les événements verticaux.

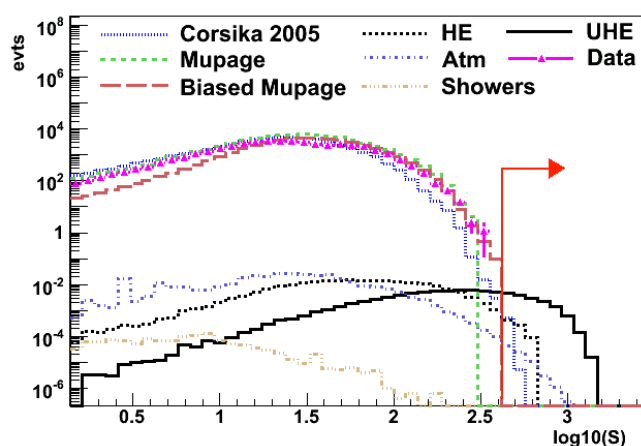


Figure 5.15 – Sélection sur la dispersion temporelle  $S$  dans l'analyse à 5 lignes.

Coupsures	$4-T_2$	$\cos(\theta) < -0.3$	$\log_{10}(e_3) > 4.8$	$\log_{10}(S) > 2.6$
CORSIKA 2005	$4.30 \cdot 10^6$	$3.96 \cdot 10^6$	39 300	$< 1 \cdot 10^{-3}$
MUPAGE	$4.34 \cdot 10^6$	$4.04 \cdot 10^6$	55 600	0
MUPAGE biaisé	391 200	368 000	37 600	0
$\nu$ Gerbes	9.6	0.1	$< 1 \cdot 10^{-3}$	0
$\nu$ Atm	127.5	7.7	0.3	$< 1 \cdot 10^{-3}$
$\nu$ HE	<b>2.77</b>	<b>0.57</b>	<b>0.20</b>	<b>0.00</b>
$\nu$ UHE	<b>0.28</b>	<b>0.09</b>	<b>0.08</b>	<b>0.02</b>
Données	$4.30 \cdot 10^6$	$3.86 \cdot 10^6$	<b>33 000</b>	<b>0</b>

Tableau 5.2 – Nombre d'événements aux différentes étapes de sélection pour les événements descendants dans l'analyse à 5 lignes. Les nombres donnés pour les simulations sont ramenés aux 103.0 jours correspondant à la durée de vie effective des données.

### 5.3.3 Évènements quasi-horizontaux

Ce secteur angulaire est celui dans lequel se trouve la majorité des évènements astrophysiques de ultra haute énergie. Une présélection est tout d'abord effectuée sur la valeur propre  $e_3$  du tenseur d'inertie. Les évènements pour lesquels  $\log_{10}(e_3) > 4.7$  sont gardés pour la méthode multidimensionnelle.

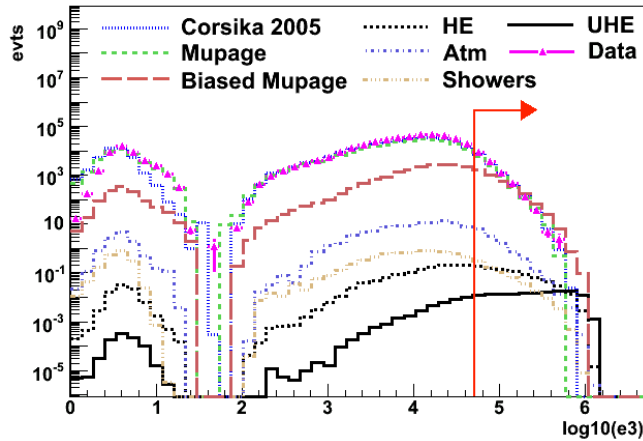


Figure 5.16 – Présélection sur la valeur propre  $e_3$  du tenseur d'inertie :  $\log_{10}(e_3) > 4.7$ .

La distance de Mahalanobis est alors utilisée comme discriminant final. Six variables sont utilisées dans cette technique multidimensionnelle (sous forme logarithmique) :

- le nombre d'impulsions  $N_{hits}$ ,
- le nombre de photomultiplicateurs touchés par au moins 2 impulsions  $N_{PMT-2}$ ,
- la dispersion en temps des impulsions  $S$ ,
- la valeur propre du tenseur d'inertie  $e_3$ ,
- le nombre de résidus  $N_R$ ,
- la charge totale  $pe_{tot}$ .

Le calcul des moyennes et des matrices inverses de covariance est effectué selon deux méthodes, comme pour l'analyse Monte-Carlo à 12 lignes. La première sélection ( $S_1$ ) consiste à prendre un échantillon aléatoire de 20% des évènements signal (neutrinos UHE) et bruit de fond (MUPAGE biaisé). La seconde ( $S_2$ ) optimise l'entraînement aux ultra hautes énergies en ne prenant que les évènements *signal* dont l'énergie primaire est supérieure à 1 EeV.

La figure 5.17 présente les histogrammes d'analyse pour la sélection  $S_1$ . On remarque sur l'histogramme des évènements intégrés que les simulations

de muons et les données ont un profil décroissant très proche. Cependant, le manque de statistique disponible apparaît sur les simulations CORSIKA et MUPAGE et sur les données lorsque la coupure se fait plus sévère. La production biaisée est enrichie en énergie et résiste logiquement mieux à la sélection.

Les optima de coupure à  $y_H = 0.765$  pour  $S_1$  et  $y_H = 0.715$  pour  $S_2$  sont obtenus par minimisation du MRF (§4.5.5).

Le tableau 5.3 synthétise les résultats obtenus pour cette chaîne d'analyse. Aucun évènement des données ne passe les coupures.

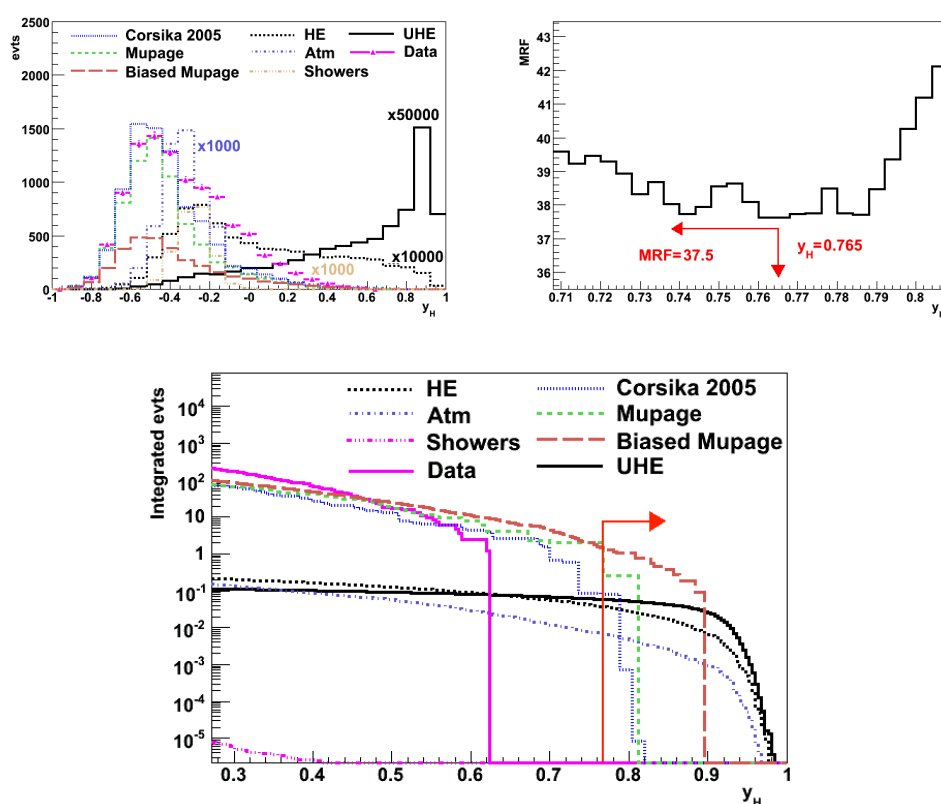


Figure 5.17 – Analyse multidimensionnelle à 5 lignes dans le cas où la méthode est entraînée avec les échantillons d'évènements  $S_1$ .

Coupures	$4T_2$	$\cos(\theta) > -0.3$	$\log_{10}(e_3) > 4.7$	$S_1 : y_H > 0.765$ $S_2 : y_H > 0.715$
CORSIKA 2005	$4.30 \cdot 10^6$	336 800	11 200	0.08 0.00
MUPAGE	$4.34 \cdot 10^6$	292 300	9 300	2.07 0.25
MUPAGE biaisé	391 200	23 300	3 200	1.50 0.66
$\nu$ Gerbes	9.6	9.5	0.6	0 0
$\nu$ Atm	127.5	120	9.6	0.01 $< 1 \cdot 10^{-3}$
$\nu$ HE	<b>2.77</b>	<b>2.20</b>	<b>0.77</b>	<b>0.04</b> <b>0.03</b>
$\nu$ UHE	<b>0.28</b>	<b>0.19</b>	<b>0.15</b>	<b>0.06</b> <b>0.06</b>
<b>Données</b>	<b><math>4.30 \cdot 10^6</math></b>	<b>428 500</b>	<b>10 800</b>	<b>0</b> <b>0</b>

Tableau 5.3 – Nombre d'évènements aux différentes étapes de sélection pour les évènements quasi-horizontaux dans l'analyse à 5 lignes. Les nombres donnés pour les simulations sont ramenés aux 103.0 jours correspondant à la durée de vie effective des données.

### 5.3.4 Limite supérieure - Conclusion

En regroupant les résultats les deux chaînes d'analyse, on peut calculer une estimation de la limite supérieure de détection pour un détecteur à 5 lignes. Le tableau 5.4 synthétise les résultats obtenus. Le fond de muons atmosphérique retenu est celui de la production la plus pessimiste, ici la production MUPAGE biaisée.

La figure 5.18 représente l'énergie des neutrinos astrophysiques pondérés par un flux de Waxman-Bahcall ayant survécu à l'ensemble des coupures pour les deux sélections  $S_1$  et  $S_2$ . La limite supérieure retenue est  $3.7 \cdot 10^{-7}$   $\text{GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$  de manière à être conservatif. Elle est représentée sur la figure 5.19.

Sélection	$S_1$	$S_2$
Signal	0.12	0.11
Fond	2.08	0.66
Données	0	0
Limite supérieure ( $\text{GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ )	$2.0 \cdot 10^{-7}$	$3.7 \cdot 10^{-7}$
Intervalle à 90% (GeV)	$1.1 \cdot 10^6 - 7.9 \cdot 10^8$	$1.5 \cdot 10^6 - 1.1 \cdot 10^9$

Tableau 5.4 – Synthèse des résultats de l'analyse à 5 lignes. La sélection  $S_2$  permet d'optimiser la sélection d'évènements de ultra haute énergie.

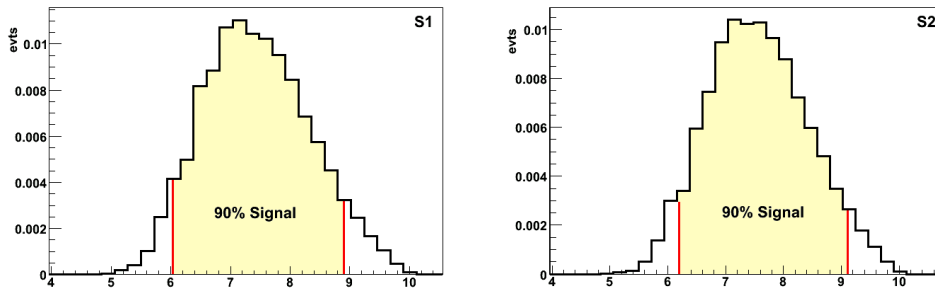


Figure 5.18 – Énergie des neutrinos ayant survécu aux sélections. La sélection  $S_2$  permet de décaler le spectre un peu plus vers les ultra hautes énergies.

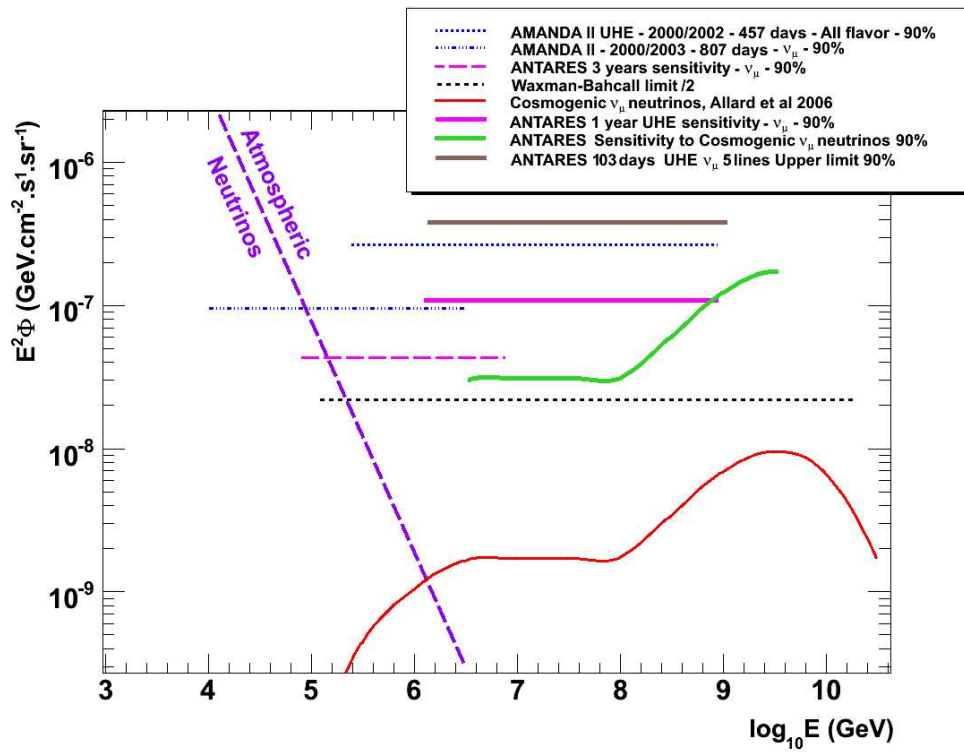


Figure 5.19 – Limite supérieure de détection des neutrinos de ultra haute énergie sur les données à 5 lignes (avec la sélection  $S_2$ ).

## 5.4 L'analyse à 10 lignes

Les données à 10 lignes du détecteur ANTARES ont été utilisées pour calculer une première limite supérieure de détection des neutrinos de ultra haute énergie sur une configuration très proche du détecteur complet. Les simulations Monte-Carlo générées pour l'analyse à 12 lignes ont été réutilisées en masquant les 2 lignes absentes des données et en ramenant la durée effective à 30.9 jours, soit celle des données utilisées.

### 5.4.1 Sélection angulaire

L'analyse a deux branches : une pour les événements descendants et une seconde pour les événements horizontaux et montants. La discrimination est effectuée suivant l'angle d'incidence de la trace la plus énergétique de l'évènement. L'angle formé avec l'axe vertical est l'angle zénithal  $\theta$  ; si le cosinus de  $\theta$  est inférieur à -0.3, l'évènement sera traité par la chaîne des événements descendants ; si par contre le cosinus de  $\theta$  est supérieur à -0.3, l'évènement sera traité par la chaîne dévolue aux événements quasi-horizontaux<sup>1</sup>. Les deux paragraphes suivants présentent les résultats pour ces 2 secteurs angulaires.

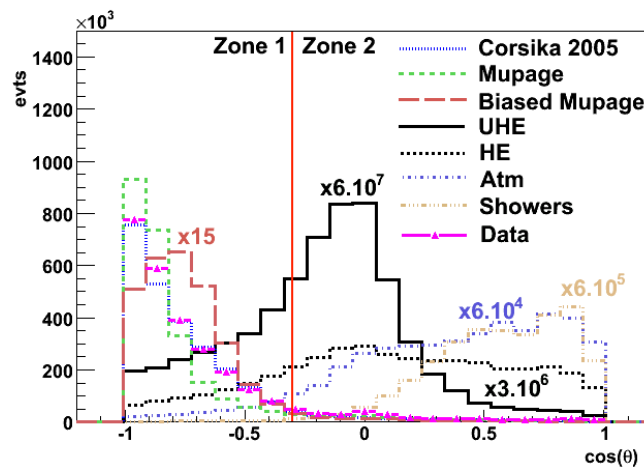


Figure 5.20 – Sélection angulaire des événements à 10 lignes : les histogrammes sont normalisés au nombre d'évènements des données pour des raisons de lisibilité.

<sup>1</sup>Pour plus de détails, reprendre la partie §4.5.2.

### 5.4.2 Évènements descendants

Les évènements descendants sont présélectionnés à l'aide de la valeur propre du tenseur d'inertie  $e_3$  (§4.3.5). La figure 5.21 montre que les évènements de basse qualité (pic de gauche) sont supprimés par la sélection. Seuls 0.5% des évènements issus de muons atmosphériques passent la coupure alors que 80% des neutrinos UHE y survivent.

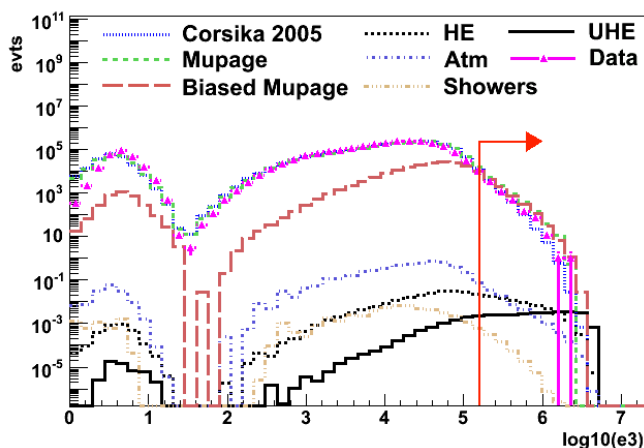


Figure 5.21 – Présélection sur la valeur propre du tenseur d'inertie  $e_3$  pour les évènements descendants. Seuls sont retenus les évènements pour lesquels  $\log_{10}(e_3) > 5.2$ .

La coupure finale est effectuée sur  $S$ , la dispersion en temps des impulsions telle que les évènements survivent à la coupure si  $\log_{10}(S) > 2.6$  (Figure 5.22), permettant un rejet quasi-complet du bruit de fond. Les évènements des productions MUPAGE sont complètement éliminées. Quelques évènements de la production CORSIKA survivent, mais leur nombre est négligeable. Aucun évènement des données ne survit à cette sélection.

Le tableau 5.5 synthétise les résultats obtenus à chaque étape de l'analyse des évènements descendants. Les neutrinos astrophysiques sont pondérés par le flux de Waxman-Bahcall. La différence du nombre d'évènements entre les simulations de muons atmosphériques et les données est de l'ordre de 5 à 7% au niveau  $4-T_2$ . Cette différence provient du facteur d'ajustement qui a été calculé sur les données à 5 lignes.

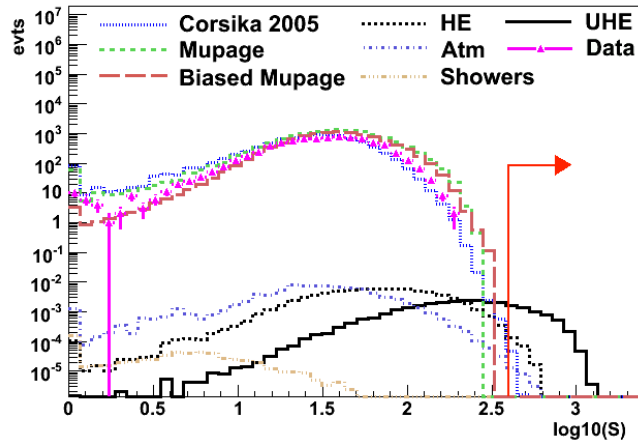


Figure 5.22 – Coupure finale sur  $S$ , la dispersion en temps des impulsions pour les événements descendants ayant survécu à la présélection. Seuls sont gardés les événements pour lesquels  $\log_{10}(S) > 2.6$ .

Coupages	$4-T_2$	$\cos(\theta) < -0.3$	$\log_{10}e_3 > 5.2$	$\log_{10}(S) > 2.6$
CORSIKA 2005	$2.67 \cdot 10^6$	$2.49 \cdot 10^6$	13 100	$< 10^{-3}$
MUPAGE	$2.61 \cdot 10^6$	$2.44 \cdot 10^6$	18 300	0
MUPAGE biaisé	202 200	194 900	13 800	0
$\nu$ Gerbes	5.3	0.06	0.001	$< 10^{-3}$
$\nu$ Atm	76.2	5.6	0.12	$< 10^{-3}$
$\nu$ HE	<b>1.38</b>	<b>0.30</b>	<b>0.09</b>	<b>0.00</b>
$\nu$ UHE	<b>0.11</b>	<b>0.04</b>	<b>0.03</b>	<b>0.01</b>
Données	$2.73 \cdot 10^6$	$2.46 \cdot 10^6$	10 400	0

Tableau 5.5 – Nombre d'événements aux différentes étapes de sélection pour les événements descendants dans l'analyse à 10 lignes. Les nombres indiqués pour les simulations sont ramenés aux 30.9 jours correspondant aux données.

### 5.4.3 Évènements quasi-horizontaux

La chaîne d'analyse des évènements quasi-horizontaux regroupe les évènements astrophysiques au voisinage de l'horizon ainsi que les neutrinos atmosphériques montants. Elle se décompose en deux étapes : une présélection sur la valeur propre du tenseur d'inertie  $e_3$  et le calcul de la distance multidimensionnelle de Mahalanobis.

Dans un premier temps, seuls les évènements pour lesquels  $\log_{10}(e_3) > 5.1$  sont présélectionnés. La production de muons atmosphériques biaisée en énergie se montre logiquement plus résistante à la sélection (Figure 5.23). Les évènements de basse qualité du pic de gauche sont supprimés.

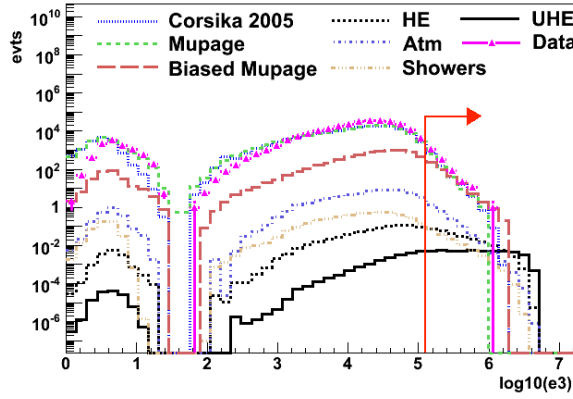


Figure 5.23 – Présélection sur la valeur propre du tenseur d'inertie  $e_3$  pour les évènements quasi-horizontaux :  $\log_{10}e_3 > 5.1$ .

La technique multidimensionnelle précédemment utilisée dans les analyses à 5 et 12 lignes est alors exploitée sur les 5 variables suivantes (sous forme logarithmique) :

- le nombre d'impulsions  $N_{hits}$ ,
- le nombre de photomultiplicateurs touchés  $N_{PMT}$ ,
- la charge totale  $pe_{tot}$ ,
- la valeur propre du tenseur d'inertie  $e_3$ ,
- le nombre de résidus  $N_R$ .

Cette technique est entraînée suivant les deux sélections d'évènements  $S_1$  et  $S_2$  décrite dans le paragraphe 5.3.3. Les résultats pour l'entraînement  $S_1$  sont représentés sur la figure 5.24. L'optimum de la coupure sur la variable de sortie  $y_H$  est trouvé par la méthode du MRF explicitée dans la section §4.5.5 et vaut  $y_H=0.72$ . La coupure sur l'estimateur multidimensionnel ne laisse passer aucun évènement des données.

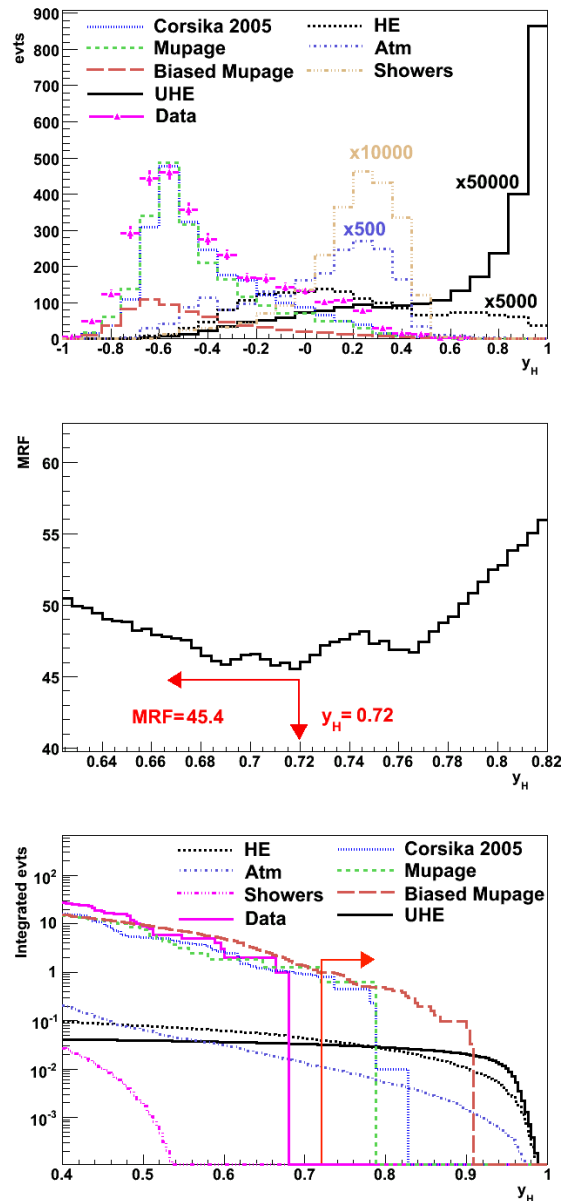


Figure 5.24 – *En haut* : Histogrammes de l’estimateur  $y_H$  dans l’analyse à 10 lignes. *Au milieu* : Histogrammes intégrés : on constate la difficulté à enlever les évènements MUPAGE biaisés en énergie. *En bas* : Le minimum du *Model Rejection Factor* permet de trouver la coupure optimale  $y_H=0.72$ .

Le tableau 5.6 résume le nombre d’évènements présents à chaque étape de l’analyse de ce secteur angulaire pour les simulations et les données.

Coupures	$4T_2$	$\cos(\theta) > -0.3$	$\log_{10}e_3 > 5.1$	$S_1 : y_H > 0.72$ $S_2 : y_H > 0.57$
CORSIKA 2005	$2.67 \cdot 10^6$	176 100	2 200	0.80 0.75
MUPAGE	$2.61 \cdot 10^6$	179 400	2 100	0.63 1.25
MUPAGE biaisé	202 200	7 900	710	1.00 2.07
$\nu$ Gerbes	5.3	5.2	0.24	0 0
$\nu$ Atm	76.2	70.6	4.1	0.01 0.01
$\nu$ HE	<b>1.38</b>	<b>1.08</b>	<b>0.34</b>	<b>0.04</b> <b>0.05</b>
$\nu$ UHE	<b>0.11</b>	<b>0.07</b>	<b>0.06</b>	<b>0.03</b> <b>0.04</b>
<b>Données</b>	<b><math>2.73 \cdot 10^6</math></b>	<b>271 000</b>	<b>3 200</b>	<b>0</b> <b>0</b>

Tableau 5.6 – Nombre d'évènements aux différentes étapes de sélection pour les évènements quasi-horizontaux dans l'analyse à 10 lignes.

#### 5.4.4 Limite supérieure - Conclusion

En combinant les résultats des deux secteurs d'analyse, on peut arriver à estimer une première limite supérieure de détection. Ainsi, après toute coupure et pour 30.9 jours, il reste :

- pour le secteur vertical : 0.01 neutrinos astrophysiques pour un bruit de fond cumulé de 0.00 évènement et 0 données ;
- pour le secteur quasi-horizontal avec la sélection  $S_1$  : 0.07 neutrinos astrophysiques pour un bruit de fond cumulé de 1.01 évènements et 0 données ;
- pour le secteur quasi-horizontal avec la sélection  $S_2$  : 0.09 neutrinos astrophysiques pour un bruit de fond cumulé de 2.08 évènements et 0 données.

Ainsi, en regroupant les nombres donnés pour les deux secteurs d'analyse, on peut en déduire une estimation de la limite supérieure de détection. Le tableau 5.7 résume les résultats obtenus. La figure 5.25 représente l'énergie des neutrinos UHE ayant survécu à l'ensemble des coupures. La limite supérieure retenue est  $4.5 \cdot 10^{-7} \text{ GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$  de manière à être conservatif. Elle est représentée sur la figure 5.26.

Sélection	$S_1$	$S_2$
Signal	0.08	0.10
Fond	1.01	2.08
Données	0	0
Limite supérieure ( $\text{GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ )	$4.5 \cdot 10^{-7}$	$2.4 \cdot 10^{-7}$
Intervalle à 90% (GeV)	$5.4 \cdot 10^5 - 6.2 \cdot 10^8$	$4.6 \cdot 10^5 - 5.8 \cdot 10^8$

Tableau 5.7 – Récapitulatif des résultats de l'analyse UHE à 10 lignes. Le bruit de fond des muons atmosphériques retenu est celui de la production la plus pessimiste, à savoir MUPAGE biaisé en énergie.

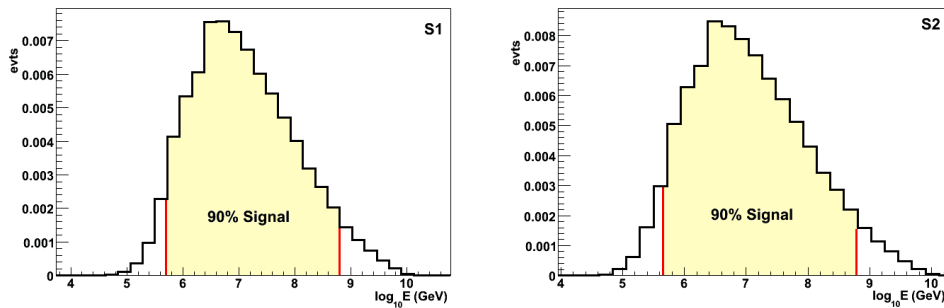


Figure 5.25 – Énergie primaire des neutrinos à la fin de la chaîne d'analyse et pour les deux sélections d'entraînement de la méthode multidimensionnelle.

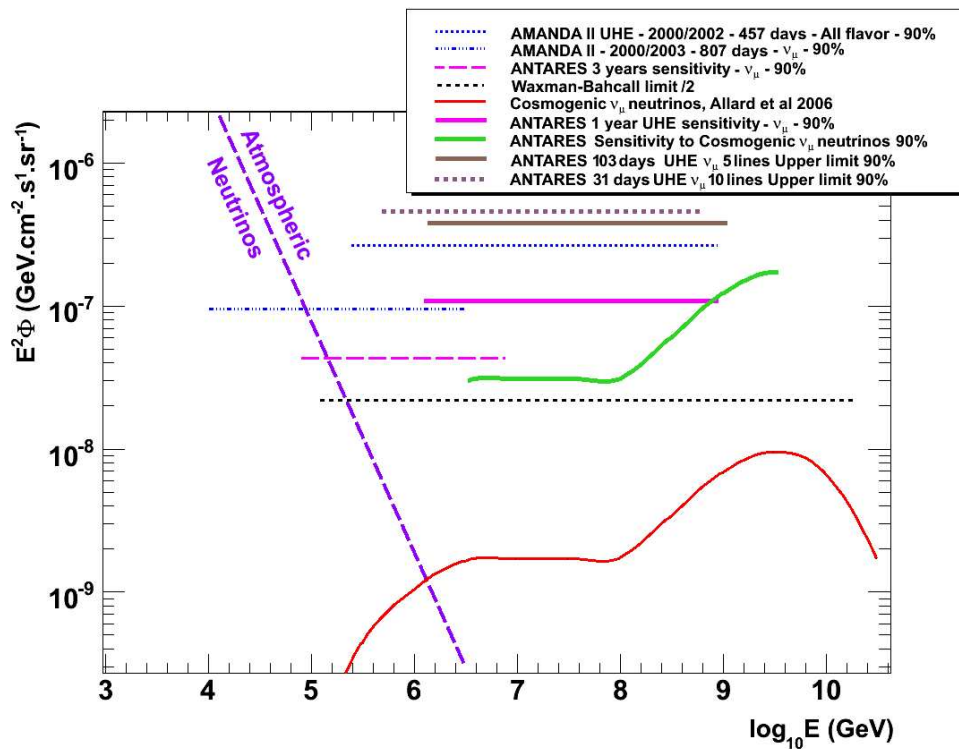


Figure 5.26 – Estimation de la limite supérieure de détection de neutrinos UHE sur un détecteur à 10 lignes sur la période décembre 2007/février 2008.

## CONCLUSION

Les sources de neutrinos de ultra haute énergie peuvent être multiples dans l'Univers. Certaines sont relativement hypothétiques, mais d'autres sont sûres, comme l'interaction des hadrons avec le fond cosmologique. Le signal *UHE* est ainsi un signal certain pour les télescopes à neutrino et il convient d'étudier les possibilités de détection.

Le détecteur ANTARES a été achevé au mois de mai 2008. Les 12 lignes immergées prennent des données 24 heures sur 24, démontrant la faisabilité d'un télescope à neutrinos sous-marin de grande envergure. L'objectif de la collaboration ANTARES est maintenant de cumuler un maximum de statistique pour les études physiques sur un détecteur complet.

L'étude Monte-Carlo présentée dans cette thèse a permis d'évaluer la sensibilité du télescope ANTARES aux neutrinos muoniques de ultra haute énergie. Plusieurs variables ont été développées et utilisées lors des analyses. La sensibilité estimée du détecteur est ainsi de  $1.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$  sur une gamme d'énergie allant de  $1.3 \cdot 10^6 \text{ GeV}$  à  $9.1 \cdot 10^8 \text{ GeV}$ . La surface effective de détection atteint quant à elle  $1700 \text{ m}^2$  à  $3 \text{ EeV}$ . Diverses études ont par ailleurs montré la bonne stabilité des caractéristiques ici estimées sous divers effets tels que la perte d'un nombre important de photomultiplicateurs, les variations de la saturation de l'électronique ou encore l'aveuglement des photomultiplicateurs.

Une première étude du signal de ultra haute énergie a également été effectuée sur les données à 5 et à 10 lignes, données récoltées durant la dernière phase de construction du télescope, sur 2007 et 2008. Les comparaisons effectuées sur les variables d'analyses ont montré de bons accords généraux entre les simulations Monte-Carlo et les données. Ainsi, de premières estimations des limites supérieures de détection à 5 et 10 lignes ont été calculées. Les 103 jours de données à 5 lignes utilisés ont permis d'évaluer cette limite à  $3.7 \cdot 10^{-7} \text{ GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$  sur une gamme d'énergie allant de  $1.1 \cdot 10^6 \text{ GeV}$  à  $7.9 \cdot 10^8 \text{ GeV}$ .

En décembre 2007, 5 lignes de plus furent connectées portant le détecteur à 10 lignes. La limite supérieure de détection estimée sur les 31 jours de données à 10 lignes est de  $4.5 \cdot 10^{-7} \text{ GeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$  sur une gamme d'énergie allant de  $4.6 \cdot 10^5 \text{ GeV}$  à  $5.8 \cdot 10^8 \text{ GeV}$ .

Ces résultats constituent à ce jour les premières estimations des limites supérieures de détection de neutrinos de ultra haute énergie et placent le télescope ANTARES de manière compétitive par rapport au détecteur antarctique AMANDA.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] <http://tmva.sourceforge.net/>.
- [2] V. Agrawal, T.K. Gaisser, P. Lipari et T. Stanev. Atmospheric neutrino flux above 1 GeV. *Phys. Rev. D* 53, 1314, 1996.
- [3] M. Anghinolfi. New measurement of the angular acceptance of the Antares Optical Module. *Antares-Opmo/2008-001*, 2008.
- [4] F et al. Ardellier. The ANTARES Optical Module. *Antares-Opmo/2001-001*, 2001.
- [5] G. Barr, T.K. Gaisser et T. Stanev. Flux of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. D* 39, 3532, 1989.
- [6] M. Bazzotti. MUPAGE Monte Carlo Production. *Atmospheric muon simulation Meeting, ANTARES, February 2007*, 2007.
- [7] F. Cassol Brunner. LED balls and the measurement of water optical properties. *ANTARES-Cali/2000-006*, 2000.
- [8] J. Brunner. Updated tag list for the new ANTARES event format. *ANTARES-Soft/1999-003*, 1999.
- [9] J. Brunner. Effect of neutrino oscillations on cosmic neutrinos fluxes. *ANTARES-Phys/2000-009*, 2000.
- [10] G. Carminati, A. Margiotta et M. Spurio. MUPAGE : a MUon GEnerator from PArametric formulas. *ANTARES-Soft/2006-003*, 2006.
- [11] F. Cassol. Alignment algorithms and software. *ANTARES-Slow/1999-001*, 1999.
- [12] The AMANDA Collaboration. Muon Track Reconstruction and Data Selection Techniques in AMANDA. *astro-ph/0407044*, 2004.
- [13] The NESTOR Collaboration. A measurement of the cosmic-ray muon flux with a module of the NESTOR neutrino telescope. *Astroparticle Physics* 23 (2005) 377–392, 2005.
- [14] J.P. Ernenwein. UHE muon neutrino : Monte carlo production related topics, effective area estimate. *ANTARES Meeting, Catania, March 2007*, 2007.

- [15] Allard D. et al. Cosmogenic neutrinos from the propagation of ultra high energy nuclei. *JCAP09(2006)005*, 2006.
- [16] G. Danby et al. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.* *9,36*, 1962.
- [17] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters B 504 218-224*, 2001.
- [18] S. Cecchini et al. Study of atmospheric muon background with HEMAS and CORSIKA. *ANTARES-Soft/2003-005*, 2003.
- [19] S. Cecchini et al. Study of atmospheric muon background with HEMAS and CORSIKA, Part 2 : Propagation to the can level. *ANTARES-Soft/2003-006*, 2003.
- [20] S. Eidelman et al. Review of particle physics. *Physics letters B 592, 1*, 2004.
- [21] Y. Fukada et al. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.* *81, 1562*, 1998.
- [22] C.L. Cowan et F. Reines et F.B. Harrison et H.W. Kruse et A.D. McGuire.
- [23] S. Navas et L. Thompson. KM3 user guide and reference manual. *ANTARES-Soft/1999-011*, 1999.
- [24] G. Zatsepin et V. Kuzmin. *JETPh Letters, 4 :78*, 1966.
- [25] G. Feldman et R. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis for small signals. *Phys. Rev. D 57, 3873*, 1998.
- [26] Sophie Ferry. Etude de la production de neutrinos associés aux sursauts gamma dans le modèle du Boulet de Canon, possibilité d'observation de ces neutrinos par le détecteur ANTARES et étude du bruit de fond optique enregistré par le prototype d'un secteur de ligne. *Thèse , Université Louis Pasteur de Strasbourg*, 2004.
- [27] T.K. Gaisser. Cosmic rays and particle physics. *Cambridge Univ. Press*, 1990.
- [28] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Letters, 16,17 :748-750*, 1966.

- [29] A. Cade H. Lafoux. Late(st) Gamelle Results. *Antares-Opmo/1998-002*, 1998.
- [30] B. Hartmann. Mass production of showers events. *Antares meeting*, 01/2005.
- [31] Adrian Jacob Heijboer. Track Reconstruction and Point Source Searches with ANTARES. *Thèse , Université de Amsterdam*, 2004.
- [32] G. C. Hill et K. Rawlins. Unbiased cut selection for optimal upper limits in neutrino detectors : the model rejection technique. *astro-ph/0209350*, 2002.
- [33] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>.
- [34] F. Hubaut. Optimisation et caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet ANTARES. *Thèse , Université de la Méditerranée*, 1999.
- [35] J. Hörandel. On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astrop. Phys. 19(2003)193*, 2003.
- [36] S. Escoffier J. Carr et Dmitry Zaborov. Proposition for an alternative trigger based on the T3 cluster trigger. *ANTARES-Soft/2007-016*, 2007.
- [37] M. De Jong. The ANTARES Trigger Software. *ANTARES-Soft/2005-005*, 2005.
- [38] M. De Jong. *Analysis elog entry 125*, 2007.
- [39] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko et A.I. Pavlov. On the sensitivity of EAS observables at superhigh energies to the physical input of hadron interaction models. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 75A (1999) 293-295*, 1997.
- [40] John Kirk. Particle Acceleration. *38ème Ecole de Gif*, 2006.
- [41] P. Kooijman. On the angular acceptance of the optical module. *ANTARES-Phys/2007-002*, 2007.
- [42] E. Korolkova. Atmospheric muon background simulated with CORSIKA. *ANTARES Meeting, Erlangen 09/2004*, 2004.
- [43] K. Kuzmin, T. Montaruli et I. Sokalski. GENHEN v6r3 : implementation of the Glashow resonance and of MUSIC transport code. *ANTARES-Soft/2004-012*, 2004.

- [44] A. L'Abbate, T. Montaruli et I. Sokalski. GENHEN v6 : ANTARES neutrino generator extension to all neutrino flavors and inclusion of propagation through the Earth. *ANTARES-Soft/2004-010*, 2004.
- [45] J.H. Crawford M. Roy. Sources of UHE neutrinos. *astro-ph/9808170*, 1998.
- [46] P.C. Mahalanobis. On the generalized distance in statistics. *Proceedings of the National Institute of Science of India 12, 49-55*, 1936.
- [47] A. Margiotta. Simulation of muons from atmospheric showers in the ANTARES detector using HEMAS. *ANTARES-Soft/2004-002*, 2004.
- [48] A. Margiotta. New atmospheric muon simulation : Status report of the propagation to the can and through the sensitive volume Vrs.2. *ANTARES-Soft/2005-007*, 2005.
- [49] A. Margiotta, M. Sioli et M. Spurio. A parametrization of the multiple muon flux and energy spectrum in the deep water. *ANTARES-Phys/2005-003*, 2005.
- [50] M. A. Markov. On high energy neutrinos physics. *Proceedings of the 1960 Annual International Conference on high energy physics, 578-581*, 1960.
- [51] F. Montanet. Neutrinos from cosmic ray interaction with galactic matter. *ANTARES-Phys/1999-018*, 1999.
- [52] JM. Naumann-Godo. Sensitivity of the ANTARES neutrino telescope to gamma ray bursts. *Thèse , Université de Erlangen*, 2007.
- [53] P. Lamare S. Loucatos P. Galoumian, R. Berthier. Glass and Gel Transparency Tests. *Antares-Opmo/1998-001*, 1998.
- [54] N. Palanque-Delabrouille. Blue and UV transmission in the ANTARES site (Test3). *ANTARES-Site/2001-002*, 2001.
- [55] M. H. Reno R. Gandhi, C. Quigg et I. Sarcevic. Neutrinos interactions at ultra high energies. *Phys. Rev. D 58, 093009*, 1998.
- [56] J. Ranft. Dual parton model at cosmic ray energies. *Phys. Rev. D 51, 64*, 1995.
- [57] A. Romeyer et T. Stolarczyk. Dedicated variables for atmospheric muon rejection. *ANTARES-SOFT-2003-008*, 2003.

- [58] J. A. Aguilar Sanchez. Analysis of the Optical Beacon system and search for point-like sources in the ANTARES neutrino telescope. *Thèse, Université de Valence, Espagne*, 2008.
- [59] E. Waxman. Extra galactic sources of high energy neutrinos. *arXiv :astro-ph/0502159v1*, 2005.
- [60] E. Waxman et J. Bahcall. High energy neutrinos from astrophysical sources : An upper bound. *Phys. Rev. D 59, 023002*, 1999.
- [61] E. Waxman et J. Bahcall. High energy astrophysical neutrinos : The upper bound is robust. *Phys. Rev. D 64, 023002*, 2001.
- [62] J. Zornoza. Analysis of the ANTARES sensitivity to diffuse fluxes of high energy cosmic neutrinos. *ANTARES-Phys/2004-004*, 2004.

## Annexe I

**Tableaux des temps de vie des muons atmosphériques générés avec HEMAS**

E	1		2		3	
	$N_{gen}$	$T_{vie}$	$N_{gen}$	$T_{vie}$	$N_{gen}$	$T_{vie}$
proton	16560098	1,51	240000	0,75	36000	1,35
He	15355100	1,35	222000	0,98	40700	2,98
CNO	8400105	2	222000	1,45	34001	2,42
Mg-Si	6300105	1,9	180000	0,81	28501	1,36
Fe	3150105	1,86	180002	0,38	27006	0,45

E	4		5	
	$N_{gen}$	$T_{vie}$	$N_{gen}$	$T_{vie}$
proton	4800	15,7	600	174
He	4440	38,57	600	602
CNO	4801	50,88	600	979
Mg-Si	4204	30,17	478	549
Fe	3962	5,68	466	59

Tableau I.1 – Nombre de cascades générées avec HEMAS et temps de vie  $T_{vie}$  (en jour) correspondant pour les évènements d'angle zénithal entre  $0^\circ$  et  $60^\circ$ .

Les chiffres 1 à 5 représentent les différents secteurs en énergie de la simulation :

1.  $1 : 2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$  GeV ( $3 \cdot 10^4$  GeV pour Mg-Si et  $6 \cdot 10^4$  GeV pour Fe)
2.  $2 : 2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$  GeV
3.  $3 : 2 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^7$  GeV
4.  $4 : 2 \cdot 10^7 - 2 \cdot 10^8$  GeV
5.  $5 : 2 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^9$  GeV

Les évènements les plus nombreux sont les cascades de particules légères et de basse énergie. L'abondance de ce type de cascade entraîne un temps de vie très faible (de l'ordre de 1 à 2 jours). Les évènements plus rares, tels que les cascades issues du fer et de haute énergie, représentent un temps de vie bien plus conséquent.

E	1		2		3	
	$N_{gen}$	$T_{vie}$	$N_{gen}$	$T_{vie}$	$N_{gen}$	$T_{vie}$
proton	13824044	1,38	1440002	5,05	120004	5,29
He	11570036	1,09	1332002	6,63	103602	9
CNO	7295040	1,83	970002	7,25	84007	7,12
Mg-Si	5080037	1.6	954009	4,81	81010	4,63
Fe	2815037	1,71	802520	1,85	45015	0,87

E	4		5	
	$N_{gen}$	$T_{vie}$	$N_{gen}$	$T_{vie}$
proton	14406	57	1810	668
He	13326	142	1654	2170
CNO	11814	154	1411	2950
Mg-Si	9015	80,53	1384	2100
Fe	4515	8,13	1228	207

Tableau I.2 – Nombre de cascades générées avec HEMAS et temps de vie  $T_{vie}$  (en jour) correspondant pour les évènements d'angle zénithal entre  $60^\circ$  et  $85^\circ$ .

## Annexe II

### Fonctions de densités de probabilités pour la reconstruction de Aart

Les fonctions de densités de probabilités des résidus temporels utilisés dans la dernière étape reconstruction de Aart ont été obtenues à partir de muons d'énergie comprise entre 100 GeV et 100 TeV dont le spectre en énergie est en  $E^{-1}$ . Cinq paramétrisations ont été calculées pour cinq échelles d'amplitudes d'impulsions :

- A : impulsions de 0 à 1.5 photo-électrons
- B : impulsions de 1.5 à 2.5 photo-électrons
- C : impulsions de 2.5 à 5 photo-électrons
- D : impulsions de 5 à 10 photo-électrons
- E : impulsions au-delà de 10 photo-électrons

bin	$c_1(\text{ns})$	$c_2(\text{ns})$	$\mathcal{A}(\text{ns}^{-1})$	$\tau(\text{ns})$	$\sigma(\text{ns})$	$\mathcal{C}(\text{ns}^{-1})$	$\eta(\text{ns})$	$\rho(\text{ns})$
A	1.55	10.8	0.06	0.72	2.65	0.32	294	13.7
B	1.30	9.17	0.11	0.41	2.35	0.27	120	11.9
C	1.58	2.91	0.18	0.11	2.07	0.08	82.7	-1.41
D	1.35	3.07	0.25	-0.19	1.77	0.04	55.2	-1.74
E	0.80	3.04	0.33	-0.51	1.44	0.02	49.5	-2.01

Tableau II.1 – Valeurs utilisées pour la paramétrisation des PDF des résidus temporels.

Les fonctions utilisées sont les suivantes :

$$\frac{dP_{sig}}{dr} = \begin{cases} \mathcal{A} \exp \frac{-(r-\tau)^2}{2\sigma^2} & \text{si } r < c_1 \\ \mathcal{B}(\alpha r^3 + \beta r^2 + \gamma r + 1) & \text{si } c_1 < r < c_2 \\ \mathcal{C} \frac{e^{-r/\eta}}{r+\rho} & \text{si } r > c_2 \end{cases}$$

Le pic des fonctions est ajusté avec une gaussienne, alors que la queue est ajustée avec une exponentielle décroissante. Ces 2 fonctions sont rejointes par un polynôme de degré 3. Les coefficients du polynôme sont imposés de telle sorte que les fonctions soient continues et dérivables aux points  $c_1$  et  $c_2$ .

### Annexe III

#### Histogrammes de la méthode multi-dimensionnelle dans l'analyse à 12 lignes

Cette annexe présentent quelques histogrammes d'analyse de la méthode multi-dimensionnelle pour l'étude à 12 lignes. Sont présentés ici les variables d'entraînement ainsi que leurs corrélations et la réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité signal.

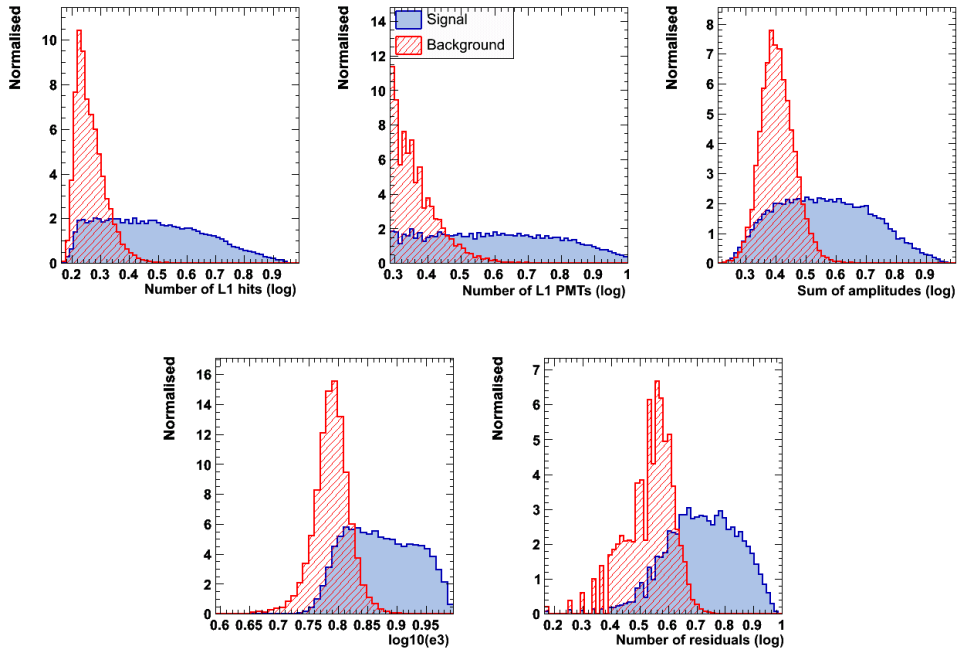


Figure III.1 – Variables d'entraînement de la méthode multi-dimensionnelle utilisée dans l'analyse à 12 lignes : le nombre d'impulsions  $N_{hits}$ , le nombre de photomultiplicateurs touchés  $N_{PMT}$ , la somme des amplitudes, ou charge totale  $pe_{tot}$ , la valeur propre du tenseur d'inertie  $e_3$  et le nombre de résidus  $N_R$ . Ces variables sont calculées sur les évènements quasi-horizontaux ( $\theta < 108^\circ$ ) ayant passé la pré-sélection  $N_{PMT} > 45$ . Le signal (bleu) correspond au neutrinos de ultra haute énergie ; le bruit de fond (rouge) est composé de la production de MUPAGE biaisée en énergie.

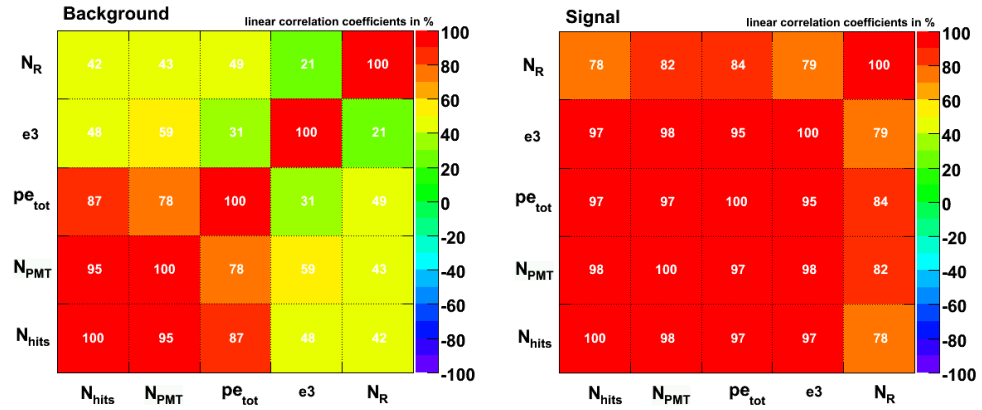


Figure III.2 – Corrélations entre les variables d’entraînement de la méthode multi-dimensionnelle. On constate que les 3 variables de luminosité,  $N_{PMT}$ ,  $N_{hits}$  et  $pe_{tot}$  sont très fortement corrélées. Les variables  $e_3$  et  $N_R$  sont quant à elle moins fortement corrélées aux autres variables dans le cas du bruit de fond.

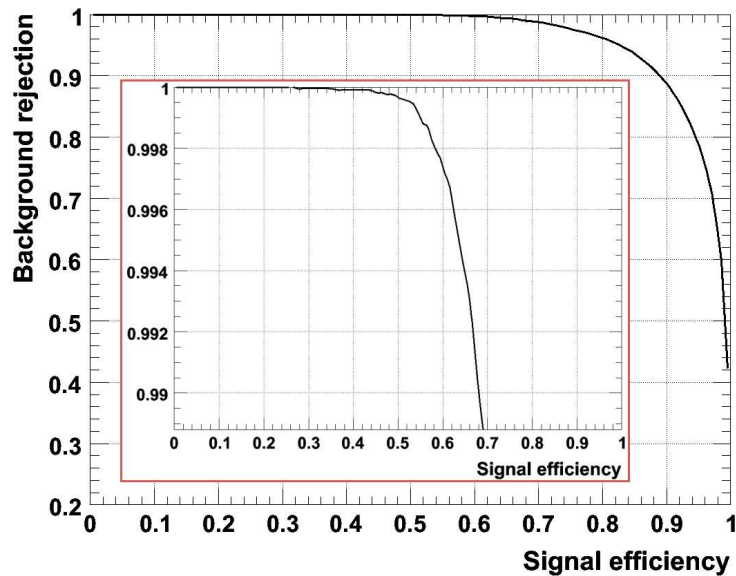


Figure III.3 – Rejection du bruit de fond en fonction de l’efficacité sur le signal. L’efficacité signal est proche de 25% pour une rejection complète du bruit de fond.