

**Université Paris VI – Pierre et Marie Curie  
UFR de Physique**

**THESE**

*présentée par*

**Sébastien Saouter**

*pour l'obtention du titre de*

docteur de l'Université Paris VI  
spécialité : Champs, Particules, Matières

**Possibilité d'observation par le télescope Antares  
des sources ponctuelles de rayons gamma  
observées par le détecteur Egret  
et étude d'un prototype**

soutenue le 27 septembre 2004, devant le jury composé de

MM.	M. Boratav	(président)
	D. Huss	(rapporteur)
	L-M. Chounet	(rapporteur)
	L. Moscoso	(directeur de thèse)



## REMERCIEMENTS

Je souhaite tout d'abord remercier Luciano Moscoso, mon directeur de thèse, pour m'avoir offert la possibilité de préparer ce doctorat et surtout pour sa constante disponibilité et ses avis toujours des plus éclairés.

Je souhaite également remercier Pascal Debu et Bruno Mansoulié, chefs de service, et Georges Cozzika, adjoint au chef de service, pour leurs accueils au sein du Service de Physique des Particules.

J'adresse toute ma gratitude aux membres du jury, notamment à Louis-Marie Chounet et Daniel Huss pour avoir accepté d'être mes rapporteurs ainsi qu'à Murat Boratav.

Je tiens aussi à remercier Thierry Stolarczyk avec lequel j'ai continuellement interagi et qui m'a inculqué une partie de sa rigueur.

Un grand merci à Antoine Kouchner, à Sotiris Loucatos et à Bertrand Vallage pour avoir créé une atmosphère de travail des plus agréable et pour toutes les discussions que nous avons pu avoir.

Je souhaite remercier tous les thésards du SPP que j'ai croisés tout au long de ces trois années pour la très bonne ambiance qui a régné au bâtiment 141, tout particulièrement Clarisse Hamadache, Marie Legendre, Mathieu Agelou, Simon Fiorrucci, Jérémy Argyriades et Daphné Denans.

Je remercie tout spécialement Fabrice Jouvenot pour son amitié et pour les discussions très diverses mais toujours passionnantes que nous avons eu pendant les deux années que nous avons partagées au SPP. Je tiens aussi à le remercier sincèrement pour m'avoir initié au monde merveilleux, ou pas, du GN...

Je souhaite aussi remercier toutes les autres personnes qui m'ont soutenues durant ma vie de thésard, et en particulier Denis, Marceau, Titi et Nono.

Merci enfin, et surtout, à Mamie pour son éternelle gentillesse, à ma sœur Aurore et à frère Christophe qui me supportent depuis si longtemps, et à Papa et Maman pour m'avoir si bien lancé sur la longue route de la vie...



# Table des matières

<b>Table des matières</b> .....	<b>- 1 -</b>
<b>Table des illustrations</b> .....	<b>- 5 -</b>
<b>Liste des tableaux</b> .....	<b>- 11 -</b>
<b>Introduction</b> .....	<b>- 13 -</b>
<b>A. L'astrophysique des hautes énergies</b> .....	<b>- 17 -</b>
<b>A.1 L'astronomie photonique</b> .....	<b>- 17 -</b>
A.1.1 Les premiers pas .....	- 17 -
A.1.2 Les dernières avancées .....	- 18 -
A.1.3 Les limites du photon à haute énergie .....	- 19 -
<b>A.2 Les rayons cosmiques</b> .....	<b>- 20 -</b>
A.2.1 Les rayons cosmiques aujourd'hui .....	- 20 -
A.2.2 Problèmes en suspens .....	- 22 -
<b>A.3 Production et accélération des rayons cosmiques</b> .....	<b>- 24 -</b>
A.3.1 Le mécanisme de Fermi .....	- 24 -
A.3.1.1 L'accélération stochastique .....	- 24 -
A.3.1.2 L'accélération par onde de choc en milieu diffusif .....	- 26 -
A.3.2 La production de gamma .....	- 28 -
A.3.2.1 Les modèles électromagnétiques .....	- 28 -
A.3.2.2 Les modèles hadroniques .....	- 29 -
<b>A.4 Le neutrino : un nouveau messenger astrophysique</b> .....	<b>- 30 -</b>
A.4.1 L'apport du neutrino pour l'astronomie .....	- 30 -
A.4.2 Lien entre flux de photons et de neutrinos .....	- 30 -
A.4.2.1 Interaction des protons .....	- 32 -
A.4.2.2 Fraction d'énergie emportée par les neutrinos .....	- 34 -
A.4.2.3 Flux de neutrinos muoniques .....	- 35 -
<b>A.5 Les sources potentielles de neutrino</b> .....	<b>- 36 -</b>
A.5.1 Les sources ponctuelles .....	- 36 -
A.5.1.1 Les supernovæ .....	- 36 -
A.5.1.2 Les noyaux actifs de galaxies .....	- 38 -
A.5.1.3 Les microquasars .....	- 39 -
A.5.1.4 Les sursauts gamma .....	- 40 -
A.5.1.5 La matière noire non baryonique .....	- 41 -
A.5.2 Les sources diffuses .....	- 42 -
A.5.2.1 La Voie Lactée .....	- 42 -
A.5.2.2 L'effet de la coupure GZK .....	- 43 -
A.5.2.3 Les modèles « Top-Down » .....	- 43 -
A.5.3 Les limites actuelles sur les flux de neutrino .....	- 43 -
<b>B. Le défi de la détection</b> .....	<b>- 47 -</b>
<b>B.1 Principe de détection</b> .....	<b>- 47 -</b>
B.1.1 L'interaction du neutrino avec la matière .....	- 47 -
B.1.2 L'absorption par la Terre .....	- 50 -
B.1.3 La propagation des muons induits .....	- 51 -
B.1.3.1 Corrélation muon – neutrino .....	- 51 -
B.1.3.2 Interactions dominantes .....	- 52 -

Ionisation .....	- 53 -
Création de paires .....	- 53 -
Bremsstrahlung .....	- 53 -
Interaction photo-nucléaires .....	- 53 -
Perte globale d'énergie .....	- 53 -
B.1.3.3 Effet Tcherenkov .....	- 54 -
B.1.3.4 Parcours du muon .....	- 55 -
<b>B.2 Les bruits de fond.....</b>	<b>- 56 -</b>
B.2.1 Les neutrinos issus des gerbes atmosphériques.....	- 57 -
B.2.2 Les muons issus des gerbes atmosphériques.....	- 57 -
<b>B.3 Le contexte expérimental.....</b>	<b>- 58 -</b>
B.3.1 Le passé.....	- 58 -
Dumand .....	- 58 -
Macro.....	- 59 -
B.3.2 Le paysage actuel.....	- 59 -
Super-Kamiokande .....	- 59 -
Baïkal.....	- 59 -
Amanda.....	- 60 -
Nestor.....	- 62 -
Auger .....	- 62 -
B.3.3 Le futur .....	- 62 -
IceCube.....	- 62 -
Un km3 méditerranéen.....	- 63 -
Euso .....	- 63 -
<b>B.4 Antares : un projet de télescope à neutrino .....</b>	<b>- 63 -</b>
B.4.1 Le détecteur.....	- 64 -
B.4.1.1 Les lignes.....	- 66 -
B.4.1.2 Les modules optiques .....	- 67 -
B.4.1.3 La numérisation des signaux .....	- 69 -
B.4.1.4 Le positionnement .....	- 71 -
B.4.2 La recherche et l'étude de sites .....	- 72 -
B.4.2.1 Positionnement géographique.....	- 72 -
B.4.2.2 Caractéristiques optiques du milieu.....	- 73 -
Propriété optiques de l'eau .....	- 74 -
Bruit de fond optique .....	- 75 -
B.4.2.3 Bio-salissure .....	- 77 -
<b>C. La génération et la reconstruction des événements .....</b>	<b>- 81 -</b>
<b>C.1 Outils de simulation .....</b>	<b>- 81 -</b>
C.1.1 Génération d'événements liés à un flux de neutrinos.....	- 81 -
C.1.1.1 Génération des événements .....	- 81 -
C.1.1.2 Production des photons Tcherenkov.....	- 82 -
C.1.1.3 Production du bruit de fond optique .....	- 83 -
C.1.1.4 Simulation des modules optiques .....	- 83 -
C.1.2 Génération des bruits de fond physiques.....	- 84 -
C.1.2.1 Les neutrinos atmosphériques .....	- 85 -
C.1.2.2 Les muons atmosphériques.....	- 85 -
<b>C.2 La reconstruction d'une trajectoire.....</b>	<b>- 86 -</b>
C.2.1 Quantités utilisées par la reconstruction.....	- 86 -
C.2.2 Les solutions fantômes.....	- 88 -
C.2.3 Sélection des impulsions .....	- 89 -
C.2.3.1 Sélection des impulsions en coïncidence.....	- 90 -

C.2.3.2	Sélection des impulsions dans une fenêtre temporelle et spatiale .....	- 90 -
C.2.3.3	Filtre de causalité.....	- 90 -
C.2.4	Description de la stratégie utilisée .....	- 90 -
C.2.4.1	Pré-ajustement linéaire .....	- 91 -
C.2.4.2	Méthode de l'estimateur M .....	- 91 -
C.2.4.3	Méthode du maximum de vraisemblance.....	- 92 -
Généralités .....	- 92 -	
Maximum de vraisemblance « simplifié ».....	- 92 -	
Maximum de vraisemblance final.....	- 94 -	
C.2.4.4	Critère de sélection .....	- 95 -
C.2.4.5	Performances comparées .....	- 96 -
<b>C.3</b>	<b>La reconstruction en énergie.....</b>	<b>- 98 -</b>
<b>D.</b>	<b>Sensibilité d'Antares à un ensemble de sources ponctuelles.....</b>	<b>- 101 -</b>
<b>D.1</b>	<b>Egret : un détecteur de photons de haute énergie .....</b>	<b>- 101 -</b>
D.1.1	Description et caractéristiques .....	- 101 -
D.1.2	Le 3 <sup>e</sup> catalogue d'Egret.....	- 102 -
<b>D.2</b>	<b>Observation de corrélations par Antares.....</b>	<b>- 104 -</b>
D.2.1	Description des données.....	- 104 -
D.2.1.1	Sources astrophysiques.....	- 104 -
D.2.1.2	Bruit de fond.....	- 105 -
Neutrinos atmosphériques.....	- 105 -	
Muons atmosphériques .....	- 105 -	
D.2.2	Sensibilité d'Antares .....	- 107 -
D.2.2.1	Probabilité de détection .....	- 107 -
Méthode générale.....	- 107 -	
Probabilité pour un flux donné .....	- 109 -	
Flux pour une probabilité donnée .....	- 116 -	
D.2.2.2	Limite supérieure de sensibilité .....	- 116 -
Méthode générale.....	- 116 -	
Résultats.....	- 117 -	
<b>E.</b>	<b>Un prototype : la ligne secteur.....</b>	<b>- 121 -</b>
<b>E.1</b>	<b>L'ancêtre : la ligne 5.....</b>	<b>- 121 -</b>
<b>E.2</b>	<b>L'histoire de la ligne secteur.....</b>	<b>- 123 -</b>
E.2.1	Les enseignements .....	- 125 -
E.2.1.1	Le fonctionnement global.....	- 125 -
L'électronique.....	- 125 -	
La mécanique.....	- 126 -	
E.2.1.2	L'environnement marin .....	- 126 -
<b>E.3</b>	<b>Description des données simulées .....</b>	<b>- 127 -</b>
<b>E.4</b>	<b>Caractérisation des multi muons .....</b>	<b>- 127 -</b>
<b>E.5</b>	<b>Reconstruction des événements.....</b>	<b>- 130 -</b>
E.5.1	L'aspect mathématique .....	- 130 -
E.5.2	Les résultats .....	- 132 -
E.5.2.1	Pré-ajustement linéaire .....	- 132 -
E.5.2.2	Ajustement à 4 paramètres .....	133
Les résidus .....	- 135 -	
La suppression de fantômes.....	- 136 -	
Critère de déclenchement.....	- 138 -	
E.5.2.3	Ajustement à 5 paramètres .....	- 139 -

E.6	Étalonnage en temps grâce aux muons atmosphériques.....	- 142 -
	<i>Conclusion</i> .....	- 149 -
	<i>Annexe I</i> <i>Bref historique des rayons cosmiques</i> .....	- 153 -
a.	Bref historique .....	- 153 -
b.	Les rayons cosmiques et la physique des particules .....	- 153 -
	<i>Annexe II</i> <i>Le neutrino et son histoire</i> .....	- 157 -
a.	Historique de sa découverte.....	- 157 -
b.	Le neutrino aujourd'hui .....	- 159 -
	<i>Bibliographie</i> .....	- 163 -
	<i>Résumé</i> .....	- 172 -



## Table des illustrations

<i>Figure A-1 : Évolution en fonction de leur énergie du libre parcours moyen du photon (en trait plein) et du proton (en pointillé, cf. section A.2.2) correspondant à une diffusion sur les différents fonds diffus.....</i>	- 20 -
<i>Figure A-2 : Spectre différentiel des rayons cosmiques en fonction de l'énergie, au dessus de 1 GeV.....</i>	- 21 -
<i>Figure A-3 : Spectre en énergie des rayons cosmiques, au dessus de <math>10^{18}</math> eV, observé par AGASA. La courbe en pointillés indique ce qui est attendu d'une distribution de sources uniformément réparties dans l'univers.....</i>	- 22 -
<i>Figure A-4 : Diagramme de Hillas. Les droites correspondent à la condition nécessaire pour atteindre respectivement <math>10^{20}</math> eV (100 EeV) et <math>10^{21}</math> eV (1 ZeV) pour des protons et des noyaux de fer. Les objets représentés en dessous de ces droites ne peuvent accélérer les particules au delà de l'énergie correspondante. ....</i>	- 23 -
<i>Figure A-5 : Schéma du mécanisme de l'accélération stochastique sur un centre diffuseur se déplaçant à la vitesse <math>V</math> par rapport à l'observateur. ....</i>	- 25 -
<i>Figure A-6 : Schéma du mécanisme de l'accélération par onde de choc en milieu diffusif: <math>u_1</math> représente la vitesse du choc par rapport au milieu non choqué et <math>u_2</math> celle à laquelle le choc voit le milieu choqué s'éloigner. ....</i>	- 26 -
<i>Figure A-7 : Spectres schématiques de neutrinos pour trois cas de figures : (1) neutrinos atmosphériques, (2) neutrinos issus du plan galactique, (3) neutrinos issus de sources de rayons cosmiques. Les normalisations relatives sont arbitraires. ....</i>	- 32 -
<i>Figure A-8 : Comparaison entre les sections efficaces totales des réactions <math>pp</math>, <math>p\gamma</math> et <math>\gamma\gamma</math> en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. ....</i>	- 33 -
<i>Figure A-9 : Évolution de la section efficace des différents processus induit par l'interaction d'un proton avec un photon.....</i>	- 33 -
<i>Figure A-10 : Diagramme schématique illustrant le modèle unifié des AGN. La partie supérieure correspond à une source de grande puissance avec des jets émergeant du tore « ouvert », la partie inférieure à une source de faible puissance avec des jets émergeant d'un tore « fermé ». Des morphologies différentes sont produites en fonction de l'orientation de l'observateur par rapport au tore obscurcissant et aux jets. Les BL lac et les quasars variables optiquement violents sont appelés blazars dans le texte. ....</i>	- 38 -
<i>Figure A-11 : Schéma comparatif entre le modèle des quasars et des microquasars (d'après [27]). ....</i>	- 39 -
<i>Figure A-12 : Carte des sursauts gamma détectés par BATSE, en coordonnées galactiques [32]. ....</i>	- 40 -
<i>Figure A-13 : Limites supérieures sur les flux de neutrinos induits par les sources ponctuelles non résolues. La limite la plus restrictive est celle de Waxman et Bahcall. Les autres limites sont celles de Mannheim et al. La limite en <math>E^{-2}</math> (opaque) est obtenue à partir de la normalisation sur les observations de rayons gamma. Elle est valable pour les sources opaques aux neutrons et donc aux rayons cosmiques. Le bruit de fond atmosphérique est également représenté [46]. ....</i>	- 44 -
<i>Figure B-1 : Évolution de la section efficace d'interaction des neutrinos et anti-neutrinos en fonction de leur énergie exprimée en GeV, par courant chargé (CC) et courant neutre (NC). Les courbes sont issues de [48]. ....</i>	- 49 -
<i>Figure B-2 : Profil de densité de la Terre en fonction de la distance au centre [48]. ....</i>	- 50 -
<i>Figure B-3 : Coefficient de transmissibilité de la Terre aux neutrinos en fonction de leur énergie <math>E_\nu</math> et de leur angle d'incidence <math>\theta_\nu</math>. L'absorption est due aux interactions par courants chargés. L'effet du cœur dense de la Terre est clairement visible. ....</i>	- 51 -
<i>Figure B-4 : Évolution de la corrélation angulaire moyenne <math>\langle \theta_{\nu\mu} \rangle</math> entre le muon et le neutrino père, au niveau du point d'interaction et au niveau du détecteur. ....</i>	- 52 -
<i>Figure B-5 : Rapport moyen entre l'énergie du muon et celle du neutrino, au niveau du vertex de production (courbe du haut) et du détecteur (courbe du bas). ....</i>	- 52 -
<i>Figure B-6 : Diagrammes de Feynman des processus de perte d'énergie du muon avec la matière. Le diagramme a) montre la diffusion sur les électrons atomiques (ionisation), b) le bremsstrahlung sur des électrons ou des nucléons, c) la création de paire, et enfin d) montre</i>	

<i>l'interaction photonucléaire avec un nucléon</i> .....	- 53 -
<i>Figure B-7 : Contribution à la perte d'énergie des principaux types de processus engendrés par le passage du muon dans la roche (à gauche) et dans l'eau (à droite).</i> .....	- 54 -
<i>Figure B-8 : Sillage conique de la lumière Tcherenkov émise par une particule de vitesse <math>v &gt; c/n</math>.</i> .....	- 55 -
<i>Figure B-9 : Évolution du parcours du muon dans la roche en fonction de son énergie au vertex d'intégration.</i> .....	- 56 -
<i>Figure B-10 : Schéma du développement d'une gerbe atmosphérique. Le proton primaire interagit avec un noyau de l'atmosphère et produit des mésons neutres et chargés, ces derniers étant à l'origine des muons et neutrinos sources du bruit de fond.</i> .....	- 57 -
<i>Figure B-11 : Dépendance angulaire des différentes composante du bruit de fond pour le site Antares (<math>\cos\theta = 1</math> pour les muons descendants verticaux).</i> .....	- 58 -
<i>Figure B-12 : Schéma du détecteur NT-200 de Baïkal.</i> .....	- 60 -
<i>Figure B-13 : Distribution angulaire des événements observés par l'expérience Baïkal entre 1996 et 1999 (croix) comparée à la distribution attendue pour le flux des neutrinos atmosphériques (sans prendre en compte l'effet des oscillations).</i> .....	- 60 -
<i>Figure B-14 : Limite supérieure à 90% de niveau de confiance obtenue par Baikal sur le flux de neutralino en provenance du centre de la Terre comparée aux résultats de Baksan, Amanda, Macro et Super Kamiokande [59].</i> .....	- 60 -
<i>Figure B-15 : Schéma des détecteurs Amanda-A, Amanda-B10 et Amanda-II. La Tour Eiffel est donné comme comparaison car le dessin est à l'échelle.</i> .....	- 61 -
<i>Figure B-16 : Emplacements géographique des laboratoires participant au projet Antares.</i> .....	- 63 -
<i>Figure B-17 : schéma du détecteur Antares.</i> .....	- 64 -
<i>Figure B-18 : photographie montrant la fin du déploiement du câble électro-optique sur la plage des Sablottes à la Seyne-sur-Mer.</i> .....	- 65 -
<i>Figure B-19 : photographie montrant la boîte de jonction sur le bateau peu de temps avant sa mise à l'eau.</i> .....	- 65 -
<i>Figure B-20 : Schéma descriptif des différents éléments de la boîte de jonction.</i> .....	- 66 -
<i>Figure B-21 : Schéma d'un étage. On distingue le conteneur pour l'électronique embarquée positionné entre les trois modules optiques, surmonté par la « boule de LED » et tout en bas, l'hydrophone.</i> .....	- 67 -
<i>Figure B-22 : Schéma de principe d'un module optique.</i> .....	- 68 -
<i>Figure B-23 : L'histogramme de gauche représente le nombre de photoélectrons détectés en fonction de l'angle formé par la direction de visée du module optique et la direction incidente du <math>\mu</math>, pour des trajectoires éloignées de 50 cm de la photocathode. L'histogramme de droite montre le nombre de photoélectrons mesurés en fonction de la distance de la trajectoire à la photocathode, pour un angle de 45° entre le module optique et la trajectoire.</i> .....	- 69 -
<i>Figure B-24 : Schéma illustrant le fonctionnement de la discrimination entre événements SPE et WF.</i> .....	- 70 -
<i>Figure B-25 : Schéma montrant le principe de fonctionnement d'un TVC pour la détermination du temps d'arrivée d'une impulsion.</i> .....	- 71 -
<i>Figure B-26 : Principe de l'effet Walk.</i> .....	- 71 -
<i>Figure B-27 : Carte géographique du site sélectionné pour Antares.</i> .....	- 73 -
<i>Figure B-28 : Relevé bathymétrique du site Antares réalisé avec le sous-marin le Nautilus.</i> .....	- 73 -
<i>Figure B-29 : Vitesse et orientation du courant enregistrés sur le site Antares. Les différentes teintes indiquent différentes semaines, pour une durée totale de 76 jours. La direction privilégiée du courant est Est-Ouest et la plus grande valeur enregistrée est de 20 cm/s.</i> .....	- 73 -
<i>Figure B-30 : Distributions normalisées à une même hauteur de pic des temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs pour les deux distances de 24 m et 44 m.</i> .....	- 74 -
<i>Figure B-31 : Exemple de taux de comptage enregistré sur un phototube de 8 pouces et la distribution de ce taux de comptage.</i> .....	- 76 -
<i>Figure B-32 : Évolution du taux de comptage de la ligne de base et du taux de pics des photomultiplicateurs en fonction de la vitesse du courant.</i> .....	- 77 -
<i>Figure B-33 : Perte de transmissivité au travers de deux sphères, sur une période de 8 mois. Les différents angles indiquent des angles de vue par rapport à la verticale orientée vers le haut,</i>	

90° indique donc l'horizontale.....	- 78 -
Figure C-1 : Cylindre de génération des interactions de neutrinos et la « cannette », cylindre dans lequel la génération de la lumière Tcherenkov est effectuée ( $L = 3L_{at,eff}$ ). .....	- 82 -
Figure C-2 : Évolution de la transparence du couple verre-gel (à gauche) et de l'efficacité quantique de la photocathode (à droite) en fonction de la longueur d'onde. ....	- 84 -
Figure C-3 : Réponse angulaire du phototube en fonction de l'angle d'incidence du photon par rapport à l'axe de la photocathode. ....	- 84 -
Figure C-4 : Comparaison entre l'évolution du nombre de photoélectrons détectés en fonction de l'angle dans les données de « la gamelle » (en trait plein) à la simulation (en pointillés) pour des trajectoires passant à un 1 mètre du phototube. ....	- 84 -
Figure C-5 : Comparaison du flux prédit par trois modèles de flux de neutrino atmosphérique conventionnel : HKKM, Bartol et Volkova. Flux différentiels prédits multipliés par $E_\nu^3$ , à gauche flux pour les neutrinos et anti-neutrinos muoniques, à droite pour les neutrinos et anti-neutrinos électroniques.....	- 85 -
Figure C-6 : Schéma du référentiel utilisé par le programme de reconstruction. ....	- 86 -
Figure C-7 : Illustration de l'émission d'un photon Tcherenkov par un muon se propageant en ligne droite vers un phototube.....	- 87 -
Figure C-8 : Évolution de la distribution des résidus en temps en fonction de l'énergie des muons. ....	- 88 -
Figure C-9 : Densité de probabilité utilisée pour le maximum de vraisemblance simplifié en fonction du résidu $\Delta t$ et de l'angle entre le photon et le phototube $\theta_\gamma$ .....	- 94 -
Figure C-10 : Exemple de distribution de probabilité pour des amplitudes d'impulsions comprises entre 0,5 et 1,5 photoélectrons. En gris, pour les impulsions provenant du bruit de fond, en noir pour les impulsions provenant du signal. ....	- 95 -
Figure C-11 : Distribution du nombre d'événements reconstruits montant par an en fonction de la coupure appliquée sur $A$ pour le bruit de fond des muons atmosphériques, pour les neutrinos atmosphériques (flux calculé par Bartol) et pour une source astrophysique ayant un spectre en $E^{-2}$ .....	- 96 -
Figure C-12 : Évolution de la surface effective neutrino en fonction de l'énergie du neutrino pour les trois stratégies disponibles dans le programme de reconstruction. ....	- 97 -
Figure C-13 : Évolution de l'angle entre le muon au vertex ( $\mu_{MC}$ ) et le muon reconstruit ( $\mu_{reco}$ ), le neutrino ( $\nu$ ) et le muon reconstruit en fonction de l'énergie $E_\nu$ du neutrino. ....	- 97 -
Figure C-14 : Distribution des énergies reconstruites en fonction des énergies vraies : à gauche pour tous les événements reconstruits en énergie et à droite pour les événements sélectionnés comme « bien reconstruits » (coupure sur le maximum de vraisemblance).....	- 99 -
Figure C-15 : Évolution de la dispersion (RMS) de l'estimation de l'énergie en fonction de l'énergie vrai du muon. ....	- 99 -
Figure D-1 : Photo et schéma de principe du détecteur Egret. ....	- 102 -
Figure D-2 : Carte en coordonnées galactiques des sources observées par Egret. ....	- 102 -
Figure D-3 : À gauche : distribution des indices spectraux mesurés par Egret. À droite : évolution de l'erreur absolue sur la détermination de l'indice spectral en fonction de sa valeur.....	- 103 -
Figure D-4 : Pourcentage de temps de visibilité d'une source par le détecteur Antares, en fonction de sa déclinaison en degrés. ....	- 104 -
Figure D-5 : Temps de vie équivalent différentiel de la génération de neutrinos atmosphériques utilisée en fonction de l'énergie du neutrino. ....	- 105 -
Figure D-6 : Schéma de principe de calcul de la probabilité de détection. Le nombre $N_1$ .....	- 107 -
Figure D-7 : Les figures a) à d) présentent, codé par différentes teintes :.....	- 110 -
Figure D-8 : Distribution des événements détectés par Antares pour un flux différentiel en $E^{-2}$ en fonction du logarithme en base 10 de leur énergie vraie. La normalisation du flux utilisée est arbitraire. ....	- 111 -
Figure D-9 : Distribution des $\log_{10}(E_{sel})$ (en haut) et $\theta_{sel}$ (en bas, en degrés) pour les sources dont la probabilité est supérieure à 0,1%. ....	- 112 -
Figure D-10 : Distribution des probabilités de détection maximale pour les probabilités supérieures à 0,1%. ....	- 112 -

Figure D-11 : Distribution de $\text{Log}_{10}(E^2 d\phi/dE / 1 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1})$ .....	112 -
Figure D-12 : Logarithme de la probabilité de détection en fonction de $\text{Log}_{10}(E^2 d\phi/dE / 1 \text{ GeV m}^{-2} \text{ s}^{-1})$ . La taille des boîtes est proportionnelle au nombre de sources.....	112 -
Figure D-13 : Distribution du logarithme en base dix du nombre moyen d'événements produits par les sources avec les coupures optimales.....	113 -
Figure D-14 : Distribution du bruit de fond attendu par an sous les sources avec les coupures optimales. N'apparaissent pas ici les bruits de fond associée aux 7 sources les plus intenses qui sont de 2 à 3 événement par an.....	113 -
Figure D-15 : Distribution des probabilités de détection maximale pour les probabilités supérieures à 0,1%, à gauche pour un indice spectral de 2,1 et à droite de 2,2.....	115 -
Figure D-16 : Flux nécessaire pour une source pour avoir une probabilité de détection égale à 50% en fonction de sa déclinaison pour différents indices spectraux.....	116 -
Figure D-17 : Distribution dans le plan $(E_{\text{sel}}, \theta_{\text{sel}})$ de $A_2(<s_1>/s_2)$ à la déclinaison $14,97^\circ$ . Le point noir indique la position de la valeur minimale qui est $A_2^{\text{lim}}$ .....	118 -
Figure D-18 : Distribution dans le plan $(E_{\text{sel}}, \theta_{\text{sel}})$ de $A_2(<s_1>/s_2)$ à la déclinaison $-57,14^\circ$ . Le point noir indique la position de la valeur minimale qui est $A_2^{\text{lim}}$ .....	118 -
Figure D-19 : Sensibilité d'Antares aux sources ponctuelles de positions connues à 90% de niveau de confiance pour des indices spectraux de 2,0, 2,1 et 2,2.....	119 -
Figure E-1 : Schéma du démonstrateur « ligne 5 ».....	122 -
Figure E-2 : Distributions angulaires reconstruites des muons atmosphériques à partir des données réelles et des données simulées.....	122 -
Figure E-3 : Schéma représentant la ligne secteur et la ligne instrumentée connectées à la boîte de jonction.....	123 -
Figure E-4 : Photo de la ligne secteur à Marseille. Les cinq étages et le câble électro-optique sont visibles en arrière plan alors que la base contenant l'électronique de contrôle lent et la distribution de puissance est en avant plan. Le prototype est prêt à être installé dans la chambre noire (salle bleue à droite de la photo) pour une série de tests.....	124 -
Figure E-5 : Photos, prises par le sous-marin le Nautille, montrant la connection entre la boîte de jonction (photo de gauche) et la ligne instrumentée (photo de droite). .....	124 -
Figure E-6 : Évolution environ un mois de l'orientation de deux étages consécutif de la ligne secteur par rapport au nord magnétique.....	125 -
Figure E-7 : Exemples de taux de comptage exprimé en kHz en fonction du temps en secondes. La ligne de base ainsi que le taux de pics sont très variables.....	126 -
Figure E-8 : Multiplicité des muons engendrés pour la ligne 5 au niveau de la canette (à gauche) et pour la ligne secteur au niveau de la canette (à droite, courbe du haut) et pour les muons ayant éclairé les cinq étages de la ligne (à droite, courbe du bas).....	128 -
Figure E-9 : Distance entre les muons d'un même événement pour la ligne 5 au niveau de la canette (à gauche) et pour la ligne secteur, au niveau de la canette (à droite, courbe du haut) et pour les muons ayant illuminé les cinq étages de la ligne (à droite, courbe du bas).....	129 -
Figure E-10 : À gauche, distance moyenne des muons au centre du « paquet » en fonction de l'énergie moyenne des muons composant ce « paquet ». À droite, énergie moyenne du « paquet » de muons en fonction du nombre de trajectoires engendrées. Ces deux distributions sont effectuées au niveau de la canette.....	129 -
Figure E-11 : Schéma du référentiel de moindre approche.....	130 -
Figure E-12 : Topologie des impulsions lumineuses vues par le détecteur pour différentes configuration en $Z_0 = -100, +10$ et $+100 \text{ m}$ et pour une distance de $10 \text{ m}$ , représentés dans le plan $(cT, Z)$ . Les cinq points le long de l'axe verticale symbolisent la position des phototubes, et donc la partie de l'hyperbole échantillonnée par le détecteur. Le point $(cT_0, Z_0)$ est positionné à l'intersection des deux axes pointillés.....	131 -
Figure E-13 : Évolution de la forme de l'hyperbole avec la distance, de 0 à 80 m, dans le même système d'axes que dans la Figure E-12.....	132 -
Figure E-14 : Organisation de la stratégie de reconstruction.....	132 -
Figure E-15 : Distribution des angles reconstruit par le pré-ajustement linéaire : $\theta_T - \theta_{MC}$ à gauche et	

$\theta_L - \theta_{MC}$ à droite en degrés (unité arbitraire). $\theta_{MC}$ représente l'angle engendré.....	133 -
Figure E-16 : Résolution angulaire ( $\theta_L - \theta_{MC}$ ) en fonction du paramètre asymptotique ( $ Z_0 /d$ ).....	133 -
Figure E-17 : Distributions du cosinus des angles reconstruits à 4 paramètres pour les événements ayant touchés les 5 étages après filtrage (courbe du bas) et des angles engendrés correspondants (courbe du haut).....	134 -
Figure E-18 : Distribution de la différence entre l'angle estimé par l'ajustement à 4 paramètres et l'angle vrai pour les événements ayant touchés les 5 étages de la ligne après filtrage.....	134 -
Figure E-19 : Distribution des résidus (en ns) de l'ajustement à 4 paramètres de tous les PM pour les événements ayant touchés les 5 étages.....	134 -
Figure E-20 : Évolution de $\theta_{rec} - \theta_{MC}$ en fonction de la probabilité de $\chi^2$ avec $\sigma = 3$ ns. Les barres verticales sont proportionnelles à la dispersion des valeurs.....	134 -
Figure E-21 : Distribution de la probabilité de $\chi^2$ ( $\sigma = 3$ ns) pour les solutions non-fantômes.....	135 -
Figure E-22 : Distribution de la probabilité de $\chi^2$ ( $\sigma = 3$ ns) pour les solutions fantômes.....	135 -
Figure E-23 : Schéma explicatif de la distribution angulaire non centrée (cf. Figure E-20). Plus le photon Tcherenkov parcourt une grande distance et plus il est retardé par la diffusion.....	136 -
Figure E-24 : Distribution des événements en fonction de l'altitude de moindre approche (en abscisse, en mètres) et l'angle reconstruit (en ordonnée, en degrés). La figure du bas est un agrandissement de celle du haut.....	137 -
Figure E-25 : Comparaison entre les distributions des angles reconstruits quelque soit $Z_0$ (courbe du haut) et pour $Z_0 < -15$ m (courbe du bas). $Z = 0$ au niveau du barycentre du détecteur.....	137 -
Figure E-26 : Distribution de l'écart entre l'angle estimé et l'angle vrai (en degrés) pour l'ajustement à 4 paramètres avec la coupure sur $Z_0$ .....	137 -
Figure E-27 : Flux de muon engendré et reconstruit après la coupure des solutions fantômes.....	137 -
Figure E-28 : Résolution angulaire de l'ajustement à 4 paramètres pour différents critères de déclenchement.....	138 -
Figure E-29 : Distributions des cosinus des angles zénithaux reconstruits à 5 paramètres (courbe du bas) et des angles engendrés correspondants (courbe du haut).....	139 -
Figure E-30 : Distributions des angles azimutaux reconstruits à 5 paramètres (courbe présentant des pics) et les angles engendrés correspondants (en degrés).....	139 -
Figure E-31 : Différence entre l'angle zénithal reconstruit et l'angle zénithal vrai en fonction de l'altitude du point de moindre approche $Z_{min}$ .....	140 -
Figure E-32 : Distribution de la différence entre l'angle zénithal reconstruit et l'angle vrai sans (courbe du haut) et avec la coupure : $Z_{min} < -10$ m (courbe du bas).....	140 -
Figure E-33 : Corrélation entre les angles azimutaux reconstruits et engendrés (en degrés).....	141 -
Figure E-34 : Différence entre l'angle azimutal reconstruit et l'angle azimutal vrai (en degrés).....	141 -
Figure E-35 : Différence entre l'angle zénithal estimé et vrai après la coupure sur $Z_{min}$ (en degrés).....	141 -
Figure E-36 : Distribution de l'angle zénithal reconstruit et simulé après coupure sur $Z_{min}$ .....	141 -
Figure E-37 : Distribution des résidus obtenus après l'ajustement à 5 paramètres (en ns).....	142 -
Figure E-38 : Distribution de la probabilité de $\chi^2$ obtenue avec $\sigma = 3$ ns.....	142 -
Figure E-39 : Distribution des moyennes des résidus pour chaque PM sur des données Monte Carlo incluant les multi-muons. Le premier canal correspond à la somme contributions de tous les PM.....	143 -
Figure E-40 : Distribution des moyennes des résidus pour chaque PM sur des données Monte Carlo sans multi-muons. Le premier canal correspond à la somme contributions de tous les PM.....	143 -
Figure E-41 : Principe de fonctionnement de la méthode d'étalonnage en temps des photomultiplicateurs.....	145 -
Figure E-42 : Les 15 distributions des $R_{ki}$ ( $k, i = 1, \dots, 15$ ) sont représentés en ns sur cette figure dans le cas où le PM 5 est décalé de 10 ns. Sous chaque graphique est indiqué les valeurs de $k$ , $\chi^2$ et de $\Delta$ obtenues.....	146 -
Figure I-1 : Photographie d'une trajectoire laissée par un positron dans la chambre à brouillard de C. D. Anderson.....	154 -
Figure II-1 : Domaine d'exclusion de CHOOZ pour les neutrinos de réacteur, pour un niveau de confiance de 90%.....	161 -



## Liste des tableaux

<i>Tableau 1 : Propriétés optiques de l'eau au site d'Antares. Les premières erreurs indiquées sont statistiques et les secondes, systématiques.</i>	- 75 -
<i>Tableau 2 : Valeur des paramètres utilisés dans la densité de probabilité.</i>	- 93 -
<i>Tableau 3 : Récapitulatif des sources présentes dans le troisième catalogue d'Egret. 67 de ces sources sont associées avec certitude à un AGN, tandis que pour 27 autres, le lien est seulement probable. <math>b</math> représente la latitude galactique.</i>	- 103 -
<i>Tableau 4 : Récapitulatif des nombres d'interactions de rayons cosmiques primaires engendrés avec HEMAS Ngen et la correspondance en temps de vie équivalent T.E. (en jours). En haut, sont indiquées les valeurs pour un angle d'incidence compris entre 0 et 60° et en bas, entre 60 et 85°.</i>	- 106 -
<i>Tableau 5 : exemples de nombres d'événements simulés et attendus par an après les coupures optimales pour quatre sources.</i>	- 111 -
<i>Tableau 6 : Récapitulatif des probabilités de détection obtenues avec des indices spectraux de 2,0, 2,1 et 2,2. Les différentes évolutions en fonction de cet indice sont dues aux différentes déclinaisons des sources.</i>	- 114 -
<i>Tableau 7 : Probabilités de détection avec 0%, 5% et 10% des modules optiques supprimés afin de simuler l'effet de la bioluminescence.</i>	- 115 -
<i>Tableau 8 : Quelques chiffres à propos des données Monte Carlo utilisées pour l'étude de la ligne secteur.</i>	- 127 -
<i>Tableau 9 : Proportion des événements reconstruits à 4 paramètres par rapport aux événements satisfaisant le critère de déclenchement, en fonction du nombre d'étages demandé.</i>	- 139 -
<i>Tableau 10 : Tableau montrant les décalages <math>\Delta_k</math> et les <math>\chi^2(k)</math> obtenus en supprimant à chaque fois le PM <math>k</math> indiqué en première ligne.</i>	- 144 -





## INTRODUCTION

Lors de la première moitié du vingtième siècle, le rayonnement cosmique a permis à la physique des particules de découvrir de nouvelles particules que les physiciens ne pouvaient alors produire sur Terre. Depuis quelques années, c'est l'infiniment petit qui vient au secours de l'infiniment grand au travers d'une nouvelle thématique scientifique : l'astroparticule. Cette jeune discipline à la frontière entre la physique des particules, l'astrophysique et la cosmologie tente de mieux comprendre notre Univers grâce aux connaissances et aux techniques expérimentales acquises afin d'étudier les particules élémentaires.

L'astroparticule souhaite entre autre utiliser le neutrino comme un nouveau point de vue sur l'Univers, en particulier pour étudier les objets astrophysiques les plus puissants. En effet, cette particule aux caractéristiques un peu particulières – elle est sensible uniquement à l'interaction faible – est la seule qui permette une astronomie de précision sur des distances cosmologiques à haute énergie, c'est-à-dire au dessus de 1 TeV.

Le premier chapitre, après avoir effectué un état des lieux de l'astrophysique de haute énergie, détaille comment le neutrino peut aider à résoudre quelques uns des problèmes actuels de l'astrophysique. L'un d'eux est de connaître précisément quel est le mécanisme à l'origine des rayons cosmiques et des photons de haute énergie observés sur Terre. Le mécanisme généralement considéré est celui de Fermi, fondé sur la diffusion des particules dans un milieu choqué. Ce processus peut accélérer un plasma composé soit d'électrons et de protons, soit seulement d'électrons. Dans le premier cas uniquement, des neutrinos seront produits par interaction des protons accélérés avec le plasma. C'est pourquoi leur observation permettrait une grande avancée dans le domaine de l'astroparticule. Ensuite, quelques unes des sources potentielles de neutrinos, telles que les sursauts gamma, les noyaux actifs de galaxies, sont décrites.

La détection des neutrinos d'origine astrophysique est un réel défi technologique car elle nécessite la mise en œuvre d'instruments issus de la physique des particules dans des conditions environnementales très inhabituelles. Ce point fait l'objet du deuxième chapitre dans lequel la physique de l'interaction du neutrino muonique avec la matière et la propagation du muon induit sont exposés ainsi que les bruits de fond physiques associés à cette détection. Plusieurs expériences tentent d'observer des neutrinos extraterrestres au dessus du TeV. Ce contexte historique est développé dans ce chapitre avant une description détaillée d'un projet qui souhaite déployer un télescope à neutrino au large de Toulon par 2 500 m de fond : Antares.

Pour développer les algorithmes de reconstruction des événements observés par le futur télescope Antares et caractériser leurs performances, des simulations du signal – constitué par des neutrinos astrophysiques – et du bruit de fond – les neutrinos et muons atmosphériques – doivent être utilisées. Les méthodes choisies sont précisées dans le troisième chapitre. Ensuite, les stratégies de reconstruction de la trajectoire et de l'énergie des muons, ainsi que leurs performances, sont décrites.

Ceci nous permet d'arriver au quatrième chapitre qui développe l'étude de la sensibilité d'Antares aux sources ponctuelles de photons gamma observées par le détecteur Egret. Après une rapide description de ce détecteur et de son catalogue de sources, la méthodologie employée et les résultats obtenus pour estimer cette sensibilité sont exposés dans le détail.

Le chemin qui conduit au déploiement d'un télescope à neutrinos complet n'est pas des plus aisé, il est donc nécessaire de passer par des prototypes afin de valider les différents choix technologiques. La collaboration Antares en avait déjà déployé un avec succès en 2000, la « ligne 5 », mais souhaitait effectuer un dernier test avant la construction du détecteur final grâce à la « ligne secteur ». Le cinquième chapitre retrace l'histoire de la ligne secteur et expose quelques uns des enseignements retirés. Pour permettre la reconstruction des événements observés par ce prototype, une stratégie a été développée. Cependant, toutes les fonctionnalités de la ligne secteur n'ont pas été opérationnelles, empêchant entre autre la détection de muons. Toutefois, les résultats obtenus sur des données simulées sont détaillés dans ce dernier chapitre





## A. L'ASTROPHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES

L'astrophysique à haute énergie a pour objet l'étude des sources extrêmes de l'Univers, celles où se produisent les plus grands transferts d'énergie, afin de comprendre les processus physiques qui y sont à l'œuvre. Ce chapitre introduit tout d'abord l'astronomie des hautes énergies en photons et en rayons cosmiques, ainsi que le mécanisme de Fermi d'accélération des particules qui permet de relier les informations apportées par les différents messagers de l'Univers. Cependant, de nombreux problèmes sont soulevés par les observations récentes, auxquels l'astronomie neutrino peut apporter des éléments de réponse. Pour finir, quelques sources potentielles de neutrinos de haute énergie sont décrites ainsi que des limites théoriques sur le flux diffus de neutrinos attendu.

### A.1 L'astronomie photonique

Depuis l'apparition il y a environ 120 000 ans de l'Homo sapiens sur Terre jusqu'au début du vingtième siècle, en passant par la première utilisation d'un télescope par Galilée en 1609 [1], notre connaissance de l'Univers reposait seulement sur les messages lumineux que nous en recevions, c'est-à-dire ceux transportés par la partie visible du spectre électromagnétique. Or la lumière visible ne forme qu'une toute petite fraction de ce spectre, qui va des ondes radio au rayonnement gamma, en passant par l'infra-rouge, l'ultra-violet et les rayons X. La deuxième moitié du XXe siècle voit s'ouvrir, l'une après l'autre, toutes ces nouvelles «fenêtres» électromagnétiques sur l'Univers.

#### A.1.1 Les premiers pas

L'atmosphère qui entoure la Terre est transparente aux rayonnements dont la longueur d'onde est comprise entre environ 30 nm et 1  $\mu$ m (entre 1 et 35 eV) : les longueurs d'onde plus courtes et plus longues sont absorbées par les molécules de la basse atmosphère (essentiellement l'oxygène, l'ozone et la vapeur d'eau). Mais pour les ondes radioélectriques, entre quelques millimètres<sup>1</sup> et quelques dizaines de mètres<sup>2</sup>, l'atmosphère est à nouveau transparente : c'est le domaine de la radioastronomie. En 1932, un ingénieur à la Bell Telephone, Karl Jansky, découvrit par hasard un tel signal alors qu'il étudiait les directions d'arrivée de parasites. Il remarqua même un rayonnement en provenance d'un point fixe du ciel, qui était le signal émis par le centre de notre Galaxie. Mais c'est le développement militaire du radar, pendant la seconde guerre mondiale, qui devait fournir à la radioastronomie les moyens d'un vrai départ, avec, entre autres, la découverte d'une émission radio solaire. Et dès les années 1960, les radioastronomes découvrent des objets célestes inimaginables quelques années plus tôt : les quasars<sup>3</sup> d'abord, puis les pulsars<sup>4</sup>.

En 1963, travaillant pour Bell Laboratory, Arno Penzias et Robert Wilson devaient étudier le bruit qui interférait avec le développement de satellites de communication. Ils ont découvert que quelle que soit la direction de leur antenne, ils observaient toujours ce bruit, même où le ciel était visiblement vide. Cette découverte majeure constituait une magnifique confirmation

<sup>1</sup> dépendant de la quantité d'eau dans l'atmosphère

<sup>2</sup> dépendant de la densité électronique dans l'ionosphère, la couche ionisée de la haute atmosphère

<sup>3</sup> Les quasars sont des galaxies lointaines émettant d'énormes quantités d'énergie.

<sup>4</sup> Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide émettant des radiations à intervalles réguliers.

de la théorie du Big Bang qui avait prévu un tel rayonnement, appelé fond diffus cosmologique, comme la conséquence de « l'explosion » primordiale à l'origine de notre Univers.

Les autres fenêtres d'observation ne pouvaient pas s'ouvrir pour des instruments basés à terre, car l'atmosphère leur est opaque. En 1949 une fusée V2 emportant un compteur Geiger a détecté une émission de rayons X en provenance du Soleil. Mais c'est du 18 juin 1962 qu'il faut dater le début de l'exploration de l'univers par les rayons X<sup>5</sup>. En effet, sous l'impulsion entre autres de Riccardo Giacconi, qui a reçu le prix Nobel en 2002, une fusée qui emportait un détecteur permit de déceler une émission extragalactique dont la source est connue depuis comme Scorpius X 1. Pendant les années 1960, de nombreuses découvertes, comme celle de la nébuleuse du Crabe, ont été faites à l'aide de fusées et de ballons. Ces observations ont révélé des phénomènes qui n'avaient pas été prédits par les astrophysiciens, comme par exemple les systèmes binaires<sup>6</sup> et les processus d'accrétion<sup>7</sup>.

De petits détecteurs gamma<sup>8</sup>, sensibles à des photons d'énergie supérieure au keV, ont commencé à être installés sur des satellites au début des années 1960. Mais la découverte la plus extraordinaire a été réalisée en 1967 par une série de satellites militaires américains, nommée VELA, qui avait pour objectif de surveiller le respect des traités interdisant les essais nucléaires à l'air libre. Mais au lieu d'observer une quelconque explosion causée par l'homme, ces satellites ont détecté pour la première fois des sursauts gamma (GRB pour Gamma Ray Burst, cf. section A.5.1.2).

### A.1.2 Les dernières avancées

Dans le domaine des hautes énergies, c'est-à-dire au-dessus du GeV, les dernières observations majeures ont été obtenues grâce à deux satellites, CGRO et Beppo-Sax, et par plusieurs télescopes à effet Tcherenkov atmosphériques, comme Wipple [2], Cat [3], Celeste [4], Magic [5] ou Cangaroo [6] qui observent la lumière Tcherenkov (cf. B.1.3.3 sur l'effet Tcherenkov) produite par les gerbes atmosphériques qui sont des cascades de particules engendrées par l'interaction d'un photon unique de haute énergie avec l'atmosphère.

Le satellite CGRO [7] (pour Compton Gamma Ray Observatory) a exploré l'univers, grâce à ses quatre détecteurs (Batse, Osse, Comptel, Egret), entre 20 keV et 30 GeV pendant presque une décennie, de 1991 à 2000. En particulier, le catalogue de sources obtenu par Egret recense 274 sources ponctuelles entre 100 MeV et 20 GeV, dont 94 noyaux actifs de galaxie (cf. section A.5.1.2), 6 pulsars, 5 restes de supernovæ et 169 sources non identifiées<sup>9</sup>.

Le satellite Beppo-Sax [8], opérationnel de 1996 à 2002, a permis l'étude des sursauts gamma simultanément en  $\gamma$  mous et en rayons X, soit entre 2 et 600 keV, par une localisation rapide et précise de l'événement qui autorise par la suite une recherche de contrepartie optique par un télescope. Lorsqu'une telle contrepartie est trouvée, une mesure de la distance du sursaut peut être obtenue par la mesure du décalage vers le rouge<sup>10</sup> (noté  $z$ ) de la galaxie hôte. Le sursaut le plus lointain jamais observé jusqu'à présent date du 31 janvier 2000 avec  $z \approx 4,5$  [9].

<sup>5</sup> Le domaine des rayons X est compris par convention approximativement entre 0,1 et 50 Å, soit entre 0,25 et 125 keV.

<sup>6</sup> deux objets en orbite autour de leur centre de gravité

<sup>7</sup> accumulation de poussière et de gaz autour d'un objet massif

<sup>8</sup> Les photons gamma possèdent une énergie supérieure à environ 100 keV.

<sup>9</sup> c'est-à-dire sans contrepartie clairement identifiée dans un autre domaine de longueur d'onde.

<sup>10</sup> Le décalage vers les basses fréquences (donc vers le rouge pour la lumière visible) de la fréquence détectée d'une onde par rapport à sa fréquence d'émission est la conséquence directe de l'expansion de l'univers. C'est l'analogie cosmologique de l'effet Doppler.

Les télescopes à effet Tcherenkov atmosphérique, en détectant les photons émis par des gerbes atmosphériques, utilisent un volume sensible bien plus important que les détecteurs embarqués, mais en contrepartie, les propriétés cinématiques initiales du photon ayant interagi sont moins bien mesurées. De plus, ils ne peuvent observer des photons qu'au dessus d'une énergie de quelques centaines de GeV. Cependant, ces détecteurs ont détecté les premières sources de photons  $\gamma$  au dessus du TeV avec des résolutions angulaire de l'ordre de  $0,2^\circ$ , comme les pulsars du Crabe, de Vela et des noyaux actifs de galaxie tels que Markarian-421 et Markarian-501.

En ce moment même, d'autres expériences encore plus sensibles et avec une meilleure acceptation en énergie sont en train de prendre des données : le satellite Integral [10], sensible aux photons entre 3 keV et 10 MeV, et le télescope à effet Tcherenkov atmosphérique HESS [11], qui possède un seuil de 100 GeV. Et dans un futur proche, en 2006, GLAST [12] viendra combler le trou dans la couverture en énergie car il sera sensible à des énergies allant de 10 MeV jusqu'à 100 GeV.

### A.1.3 Les limites du photon à haute énergie

La grande section efficace d'interaction des photons avec la matière<sup>11</sup> rend leur détection assez aisée mais représente une forte limitation à l'exploration de notre univers. En effet, les photons sont absorbés par seulement quelques grammes par centimètre carré de matière et ne peuvent donc pas traverser le disque galactique ni même des nuages, interstellaires ou intergalactiques, de poussières ou de gaz.

De plus, au dessus du TeV, les photons interagissent avec les divers rayonnements électromagnétiques diffus, fond diffus radio, cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) et infrarouge, par le mécanisme de création de paire :

$$(1) \quad \gamma_{\text{haute énergie}} + \gamma_{\text{fond}} \rightarrow e^+ + e^- .$$

Le libre parcours moyen<sup>12</sup> des photons de haute énergie, représenté sur la Figure A-1, s'en trouve donc fortement diminué. Par exemple, au delà de 10 TeV le libre parcours moyen d'un photon est inférieur à environ 100 Mpc<sup>13</sup>, ce qui correspond au Super Amas Local, le voisinage de la Voie Lactée aux échelles cosmologiques. Cette figure permet aussi de comprendre le cas de la source 3C279 qui est la source la plus lumineuse du catalogue d'Egret mais qui n'a pas été vue par les télescopes à effet Tcherenkov au TeV car elle est située à environ 2 Gpc.

À haute énergie, un autre inconvénient apparaît : les télescopes à effet Tcherenkov, seuls détecteurs capables de détecter les faibles flux de photons au dessus de 1 TeV, sont opérationnels uniquement par ciel découvert et lors de nuits sans lune, ils disposent d'un temps d'observation limité. De plus, ils possèdent une très faible acceptation angulaire ( $\leq 5^\circ$ ) : ces détecteurs ne peuvent donc observer en général qu'une seule source à la fois ; or la plupart des sources observées au TeV subissent de grandes variations d'intensité, apparemment aléatoires, qui peuvent atteindre jusqu'à un ordre de grandeur en une journée. Il est donc possible que certaines sources variables soient passées inaperçues pour ne pas avoir été observées au bon moment.

Enfin, l'étude des objets astrophysiques uniquement en photons n'est pas suffisante pour connaître parfaitement les mécanismes à l'œuvre en leur sein. Par exemple, il est à l'heure

<sup>11</sup> La section efficace de diffusion d'un photon avec un électron non relativiste est :  $\sigma_{\text{Thomson}} = (8/3) \cdot \pi \cdot r_e^2 \approx 665$  millibarns, avec  $r_e = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_e c^2) \approx 2,8 \cdot 10^{-15}$  m et le rayon classique de l'électron ( $2,8 \cdot 10^{-15}$  m).

<sup>12</sup> Le libre parcours moyen d'une particule est la distance moyenne qu'elle parcourt entre deux collisions.

<sup>13</sup> 1 parsec (pc) = 3,262 années lumières  $\sim 3,085 \cdot 10^{16}$  m

actuelle impossible de quantifier l'importance relative, dans la production de photons de haute énergie, des processus hadroniques et électromagnétiques (cf. section A.2.2).

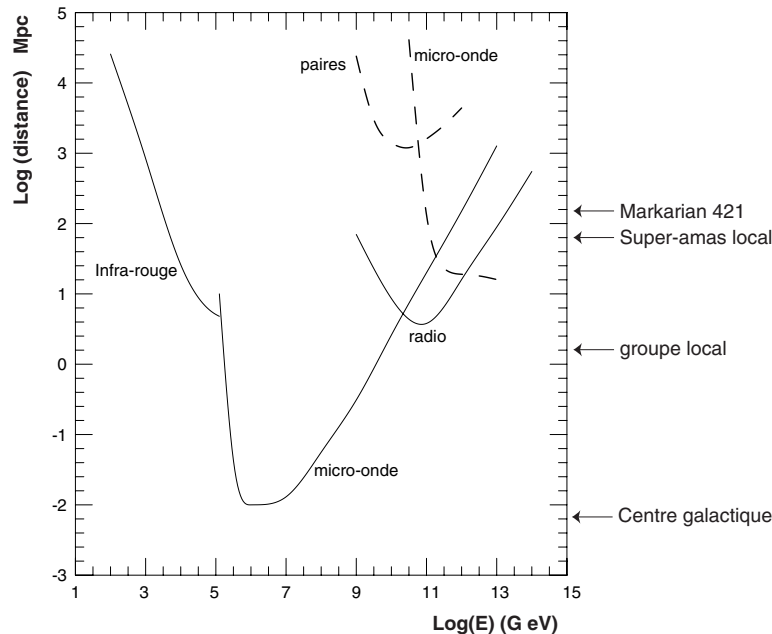


Figure A-1 : Évolution en fonction de leur énergie du libre parcours moyen du photon (en trait plein) et du proton (en pointillé, cf. section A.2.2) correspondant à une diffusion sur les différents fonds diffus.

## A.2 Les rayons cosmiques

L'hypothèse de l'existence d'un rayonnement provenant de l'espace, appelé « rayons cosmiques », a été formulée pour la première fois en 1900. L'I donne plus de détails sur la découverte de ce phénomène ainsi que sur ses répercussions dans le domaine de la physique des particules.

Les connaissances actuelles sur ce rayonnement sont résumées dans le paragraphe A.2.1 et quelques uns des problèmes non encore résolus sont décrits dans A.2.2.

### A.2.1 Les rayons cosmiques aujourd'hui

L'atmosphère terrestre est donc continuellement bombardée par un flux isotrope de noyaux atomiques et de particules élémentaires. Ce flux qui varie sur plus de 23 ordres de grandeur possède une dépendance énergétique (cf. Figure A-2) qui peut être décrite par trois lois de puissance d'indices spectraux différents :

$$(2) \quad \frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \text{ avec } \begin{cases} \gamma = 2,7 & \text{pour } 10^7 \text{ GeV} < E < 10^8 \text{ GeV} \\ \gamma = 3,0 & \text{pour } 10^8 \text{ GeV} < E < 10^{10} \text{ GeV} \\ \gamma = 2,7 & \text{pour } E > 10^{10} \text{ GeV} \end{cases}$$

Ce spectre présente deux ruptures de pente nettes: une appelée le « genou » aux environs de  $10^8$  GeV et l'autre, la cheville, autour de  $10^{10}$  GeV. Il est généralement admis que les



particules d'énergie inférieure au genou sont majoritairement d'origine galactique alors qu'au dessus de la cheville, elles sont plutôt d'origine extragalactique.

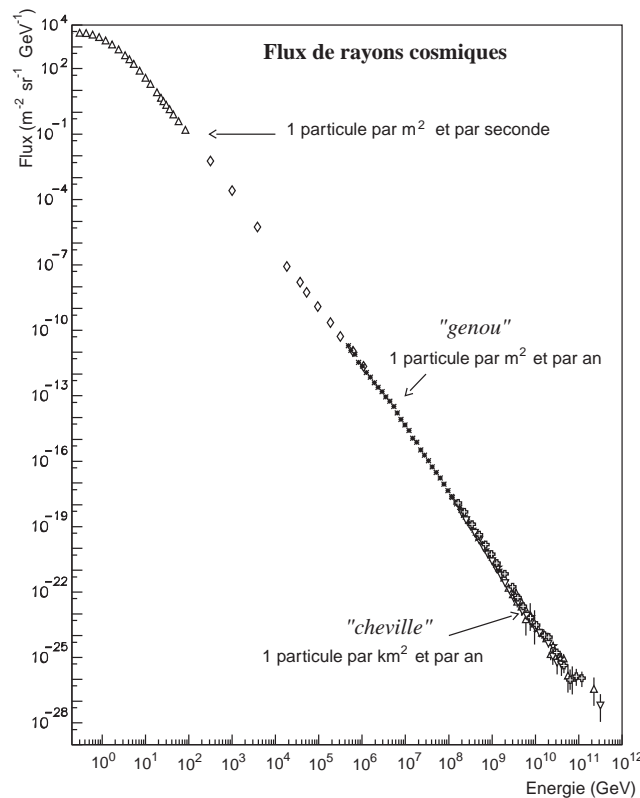


Figure A-2 : Spectre différentiel des rayons cosmiques en fonction de l'énergie, au dessus de 1 GeV.

À basse énergie, c'est-à-dire en dessous d'environ  $10^5$  GeV, le flux des rayons cosmiques est suffisant pour permettre une détection et une étude directe des particules primaires par de petits détecteurs embarqués dans des ballons ou des satellites. Grâce à cette technique, la composition de ce rayonnement entre 1 TeV et 1 PeV est assez bien connue ([13], [14]) ; elle est d'environ :

- 42 % de protons,
- 26 % de particules  $\alpha$ ,
- 13 % de noyaux de carbone, d'azote et d'oxygène,
- 10 % de noyaux de néon et de soufre,
- 9 % de noyaux de chlore et de nickel,
- 0,1 % de photons,
- 0,04 % d'électrons.

Par contre, à plus haute énergie, le flux devient trop faible et son étude nécessite une détection indirecte par l'intermédiaire des gerbes atmosphériques grâce à des détecteurs couvrant une grande superficie. Dans ce cas, l'étude de la nature et même de l'énergie de la particule primaire devient très délicate ; par exemple, seule une composition moyenne du rayonnement primaire, en terme de nombre atomique moyen, peut être estimée. D'ailleurs, les observations les plus récentes [15] indiquent une diminution de ce nombre atomique moyen autour de la cheville, tendant à prouver que le rayonnement s'enrichit en protons.

### A.2.2 Problèmes en suspens

Une des questions soulevées par le rayonnement cosmique, en particulier par l'expérience AGASA [16], est la présence ou non d'une coupure dans le spectre en énergie. Cette coupure a été prédite la première fois par Greisen, Zatsepin et Kuzmin en 1966 [17] comme la conséquence de l'interaction des protons constituant les rayons cosmiques de très haute énergie ( $> 10^{19}$  eV) sur le rayonnement diffus cosmologique découvert peu de temps auparavant. La conséquence principale de cette interaction est l'existence, à haute énergie, d'un libre parcours moyen fini pour les protons (cf. Figure A-1) et donc d'une distance maximale au delà de laquelle aucun objet astrophysique ne pourra être vu par leur intermédiaire. Or, les résultats de l'expérience AGASA indiquent la présence d'événements au dessus de cette coupure GZK qui ne peuvent être expliqués par un modèle d'univers constitué de sources de rayons cosmiques uniformément réparties, cf. Figure A-3.

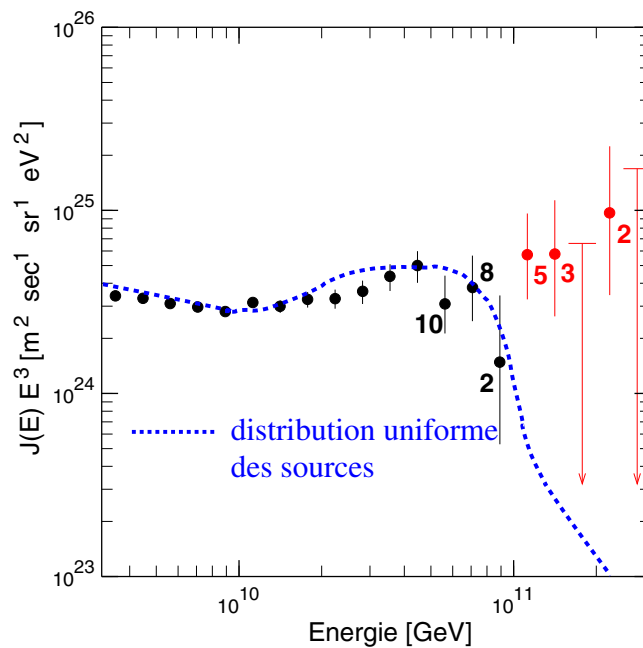


Figure A-3 : Spectre en énergie des rayons cosmiques, au dessus de  $10^{18}$  eV, observé par AGASA. La courbe en pointillés indique ce qui est attendu d'une distribution de sources uniformément réparties dans l'univers.

Quelles sont donc les sources susceptibles d'accélérer des particules jusqu'à des énergies macroscopiques<sup>14</sup> ? Une condition nécessaire, mais non suffisante, afin qu'une particule reste suffisamment longtemps dans un système pour pouvoir être accélérée, est que le rayon de giration de cette particule dans un champ magnétique moyen local  $B$  soit inférieur à la taille de la région accélératrice  $R$ . L'énergie maximale théorique, sans tenir compte des pertes ou de la durée de vie du système accélérateur, est donné par :

$$(3) \quad E_{\max} \approx ZecBR \approx 10^{21} \text{ eV } Z \left( \frac{B}{1 \text{ Gauss}} \right) \left( \frac{R}{1 \text{ pc}} \right),$$

où  $Ze$  représente la charge de la particule.

<sup>14</sup> À ce jour, l'événement le plus énergétique jamais observé possède une énergie de  $3 \cdot 10^{20}$  eV, soit environ 50 J.

Ceci est illustré par le diagramme de A. M. Hillas [18] (cf. Figure A-4) qui représente le champ magnétique nécessaire au confinement des particules en fonction de la taille des objets astrophysiques susceptibles d'accélérer les rayons cosmiques. Très peu de ces objets permettent d'atteindre les ultra hautes énergies de  $10^{21}$  eV et, quand les autres contraintes sont prises en compte, comme leur densité dans l'univers par exemple, aucun candidat satisfaisant n'est trouvé. Toutefois, les limites précédentes supposent implicitement une source au repos (ou de faible vitesse) par rapport à l'observateur. Or, il existe des mouvements de plasma relativistes, caractérisés par des facteurs de Lorentz  $\gamma$  importants qui peuvent aller de quelques unités pour les jets des microquasars (cf. A.5.1.3) à quelques centaines pour les sursauts gamma (GRB, cf. A.5.1.2) en passant par quelques dizaines pour jets de certains noyaux actifs de galaxie (les blazars, cf. A.5.1.2). Quand le mouvement de la source relativiste est dirigé vers l'observateur, l'énergie maximale  $E_{\max}$  est amplifiée par le facteur  $\gamma$ . C'est pourquoi les noyaux actifs de galaxie et les sursauts gamma restent les meilleurs sites envisageables pour l'accélération des rayons cosmiques d'énergies extrêmes. Une autre explication possible est d'envisager l'existence en quantité suffisante de vestiges cosmologiques, c'est-à-dire soit des particules massives soit des défauts topologiques, dont la masse serait supérieure aux énergies atteintes par les rayons cosmiques. Les rayons cosmiques de haute énergie seraient alors le fruit de la désintégration ou de l'annihilation de ces « dinosaures cosmiques ».

### Diagramme de Hillas

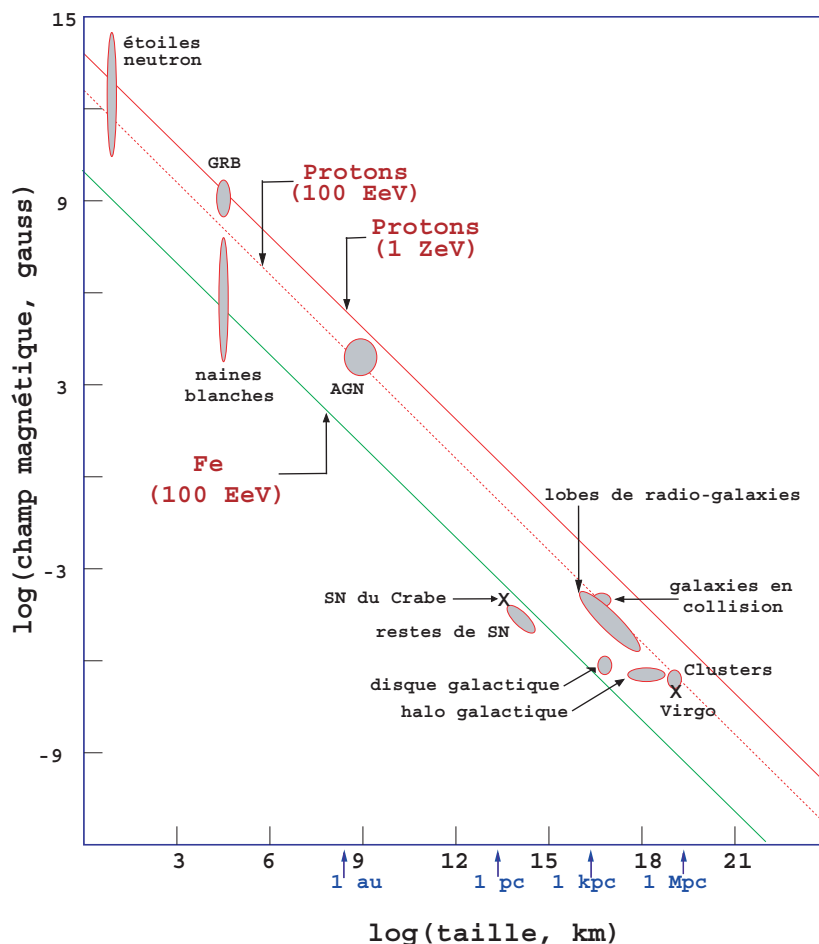


Figure A-4 : Diagramme de Hillas. Les droites correspondent à la condition nécessaire pour atteindre respectivement  $10^{20}$  eV (100 EeV) et  $10^{21}$  eV (1 ZeV) pour des protons et des noyaux de fer. Les objets représentés en dessous de ces droites ne peuvent accélérer les particules au-delà de l'énergie correspondante.

### A.3 Production et accélération des rayons cosmiques

Les plasmas astrophysiques sont le siège de processus répétitifs qui accélèrent progressivement les particules chargées en leur conférant un spectre final en loi de puissance. Les principes de base de ces mécanismes ont été développés par Enrico Fermi, mais leur version moderne ne met pas en jeu les mêmes conditions astrophysiques que dans les articles originaux de Fermi [19], qui se fondaient sur la galaxie et son champ magnétique.

#### A.3.1 Le mécanisme de Fermi

Avant d'expliquer précisément ces processus d'accélération, quelques rappels s'imposent sur la physique des plasmas astrophysiques. Dans un plasma très conducteur, les lignes de champ magnétique se déplacent avec les éléments de fluide ; en effet, dans le repère local lié au fluide, le champ électrique doit rester nul car la conductivité est infinie. Les lignes de champ sont « gelées » dans le fluide : elles lui confèrent une certaine rigidité et peuvent vibrer comme des cordes. Les ondes associées sont appelées « ondes d'Alfvén » [20] et leur vitesse est donnée en fonction du champ magnétique  $B$  et de la densité  $\rho$  de la partie ionisée du gaz par :

$$(4) \quad v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}},$$

qui est de l'ordre de  $10^{-4} c$  à  $10^{-2} c$  dans les plasmas astrophysiques. La présence de particules de haute énergie dans le milieu est génératrice d'ondes d'Alfvén qui se superposent au champ magnétique initial, créant des perturbations à différentes échelles. Réciproquement, ces irrégularités magnétiques jouent le rôle de centres diffuseurs pour les particules si leur taille est de l'ordre du rayon de giration de ces dernières dans le champ magnétique non perturbé.

Deux mécanismes d'accélération de particules peuvent être distingués dans de tels plasmas : l'accélération stochastique et l'accélération par onde de choc en milieu diffuseur.

##### A.3.1.1 L'accélération stochastique

Au cours de ses multiples diffusions sur des nuages de plasmas, contenant des perturbations d'Alfvén, la particule gagne en moyenne plus d'énergie qu'elle n'en perd. En effet, lorsque la particule entre en collision frontale avec un centre diffuseur elle va généralement gagner de l'énergie, alors que lors d'une collision fuyante la particule va plutôt en perdre. Mais en moyenne, les collisions frontales sont plus fréquentes que les collisions fuyantes, permettant ainsi à la particule de voir son énergie augmenter grâce à ce processus.

Soient  $E_1$  et  $E_2$  les énergies de la particule avant et après diffusion dans le référentiel de l'observateur (cf. Figure A-5). Soient  $E_1'$  et  $E_2'$  ces mêmes énergies dans le référentiel du centre diffuseur. Dans ce dernier référentiel, la particule ne gagne pas d'énergie, donc  $E_2' = E_1'$ .

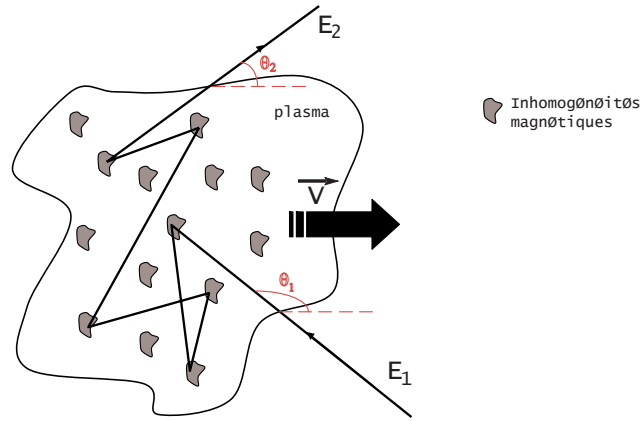


Figure A-5 : Schéma du mécanisme de l'accélération stochastique sur un centre diffuseur se déplaçant à la vitesse  $V$  par rapport à l'observateur.

Or les relations reliant  $E_1$  à  $E_1'$  et  $E_2$  à  $E_2'$  sont les suivantes :

$$(5) \quad \begin{cases} E_1' = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \\ E_2 = \gamma E_2' (1 + \beta \cos \theta_2') \end{cases} \text{ avec } \begin{cases} \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ \beta = \frac{V_{\text{diffuseur}}}{c} \end{cases}$$

où  $\theta_1$  représente l'angle d'entrée de la particule par rapport à la vitesse du centre diffuseur, dans le référentiel de l'observateur, et  $\theta_2'$  l'angle de sortie dans le référentiel du nuage. Par conséquent, le gain d'énergie vaut :

$$(6) \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta_2' - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2'}{1 - \beta^2} - 1.$$

L'angle de sortie  $\theta_2'$  est totalement aléatoire et non corrélé à  $\theta_1$ . Sa valeur moyenne est nulle. De plus, la probabilité pour la particule, de vitesse  $v_1$ <sup>15</sup> pour l'observateur, de trouver un centre diffuseur de vitesse  $V$ , est proportionnelle à la vitesse relative vue par la particule :  $V \cos \theta_1 - v_1$ . En conséquence :

$$(7) \quad \frac{dn}{d \cos \theta_1} = - \frac{V \cos \theta_1 - v_1}{2v_1} \Rightarrow \langle \cos \theta_1 \rangle = - \frac{1}{3} \frac{V}{v_1} = - \frac{1}{3} \beta,$$

en supposant que  $v_1 \approx c$ . Au final, le gain relatif moyen d'énergie par diffusion vaut :

$$(8) \quad \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1 + \frac{1}{3} \beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3} \beta^2,$$

<sup>15</sup> Par la suite, les vecteurs seront notés en caractères gras et leur norme en caractères simples.

car  $\beta$  est relatif au plasma et est donc de l'ordre de  $10^{-4}$  à  $10^{-2}$  (cf. (4)).

Ce gain d'énergie est proportionnel à  $\beta^2$ , d'où le nom généralement utilisé de mécanisme de Fermi du second ordre. Il est possible de montrer [21] que l'indice spectral  $\alpha_{\text{int}}$  du flux intégré  $\Phi(E)$  de particules sortant du milieu accélérateur est le rapport entre la probabilité d'échappement de la particule  $P_{\text{échap}}$  et de  $\Delta E/E$  :

$$(9) \quad \alpha_{\text{int}} = \frac{P_{\text{échap}}}{\Delta E/E}.$$

La probabilité  $P_{\text{échap}}$  dépend du système qui accélère les rayons cosmiques et peut être estimée simplement par :  $P_{\text{échap}} = T_{\text{acc}}/T_{\text{cycle}}$ , où  $T_{\text{acc}}$  est le temps pendant lequel les particules sont piégées dans le système et  $T_{\text{cycle}}$  le temps entre deux collisions avec un nuage diffuseur. Clairement, l'indice spectral ainsi obtenu est donc différent pour chaque type de source de rayons cosmiques. Donc, en plus d'être assez inefficace à cause d'une dépendance au second ordre en  $\beta$ , ce mécanisme n'explique pas pourquoi l'indice spectral différentiel observé est de 2,7 sur un très grand intervalle d'énergie engendré certainement par plusieurs types de sources.

#### A.3.1.2 L'accélération par onde de choc en milieu diffusif

Si le plasma est parcouru par une onde de choc forte (comme l'onde de choc d'une supernova), le milieu choqué se comporte comme un miroir magnétique. En effet, ce milieu est le siège de nombreuses perturbations d'Alfvén (dont les vitesses sont faibles par rapport à celle du fluide choqué) ; les collisions d'une particule avec ces centres diffuseurs sont élastiques et, quand la particule revient dans le milieu calme, elle a acquis un surcroît d'énergie, tout comme une balle qui rebondit sur une raquette avançant à grande vitesse. Le milieu calme comporte néanmoins, lui aussi, des perturbations d'Alfvén (bien qu'en moindre quantité) qui peuvent renvoyer la particule vers le milieu choqué pour un nouveau cycle d'accélération (cf. Figure A-6).

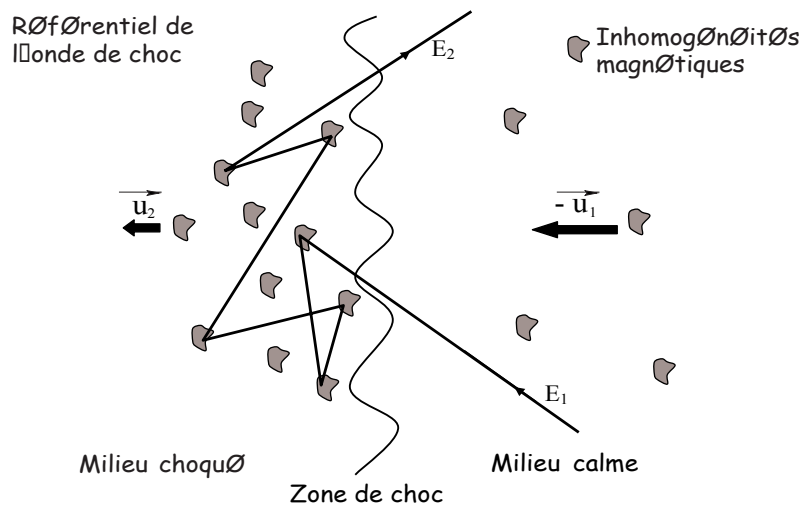


Figure A-6 : Schéma du mécanisme de l'accélération par onde de choc en milieu diffusif :  $u_1$  représente la vitesse du choc par rapport au milieu non choqué et  $u_2$  celle à laquelle le choc voit le milieu choqué s'éloigner.

Le point de départ de ce calcul cinématique est la même équation que pour le mécanisme d'accélération stochastique (cf. (6)). Il suffit de prendre pour  $\beta c$  la vitesse relative du gaz heurté par rapport au milieu calme :  $\beta c = \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1 = u_1 - u_2$ , où  $\mathbf{u}_1$  représente la vitesse du choc par rapport au milieu non choqué et  $\mathbf{u}_2$  celle à laquelle le choc voit le milieu choqué s'éloigner ( $u_2 = \|\mathbf{u}_2\| < \|\mathbf{u}_1\| < u_1$ ). La différence principale avec le processus précédemment décrit apparaît au moment de calculer l'effet moyen, à cause de la présence du choc. En effet, la probabilité pour qu'une particule traverse l'onde de choc plane est la projection du flux isotrope de particules sur un plan :

$$(10) \quad \frac{dn}{d \cos \theta_1} = 2 \cos \theta_1, \text{ pour } -1 \leq \cos \theta_1 \leq 0 \Rightarrow \langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3}, \text{ et}$$

$$(11) \quad \frac{dn}{d \cos \theta_2} = 2 \cos \theta_2, \text{ pour } 0 \leq \cos \theta_2 \leq 1 \Rightarrow \langle \cos \theta_2 \rangle = \frac{2}{3}.$$

Après avoir effectué la moyenne sur tous les angles et en supposant  $\beta$  petit devant l'unité, l'équation (6) devient :

$$(12) \quad \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \beta \frac{\frac{4}{3} + \frac{13}{9}\beta}{1 - \beta^2} \approx \frac{4}{3}\beta.$$

Le gain relatif moyen par cycle  $\Delta E/E$  est proportionnel à  $\beta$ , d'où le nom de mécanisme de Fermi du premier ordre. Pour calculer l'indice spectral engendré par un tel processus, il faut estimer la probabilité  $P_{\text{échap}}$  pour une particule de sortir de ce système (cf. (9)). Cette probabilité est le rapport entre le flux  $\Phi_-$  de particules qui fuit du système accélérateur, c'est-à-dire qui a traversé définitivement l'onde de choc, et le flux  $\Phi_+$  de particules qui traversent cette onde. Or,

$$(13) \quad \Phi_- = \rho_{\text{RC}} u_2, \text{ et}$$

$$(14) \quad \Phi_+ = \int_0^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{c \rho_{\text{RC}}}{4\pi} \cos \theta = \frac{c \rho_{\text{RC}}}{4},$$

où  $\rho_{\text{RC}}$  est la densité de rayons comiques et  $u_2$  la norme de la vitesse à laquelle le choc voit le milieu choqué s'éloigner (cf. Figure A-6). Par conséquent, conformément à l'équation (9), l'indice spectral  $\alpha_{\text{int}}$  s'exprime par :

$$(15) \quad \alpha_{\text{int}} = \frac{4u_2}{c} \frac{3}{4\beta} = \frac{3}{u_1/u_2 - 1}.$$

Un calcul faisant intervenir la théorie cinétique des gaz et la conservation de la matière permet d'obtenir [21] :

$$(16) \quad \frac{u_1}{u_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\left( \frac{C_p}{C_v} + 1 \right) M^2}{\left( \frac{C_p}{C_v} - 1 \right) M^2 + 2},$$

où  $M$  est le rapport de la vitesse du choc  $u_1$  à la vitesse du son dans le milieu, appelé nombre de Mach,  $C_p$  et  $C_v$  les capacités calorifiques à pression et volume constant. Pour un gaz monoatomique, leur rapport vaut  $5/3$  [21] et l'indice spectral  $\alpha_{\text{int}}$  s'exprime alors pour les chocs forts ( $M \gg 1$ ) comme :

$$(17) \quad \alpha_{\text{int}} = \frac{3}{\left(\frac{C_p}{C_v} + 1\right) M^2} = 1 + \frac{4}{M^2 - 1} \xrightarrow{M \gg 1} 1.$$

$$\frac{3}{\left(\frac{C_p}{C_v} - 1\right) M^2 + 2} - 1$$

De ce fait, on prédit que les spectres à la source ont un indice spectral différentiel proche de 2 :

$$(18) \quad \frac{d\Phi}{dE} \propto E^{-(\alpha_{\text{int}}+1)} = E^{-\alpha} \quad \text{avec } \alpha \approx 2.$$

Compte tenu de l'effet d'échappement de la Galaxie qui varie comme  $E^{-0,6}$  [22], la valeur de l'indice spectral des rayons cosmiques galactiques à l'arrivée sur Terre de 2,7 se trouve assez simplement expliqué.

L'importance relative des deux mécanismes précédents n'est pas claire : ainsi, dans le cas d'une onde de choc, l'accélération stochastique joue aussi son rôle dans chacun des milieux ; certes, le gain moyen qu'elle occasionne à chaque diffusion est faible, mais il y a beaucoup plus de diffusions que d'allers-retours à travers le front de choc. Par ailleurs, les descriptions simples données ici négligent la rétroaction des particules sur l'onde de choc, c'est l'approximation de la particule test, qui peut être non négligeables [23].

### A.3.2 La production de gamma

Dans ce paragraphe, nous allons voir que les mécanismes d'accélération de Fermi, en accélérant des particules chargées, engendrent naturellement une production associée de photons. Toutefois, les processus dominants permettant cette production diffèrent en fonction du type de particule initialement accélérée. Les modèles qui se proposent d'expliquer les observations se divisent en deux principaux genres : les modèles électromagnétiques, qui font intervenir uniquement des électrons, et les modèles hadroniques, qui impliquent essentiellement des protons.

#### A.3.2.1 Les modèles électromagnétiques

L'hypothèse principale de ces modèles est que les particules accélérées par les sources de rayonnement cosmique sont essentiellement des électrons. Ceux-ci sont plongés dans le fort champ magnétique qui règne à proximité de la source et subissent donc des variations d'impulsion, en émettant un rayonnement de freinage appelé rayonnement synchrotron qui est caractérisé par :

$$(19) \quad -\frac{dE}{dt} \Big|_{\text{synch.}} = \frac{2}{3} \beta^4 \left( \frac{Ze}{m} \right)^4 E^2 B^2,$$

où  $\beta c$  est la vitesse de la particule qui rayonne,  $Ze$  sa charge,  $m$  sa masse,  $E$  et  $B$  les valeurs des champs électrique et magnétique. Ce rayonnement, dont l'intensité est inversement proportionnel à la puissance quatrième de la masse de la particule, est d'autant plus important que la particule est légère. C'est pourquoi les pertes d'énergie des électrons *via* ce processus sont particulièrement importantes et limitent leur énergie maximale  $E_{\text{max}}$  (e) à [23] :



$$(20) \quad E_{\max}(e) = 23 \text{ TeV} \frac{u_1}{c} \sqrt{B/1\text{G}},$$

avec  $u_1$  la vitesse d'éjection de la matière à l'avant de l'onde de choc accélératrice. Cette valeur de  $E_{\max}$  est obtenue en égalisant la perte d'énergie synchrotron avec l'accélération de Fermi du premier ordre.

Les photons émis par rayonnement synchrotron sont de basse énergie, ils ne dépassent pas 100 keV, mais sont convertis en photons de haute énergie, de l'ordre du TeV, par effet Compton inverse en interagissant avec des  $e^\pm$  de haute énergie (notés  $e_{\text{HE}}^\pm$ ) :

$$(21) \quad e_{\text{HE}}^\pm + \gamma_{\text{synch.}} \rightarrow e^\pm + \gamma_{\text{TeV}}.$$

Toutefois, ces photons  $\gamma_{\text{TeV}}$  ne peuvent pas dépasser l'énergie maximale  $E_{\max}$  donnée par l'équation (20) qui vaut 220 TeV dans le cas typique d'une supernova ( $B \sim 10 \mu\text{G}$  et  $u_1 \sim 10^8 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

### A.3.2.2 Les modèles hadroniques

Dans les modèles hadroniques de production de photons de haute énergie, des protons, en nombre non négligeable par rapport aux électrons, sont aussi accélérés. Les pertes d'énergie des protons par effet synchrotron sont bien plus faibles que celles subies par les électrons, par un facteur  $(m_e/m_p)^4$ . Leur énergie maximale est donc bien supérieure à celle de ces derniers et n'est plus limitée, en première approximation, que par le rayon  $R$  et le champ magnétique  $B$  du système accélérateur :

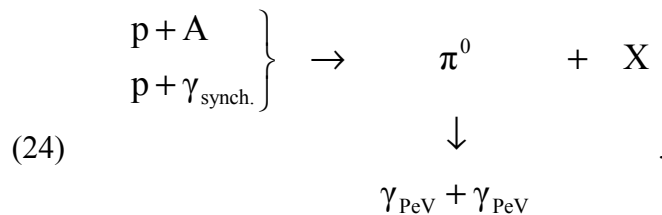
$$(22) \quad E_{\max}(p) = 10^{12} \text{ GeV} \frac{R}{1\text{pc}} \frac{B}{1\text{G}}.$$

Une autre façon d'exprimer cette énergie maximale est d'utiliser le temps de séjour des protons dans la zone accélératrice  $t_{\text{séjour}} \sim R/c$  au lieu du rayon pour obtenir :

$$(23) \quad E_{\max}(p) = 1,5 \cdot 10^3 \text{ GeV} \varepsilon \left( \frac{t_{\text{séjour}}}{1\text{s}} \right) \left( \frac{B}{1\text{G}} \right),$$

où  $\varepsilon$  représente l'efficacité du mécanisme d'accélération. Dans le cas des noyaux actifs de galaxie (AGN), le temps  $t_{\text{séjour}}$  est de l'ordre de  $10^{11}$  s ( $\sim 3\,000$  ans) et permet d'obtenir  $E_{\max}(p) \sim 10^5$  TeV, soit trois ordres de grandeur de plus qu'avec des électrons qui possèdent un temps de séjour d'environ  $10^8$  s.

Encore une fois la production des photons est initiée à basse énergie par le rayonnement synchrotron des électrons. Ces photons, ou un noyau de basse énergie, peuvent désormais interagir avec les protons pour donner naissance à des photons dont l'énergie peut aller jusqu'à 100 PeV via les processus :



Mais les pions neutres ne sont pas les seuls produits de cette interaction : des pions chargés peuvent aussi être produits qui vont engendrer, par désintégration, des neutrinos dans la même

gamme d'énergie que les photons  $\gamma_{\text{peV}}$  issus des  $\pi^0$ .

## A.4 Le neutrino : un nouveau messager astrophysique

L'ouverture d'une nouvelle fenêtre sur l'Univers par l'observation de neutrinos de hautes énergies, c'est-à-dire au-dessus du GeV, permettra entre autres de quantifier le rapport entre la production de rayons gamma par des mécanismes hadroniques et ceux purement électromagnétiques. Elle permettra aussi de sonder bien plus loin l'Univers qu'avec les messagers habituels grâce à la faible section efficace d'interaction du neutrino. Le lien entre les flux de photons observés et les flux de neutrinos attendus va ensuite être détaillé. Par contre, notre connaissance actuelle du neutrino et l'histoire de sa découverte sont développés dans l'II.

### A.4.1 L'apport du neutrino pour l'astronomie

Le photon est très utile pour étudier l'univers à basse énergie, mais il est limité au dessus d'énergies de l'ordre de 10 GeV à cause de son libre parcours moyen limité (cf. section A.1.3) et ne peut donc nous servir qu'à étudier l'environnement proche de notre Galaxie. À l'opposé, le neutrino, qui n'interagit que via l'interaction faible, possède un libre parcours moyen bien plus important : environ  $10^7$  km dans l'eau à 100 GeV à comparer avec moins de 1 m pour un photon de même énergie.

Une autre source d'information possible sur les phénomènes les plus énergétiques de l'univers est le proton, observé dans le rayonnement cosmique. Mais du fait de sa charge électrique non nulle, seuls les plus énergétiques, au dessus d'environ  $10^{20}$  eV, sont suffisamment peu déviés par les champs magnétiques galactiques et intergalactiques pour être utile à la recherche de sources ponctuelles. De plus, à ces énergies là, les protons subissent l'effet GZK (cf. section A.2.2) et ne peuvent, eux non plus, nous informer sur les sources trop distantes de la Voie Lactée, typiquement pas plus loin que 20 Mpc au dessus de  $10^{20}$  eV. Le neutron est un autre messager envisageable qui a l'avantage d'être neutre, mais sa courte durée de vie (14 min 46 s au repos) le pénalise : à titre d'exemple, un neutron de  $10^{20}$  eV ne peut parcourir en moyenne que 1 Mpc.

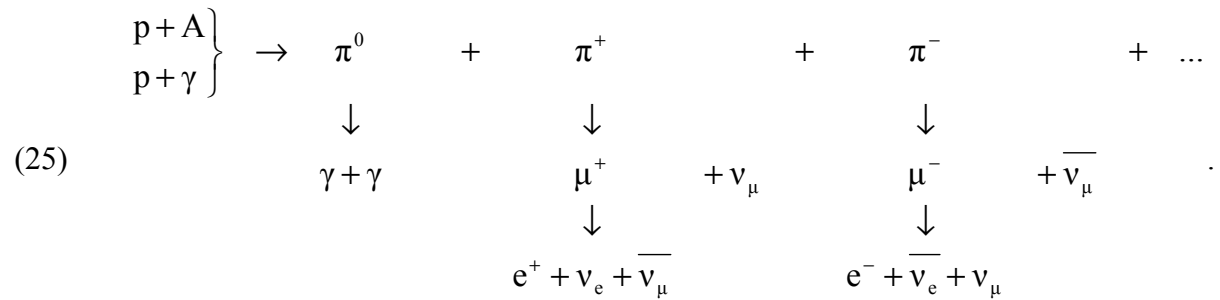
La première utilisation des neutrinos comme vecteur d'information astrophysiques remonte au milieu des années 60. Durant ses recherches sur les neutrinos solaires, J. Davis [24] a trouvé seulement un tiers des neutrinos que les théories prévoient. Ses résultats ont longtemps été déroutants pour l'astrophysique, et pendant presque trois décennies, les physiciens ont essayé de résoudre le « problème » des neutrinos solaires en mettant en œuvre des expériences comme Gallex [25].

Par la suite, la détection de neutrinos issus de la supernova 1987A dans le Grand Nuage de Magellan, le 23 février 1987, a constitué la première observation de neutrinos provenant de l'extérieur du système solaire. Cette détection a permis de confirmer notre modélisation du mécanisme de mort des étoiles. Ces deux exemples illustrent que les neutrinos sont un moyen utile pour sonder et mieux comprendre l'Univers ; par exemple, la détection de neutrinos émis par des sources de photons de haute énergie signifierait sans équivoque qu'une partie non négligeable de ces photons sont produits via un mécanisme hadronique (cf. A.3.2.2).

### A.4.2 Lien entre flux de photons et de neutrinos

Les protons accélérés utilisés dans les modèles hadroniques de production de photons (cf. A.3.2.2) peuvent interagir sur un noyau ou un photon de plus faible énergie. Des mésons neutres et chargés, généralement des pions, sont alors produits et se désintègrent suivant les

mécanismes suivants :



Ce type de réaction possède un seuil : dans le référentiel de centre de masse de la réaction, c'est la masse du pion produit soit environ 135 MeV pour la production de  $\pi^0$  et 140 MeV pour les pions chargés. Ceci correspond à un seuil en énergie de 1,75 PeV pour des protons interagissant avec des photons de 40 eV.

De manière générale, le flux de neutrinos produit par l'interaction des protons s'exprime comme [23] :

$$(26) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{I_p(E_\nu)}{1 - Z_{NN}} \left[ 1,0 \frac{A_{\pi,\nu}}{1 + B_{\pi,\nu} \cos\theta \frac{E_\nu}{\varepsilon_\pi^c}} + 0,635 \frac{A_{K,\nu}}{1 + B_{K,\nu} \cos\theta \frac{E_\nu}{\varepsilon_K^c}} + X \right],$$

où :

- $I_p(E_\nu)$  représente le flux de protons,
- $\theta$  l'angle entre l'impulsion du proton et celle de la cible (photon ou noyau),
- $A_{\pi,\nu}$ ,  $A_{K,\nu}$ ,  $B_{\pi,\nu}$ ,  $B_{K,\nu}$  et  $Z_{NN}$  des constantes sans dimensions qui dépendent du spectre  $I_p(E_\nu)$ . Elles sont caractéristiques de l'interaction hadronique et de la désintégration des mésons,
- $\varepsilon_\pi^c$  et  $\varepsilon_K^c$  les énergies critiques pour les pions et les kaons. Elles donnent une estimation de l'énergie au dessus de laquelle la probabilité d'interaction prend le dessus sur celle de désintégration,
- $X$  prend en compte la désintégration des mésons de saveurs plus lourdes que les pions et les kaons.

Le premier terme reflète la désintégration des pions en neutrinos, dont le rapport de branchement est très proche de l'unité, alors que le second terme représente la désintégration des kaons (rapport de branchement en neutrino de 0,635).

Si l'énergie  $E_\nu$  du neutrino est bien inférieure à  $\varepsilon_m^c$ , énergie critique associée au méson  $m$ , le flux de neutrino possèdera une dépendance en énergie identique à celle des rayons cosmiques primaires  $I_p(E_\nu)$  ; tandis que si  $E_\nu$  est très supérieure à  $\varepsilon_m^c$ , le spectre des neutrinos variera comme  $I_p(E_\nu)/E_\nu$  : l'indice spectral sera donc augmenté d'une unité. Or, l'énergie critique d'un méson est d'autant plus importante que le méson considéré possède une durée de vie courte et que la cible est de faible densité. Par exemple, si la cible des protons est l'atmosphère terrestre, les énergies critiques sont  $\varepsilon_\pi^c \sim 115$  GeV,  $\varepsilon_K^c \sim 850$  GeV et pour les autres mésons (D, Ds, B, etc.), elles sont supérieures au PeV. Ainsi, en dessous de 100 GeV, le spectre des neutrinos suit le spectre des rayons cosmiques primaires en  $E^{-2,7}$ , puis au-delà du TeV, le spectre des neutrinos devient en  $E^{-3,7}$ . Enfin, quand la contribution des mésons charmés

domine, au dessus du PeV, le spectre des neutrinos redevient proportionnel à  $E^{-2,7}$ . Dans le cas où la cible est la matière interstellaire du disque galactique, les énergies critiques sont immenses et le spectre des neutrinos suit le spectre des primaires confinés par la Voie Lactée en  $E^{-2,7}$ . Enfin, si la cible est à la source même de production des rayons cosmiques, comme dans le modèle de production hadronique considéré ici, la cible est de faible densité (typiquement comme le milieu interstellaire), et le spectre des neutrinos suit le spectre des protons accélérés (sans qu'intervienne le confinement magnétique galactique) en  $E^{-2,1}$ . Les spectres qui résultent de ces trois cas de figures sont représentés schématiquement sur la Figure A-7.

Enfin, le flux de photons issus de la désintégration des pions neutres peut être décrit par une équation similaire à l'équation (26), avec une énergie critique associée  $\varepsilon_0^c$  très élevée à cause de la très courte durée de vie du  $\pi^0$  :  $8,4 \cdot 10^{-17}$  s à comparer avec la durée de vie des pions chargés qui est de  $2,6 \cdot 10^{-8}$  s. En conséquence, le spectre des photons produits lors de processus hadroniques suit, comme les neutrinos, la même dépendance en énergie que le spectre des protons initiaux.

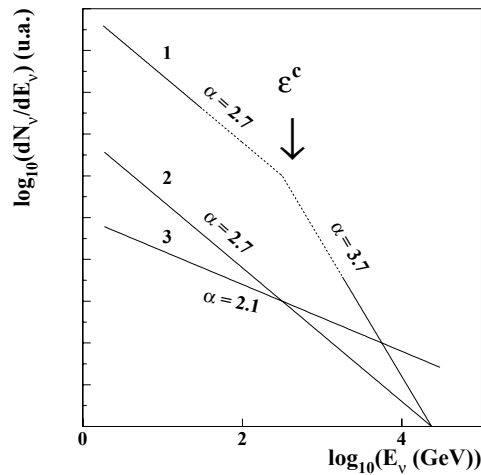


Figure A-7 : Spectres schématiques de neutrinos pour trois cas de figures : (1) neutrinos atmosphériques, (2) neutrinos issus du plan galactique, (3) neutrinos issus de sources de rayons cosmiques. Les normalisations relatives sont arbitraires.

#### A.4.2.1 Interaction des protons

Au niveau de la source, les seules cibles possibles sont des photons, des protons, des électrons, des positrons et très peu de noyaux car ces derniers sont rapidement dissociés lors des premières phases de l'accélération. La comparaison des sections efficaces totales d'interaction (cf. Figure A-8) montre que celle de proton-proton est supérieure, par plus de deux ordres de grandeur, à celle de proton-photon. Mais cette différence est largement compensée par la densité très élevée des photons ( $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) par rapport aux protons ( $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ). De ce fait, seules les interactions protons-photons sont considérées par la plupart des modèles de production de rayons cosmiques secondaires.

Les produits de l'interaction du proton avec un photon dépendent de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction, notée  $\sqrt{s}$ . Cette énergie s'exprime en fonction de l'énergie du proton  $E_p$  et de sa masse  $m_p$ , de l'énergie de photon  $\varepsilon$  et de l'angle  $\theta$  entre les deux directions de particules incidentes :

$$(27) \quad \sqrt{s} = \sqrt{m_p^2 + 2 E_p \varepsilon (1 - \beta \cos\theta)},$$

avec  $\beta = p_p/E_p \sim 1$ . L'énergie maximale disponible est obtenue pour une collision frontale et vaut donc :

$$(28) \quad \sqrt{s_{\max}} = \sqrt{m_p^2 + 2 \varepsilon E_p (1 + \beta)} \approx 2 \sqrt{\varepsilon E_p} \approx 2 \sqrt{m_p \varepsilon'},$$

où  $\varepsilon' = \gamma\varepsilon$  : l'énergie du photon dans le référentiel du proton.

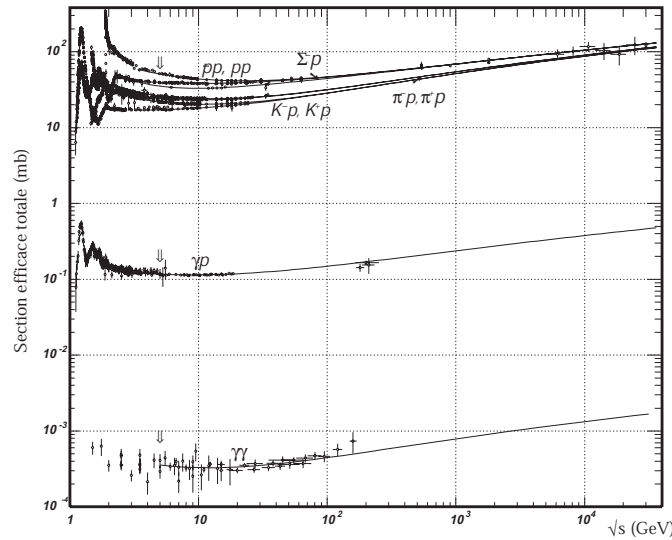


Figure A-8 : Comparaison entre les sections efficaces totales des réactions  $pp$ ,  $p\gamma$  et  $\gamma\gamma$  en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

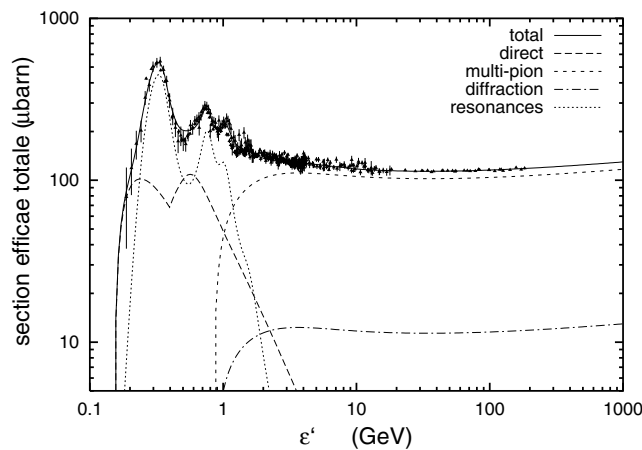


Figure A-9 : Évolution de la section efficace des différents processus induit par l'interaction d'un proton avec un photon.

Le résultat de cette interaction couvre un grand nombre de possibilités : excitation des états résonnant du proton, la production directe d'un ou de plusieurs mésons, ou la simple

diffusion. Pour la production de neutrinos ou de photons, seules les deux premiers cas nous intéressent et vont être développés. La Figure A-9 indique l'évolution des sections efficaces de ces différents processus en fonction de l'énergie  $\varepsilon'$  du photon.

Le premier canal qui s'ouvre est la production directe d'un pion. L'énergie minimale nécessaire pour ce processus est la somme de la masse du pion  $m_\pi$  et de la masse du proton<sup>16</sup> :

$$(29) \quad \sqrt{s_{\text{seuil}}} = m_p + m_\pi \approx 1,08 \text{ GeV}.$$

L'énergie minimale du proton qui permet d'atteindre ce seuil est obtenue en combinant (28) et (29) :

$$(30) \quad E_{p \text{ min}} \approx \frac{2 m_p m_\pi}{4 \varepsilon}.$$

Ce qui donne un seuil d'environ 4 PeV pour un proton interagissant sur un photon de 40 eV.

À des énergies juste supérieures, le processus dominant de l'interaction proton-photon excite une série de résonances qui apparaissent sous forme de pics dans la Figure A-9. Le seuil en énergie, dans le référentiel du centre de masse, de production de l'un de ces états excités du nucléon est égal à la masse de la résonance, soit 1,232 GeV dans le cas de la première résonance :  $\Delta(1232)$ .

Dans la plupart des objets astrophysiques, comme dans les noyaux actifs de galaxie par exemple, les champs de photons sont typiquement dans l'ultraviolet, soit entre 10 eV et 100 eV. La réaction photon-proton a donc lieu essentiellement près du seuil et le processus dominant est production de résonance  $\Delta$  :  $p + \gamma \rightarrow \Delta + X$ . C'est pourquoi la plupart des modèles ne prennent en compte que ce canal pour étudier la production de neutrinos, *via* la désintégration du baryon en un pion et un nucléon. Dans ces modèles, seuls les rapports de branchement des résonances  $\Delta(1232)$  sont utilisés pour calculer la fraction de pions chargés  $\pi^\pm$  par rapport à celle des pions neutres  $\pi^0$ , ce qui conduit à deux pions chargés pour un pion neutre<sup>17</sup> [26]. En effet, les sections efficaces de production des différentes orientations d'isospin de la résonance  $\Delta(1232)$  pour les réactions  $p + \gamma \rightarrow \Delta + \pi$  sont très proches et sont donc produits, en première approximation, de manière équiprobable ce qui se traduit par une production de pions dans le rapport  $\pi^+ : \pi^- : \pi^0$  de 1 : 1 : 1.

Ainsi, de cette répartition entre pions neutres et chargés, il est possible de déterminer le rapport entre le nombre de photons produits par voie hadronique et le nombre de neutrinos émis par une source donnée. Dans le modèle considéré, les canaux de désintégration principaux des pions, décrits dans la réaction (25), donnent six neutrinos émis, quatre neutrinos muoniques et deux électroniques, pour deux photons.

#### A.4.2.2 Fraction d'énergie emportée par les neutrinos

Le calcul de la fraction d'énergie emportée par le neutrino comporte trois étapes dont la première est l'estimation de la fraction d'énergie du proton  $f_\pi$  emportée par le pion. Cette fraction est assez mal déterminée mais vaut entre 0,2 et 1 ; généralement, les modèles utilisent la valeur inférieure de 0,2. En effet,  $f_\pi$  peut varier fortement en fonction des processus de photoproduction de pions étudiés : par exemple, lors de la production multiple de pions,  $f_\pi$  est estimé à  $0,4 \pm 0,25$  [26].

<sup>16</sup> À cause de la conservation du nombre baryonique, un baryon doit être présent dans l'état final.

<sup>17</sup> La valeur de la projection de l'isospin sur l'axe de quantification  $I_z$  est directement reliée à la charge de la particule, ainsi les résonances  $\Delta$  forment un quadruplet de charges ( $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$ ).

L'étape suivante considère la désintégration du pion pour estimer l'énergie transférée au muon et au neutrino. Dans les objets astrophysiques, les énergies des photons cibles sont de l'ordre de la dizaine d'électron-Volt : les pions produits sont donc quasiment au repos dans le référentiel du proton (cf. A.4.2.1). La cinématique de cette désintégration donne dans le référentiel du pion au repos :

$$(31) \quad \begin{cases} E_\nu + E_\mu = m_\pi \\ E_\nu = \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2} \end{cases},$$

où la masse du neutrino a été négligée. Ceci donne une valeur de l'énergie du neutrino :

$$(32) \quad E_\nu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2 m_\pi}.$$

Or la masse du muon est de 105 MeV et vaut donc environ les trois quarts de la masse du pion (140 MeV). Par conséquent, l'énergie emportée par le neutrino représente environ un quart de celle du pion.

Le dernier processus à étudier est la désintégration du muon produit par le pion. Ce processus donne naissance à deux neutrinos dont l'énergie doit à nouveau être estimée. Comme le muon est lui aussi produit quasiment au repos dans le référentiel du pion et que les produits de sa désintégration, un électron et deux neutrinos, sont de masses négligeables devant celle du muon, l'énergie disponible se répartit équitablement entre les trois particules produites. Les neutrinos emportent ainsi chacun un tiers de l'énergie du muon, elle même représentant les trois quarts de celle du pion. Au final, chacun de ces deux neutrinos emporte donc un quart de l'énergie du pion.

En conclusion de ce calcul, chaque neutrino produit par la chaîne de désintégrations d'un pion emporte en moyenne 25% de l'énergie de ce pion, soit environ 5% de celle du proton initial. Cette valeur est utilisée dans la quasi-totalité des modèles et permet d'estimer facilement l'énergie des neutrinos produits à partir de l'énergie des protons.

#### A.4.2.3 Flux de neutrinos muoniques

Nous venons de montrer (cf. A.4.2.1) qu'il y avait production de deux neutrinos muoniques pour un photon lors d'une interaction photon-proton et que chacun de ces neutrinos emporte en moyenne un quart de l'énergie du pion intermédiaire (cf. A.4.2.2). Or, lors la désintégration d'un pion neutre en deux photons, chacun d'entre eux emporte en moyenne la moitié de l'énergie de ce pion. Au final, le rapport entre l'énergie transportée par les  $\nu_\mu$  et celle transportée par les  $\gamma$  vaut donc  $\frac{1}{2}$ .

De plus, nous avons vu plus haut (en A.4.2) que le flux de neutrino et le flux de photons issus de la désintégration de mésons possèdent la même dépendance spectrale qui est celle du flux initial de proton. Au final, au niveau de la source, ces flux de neutrinos et de photons sont reliés par la relation suivante :

$$(33) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{1}{2} \frac{d\Phi_\gamma^{\text{hadronique}}}{dE_\gamma}.$$

Il est important de noter que les photons produits par la désintégration de pions neutres vont voir leur énergie dégradée par leurs interactions avec le milieu environnant, phénomène inexistant pour les neutrinos. À titre d'exemple, un proton de  $10^9$  GeV donnera naissance à des photons de  $10^8$  GeV en moyenne ( $E_\gamma = \frac{1}{2} f_\pi E_p = E_p/10$ ) ; mais ces photons ne vont sans

doute pas s'échapper directement de la source : ils peuvent initier des cascades électromagnétiques *via* le processus de création de paires (cf. A.1.1.1) et les photons qui vont émerger auront des énergies de l'ordre de 10 MeV à quelques TeV.

## A.5 Les sources potentielles de neutrino

Dans ce paragraphe, deux principaux types de sources potentielles de neutrinos de haute énergie vont être décrits : les sources ponctuelles et les sources diffuses. Les premières sont principalement constituées par des systèmes accélérateurs connus de particules jusqu'à des énergies extrêmes qui peuvent aussi produire des neutrinos. Les secondes sont plutôt la conséquence de l'interaction avec un milieu étendu du rayonnement cosmique ou alors de la désintégration ou de l'annihilation de particules reliques des premiers instants de l'Univers. Toutefois, pour l'étude développée dans la section D, seules les sources de haute énergie ponctuelles et persistantes, comme les vestiges de supernovæ, les noyaux actifs de galaxies ou bien les microquasars, seront susceptibles de donner un signal.

### A.5.1 Les sources ponctuelles

Les principes de production de neutrinos de haute énergie par des supernovæ, des noyaux actifs de galaxies, des microquasars, des sursauts gamma et par de la matière noire non baryonique vont maintenant être détaillés.

#### A.5.1.1 Les supernovæ

La première mention de l'apparition d'une « étoile nouvelle » dans le ciel date du XIV<sup>ème</sup> siècle avant Jésus Christ et est gravée sur un os sacré de la première dynastie chinoise. Cependant, il pourrait s'agir tout aussi bien d'une comète. Le premier événement historique attesté comme étant une supernova est daté de l'an 185 après J.C. et est relaté dans des annales astronomiques chinoises. Même si les données photométriques ne sont pas très précises, cette description contient la date exacte de l'apparition (le 7 décembre dans notre calendrier) ainsi que la région du ciel concernée (dans la constellation du Centaure suivant notre nomenclature). Elle contient également la durée de visibilité (20 mois) et l'indication que la courbe de lumière est passée par un maximum avant de décroître. On observe aujourd'hui à la position de SN 185 une source radio et X : RCW 85, qui est interprétée comme le reste de cette supernovæ. La supernova historique la plus brillante jamais observée est celle de l'an 1006 dans la constellation du Loup. Son éclat était supérieur à celui d'un quartier de Lune, si bien que la supernova était visible en plein jour. Aujourd'hui, le reste de SN 1006 est observé comme une source radio et X : PKS 1459-41.

Pour bien comprendre le phénomène de supernovæ, il est nécessaire de connaître les principales étapes de la vie d'une étoile. Tout d'abord, une protoétoile se forme par effondrement gravitationnel à partir d'un nuage de gaz et de poussière, appelé nébuleuse. Plus la protoétoile se contracte et plus sa température interne, c'est-à-dire l'énergie cinétique des protons et des électrons, augmente. Il arrive un moment où cette température est telle que la combustion par fusion des noyaux d'hydrogène en hélium peut avoir lieu : l'étoile s'allume. Cette combustion est exo-énergétique et permet à l'étoile de contrebalancer la pression gravitationnelle grâce à la pression de radiation engendrée. Dès que la concentration en hydrogène devient trop faible et ne permet plus un taux de réaction suffisant, l'étoile s'effondre de nouveau. Sa température augmente encore jusqu'à permettre la fusion de l'hélium qui va produire du carbone et fournit l'énergie nécessaire à l'étoile pour contrer à nouveau l'attraction gravitationnelle.



Si l'étoile possède une masse inférieure à la masse de Chandrasekhar, soit environ 1,44 masse solaire, elle ne peut pas synthétiser d'éléments les plus lourds et finit sa vie en naine blanche, astre extrêmement dense (densité moyenne  $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) où la pression qui s'oppose à la gravitation est assurée par les électrons dégénérés<sup>18</sup>. Sinon, la réaction de fusion du carbone en néon se déclenche, fournissant à nouveau une pression de radiation temporairement suffisante. Ce schéma se répète encore jusqu'à synthétiser du  $^{56}\text{Fe}$ , le noyau le plus fortement lié qui existe. Il n'est alors plus possible de libérer de l'énergie *via* des réactions thermonucléaires et l'équilibre entre fusion et effondrement qui a duré pendant plusieurs milliards d'années n'est plus possible. Plus aucune force ne vient s'opposer à l'attraction gravitationnelle et l'étoile s'effondre sur elle-même en donnant naissance au phénomène de supernovæ gravitationnelle.

En effet, deux mécanismes totalement différents peuvent être à l'origine du phénomène de supernovæ : l'un est thermonucléaire, donnant naissance aux supernovæ de type SN Ia, et l'autre est gravitationnel, produisant les supernovæ de type SN Ib, SN Ic et SN II. Ces différentes dénominations sont des réminiscences historiques d'un classement en fonction de composition spectrale observée ; par exemple, le type II ou I est déterminé en fonction de la présence ou non des raies d'absorption de l'hydrogène. Les SN Ia sont produites par l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche qui s'approche de la masse de Chandrasekhar par accrétion de matière provenant d'une étoile compagnon. Cette augmentation de masse déclenche la combustion du carbone, mais la fusion thermonucléaire en milieu dégénéré est instable : l'augmentation de la température ne se traduit pas par une augmentation de la pression et le processus s'emballé. Il se produit alors une véritable explosion thermonucléaire qui détruit entièrement la naine blanche. Le fait que tous les générateurs de SN Ia aient la même masse explique alors l'homogénéité observée dans ce groupe qui permet d'utiliser ces supernovæ comme chandelles standard.

Pour les supernovæ de type gravitationnel le mécanisme est bien différent. L'étoile possède alors une structure en « pelure d'oignon » avec des couches de compositions différentes depuis le fer dans le cœur jusqu'à l'hydrogène dans l'enveloppe. La densité dans le cœur est telle que les électrons y sont dégénérés et, tout comme dans une naine blanche, ce sont eux qui fournissent l'essentiel de la pression. À la périphérie a encore lieu la fusion du silicium qui produit le fer qui migre par gravité vers le centre. Lorsque la masse du cœur de fer atteint la masse de Chandrasekhar, la pression des électrons n'est plus suffisante pour contrebalancer la gravitation et il commence à s'effondrer. L'effondrement ne s'arrête que lorsque la densité nucléaire est atteinte. Les noyaux sont alors complètement dissociés et la matière est constituée majoritairement de neutrons. C'est l'interaction forte entre les neutrons qui entre en jeu et s'oppose à l'effondrement, ce qui provoque un brusque durcissement de la pression. Une onde de choc apparaît et se propage vers l'extérieur du cœur. Si le choc est suffisamment puissant, il provoque l'expulsion des couches externes de l'étoile, induisant ainsi une intense émission électromagnétique : l'étoile apparaît comme une supernova.

Ces ondes de choc produites lors de l'explosion d'une supernova offrent un terrain propice à la mise en œuvre du mécanisme de Fermi décrit précédemment (cf. section A.3.1). Une autre source d'accélération peut aussi être fournie par le vestige de la supernova qui peut générer des champs magnétiques très intenses. Ils pourraient être les sources de production et d'accélération des rayons cosmiques, et en particulier de neutrinos, jusqu'à des énergies de l'ordre de  $10^6 \text{ GeV}$ .

<sup>18</sup> C'est la conséquence du principe de d'exclusion de Pauli : les électrons, des fermions, ne peuvent occuper le même état quantique et contrebalancent ainsi la pression gravitationnelle. Les électrons sont considérés comme dégénéré si la température de l'astre est inférieure à leur température de Fermi définie par :  $kT^F = \sqrt{(p^F)^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2$ , avec  $p^F = \hbar(3\pi^2 n_e)^{1/3}$  et  $n_e$  la densité numérique d'électrons.

### A.5.1.2 Les noyaux actifs de galaxies

Les galaxies à noyau actif (ou Active Galactic Nuclei : AGN) sont des galaxies dont l'énergie totale rayonnée est bien supérieure à la somme des énergies émises dans le visible par les étoiles la constituant. Cet excès d'énergie est rayonné dans tout le spectre électromagnétique : du domaine radio au rayons gamma ; c'est d'ailleurs leur émission radioélectrique très intense en provenance du centre des galaxies qui a permis leur découverte en 1963. Ces galaxies étant impossibles à distinguer des étoiles sur les clichés du ciel dans le visible, elles ont donc été appelées « quasar », pour « quasi stellar ». Ces AGN sont à l'origine d'observations extrêmement différentes en fonction de l'angle sous lequel ils sont observés et, avant d'être regroupés en un seul modèle, ils étaient considérés comme des sources distinctes sous les terminologies suivantes : Seyfert, Fanaroff-Riley, ou encore blazars (cf. Figure A-10).

L'extrême luminosité des AGN, entre  $10^{42}$  et  $10^{48}$  erg.s<sup>-1</sup>, est expliquée par l'accrétion autour d'un trou noir central super massif (masse supérieure à  $10^7$  masses solaires) de 10 à 100 masses solaires par an. Ces luminosités permettent de les détecter à des distances bien plus élevées que les galaxies normales : les décalages vers le rouge mesurés dépassent souvent l'unité. Cependant, toutes les galaxies qui possèdent un tel trou noir ne sont pas actives (émission de jets) : seulement environ 2% des galaxies sont des AGN.

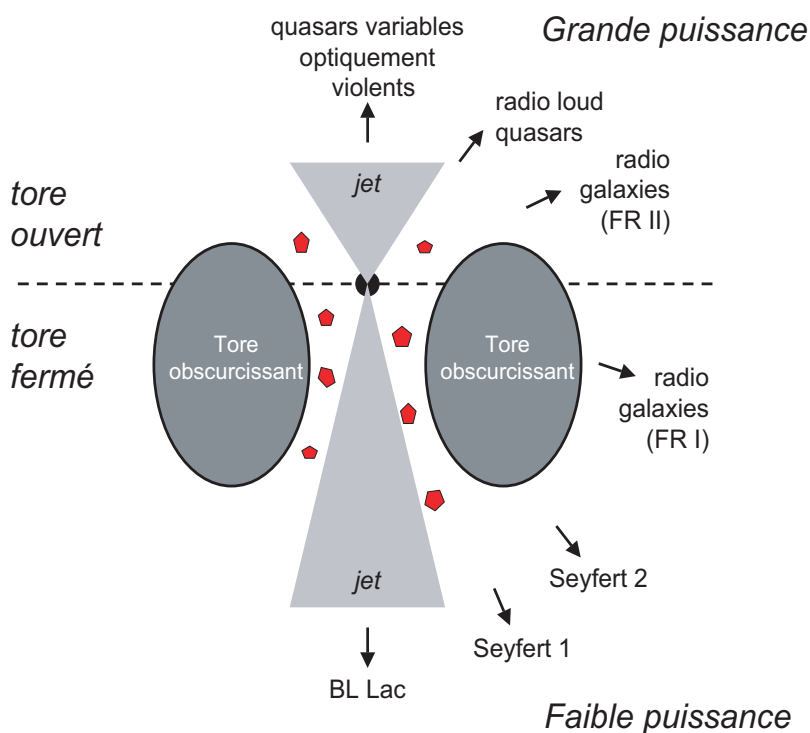


Figure A-10 : Diagramme schématique illustrant le modèle unifié des AGN. La partie supérieure correspond à une source de grande puissance avec des jets émergeant du tore « ouvert », la partie inférieure à une source de faible puissance avec des jets émergeant d'un tore « fermé ». Des morphologies différentes sont produites en fonction de l'orientation de l'observateur par rapport au tore obscurcissant et aux jets. Les BL lac et les quasars variables optiquement violents sont appelés blazars dans le texte.

Les émissions radio proviennent des jets de plasma sous forme de paquets discontinus issus du trou noir. Le disque d'accrétion qui se forme autour du trou noir est à l'origine d'un rayonnement isotrope de photons UV, X et  $\gamma$  mou (inférieur à 10 MeV) produit par rayonnement synchrotron des électrons. Par contre, le rayonnement  $\gamma$  dur est très variable : le temps typique  $t_{\text{var}}$  est de l'ordre de la dizaine d'heure voire moins. La source de ces photons doit donc être d'une taille de l'ordre de  $ct_{\text{var}}$ , pour des raisons de causalité relativiste, si elle est au repos par rapport à l'observateur. Or, la luminosité en  $\gamma$  est si élevée qu'un volume aussi réduit serait opaque, les photons interagissant mutuellement par création de paires :

$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ . En revanche, si le plasma avance vers l'observateur avec un facteur de Lorentz  $\Gamma$ , la taille minimale de la région émettrice devient  $\Gamma ct_{\text{var}}$  dans son référentiel et est peut être suffisamment grande pour être transparente aux  $\gamma$ . Dans le cas des AGN, de tels jets relativistes émis perpendiculairement au disque d'accrétion sont observés et possèdent un facteur de Lorentz estimé de l'ordre de quelques dizaines.

Les noyaux actifs de galaxies sont des candidats idéaux pour l'accélération des rayons cosmiques du fait de la grande quantité d'énergie émise, d'un spectre s'étendant au-delà du TeV et d'une variabilité de l'ordre de quelques heures. Dans le disque d'accrétion et lors de la chute de la matière vers le trou noir, des particules sont accélérées et peuvent alors interagir avec la matière ou avec les photons. De plus, les plasmas entourant le trou noir central engendrent d'intenses champs magnétiques et la densité de matière est telle que les photons et les protons sont piégés, seuls les neutrinos sont susceptibles de s'en échapper.

Les jets sont également un site privilégié pour l'accélération de particules par mécanisme de Fermi grâce à l'onde de choc qu'ils peuvent créer. La longueur de ces jets peut varier de quelques kpc à quelques Mpc et le champ magnétique qui y règne est de l'ordre de  $10^{-4}$  G. Enfin, ces jets possèdent un facteur de Lorentz élevé, ce qui entraîne une amplification de l'intensité pour les observateurs.

### A.5.1.3 Les microquasars

Les microquasars sont, comme leur nom l'indique, des « modèles réduits » de quasars ([27] et [28]). Ils sont formés d'un trou noir de quelques masses solaires en rotation entouré par un disque d'accrétion provenant d'une étoile compagne (cf. Figure A-11).

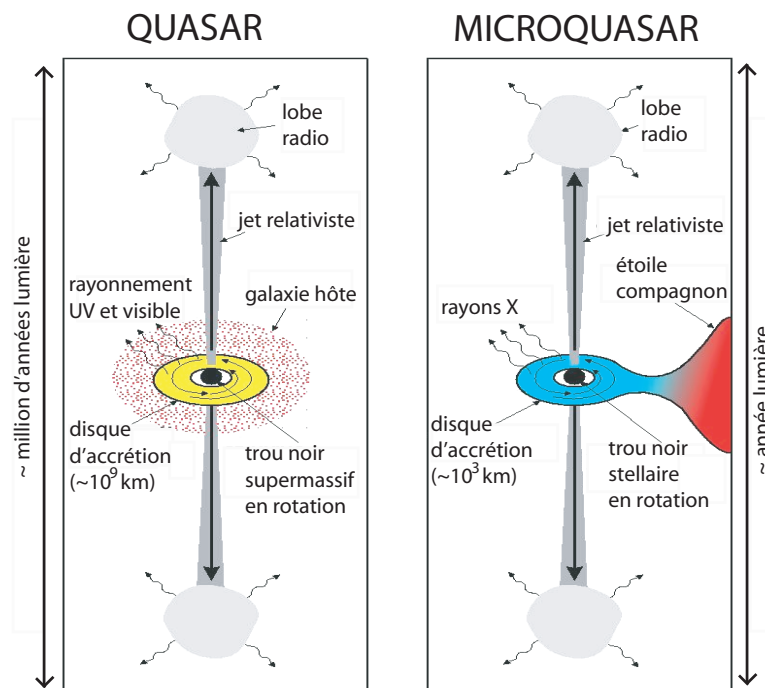


Figure A-11 : Schéma comparatif entre le modèle des quasars et des microquasars (d'après [27]).

Les microquasars sont des objets bien moins intenses que les quasars, mais ce handicap est compensé par leur proximité : plusieurs microquasars ont été observés dans notre galaxie. De plus, leur temps caractéristiques de variations, proportionnels à la masse du trou noir, sont

beaucoup plus courts que ceux des quasars et permettent d'observer en quelques minutes des effets qui prennent des années avec les quasars, comme la formation des jets ou la physique de l'accrétion.

Les disques d'accrétion des microquasars émettent dans le domaine X, contrairement aux quasars qui émettent principalement dans le visible et l'ultraviolet. En se fondant sur la modélisation des disques d'accrétion, il est possible de montrer que les propriétés globales telles que la température du disque, sa fréquence maximale d'émission synchrotron  $\nu_{\max}$  ou bien sa luminosité ne dépendent que de la masse du trou noir  $M_{\text{TN}}$  et du taux d'accrétion [29] : par exemple  $\nu_{\max} \propto 1/M_{\text{TN}}$ .

Les microquasars sont d'excellents candidats comme site galactiques d'accélération de particule, et en particulier, ils pourraient produire des flux non négligeables de neutrinos et des prédictions ont été faites, en particulier par Levinson et Waxman en 2001 [30] et par Distefano et al en 2002 [31].

#### A.5.1.4 Les sursauts gamma

Les sursauts gamma (ou GRB pour Gamma Ray Burst) sont de courtes et intenses émissions de photons : leur durée est comprise entre quelques dizaines de millisecondes et plusieurs centaines de secondes et l'énergie typique des photons est de l'ordre de 100 keV. Ce phénomène a été découvert il y a plus de 35 ans (cf. A.1.1) et pourtant, beaucoup d'incertitudes demeurent. Plusieurs satellites récents ont permis de mieux caractériser ces GRB : lors que le détecteur BATSE, à bord du satellite CGRO, localisait un sursaut (avec une précision de  $0,5^\circ$ ), le satellite Beppo-Sax, en rayons X, en donnait rapidement la position à quelques minutes d'arc près, permettant ainsi la recherche de la galaxie hôte et la mesure d'un décalage vers le rouge. Pour plusieurs sursauts, ce décalage était important (supérieur à l'unité), indiquant que ce phénomène se produisait à des distances cosmologiques. De plus, les 2704 GRB observés par BATSE se distribuent de manière isotrope sur la carte du ciel (cf. Figure A-12), excluant clairement une origine galactique de ce phénomène.

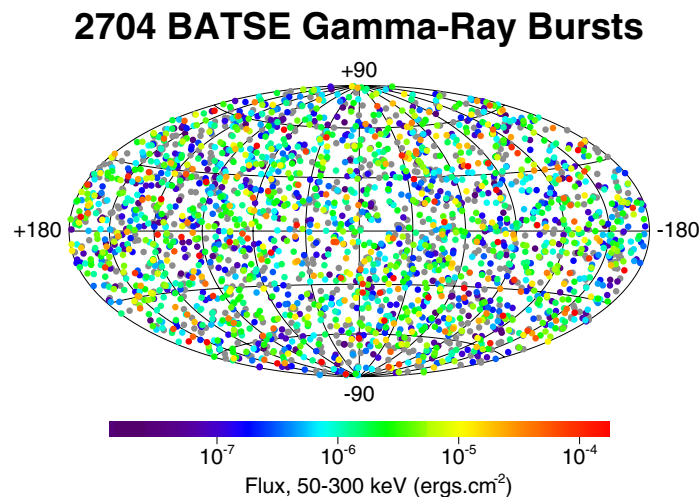


Figure A-12 : Carte des sursauts gamma détectés par BATSE, en coordonnées galactiques [32].

De si grandes distances imposent que la luminosité intrinsèque en  $\gamma$  est considérable : c'est l'équivalent d'un dixième de masse solaire convertie en une seconde environ en rayonnement gamma. Pour que la variabilité rapide de l'intensité au cours d'un sursaut soit compatible avec la haute luminosité, il faut admettre que la région émettrice avance vers l'observateur avec un

mouvement relativiste ; c'est le même argument que développé pour les AGN en A.5.1.2 : une source au repos serait trop dense en photons et donc opaque (*via* la création de paire). Mais cette fois, les facteurs de Lorentz nécessaire sont de l'ordre au minimum de plusieurs centaines, ce qui fait des sursauts gamma de très bons candidats à l'accélération de particules au dessus de la cheville (cf. A.2.1 et A.2.2).

Cependant, deux modèles tentent d'expliquer les sursauts gamma : le modèle dit de « la boule de feu » (« fireball model » [33]), le plus généralement utilisé, et celui plus controversé dit du « boulet de canon » (« cannonball model » [34]). Le premier utilise l'hypothèse de chocs entre plasmas relativistes très semblable au mécanisme de Fermi (cf. A.3.1), alors que le second suppose des corps denses relativistes, produit juste après une supernova, venant frapper la matière expulsée par l'explosion de l'étoile.

Toutefois, quelque soit le modèle considéré, des neutrinos peuvent être produits à des énergies et en des quantités détectables par des télescope à neutrinos, produisant jusqu'à un événement par an dans le détecteur Antares avec un bruit de fond de l'ordre de  $10^{-3}$  événement [35].

#### A.5.1.5 La matière noire non baryonique

La densité d'énergie présente dans l'Univers est représentée par le paramètre cosmologique  $\Omega$  défini par :  $\Omega = \rho/\rho_c$ , où  $\rho$  est la densité moyenne de l'Univers et  $\rho_c$  la densité critique<sup>19</sup>. Les observations des décalages spectraux des objets cosmiques montrent que l'Univers poursuit actuellement une phase d'expansion consécutive à l'explosion initiale (« big-bang »), et que cette expansion continue de s'accélérer. Mais la valeur de ce paramètre  $\Omega$  nous informe sur le devenir final de notre univers :

- $\Omega < 1$  implique un « Univers ouvert » toujours en expansion,
- $\Omega > 1$  décrit au contraire un « Univers fermé » se terminant par une implosion finale : « big-crunch »,
- $\Omega = 1$  représente enfin un Univers limite entre les deux précédents, nommé « Univers plat ».

Les connaissances actuelles favorisent la troisième solution pour des raisons aussi bien expérimentales que théoriques. Par exemple, l'analyse des anisotropies du fond cosmologique à 2,7 K donne comme résultat :  $\Omega = 1,02 \pm 0,02$  [36]; de plus, la théorie de l'inflation, qui résout par ailleurs d'autres problèmes, prédit  $\Omega = 1$ . Or toutes les observations dont nous disposons aujourd'hui imposent à la matière présente dans l'Univers une contribution  $\Omega_m \approx 0,3$  à la densité d'énergie totale, largement insuffisante à reproduire  $\Omega = 1$ . Le complément serait sous forme d'énergie du vide (en introduisant la constante cosmologique d'Einstein  $\Omega_\Lambda$ ) :  $\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda$ .

La dispersion des vitesses des galaxies de certains amas [37] indique que la densité de masse  $\Omega_m$  impliquée peut être jusqu'à cent fois supérieure à la densité de masse correspondant au contenu en étoiles et en gaz des galaxies. La matière manquante est appelée matière noire ou encore matière cachée : c'est une forme de matière qui est détectée par ses effets gravitationnels mais qui n'est pas visible directement. La composante baryonique de cette matière noire peut être sous forme d'objets astrophysiques faiblement lumineux, comme des naines blanches, ou d'objets massifs non lumineux, comme les trous noirs ou les étoiles avortées. Cependant la nucléosynthèse primordiale limite la contribution baryonique à  $\Omega_b < 0,1$ , ce qui signifie qu'il existe également de la matière sombre sous forme non

<sup>19</sup>  $\rho_c = (3H_0^2)/(8\pi G) \sim 5,31 \text{ GeV m}^{-3}$ , avec  $H_0$  la constante de Hubble et  $G$  la constante gravitationnelle.

baryonique.

Les candidats les plus favorisés de cette matière sombre non baryonique sont des particules massives interagissant très peu avec la matière nommées WIMP pour « Weakly Interacting Massive Particles ». Les neutrinos eux-mêmes auraient fait de bons candidats, mais les contraintes directes sur leurs masses (cf. b) limitent leur contribution à hauteur de  $\Omega_\nu \approx 0,001$ . Parmi les WIMPS, le neutralino<sup>20</sup> est la particule la plus prometteuse. Ces particules, après avoir perdu de l'énergie par des séries de collisions élastiques, peuvent se retrouver piégées gravitationnellement au centre d'objets massifs. Lorsque leur concentration devient suffisante, elles peuvent s'annihiler et produire ainsi, dans les produits secondaires de l'interaction, un flux de neutrinos détectables. Des excès d'événements seraient donc attendus en provenance du Soleil, du centre de la Terre, et du centre galactique. Les prédictions sont très variables selon les modèles, mais peuvent aller, pour le centre galactique, jusqu'à trois ordres de grandeur au delà du bruit de fond des neutrinos produits par l'interaction des rayons cosmiques avec les noyaux de l'atmosphère (neutrinos atmosphériques, cf. B.2.1).

### A.5.2 Les sources diffuses

La production de neutrino de haute énergie par l'interaction du rayonnement cosmique avec la matière interstellaire ou avec le fond diffus cosmologique va être brièvement décrites. Enfin, la possibilité de la production d'un flux observable de neutrinos par des particules reliques de l'Univers sera discutée.

#### A.5.2.1 La Voie Lactée

Les rayons cosmiques primaires, accélérés par exemple grâce au mécanisme de Fermi (cf. A.3.1), qui se propagent dans notre Galaxie interagissent avec le milieu interstellaire. Ces interactions produisent des particules secondaires détectables comme des photons ou des neutrinos. Les modèles actuels (par exemple [38]) expliquent les flux diffus de photons au dessus de 1 MeV grâce à deux composantes principales :

- la désintégration des mésons neutres produits par interaction des protons avec la matière interstellaire,
- le rayonnement synchrotron (à cause du champ magnétique galactique), le rayonnement de freinage (bremsstrahlung) sur les centres diffuseurs, noyaux ou électrons, qui composent la matière interstellaire et l'effet Compton inverse sur les électrons du rayonnement cosmique.

Pour la production de neutrinos, c'est la portion de photons provenant de la désintégration des mésons neutres, qui représente entre 10 % et 50 % des flux diffus détectés à 10 GeV suivant les modèles, qui est intéressante. En effet, le processus générateur est tout à fait analogue à celui développé dans la section A.4.2 et permet donc de prédire le flux de neutrinos  $\Phi_\nu$  produit par l'interaction des rayons cosmiques avec la Voie Lactée [39] :

$$(34) \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \begin{cases} 3,0 \cdot 10^{-6} R E_\nu^{-2,63} & E_\nu < 4,7 \cdot 10^5 \text{ GeV} \\ 1,9 \cdot 10^{-4} R E_\nu^{-2,95} & E_\nu > 4,7 \cdot 10^5 \text{ GeV} \end{cases}$$

où R est la distance depuis le bord externe de la galaxie en kpc (pour le centre galactique : R = 20,5 kpc) et  $E_\nu$  l'énergie du neutrino en GeV.

<sup>20</sup> Le neutralino est considéré ici comme la particule supersymétrique la plus légère et, par conservation de la R-parité, stable. Le neutralino, qui est sa propre antiparticule, est une combinaison linéaire du photino, zino et des deux higgsinos, partenaires supersymétriques du photon,  $Z^0$  et des champs de Higgs scalaire lourd et léger.

### A.5.2.2 L'effet de la coupure GZK

Les rayons cosmiques d'énergie extrême ( $> 10^{19}$  eV) ne peuvent parcourir des distances supérieures à quelques centaines de Mpc car ils interagissent sur le rayonnement de fond cosmologique : c'est l'effet GZK décrit dans la section A.2.2. Des neutrinos et des photons sont produits par ces interactions et leur détection apporterait sûrement des éléments de réponse quand à la distribution et la nature des sources capables d'accélérer des particules à des telles énergies. Cependant, les photons ne peuvent pas, eux non plus, traverser des distances cosmologiques à des énergies si élevées et sont de plus absorbé par les nuages intergalactiques et interstellaires de gaz et de poussières. C'est pourquoi les neutrinos pourraient être des messagers privilégiés, mais les études menées, par exemple par R. Engel, D. Seckel et T. Stanev [40], indiquent que même un télescope à neutrino de dimension kilométrique ne sera pas sensibles à ce flux, avec moins de 0,2 événement par an et par kilomètre cube d'eau.

### A.5.2.3 Les modèles « Top-Down »

Les modèles dit « top-down » expliquent la présence de particules de très haute énergie par la désintégration de reliques massives (de l'ordre de  $10^{22}$  eV) des premiers instants de l'univers. Ces reliques doivent avoir une durée de vie comparable ou supérieure à l'âge de l'univers et peuvent être de plusieurs nature : particules très lourdes, défauts topologiques<sup>21</sup> ou bien des trous noirs microscopiques. Cependant, parmi toutes ces réminiscences des débuts de l'univers seuls les défauts topologiques, qui sont stables, ne demandent pas de réglages fins des théories pour obtenir des durées de vie compatibles avec les observations.

Ces défauts topologiques peuvent transmettre leur énergie à des quarks et des leptons, et donc entre autre à des neutrinos, par annihilation ou effondrement. Mais des mesures récentes des anisotropies du fond cosmologique faites par Boomerang [41], Maxima [42], Dasi [43], Archeops [44] et WMAP [36] ne montrent aucune évidence de défauts topologiques, défavorisant fortement leur éventuelle paternité des rayons cosmiques de haute énergie.

## A.5.3 Les limites actuelles sur les flux de neutrino

Des limites supérieures sur les flux de neutrinos issus de sources ponctuelles non résolues, et donc observables sous la forme d'un fond diffus, peuvent être déduites des mesures de flux de rayons gamma de haute énergie et de rayons cosmiques. En particulier, deux limites sont généralement utilisées comme référence : celle calculée par Waxman et Bahcall [45] (noté plus loin : WB) et celle fournie par Mannheim, Protheroe et Rachen [46] (MPR). De manière générale, ces limites se fondent sur les hypothèses suivantes :

- une partie des protons observés dans le rayonnement cosmique sont issus de la désintégration  $\beta$  de neutrons qui ne sont pas piégés par les champs magnétiques et donc peuvent s'échapper des zones de confinement des sources,
- les champs magnétiques qui règnent dans l'Univers n'influent pas sur le flux de protons observé à haute énergie,
- le spectre au niveau des sources des rayons cosmiques extragalactiques, supposés être composés de protons, suit une loi de puissance (spectre  $\propto E^{-\eta}$ ).

<sup>21</sup> Les défauts topologiques, comme par exemple les monopôles magnétiques ou les cordes cosmiques, ont pu être formés par brisure de symétries lors des transitions de phase aux débuts de l'univers : certaines régions de l'espace non connectées causalement peuvent acquérir des états différents, mais dégénérés, définis par des valeurs différentes du paramètre de transition de phase.

La première hypothèse est généralement acceptée ; mais il faut garder à l'esprit que si certaines sources sont opaques aux rayons cosmiques, le flux de neutrinos sera supérieur aux limites calculées. C'est pourquoi MPR font varier l'opacité aux neutrons de la source pour calculer leur limite supérieure sur le flux de neutrinos et donnent également une limite établie sur la base des observations des rayons gamma par des satellites.

La seconde hypothèse est également commune aux limites de WB et MPR. Cependant, ces derniers précisent que pour des énergies inférieures à environ  $10^8$  GeV l'influence des champs magnétiques sur des grandes distances pourrait jouer un rôle plus important, du fait des pertes en énergie des protons. Les observations s'en trouveraient biaisées et les flux réel de neutrinos augmentés.

La troisième hypothèse est la plus controversée. Mannheim, Protheroe et Rachen reprochent à Waxman et Bahcall d'utiliser un spectre particulier en  $E^{-2}$ , qui selon eux s'applique aux objets de relativement basse luminosité, mais sans doute pas à toutes les sources. C'est pourquoi MPR préfèrent établir un spectre en se fondant sur la première hypothèse, ce qui se traduit par :  $\Phi_{\nu}(E) = A\Phi_{RC}(E/\zeta)$  où  $A$  et  $\zeta$  dépendent des facteurs de conversion de l'énergie des protons primaires en neutrons et neutrinos et de la densité de photons cibles dans les sources, qui varie avec l'énergie.

Pour finir, le spectre doit être normalisé au moyen de données expérimentales et cette normalisation diffère également entre WB et MPR. Les premiers normalisent leur spectre en utilisant les données disponibles au delà de  $10^{10}$  GeV formulant ainsi l'hypothèse que toutes les sources susceptibles de produire des neutrinos émettent des rayons cosmiques jusqu'à ces énergies extrêmes, tandis que les seconds préfèrent étendre la normalisation à plus basse énergie, jusqu'à environ  $10^6$  GeV.

Les limites supérieures de WB et de MPR sont représentées Figure A-13. Ces controverses autour des limites supérieures théoriques soulignent largement la nécessité de la construction de télescopes à neutrinos pour obtenir de véritables valeurs expérimentales qui permettront de valider ou d'infirmer les hypothèses de départ.

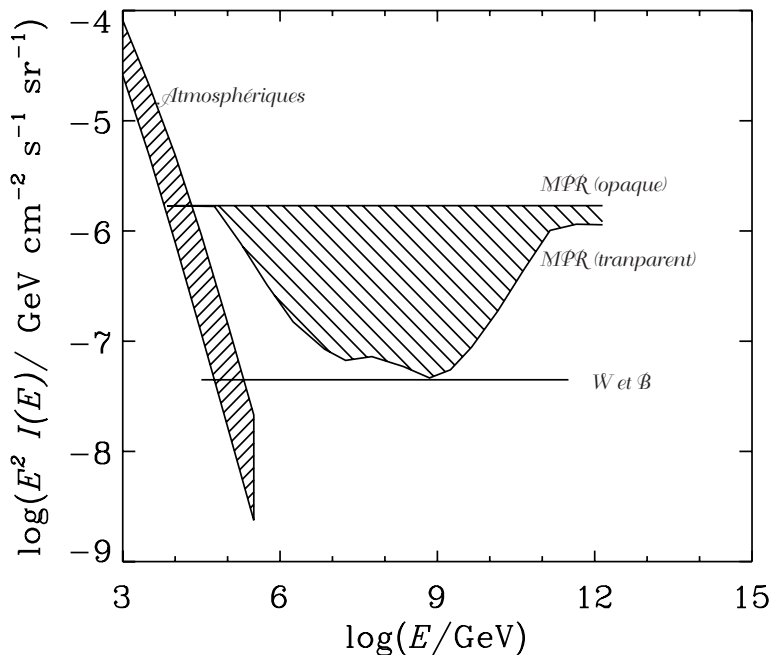


Figure A-13 : Limites supérieures sur les flux de neutrinos induits par les sources ponctuelles non résolues. La limite la plus restrictive est celle de Waxman et Bahcall. Les autres limites sont celles de Mannheim et al. La limite en  $E^{-2}$  (opaque) est obtenue à partir de la normalisation sur les observations de rayons gamma. Elle est valable pour les sources opaques aux neutrons et donc aux rayons cosmiques. Le bruit de fond atmosphérique est également représenté [46].







## B. LE DEFI DE LA DETECTION

Le neutrino est sensible uniquement à l'interaction faible. Cela lui permet de parcourir des distances cosmologiques sans être absorbé par les nuages de matière interstellaire ou de sortir du cœur des objets les plus compacts. Mais sa détection est bien difficile et c'est pourquoi il a été observé pour la première fois seulement en 1956, soit 26 années après sa « découverte » théorique par W. Pauli.

Toutefois cet obstacle expérimental n'a pas empêché A. M. Markov [47] de proposer dès 1960 d'utiliser les muons issus de l'interaction par courant chargé des neutrinos de haute énergie pour faire de l'astrophysique. Cette détection était concevable déjà à cette époque pour plusieurs raisons : la probabilité d'interaction du neutrino et le parcours du muon produit augmentent avec l'énergie. Par exemple, le parcours moyen d'un muon de 10 TeV est d'environ 3 km dans la roche. L'interaction du neutrino est donc détectable même si le point d'interaction se situe loin du détecteur, et par conséquent, le volume de la cible est bien plus important que le volume instrumenté. Malgré cela, à cause de la faible section efficace d'interaction des neutrinos, l'astronomie neutrino nécessite l'instrumentation d'un volume de l'ordre du kilomètre cube. Pour ce faire, la seule technique accessible à l'heure actuelle est celle de la détection par effet Tcherenkov. Elle consiste à installer un réseau de photomultiplicateurs au fond de la mer, d'un lac ou de la glace polaire qui détectent le passage des muons, produits par l'interaction des neutrinos, grâce à la lumière Tcherenkov qu'ils émettent.

La difficulté technique est si importante que le déploiement d'un détecteur kilométrique n'est pas envisageable sans un test antérieur de faisabilité à une plus petite échelle. Le projet Antares se situe actuellement dans cette phase.

Tout d'abord, la physique de l'interaction du neutrino ainsi que le principe de détection seront développés et les différents types de bruits de fond seront ensuite discutés. Enfin, le contexte expérimental de l'astronomie neutrino sera exposé et le projet Antares sera présenté de façon plus détaillée.

### B.1 Principe de détection

Dans cette partie, les différents aspects intervenant dans la détection des interactions de neutrinos de haute énergie, c'est-à-dire au dessus de 10 GeV, seront abordés. En premier lieu, les caractéristiques de l'interaction des neutrinos avec la matière seront précisées, et l'effet de l'absorption par la Terre sur les neutrinos sera décrit. La propagation des muons dans la matière sera aussi développée.

#### B.1.1 L'interaction du neutrino avec la matière

Les neutrinos interagissent avec la matière par interaction faible suivant deux voies possibles : par échange de courant neutre, *via* un Z, ou par échange de courant chargé, *via* un W. La petitesse de la masse de l'électron rend la section efficace d'interaction neutrino-électron négligeable devant la section efficace neutrino-nucléon (dans un rapport proche de  $m_e/m_N \sim 1/1800$ ). C'est pourquoi seule l'interaction avec le nucléon sera prise en compte par la suite.

L'interaction par courant neutre du neutrino sur un nucléon N produit seulement comme

signature visible une gerbe hadronique X :

$$(35) \quad \nu_1(\bar{\nu}_1) + N \xrightarrow{Z^0} \nu_1(\bar{\nu}_1) + X,$$

alors que par courant chargé, il y a production d'un lepton chargé de même saveur que le neutrino initial :

$$(36) \quad \nu_1(\bar{\nu}_1) + N \xrightarrow{W^{+/-}} l^-(l^+) + X.$$

C'est pourquoi la détection de l'interaction par courant chargé est plus simple. De plus, dans le cadre d'un télescope à neutrino, l'observation du muon associé à un neutrino muonique est facilitée par le parcours du muon qui peut atteindre plusieurs kilomètres, contrairement à l'électron et au tau<sup>22</sup>. En conséquence, la probabilité de détection est augmentée considérablement (cf. B.1.3), rendant plus efficace le télescope.

Dans le cadre de la théorie électrofaible et du modèle des quarks-partons de Björken et Feynman, la section efficace d'interaction d'un neutrino par échange de courant chargé s'exprime comme [48] :

$$(37) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2 G_F^2}{\pi} m_N E_\nu \left( \frac{1}{1 + Q^2/M_W^2} \right)^2 \left[ x q(x, Q^2) + x \bar{q}(x, Q^2) (1 - y^2) \right] \\ \text{avec } x = \frac{Q^2}{2 m_N (E_\nu - E_\mu)} \text{ et } y = 1 - \frac{E_\mu}{E_\nu} \end{array} \right. ,$$

avec :

$$(38) \quad \left\{ \begin{array}{l} q = \frac{u_v + d_v}{2} + \frac{u_m + d_m}{2} + s_m + b_m \\ \bar{q} = \frac{u_m + d_m}{2} + c_m + t_m \end{array} \right. ,$$

pour un système isoscalaire ( $N = (p+n)/2$ )<sup>23</sup>. Dans ces équation, x et y représentent les variables d'échelle de Björken (x représente la fraction d'impulsion du parton « acteur » et y l'inélasticité de l'interaction), - Q<sup>2</sup> le carré de la quadri-impulsion transférée, m<sub>N</sub> et M<sub>w</sub> les masses du nucléon et du boson W et G<sub>F</sub> la constante de Fermi. Les fonctions q(x, Q<sup>2</sup>) et  $\bar{q}(x, Q^2)$  représentent les fonctions de distribution des différents quarks au sein des nucléons (les quarks de valence sont notés avec l'indice v, et ceux de la mer avec l'indice m).

Si le neutrino interagit par courant neutre, il n'y a pas de particule chargée parcourant une grande distance et la longueur de la gerbe hadronique est seulement de quelques dizaines de mètres au maximum. La probabilité de détection s'en trouve grandement diminuée et le volume cible est donc fortement réduit par rapport à une détection par courant chargé. C'est pour cela que l'interaction par courant neutre intervient essentiellement au niveau de l'absorption des neutrinos par la Terre (voir B.1.2). L'expression de la section efficace de cette réaction est [48]:

<sup>22</sup> Le parcours du tau dans la matière peut dépasser le kilomètre, mais seulement au dessus d'une énergie d'environ 20 PeV. En dessous, le tau sera visible sur de grandes distances uniquement si il se désintègre en muon (rapport de branchement : 17,4%).

<sup>23</sup> Dans le cas d'un antineutrino,  $\frac{d^2\sigma}{dx dy} \propto x \bar{q}(x, Q^2) + x q(x, Q^2) (1 - y^2)$ .



### B.1.2 L'absorption par la Terre

L'augmentation de la section efficace d'interaction du neutrino avec l'énergie favorise la détection ; mais à haute énergie, cette section efficace devient tellement grande que la Terre commence à devenir opaque aux neutrinos. Pour calculer précisément cet effet, il faut connaître le profil de densité de la Terre.

Le profil de Terre utilisé est issu de [48]. Dans ce modèle, la Terre est constituée de 10 couches concentriques de densité croissante, comme représenté dans la Figure B-2.

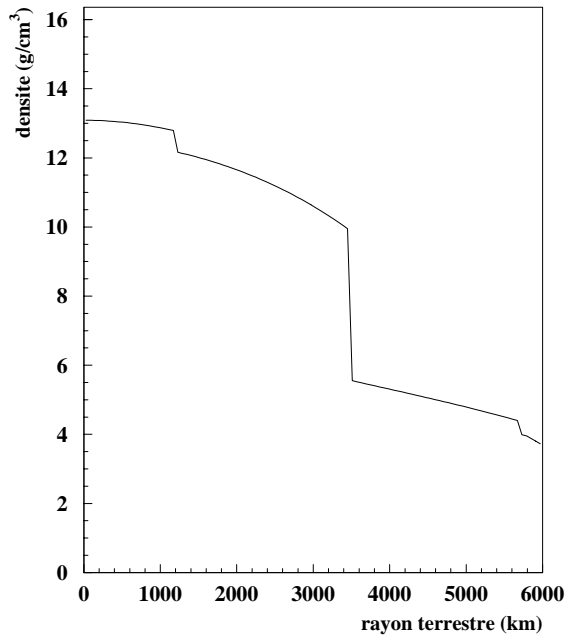


Figure B-2 : Profil de densité de la Terre en fonction de la distance au centre [48].

Un neutrino pointant sur le détecteur traverse une colonne de densité  $z(\theta_\nu)$  qui dépend de son angle d'arrivée  $\theta_\nu$  par rapport au Nadir (c'est-à-dire  $\theta_\nu=0$  pour un neutrino vertical montant). La probabilité de transmission  $S(E_\nu, \theta_\nu)$  du neutrino (cf. Figure B-3), en fonction de son énergie  $E_\nu$  est obtenu par :

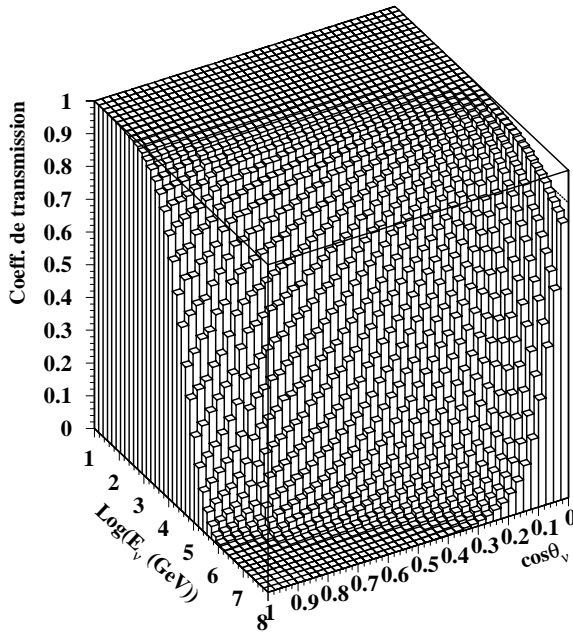
$$(41) \quad \begin{cases} S(E_\nu, \theta_\nu) = e^{\frac{-z(\theta_\nu)}{L_{\text{int}}(E_\nu)}} \\ L_{\text{int}}(E_\nu) = \frac{1}{\sigma_{\nu N}^{\text{CC}}(E_\nu)n} \end{cases},$$

où  $L_{\text{int}}$  est la longueur d'interaction par courant chargé du neutrino, et  $n$  la densité de nucléons cibles, exprimée en  $\text{g.cm}^{-3}$ .

L'absorption par la Terre est donc négligeable pour les neutrinos horizontaux ( $\cos \theta \sim 0$ ), mais le flux des neutrinos ascendants est réduit de plus de 70% au dessus de 100 TeV.

Le calcul de l'effet des diffusions par échange de courant neutre sur les flux de neutrino est difficile à effectuer puisque le neutrino n'est pas absorbé, mais uniquement dévié et dégradé en énergie. Il faudrait donc effectuer une simulation complète de la propagation des neutrinos qui prenne en compte tous les neutrinos pointant « approximativement » vers le détecteur pour comptabiliser ceux qui pourrait l'atteindre après avoir été dévié suite à une interaction par courant neutre. C'est cela qui rend ce calcul si complexe. Toutefois, il est possible

d'estimer cette contribution par le rapport entre la section efficace d'interaction par courant neutre et celle par courant chargé, qui est d'environ 1/3.



*Figure B-3 : Coefficient de transmissibilité de la Terre aux neutrinos en fonction de leur énergie  $E_\nu$  et de leur angle d'incidence  $\theta_\nu$ . L'absorption est due aux interactions par courants chargés. L'effet du cœur dense de la Terre est clairement visible.*

Ce raisonnement est valable uniquement pour les neutrinos électroniques et muoniques. Pour les neutrinos tauïques, le problème est tout autre parce que le lepton produit par courant chargé se désintègre avant de perdre toute son énergie. Il donne donc naissance à un nouveau neutrino tau dont l'énergie est seulement partiellement dégradée par rapport au neutrino initial. Ce phénomène intervient tant que le libre parcours moyen du neutrino est inférieur au diamètre terrestre, et provoque donc un empilement des neutrinos aux environs de 10-100 TeV.

### B.1.3 La propagation des muons induits

Dans ce paragraphe, les propriétés de la propagation du muon dans la matière vont être détaillées, comme l'effet Tcherenkov ou l'augmentation avec l'énergie du parcours moyen du muon. Mais avant tout, ce qui rend possible l'utilisation des neutrinos pour l'astrophysique, c'est la forte corrélation entre la direction incidente du neutrino et celle du muon induit à haute énergie.

#### B.1.3.1 Corrélation muon – neutrino

La différence entre la direction du muon au niveau du détecteur et celle initiale du neutrino est gouvernée par deux processus : la cinématique de la réaction et les diffusions coulombiennes multiples subies par le muon avant d'atteindre le détecteur.

Au point d'interaction, la direction du muon est d'autant plus alignée sur celle du neutrino que son énergie est élevée. C'est une conséquence purement cinématique de relativité restreinte qui ferme l'angle observé  $\theta_{\mu\nu}^{\text{obs}}$  lorsque  $E_\nu$  augmente :

$$(42) \quad \cos\theta_{\mu\nu}^{\text{obs}} = \frac{\beta + \cos\theta_{\mu\nu}^{\text{cm}}}{1 + \beta \cos\theta_{\mu\nu}^{\text{cm}}} \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} 1$$

$$\text{avec } \beta = \frac{E_\nu}{E_\nu + m_n} \xrightarrow{E_\nu \rightarrow +\infty} 1$$

avec  $\theta_{\mu\nu}^{\text{cm}}$ , l'angle dans le centre de masse entre la direction initiale du neutrino et celle du muon produit. Il faut de plus remarquer que pour une énergie donnée du neutrino, les muons de plus haute énergie, c'est-à-dire produit avec des  $\theta_{\mu\nu}^{\text{cm}}$  petits, seront favorisés par la détection.

De manière quantitative, une simulation Monte Carlo permet d'obtenir des résultats statistiques sur l'évolution de  $\langle\theta_{\mu\nu}\rangle$  aussi bien à la production qu'au détecteur, dont les résultats sont présentés dans la Figure B-4. L'effet des diffusions multiples, inférieur au dixième de degré, est relativement faible et n'empêche pas une bonne reconstruction de la direction incidente du neutrino.

Quant à la corrélation en énergie entre le muon et le neutrino, au niveau du vertex, elle est la conséquence directe des sections efficaces différentielles d'interaction développées dans la section B.1.1. Cette corrélation est reliée à la variable de Björken  $y = (E_\nu - E_\mu)/E_\nu$  qui, au dessus d'environ 10 TeV, diminue avec  $E_\nu$ . L'écart entre l'énergie du neutrino et celle du muon induit diminue donc avec l'énergie comme indiqué dans la Figure B-5 où le rapport moyen entre l'énergie du muon au point d'interaction et celle du neutrino est représenté. En revanche, l'effet des pertes d'énergies, qui augmente proportionnellement avec l'énergie du muon, masque fortement cet effet et la corrélation énergétique s'en trouve fortement atténuée. Même avec une reconstruction parfaite de l'énergie du muon, il sera impossible de connaître précisément celle du neutrino père.

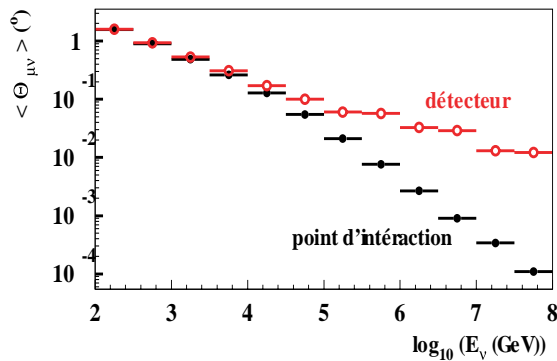


Figure B-4 : Évolution de la corrélation angulaire moyenne  $\langle\theta_{\mu\nu}\rangle$  entre le muon et le neutrino père, au niveau du point d'interaction et au niveau du détecteur.

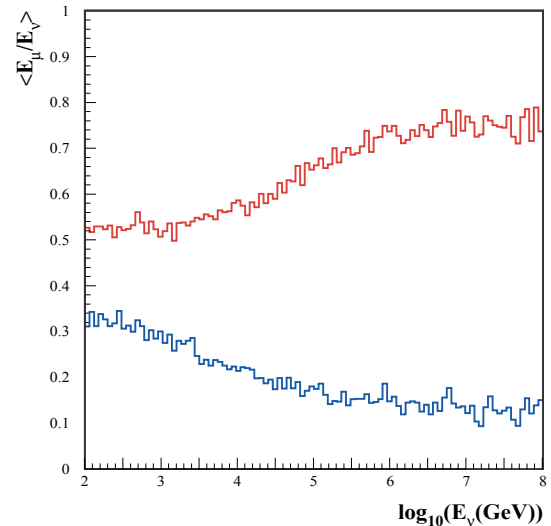


Figure B-5 : Rapport moyen entre l'énergie du muon et celle du neutrino, au niveau du vertex de production (courbe du haut) et du détecteur (courbe du bas).

### B.1.3.2 Interactions dominantes

Une fois simulée l'interaction du neutrino avec la matière et les propriétés cinématiques du muon induit, il faut propager ce muon depuis le point d'interaction jusqu'au détecteur et prendre en compte les diffusions et pertes d'énergie de cette particule chargée le long de son parcours. À basse énergie, en dessous de 1 TeV, le muon est au minimum d'ionisation et perd de l'énergie de manière continue par ionisation et excitation du milieu, alors qu'à plus haute énergie, il perd essentiellement son énergie *via* des phénomènes stochastiques tels que la création de paire, le bremsstrahlung et les interactions photonucléaires.



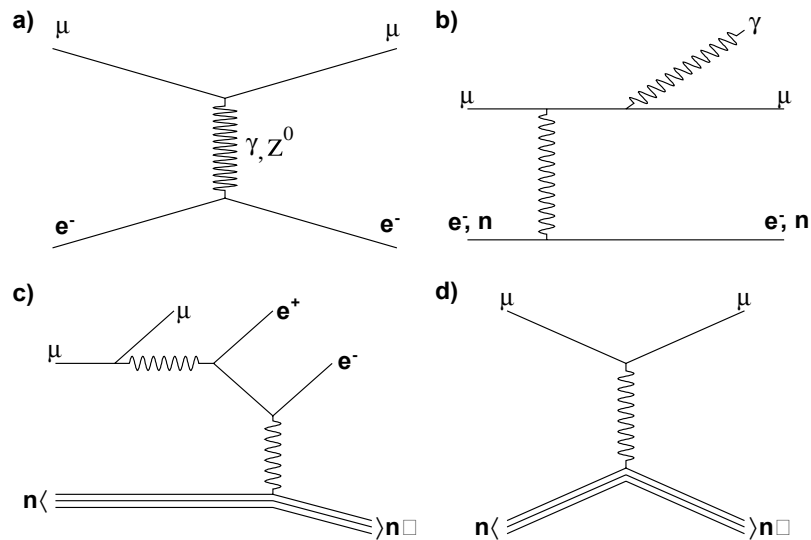


Figure B-6 : Diagrammes de Feynman des processus de perte d'énergie du muon avec la matière. Le diagramme a) montre la diffusion sur les électrons atomiques (ionisation), b) le bremsstrahlung sur des électrons ou des nucléons, c) la création de paire, et enfin d) montre l'interaction photonucléaire avec un nucléon.

### Ionisation

Lorsque l'énergie de la particule n'est pas encore suffisante pour initier les processus stochastiques, mais assez élevée par rapport à l'énergie orbitale des électrons des atomes de la matière (de l'ordre de quelques électronvolts pour les moins liés), le muon interagit par diffusion élastique avec les électrons du cortège (cf. Figure B-6 a). Il leur cède une petite quantité d'énergie suffisante pour délier les électrons du noyau. La matière le long du parcours du muon se trouve alors ionisée. La quantité d'énergie perdue par ce mécanisme est caractérisée par la célèbre formule de Bethe et Bloch [49].

### Création de paires

Elle consiste en une production d'une paire électron - positron par échange d'un photon virtuel avec un noyau. Elle contient la part la plus importante de la perte d'énergie du muon au delà de 1 TeV (cf. Figure B-7 c).

### Bremsstrahlung

Le muon émet un photon de recul après interaction avec un centre diffuseur (noyau ou électron). C'est un rayonnement de freinage (cf. Figure B-6 b).

### Interaction photo-nucléaires

Il s'agit de la contribution la plus modeste. C'est une interaction rare sur les noyaux du milieu *via* un photon virtuel (cf. Figure B-6 d), mais lorsqu'elle se produit, la perte d'énergie est importante. Si bien qu'aux alentours de 1 TeV, elle contribue à hauteur d'environ 10% à la perte d'énergie totale dans la roche.

### Perte globale d'énergie

La contribution, en fonction de l'énergie du muon, de chacune de ces interactions à la perte globale est donnée par la Figure B-7. La somme de toutes ces contributions de perte

d'énergie peut être approximée par la relation :

$$(43) \quad \frac{dE}{dx} = a + bE,$$

où  $a$  caractérise les pertes par ionisation et  $b$  les pertes stochastiques, avec  $a \sim 2,2 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$  et  $b \sim 4.10^{-6} \text{ g}^{-1}.\text{cm}^2$ ;  $a/b$  ( $\sim 500 \text{ GeV}$ ) s'appelle l'énergie critique : énergie à partir de laquelle les pertes d'énergies stochastiques ne sont plus négligeables.

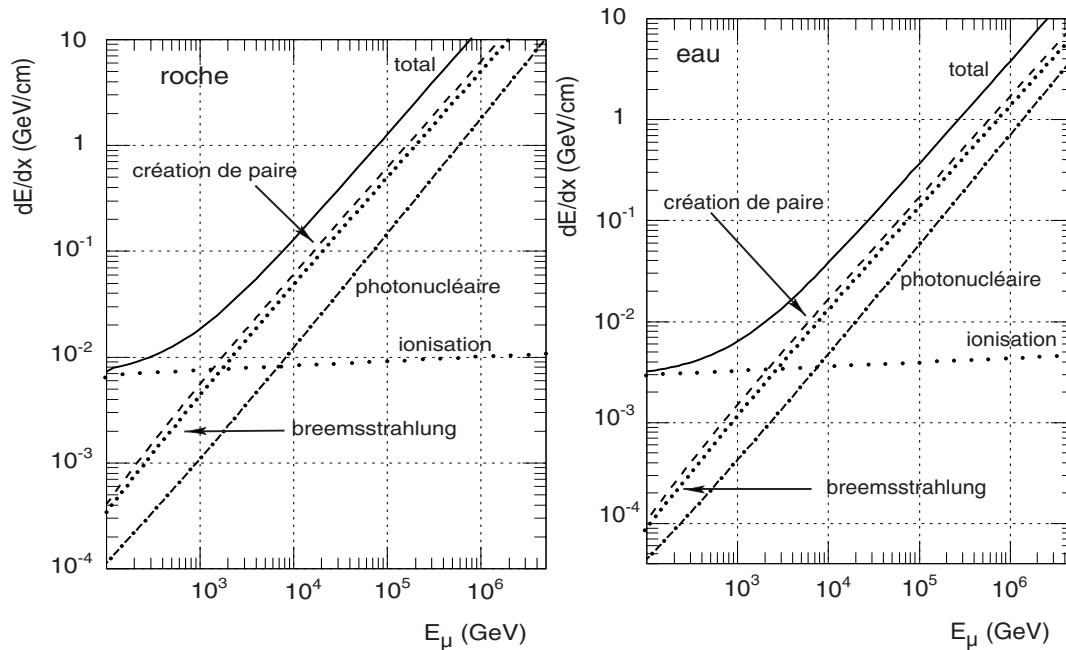


Figure B-7 : Contribution à la perte d'énergie des principaux types de processus engendrés par le passage du muon dans la roche (à gauche) et dans l'eau (à droite).

### B.1.3.3 Effet Tcherenkov

Toute particule chargée qui se propage dans la matière perd de l'énergie par des processus continus comme l'ionisation décrite ci-dessus. Cela inclut aussi une toute petite contribution due au rayonnement Tcherenkov, qui se produit si la particule chargée considérée se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu.

C'est dans les années 1930 que les théoriciens russes Ilya M. Frank et Igor Evghenievitch Tamm [50] ont proposé une théorie, fondée sur l'électromagnétisme classique, qui expliquait le phénomène observé par Tcherenkov et Vavilov ([51] et [52]).

Lors de son déplacement dans un milieu transparent d'indice optique  $n$ , une particule chargée agit sur les champs électriques et magnétiques pour former une série de sources émettant à des fréquences différentes. Ces sources sont décalées dans le temps de  $\Delta t_1 = L / v$  : temps que met la particule se déplaçant à la vitesse  $v$  pour aller d'un point à un autre de sa trajectoire distant de  $L$  (Figure B-8). Pour un observateur qui regarde la particule incidente sous un angle  $\theta$ , le retard  $\Delta t$  entre ces deux sources est différent à cause du temps de propagation des photons, et il observe :  $\Delta t = \Delta t_1 - \Delta d / (c/n)$ , avec  $\Delta d$  est la différence de marche entre les deux sources. Comme  $\Delta d = L \cos\theta$ , on obtient  $\Delta t = L (1/v - n \cos\theta / c)$ .

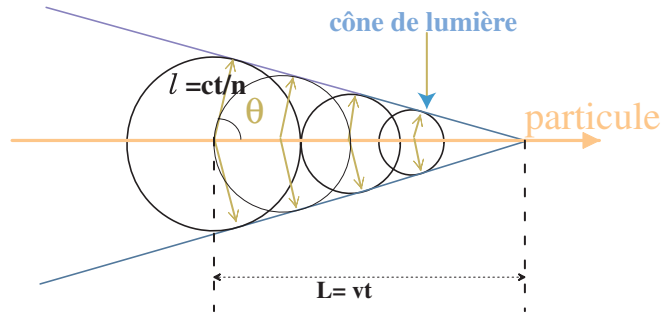


Figure B-8 : Sillage conique de la lumière Tcherenkov émise par une particule de vitesse  $v > c/n$ .

Il existe donc un angle pour lequel toutes les sources émettent de façon cohérente à la condition que  $1/v - n \cos\theta/c = 0 \Leftrightarrow \cos\theta_c = (c/n)/v$ , c'est-à-dire que la particule se déplace plus vite que la lumière dans le milieu. Pour tous les angles autres que l'angle Tcherenkov  $\theta_c$  ( $\sim 43^\circ$  dans l'eau), les sources sont déphasées et s'annulent donc en moyenne par interférences destructrices.

Les équations de Maxwell suffisent pour décrire ce phénomène, et permettent de calculer le nombre photons  $N_\gamma$  par unité de distance  $dx$ , ainsi que leur longueur d'onde  $\lambda$ . Le résultat est le suivant :

$$(44) \quad \frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi \alpha}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) = \frac{2\pi}{\lambda^2} \alpha \sin^2 \theta_c,$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine.

Il faut ensuite prendre en compte la sensibilité du détecteur, généralement constitué de photomultiplicateurs, en fonction de l'énergie des photons pour calculer l'effet observable. Dans le cas d'un photomultiplicateur parfaitement efficace entre 300 nm et 600 nm (et insensible aux autres longueurs d'ondes) et en négligeant la variation de l'indice optique en fonction de la longueur d'onde, la densité de photons détectables est obtenue en intégrant l'équation (44) pour aboutir à :

$$(45) \quad \frac{dN_\gamma}{dx} = 2 \pi \alpha \sin^2 \theta_c \int_0^{+\infty} \epsilon_{pm}(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \sim 350 \text{ photons/cm}.$$

Après émission, les photons Tcherenkov se propagent dans l'eau sur une distance  $d$  avant d'atteindre un détecteur. L'eau est un milieu qui diffuse et absorbe la lumière ; le nombre de photons réellement détectables devient alors :

$$(46) \quad \frac{dN_\gamma}{d\lambda}(d) \sim \frac{1}{4\pi d L_{\text{eff}}} \frac{1}{\lambda^2} \exp\left(\frac{-3 d}{\sqrt{L_{\text{abs}} L_{\text{eff}}}}\right),$$

où les quantités  $L_{\text{eff}}$  et  $L_{\text{abs}}$  caractérisent la longueur effective de diffusion et d'absorption dans le milieu. Ces quantités intrinsèques au milieu seront explicitées au paragraphe B.4.2.2.

#### B.1.3.4 Parcours du muon

Pour estimer le parcours du muon dans la matière, il faut prendre en compte à la fois les pertes d'énergies de la particule et sa durée de vie. En effet, la propagation de la particule

peut être interrompue soit parce qu'elle a perdu toute son énergie, soit parce qu'elle s'est désintégrée. La distance moyenne avant désintégration est donnée par :  $L_{\text{dés}}(E_\nu) = \beta\gamma c\tau_\mu$ , avec  $\tau_\mu \sim 2,2 \mu\text{s}$  la durée de vie du muon au repos. Cette distance est d'autant plus grande que l'énergie du muon augmente. Or, pour un muon de 10 GeV,  $L_{\text{dés}}(10 \text{ GeV}) \sim 65 \text{ km}$ , ce qui est bien supérieur à la distance que peut parcourir un muon de cette énergie dans un milieu comme l'eau ou la roche ( $\sim 100 \text{ m}$ ). Seules les pertes d'énergies interviennent donc pour calculer la distance moyenne que traverse un muon dans la roche ou dans l'eau. Par conséquent, le parcours du muon  $R_\mu$  s'exprime simplement, en utilisant l'équation (43), par :

$$(47) \quad R_\mu = \int_0^{E_0} \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE \sim \frac{1}{b} \ln\left(1 + \frac{b}{a} E_0\right) \\ \sim \frac{1}{b} \ln\left(1 + \frac{E_0}{E_c}\right)$$

où  $E_0$  est l'énergie de production de muon et  $E_c$  l'énergie critique  $a/b$ .

À basse énergie, c'est-à-dire  $E_0 \ll E_c$  soit dans le régime où les pertes d'énergie par ionisation dominent,  $R_\mu \sim (1/b) E_0/E_c$  est proportionnel à  $E_0$ . Cette propriété est utilisée pour reconstruire l'énergie du muon dans les analyses de basse énergie comme la recherche de WIMP ou l'étude des oscillations de neutrino. Par contre, lorsque  $E_0 \gg E_c$ , la distance que peut parcourir le muon est gouvernée par les pertes stochastiques.  $R_\mu$  évolue alors comme le logarithme de l'énergie initiale et devient bien supérieur à la taille du détecteur, comme le montre la Figure B-9 où le résultat du calcul de l'évolution du parcours du muon en fonction de son énergie initiale est représenté. Dans ces conditions, l'utilisation du parcours du muon n'est plus possible et il est alors nécessaire d'estimer la perte d'énergie moyenne par unité de longueur  $\langle dE/dx \rangle$ , comme expliqué dans la section C.3.

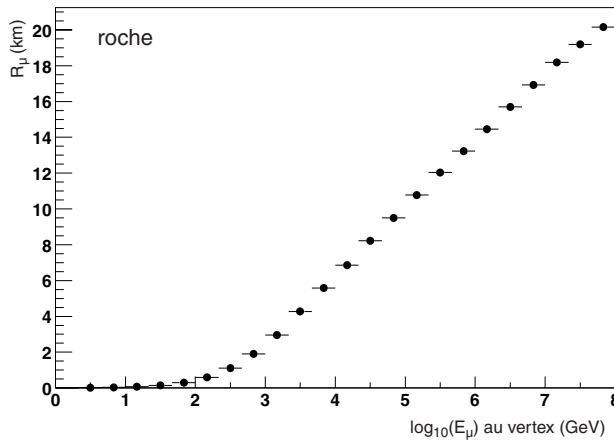


Figure B-9 : Évolution du parcours du muon dans la roche en fonction de son énergie au vertex d'intégration.

## B.2 Les bruits de fond

Dans un télescope à neutrino, la recherche de muons induits est compliquée par la présence de deux bruits de fond d'origine physique qui ont la même provenance : les gerbes atmosphériques, conséquences de l'interaction dans l'atmosphère des rayons cosmiques. Ces rayons cosmiques sont essentiellement constitués de protons et, après interaction avec un noyau de l'atmosphère, produisent une gerbe hadronique (cf. Figure B-10). Au cours de son développement, la gerbe engendre des mésons chargés qui se désintègrent en muons et en neutrinos.

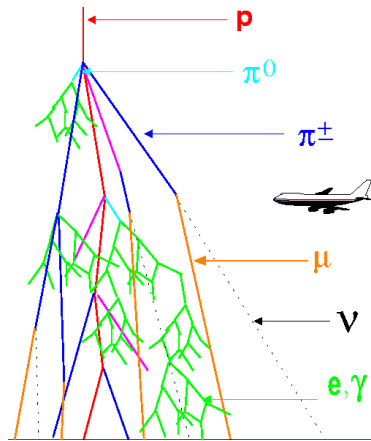


Figure B-10 : Schéma du développement d'une gerbe atmosphérique. Le proton primaire interagit avec un noyau de l'atmosphère et produit des mésons neutres et chargés, ces derniers étant à l'origine des muons et neutrinos sources du bruit de fond.

### B.2.1 Les neutrinos issus des gerbes atmosphériques

Les neutrinos produits par les gerbes atmosphériques depuis n'importe quel point du globe terrestre peuvent interagir à proximité du détecteur. Les neutrinos muoniques produisent des muons qui sont détectés. Le signal produit provient donc des deux hémisphères (cf. Figure B-11) et rend la distinction, événement par événement, entre un muon induit par un neutrino atmosphérique et par un neutrino astrophysique irréalisable. À cause de l'épaisseur finie de l'atmosphère, la dépendance en fonction de l'énergie du flux de neutrinos atmosphériques est une loi de puissance dont l'indice spectral est plus élevé que celui attendu pour des flux de neutrinos galactiques ou extragalactiques :  $d\Phi_{\nu \text{ atm}}/dE_{\nu} \sim E_{\nu}^{-3,6}$  à comparer avec  $d\Phi_{\nu \text{ astro}}/dE_{\nu} \sim E_{\nu}^{-2}$ . Une différenciation des deux types de flux est donc possible grâce à l'excès d'événements induit à haute énergie par les neutrinos astrophysiques par rapport aux atmosphériques. Ainsi, une bonne détermination de l'énergie des muons détectés est indispensable.

### B.2.2 Les muons issus des gerbes atmosphériques

Les muons produits dans les gerbes atmosphériques se propagent, si leur énergie est suffisante, jusqu'au niveau de la mer puis dans l'eau jusqu'au détecteur. L'énergie moyenne du flux de neutrino dépend donc de la profondeur d'observation : au niveau de la mer elle est de 2 GeV alors qu'à 100 m de fond, elle passe à 300 GeV.

Le flux de ces muons atmosphériques est tellement important qu'il empêche toute recherche de muons descendants induits par des neutrinos astrophysiques. En effet, il est supérieur au flux de muons induits par les neutrinos atmosphériques par environ six ordres de grandeur (cf. Figure B-11). Les télescopes à neutrinos sont donc contraints de n'observer que le demi hémisphère inférieur, en quête de particules montantes.

Les muons atmosphériques sont aussi à l'origine d'un autre genre de bruit de fond. En effet, si la gerbe atmosphérique est suffisamment énergétique, plusieurs muons peuvent atteindre simultanément le détecteur. Le signal lumineux engendré est extrêmement complexe et peut ainsi induire en erreur les algorithmes de reconstruction. Par conséquent, des événements descendants peuvent être reconstruits comme montants et être pris pour des muons induits par des neutrinos. Ce bruit de fond est rendu dangereux à cause de la grande intensité du flux de muons atmosphériques ; il doit de ce fait être bien caractérisé.

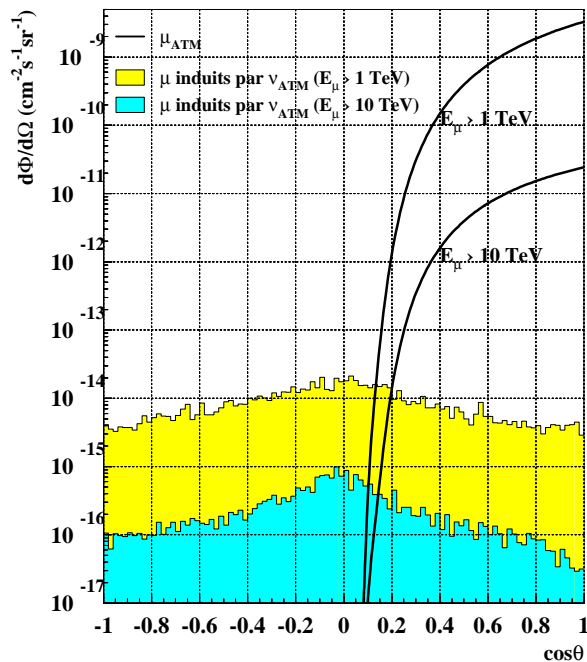


Figure B-11 : Dépendance angulaire des différentes composante du bruit de fond pour le site Antares ( $\cos\theta = 1$  pour les muons descendants verticaux).

Il apparaît évident que, de part les bruits de fond présents, les performances d'un télescope à neutrino sont déterminées, en plus de par son volume instrumenté, par ses résolutions angulaire et énergétique. En effet, une bonne résolution sur la direction reconstruite permet, non seulement de bien localiser la source du signal, mais aussi de rejeter le bruit de fond des muons et des neutrinos atmosphériques. De même, une bonne résolution en énergie autorise une reconstruction du spectre suffisante pour séparer les flux de neutrinos astrophysiques de celui des neutrinos atmosphériques.

### B.3 Le contexte expérimental

Depuis l'idée de Markov [47], datant de 1960, d'utiliser les muons induits pour observer des neutrinos extraterrestres, différentes expériences ont tenté de les détecter. Ce paragraphe présente le contexte dans lequel la collaboration Antares évolue, c'est-à-dire l'héritage du passé, les détecteurs et projets en cours de réalisation, et enfin le futur envisagé.

#### B.3.1 Le passé

##### Dumand

L'histoire des télescopes à neutrinos a commencé avec Dumand (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) [53]. Cette collaboration a étudié, dès 1973, la possibilité de déployer un détecteur au large de l'île d'Hawaï, site qui présente l'avantage d'être d'une très grande profondeur (4 800 m). Le travail effectué a permis une bonne caractérisation de ce site ainsi que de mesurer depuis un bateau, en 1987 [54], le flux de muon atmosphérique entre 2 000 m et 4 000 m de profondeur.

Par la suite, une ligne prototype a été déployée au fond de l'océan mais n'a fonctionnée que pendant 10 heures : malheureusement, une fuite d'eau s'est produite au niveau d'un connecteur électrique, causant la perte de la ligne. Cet incident témoigne de l'extrême difficulté technique que représente la réalisation dans de telles conditions d'un détecteur de particules. L'expérience a finalement été définitivement arrêtée en 1996 par manque de financement.

## Macro

L'expérience MACRO (Monopole Astrophysics and Cosmic Ray Observatory) est située dans le laboratoire souterrain de physique de Gran Sasso en Italie. Le but de cette collaboration était l'étude de l'origine et de la composition des rayons cosmiques, ainsi que la détection, ou l'établissement d'une limite sur le flux, de monopôles magnétiques et de neutrinos astrophysiques.

Le détecteur, d'environ  $4\,300\text{ m}^3$ , était constitué pour la plupart de rangées verticales et horizontales de tubes à décharge, entremêlées avec des couches passives d'absorbants composés de roche et de fer ; le tout était entouré par des réservoirs de scintillateurs liquides. Les tubes à décharge ont permis un positionnement fin des trajectoires, alors que les détecteurs à scintillation fournissaient une mesure du temps de vol suffisamment précise afin de distinguer les particules montantes des descendantes.

La recherche de sources ponctuelles par MACRO a permis de mettre une limite sur le flux de muons induits par des neutrinos allant jusqu'à  $1,5\,10^{-15}\,\mu\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$  (à 90% de niveau de confiance) pour 3 sources dont le reste de supernova SN 1987A [55].

### B.3.2 Le paysage actuel

#### Super-Kamiokande

Super-Kamiokande [56] est un détecteur Tcherenkov à eau. C'est un cylindre de 39 m de diamètre sur 41 m de haut contenant 50 000 tonnes d'eau pure, localisé au Japon à 1000 m sous terre. Sa paroi est tapissée de 11 200 photomultiplicateurs de 20 pouces et son seuil en énergie est de 5 MeV.

Cette expérience a pour but principal l'étude des neutrinos atmosphériques et solaires, ainsi que la durée de vie du proton. Pour autant, des études ont été menées sur les flux de neutrinos en provenance de sources astrophysiques et des limites ont été obtenues [57]. La plus contraignante a été mise sur la source Scorpius X-1 avec un flux de muons, au dessus de 1,6 GeV, inférieur à  $4,8\,10^{-15}\,\mu\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$  à 90% de niveau de confiance.

#### Baïkal

Baïkal [58] a été le premier télescope à neutrino de haute énergie opérationnel. Regroupant des laboratoires russes et allemands, cette expérience est localisée en Sibérie, dans le lac Baïkal par 1 100 m de profondeur et à 3,6 km de la côte. Le déploiement du détecteur, ainsi qu'un nettoyage annuel des modules optiques, s'effectue en hiver pour bénéficier de la couche de glace qui sert de plateforme solide. Après presque dix années de recherche et développement, les trois premières lignes de détection ont été déployées en 1993. Par la suite, le détecteur a été agrandi chaque année jusqu'en 1998, pour arriver à un total de 192 modules optiques répartis sur 8 lignes. Ce télescope, baptisé NT-200, est représenté sur la Figure B-12.

Les modules optiques, composés de photomultiplicateurs de 15 pouces, sont groupés deux par deux le long des lignes afin de permettre une utilisation des coïncidences locales pour rejeter le bruit de fond optique qui est d'environ 50 kHz par module mais peut aller jusqu'à 250 kHz en automne. La mesure de la position des modules optiques est effectuée grâce à un système à ultrasons qui permet d'atteindre une précision de 20 cm et la calibration en temps est assurée par deux lasers, situés au dessus et en dessous des lignes.

Ce détecteur a permis de mesurer un flux de neutrinos atmosphériques (environ un événement par jour après coupures) compatibles avec les prédictions théoriques (cf. Figure B-13) ainsi que la détermination de limites sur le flux diffus de neutrinos astrophysiques et le flux de neutrinos produit par annihilation de neutralinos au centre de la Terre [59] (cf. Figure B-14).

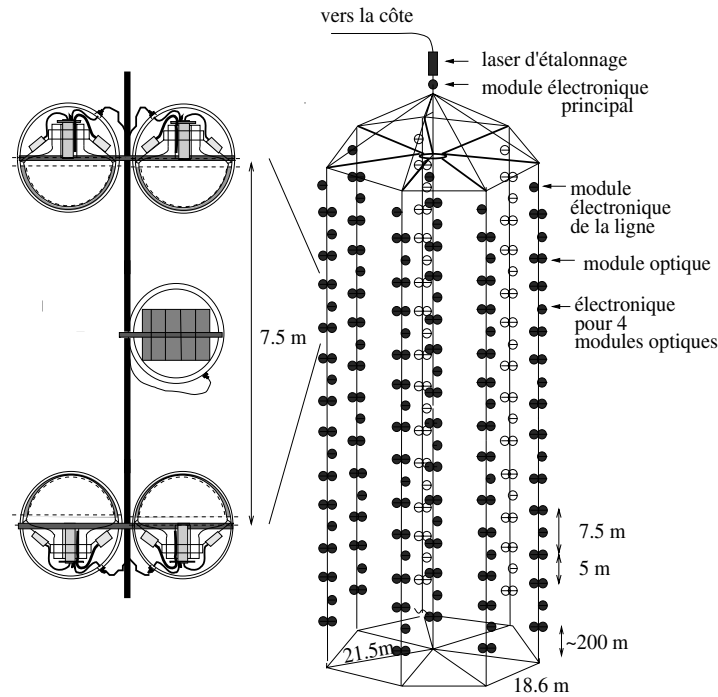


Figure B-12 : Schéma du détecteur NT-200 de Baïkal.

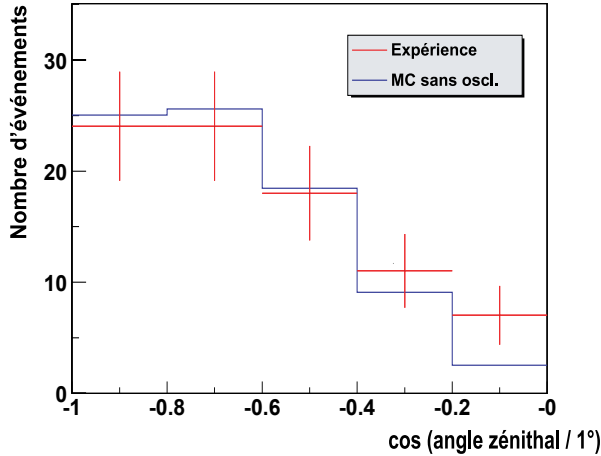


Figure B-13 : Distribution angulaire des événements observés par l'expérience Baïkal entre 1996 et 1999 (croix) comparée à la distribution attendue pour le flux des neutrinos atmosphériques (sans prendre en compte l'effet des oscillations).

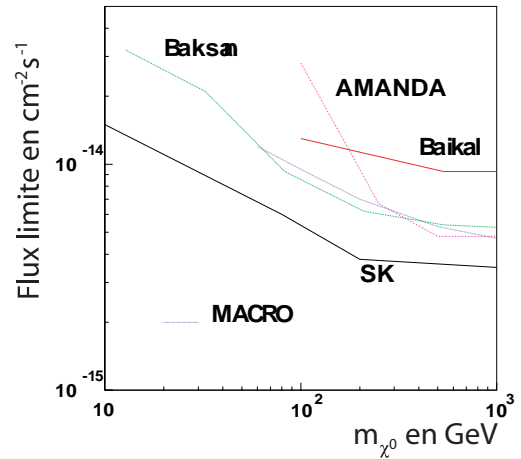


Figure B-14 : Limite supérieure à 90% de niveau de confiance obtenue par Baïkal sur le flux de neutralino en provenance du centre de la Terre comparée aux résultats de Baksan, Amanda, Macro et Super Kamiokande [59].

### Amanda

Amanda [60] (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array) est un télescope à neutrino auquel collaborent des instituts de physiques américains, allemands, belges et suédois. Il se situe au Pôle Sud, dans la glace de l'Antarctique qu'il utilise comme milieu de



détection. La glace présente les avantages de posséder un faible bruit optique (de l'ordre de 1 kHz par photomultiplicateur de 8 pouces) et de faciliter le déploiement, mais présente l'inconvénient de causer une forte diffusion de la lumière par la présence de micro-bulles d'air et de poussières.

L'installation nécessite de creuser un trou profond dans la glace par jet d'eau chaude sous pression, pour ensuite y installer la ligne. Pour finir, il suffit d'attendre que la glace se reforme et piège la ligne. Les photomultiplicateurs sont protégés de la pression par des sphères de verre et connectés au bâtiment d'acquisition en surface.

Les quatre premières lignes, qui forment Amanda-A, ont été installées en 1993 et 1994 à une profondeur d'environ 1 000 m. Cependant, la diffusion de la lumière y était tellement importante que la reconstruction de la direction des muons était quasi impossible. Aussi, en 1995 et 1996, un détecteur semblable a été déployé plus profondément, entre 1 500 m et 2 000 m, où les propriétés optiques de la glace sont plus favorables. Par la suite, il a été complété par l'ajout de six nouvelles lignes pour constituer Amanda-B10, avec un total de 302 modules optiques. Enfin, entre 1997 et 2000, quatre autres lignes bien plus longues (1 200 m) ont été installées entre 1 150 m et 2 350 m autour d'Amanda-B10 pour former Amanda-II. Toutes ces étapes sont représentées sur la Figure B-15.

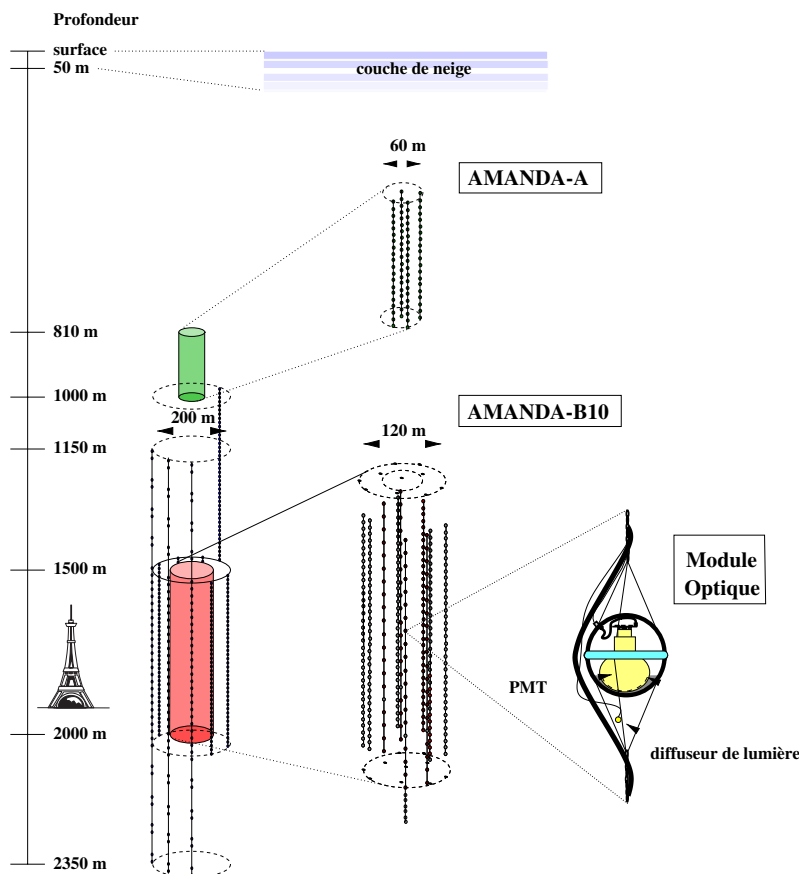


Figure B-15 : Schéma des détecteurs Amanda-A, Amanda-B10 et Amanda-II. La Tour Eiffel est donné comme comparaison car le dessin est à l'échelle.

À la surface, deux expériences, SPASE<sup>24</sup> et GAPS<sup>25</sup>, collaborent avec Amanda pour lui permettre de vérifier ses mesures de normalisation et de résolution angulaire sur le flux de muons descendants, ainsi que d'assurer un pointage précis du télescope à neutrino. L'étalonnage est assuré par un système complexe de laser et de LED qui permet d'atteindre une résolution sur la position des modules optiques de l'ordre de 1 m et sur le temps de

<sup>24</sup> SPASE (South Pole Air Shower Experiment) est un réseau de 30 stations espacées les une des autres de 30 m et contenant chacune 4 scintillateurs de 0,2 m<sup>2</sup>.

<sup>25</sup> GASP (Gamma Astronomy South Pole) est un télescope à imagerie gamma.

l'ordre de 5 ns.

Les résultats publiés par Amanda mettent actuellement la limite la plus restrictive sur les flux diffus de neutrinos de haute énergie [61], ainsi que sur la recherche de sources ponctuelles [62], allant jusqu'à  $4,6 \cdot 10^{-15} \mu \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (à 90% de niveau de confiance) pour Cygnus X-3, pour des muons entre 1 TeV et 1 PeV.

### **Nestor**

Nestor [63] (Neutrino Experimental Submarine Telescope with Oceanographic Research) est une collaboration regroupant des laboratoires grecs, allemands, russes et américains qui a débuté en 1989 et a pour but de déployer un télescope à neutrino en Méditerranée, au large de Pylos, à 4 000 m de profondeur et à 15 km des côtes. Le détecteur se composera à terme de plusieurs tours semi-rigides et autonomes. Chaque tour est composée de 144 modules optiques, contenant des photomultiplicateurs de 13 pouces, répartis en 12 étages hexagonaux d'un diamètre de 32 m et séparés verticalement de 30 m. Deux modules optiques sont positionnés à chaque extrémité de l'hexagone, l'un regardant vers le haut et l'autre vers le bas. La particularité de l'architecture choisie est d'effectuer toutes les connections « à sec », c'est-à-dire sur le bateau au moment du déploiement.

Pour valider les choix technologiques un étage a été déployé sur le site du futur détecteur en mars 2003. Le test s'est avéré concluant et a permis de reconstruire des muons atmosphériques. Prochainement, Nestor prévoit de déployer une tour complète puis le détecteur complet.

### **Auger**

L'Observatoire Pierre Auger [64] est conçu pour la détection et l'étude des rayons cosmiques dont les énergies sont supérieures à  $10^{19}$  eV. Toutefois, une détection de neutrinos horizontaux de très haute énergie (au dessus de  $10^{18}$  eV) est possible [65].

Situé en Argentine, sa construction a débuté fin 1999 et doit finir en 2005. Il sera alors constitué de 1 600 cuves de détection à effet Tcherenkov réparties sur  $3\,000 \text{ m}^2$  et de 24 télescopes à fluorescence. Cette détection mixte, par imagerie et échantillonnage au sol, des gerbes produites par interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère permet une calibration croisée dans le but de diminuer les erreurs systématiques.

## **B.3.3 Le futur**

### **IceCube**

IceCube [66] est la prochaine étape de la collaboration Amanda qui vise à développer le premier télescope à neutrino de dimension kilométrique. Le détecteur [67], positionné au Pôle Sud, sera composé de 80 lignes de 60 modules optiques chacune, pour un total de 4 800 photomultiplicateurs de 10 pouces. Les lignes seront espacées de 125 m et installées entre 1 500 m et 2 500 m de profondeur. Au dessus du télescope, un détecteur nommé IceTop servira de veto ainsi que de système d'étalonnage pour IceCube. L'agenda officiel prévoit le déploiement de 16 lignes par été austral, ce qui permet d'obtenir le détecteur au bout de cinq années.

L'écart moyen attendu entre la direction du muon vrai et celle reconstruite sera d'environ  $0,7^\circ$ . Cette résolution angulaire devrait permettre de diminuer par un facteur quinze le taux de bruit de fond engendré par les neutrinos atmosphériques pour la recherche de sources ponctuelles par rapport à Amanda. Enfin, la résolution sur l'énergie reconstruite du muon devrait être de l'ordre d'un facteur deux au dessus de 1 TeV.

### Un km<sup>3</sup> méditerranéen

Nemo [68], pour Neutrino Mediterranean Observatory, est apparu en 1999 et regroupe exclusivement des instituts italiens. Cette collaboration travaille à la recherche d'un site pour le déploiement d'un futur télescope à neutrino kilométrique au large de la Sicile ainsi que l'étude de l'architecture du futur détecteur. Actuellement, une étude intensive des propriétés optiques de différents sites potentiels est en cours. De plus, une géométrie a été proposée qui utilise environ 4 000 photomultiplicateurs placés deux par deux, l'un regardant vers le bas et l'autre vers le haut, aux extrémités de bras rigides composant des structures semi rigide de 600 m de haut et espacées de 200 m.

Une partie de la collaboration Nemo fait partie de la collaboration Antares depuis l'année 2000.

### Euso

Installé sur la Station Spatiale Internationale, le télescope Euso [69] mesurera la lumière de fluorescence et le rayonnement Tcherenkov produit par les gerbes se développant dans l'atmosphère. Les buts de cette expérience sont de mesurer le spectre d'énergies, la nature et la direction d'arrivée du rayonnement cosmique au dessus de  $10^{20}$  eV et d'observer des neutrinos cosmiques de haute énergie.

## B.4 Antares : un projet de télescope à neutrino

Antares est une collaboration européenne (cf. Figure B-16) qui réunit environ 150 physiciens, ingénieurs, océanologues et astronomes. Elle regroupe des instituts français, allemands, anglais, espagnols, hollandais, italiens et russes. Parmi ces instituts se trouvent principalement des laboratoires de physique des particules, mais aussi d'astrophysique.

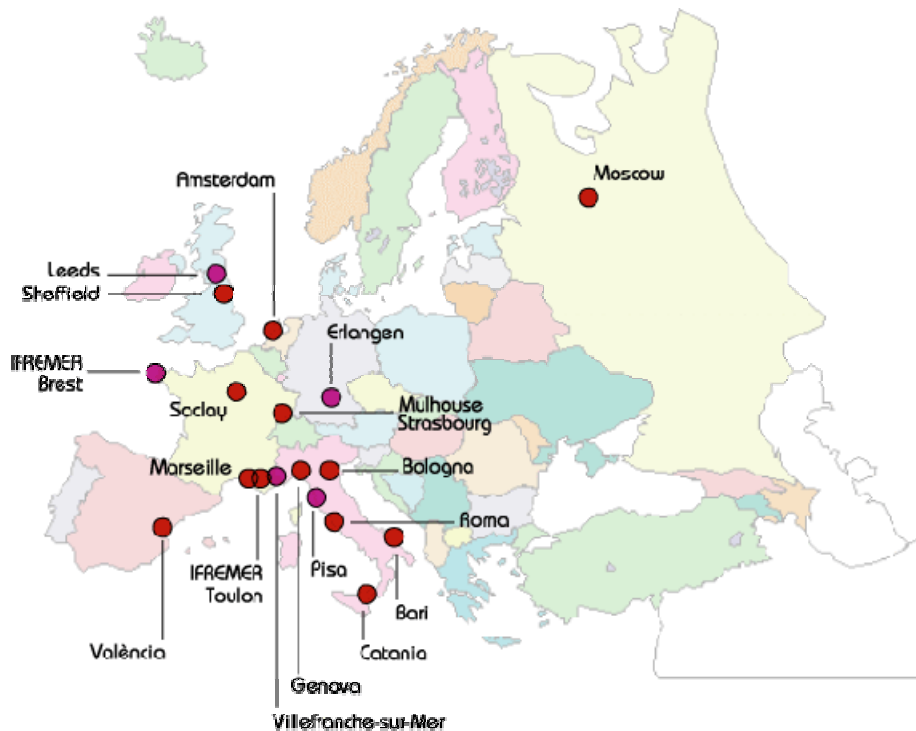


Figure B-16 : Emplacements géographique des laboratoires participant au projet Antares.

La collaboration bénéficie également du soutien logistique précieux de l'Ifremer (Institut français de recherche pour l'exploitation de la mer) dont les submersibles ont été et seront utilisés pour les déploiements et de l'INSU (Institut national des sciences de l'Univers) qui fournit les bateaux lors des campagnes de tests en mer.

### B.4.1 Le détecteur

Le télescope à neutrino Antares, schématisé dans la Figure B-17, est constitué de 12 lignes de détection indépendantes espacées les unes des autres de 60 ou 75 m. Chaque ligne se compose de cinq secteurs de cinq étages identiques, espacés verticalement de 14,5 m, qui regroupent trois modules optiques (MO) contenant des photomultiplicateurs de 10 pouces. Cela fait donc un total de 75 modules optiques par ligne et de 900 pour le détecteur complet.

Les lignes sont reliées à une boîte de jonction, installée en décembre 2002 (Figure B-19), qui est reliée à la côte *via* un câble électro-optique de 48 km de long (Figure B-18). Elle assure l'alimentation des lignes au moyen de convertisseurs de tension et contient aussi le système de multiplexage qui permet l'envoi à terre des données (aussi bien les données physiques que celle liées au contrôle lent) en provenance des différentes lignes. Les connections sous-marines entre les lignes et la boîte de jonction sont réalisées grâce à un submersible.

Chaque étage est contrôlé par un module local de contrôle (LCM pour Local Control Module) qui, en plus d'assurer les fonctions de distribution de la tension et de la transmission du signal, contient des éléments permettant de déterminer l'orientation de l'étage : un compas et un inclinomètre. Le deuxième LCM, en partant du bas, de chaque secteur assure le contrôle du secteur entier : c'est le MLCM (pour Main Local Control Module).

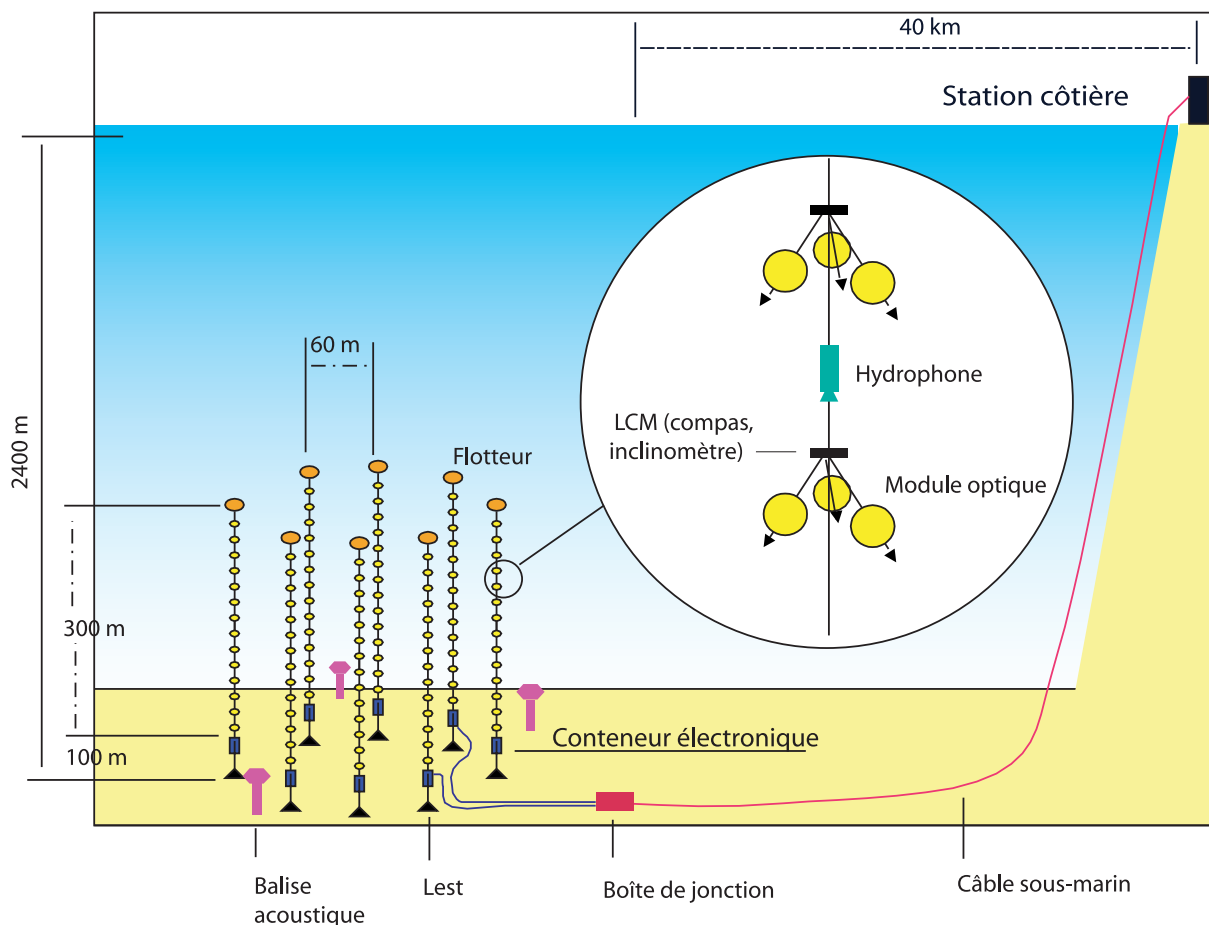


Figure B-17 : schéma du détecteur Antares.



*Figure B-18 : photographie montrant la fin du déploiement du câble électro-optique sur la plage des Sablettes à la Seyne-sur-Mer.*



*Figure B-19 : photographie montrant la boîte de jonction sur le bateau peu de temps avant sa mise à l'eau.*

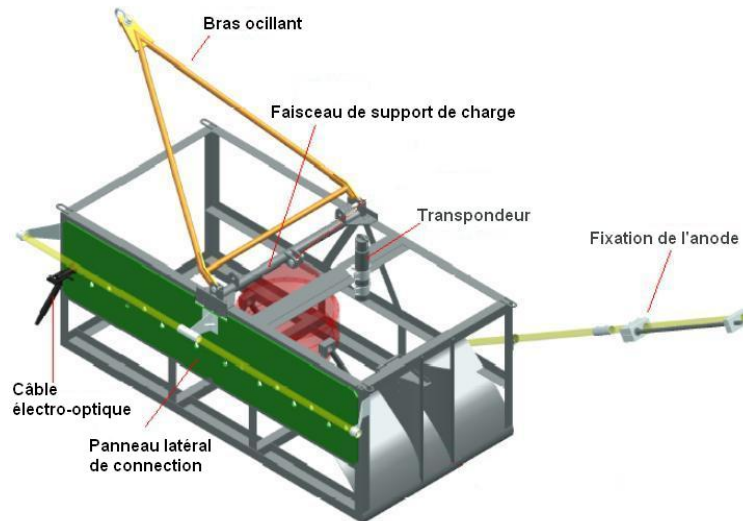


Figure B-20 : Schéma descriptif des différents éléments de la boîte de jonction.

#### B.4.1.1 Les lignes

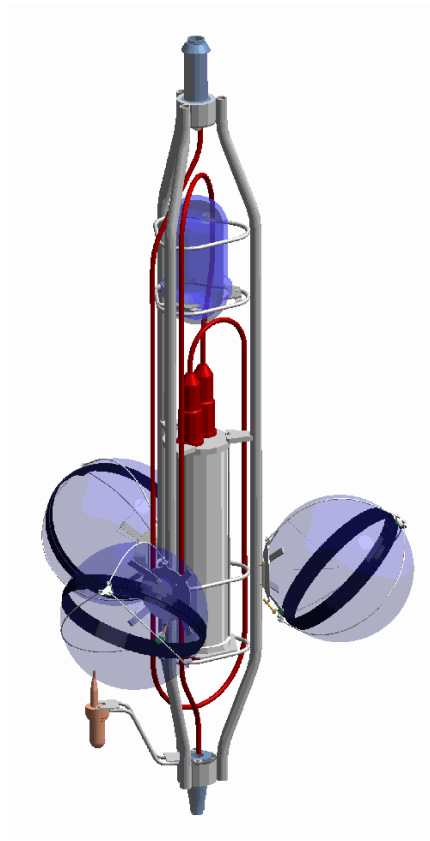
Chacun des 25 étages composant une ligne (Figure B-21) est constitué d'une structure mécanique en titane. Le LCM est en titane étanche et résistant à la pression et renferme l'électronique embarquée. Les trois modules optiques contiennent chacun un photomultiplicateur et sa base. Les modules optiques sont orientés à 45° vers le bas par rapport à la verticale pour augmenter la sensibilité du détecteur aux particules montantes.

Etant donné la longueur des lignes de détection d'Antares, une structure rigide aurait pu subir des dommages importants à cause des courants marins. C'est pourquoi la collaboration a opté pour une architecture souple en reliant les étages par un câble électro-mécanique flexible. Chaque secteur contient en plus d'un hydrophone pour le positionnement acoustique, une « boule de LED »<sup>26</sup> pour assurer un étalonnage temporel des modules optiques, deux compas et deux inclinomètres pour contrôler l'orientation des étages.

La ligne est maintenue verticale par une bouée placée à son sommet et par la flottaison des modules optiques. Elle est fixée au sol par une ancre composée d'un poids mort et d'une partie instrumentée récupérable comprenant : un émetteur-récepteur acoustique, un connecteur pour la relier à la boîte de jonction, un distributeur de puissance pour alimenter chaque secteur et de l'électronique de contrôle. Le premier étage est placé à 100 m au dessus de l'ancre afin de laisser suffisamment de milieu transparent aux muons montants pour émettre de la lumière Tcherenkov.

<sup>26</sup> Cylindre transparent contenant une source lumineuse isotrope.





*Figure B-21 : Schéma d'un étage. On distingue le conteneur pour l'électronique embarquée positionné entre les trois modules optiques, surmonté par la « boule de LED » et tout en bas, l'hydrophone.*

#### B.4.1.2 Les modules optiques

Les modules optiques se composent d'un photomultiplicateur (PM) et de sa base électronique, de l'alimentation haute tension et d'une photodiode comme système d'étalonnage (voir Figure B-22). L'ensemble est protégé de l'humidité et de la pression régnant à 2400 m par une sphère de verre transparent de 1,5 cm d'épaisseur. La transmissibilité des sphères dans le bleu, région principale d'émission pour la lumière Tcherenkov, est meilleure que 95%. La demi sphère opposée au PM est peinte en noir pour minimiser les réflexions internes en absorbant les photons. La cohésion entre les deux hémisphères de verre, même à l'air libre, est obtenue grâce à une dépression interne de l'ordre de 200 mbar.

Le contact optique entre le PM et la sphère en verre est réalisé par un gel de silicone. Il a été choisi de manière à minimiser les réflexions des photons vers l'extérieur du module optique : son indice optique (1,404) est compris entre celui de l'eau (1.35) et celui de la sphère (1.47).

La photocathode du PM, un Hamamatsu R7081-201, a un diamètre de 10 pouces. Les caractéristiques du PM sont présentées dans [70]. L'une des principales caractéristiques d'un PM est la dispersion du temps de transit des photoélectrons (TTS pour Transit Time Spread). Elle résulte de la différence dans le temps de collection des charges par la première dynode pour différents points d'impact sur la photocathode. La moyenne mesurée des TTS des PM, c'est-à-dire la moyenne de l'écart type du temps de transit, est de 1,3 ns et permet d'obtenir une résolution temporelle totale inférieure à 3 ns. Le reste de l'incertitude est dû à l'électronique d'acquisition.

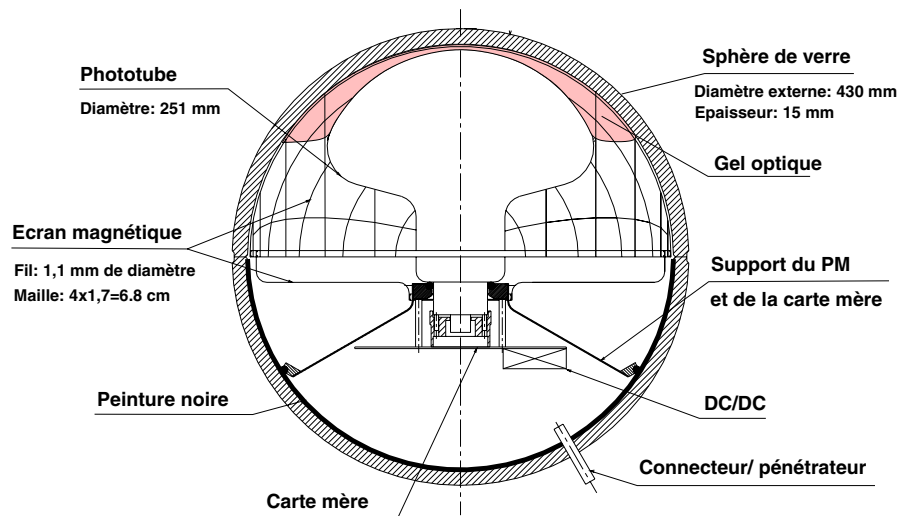


Figure B-22 : Schéma de principe d'un module optique.

Le champ magnétique terrestre, d'environ 0,5 G, modifie les trajectoires des électrons, surtout ceux qui vont de la photocathode à la première dynode car ils sont de basse énergie. Cela a pour conséquence de dégrader l'uniformité de la réponse du PM et donc d'augmenter sa TTS. Pour amoindrir ces effets, une cage en  $\mu$ -métal, un alliage de fer et de nickel qui possède une grande perméabilité magnétique, sert de blindage. L'ombre totale portée sur la photocathode est estimée à 9%.

Des mesures en laboratoires ont été effectuées afin de caractériser le comportement des modules optiques. Un dispositif expérimental, « la gamelle », a été spécialement développé pour reconstituer les conditions réelles de l'immersion. La gamelle est de forme cylindrique (1,5 m de hauteur et 0,7 m de rayon), contient 2,3 m<sup>3</sup> d'eau pure et est prise en sandwich entre deux réseaux plans de scintillateurs (à 0,95 m au-dessus et 1,0 m au-dessous de la gamelle). Le module optique y est plongé et détecte la lumière Tcherenkov émise lors du passage d'un muon atmosphérique. Les scintillateurs permettent la reconstruction des muons atmosphériques avec une précision d'environ 6 cm sur les points d'entrée et de sortie, et servent aussi de système de déclenchement à l'acquisition. Compte tenu du dispositif expérimental, seul les muons faisant un angle avec la verticale inférieur à 5° sont détectés. Les résultats montrent l'existence d'une orientation privilégiée entre l'axe du module optique et la direction du muon à  $\theta_{OM}=43^\circ$  (cf. Figure B-23, à gauche). En effet, la sensibilité du photomultiplicateur est maximale lorsque les photons arrivent sur la photocathode parallèlement à l'axe du phototube. Or les muons sélectionnés sont quasi-verticaux, la valeur de 43° constitue donc une mesure de l'angle Tcherenkov dans l'eau pure. De plus, il a été vérifié que le nombre de photoélectrons mesuré diminue comme l'inverse du carré de la distance à la trajectoire (cf. Figure B-23, à droite).

Ces résultats influent sur la géométrie du détecteur : devant être sensible aux trajectoires montantes, les modules optiques seront orientés à 45° de la verticale vers le bas. Cette disposition est un compromis entre le besoin de couvrir un grand angle solide et la nécessité d'un recouvrement des champs de vue de deux modules optiques pour pouvoir utiliser les coïncidences locales.



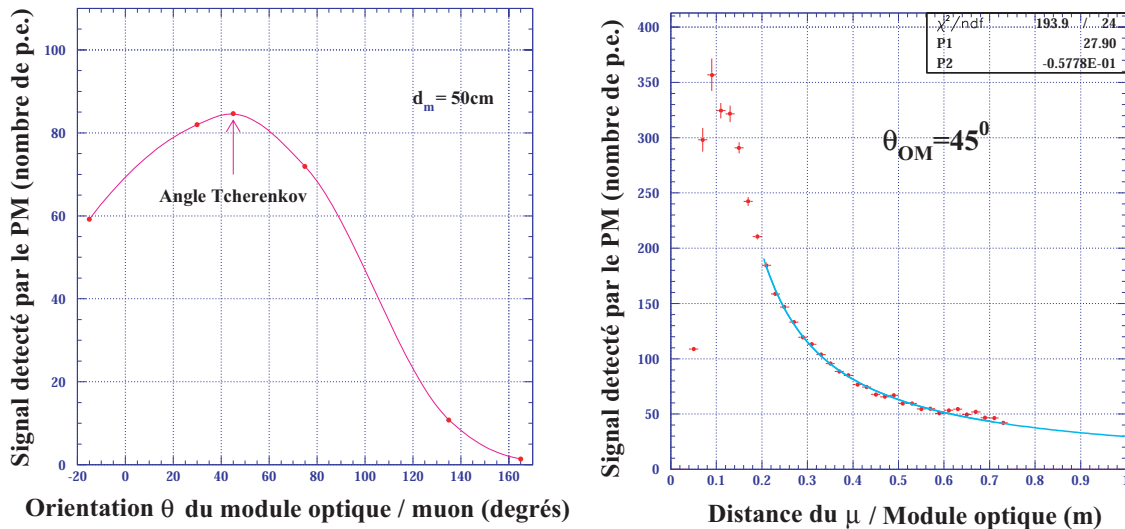


Figure B-23 : L'histogramme de gauche représente le nombre de photoélectrons détectés en fonction de l'angle formé par la direction de visée du module optique et la direction incidente du  $\mu$ , pour des trajectoires éloignées de 50 cm de la photocathode. L'histogramme de droite montre le nombre de photoélectrons mesurés en fonction de la distance de la trajectoire à la photocathode, pour un angle de  $45^\circ$  entre le module optique et la trajectoire.

#### B.4.1.3 La numérisation des signaux

La transmission analogique *via* un câble de 40 km de long n'est pas une solution valable à cause de la distorsion et de l'atténuation du signal. C'est pourquoi la collaboration Antares a choisi de numériser les signaux des photomultiplicateurs *in situ* avant de les envoyer à terre. Ceci est réalisé par un circuit intégré spécialement conçu : l'ARS (Analog Ring Sampler).

Une grande partie des signaux, plus de 98%, possède une charge d'environ un photoélectron (1 pe). Les signaux plus importants sont produits :

- soit par une fluctuation de l'amplification du signal produit par un électron unique arraché à la photocathode,
- soit par l'arrivée quasi-simultanée de plusieurs photons, c'est-à-dire en un temps trop court (de l'ordre de quelques nanosecondes) pour que le photomultiplicateur puisse les distinguer et produire plusieurs impulsions distinctes.

Tous les signaux à 1 pe sont identiques et il n'est pas nécessaire de stocker les informations liées à la forme du signal : seul le temps d'arrivée de l'impulsion et la charge sont utiles. Un mode spécifique de fonctionnement, nommé mode SPE pour Single PhotoElectron (photoélectron simple) est alors utilisé. Le temps de l'impulsion est défini par le passage du signal au dessus d'un seuil  $L_0$  ( $\sim 1/4$  pe) et l'amplitude par une intégration de la charge du signal pendant 33 ns (8 ns avant le passage du seuil  $L_0$  et 25 ns après).

Pour les signaux ayant une structure plus complexe que le simple photoélectron, un second mode de fonctionnement est utilisé : le mode WF pour Wave Form (forme de l'onde). Dans ce mode, le signal est échantillonné, numérisé à une fréquence pouvant varier de 0,3 GHz à 1 GHz par 128 cellules mémoires (la valeur choisie par la collaboration est de 0,7 GHz) et enfin transmis à la côte pour une analyse complète.

Le choix de traiter une impulsion donnée par l'un ou l'autre des deux modes est effectué par un discriminateur de forme d'impulsion (PSD pour Pulse Shape Discriminator). Le signal du phototube est comparé à un gabarit standard (cf. Figure B-24) qui n'accepte que les signaux compatibles avec le signal d'un photoélectron unique (temps de l'impulsion inférieur à 20 ns et amplitude inférieure à 2,5 pe). Si le signal est contenu dans le gabarit, le mode utilisé est le mode SPE; dans le cas contraire, c'est le mode WF. Les valeurs limites utilisées pour le gabarit sont un compromis entre le débit maximal possible pour chaque ARS ( $\sim 7$  Mb/s) et la sensibilité à la forme du signal. En effet, un événement WF occupe bien plus de données qu'un événement SPE : 519 octets à comparer avec 6 octets. De plus, un événement WF a un temps mort associé à son traitement d'environ  $2 \mu\text{s}$  alors qu'il n'est que d'environ 300 ns pour un SPE. Afin de diminuer ce temps mort, il a été décidé de recourir à deux ARS pour numériser les signaux issus d'un seul module optique : si un ARS est occupé alors qu'un événement se présente, c'est l'autre ARS qui prend le relais.

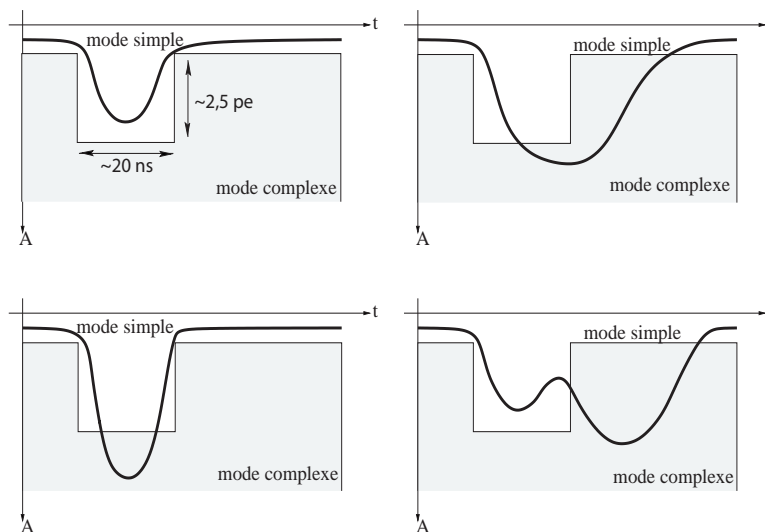


Figure B-24 : Schéma illustrant le fonctionnement de la discrimination entre événements SPE et WF.

La mesure du temps d'arrivée des impulsions est obtenue grâce à une horloge cadencée à 20 MHz, soit une période de 50 ns. Entre deux impulsions d'horloge, un convertisseur temps-amplitude (TVC pour Time Voltage Converter) est utilisé pour affiner la mesure. Le fonctionnement d'un TVC est illustré par la Figure B-25. Pour arriver à la précision souhaitée de 0,5 ns, il faut en plus corriger de l'effet Walk. Cet effet provient du fait qu'un signal d'amplitude élevée franchira le seuil de déclenchement  $L_0$  plus tôt qu'un signal d'amplitude plus faible, cf. Figure B-26.

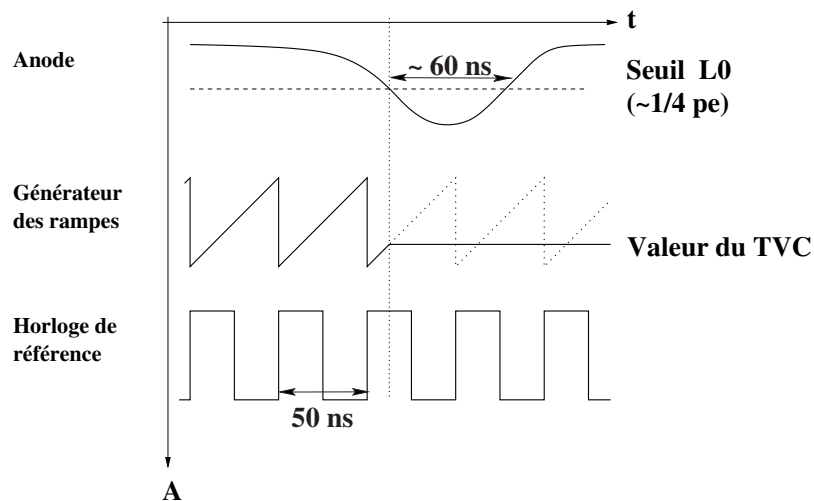


Figure B-25 : Schéma montrant le principe de fonctionnement d'un TVC pour la détermination du temps d'arrivée d'une impulsion.

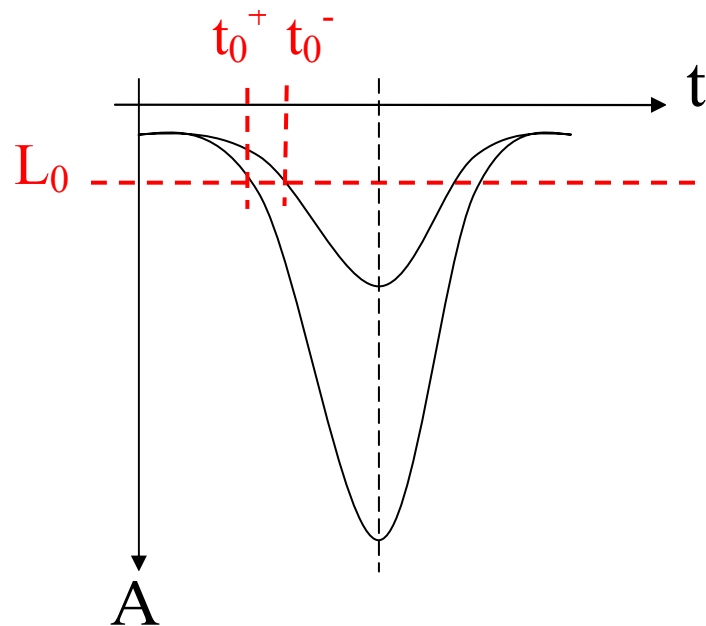


Figure B-26 : Principe de l'effet Walk.

#### B.4.1.4 Le positionnement

Le positionnement des modules optiques est réalisé en utilisant les mesures combinées obtenues grâce à des hydrophones, des compas et des inclinomètres. La mesure de l'orientation des modules optiques est assurée par les inclinomètres et les compas, au nombre de deux par secteur. Les inclinomètres mesurent l'inclinaison d'un étage par rapport au plan horizontal, tandis que les compas mesurent les composantes du champ magnétique terrestre suivant trois directions. La combinaison de ces mesures permet d'obtenir l'orientation de l'étage et par conséquent des modules optiques.

Chaque ligne intègre cinq récepteurs acoustiques, des hydrophones, répartis sur toute sa longueur. De plus, l'ancre possède un émetteur-récepteur acoustique. Les hydrophones

reçoivent les signaux émis par l'une des trois balises disposées sur le fond marin autour du détecteur ou par l'un des émetteurs incorporé aux lignes. Les mesures des différents temps de transit entre les émetteurs et les récepteurs acoustiques permettent d'obtenir par triangulation le positionnement de chaque hydrophone avec une précision de l'ordre de 3 cm. Cette technique a été testée en conditions réelles avec un prototype, la ligne 5 (cf. E.1). Il a été montré à cette occasion que la précision atteinte sur la détermination de la position des modules optiques est inférieure à 10 cm.

#### **B.4.2 La recherche et l'étude de sites**

L'exploration et l'évaluation des sites a permis de choisir un site pour le futur détecteur Antares ainsi que de caractériser le milieu marin, avec par exemple la mesure des propriétés optiques de l'eau ou la sédimentation. Ce programme se poursuit toujours dans le but de suivre l'évolution de l'environnement du site sélectionné sur de longues périodes, mais aussi dans le but de trouver le meilleur site possible pour installer le futur détecteur de dimension kilométrique.

##### **B.4.2.1 Positionnement géographique**

Le site sélectionné pour l'implantation du futur détecteur Antares se situe à environ 40 km au large de La Seyne-sur-Mer (dans le Var). Ses coordonnées géographiques sont 42°50'N, 6°10'E et sa profondeur est de 2 475 m (cf. Figure B-27). La proximité des installations de l'Ifremer a été prise en compte dans ce choix car elle facilite grandement les opérations de déploiement en mer.

Une opération de déploiement de matériel en mer peut s'effectuer uniquement si les conditions météorologiques sont bonnes : une hauteur de houle inférieure à 1,5 m et une vitesse de vent inférieure à 25 nœuds (46 km/h). Ces conditions doivent être remplies pendant toute la durée des opérations soit généralement trois jours. Des mesures effectuées sur l'île voisine de Porquerolles pendant quatre années ont permis d'évaluer ces conditions météorologiques pour le site Antares. Les résultats obtenus montrent qu'une telle situation favorable se produit moins de cinq fois dans un mois entre octobre et avril et plus de cinq fois le reste de l'année. C'est donc essentiellement de mai à septembre que les opérations de déploiement auront lieu préférentiellement.

Le Nautille, submersible appartenant à l'Ifremer, a exploré le fond marin du site en décembre 1998. Les mesures bathymétriques (cf. Figure B-28) effectuées sur une zone de 300 m par 300 m indiquent une dénivelée douce d'environ 5 m (~ 1,7%) de même que l'absence d'anomalies topologiques. De plus, des carottages ont été réalisés au cours de cette plongée et leur analyse a révélé que le sol est constitué d'une couche solide adaptée à l'immersion de structures telle que les lignes d'Antares.

En plus de l'exploration topologique, de nombreuses campagnes de mesures, plus d'une vingtaine au total, ont permis de suivre les variations saisonnières de différents paramètres. Par exemple, deux paramètres importants pour le positionnement acoustique, car la vitesse du son en dépend, sont la salinité de l'eau et la température. Ils ont été mesurés respectivement à 38,44 g de sel par kilogramme d'eau et à 13,2° de manière très stable dans le temps, mais sont toutefois mesurés en permanence. En outre, la vitesse du courant est importante pour estimer les contraintes mécaniques que doit subir le détecteur. Elle a été mesurée à environ 6 cm/s en moyenne, avec une valeur maximale de 20 cm/s (cf. Figure B-29). Par précaution, le dispositif expérimental (l'espacement entre les lignes, leur structures, etc.) est donc conçu pour pouvoir résister à un courant de 30 cm/s.

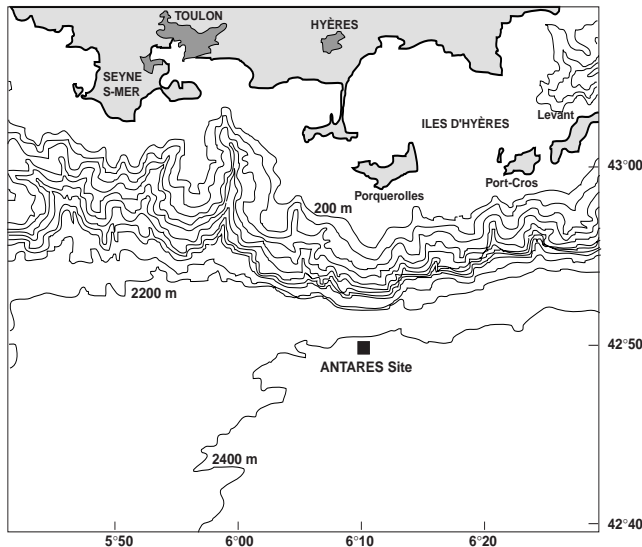


Figure B-27 : Carte géographique du site sélectionné pour Antares.

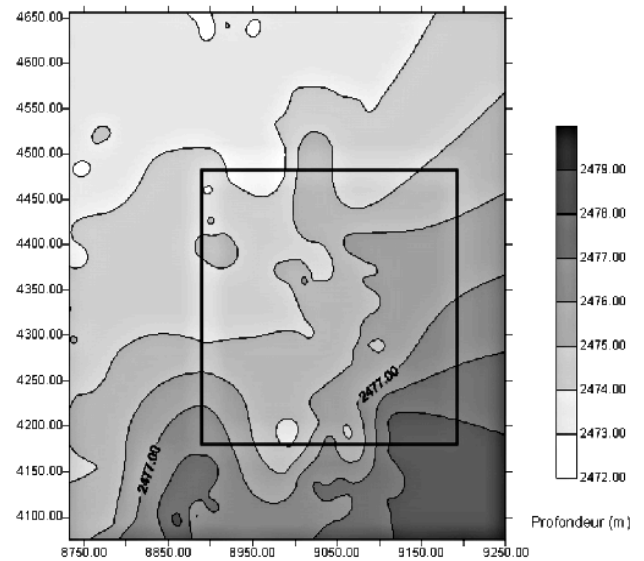


Figure B-28 : Relevé bathymétrique du site Antares réalisé avec le sous-marin le Nautille.

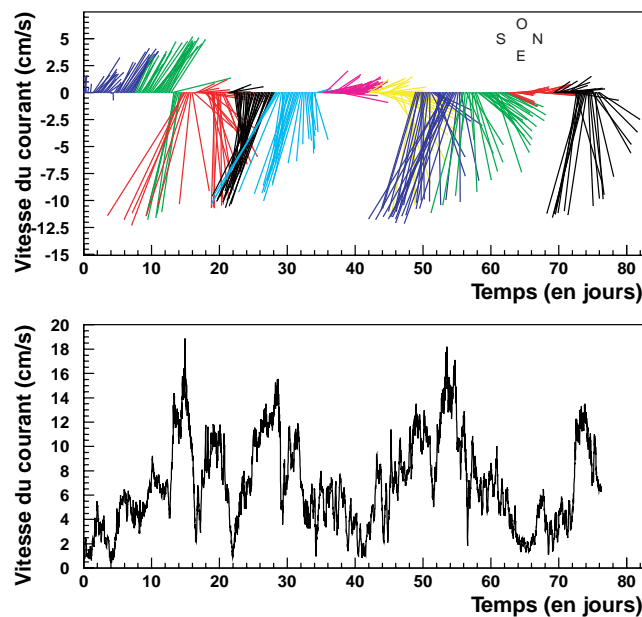


Figure B-29 : Vitesse et orientation du courant enregistrés sur le site Antares. Les différentes teintes indiquent différentes semaines, pour une durée totale de 76 jours. La direction privilégiée du courant est Est-Ouest et la plus grande valeur enregistrée est de 20 cm/s.

#### B.4.2.2 Caractéristiques optiques du milieu

La connaissance des propriétés optiques du site Antares est capitale pour être capable de déterminer la configuration optimale du détecteur ainsi que pour développer les algorithmes de reconstruction ou estimer ces performances futures.

### Propriétés optiques de l'eau

L'atténuation de la lumière Tcherenkov par absorption et diffusion affecte les capacités du détecteur. Par exemple, l'absorption contraint la distance possible entre les lignes et la diffusion dégrade la précision de la reconstruction des trajectoires. Ces deux grandeurs ont été mesurées sur le site Antares par deux dispositifs expérimentaux différents.

La longueur d'atténuation effective, qui est définie comme la distance au bout de laquelle l'intensité lumineuse transmise a diminué d'un facteur  $1/e$ , résulte de la combinaison de la longueur d'absorption et de la longueur de diffusion :

$$(48) \quad \frac{1}{L_{att.eff.}} = \frac{1}{L_{abs}} + \frac{1}{L_{diff.eff.}}$$

En décembre 1997 a été déployé un photomultiplicateur de 8 pouces et une source lumineuse collimée d'intensité réglable  $\Phi_{lum}$ , séparés par une distance ajustable  $D$ . La mesure de la longueur d'atténuation effective est obtenue en faisant varier l'intensité lumineuse de la source pour obtenir un signal d'intensité constante sur le phototube  $I_{PM}$ . La relation entre  $\Phi_{lum}$ ,  $I_{PM}$ ,  $D$  et  $L_{att.eff.}$  est donnée par :

$$(49) \quad I_{PM} = \frac{\Phi_{lum}}{D^2} e^{\frac{-D}{L_{att.eff.}}}$$

Le résultat de cette mesure est :  $L_{att.eff.} = 41 \pm 1(stat.) \pm 1(syst.)$  m.

Un autre dispositif expérimental utilisé permet de mesurer séparément les longueurs de diffusion et d'absorption par l'emploi d'une source lumineuse pulsée (durée de l'impulsion : 11 ns) distante de 24 m ou 44 m d'un photomultiplicateur. La résolution expérimentale sur le temps d'arrivée des photons est d'environ 4,5 ns, ce qui rend cet instrument sensible uniquement aux grands angles de diffusion, c'est-à-dire induisant un retard suffisamment important. Les données sont présentées sur la Figure B-30. Le pic signe les photons arrivés en ligne droite depuis la source, sans aucune diffusion, alors que la queue est formée par les photons diffusés.

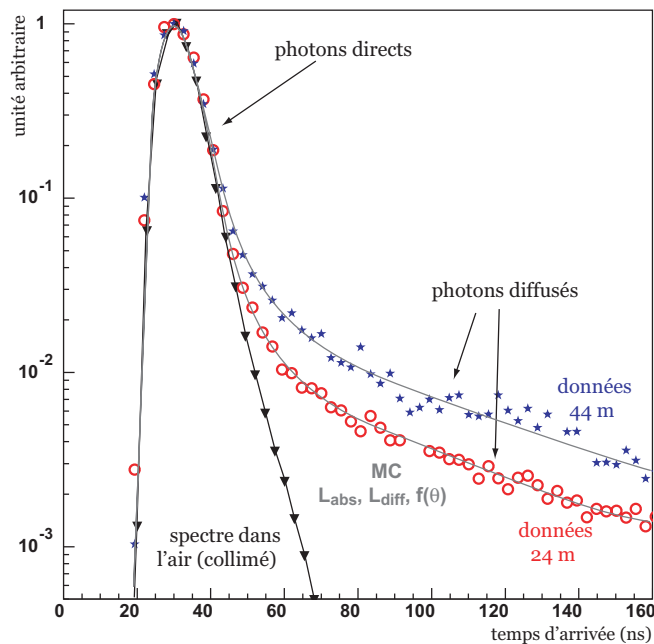


Figure B-30 : Distributions normalisées à une même hauteur de pic des temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs pour les deux distances de 24 m et 44 m.

Bien que les ajustements destinés à déterminer les paramètres s'effectuent de façon globale, on comprend bien que l'estimation de la longueur d'absorption est issue du rapport d'amplitude entre les pics aux différentes distances. Pour sa part, la longueur de diffusion est estimée à partir de la forme des queues. Enfin, comme ces valeurs sont différentes pour différentes longueurs d'ondes, la mesure a été faite dans le bleu (466 nm) et dans l'ultraviolet (UV : 370 nm). Les résultats les plus récents sont reportés dans le Tableau 1, ainsi que  $\langle \cos \theta \rangle$ , le cosinus moyen de l'angle de diffusion, et la longueur de diffusion effective  $L_{diff.eff.}$  définie par :

$$(50) \quad L_{diff.eff.} = \frac{L_{diff.}}{1 - \langle \cos \theta \rangle}.$$

Cette quantité  $L_{diff.eff.}$  est la seule qui ait un sens lorsque l'on parle de diffusion dans Antares. En effet, dans le cas d'une diffusion vers l'avant, qui n'induit aucun retard pour le photon et donc sans effet pour un télescope à neutrino, cette longueur tend vers l'infini.

Période	Couleur	$L_{abs}$ (m)	$L_{diff}$ (m)	$L_{diff.eff.}$ (m)	$\langle \cos \theta \rangle$	$L_{att.eff.}$ (m)
juin 2000	Bleu (466 nm)	$49,3 \pm 0,3 \pm 2$	$38 \pm 8$	$301 \pm 3 \pm 27$	0,87	$46,4 \pm 1,9 \pm 2$
	UV (370 nm)	$28,9 \pm 0,1 \pm 1$	$24 \pm 1$	$133 \pm 3 \pm 12$	0,82	$26,0 \pm 0,5 \pm 1$
septembre 1999	UV (370 nm)	$25,6 \pm 0,2 \pm 2$	$28 \pm 1$	$113 \pm 3 \pm 10$	0,76	$22,8 \pm 0,3 \pm 2$
juillet 1999	UV (370 nm)	$23,5 \pm 0,1 \pm 2$	$27 \pm 4$	$119 \pm 2 \pm 10$	0,78	$21,9 \pm 0,8 \pm 2$
mars 1999	Bleu (466 nm)	$61,2 \pm 0,7 \pm 1$	$58 \pm 18$	$228 \pm 11 \pm 24$	0,75	$51,9 \pm 0,7 \pm 1$
juillet 1998	Bleu (466 nm)	$68,6 \pm 1,3 \pm 5$	$62 \pm 6$	$265 \pm 4 \pm 28$	0,77	$60,6 \pm 0,4 \pm 5$

Tableau 1 : Propriétés optiques de l'eau au site d'Antares. Les premières erreurs indiquées sont statistiques et les secondes, systématiques.

La comparaison entre les longueurs d'absorption et de diffusion montre que, quelque soit la longueur d'onde,  $L_{diff.eff.} \gg L_{abs}$ . Le facteur dominant l'atténuation sur le site d'Antares est donc clairement l'absorption. En outre, il faut mentionner que les valeurs obtenues sont très proches de celles attendues pour de l'eau pure. Enfin, il est important de noter que les propriétés optiques de l'eau sont constantes sur toute la hauteur d'une ligne, mais qu'elles subissent des variations saisonnières (de l'ordre de 25% dans le bleu et 15% dans l'UV).

### Bruit de fond optique

La connaissance du bruit de fond optique présent sur le site Antares est aussi primordiale parce qu'elle détermine aussi bien l'électronique embarquée que la logique de déclenchement qui doivent être capables de sortir le signal du bruit. Le dispositif

expérimental utilisé pour étudier ce bruit de fond est constitué d'une ligne équipée de phototubes de 8 pouces et a pris des données sur le site Antares à plusieurs reprises. Cette ligne a permis de mesurer sur une longue période le taux de comptage des photomultiplicateurs ainsi que ses corrélations avec la vitesse du courant, sa corrélation spatiale et sa dépendance temporelle. Un exemple du taux de comptage mesuré sur un phototube est présenté sur la Figure B-31. Deux composantes sont visibles :

- une ligne de base d'environ 40 kHz,
- des pics pouvant atteindre plusieurs MHz.

La corrélation spatiale est caractérisée par la distance maximale pouvant séparer deux photomultiplicateurs au comportement identique. Cette distance est très différente pour la ligne de base et les pics. En effet, les pics de taux de comptage sont vus simultanément à une distance de 1,5 m, mais jamais sur deux phototubes distants de 20 m, pour des photomultiplicateurs ne regardant pas dans la même direction. Par contre, la distance de corrélation des fluctuations de la ligne de base est supérieure à 40 m.

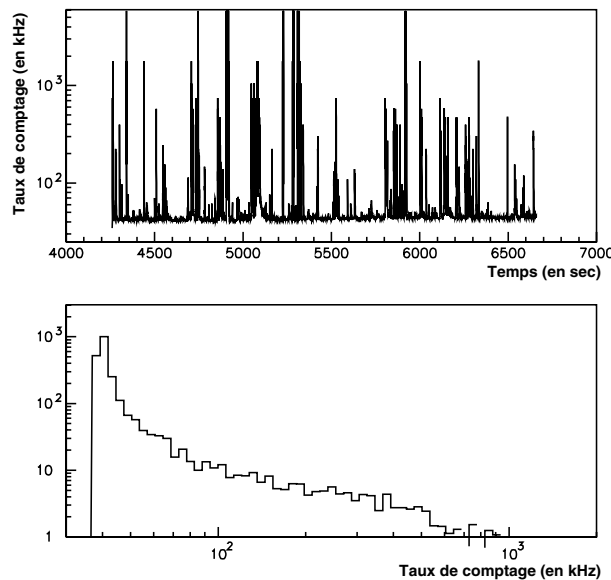
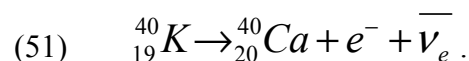


Figure B-31 : Exemple de taux de comptage enregistré sur un phototube de 8 pouces et la distribution de ce taux de comptage.

L'une des composantes de la ligne de base est associée à la désintégration  $\beta^-$  d'un isotope radioactif du potassium présent dans l'eau de mer : le  $^{40}\text{K}$ . Son abondance isotopique est de 0,0118% dans la nature et sa durée de vie de 1,3 milliard d'année. Il intervient à hauteur d'environ 30 kHz pour des PM de 10 pouces sur le taux de comptage à cause de la lumière Tcherenkov émise par l'électron produit *via* :



La composante variable de la ligne de base ainsi que les pics sont attribués à une activité continue d'organismes vivants au fond de la mer. Cette bioluminescence subit des variations saisonnières et est corrélée à la vitesse du courant, comme le montre la Figure B-32. L'évolution du taux de comptage par photomultiplicateur et du taux de pics s'explique par la stimulation d'organismes vivants qui viennent heurter le détecteur à cause du courant marin. Chaque organisme possède un seuil au-dessus duquel il répond en émettant de la lumière, mais ce seuil n'est pas identique pour tous. En prenant une distribution de seuils en fonction de la vitesse, par exemple gaussienne, et en l'intégrant, il est possible d'expliquer la présence



du seuil et la saturation observée dans la Figure B-32.

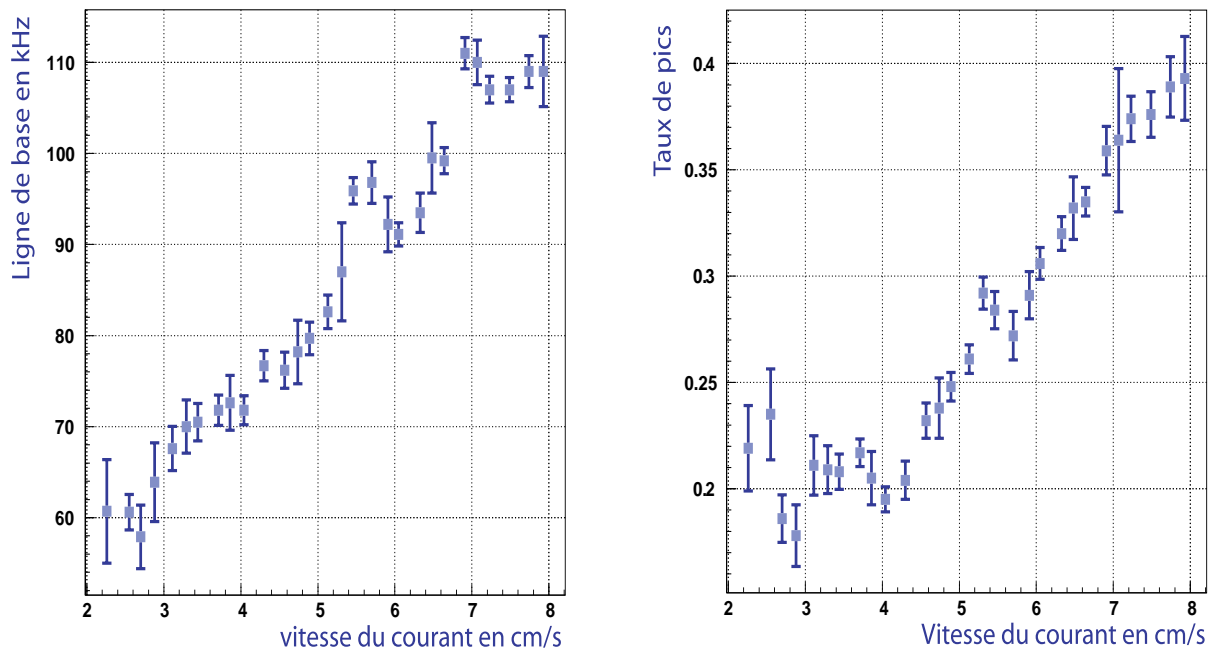


Figure B-32 : Évolution du taux de comptage de la ligne de base et du taux de pics des photomultiplicateurs en fonction de la vitesse du courant.

Au delà de 200 kHz de taux de comptage, l'électronique commence à saturer et le détecteur devient aveugle. Mais ce phénomène est localisé puisque les pics du taux de comptage ne sont pas corrélés à grande distance. En intégrant sur les distributions mesurées, le temps mort induit sur chaque photomultiplicateur est inférieur à 5%. Ce temps mort est aléatoirement réparti sur l'ensemble du détecteur et peut être supprimé par une logique de déclenchement adaptée, notamment en utilisant des coïncidences ou des coupures sur l'amplitude des signaux observés par les phototubes. En effet, en passant d'un seuil de 0,3 à 2 pe, le taux de comptage est diminué d'un facteur 100 tout en conservant la majeure partie du signal.

#### B.4.2.3 Bio-salissure

Le milieu marin affecte également les modules optiques par l'intermédiaire de la sédimentation et du développement de micro-organismes. La sédimentation affecte préférentiellement l'hémisphère supérieur du module optique alors que les colonies de bactéries se développent sur toute la surface immergée. Le film biologique ainsi formé est essentiellement transparent, mais il forme une surface facilitant l'adhésion des petites particules de sédiments (de taille inférieure à 20  $\mu\text{m}$ ) qui diminuent la transmissivité des sphères. Deux paramètres importants font varier cette bio-salissure : la densité de bactéries, qui décroît avec la profondeur, et l'apport sédimentaire local. L'immersion d'un dispositif expérimental, en 1997 et 1998, a permis de mesurer la transmissivité des sphères ainsi que d'étudier la sédimentation et l'influence des bactéries [71]. Les principaux résultats sont :

- la perte de transmissivité des sphères après un an d'immersion est estimée à environ 2% à l'horizontale (cf. Figure B-33). Il faut remarquer que les courants marins nettoient partiellement la surface des sphères des dépôts sédimentaires, ce qui explique les variations fortes de transmissivité au cours du temps. Puisque dans Antares les modules optiques seront orientés à 45° vers le bas, cette valeur de perte de transmissivité est une limite supérieure pour les futures sphères du détecteur.

- le taux de sédimentation varie de  $19 \text{ mg.m}^{-2}.\text{j}^{-1}$  au mois d'août à  $352 \text{ mg.m}^{-2}.\text{j}^{-1}$  au mois d'octobre. Ceci peut s'expliquer par la présence en automne et en hiver d'événements météorologiques forts : vent violent en provenance des côtes, rivières en crues, etc.

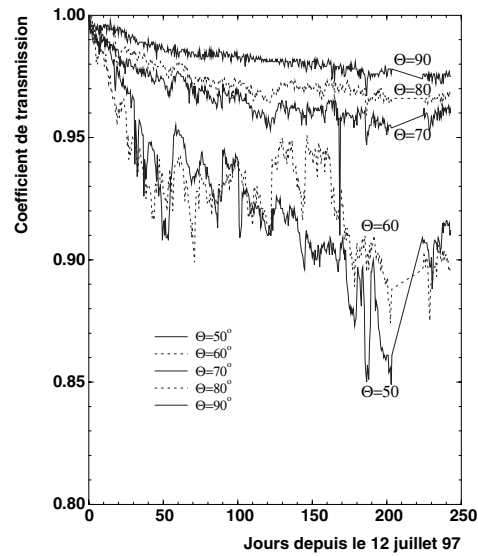


Figure B-33 : Perte de transmissivité au travers de deux sphères, sur une période de 8 mois. Les différents angles indiquent des angles de vue par rapport à la verticale orientée vers le haut,  $90^\circ$  indique donc l'horizontale.





## C. LA GENERATION ET LA RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

La collaboration Antares a développé différents outils permettant de simuler et de reconstruire les déformations des lignes et les événements susceptibles d'être détectés. Les différentes étapes sont :

- la génération des neutrinos selon un flux donné et le traitement de leur interaction ou la génération de gerbes atmosphériques produites par le rayonnement cosmique,
- la propagation des muons,
- la simulation du rayonnement Tcherenkov,
- la simulation de la réponse du détecteur,
- le filtrage des impulsions lumineuses et la reconstruction des trajectoires et des énergies des muons.

Dans un premier temps, les principes des simulations servant à engendrer et à propager les événements seront présentés. Ensuite, les quantités et formules utilisées par la reconstruction seront développées, ainsi que les choix de filtrage des impulsions. La stratégie de reconstruction de la trajectoire du muon et l'estimateur d'énergie seront aussi détaillés.

### C.1 Outils de simulation

Dans ce paragraphe, la première étape qui consiste à simuler la réponse du détecteur à un flux de neutrinos mais aussi à un flux de muons atmosphériques va être développée. Ainsi, la production des muons, des photons Tcherenkov associées et la simulation de la réponse des modules optiques vont être détaillées.

#### C.1.1 Génération d'événements liés à un flux de neutrinos

Pour permettre l'étude des différents phénomènes physiques accessibles à Antares, plusieurs générateurs ont été développés. Par exemple, pour un neutrino de moins de quelques centaines de GeV, le parcours du muon induit est faible, de l'ordre de quelques centaines de mètres. Pour de tels cas, les événements détectables sont souvent des événements contenus dans le volume instrumenté et la simulation de la gerbe hadronique engendrée par l'interaction devient nécessaire. A contrario, pour les hautes énergies, l'essentiel des événements observables sont des muons produits à grande distance du détecteur, plusieurs kilomètres, et qui le traversent entièrement.

##### C.1.1.1 Génération des événements

La génération des événements consécutifs à l'interaction d'un neutrino est effectuée par le programme nommé GENHEN interne à la collaboration. Cette génération est effectuée entre deux bornes d'énergies et pour un flux de neutrino donnés. Afin de l'optimiser, elle est divisée en dix intervalles d'énergie d'égale dimension en logarithme. Pour chacun d'entre eux, un volume de génération est défini à partir de la distance maximale que peut parcourir un muon d'énergie égale à la borne supérieure de l'intervalle (cf. Figure C-1). De plus, le nombre d'événements à engendrer est estimé à partir du nombre total d'événements souhaité et de

l'indice spectral spécifié au départ ; les différences relatives entre les sections efficaces d'interactions interviennent pour le choix du mode d'interaction du neutrino (cf. Figure B-2).

La distribution angulaire du flux de neutrino incident est engendrée suivant deux modes possibles. Le premier, le mode diffus, permet la génération d'un flux isotrope alors que le second, le mode ponctuel, simule le cas d'une source ponctuelle en prenant en compte son mouvement apparent.

Enfin, l'événement est conservé uniquement si le muon produit au point d'interaction atteint le volume sensible du détecteur, appelé « canette » (cf. Figure C-1). Ce volume est un cylindre dont le rayon et la hauteur sont égaux à ceux du détecteur auxquels généralement trois longueurs effectives d'atténuations sont ajoutées (environ 135 m au total, cf. B.4.2.2). La propagation du muon inclut les pertes d'énergie le long de son parcours et les déviations dues à son interaction avec le milieu, eau de mer ou roche.

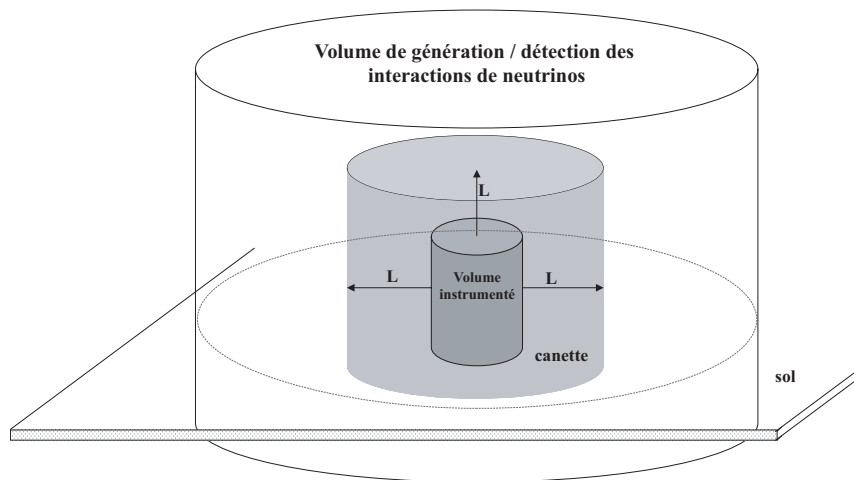


Figure C-1 : Cylindre de génération des interactions de neutrinos et la « canette », cylindre dans lequel la génération de la lumière Tcherenkov est effectuée ( $L = 3L_{att.eff}$ ).

### C.1.1.2 Production des photons Tcherenkov

La propagation des événements dans la canette est effectuée par le programme KM3, interne à la collaboration. Il permet de simuler par des méthodes Monte-Carlo la lumière émise par les différentes particules chargées. La réponse des phototubes est également prise en compte. Le fonctionnement de KM3 peut se diviser en deux étapes principales.

La première est la construction, à partir d'une simulation basée sur GEANT 3 [72], de tables de photons Tcherenkov. Pour cela, des photons engendrés par des muons de différentes énergies sont suivis en incluant les résultats des tests sur les propriétés optiques de l'eau (absorption et diffusion). Ensuite, ces champs de photons sont convertis en densité de probabilité de coups sur les phototubes.

La seconde étape consiste à suivre chaque trajectoire de muon à partir de son point d'entrée sur la canette et à simuler les impulsions engendrées sur les phototubes à l'aide des distributions de probabilité précédentes. La perte d'énergie du muon le long de son parcours est prise en compte en analysant des segments de 1 mètre. Si la perte d'énergie sur le segment est très supérieure à la perte par ionisation (environ 0,22 GeV/m, cf. A.1.1.1), une gerbe électromagnétique est susceptible de se former aléatoirement sur le segment. Les particules produites dans la gerbe seront également suivies et traitées.

Enfin, les impulsions engendrés sur les photomultiplicateurs passent à travers une simulation

simplifiée de l'ARS (cf. B.4.1.3) en mode SPE : deux ARS identiques par phototube, ayant chacun un temps d'intégration de 25 ns et un temps mort de 250 ns.

### C.1.1.3 Production du bruit de fond optique

Le programme KM3 permet également de simuler le bruit de fond optique dû à l'émission Tcherenkov des électrons provenant de la désintégration  $\beta$  du  $^{40}\text{K}$  et de la bioluminescence.

Le potassium 40 présent dans l'eau est instable et se désintègre par émission  $\beta^-$ . Le taux de désintégration peut être déduit à partir de la concentration en sel de l'eau de mer ( $38,44^\circ/\infty$ ) et le résultat est de  $13\,700\text{ Bq m}^{-3}$ . Ceci donne  $26 \pm 5\text{ kHz}$  pour des phototubes de 10 pouces. Les sphères en verre contiennent elles aussi du potassium et le taux de comptage associé est d'environ  $2\text{ kHz}$ . À ceci s'ajoute la ligne de base du bruit de fond dû à la bioluminescence qui est d'environ  $30\text{ kHz}$ .

En général, le taux de bruit de fond simulé sur un phototube de 10 pouces est de  $60\text{ kHz}$ , ce qui permet d'inclure la correction pour la ligne de base induite par la bioluminescence. Cette valeur de  $60\text{ kHz}$  est une extrapolation de la ligne de base mesurée sur le site ANTARES avec un phototube de 8 pouces (cf. B.4.2.2).

### C.1.1.4 Simulation des modules optiques

Les modules optiques sont les éléments clefs du détecteur et en conditionnent les performances. La simulation de leur réponse est un point important qui a été particulièrement soigné de manière à rester fidèle autant que possible à la réalité.

Il s'agit donc de reproduire le nombre de photoélectrons  $N_{pe}$  produit par un flux de photons  $\Phi_\gamma(\lambda)$  ( $\lambda$  étant la longueur d'onde) arrivant sous un angle  $\theta_\gamma$  par rapport à l'axe du module optique. Cette quantité  $N_{pe}(\lambda)$  peut s'exprimer en fonction de six paramètres :

- $S_{géo}$ , la surface de la photocathode,
- $\varepsilon$ , l'efficacité de collection des charges,
- $\alpha$ , un coefficient qui tient compte des effets d'ombre de la cage en  $\mu$  métal servant de blindage contre le champ magnétique terrestre,
- $T(\lambda)$ , la transmissibilité de la sphère et du gel (cf. Figure C-2 gauche),
- $Q(\lambda)$ , l'efficacité quantique du phototube (cf. Figure C-2 droite),
- $f(\theta_\gamma)$ , la réponse angulaire du phototube,

La formule mathématique s'écrit :

$$(52) \quad \frac{dN_{pe}}{dx d\lambda} = S_{géo} \varepsilon \alpha f(\theta_\gamma) \int \Phi_\gamma(\lambda) T(\lambda) Q(\lambda) e^{\frac{-L}{L_{abs}(\lambda)}} d\lambda,$$

où le facteur exponentiel prend en compte l'atténuation induite par le parcours  $L$  des photons dans l'eau, avec  $L_{abs}(\lambda)$  la longueur d'absorption de la lumière.

A l'exception de l'efficacité de collection des charges  $\varepsilon$ , ces six paramètres a été mesuré sur un phototube Hamamatsu de 10 pouces installé dans une sphère en verre de 17 pouces ;  $\varepsilon$  va donc être estimé en comparant les données à la simulation (cf. B.4.1.2 et Figure C-4).

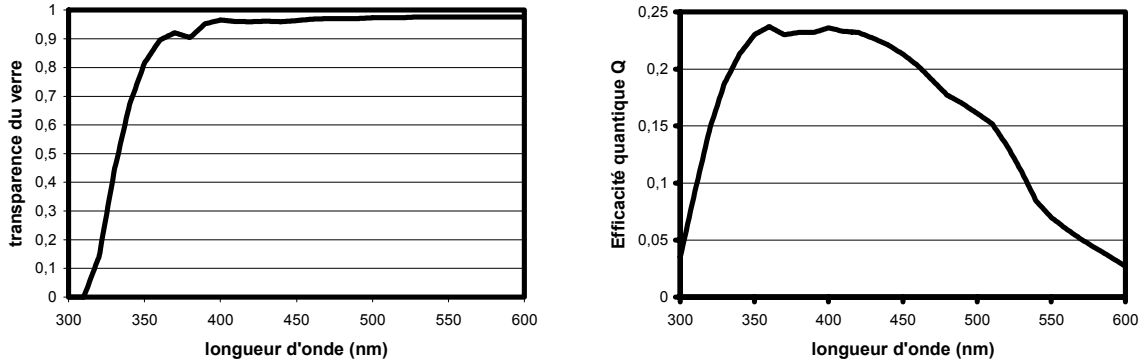


Figure C-2 : Évolution de la transparence du couple verre-gel (à gauche) et de l'efficacité quantique de la photocathode (à droite) en fonction de la longueur d'onde.

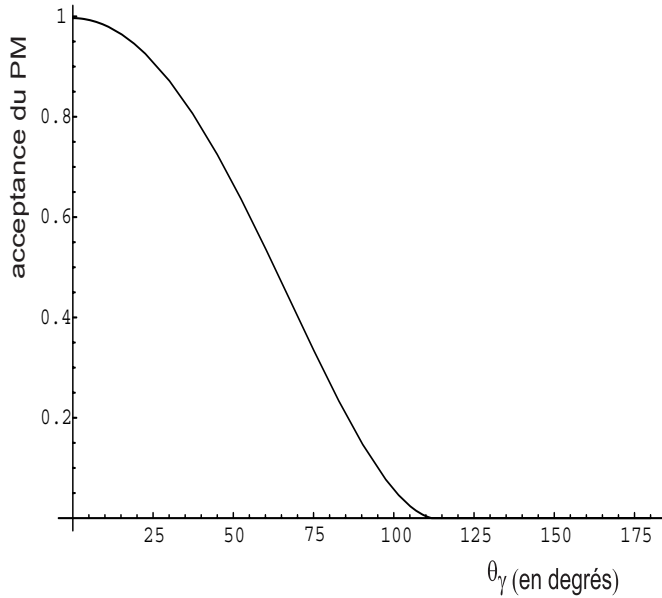


Figure C-3 : Réponse angulaire du phototube en fonction de l'angle d'incidence du photon par rapport à l'axe de la photocathode.

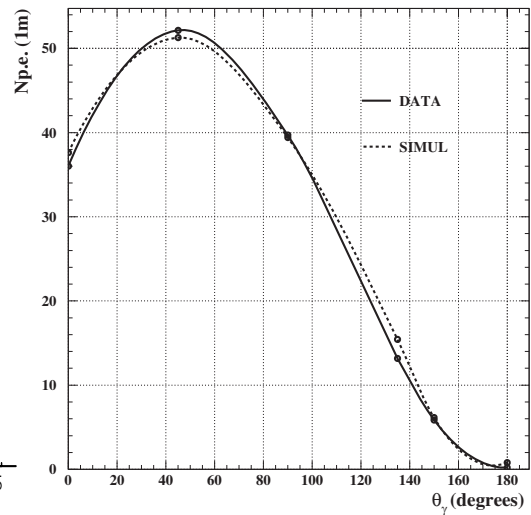


Figure C-4 : Comparaison entre l'évolution du nombre de photoélectrons détectés en fonction de l'angle dans les données de « la gamelle » (en trait plein) à la simulation (en pointillés) pour des trajectoires passant à un 1 mètre du phototube.

Les mesures effectuées dans « la gamelle » (cf. B.4.1.2) ont montré qu'un muon au minimum d'ionisation passant à 1 mètre du module optique et émettant des photons Tcherenkov dans l'axe du phototube donnait un signal de 52 photoélectrons. Une simulation, utilisant le flux de photons Tcherenkov donné par l'équation (46) et l'ensemble des mesures réalisées, a été effectuée. L'accord entre les données expérimentales et la simulation est obtenu pour une valeur de l'efficacité de collection  $\epsilon$  de 80%.

### C.1.2 Génération des bruits de fond physiques

Comme indiqué dans le paragraphe B.2, des neutrinos et des muons sont produits au cours du développement des gerbes atmosphériques, consécutives de l'interaction d'un rayon



cosmique avec un noyau de la haute atmosphère. Ces deux composantes font l'objet de simulations détaillées afin de permettre une bonne caractérisation des performances futures d'Antares.

### C.1.2.1 Les neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques constituent un bruit de fond irréductible pour les télescopes à neutrinos. Leur flux a été mesuré jusqu'à des énergies de quelques TeV et les différents modèles qui tentent d'extrapoler ce flux à de plus grandes énergies sont en accord à environ 20 % près (cf. Figure C-5). Les plus couramment utilisés sont au nombre de trois et sont produits par M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara et S. Midorikawa (plus connu sous le nom de HKKM) [73], par un groupe de l'institut de recherche Bartol dans le Delaware (USA) ([74] et [75]) et par L. V. Volkova [76].

Les événements de type « neutrinos atmosphériques » sont engendrés comme expliqué précédemment dans C.1.1.

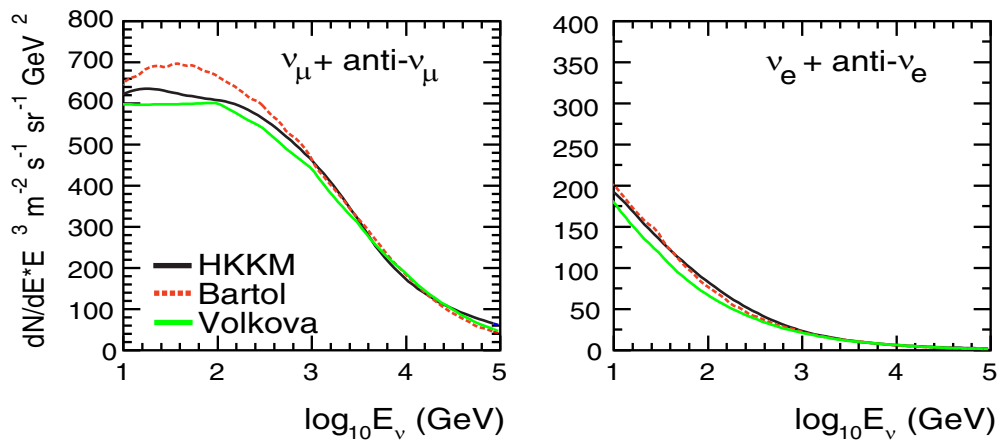


Figure C-5 : Comparaison du flux prédit par trois modèles de flux de neutrino atmosphérique conventionnel : HKKM, Bartol et Volkova. Flux différentiels prédits multipliés par  $E_\nu^3$ , à gauche flux pour les neutrinos et anti-neutrinos muoniques, à droite pour les neutrinos et anti-neutrinos électroniques

### C.1.2.2 Les muons atmosphériques

Les muons atmosphériques (cf. B.2.2) posent surtout problème à cause des événements appelés « multi-muons » qui sont composés de plusieurs muons issus d'une même gerbe atmosphérique. Ces muons atteignent le détecteur en même temps avec une topologie complexe de coups sur les photomultiplicateurs. Ceci peut induire en erreur l'algorithme de reconstruction en simulant un événement montant. C'est pourquoi la simulation de ce bruit de fond est très importante afin de bien quantifier ces effets.

La génération des événements de type « muon atmosphérique » dans Antares utilise le programme HEMAS [77] qui simule l'interaction des rayons cosmiques avec la haute atmosphère et le développement des gerbes atmosphériques, et qui suit les muons jusqu'au niveau de la mer. Ensuite, ces muons sont propagés jusqu'au niveau de la canette grâce au programme PROPMU [78]. Enfin, les photons Tcherenkov sont engendrés le long du parcours des muons par KM3 (cf. C.1.1). La simulation des gerbes nécessite des temps de calcul considérables, ce qui limite le nombre de muons atmosphériques qu'il est possible de

simuler.

## C.2 La reconstruction d'une trajectoire

Une fois simulé l'interaction du neutrino, ou le développement d'une gerbe atmosphérique, la propagation du muon et la réponse du détecteur simulés, les trajectoires des muons peuvent être reconstruites. Après avoir défini quelques unes des quantités qu'il utilise (cf. C.2.1), le principe des solutions fantômes, autrement appelées solutions secondaires, sera détaillé (cf. C.2.2). Enfin, avant de développer la stratégie de reconstruction d'une trajectoire (cf. C.2.3), les différents filtres d'impulsions seront décrits (cf. C.2.4).

### C.2.1 Quantités utilisées par la reconstruction

La trajectoire d'un muon peut être caractérisée par cinq paramètres indépendants : une direction  $\vec{d} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$  où  $\theta$  représente l'angle zénithal et  $\varphi$  l'angle azimutal, et une position  $\vec{X}_0 = (x_0, y_0, z_0)$  à un temps prédéfini  $t_0$ . Le but de la reconstruction est donc d'estimer le mieux possible  $\vec{X}_0$  et  $\vec{d}$ , à partir des quantités mesurées qui sont les temps d'arrivée des impulsions sur les phototubes, ainsi que leurs amplitudes et leurs positions.

Le référentiel utilisé par la reconstruction a pour origine le barycentre du détecteur, calculé à partir de la position des phototubes. L'origine  $\vec{X}_0$  de la trajectoire est définie comme étant le point d'intersection entre le plan perpendiculaire à la trajectoire passant par le barycentre du détecteur et la trajectoire elle-même (cf. Figure C-6).

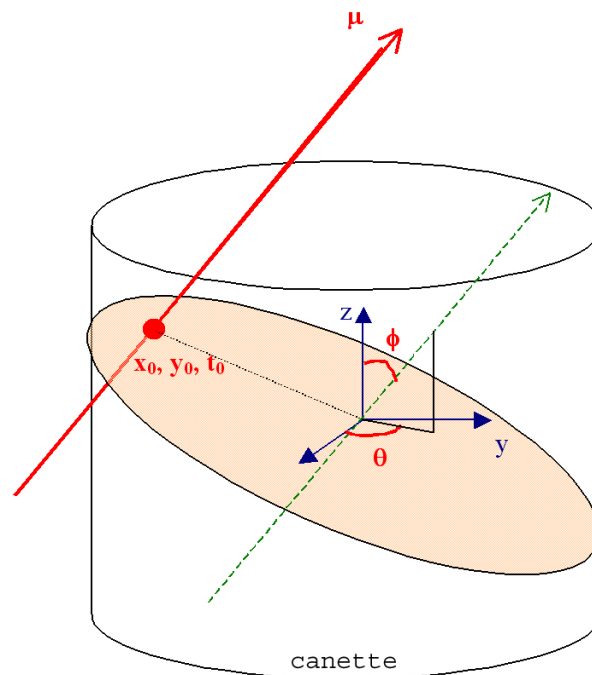


Figure C-6 : Schéma du référentiel utilisé par le programme de reconstruction.

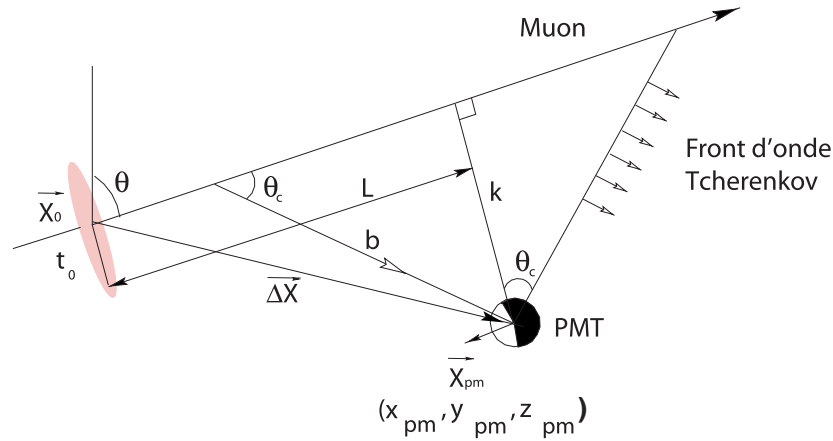


Figure C-7 : Illustration de l'émission d'un photon Tcherenkov par un muon se propageant en ligne droite vers un phototube.

Le temps théorique d'arrivée  $t^{\text{th}}$  d'un photon Tcherenkov émis par un muon sous l'angle  $\theta_c$  est défini par (cf. Figure C-7) :

$$(53) \quad t^{\text{th}}(\vec{X}_0, \vec{d}) = t_0 + \frac{1}{c} \left( L - \frac{k}{\tan \theta_c} \right) + \frac{1}{v_g} \frac{k}{\sin \theta_c},$$

ou bien :

$$(54) \quad c \left( t^{\text{th}}(\vec{X}_0, \vec{d}) - t_0 \right) = L + k \tan \theta_c,$$

$$(55) \quad \text{avec} \begin{cases} k = \sqrt{\Delta \vec{X}^2 - L^2} : \text{distance entre le phototube et la trace} \\ \Delta \vec{X} = \vec{X}_{\text{PM}} - \vec{X}_0 \\ L = \|\Delta \vec{X} \cdot \vec{d}\| \\ v_g = c \cos \theta_c : \text{vitesse de groupe de la lumière dans l'eau} \end{cases}$$

Le deuxième terme de l'équation (53) est le temps nécessaire au muon pour atteindre le point d'émission du photon Tcherenkov à partir du point  $\vec{X}_0$  ; le troisième est le temps que met la lumière pour arriver jusqu'au photomultiplicateur en  $(x_{\text{PM}}, y_{\text{PM}}, z_{\text{PM}})$ , c'est-à-dire à parcourir la distance  $b = k/\sin \theta_c$ . Cette relation entre temps théorique et paramètres de la trajectoire est à la base de tous les algorithmes de reconstruction. Elle est plus souvent utilisée sous la forme du résidu  $\Delta t_i = t_i - t_i^{\text{th}}$  qui mesure l'écart de temps entre le temps enregistré d'une impulsion  $t_i$  et le temps d'arrivée théorique  $t_i^{\text{th}}$ .

Une partie des photons sont diffusés dans l'eau, ce qui induit un retard sur leur temps d'arrivée effectif, comme le montre la Figure C-8. De plus, les muons peuvent perdre leur énergie *via* des pertes catastrophiques (cf. A.1.1.1), ce qui induit la création de gerbes électromagnétiques le long du parcours du muon. Les particules secondaires ainsi créées émettent de la lumière Tcherenkov qui peut arriver en avance ou en retard par rapport au temps théorique. En effet, les particules secondaires se propagent à la vitesse  $c$ , vitesse de la lumière dans le vide, alors que les photons se propagent à la vitesse  $c/n$  ( $n$  : indice de réfraction de l'eau) ; dans certaines configurations, les photons issus des gerbes peuvent donc arriver à des  $\Delta t_i$  négatifs.

Le bruit de fond issu de la désintégration du  $^{40}\text{K}$  ou de la bioluminescence, n'étant pas corrélé aux muons, apporte une contribution plate en temps à la distribution des résidus.

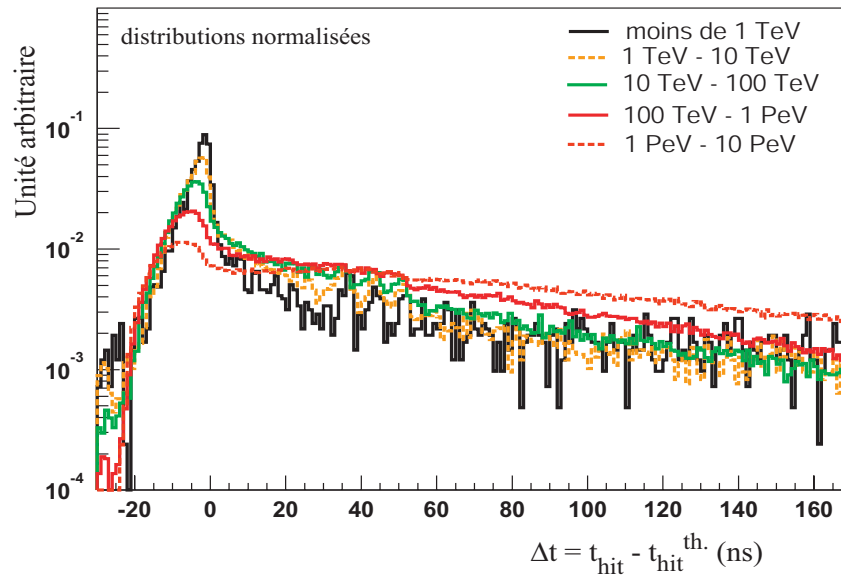


Figure C-8 : Évolution de la distribution des résidus en temps en fonction de l'énergie des muons.

L'évaluation des paramètres de la trajectoire est effectuée grâce à un enchaînement d'algorithmes de filtrage et d'ajustement. La sélection et l'organisation de ceux-ci sont définies dans une stratégie de reconstruction. Les premiers algorithmes servent à la sélection des impulsions et permettent de rejeter celles dues au bruit de fond optique. Ensuite viennent des algorithmes simplifiés permettant une première estimation des paramètres de la trajectoire. Ceux-ci constituent le point de départ de l'algorithme d'ajustement suivant, un peu plus perfectionné mais plus sensible aux conditions initiales. Ce processus itératif peut éventuellement être répété plusieurs fois avant la détermination finale de  $\vec{X}_0$  et  $\vec{d}$ .

Dans le programme de reconstruction, trois stratégies peuvent être utilisées. Seule celle utilisée dans le cadre de l'analyse de la sensibilité d'Antares aux sources ponctuelles sera décrite dans C.2.4 après la description des principaux algorithmes de sélection.

### C.2.2 Les solutions fantômes

Les solutions fantômes sont des trajectoires reconstruites ayant des directions différentes de la trajectoire engendrée mais qui reproduisent la distribution des coups sur le détecteur. Elles apparaissent essentiellement lorsque les impulsions sont distribuées le long d'une ligne de détection (pour plus de détails, voir E.5.1). En effet, dans un tel cas la symétrie de révolution autour d'un axe vertical, noté  $z$ , permet de réécrire l'équation (53) sous la forme (cf. E.5.1 pour plus de détails) :

$$(56) \quad c(t_i - T_0) = (z_i - Z_0) \cos \theta + \tan \theta_c \sqrt{D^2 + (z_i - Z_0)^2 \sin^2 \theta},$$

où  $(z_i, t_i)$  représentent les altitudes et les temps des impulsions lumineuses sur les phototubes et  $(Z_0, T_0)$  l'altitude et le temps de passage de la trajectoire au point correspondant à la distance minimale d'approche  $D$  à l'axe  $z$ , c'est-à-dire la ligne de détection. Cette équation, dans laquelle le paramètre  $\varphi$  a disparu, est l'équation d'une hyperbole dans le plan  $(z, t)$  et dépend de quatre paramètres. Il est possible de réécrire cette équation pour faire apparaître les

asymptotes ainsi que les termes correctifs :

$$(57) \quad c(t_i - T_0) = H(z_i - Z_0) = (z_i - Z_0) \left[ \frac{\cos(\theta - \varepsilon \theta_c)}{\cos \theta_c} + \varepsilon \sin \theta \tan \theta_c \left( -1 + \sqrt{\frac{D^2}{(z_i - Z_0)^2 \sin^2 \theta} + 1} \right) \right],$$

$$(58) \quad \text{avec } \varepsilon = \frac{|z_i - Z_0|}{z_i - Z_0} = \pm 1.$$

Le second terme de l'équation (57) représente la correction à l'asymptote qui tend vers zéro quand  $D/|z_i - z_0|$  tend vers zéro :

$$(59) \quad \lim_{\substack{D \\ |\Delta z_i|} \rightarrow 0} H(\Delta z_i) = \frac{\cos(\theta - \varepsilon \theta_c)}{\cos \theta_c} \Delta z_i \Rightarrow \frac{\Delta z_i}{\Delta t_i} = c \frac{\cos \theta_c}{\cos(\theta - \varepsilon \theta_c)},$$

$$(60) \quad \text{avec } \Delta z_i = z_i - Z_0 \text{ et } \Delta t_i = t_i - T_0.$$

Il existe deux solutions exactes à l'équation (59), dans le cas où  $|(c \Delta t_i / \Delta z_i) \cos \theta_c| \leq 1$ , ce qui correspond à la propagation de l'information portée par la lumière Tcherenkov jusqu'au détecteur :

$$(61) \quad \begin{cases} \theta_{\downarrow} = \text{Arccos} \left( \frac{c \Delta t_i}{\Delta z_i} \cos \theta_c \right) + \theta_c \\ \theta_{\uparrow} = \text{Arccos} \left( \frac{c \Delta t_i}{\Delta z_i} \cos \theta_c \right) - \theta_c \end{cases}.$$

Lorsque les impulsions sont produites par un muon à la limite asymptotique, ces deux solutions, qui diffèrent par  $2\theta_c \sim 86^\circ$ , sont indiscernables. Elles peuvent donc conduire à une solution appelée « solution fantôme ». Cette configuration s'obtient pour  $D/|\Delta z_i| \ll 1$ , c'est-à-dire pour des muons passant très près de la ligne ou très en dessous ou au dessus du détecteur. La proportion d'événements susceptibles de donner des « événements fantômes » est d'autant plus grande que le détecteur est petit par rapport à la longueur d'atténuation de la lumière ( $\sim 55$  m).

Dans le cas d'un détecteur complet, il devient plus difficile de remplir ces conditions car la symétrie de révolution est brisée dès que plusieurs lignes sont touchées. Néanmoins, ce type de dégénérescence existe toujours et conduit à des solutions secondaires.

### C.2.3 Sélection des impulsions

Les impulsions associées à un événement physique ne proviennent pas uniquement des photons Tcherenkov émis par un muon : une partie d'entre-elles sont dues au bruit de fond optique issu du  $^{40}\text{K}$  et de la bioluminescence. En effet, pendant le passage du muon au travers du détecteur, de l'ordre de la microseconde, ce bruit de fond induit environ 55 impulsions sur un détecteur constitué de 900 phototubes. Il est alors nécessaire, avant de tenter un ajustement, d'utiliser des filtres pour essayer de les supprimer. Ceux-ci représentent des outils génériques qui peuvent être utilisés dans les stratégies de reconstruction.

Une coupure sur l'amplitude des impulsions est appliquée en amont pour simuler, sur les données Monte Carlo, le seuil de déclenchement de l'acquisition. Cette coupure est fixée à 0,5 pe.

### C.2.3.1 Sélection des impulsions en coïncidence

Deux impulsions sont dites en coïncidence si elles appartiennent au même étage et sont séparées par moins de  $20 \text{ ns}^{27}$ . Ces  $20 \text{ ns}$  permettent d'intégrer environ 55% du signal tout en laissant une probabilité d'environ  $10^{-3}$  d'avoir une impulsion due au bruit de fond optique. Cette sélection permet de rejeter des impulsions liées au bruit de fond qui se répartit aléatoirement sur l'ensemble du détecteur.

### C.2.3.2 Sélection des impulsions dans une fenêtre temporelle et spatiale

Pour chaque impulsion  $i$ , le résidu  $\Delta t_i$  et la distance  $b_i$  sont calculés. Seules celles qui ont une distance  $b_i$  inférieure à une certaine valeur  $d_{\max}$  et un résidu compris entre  $\Delta t_{\min}$  et  $\Delta t_{\max}$  seront sélectionnées. Les valeurs de  $d_{\max}$ ,  $\Delta t_{\min}$  et  $\Delta t_{\max}$  sont fixées dans la stratégie de reconstruction. Cette sélection permet de conserver les impulsions qui ont le plus de chance d'avoir été émises par le muon.

### C.2.3.3 Filtre de causalité

Le principe de cette sélection est le suivant : deux photons Tcherenkov, émis par la même trajectoire en 2 points différents doivent avoir un rapport de l'éloignement spatial  $\Delta x$  à l'écart du temps d'arrivée  $\Delta t$ , compatible avec une vitesse de propagation comprise entre celle de la lumière dans l'eau,  $c/n$ , et celle du muon  $c$ . Ce critère ne peut s'appliquer de manière stricte car le temps d'arrivée d'un photon est soumis à des fluctuations liées par exemple à la diffusion. Le critère de causalité admet une tolérance, par exemple de  $20 \text{ ns}$  ; deux impulsions sont considérées comme causales si  $\Delta x / (\Delta t - 20 \text{ ns})$  est plus petit que la vitesse de groupe  $v_g$  de propagation de la lumière dans l'eau.

Chaque fois qu'une impulsion est en relation causale avec une autre, un compteur associé à cette impulsion est incrémenté d'une unité. Une fois toutes les paires d'impulsions possibles parcourues, seules sont retenues les impulsions en « causalité » avec l'impulsion dont le compteur est le plus élevé. Ce filtre permet ainsi de doubler la proportion d'impulsions provenant du muon tout en réduisant à environ 15% celle induite par le bruit de fond optique.

## C.2.4 Description de la stratégie utilisée

Une stratégie de reconstruction regroupe et organise l'enchaînement des algorithmes de filtrage et d'ajustement. Actuellement, trois sont accessibles via le programme de reconstruction. La stratégie qui sera présentée ici est la plus récente et la plus performante. Elle utilise une méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance [79].

Les impulsions sont tout d'abord sélectionnées par une coupure sur l'amplitude et par l'application d'un filtre de type filtre de causalité utilisant une tolérance de  $100 \text{ ns}$ . Un pré-ajustement linéaire, qui fournit une première estimation grossière des paramètres de la trajectoire, est ensuite effectué.

A partir de cette première estimation, huit trajectoires sont engendrées qui ont pour but d'éviter de tomber sur une solution secondaire, qui ne correspond pas à la réalité (appelées solutions fantômes, cf. C.2.2). Ces huit trajectoires sont définies par rapport à la solution du pré-ajustement comme :

- quatre à des angles de  $25^\circ$  et équidistantes en angle, avec comme point fixe, le point de la trajectoire le plus proche du barycentre des impulsions,

<sup>27</sup> Les modules optiques d'un même étage sont distants d'environ  $1 \text{ m}$ . La lumière met donc  $4$  à  $5 \text{ ns}$  pour parcourir cette distance dans l'eau.

- quatre à des distances de  $\pm 50$  m dans les directions  $\vec{d} \wedge \vec{z}$  et  $\vec{z}$ .

Elles vont permettre de tester différentes directions et de vérifier que l'hypothèse initiale déterminée par le pré-ajustement est bien le maximum global, ou de choisir une meilleure solution.

Une nouvelle phase de sélection des impulsions est alors effectuée pour chacune des 8 trajectoires : seule les impulsions ayant des résidus inférieurs à 250 ns et correspondant à des photons Tcherenkov ayant parcouru moins de 100 m sont retenues.

Les différentes trajectoires engendrées sont alors utilisées tour à tour comme point de départ d'une méthode d'ajustement de type « M-estimator » suivie par une méthode de maximum de vraisemblance utilisant une fonction densité de probabilité relativement simple. La trajectoire ayant donné la meilleure solution à la fin de cette étape, c'est-à-dire le plus grand maximum de vraisemblance sera le point de départ de l'ajustement final basé une nouvelle fois sur un maximum de vraisemblance. Ce maximum de vraisemblance utilise des fonctions densité de probabilité plus complètes incluant, en particulier, le bruit de fond du  $^{40}\text{K}$ .

#### C.2.4.1 Pré-ajustement linéaire

Tout d'abord, un ajustement linéaire est effectué sur la position  $(x_i, y_i, z_i)$  et le temps  $t_i$  des impulsions enregistrées et sélectionnées dans le détecteur. Ce premier ajustement est fondé sur le fait que pour les trajectoires de muons de grande longueur, la distance séparant les phototubes de la trajectoire est toujours petite comparée à la longueur de la trajectoire dans le détecteur.

Une méthode de minimisation de  $\chi^2$  est appliquée pour déterminer les paramètres de la trajectoire en utilisant l'information de position et de temps des impulsions. Cette minimisation est contrainte en imposant une vitesse du muon égale à la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour donner une idée des performances : en dessous de 1 TeV, environ 20% des trajectoires sont reconstruites avec un écart de direction inférieur à  $10^\circ$  par rapport à la trajectoire engendrée. Au-dessus de 1 TeV cette fraction tombe à 10%.

#### C.2.4.2 Méthode de l'estimateur M

Une manière différente de trouver les paramètres de la trajectoire est d'étudier le résidu  $\Delta t_i(\vec{X}_0, \vec{d})$  calculé à partir de la formule (53) en utilisant les paramètres obtenus du pré-ajustement linéaire. Les paramètres sont estimés en minimisant la quantité  $Q = \sum_i g(\Delta t_i(\vec{X}_0, \vec{d}))$ . Par exemple, si le choix se porte sur  $g(\Delta t) = \Delta t^2$  cette méthode est équivalente à la méthode des moindres carrés.

Dans le cas présent, il serait intéressant de trouver une fonction  $g(\Delta t)$  qui soit peu sensible au fait que quelques points sont mal décrits par  $g(\Delta t)$ , et peu sensible aux conditions initiales. Cette dernière condition est difficile à satisfaire avec une méthode de maximum de vraisemblance sensible aux maxima locaux. Ceci est dû au fait que pour les grands résidus, qui ont la contribution la plus importante, la fonction densité de probabilité associée est quasiment plate. Ceci induit des maxima secondaires dans la fonction de vraisemblance dans des régions où seulement quelques points présentent de petits résidus alors que tous les autres sont grands.

L'insensibilité aux conditions initiales est appelée « robustesse ». Sa nécessité justifie l'utilisation des estimateurs M, qui permettent d'évaluer avec une bonne précision les paramètres de la trajectoire et de s'éloigner suffisamment d'une solution secondaire.

La fonction  $g(\Delta t)$  retenue par cette stratégie est :  $g(\Delta t_i) = 2(1 + \Delta t_i^2/2)^{1/2} - 2$ , avec  $\Delta t$  en nanosecondes. Pour augmenter les performances, des informations physiques supplémentaires

sont ajoutées : l'amplitude des impulsions  $A_i$ , la probabilité  $P_{PM}(\theta_\gamma)$  qu'une impulsion provenant d'une direction donnée soit vue par le phototube (réponse du phototube, voir Figure C-3). Dans la même optique une nouvelle sélection empirique est effectuée : seules les impulsions avec un  $\Delta t$  inférieur à 150 ns et une distance parcourue par le photon estimée à moins de 100 mètres sont considérées. La fonction à maximiser devient :

$$(62) \quad Q = \sum_i \alpha \left( 2\sqrt{1 + A_i \frac{\Delta t_i^2}{2}} \right) + (1 - \alpha) P_{PM}(\theta_\gamma)$$

où  $\alpha$  est un poids relatif entre les deux termes dont la valeur de 0,05 a été obtenue par une étude Monte Carlo. La petite valeur de  $\alpha$  ne signifie pas nécessairement que le second terme domine dans l'ajustement puisque l'influence des deux termes dépend de leur dérivées par rapport aux paramètres de la trajectoire.

### C.2.4.3 Méthode du maximum de vraisemblance

Les deux dernières étapes de la stratégie de reconstruction utilisent la méthode du maximum de vraisemblance. Ces deux étapes diffèrent uniquement par leur fonction densité de probabilité ou PDF<sup>28</sup>. La dernière étape incluant le plus d'information possible, sa PDF est une extension de celle utilisée dans le maximum de vraisemblance simplifié.

#### Généralités

Cette méthode consiste en la maximisation d'une fonction de vraisemblance  $L$  (en fait la minimisation de  $-\log L$ ) et permet d'évaluer les paramètres  $\vec{X}_0$  et  $\vec{a}$  de la trajectoire. Cette fonction de vraisemblance est le produit de fonctions de densités de probabilité calculées pour chaque impulsion :

$$(63) \quad L = \prod_{i=1}^{n_{hit}} L_i .$$

De manière générale, un événement est un ensemble d'impulsions enregistrées par les phototubes, définies par des temps d'arrivée, des amplitudes et des positions. Quatre variables sont utilisées pour définir une PDF générale pour décrire la relation entre ces informations et la trajectoire du muon :

$$(64) \quad L_i = P(t_i | t_i^{th}, b_i, \theta_{\gamma_i}, A_i),$$

où  $P(t_i | t_i^{th}, b_i, \theta_{\gamma_i}, A_i)$  représente la densité de probabilité pour qu'un photon donnant lieu à une impulsion enregistrée au temps  $t_i$  ait :

- un temps théorique d'arrivée  $t_i^{th}$ ,
- parcouru une distance  $b_i$  entre le point d'émission sur la trajectoire et le phototube,
- été vu par le phototube alors que l'angle entre l'axe du phototube et sa direction vaut  $\theta_{\gamma_i}$ ,
- et que l'amplitude de l'impulsion soit  $A_i$ .

#### Maximum de vraisemblance « simplifié »

Dans le maximum de vraisemblance simplifié, la fonction densité de probabilité est fonction uniquement de deux variables :

<sup>28</sup> PDF : Probability Density Function



- $\theta_{\gamma_i}$  pour tenir compte de la probabilité qu'un photon soit vu par le phototube,
- $\Delta t_i = t_i - t_i^{\text{th}}$  pour tenir compte de la probabilité qu'une impulsion arrive avec un résidu  $\Delta t_i$ . Ceci prend en compte le fait que des photons peuvent atteindre le phototube avec un certain retard.

La fonction densité de probabilité est le produit de deux termes  $f_1$  et  $f_2$ , respectivement fonction de  $\theta_{\gamma_i}$  et  $\Delta t_i$  :

$$(65) \quad L = \prod_{i=1}^{\text{nhit}} L_i = \prod_{i=1}^{\text{nhit}} f_1(\theta_{\gamma_i}) f_2(\Delta t_i).$$

La fonction  $f_1$  est la réponse angulaire du phototube en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_{\gamma_i}$  du photon (cf. Figure C-3). La faible dépendance de la forme de la distribution des résidus avec l'énergie du muon, illustrée sur la Figure C-8, permet de n'utiliser qu'une seule paramétrisation pour la fonction  $f_2$ . Celle-ci a pour expression :

$$(66) \quad f_2(\Delta t) = \alpha \left\{ e^{\frac{-\Delta t^2}{2\sigma^2}} + \frac{\kappa H(\Delta t) e^{-\mu\Delta t}}{1 + \frac{\Delta t^2}{2\sigma^2}} + \frac{\lambda [1 - H(\Delta t)] e^{-\nu|\Delta t|}}{1 + \frac{\Delta t^2}{2\sigma^2}} \right\},$$

où le terme  $H(\Delta t) = \frac{1}{2} (1 + \tanh(\Delta t))$  est une approximation de la fonction de Heavyside<sup>29</sup>. La valeur des paramètres est illustrée dans le Tableau 2.

Le premier terme est une gaussienne, représentant le pic de la distribution des résidus  $\Delta t$  dont la largeur est déterminée par la résolution temporelle des appareils de mesure, de l'ordre de 1,3 ns. Le deuxième terme prend en compte les photons diffusés et ceux produits par les gerbes électromagnétiques arrivant en retard. Le dernier terme reproduit la forme de la distribution des  $\Delta t$  aux temps négatifs.

L'expression de  $\alpha$  est :

$$(67) \quad 1/\alpha = 1,04 + \kappa/2 + \lambda/2 + k_{40}.$$

Dans la version actuelle, le niveau de <sup>40</sup>K est fixé à 0 et  $t_{\text{Offset}}$  est une correction apportée à  $\Delta t$  :  $\Delta t_i = t_i - t_i^{\text{th}} - t_{\text{Offset}}$ .

Paramètre	Valeur
$\kappa$	0,52
$1/\mu$	140,00
$\lambda$	0,001
$1/\nu$	4,0
$\sigma$	1,3
$t_{\text{offset}}$	0,94

Tableau 2 : Valeur des paramètres utilisés dans la densité de probabilité.

<sup>29</sup> L'approximation utilisée pour représenter la fonction de Heaviside permet de ne pas avoir de discontinuité en 0.

La PDF complète, qui est donc le produit de  $f_1$  et de  $f_2$ , est représenté sur la Figure C-9 dans le plan  $(\Delta t, \theta_{\gamma_i})$ .

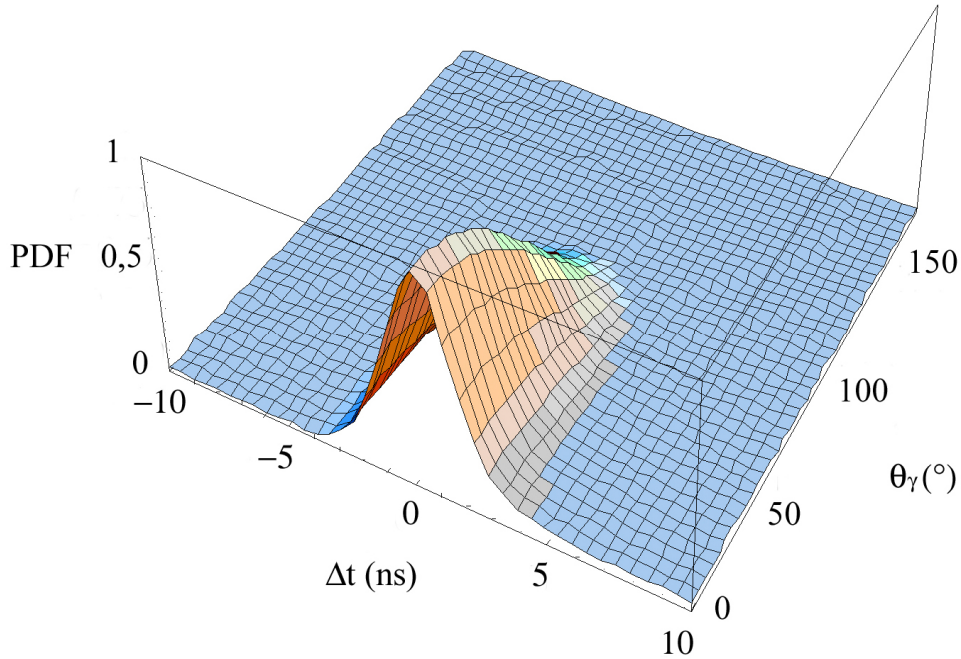


Figure C-9 : Densité de probabilité utilisée pour le maximum de vraisemblance simplifié en fonction du résidu  $\Delta t$  et de l'angle entre le photon et le phototube  $\theta_{\gamma}$ .

### Maximum de vraisemblance final

Le maximum de vraisemblance complet est utilisé comme étape finale de la stratégie de reconstruction. Il utilise, comme point de départ, la solution avec le plus grand maximum de vraisemblance par degré de liberté obtenu par le maximum de vraisemblance simplifié.

Il utilise les quatre variables  $t_i^{\text{th}}$ ,  $\theta_{\gamma_i}$ ,  $b_i$ ,  $A_i$  et inclut le bruit de fond lié aux impulsions engendrées par la désintégration du  $^{40}\text{K}$ . La PDF associée à une impulsion enregistrée au temps  $t_i$  est de la forme  $P(t_i | t_i^{\text{th}}, \theta_{\gamma_i}, b_i, A_i)$ .

La PDF peut être séparée en deux parties, l'une décrivant les impulsions provenant du muon et l'autre les impulsions provenant du bruit de fond :

$$(68) \quad P(t_i | t_i^{\text{th}}, \theta_{\gamma_i}, b_i, A_i) = P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}}) P(\text{signal} | \theta_{\gamma_i}, b_i, A_i) + P_{\text{bg}}(t_i | t_i^{\text{th}}) P(\text{bg} | \theta_{\gamma_i}, b_i, A_i).$$

Les impulsions liées au bruit de fond optique sont distribuées de manière totalement aléatoire durant un événement.  $P_{\text{bg}}(t_i | t_i^{\text{th}})$  est donc un terme constant qui sera déterminé par la normalisation de la PDF.  $P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}})$  est paramétrisé par :

$$(69) \quad P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}}) = \alpha \left[ e^{-\frac{\Delta t_i^2}{2\sigma^2}} + H(\rho) \frac{\kappa_1 e^{-\mu_1 \Delta t_i} + \kappa_2 e^{-\mu_2 \Delta t_i}}{\sqrt{1 + \frac{\Delta t_i^2}{\sigma^2}}} + [1 - H(\rho)] \frac{\lambda_1 e^{v_1 \Delta t_i}}{\sqrt{1 + \frac{\Delta t_i^2}{\sigma^2}}} \right],$$

où le terme  $H(\rho) = \frac{1}{2} \left( 1 + \tanh(\rho \Delta t) \right)$  est une approximation de la fonction de Heavyside, le paramètre  $\rho$  gouverne la « rapidité » du passage entre 0 et 1.

Les trois termes ont la même fonction que dans l'équation (66), le dénominateur de la formule (66) étant relié à celui de la formule (69) par un développement limité. Si  $\Delta t_i < -2$  ns, une paramétrisation particulière est utilisée :  $P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}}) = \lambda \exp(v_2 \Delta t)$ .

La valeur des paramètres est déterminée à partir d'un ajustement sur les données Monte Carlo. Un exemple des distributions de  $P_{\text{signal}}(t_i | t_i^{\text{th}})$ , du nombre d'impulsions liées au signal et au bruit de fond en fonction de  $\theta_{\gamma_i}$  et  $b_i$  est montré sur la Figure C-10 pour des impulsions d'amplitude comprise entre 0,5 et 1,5 photo-électrons.

Les impulsions utilisées lors de cet ajustement sont celles qui :

- sont acceptées par la coupure en amplitude et par le filtre de causalité,
- qui vérifient un  $\Delta t$  inférieur à 250 ns et une distance parcourue par le photon estimée à moins de 100 mètres.

Au terme de cette dernière étape, les paramètres finals de la trajectoire sont obtenus.

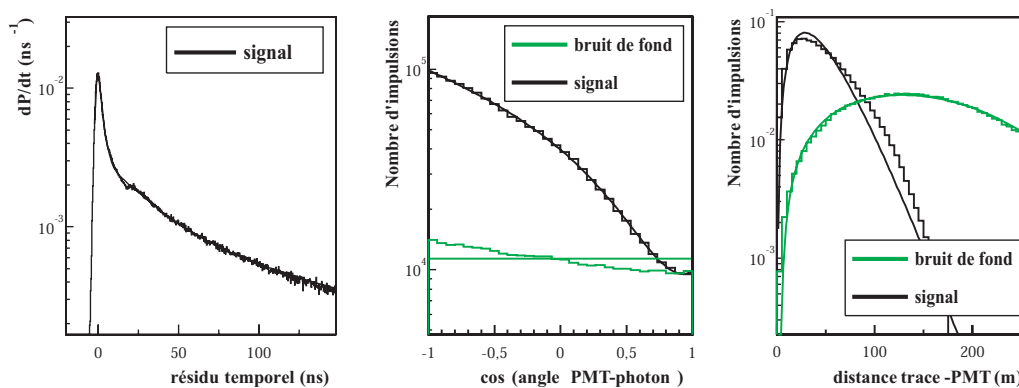


Figure C-10 : Exemple de distribution de probabilité pour des amplitudes d'impulsions comprises entre 0,5 et 1,5 photoélectrons. En gris, pour les impulsions provenant du bruit de fond, en noir pour les impulsions provenant du signal.

#### C.2.4.4 Critère de sélection

La philosophie adoptée dans l'algorithme de reconstruction est de reconstruire le plus possible d'événements sans essayer de réduire le nombre d'événements mal reconstruits par des critères intermédiaires de sélection. Cela permet d'appliquer ensuite les différents critères de sélections nécessaires aux différentes analyses de physiques.

La meilleure variable [79] pour supprimer à la fois les événements mal reconstruits et le bruit de fond des multi muons (cf. C.1.2.2) est une combinaison entre le maximum de vraisemblance rapporté au nombre de degrés de liberté ( $N_{\text{ddl}}$ ) et le nombre de trajectoires compatibles parmi les neuf essayées ( $N_{\text{comp}}$ ) (cf. C.2.4), c'est-à-dire pointant dans la même direction à  $1^\circ$  près, avec la meilleure trajectoire reconstruite :

$$(70) \quad \Lambda = \frac{\log(L)}{N_{\text{ddl}}} + 0,1 (N_{\text{comp}} - 1).$$

La Figure C-11 montre la distribution du nombre d'événements reconstruits montant par an pour le bruit de fond produit par les muons atmosphériques, pour les neutrinos atmosphériques et pour une source astrophysique ponctuelle ayant un spectre en  $E^{-2}$  en fonction de la coupure appliquée sur  $\Lambda$  :  $\Lambda > \Lambda_{\text{coupure}}$ .

La coupure choisie pour l'étude de la sensibilité d'Antares aux sources ponctuelles observées par Egret (cf. D) est :  $\Lambda > -6,5$ . Elle permet de supprimer fortement le bruit de fond issu des muons atmosphériques, il n'en reste qu'une centaine par an, qui seront négligés par la suite par rapport aux neutrinos atmosphériques. Cette coupure supprime environ 91% des événements de neutrinos atmosphériques tout en conservant 54% des événements issus d'une source astrophysique ayant un spectre en  $E^{-2}$ .

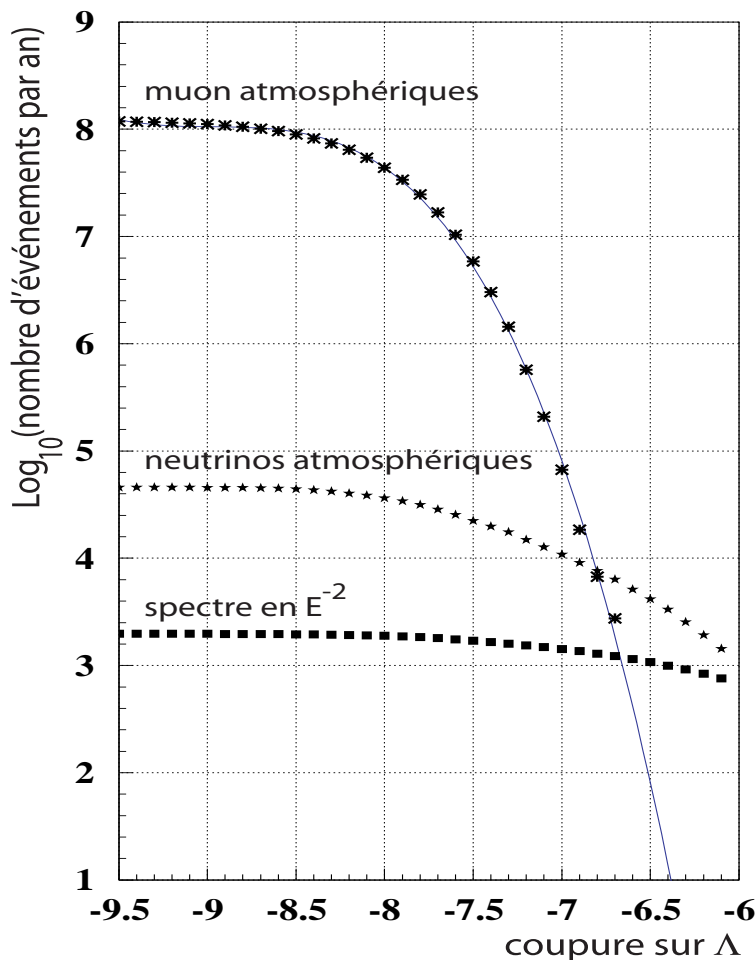


Figure C-11 : Distribution du nombre d'événements reconstruits montant par an en fonction de la coupure appliquée sur  $\Lambda$  pour le bruit de fond des muons atmosphériques, pour les neutrinos atmosphériques (flux calculé par Bartol) et pour une source astrophysique ayant un spectre en  $E^{-2}$ .

#### C.2.4.5 Performances comparées

Cette stratégie a été retenue car elle présente les meilleures performances comparées aux deux autres stratégies disponibles dans la collaboration. La stratégie dite « initiale » est basée sur le maximum de vraisemblance simplifié. La stratégie dite itérative reprend le

maximum de vraisemblance simplifié en y ajoutant un pré-ajustement itératif.

Les performances de la stratégie utilisée sont visibles sur l'évolution de la surface effective des événements reconstruits en fonction de l'énergie du neutrino (cf. Figure C-12). La surface effective  $S_{\text{eff}}$  est définie de manière générale par :  $S_{\text{eff}} = \Gamma / \Phi$ , avec  $\Gamma$  le nombre d'événements par unité de temps du type considéré, dans notre cas : reconstruits, et  $\Phi$  le flux incident de particules.

Ceci traduit le fait qu'elle permet de reconstruire plus d'événements que les 2 autres et ceci dans n'importe quelle gamme d'énergie. Les résolutions angulaires sont, dans tous les cas, de l'ordre de  $0,15^\circ$  comme le montre la Figure C-13.

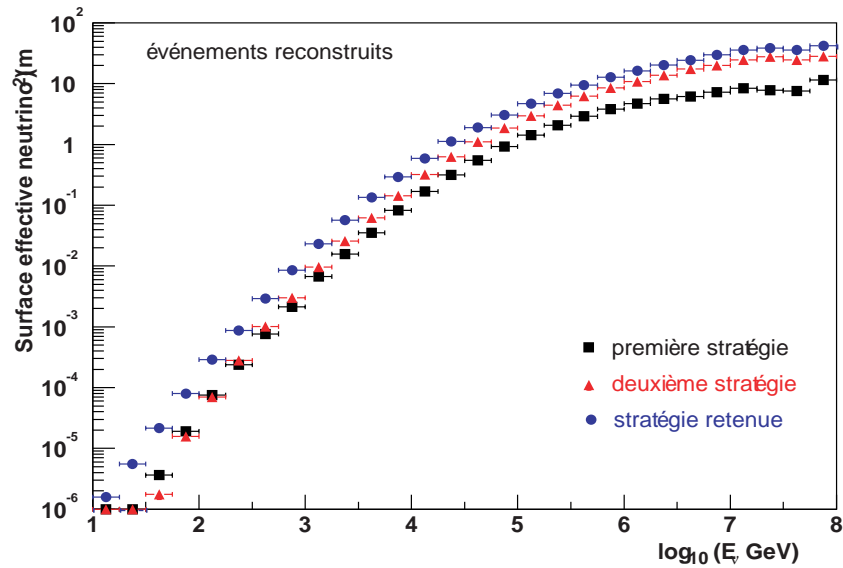


Figure C-12 : Évolution de la surface effective neutrino en fonction de l'énergie du neutrino pour les trois stratégies disponibles dans le programme de reconstruction.

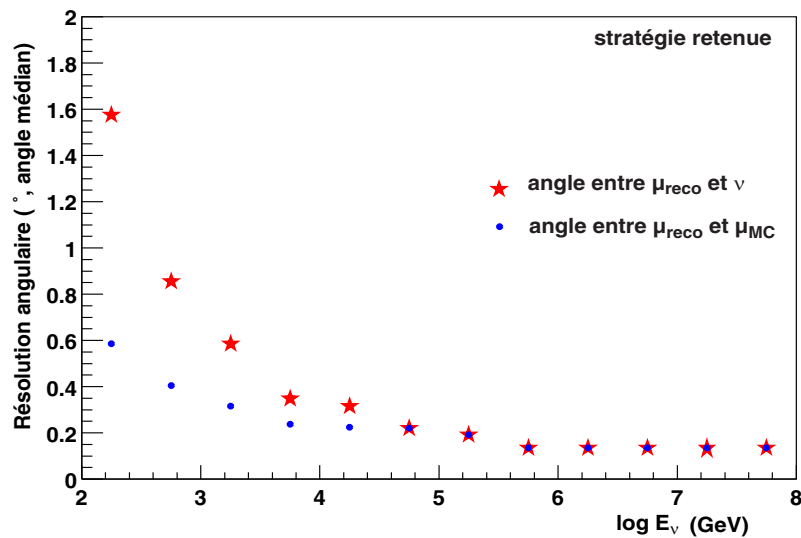


Figure C-13 : Évolution de l'angle entre le muon au vertex ( $\mu_{\text{MC}}$ ) et le muon reconstruit ( $\mu_{\text{reco}}$ ), le neutrino ( $\nu$ ) et le muon reconstruit en fonction de l'énergie  $E_\nu$  du neutrino.

Cette dernière figure permet également d'illustrer le fait que la résolution angulaire est dominée, à basse énergie (en dessous de  $10^3$  GeV), par la cinématique de l'interaction alors qu'à haute énergie (au dessus de  $10^4$  GeV) ce sont la diffusion coulombienne du muon et les performances intrinsèques du détecteur qui dominant.

### C.3 La reconstruction en énergie

L'algorithme utilisé pour estimer l'énergie est expliqué en détail dans [80] et va être résumé ici. Comme expliqué dans A.1.1.1, les pertes d'énergie du muon via le bremsstrahlung et la création de paires augmentent fortement avec son énergie. La quantité de lumière émise par les cascades électromagnétiques qui en résulte peut être utilisée pour mesurer la perte d'énergie par unité de longueur du muon, et par conséquent, son énergie.

Un estimateur du  $dE/dx$  peut être considéré comme le rapport de deux termes :

- un terme relié à l'énergie perdue par le muon lors de son passage dans le volume de sensibilité du détecteur,
- l'autre relié à la longueur de son parcours au sein du même volume.

L'énergie émise par le muon est estimée à partir de la somme des amplitudes des impulsions enregistrées par le détecteur ( $A^{\text{tot}}$ ). Les impulsions considérées sont :

- des impulsions de grande amplitude, supérieure à 2,5 photo-électrons ceci dans le but de rejeter quasi totalement les impulsions liées au  $^{40}\text{K}$  et de ne conserver que les impulsions liées aux muons (émission directe et indirecte – par le biais des pertes catastrophiques – de lumière Tcherenkov),
- liées à des distances de vol du photon Tcherenkov raisonnables compte tenu de la longueur d'atténuation effective ( $L_{\text{att. eff.}} \sim 55$  m), inférieures à 300 m,
- dans une fenêtre de résidu temporel restreinte,  $|\Delta t| < 250$  ns.

Les paramètres de la trajectoire du muon sont estimés à partir de l'algorithme de reconstruction décrit précédemment (cf. C.2) afin de calculer la réponse du détecteur à la lumière émise pour pouvoir corriger l'estimation de la perte d'énergie :

$$(71) \quad \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{A^{\text{tot}}}{L_{\mu}} \left( \frac{1}{N_{\text{PM}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{PM}}} \frac{f_1(\theta_i)}{b_i} e^{-\frac{b_i}{L_{\text{att. eff.}}}} \right),$$

où  $N_{\text{PM}}$  représente le nombre total de photomultiplicateurs,  $b_i$  la distance parcourue par un photon pour atteindre la photocathode et  $f_1(\theta)$  la réponse angulaire du phototube, qui dépend de l'angle d'incidence  $\theta_i$  du photon. Enfin,  $L_{\mu}$  est le parcours visible du muon dans le détecteur, défini comme la distance parcourue par le muon à l'intérieur d'un volume sensible semblable à la canette (cf. C.1.1.1).

Par comparaison avec l'évolution théorique du  $dE/dx$  en fonction de l'énergie du muon (cf. Figure B-7), il est possible de convertir la perte d'énergie observée en une estimation de l'énergie du muon.

La Figure C-14 montre l'évolution de l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie simulée pour l'ensemble des événements reconstruits à gauche et pour les événements sélectionnés comme « bien reconstruits » à droite (cf. C.2.4.4). Il a été montré que la dispersion des points est plus importante en utilisant l'ensemble des événements reconstruits (cf. Figure C-14 de gauche) qu'uniquement les événements bien reconstruits<sup>30</sup> (cf. Figure C-14 de droite), surtout

<sup>30</sup> Les événements bien reconstruits satisfont un critère basé sur le maximum de vraisemblance [80].

en ce qui concerne les nombreux événements ayant une énergie reconstruite plus faible que celle engendrée.

Globalement, la résolution sur l'énergie reconstruite est quasiment constante sur une grande plage d'énergie (cf. Figure C-15). Elle vaut 0,4 en échelle logarithmique entre 1 TeV et  $10^4$  TeV, ce qui correspond à une incertitude sur l'énergie d'un facteur 2,5 en linéaire.

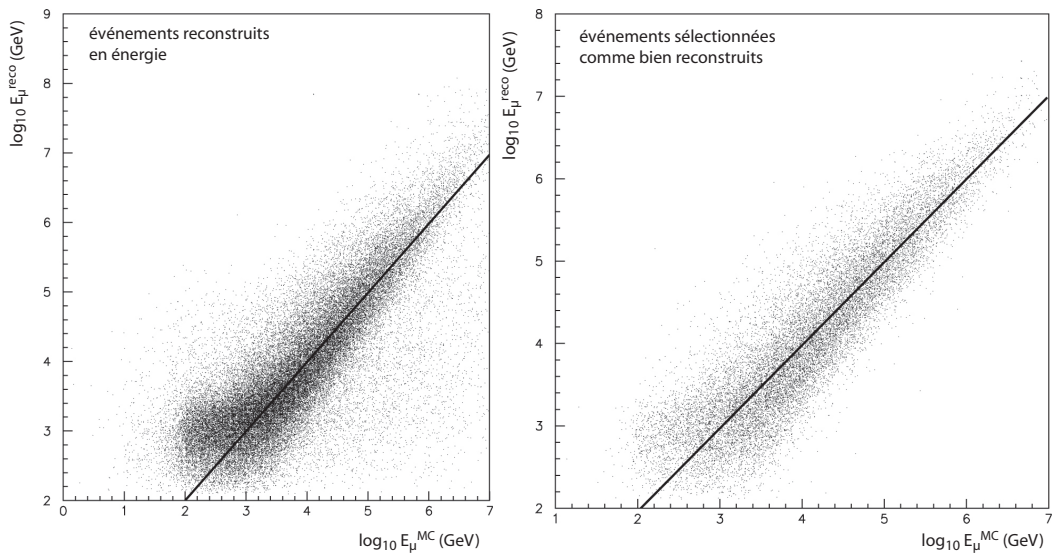


Figure C-14 : Distribution des énergies reconstruites en fonction des énergies vraies : à gauche pour tous les événements reconstruits en énergie et à droite pour les événements sélectionnés comme « bien reconstruits » (coupure sur le maximum de vraisemblance).

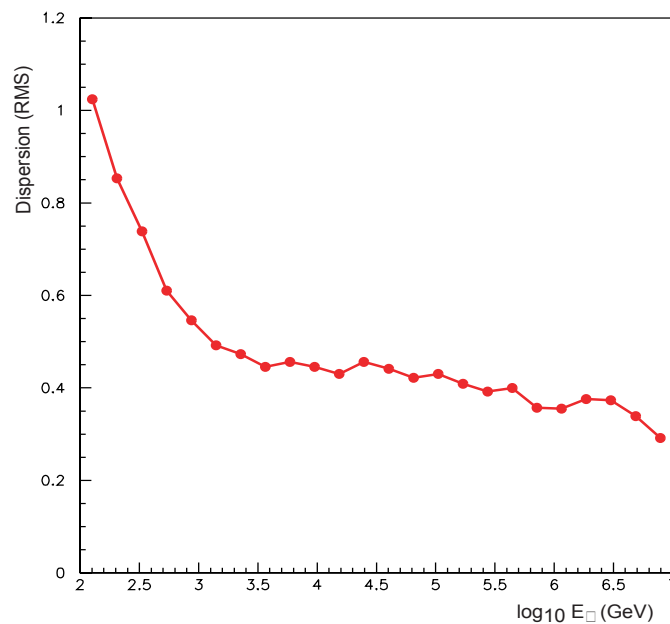


Figure C-15 : Évolution de la dispersion (RMS) de l'estimation de l'énergie en fonction de l'énergie vrai du muon.





## D. SENSIBILITE D'ANTARES A UN ENSEMBLE DE SOURCES PONCTUELLES

Ce chapitre expose la méthode et les résultats de l'analyse de la réponse d'Antares aux sources ponctuelles observées dans le domaine gamma par le satellite Egret. Après un bref descriptif des détecteurs composants ce satellite et des données utilisées pour cette étude, les probabilités de détection des sources et la sensibilité d'Antares (cf. D.2.2.2) seront calculés en détails.

### D.1 Egret : un détecteur de photons de haute énergie

L'astronomie gamma est parvenue à maturité avec le satellite CGRO pour « Compton Gamma Ray Observatory », mis sur orbite en 1991, et contenant à son bord quatre instruments, BATSE, OSSE, COMPTEL et EGRET. Ces instruments ont permis une large couverture spectrale allant de 20 keV à 30 GeV. Ce satellite a fonctionné pendant dix ans avant d'être perdu en 2000, suite à une panne de gyroscopes.

#### D.1.1 Description et caractéristiques

BATSE était dédié à l'observation des sursauts gamma entre 20 keV et 100 keV grâce à des scintillateurs NaI, son champ de vue couvrant l'ensemble du ciel. Il a permis l'identification de plus de 2700 sursauts gamma (cf. A.5.1.4). Le spectromètre OSSE, fonctionnant dans une gamme d'énergie allant de 50 keV à 10 MeV, était dévolu à l'étude des raies nucléaires et au signal d'annihilation d'électron-positron. COMPTEL utilisait l'effet Compton, dominant dans la gamme 1-30 MeV, pour reconstruire la direction de provenance du photon  $\gamma$  incident grâce à deux plans de détection.

À plus haute énergie, entre 20 MeV et 30 GeV, le détecteur EGRET utilisait la conversion du gamma en une paire électron-positron. Le schéma de principe de ce détecteur est représenté Figure D-1. Egret est composé de trois sous détecteurs : un trajectographe, un calorimètre et un dôme anti-coïncidences [81].

Le trajectographe est constitué de deux chambres à fils associées à des plans de convertisseur en tantale. La première chambre possède des plans faiblement espacés pour permettre une bonne précision sur la mesure des trajectoires des particules produites, alors que la seconde chambre, plus basse sur la figure, permet la mesure de leur temps de vol. Cet instrument est efficace, mais souffre de quelques défauts : le temps mort est très élevé (de l'ordre de quelques millisecondes) et les réserves embarquées de gaz sont limitées.

Le calorimètre était composé de 36 blocs de NaI(Tl) optiquement couplés pour former un scintillateur monolithique de huit longueurs de radiation d'épaisseur.

Enfin, pour réduire la quantité de gaz embarqué, un dôme scintillant a été mis au point pour servir de *veto* lorsqu'une particule chargée pénétrait le télescope. Il fournit un excellent facteur de réjection (de l'ordre de  $10^6$ ) et le fond résiduel estimé était inférieur à 10% du fond diffus extragalactique au dessus de 100 MeV (environ  $10^{-5} \gamma \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ). Par contre, un des effets néfastes de ce dôme était de mettre un *veto* sur les événements d'énergie supérieure à quelques GeV, à cause de la rétro-diffusion de particules chargées issues de la cascade dans le calorimètre. Ceci se traduisait par une chute importante de la surface effective d'Egret au

dessus d'environ 10 GeV.

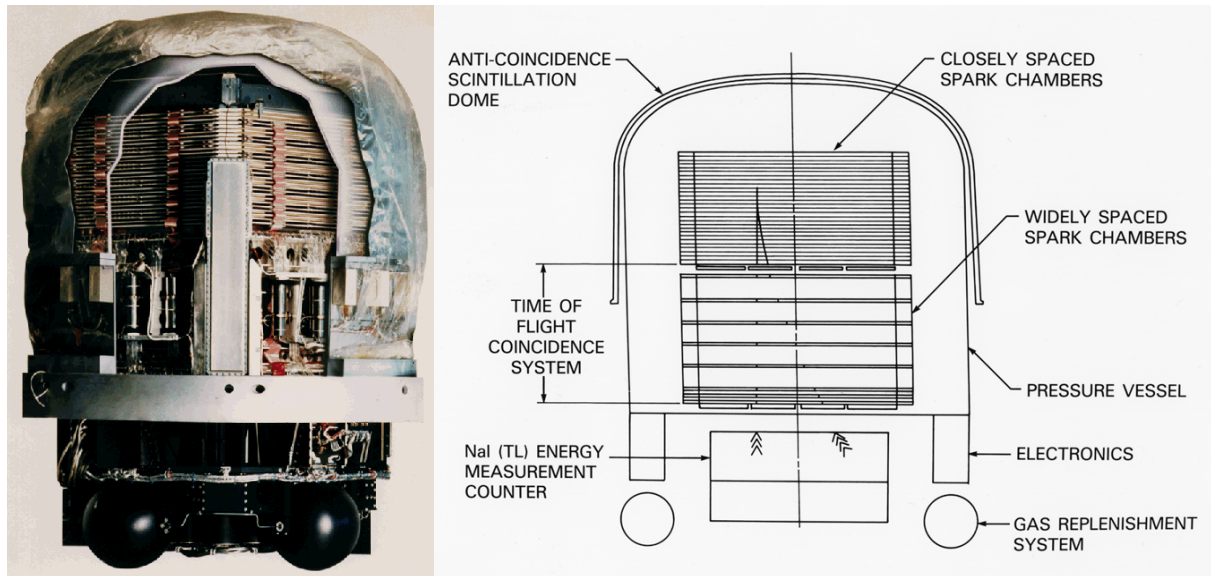


Figure D-1 : Photo et schéma de principe du détecteur Egret.

### D.1.2 Le 3<sup>e</sup> catalogue d'Egret

La synthèse des observations de l'expérience Egret a fait l'objet de publications de plusieurs catalogues successifs. Le troisième catalogue [82], publié en 1999, est le plus récent et recense 274 sources ponctuelles entre 100 MeV et 20 GeV, dont 67 noyaux actifs de galaxie (plus 27 sources détectées compatibles avec un AGN), 6 pulsars, 5 restes de supernovæ et 169 sources non identifiées, cf. Tableau 3.

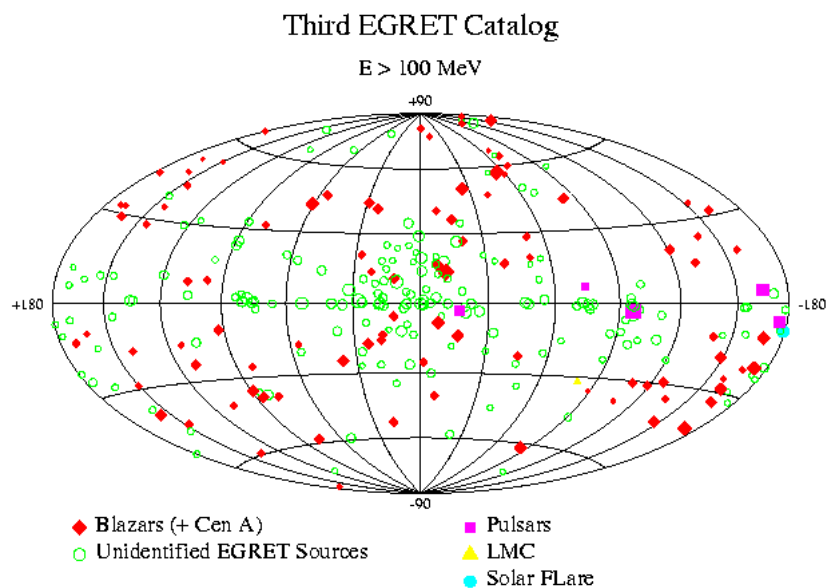


Figure D-2 : Carte en coordonnées galactiques des sources observées par Egret.

Types de sources	Sources identifiées			Sources non identifiées	
	Pulsars	Restes de supernovæ	AGN	$ b  < 10^\circ$	$ b  > 10^\circ$
Nombres de sources	6	5	67(27)	79	90

Tableau 3 : Récapitulatif des sources présentes dans le troisième catalogue d'Egret. 67 de ces sources sont associées avec certitude à un AGN, tandis que pour 27 autres, le lien est seulement probable.  $b$  représente la latitude galactique.

La distribution des indices spectraux mesurés par Egret est représentée sur la partie gauche de la Figure D-3. Elle est relativement gaussienne et centrée sur 2,36. Cependant, l'écart type observé de 0,34 est compatible avec l'erreur sur la mesure effectuée par Egret (cf. Figure D-3, à droite). Cette largeur n'est sans doute pas inhérente aux sources observées, mais plutôt une largeur expérimentale. C'est pourquoi, dans l'analyse qui va suivre, les indices spectraux des sources ne seront pas les indices spectraux mesurés par Egret mais seront fixés a priori. La première valeur retenue est 2,0, c'est-à-dire l'indice spectral naturel avec un mécanisme accélérateur de type Fermi. Ensuite, les valeurs de 2,1 et 2,2 ont été utilisées pour estimer l'effet d'une augmentation de l'indice spectral des sources.

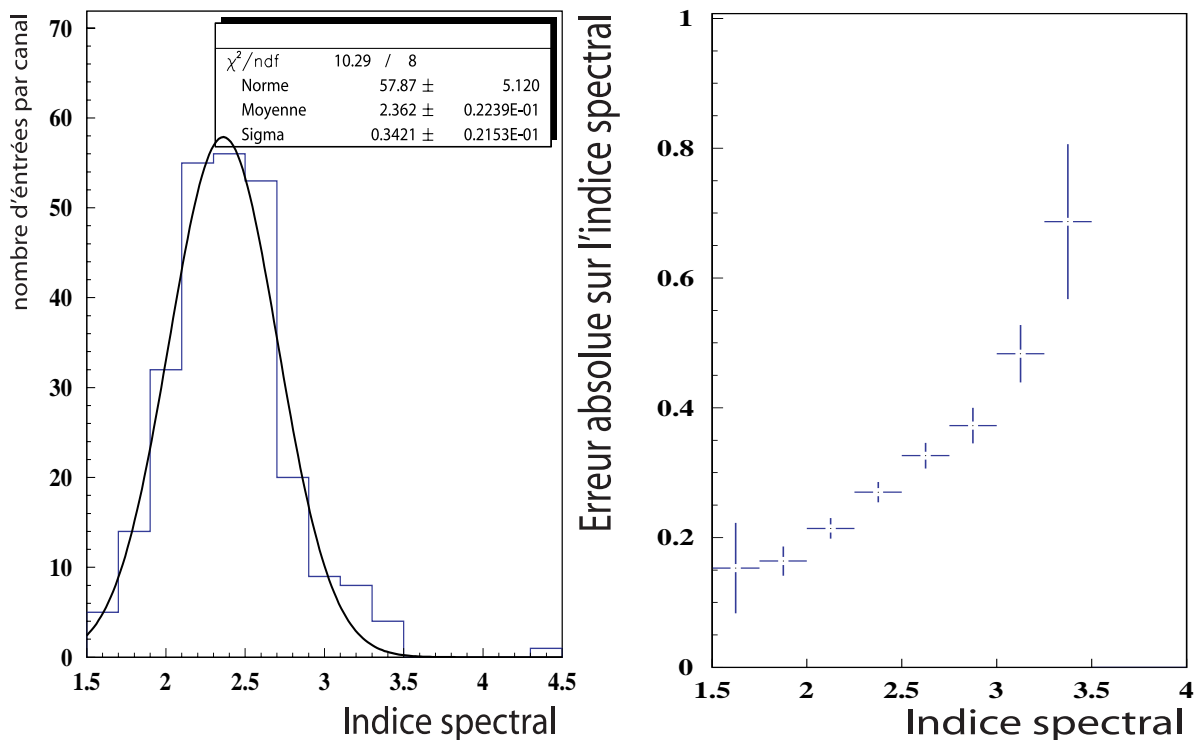


Figure D-3 : À gauche : distribution des indices spectraux mesurés par Egret. À droite : évolution de l'erreur absolue sur la détermination de l'indice spectral en fonction de sa valeur.

## D.2 Observation de corrélations par Antares

Le but de cette analyse est d'étudier le pouvoir de détection d'Antares aux sources ponctuelles observées par Egret. Comme jusqu'à présent aucune observation n'a pu mettre en évidence une émission de neutrinos au dessus de GeV par des sources astrophysiques et que la proportion de neutrinos par rapport au photons n'est pas connue, l'hypothèse choisie pour calculer cette sensibilité est que la production de photons gamma est issue uniquement de processus hadroniques, conduisant à des spectres identiques pour les flux de photons et de neutrinos (cf. A.4.2). De plus, les flux de neutrinos sont supposés égaux à ceux des gammas, sans tenir compte d'une éventuelle absorption au niveau des sources des photons.

### D.2.1 Description des données

Les études suivantes sont faites à partir de données simulées par Monte Carlo. Ces données ont été produites grâce aux outils développés par la collaboration (cf. C.1).

#### D.2.1.1 Sources astrophysiques

Pour chaque source observée par Egret, un milliard d'interactions de neutrinos muoniques par courant chargé (cf. B.1.1) sont engendrées grâce à GENHEN (cf. C.1.1.1) entre  $10$  et  $10^8$  GeV avec un indice spectral de 1,35 afin d'augmenter la statistique à haute énergie. Cette génération est effectuée dans le mode ponctuel qui permet de tenir compte du mouvement apparent de la source dans le ciel (cf. Figure D-4).

Ensuite, les impulsions lumineuses vues par le détecteur sont simulées par le programme KM3 (cf. C.1.1.2) en incluant un bruit de fond optique constant de 60 kHz correspondant au bruit de fond optique. Enfin, ces événements sont reconstruits en direction et en énergie grâce aux algorithmes définis dans les paragraphes C.2.4 et C.3.

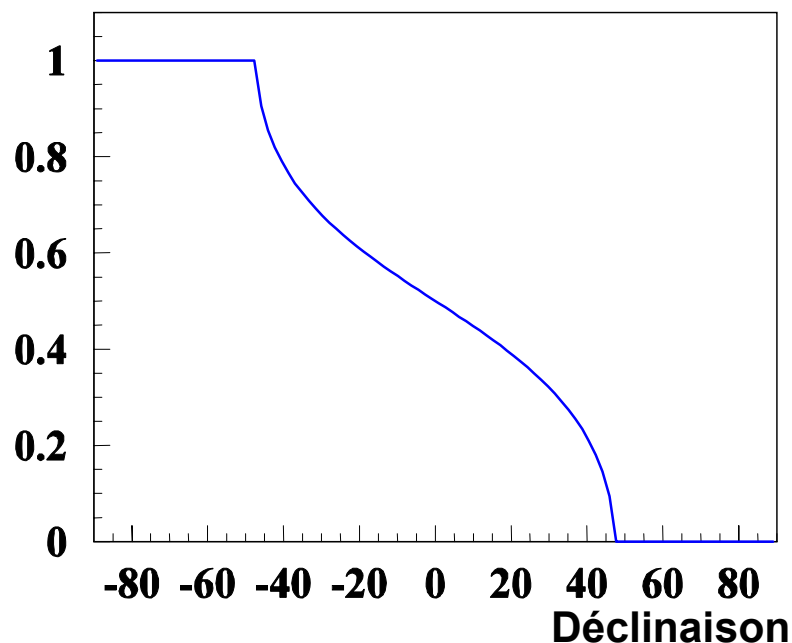


Figure D-4 : Pourcentage de temps de visibilité d'une source par le détecteur Antares, en fonction de sa déclinaison en degrés.

### D.2.1.2 Bruit de fond

Les deux types de bruits de fond physiques sont engendrés indépendamment l'un de l'autre. La génération des neutrinos atmosphériques est effectuée suivant le procédé défini en C.1.1 alors que celle des muons atmosphériques suit celui expliqué dans le paragraphe C.1.2.2.

#### Neutrinos atmosphériques

Les générations de neutrinos atmosphériques disponibles portent sur  $9,5 \cdot 10^{11}$  interactions de neutrinos muoniques et  $1,1 \cdot 10^{12}$  interactions d'anti-neutrinos muoniques, *via* GENHEN par échange de courants chargés dans les deux cas. Toujours dans le but d'augmenter la statistique relative à haute énergie, l'indice spectral de génération est de 1,4 ; par la suite, les événements sont re-pondérés afin d'avoir la distribution en énergie souhaitée. Ces événements se situent entre 10 et  $10^7$  GeV et uniquement dans l'hémisphère inférieur.

Ensuite, le programme KM3 simule la production des photons Tcherenkov et la perte d'énergie des muons produits en y incluant un bruit de fond optique de 60 kHz, comme pour les sources astrophysiques. Pour finir, ces événements passent par les algorithmes de reconstruction de trajectoire et d'énergie.

Le flux est re-pondéré par la suite pour être conforme au flux calculé par le groupe de Bartol (cf. C.1.2.1)

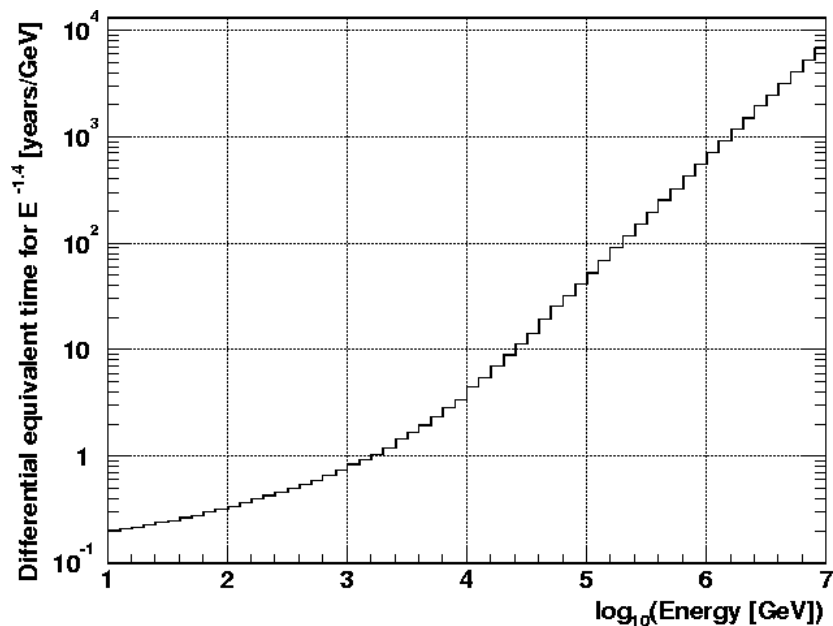


Figure D-5 : Temps de vie équivalent différentiel de la génération de neutrinos atmosphériques utilisée en fonction de l'énergie du neutrino.

#### Muons atmosphériques

La génération des gerbes atmosphériques à l'origine des muons atmosphériques est effectuée grâce au programme HEMAS. Les données utilisées pour cette analyse se fondent sur  $9,8 \cdot 10^7$  interactions de rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère, dont l'énergie

initiale est comprise entre 20 et  $2 \cdot 10^6$  TeV et l'angle d'incidence entre 0 et  $85^\circ$  (cf. Tableau 4).

Gamme d'énergie	20 – 200 TeV		0,2 – 2 PeV		2 – 20 PeV		20 – 200 PeV		0,2 – 2 EeV	
	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.
Proton	$16,5 \cdot 10^6$	1,5	$0,24 \cdot 10^6$	0,8	$36 \cdot 10^3$	1,4	4 800	16	600	174
He	$15,4 \cdot 10^6$	1,4	$0,22 \cdot 10^6$	1,0	$41 \cdot 10^3$	3,0	4 400	39	600	602
CNO	$8,4 \cdot 10^6$	2,0	$0,22 \cdot 10^6$	1,5	$34 \cdot 10^3$	2,4	4 800	51	600	979
Mg-Si	$6,3 \cdot 10^6$	1,9	$0,18 \cdot 10^6$	0,8	$29 \cdot 10^3$	1,4	4 200	30	478	549
Fe	$3,1 \cdot 10^6$	1,9	$0,18 \cdot 10^6$	0,4	$27 \cdot 10^3$	0,5	4 000	5,7	466	59

Gamme d'énergie	20 – 200 TeV		0,2 – 2 PeV		2 – 20 PeV		20 – 200 PeV		0,2 – 2 EeV	
	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.	Ngen	T.E.
Proton	$13,8 \cdot 10^6$	1,4	$1,44 \cdot 10^6$	5,1	$120 \cdot 10^3$	5,3	14 400	57	1810	668
He	$11,6 \cdot 10^6$	1,1	$1,33 \cdot 10^6$	6,6	$104 \cdot 10^3$	9,0	13 300	142	1654	2 170
CNO	$7,3 \cdot 10^6$	1,8	$0,97 \cdot 10^6$	7,3	$84 \cdot 10^3$	7,1	11 800	154	1411	2 950
Mg-Si	$5,1 \cdot 10^6$	1,6	$0,95 \cdot 10^6$	4,8	$81 \cdot 10^3$	4,6	9 000	81	1384	2 100
Fe	$2,8 \cdot 10^6$	1,7	$0,80 \cdot 10^6$	1,9	$45 \cdot 10^3$	0,9	4 500	8,1	1228	207

*Tableau 4 : Récapitulatif des nombres d'interactions de rayons cosmiques primaires engendrés avec HEMAS Ngen et la correspondance en temps de vie équivalent T.E. (en jours). En haut, sont indiquées les valeurs pour un angle d'incidence compris entre 0 et  $60^\circ$  et en bas, entre  $60^\circ$  et  $85^\circ$ .*

Les muons ainsi produits dans les gerbes sont propagés jusqu'au niveau de la mer. Seuls les muons ayant au moins 500 GeV sont alors propagé grâce à PROPMU jusqu'au niveau du détecteur. Enfin, comme pour les autres simulations, la lumière Tcherenkov est simulée avec KM3, avec un bruit de fond de 60 kHz, avant de passer par les algorithmes de reconstruction.

## D.2.2 Sensibilité d'Antares

Deux approches sont envisageables pour calculer la sensibilité d'Antares aux sources ponctuelles observées par Egret. La première consiste à exprimer cette sensibilité en terme de probabilité de détection pour chaque source, en tenant compte de la mesure de flux effectuée par Egret. La seconde méthode se place dans le cadre d'une non observation de signal par l'expérience pour déterminer une limite supérieure sur le flux de neutrino émis par ces sources.

### D.2.2.1 Probabilité de détection

L'approche utilisée dans ce paragraphe pour déterminer la sensibilité d'Antares aux sources ponctuelles observées par Egret est de déterminer la probabilité de détection pour chacune d'entre elles. En effet, étant donné la faible statistique attendue dans le cas d'une expérience de découverte comme Antares (de l'ordre de quelques événements par source et par an), le nombre d'événements effectivement observé lors d'une réalisation de cette expérience suit une loi de Poisson. Ceci est aussi bien vrai pour le signal issu d'une source astrophysique que pour les bruits de fond atmosphériques sous les sources.

Il apparaît donc logique d'exprimer les résultats en terme de probabilité de détection d'une source, c'est-à-dire la probabilité que le signal ajouté au bruit de fond donne significativement plus d'événements que le bruit de fond seul.

#### Méthode générale

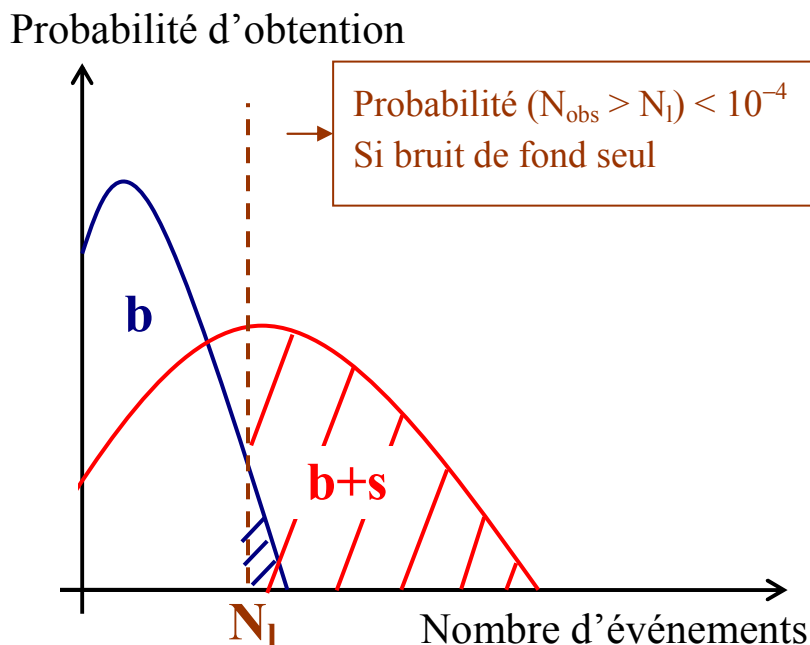


Figure D-6 : Schéma de principe de calcul de la probabilité de détection. Le nombre  $N_1$

La probabilité de détection se calcule en deux étapes. La première ne dépend que du

bruit de fond (cf. Figure D-6) : elle consiste à déterminer le nombre  $N_1$  tel que la probabilité d'observer un nombre d'événements supérieur à  $N_1$ , en présence uniquement du bruit de fond, soit inférieur à une valeur prédéfinie, par exemple  $10^{-4}$ .

Pour la seconde étape, le signal et le bruit de fond interviennent. La probabilité d'observation d'une source est alors obtenue en sommant les probabilité d'obtenir, lors d'une expérience donnée, un nombre d'événements supérieur à  $N_1$ .

Étant donné le faible nombre d'événements attendus dans Antares, la probabilité d'observer un nombre  $N$  d'événements sachant qu'en moyenne une expérience en observera  $n$  est donnée par la loi de Poisson :

$$(72) \quad P(N | n) = \frac{n^N}{N!} e^{-n}.$$

avec  $P(a | b)$  la probabilité d'obtenir  $a$  quand la condition  $b$  est vérifiée. Donc, la probabilité d'observer  $N$  événements sachant que le bruit de fond moyen est  $b$  et que le signal moyen est  $s$ , est également donnée par la loi de Poisson :

$$(73) \quad P(N | n = b + s) = \frac{(b + s)^N}{N!} e^{-(b+s)}.$$

Le niveau de confiance  $CL$  (ici fixé à  $10^{-4}$ ) de cette observation de  $N$  événements pour l'hypothèse du bruit de fond seul est définie comme étant la probabilité d'observer au moins  $N$  événements :

$$(74) \quad CL = \sum_{i=N}^{+\infty} P(i | b) = 1 - \sum_{i=0}^{N-1} P(i | b).$$

Par conséquent,  $N_1$  et la probabilité de détection sont définis comme suit :

$$(75) \quad \begin{cases} 1 - CL = \sum_{i=0}^{N_1-1} P(i | n = b) \\ \text{Probabilité de détection} = \sum_{i=N_1}^{\infty} P(i | n = b + s) \end{cases}$$

Afin d'optimiser cette probabilité de détection, deux sélections peuvent être effectuées sur les événements reconstruits, en plus de la sélection sur la valeur du maximum de vraisemblance (cf. C.2.4.4). La plus évidente de ces sélections utilise la position connue de la source : elle ne conserve que les événements dont la distance angulaire entre la source étudiée et l'événement reconstruit est inférieure à  $\theta_{sel}$ .

Le signal attendu pour les sources astrophysiques de neutrinos possède un indice spectral proche de 2, alors que le bruit de fond, essentiellement issu des neutrinos atmosphériques, possède plutôt un indice spectral de 3,6 (cf. B.2.1). C'est pourquoi la seconde sélection concerne l'énergie reconstruite : ne seront conservés que les événements dont l'énergie reconstruite est supérieure à  $E_{sel}$ .

Enfin, un balayage est effectué dans le plan  $(E_{sel}, \theta_{sel})$  afin de trouver le couple  $(E_{sel}^{opt}, \theta_{sel}^{opt})$  qui maximise la probabilité de détection.



### Probabilité pour un flux donné

Les résultats présentés dans ce paragraphe correspondent aux mesures de flux observées par Egret au dessus de 100 MeV. Par contre, l'indice spectral a été modifié pour varier entre 2 et 2,2, tout en conservant le flux mesuré par Egret constant, ce qui revient à recalculer la constante de normalisation. Pour étudier la réponse d'Antares à ces sources, il est nécessaire de convertir ce flux en un flux différentiel :  $d\phi/dE = A_\gamma (E/E_0)^{-\gamma}$ , avec  $E_0 = 1 \text{ GeV}$ . Or :

$$(76) \quad \phi = \int_{0,1 \text{ GeV}}^{+\infty} \frac{d\phi}{dE} dE$$

Pour  $\gamma = 2$ , le résultat est simplement :  $A_2 = \phi / 10$ .

La Figure D-7 montre quelques exemples des résultats obtenus en balayant le plan  $(E_{\text{sel}}, \theta_{\text{sel}})$ . La Figure D-7 a) présente le cas de la source 3EG J0834-4511, aussi appelée le pulsar de Vela, dont le flux différentiel de neutrino est  $d\phi/dE = 8,34 \cdot 10^{-3} \text{ E}^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Avec une déclinaison de  $-45,2^\circ$ , cette source se situe presque au maximum de sensibilité du détecteur (cf. Figure D-4). De plus, son flux est particulièrement important : c'est la source la plus lumineuse observée par Egret avec  $843,3 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Dans ces conditions, quelque soit le couple  $(E_{\text{sel}}, \theta_{\text{sel}})$  choisi, avec  $\theta_{\text{sel}} > 0,12^\circ$ , la probabilité de détection de ce pulsar est supérieure à 99% avec un niveau de confiance de 99,99%.

La Figure D-7 b) montre le résultat obtenu pour la source 3EG J0534+2200 à une déclinaison de  $22,01^\circ$ , plus connu sous le nom de pulsar du Crabe. Pour cette déclinaison, Antares est environs 60% moins sensible que pour celle du pulsar de Vela ; mais cette source est suffisamment puissante ( $d\phi/dE = 2,26 \cdot 10^{-3} \text{ E}^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) pour être encore visible. Par contre, sa probabilité de détection maximale n'est plus que de 87,29% avec pour coupures optimales :  $\log_{10}(E_{\text{sel}}) = 2,98$  et  $\theta_{\text{sel}} = 0,56^\circ$ .

Les structures visibles dans la distribution de probabilité en fonction des coupures sont dues au comportement du bruit de fond. En effet, celui-ci ne dépend que de la déclinaison de la source, il augmente avec  $\theta_{\text{sel}}$  et diminue quand  $E_{\text{sel}}$  augmente. D'où la forme de la distribution de  $N_i$ . De plus,  $N_i$  étant nécessairement un nombre entier, sa distribution possède donc une forme en escalier.

Les résultats pour les sources 3EG J1639-4702 et 3EG J1652-0223 de déclinaison  $-47,04^\circ$  et  $-2,40^\circ$  sont représenté sur les Figure D-7 c) et d). Leur comportement est très similaire à celui observé pour le pulsar du Crabe, seulement leur intensité, respectivement  $0,532 \cdot 10^{-3} \text{ E}^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $0,184 \cdot 10^{-3} \text{ E}^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , est telle que leur probabilité de détection est bien plus faible : respectivement 50,37% et 3,39%.

Dans le Tableau 5 sont indiqués le nombre d'événements simulés restant après les coupures optimales, qui dépend essentiellement de la position de la source dans le ciel, et le nombre moyen correspondant d'événements attendus par an pour ces quatre sources.

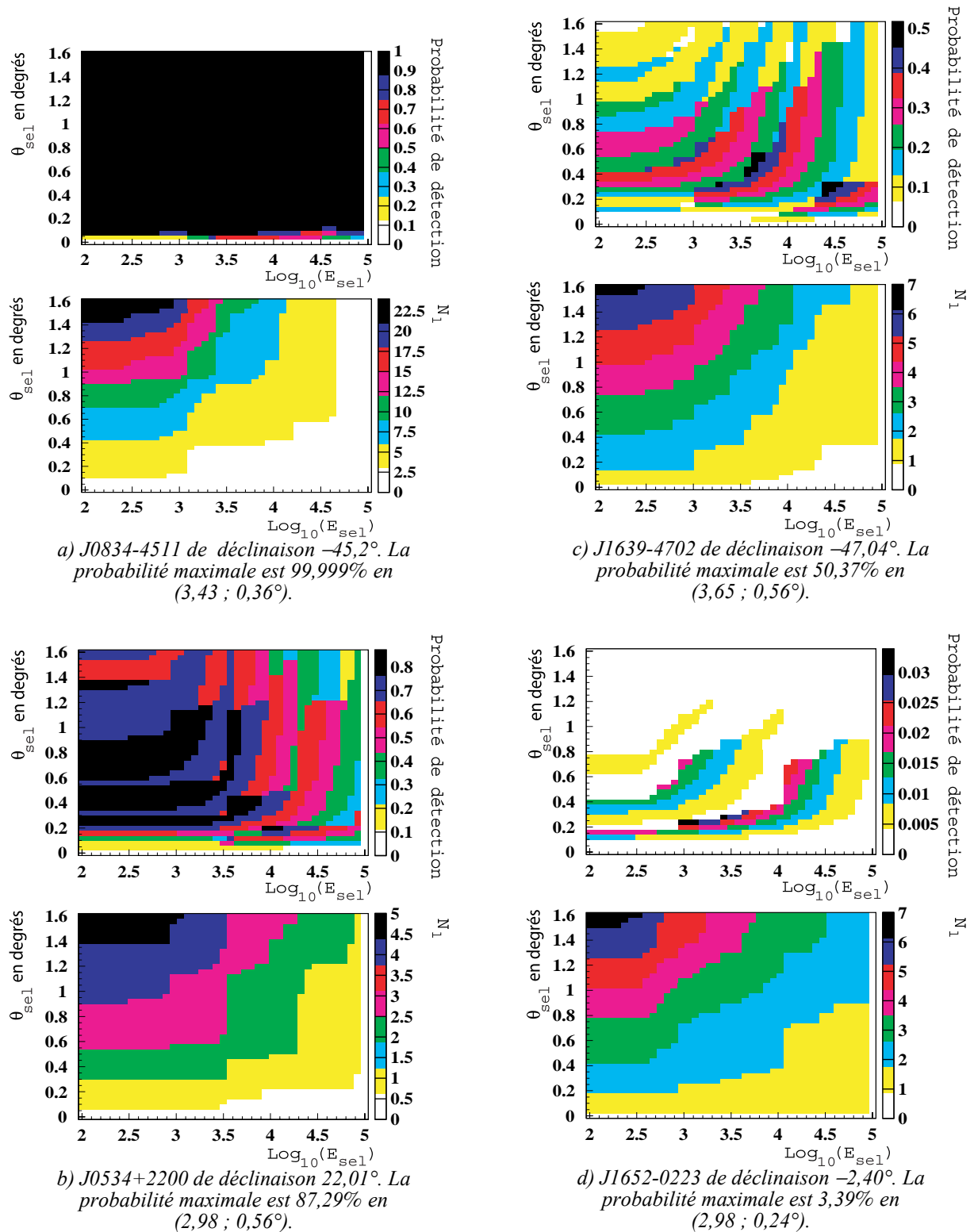


Figure D-7 : Les figures a) à d) présentent, codé par différentes teintes :

- en bas, la distribution du nombre  $N_i$ . Ce nombre correspond au nombre minimal d'événements qui doit être observé par Antares en un an pour que l'hypothèse de la seule contribution du bruit de fond ait un niveau de confiance inférieure à  $10^{-4}$ ,
- en haut, la probabilité que la source en question soit détectée par Antares en un an. C'est-à-dire la probabilité que le nombre d'événements observés soit supérieur ou égal à  $N_i$ .

En abscisse est représenté  $\log_{10}(E_{sel}/1 \text{ GeV})$  et en ordonnée,  $\theta_{sel}$  exprimé en degrés. L'indice spectral des sources est de 2.

Nom de la source	Nombre d'événements simulés restants	Nombre moyen d'événements attendus par an
Pulsar de Vela	2 540	20,3
3EG J0534+2200	1 522	4,89
3EG J1639-4702	3 006	1,68
3EG J1652-0223	1 477	0,27

Tableau 5 : exemples de nombres d'événements simulés et attendus par an après les coupures optimales pour quatre sources.

Les distributions des coupures optimales  $\theta_{\text{sel}}^{\text{opt}}$  et  $E_{\text{sel}}^{\text{opt}}$  sont indiquées sur la Figure D-9. Pour la coupure en énergie, une valeur privilégiée est clairement visible autour de  $\log_{10}(E_{\text{sel}}) = 3,36$ , c'est-à-dire  $E_{\text{sel}} \sim 2,3$  TeV : valeur proche mais inférieure au maximum de sensibilité d'Antares pour un spectre en  $E^{-2}$  (cf. Figure D-8). La distribution de la coupure angulaire optimale présente aussi une valeur moyenne de  $0,47^\circ$ , ce qui est de l'ordre de grandeur de la précision angulaire d'Antares aux dessus de 1 TeV (cf. Figure C-13).

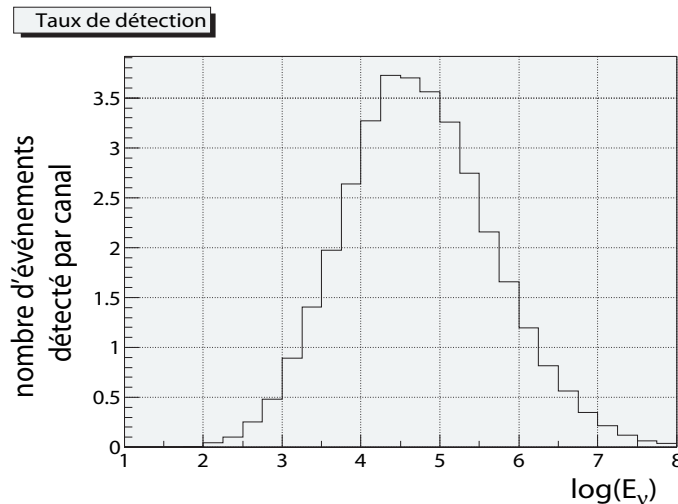


Figure D-8 : Distribution des événements détectés par Antares pour un flux différentiel en  $E^{-2}$  en fonction du logarithme en base 10 de leur énergie vraie. La normalisation du flux utilisée est arbitraire.

La distribution des probabilités maximales<sup>31</sup> présente deux pics, l'un centré autour de 20% et l'autre autour de 5% (cf. Figure D-10). Mais leur existence n'est que la conséquence de la distribution non uniforme du flux (cf. Figure D-11) et du lien direct entre le flux mesuré par Egret et la probabilité de détection dans Antares comme le montre la Figure D-12. Sur cette dernière figure, la dispersion des points est due aux différentes positions des sources en déclinaison qui correspondent à différentes sensibilités pour Antares. Comme attendu, un effet de saturation pour des flux importants, tels que  $d\phi/dE > 10^{-3} E^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$ , est visible avec une probabilité de détection qui tend vers 1.

<sup>31</sup> Bien que les sources ayant une probabilité de détection inférieure à 10% ne présentent pas un grand intérêt du point de vue de l'observation, elles sont présentées afin de mieux apprécier l'évolution de cette probabilité avec l'indice spectral (cf. Figure D-15).

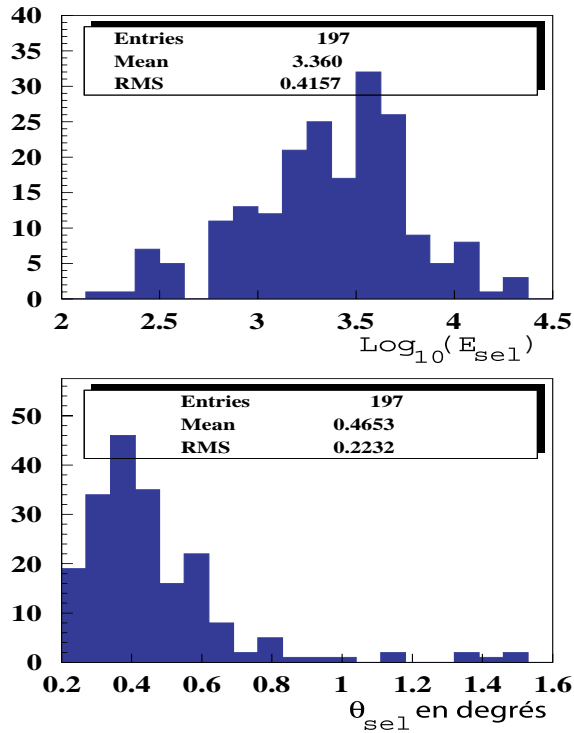


Figure D-9 : Distribution des  $\log_{10}(E_{sel})$  (en haut) et  $\theta_{sel}$  (en bas, en degrés) pour les sources dont la probabilité est supérieure à 0,1%.

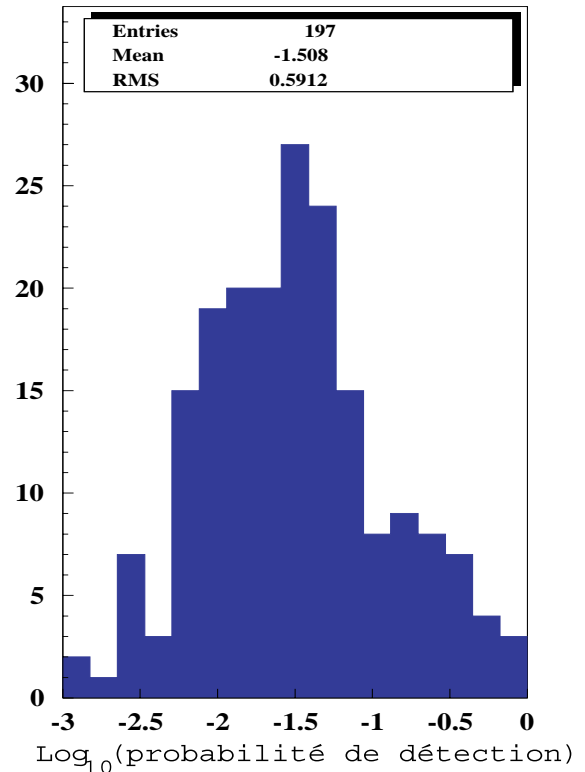


Figure D-10 : Distribution des probabilités de détection maximale pour les probabilités supérieures à 0,1%.

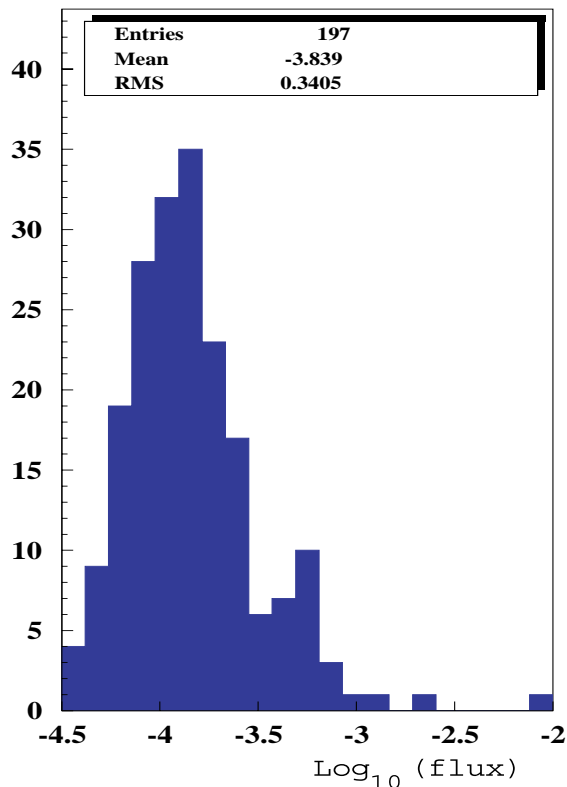


Figure D-11 : Distribution de  $\log_{10}(E^2 d\phi/dE / 1 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1})$ .

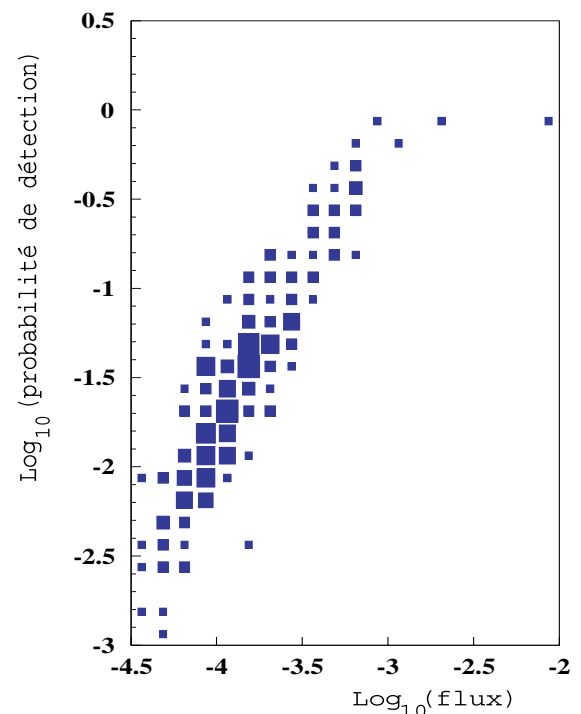


Figure D-12 : Logarithme de la probabilité de détection en fonction de  $\log_{10}(E^2 d\phi/dE / 1 \text{ GeV m}^{-2} \text{ s}^{-1})$ . La taille des boîtes est proportionnelle au nombre de sources.

Les distributions du signal de la source astrophysique et du bruit de fond au niveau des coupures optimales sont représentées sur la Figure D-13 et Figure D-14. La première possède une forme tout à fait analogue aux distributions des Figure D-10 et Figure D-11. Par contre la seconde distribution montre que le bruit de fond doit toujours être inférieur à  $15 \cdot 10^{-3}$  événement attendu par an, sauf pour les deux sources les plus lumineuses pour lesquelles le bruit de fond attendu peut atteindre 0,61 et 0,43 événement par an. Cette limite est la simple conséquence du niveau de confiance demandé, à savoir  $1-10^{-4} = 99,99\%$ , pour des sources émettant extrêmement peu de neutrinos et donc pour lesquelles le nombre événements par an attendu est de l'ordre ou plus petit que 1.

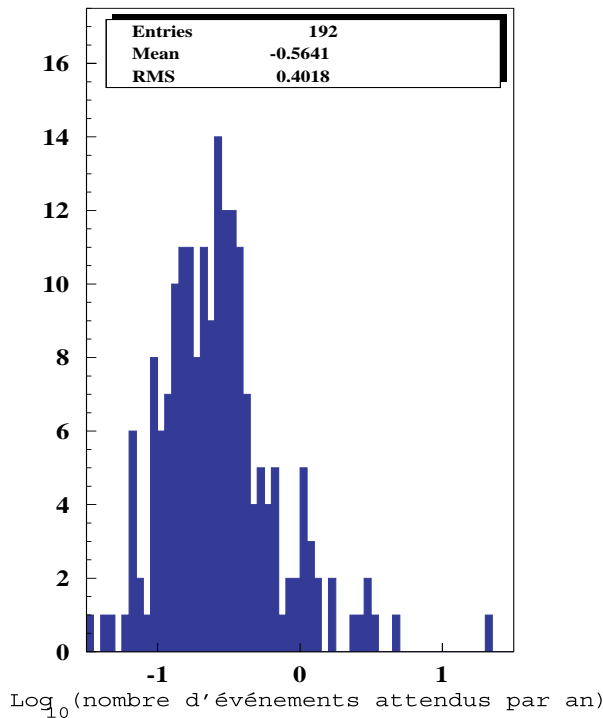


Figure D-13 : Distribution du logarithme en base dix du nombre moyen d'événements produits par les sources avec les coupures optimales.

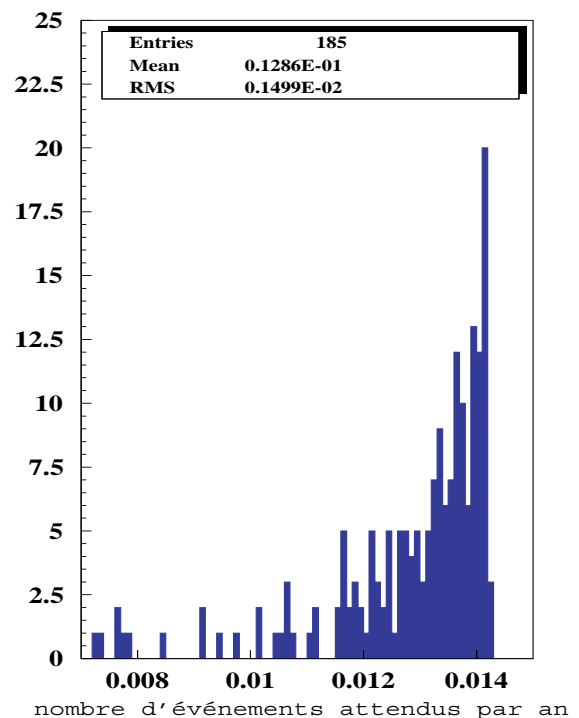


Figure D-14 : Distribution du bruit de fond attendu par an sous les sources avec les coupures optimales.

N'apparaissent pas ici les bruits de fond associée aux 7 sources les plus intenses qui sont de 2 à 3 événement par an.

Les onze sources les plus prometteuses sont, par ordre décroissant de la probabilité de détection en un an :

- 3EG J0834-4511 ou pulsar de Vela de déclinaison  $-45,2^\circ$  et d'ascension droite  $128,73^\circ$ , avec une probabilité de détection de pratiquement 100%,
- 3EG J0633+1751 ou pulsar de Geminga de déclinaison  $17,86^\circ$  et d'ascension droite  $98,49^\circ$ , avec une probabilité de détection de 99,4%,
- 3EG J0534+2200 ou pulsar du Crabe de déclinaison  $22,01^\circ$  et d'ascension droite  $83,57^\circ$ , avec une probabilité de détection de 87,3%,
- 3EG J0210-5055, un candidat AGN dont le décalage vers le rouge a été mesuré et vaut 1,003, de déclinaison  $-50,93^\circ$  et d'ascension droite  $32,58^\circ$ , avec une probabilité de détection de 76,6%,
- 3EG J1746-2851, un autre candidat AGN de déclinaison  $-28,86^\circ$  et d'ascension

- droite  $266,51^\circ$ , avec une probabilité de détection de  $73,2\%$ ,
- 3EG 1410-6147, un candidat AGN de déclinaison  $-61,73^\circ$  et d'ascension droite  $212,73^\circ$ , avec une probabilité de détection de  $63,4\%$ ,
  - 3EG J1027-5817 de déclinaison  $-58,27^\circ$  et d'ascension droite  $156,9^\circ$ , avec une probabilité de détection de  $63,3\%$ ,
  - 3EG J1710-4439, un candidat AGN, de déclinaison  $-44,67^\circ$  et d'ascension droite  $257,55^\circ$ , avec une probabilité de détection de  $57,6\%$ ,
  - 3EG 1048-5840, un candidat AGN de déclinaison  $-58,68^\circ$  et d'ascension droite  $162,14^\circ$ , avec une probabilité de détection de  $56,2\%$
  - 3EG 1639-4702 de déclinaison  $-47,04^\circ$  et d'ascension droite  $249,78^\circ$ , avec une probabilité de détection de  $50,4\%$
  - 3EG J2020+4017 de déclinaison  $40,3^\circ$  et d'ascension droite  $305,25^\circ$ , avec une probabilité de détection de  $50,2\%$ ,

Nom de la source	Indice spectral Nature	2,0	2,1	2,2
Pulsar de Vela	Pulsar	$\sim 100\%$	$95,6\%$	$30,5\%$
Pulsar de Geminga	Pulsar	$99,4\%$	$48,8\%$	$12,5\%$
Pulsar du Crabe	Pulsar	$87,3\%$	$25,0\%$	$3,5\%$
3EG J0210-5055	AGN ?	$76,6\%$	$19,3\%$	$2,2\%$
3EG J1746-2851	AGN ?	$73,2\%$	$11,8\%$	$1,3\%$
3EG J1410-6147	AGN ?	$63,4\%$	$13,8\%$	$1,7\%$
3EG J1027-5817		$63,3\%$	$16,1\%$	$4,4\%$
3EG J1710-4439	AGN ?	$57,6\%$	$16,6\%$	$4,5\%$
3EG J1048-5840	AGN ?	$56,2\%$	$10,7\%$	$1,5\%$
3EG J1639-4702		$50,4\%$	$7,6\%$	$0,9\%$
3EG J2020+4017		$50,2\%$	$8,5\%$	$0,9\%$

*Tableau 6 : Récapitulatif des probabilités de détection obtenues avec des indices spectraux de 2,0, 2,1 et 2,2. Les différentes évolutions en fonction de cet indice sont dues aux différentes déclinaisons des sources.*

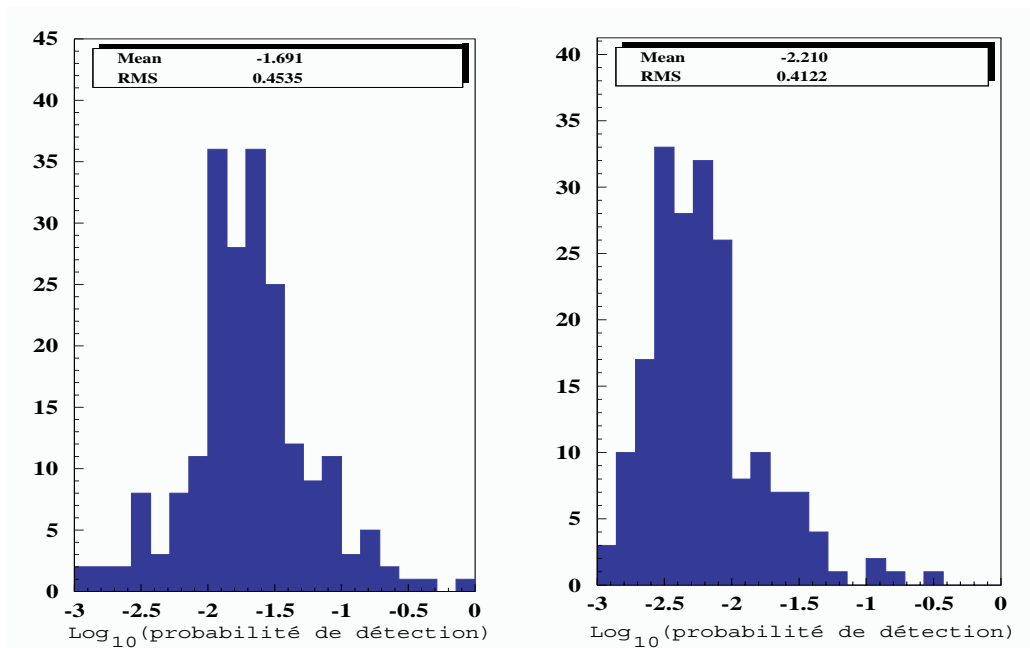


Figure D-15 : Distribution des probabilités de détection maximale pour les probabilités supérieures à 0,1%, à gauche pour un indice spectral de 2,1 et à droite de 2,2.

Les résultats obtenus en effectuant le même type de calcul de sensibilité avec des indices spectraux différents sont résumés dans le Tableau 6 et les distributions des probabilités pour les indices spectraux de 2,1 et 2,2 sont représentées sur la Figure D-15.

Pour tous ces calculs, un bruit de fond optique constant de 60 kHz a été utilisé, négligeant ainsi l'effet des pics de bioluminescence. Ces pics, qui peuvent dépasser le MHz, saturent les modules optiques et les rendant donc aveugle et induisant un temps mort de moins de 5%. Pour estimer cet effet, 5% et 10% des modules optiques ont été supprimés de façon aléatoire avant la reconstruction des événements pour quelques sources. Le bruit de fond physique, les neutrinos atmosphériques, n'ont pas été modifiés ; les résultats obtenus, présentés dans le Tableau 7, sont donc des estimations pessimistes de la réalité.

Nom de la source	Probabilité de détection référence	Probabilité de détection avec 5% des MO supprimés	Probabilité de détection avec 10% des MO supprimés
Pulsar de Vela	99,99%	99,99%	99,99%
Pulsar de Geminga	99,39%	99,25%	99,21%
Pulsar du Crabe	87,3%	86,2%	85,2%
3EG J0210-5055	76,6%	74,2%	71,5%
3EG J1027-5817	63,3%	61,2%	58,4%
3EG J1710-4439	57,6%	54,5%	51,3%
3EG J2020+4017	50,2%	49,1%	47,0%

Tableau 7 : Probabilités de détection avec 0%, 5% et 10% des modules optiques supprimés afin de simuler l'effet de la bioluminescence.

L'effet de cette suppression de 5% des modules optiques est faible : il fait varier la probabilité de détection des sources de 0% à 3% suivant les cas. La bioluminescence affecte donc assez peu le pouvoir de détection d'Antares.

### Flux pour une probabilité donnée

Après avoir étudié la réponse du détecteur Antares à un flux donné de neutrino, une autre mesure du pouvoir de détection de cette expérience peut être obtenu en calculant quel est le flux nécessaire pour qu'une source donnée ait une probabilité de détection fixée en un an, par exemple 50%. Le résultat d'un tel calcul avec des indices spectraux pour les sources valant 2,0, 2,1 et 2,2 est présenté sur la Figure D-16.

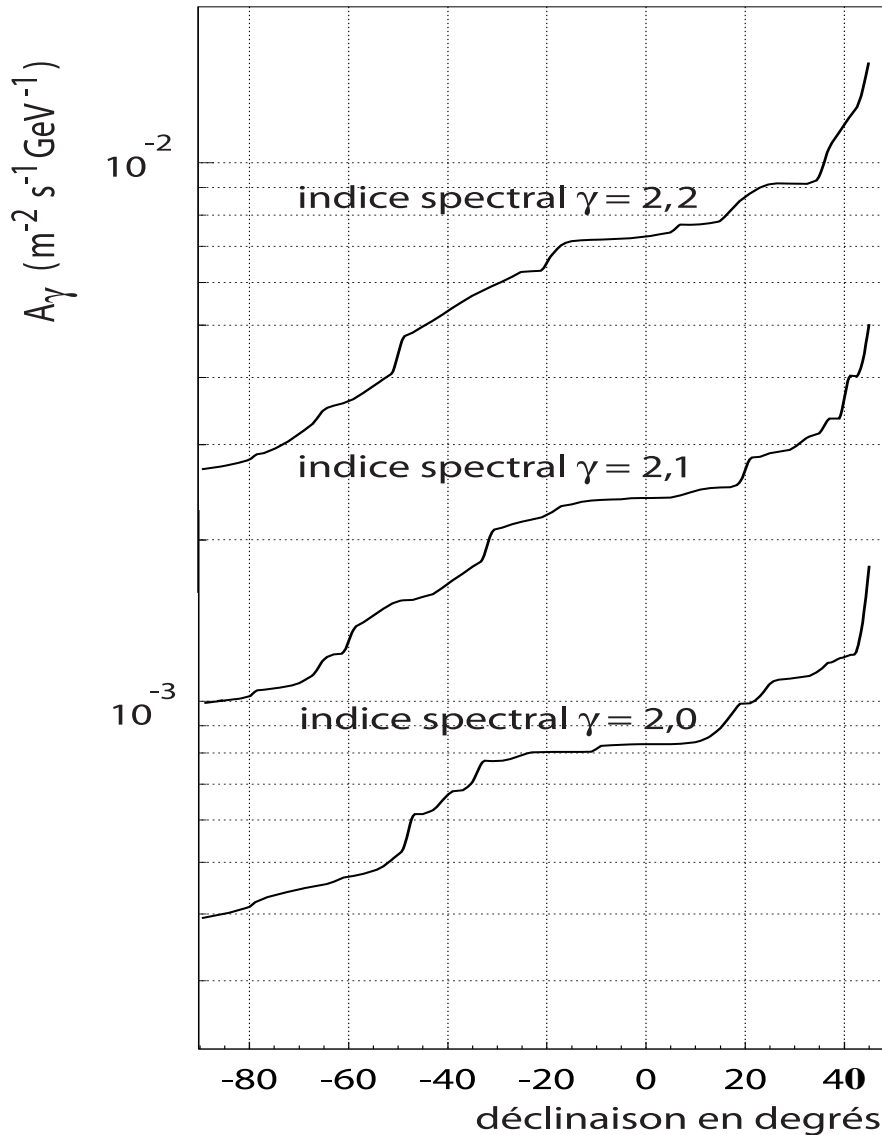


Figure D-16 : Flux nécessaire pour une source pour avoir une probabilité de détection égale à 50% en fonction de sa déclinaison pour différents indices spectraux.

#### D.2.2.2 Limite supérieure de sensibilité

##### Méthode générale

Dans l'hypothèse où Antares ne détecterait aucune source ponctuelle, une limite supérieure sur le flux émis par les sources astrophysiques de neutrinos peut être calculée. Cette limite dépend donc uniquement du bruit de fond. Celui-ci sera mesuré aisément par le



détecteur quand l'acquisition des données aura commencée, mais pour le moment, il sera estimé à partir des simulations Monte Carlo utilisées dans le calcul de la probabilité de détection.

La limite sur le nombre moyen d'événements de signal  $s_1$  qui pourra être déduite de la mesure de  $N$  événements pour un bruit de fond  $b$ , qui dépendent des coupures  $E_{sel}$  et  $\theta_{sel}$ , est obtenue en recherchant quel est le nombre moyen  $n_1 = s_1 + b$  qui permet d'associer à cette observation particulière une probabilité  $(1-CL)$  de provenir d'une fluctuation du bruit. Le nombre moyen  $n_1$  est donc défini comme suit :

$$(77) \quad 1 - CL_N(n_1) = \sum_{i=0}^N P(i | n_1) \text{ et } CL_N(n_1) > CL ,$$

Il s'agit donc de déterminer le nombre moyen de signal  $s_1$  qui permet de vérifier l'équation (77). Pour ce faire, le niveau de confiance  $CL$  doit être défini au préalable, par exemple 90%. Et  $s_1$  représente donc le nombre moyen d'événements de signal qui doit être observé pour permettre d'attribuer l'observation des  $N$  événements à une observation d'un signal provenant d'une source ponctuelle, avec une probabilité de  $CL$ .

Pour prendre en compte toutes les observations possibles, et donc tous les  $N$  possibles, la sensibilité moyenne est obtenue en moyennant les différents  $s_1$  calculés avec les différents  $N$  pondérés par  $P(N|n=b)$  :

$$(78) \quad \langle s_1 \rangle = \sum_{N=0}^{\infty} s_1 P(N | n = b) .$$

Pour cela, à chaque observation  $N$  possible, le  $s_1$  et la probabilité d'avoir effectué cette observation avec un bruit de fond moyen de  $b$  sont calculés respectivement grâce à l'équation (77) et grâce à la loi de Poisson définie par l'équation (73). Ceci permet de définir la limite supérieure moyenne d'événements de signal  $\langle s_1 \rangle$  à  $CL$  de niveau de confiance qu'il sera possible de déterminer en l'absence de signal.

À une déclinaison donnée, cet exercice doit être répété pour chaque couple de coupures de sélection  $(E_{sel}, \theta_{sel})$  afin de choisir le couple optimal qui donnera la meilleure sensibilité pour la déclinaison en question.

## Résultats

L'extraction de la limite sur le flux à partir de  $\langle s_1 \rangle$  nécessite de se donner une hypothèse sur la forme du spectre en énergie du flux de neutrinos incidents :

$$(79) \quad \frac{d\phi}{dE_\nu} = A_\gamma \left( \frac{E_\nu}{E_0} \right)^{-\gamma} ,$$

avec  $E_0 = 1 \text{ GeV}$ ,  $A$  la constante de normalisation du flux et  $\gamma$  son indice spectral. La simulation donne pour chaque indice spectral le nombre  $s_\gamma$  d'événements de signal produit par ce flux pour les coupures optimales  $(E_{sel}^{opt}, \theta_{sel}^{opt})$  calculées par la méthode définie dans le paragraphe précédent. La limite de sensibilité en terme de flux est donc définie comme étant le flux  $A_\gamma^{lim} E^{-\gamma}$  qui donnera  $\langle s_1 \rangle$  événements dans le détecteur, avec :

$$(80) \quad A_\gamma^{lim} = A_\gamma \frac{\langle s_1 \rangle}{s_\gamma} .$$

Ceci signifie qu'il ne sera sensible qu'aux flux supérieurs à la sensibilité définie dans la formule précédente, c'est-à-dire à des facteurs de normalisation  $A > A_\gamma^{lim}$  pour les flux

possédant le même indice spectral  $\gamma$ . Bien entendu, comme  $\langle s_l \rangle$  dépend de la déclinaison, cette limite va elle aussi être une fonction de la déclinaison.

Dans le cas d'un spectre en  $E^{-2}$ , deux exemples caractéristiques de distribution de  $A_2(\langle s_l \rangle/s_2)$  dans le plan  $(E_{sel}, \theta_{sel})$  sont représentés dans la Figure D-17 et la Figure D-18 pour des déclinaisons respectives de  $14,97^\circ$  et  $-57,14^\circ$ . Le point  $(E_{sel}^{opt}, \theta_{sel}^{opt})$  qui minimise  $A_2(\langle s_l \rangle/s_2)$  et donne donc la valeur de  $A_2^{lim}$  y est indiqué par un point noir. Ces deux figures montrent que seule la coupure angulaire est efficace pour obtenir la meilleure limite et qu'une coupure en énergie n'améliore pas du tout ce résultat. Le résultat final de la limite de sensibilité d'Antares à 90% de niveau de confiance sur des sources de positions connues ayant un spectre en  $E^{-\gamma}$  avec  $\gamma=2,0, 2,1$  ou  $2,2$  est représenté sur la Figure D-19. La meilleure valeur est obtenue pour un spectre en  $E^{-2}$  avec une déclinaison de  $-90^\circ$  et vaut  $3,64 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$ ; tandis que la sensibilité diverge pour des déclinaisons supérieures à  $40^\circ$ . Pour les spectres en  $E^{-2,1}$  et  $E^{-2,2}$ , les meilleures limites sont aussi obtenues pour une déclinaison de  $-90^\circ$  et valent respectivement  $1,03 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$  et  $2,68 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$ .

La forme de cette limite de sensibilité est la conséquence du pourcentage du temps de visibilité des sources en fonction de leur déclinaison, représenté sur la Figure D-4. La sensibilité d'Antares est donc nulle pour les sources de déclinaison supérieure à  $47^\circ$  et augmente lorsque la déclinaison diminue. Cependant, cette sensibilité continue d'augmenter en dessous de  $-47^\circ$  alors que la Figure D-4 présente un plateau. Pour comprendre cet effet, prenons l'exemple d'une source située à une déclinaison de  $-50^\circ$ . Cette source est toujours visible mais est en limite du champ d'observation pendant une fraction de temps non négligeable. En effet, le détecteur est optimisé pour les neutrinos verticaux et est moins sensible aux trajectoires proche de l'horizontal. Au fur et à mesure que la déclinaison de la source diminue encore, cette fraction de temps en limite de champs diminue, ce qui explique que la sensibilité d'Antares continue d'augmenter.

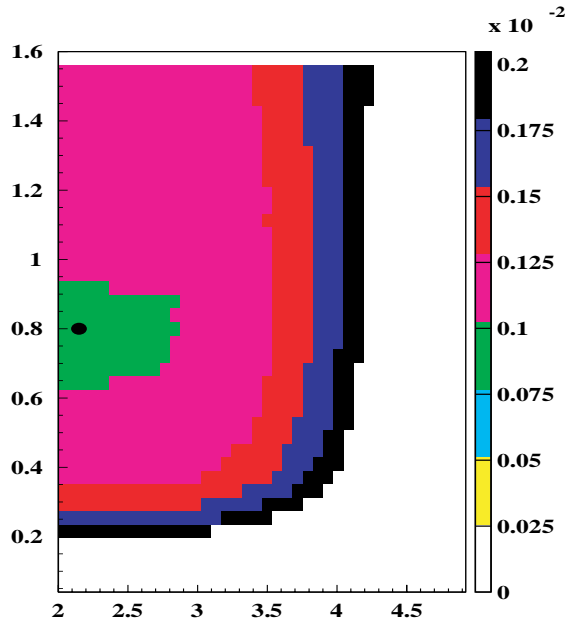


Figure D-17 : Distribution dans le plan  $(E_{sel}, \theta_{sel})$  de  $A_2(\langle s_l \rangle/s_2)$  à la déclinaison  $14,97^\circ$ . Le point noir indique la position de la valeur minimale qui est  $A_2^{lim}$ .

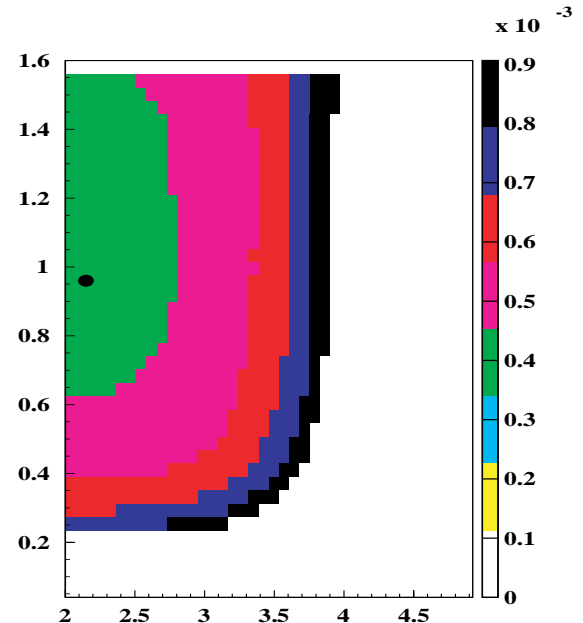


Figure D-18 : Distribution dans le plan  $(E_{sel}, \theta_{sel})$  de  $A_2(\langle s_l \rangle/s_2)$  à la déclinaison  $-57,14^\circ$ . Le point noir indique la position de la valeur minimale qui est  $A_2^{lim}$ .

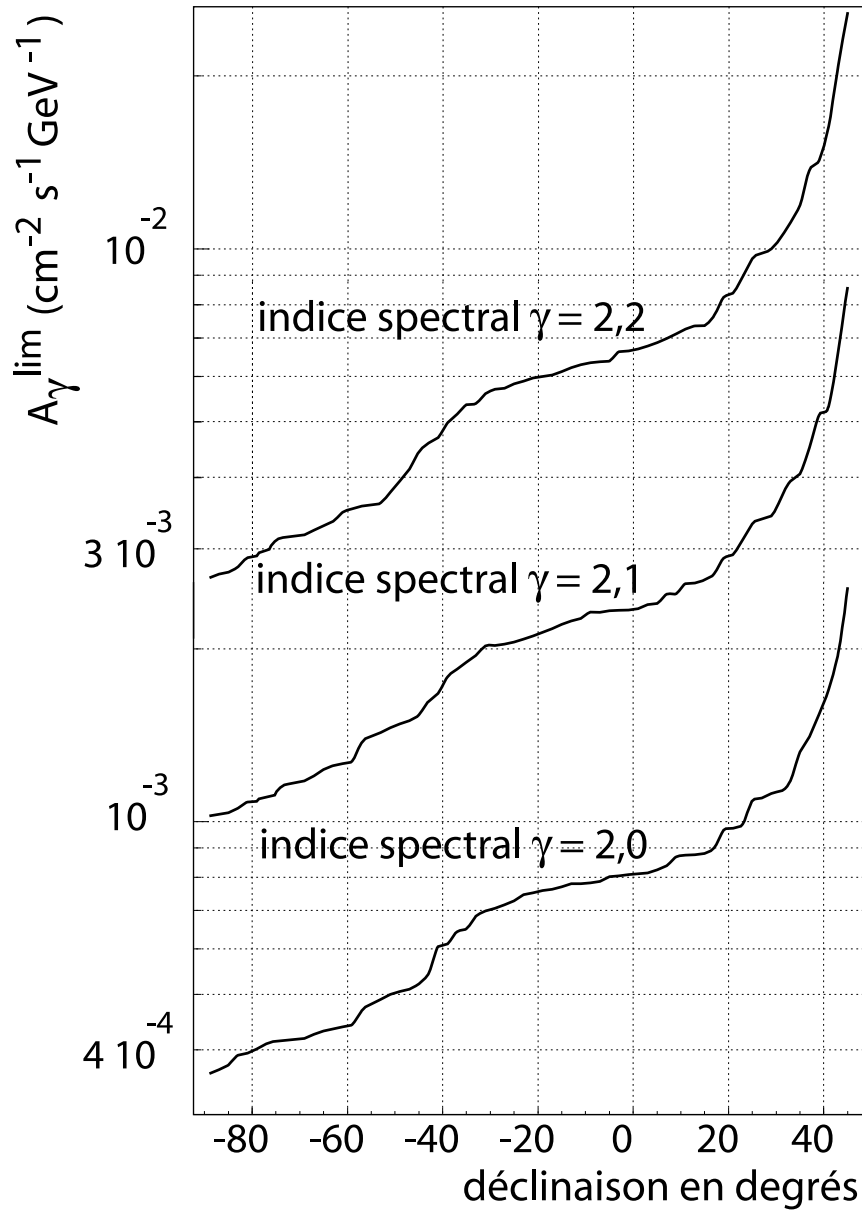


Figure D-19 :  
Sensibilité d'Antares  
aux sources  
ponctuelles de  
positions connues à  
90% de niveau de  
confiance pour des  
indices spectraux de  
2,0 , 2,1 et 2,2 .



## E. UN PROTOTYPE : LA LIGNE SECTEUR

Le développement d'un télescope à neutrino sous marin comme Antares nécessite de procéder par étapes successives, afin de démontrer la faisabilité du projet et de valider les options technologiques choisies. L'avant dernier prototype nommé « ligne 5 » et les résultats qu'il a obtenus vont être rapidement décrits avant de détailler le fonctionnement de celui appelé « ligne secteur », déployé en 2003. Ensuite, la reconstruction d'événements de muons atmosphériques grâce à ce prototype sera décrite ainsi qu'une tentative d'utiliser ces résultats pour un étalonnage en temps d'un secteur.

### E.1 L'ancêtre : la ligne 5

Plusieurs dispositifs destinés à étudier l'environnement marin ont tout d'abord été immergés. Puis une première ligne, baptisée « ligne 4 », permettant de tester le positionnement acoustique a été mise à l'eau en 1998. Elle comportait plusieurs compas, inclinomètres, courantomètres ainsi qu'un célérimètre. Cette ligne a ensuite été modifiée pour accueillir 8 photomultiplicateurs et devenir la « ligne 5 », qui fut déployée le 25 décembre 1999 par 1 200 m de fond et récupérée le 21 juillet 2000. Elle était reliée à la côte par un câble électro-optique de 40 km.

Un schéma de la « ligne 5 » est représenté sur la Figure E-1. La ligne est composée de deux câbles séparés de 2,3 m et maintenus verticaux par une bouée. Ces câbles supportent seize étages espacés de 15 m contenant chacun deux sphères en verre. Huit de ces sphères sont équipées de modules optiques, six contiennent des instruments pour le système de positionnement, et les autres sont vides.

Cette ligne a fonctionné suivant plusieurs modes de prise de données qui sont :

- le mode « acoustique », destiné au positionnement du détecteur et à l'étude de son comportement sous l'influence du courant marin,
- le mode « étalonnage », afin de comprendre toute la chaîne d'acquisition et d'analyse des données,
- le mode « bruit de fond », pour l'étude du bruit de fond optique,
- le mode « muon », autorisant la prise de données provenant des muons atmosphériques (cf. section B.2.2).

L'analyse des données issues de ce dernier mode ont fait l'objet d'une thèse [35] et la distribution angulaire obtenue, comparée à une simulation Monte Carlo, est représenté sur la Figure E-2. La structure observée, composée de deux pics, sera expliquée dans la section E.5.2.

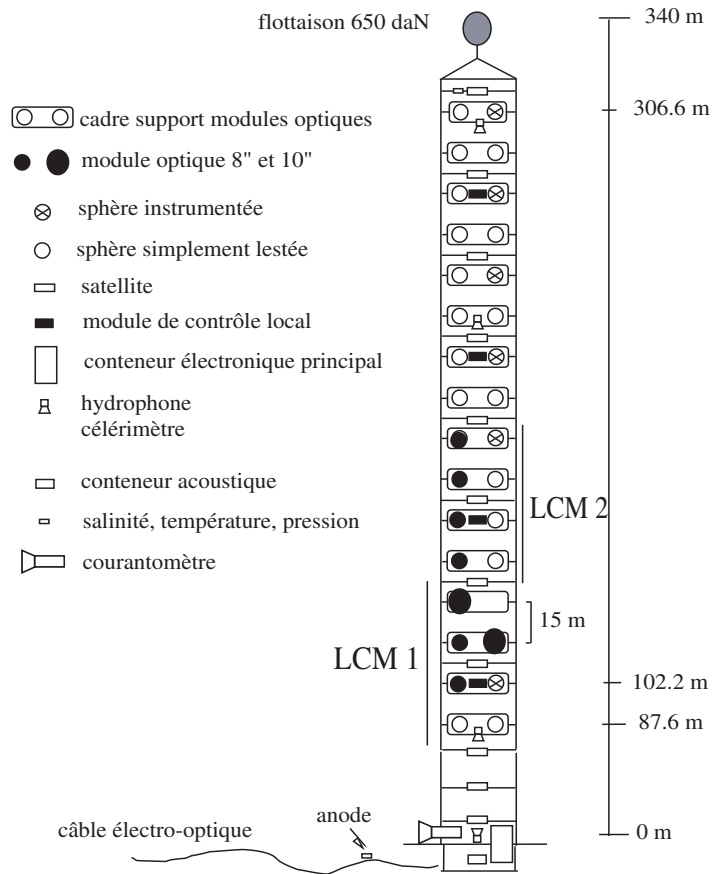


Figure E-1 : Schéma du démonstrateur « ligne 5 ».

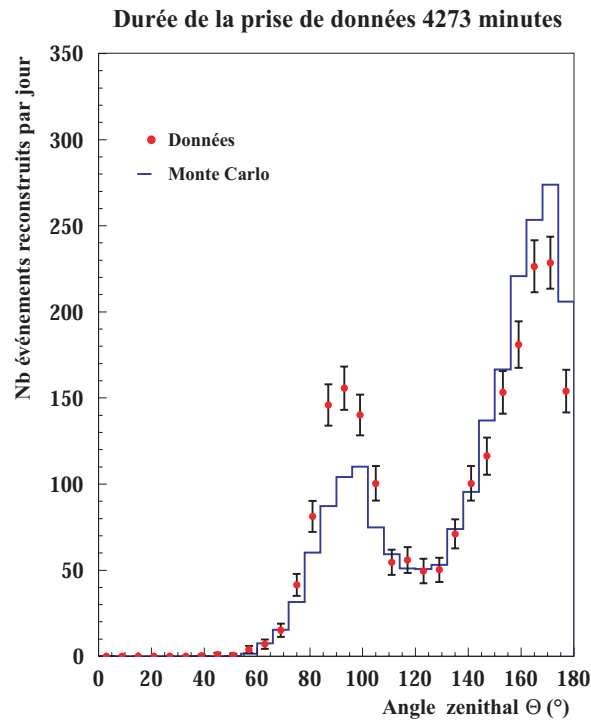


Figure E-2 : Distributions angulaires reconstruites des muons atmosphériques à partir des données réelles et des données simulées.

## E.2 L'histoire de la ligne secteur

Après avoir passé le cap du démonstrateur qui a établi la faisabilité du déploiement d'un télescope à neutrino en Méditerranée, la collaboration Antares a décidé de développer un prototype qui reprenne la configuration finale d'une ligne de détection, et déployé sur le site Antares, afin de valider toutes les options technologiques choisies. Dans cet optique, la fabrication d'une ligne complète était envisageable mais toutes les fonctionnalités pouvaient déjà être vérifiées en utilisant un seul secteur (c'est-à-dire un cinquième de ligne). De plus, cette option permettait d'économiser du temps lors de l'intégration des différents éléments et ainsi de pouvoir utiliser pour la connection le sous marin « le Nautille » de l'Ifremer<sup>32</sup>. Ce prototype devait donc permettre de tester par exemple les procédures de déploiement et de récupération d'une ligne, le mouvement sous la contrainte du courant, les effets de la corrosion à moyen terme.

En outre, il a été décidé de déployer une ligne dite instrumentée qui avait pour objectif de mesurer continûment les différents paramètres du milieu marin sur le site Antares, comme la salinité, la température, la vitesse du son et le coefficient d'atténuation optique (cf. B.4.2.2).

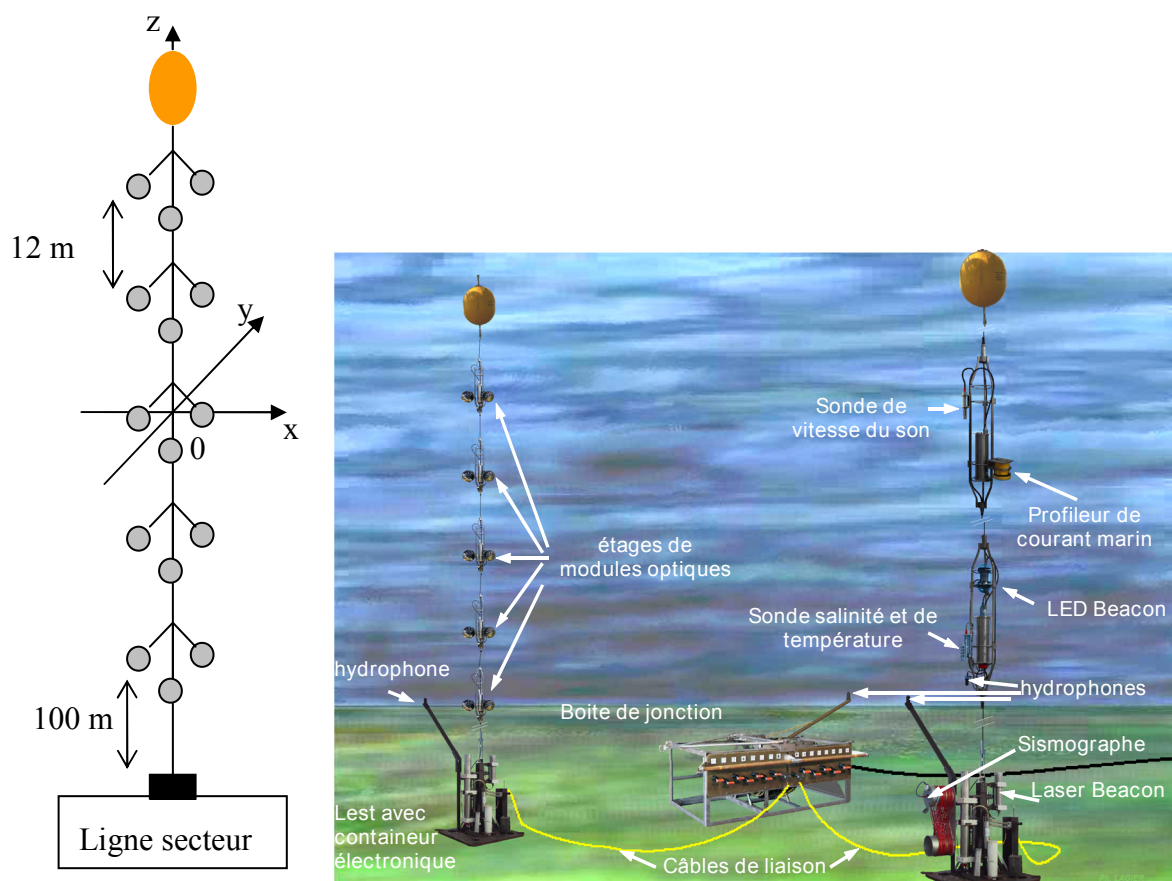


Figure E-3 : Schéma représentant la ligne secteur et la ligne instrumentée connectées à la boîte de jonction.

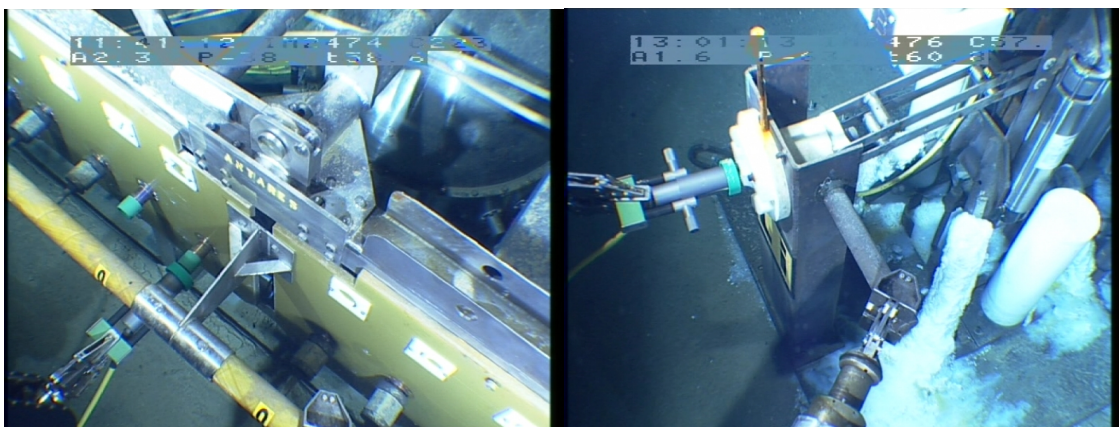
<sup>32</sup> L'Ifremer disposait à ce moment là d'un seul sous marin capable d'opérer sur le site Antares et il devait partir pour une mission dans l'océan atlantique début 2003 pour une durée de l'ordre d'un an. Il fallait donc être capable de déployer le prototype assez rapidement : en un an et demi environ.



La ligne secteur (cf. Figure E-3) avait une structure identique à une ligne finale : elle était composée d'étages, cinq au total, constitués de trois photomultiplicateurs regardant à 45° vers le bas, d'un câble électro-optique qui liait les étages entre eux, d'une base contenant l'électronique de contrôle lent et la distribution de puissance électrique, et d'une bouée assurant le complément de flottaison afin de maintenir la ligne verticale. L'électronique utilisée n'était pas l'électronique finale, mais c'était la première fois que les différents composants étaient utilisés ensemble, permettant ainsi de vérifier complètement toute la chaîne d'acquisition.



*Figure E-4 : Photo de la ligne secteur à Marseille. Les cinq étages et le câble électro-optique sont visibles en arrière plan alors que la base contenant l'électronique de contrôle lent et la distribution de puissance est en avant plan. Le prototype est prêt à être installé dans la chambre noire (salle bleue à droite de la photo) pour une série de tests.*



*Figure E-5 : Photos, prises par le sous-marin le Nautile, montrant la connection entre le boîte de jonction (photo de gauche) et la ligne instrumentée (photo de droite).*



Une fois le prototype monté, des tests ont été effectués en chambre noire pour vérifier ses fonctionnalités et pour l'étalonner. Cela a permis, en particulier, de valider l'électronique d'acquisition, la distribution de puissance, les différentes fonctionnalités du contrôle lent, la transmission des données, mais aussi d'étalonner les différents composants électroniques, comme les ARS, et de mesurer les écarts en temps, causés par des longueurs de câbles différents, entre des données provenant de différentes parties du détecteur.

La ligne secteur a été déployée le 22 décembre 2002 sur le site Antares qui est à une profondeur de 2 475 m, et la ligne instrumentée le 12 février 2003, à proximité. Les 16 et 17 mars, ces deux lignes ont été reliées à la boîte de jonction par le sous-marin le Nautilus, de l'IFREMER (cf. Figure E-5). Elles ont été récupérées à la fin de l'été 2003. Les prochaines étapes importantes pour Antares sont les déploiements : d'un nouveau prototype début 2005, de la première ligne de détection à l'été 2005 et enfin du détecteur complet début 2007.

## E.2.1 Les enseignements

Ce paragraphe va détailler quelques uns des enseignements acquis grâce à la ligne secteur. En effet, cette étape, qui a consisté en la fabrication, le déploiement, la mise en fonctionnement et la récupération d'une ligne prototype, a permis à la collaboration Antares d'approfondir son expertise et de valider plusieurs de ses choix technologiques.

### E.2.1.1 Le fonctionnement global

#### L'électronique

Les principales fonctionnalités qui devaient être vérifiées étaient : la mise en route et le réglage des différents paramètres du détecteur *via* le contrôle lent, la distribution de puissance, les performances du système d'acquisition et de transmission asynchrone des données. Globalement, tout a très bien fonctionné.

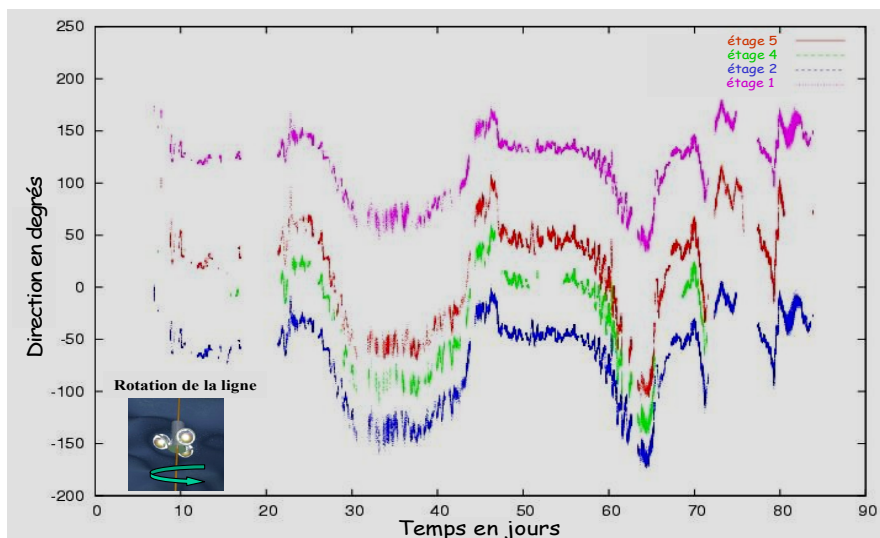


Figure E-6 : Évolution environ un mois de l'orientation de deux étages consécutif de la ligne secteur par rapport au nord magnétique.

Cependant, un problème est apparu sur la fibre optique transportant le signal d'horloge, au niveau du câble électro-optique allant de la base du prototype au premier étage. Les signaux de l'horloge transmis depuis la côte ne pouvaient pas atteindre les différents étages, rendant impossible la mesure précise du temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs, et donc la reconstruction de muons atmosphériques. Ce problème était dû à un changement de

dernière minute des gaines de fibres optiques par le fournisseur. Par conséquent, la collaboration a choisi de changer de type de câble pour les prochaines lignes, en exigeant une technologie plus habituelle et éprouvée pour des utilisations sous marine, comme précisé au départ.

Pour sa part, le contrôle lent a permis de mesurer l'évolution de la température et de l'humidité à l'intérieur des conteneurs en titane, ou encore l'orientation des étages par rapport au nord magnétique, obtenue grâce à des compas (cf. Figure E-6).

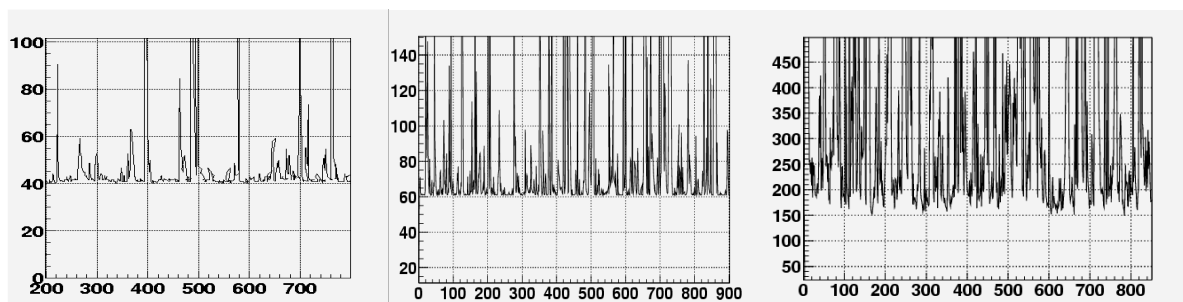
### La mécanique

Le comportement mécanique des lignes, durant le déploiement puis pendant la période d'immersion, a aussi pu être vérifié. Ainsi, la mise à l'eau des lignes prototypes a permis de valider les techniques de déploiement comme la capacité de déposer les lignes sur le fond marin à un mètre près. De plus, les lignes se sont globalement très bien comportées sous les effets combinés de la pression du milieu et de la tension. Cependant, un problème d'étanchéité au niveau d'un des conteneurs en titane a été observé. Il était dû à un joint torique hors spécifications qui a causé une entrée d'eau de quelques centimètres cube d'eau en sept mois. Ceci explique pourquoi l'étage impliqué, celui du milieu, n'a jamais fonctionné une fois immergé.

Un autre objectif de cette phase était de contrôler le mouvement de la ligne sous l'influence du courant marin. Or, le système de positionnement acoustique utilise l'horloge pour mesurer le temps de parcours des signaux sonores. Le signal d'horloge ne pouvant atteindre les différents étages de la ligne secteur à cause du problème de fibre optique décrit précédemment, cette vérification n'a pas pu être faite. Toutefois, les données des inclinomètres et des compas ont permis de montrer que la ligne est restée globalement verticale.

#### E.2.1.2 L'environnement marin

La mesure des paramètres du milieu marin, comme la vitesse du courant, a été effectuée pour la première fois sur une longue période sur le site Antares. Les valeurs obtenues concordent avec celles déjà mesurées : par exemple, la vitesse du courant est en moyenne de l'ordre 4 cm/s et a toujours été inférieure à 10 cm/s.



*Figure E-7 : Exemples de taux de comptage exprimé en kHz en fonction du temps en secondes. La ligne de base ainsi que le taux de pics sont très variables.*

Plusieurs régimes ont été observés dans l'activité de bioluminescence du site Antares (cf. Figure E-7) : le taux de comptage, pour la ligne de base, peut varier de 40 kHz à plus de 200 kHz et le taux de pics de bioluminescence, défini comme la proportion de temps pendant lequel le taux de comptage est supérieur de 20% à celui de la ligne de base, varie de quelques

pourcents à près de 40%.

### E.3 Description des données simulées

La collaboration Antares a développé différents outils permettant de simuler les phénomènes physiques détectables par Antares et la réponse du détecteur (cf. C.1).

Cependant, le seul signal observable par une ligne telle que la ligne secteur est constitué par les muons atmosphériques, le flux de neutrinos atmosphérique étant trop faible. Les données utilisées pour cette étude, engendrées par HEMAS (cf. C.1.2.2), sont le résultat de  $3,6 \cdot 10^9$  interactions de rayons cosmiques primaires avec l'atmosphère ayant un angle d'incidence compris entre  $0$  et  $70^\circ$  et isotrope en azimut. L'énergie minimale des particules à l'origine des gerbes atmosphériques simulées est de 1 TeV par nucléon.

Les muons produits lors du développement de ces gerbes atmosphériques sont propagés jusqu'au niveau de la mer. Ensuite, seuls ceux possédant une énergie supérieure à 250 GeV sont propagés grâce à PROPMU (cf. C.1.2.2) jusqu'au site Antares. Un seuil à 20 GeV est fixé pour poursuivre la simulation (cf. Tableau 8).

	Nombre d'événements (correspondant à 27 heures de données)
Gerbes atmosphériques	$3,6 \cdot 10^9$
Simulés par KM3 (un coup au moins originaire du muon)	705 625
Nombre d'étages touchés $\geq 4$	18 902
Nombre d'étages touchés = 5	3 267

Tableau 8 : Quelques chiffres à propos des données Monte Carlo utilisées pour l'étude de la ligne secteur.

Le volume sensible pour la génération des photons Tcherenkov *via* KM3 (cf. C.1.1.2) est la cannette habituelle (cf. Figure C-1) dont la distance au détecteur est de 100 m (environ deux longueurs d'atténuation effective). Un bruit de fond optique de 60 kHz par photomultiplicateur est ajouté pour tenir compte du bruit de fond optique.

Enfin, la ligne simulée est rigoureusement verticale sans aucune rotation : les photomultiplicateurs sont strictement alignés verticalement. Le pied de la ligne secteur est à 2 475 m de fond.

### E.4 Caractérisation des multi muons

Plusieurs muons issus d'une même gerbe atmosphérique peuvent atteindre le détecteur. Ces muons arrivent en même temps, illuminent le détecteur de façon complexe et peuvent ainsi conduire à une mauvaise reconstruction de l'événement. Ces événements pour lesquels les impulsions lumineuses vues par le détecteur proviennent d'au moins deux muons différents sont appelés multi-muons. Ils peuvent en particulier être reconstruits comme un muon montant, simulant un neutrino. Il est donc important pour Antares de bien simuler et caractériser ce bruit de fond afin de bien estimer ces effets. Par exemple, les multi-muons émettent plus de lumière que des muons simple : 8,2 photo-électrons sont vus en moyenne par la ligne secteur dans le cas d'un multi-muon, à comparer avec 5,2 p.e. de moyenne lorsqu'un

seul muon éclaire le détecteur. La proportion de multi-muons va donc augmenter après la reconstruction.

Les figures suivantes, Figure E-8 et Figure E-9, comparent les propriétés des multi-muons au niveau du détecteur pour la ligne 5, qui était à 1 200 m de profondeur, et la ligne secteur, à 2 475 m. Les données comparées sont issues de la même simulation de gerbes atmosphériques : elles diffèrent seulement par la profondeur jusqu'à laquelle les muons ont été propagés et par la taille de la canette utilisée :  $L = 3\lambda_{\text{att,eff}}$  (cf. Figure C-1) pour la ligne 5 par rapport à  $L = 2\lambda_{\text{att,eff}}$  pour la ligne secteur, afin de compenser la perte de statistique<sup>33</sup>. Aussi bien pour la multiplicité, nombre de multi-muons par événements, que pour la distance entre les muons d'un même événement, les distributions entre les deux profondeurs sont similaires. Cependant, le nombre d'événements au niveau de la ligne secteur est beaucoup plus faible en raison de sa plus profondeur.

De plus, la distance entre paires de muons appartenant à un même événement (cf. Figure E-9) diminue fortement avec la profondeur. En effet, les muons les plus à l'extérieur d'une gerbe possèdent moins d'énergie que les muons au cœur de la gerbe et sont donc arrêtés plus tôt que ces derniers. La taille des « paquets » de multi-muons diminue donc avec la profondeur. La Figure E-10 (à gauche) montre bien que plus l'énergie moyenne du « paquet » de muons est élevée et plus ce « paquet » est resserré en moyenne. Enfin, la Figure E-10 (à droite) montre que plus la gerbe contient de muons et plus leur énergie moyenne est faible.

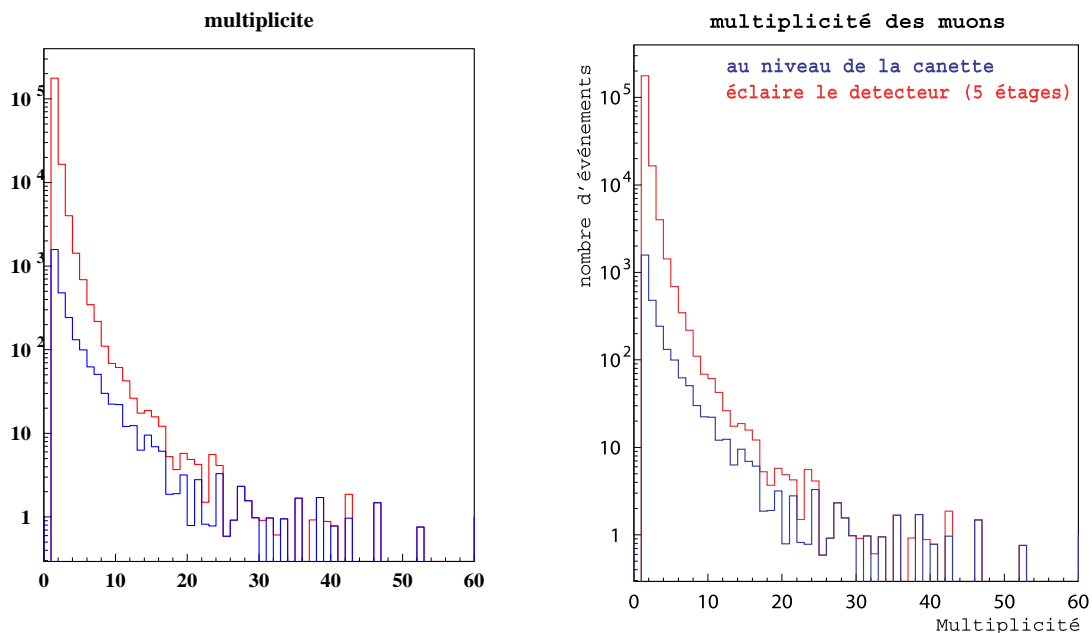


Figure E-8 : Multiplicité des muons engendrés pour la ligne 5 au niveau de la canette (à gauche) et pour la ligne secteur au niveau de la canette (à droite, courbe du haut) et pour les muons ayant éclairé les cinq étages de la ligne (à droite, courbe du bas).

<sup>33</sup> Le rapport des flux à 2 475 m et à 1 200 m est supprimé exponentiellement par un facteur :  $\exp(-2\,475 / 1\,200) \sim 0,127$ .

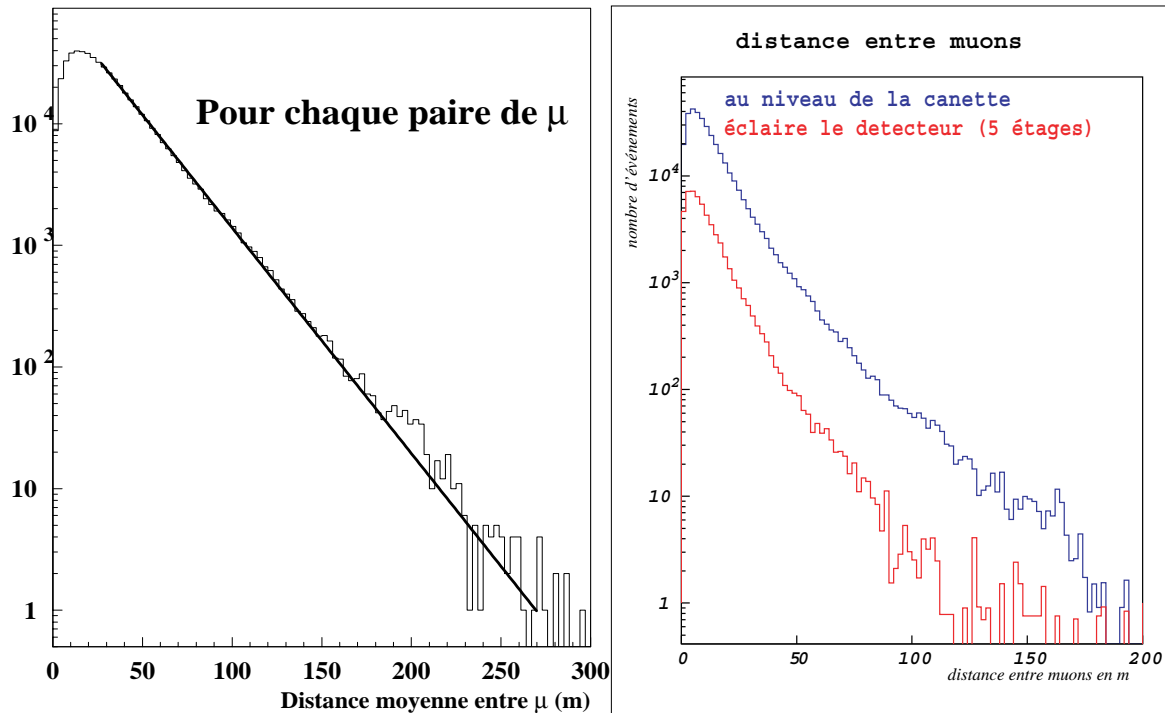


Figure E-9 : Distance entre les muons d'un même événement pour la ligne 5 au niveau de la canette (à gauche) et pour la ligne secteur, au niveau de la canette (à droite, courbe du haut) et pour les muons ayant illuminé les cinq étages de la ligne (à droite, courbe du bas).

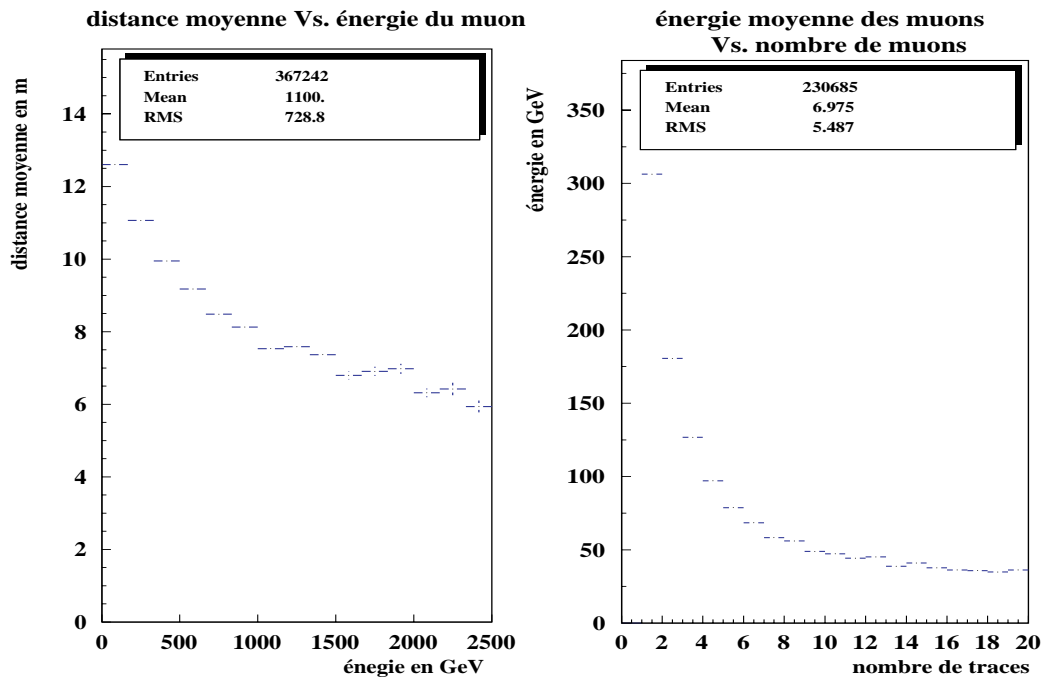


Figure E-10 : À gauche, distance moyenne des muons au centre du « paquet » en fonction de l'énergie moyenne des muons composant ce « paquet ». À droite, énergie moyenne du « paquet » de muons en fonction du nombre de trajectoires engendrées. Ces deux distributions sont effectuées au niveau de la canette.

## E.5 Reconstruction des événements

Dans ce paragraphe, après avoir développé l'aspect mathématique de la reconstruction simplifiée à quatre paramètres utilisée dans le cas de la ligne secteur, les performances du pré-ajustement linéaire, de l'ajustement simplifié à quatre paramètres et enfin de l'ajustement à cinq paramètres seront détaillés.

### E.5.1 L'aspect mathématique

Dans le cas de la ligne secteur, comme dans le cas de la ligne 5, les photomultiplicateurs peuvent être considérés, en première approximation, comme étant strictement alignés verticalement suivant une unique ligne de détection, c'est-à-dire que  $x_{PM} = y_{PM} = 0$ . Dans ce cas, l'équation (53), page - 87 -, peut être simplifiée en utilisant seulement quatre paramètres. Pour cela, il est nécessaire de définir un nouveau référentiel de calcul qui est le référentiel de moindre approche du muon à la ligne (cf. Figure E-11). Soit  $d = OO'$  cette distance. La trajectoire du muon est maintenant la droite (ME) qui fait un angle  $\theta$  par rapport à la ligne de détection (PO), supposée verticale. Au point M, le muon émet un photon Tcherenkov qui arrive au temps  $t = \delta t$  sur le photomultiplicateur P ( $t = 0$  quand le muon est en O'). Au même instant, le muon est en E ( $\cos\theta_C = MP/ME$ , comme dans le cas général). L'origine des altitudes est prise en O, avec  $OP = h$ .

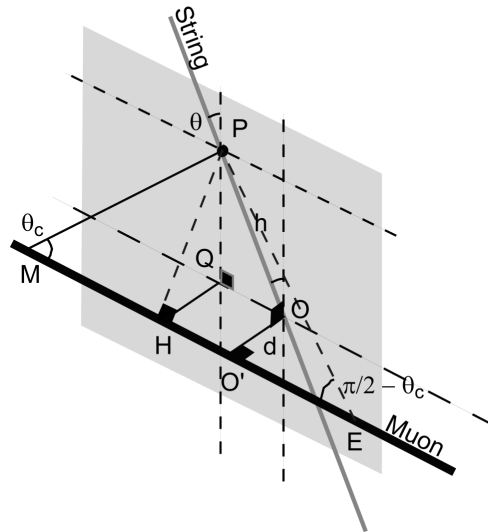


Figure E-11 : Schéma du référentiel de moindre approche.

Le temps d'arrivée du photon Tcherenkov en P est donc tel que :

$$\begin{aligned}
 c \cdot \delta t &= O'E \\
 &= O'H + HE \\
 &= h \cos \vartheta + \frac{PH}{\tan\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta_C\right)} \\
 (81) \quad &= h \cos \vartheta + \tan \vartheta_C \sqrt{HQ^2 + PQ^2} \\
 &= h \cos \vartheta + \sqrt{n^2 - 1} \sqrt{d^2 + h^2 \sin^2 \vartheta}
 \end{aligned}$$

D'où, dans un cas plus général :

$$(82) \quad c(t - T_0) = (z - Z_0) \cos \vartheta + \sqrt{n^2 - 1} \sqrt{d^2 + (z - Z_0)^2 \sin^2 \vartheta},$$

avec  $t$  le temps d'arrivée du photon ( $t - T_0 = \delta t$ ) sur le photomultiplicateur situé à l'altitude  $z$  et  $Z_0$  l'altitude à laquelle le muon est à la distance  $d$  de moindre approche.

Cette équation est l'équation d'une hyperbole à quatre paramètres ( $T_0, Z_0, \theta, d$ ) dans le plan  $(z, t)$ . Ces quatre paramètres peuvent être reliés aux cinq paramètres du cas général  $(x_0, y_0, z_0, \theta, \varphi)$  au temps  $t = t_0$ , par les relations suivantes :

$$(83) \quad \begin{cases} d &= y_0 \cos \varphi - x_0 \sin \varphi \\ T_0 &= t_0 - \frac{1}{c \sin \vartheta} (x_0 \cos \varphi + y_0 \sin \varphi) \\ Z_0 &= z_0 - \frac{1}{\tan \vartheta} (x_0 \cos \varphi + y_0 \sin \varphi) \end{cases}$$

La Figure E-12 montre de quelle manière l'hyperbole dans le plan  $(Z_0, T_0)$  est échantillonnée par la ligne secteur en fonction de l'altitude du point de moindre approche du muon à la ligne de détection. C'est seulement dans le cas où cette altitude est proche de celle des photomultiplicateurs que la courbure de l'hyperbole est visible. Sinon, seule une des asymptotes sera échantillonnée, rendant l'estimation des paramètres de la trajectoire plus délicate, en particulier à cause des solutions fantômes (cf. C.2.2).

La Figure E-13 montre l'évolution de la forme de l'hyperbole en fonction de la distance de moindre approche du muon, entre 0 et 80 m : plus cette distance est grande, plus la courbure est visible et la correction aux asymptotes importante.

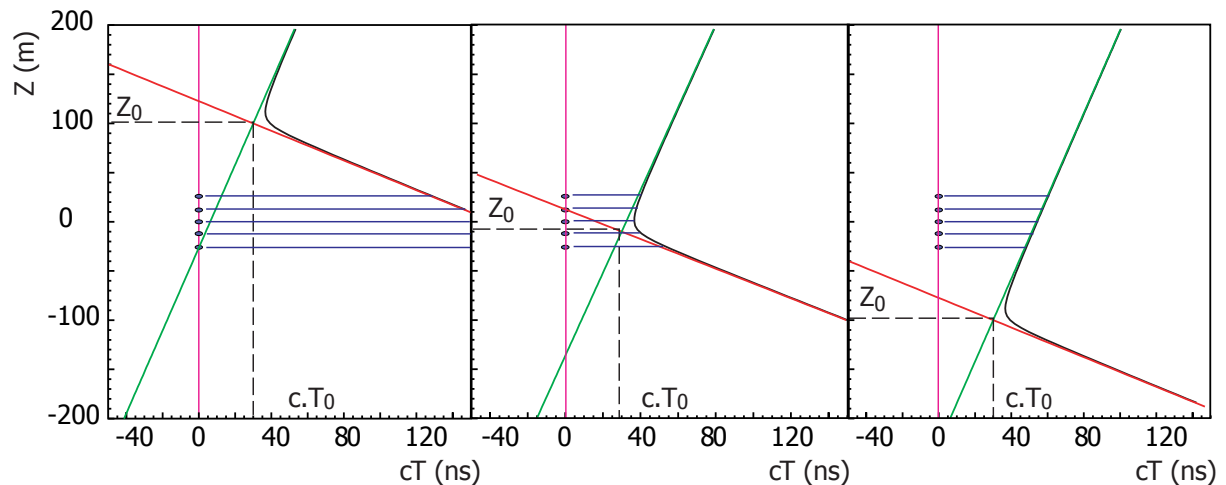


Figure E-12 : Topologie des impulsions lumineuses vues par le détecteur pour différentes configuration en  $Z_0 = -100, +10$  et  $+100$  m et pour une distance de 10 m, représentés dans le plan  $(cT, Z)$ . Les cinq points le long de l'axe verticale symbolisent la position des phototubes, et donc la partie de l'hyperbole échantillonnée par le détecteur. Le point  $(cT_0, Z_0)$  est positionné à l'intersection des deux axes pointillés.

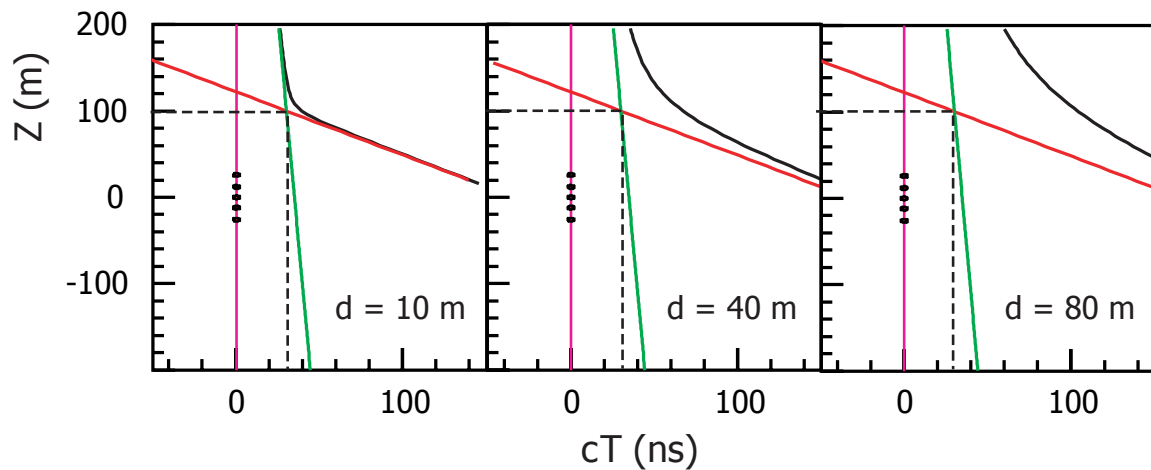


Figure E-13: Évolution de la forme de l'hyperbole avec la distance, de 0 à 80 m, dans le même système d'axes que dans la Figure E-12.

## E.5.2 Les résultats

La reconstruction des événements détectés par la ligne secteur est fondée sur une suite d'ajustements, inspirés de ce qui a été fait pour la ligne 5 [35]. Comme indiqué sur la Figure E-14, chaque événement est nettoyé des impulsions hors temps par un filtre de causalité (décrit dans le paragraphe C.2.3.3). Ensuite, une première estimation de l'angle zénithal de la trajectoire est obtenue grâce à un pré-ajustement linéaire. Ce premier résultat sert de paramètre d'entrée à un ajustement à quatre paramètres utilisant l'équation simplifiée (82). Enfin, un ajustement complet à cinq paramètres est effectué utilisant l'équation (53).

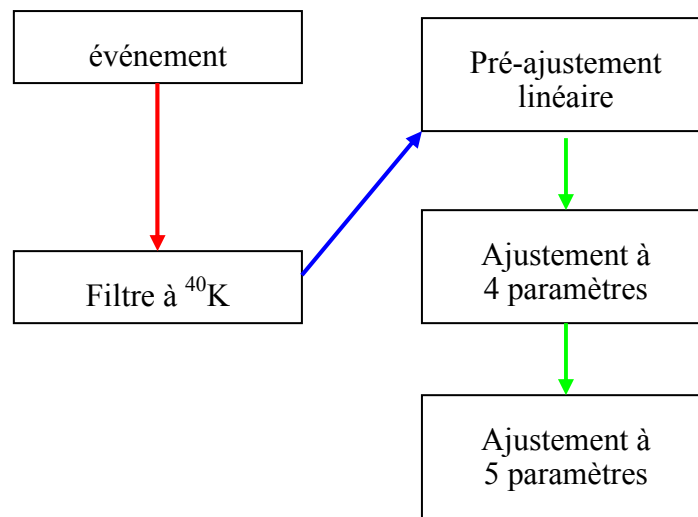


Figure E-14 : Organisation de la stratégie de reconstruction.

### E.5.2.1 Pré-ajustement linéaire

Un événement consiste en une liste de coups caractérisés par une position, c'est-à-dire l'altitude de l'étage touché, et du temps d'arrivée correspondant du photon Tcherenkov. Une régression linéaire est effectuée dans le plan  $(Z, T)$  pour estimer l'angle zénithal de la trajectoire dans l'approximation asymptotique en utilisant l'équation (61). La pente est



obtenue lorsqu'au moins trois étages sont touchés. La régression linéaire est faite en utilisant toutes les impulsions vues par la ligne<sup>34</sup>, mais n'utilise pas leur amplitude.

La taille du détecteur est telle qu'il est impossible d'être sensible à un flux de neutrino, c'est-à-dire à des muons montants. C'est pourquoi l'estimateur utilisé est celui correspondant à l'angle le plus élevé :  $\theta_{\downarrow}$  (cf. C.2.2). Cette approche asymptotique introduit un biais du fait du choix d'une solution particulière sur les deux possibles (cf. Figure E-15) : cela introduit une asymétrie dans l'angle estimé, en désavantagant les solutions fantômes, puisque seuls des événements descendants sont présents dans les données. La régression linéaire va donc diminuer la proportion de solutions fantômes pour la suite de la stratégie de reconstruction par rapport à un choix aléatoire de point de départ.

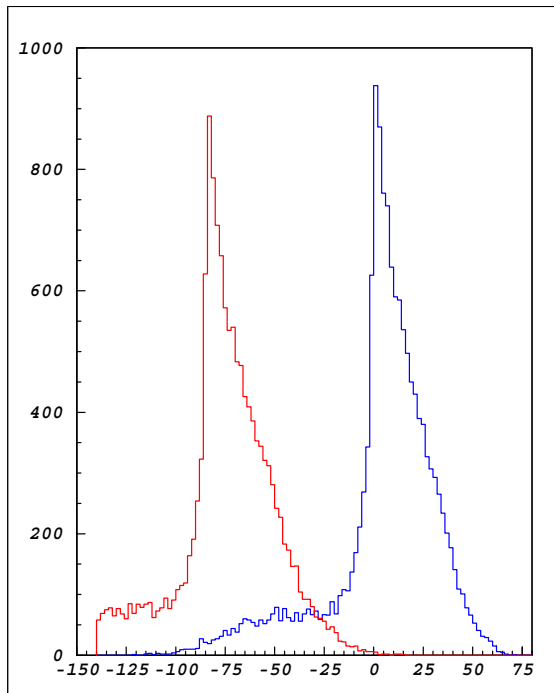


Figure E-15 : Distribution des angles reconstruit par le pré-ajustement linéaire :  $\theta_{\uparrow} - \theta_{MC}$  à gauche et  $\theta_{\downarrow} - \theta_{MC}$  à droite en degrés (unité arbitraire).  $\theta_{MC}$  représente l'angle engendré.

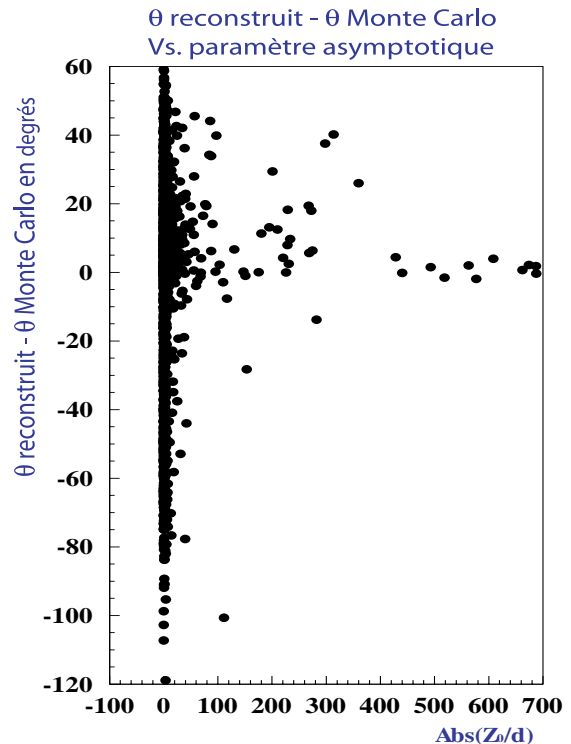


Figure E-16 : Résolution angulaire ( $\theta_{\downarrow} - \theta_{MC}$ ) en fonction du paramètre asymptotique ( $|Z_0|/d$ ).

La forme non gaussienne de ces distributions est due à la déviation systématique de l'asymptote par rapport à l'angle vrai, déviation qui est toujours du même signe (cf. équation (57)). Cette correction est liée au paramètre  $|z_i - Z_0|/d \sim |Z_0|/d$  pour  $|Z_0| \gg |z_i| \sim [0, 24]$  m. Malgré le peu d'événements dans la région intéressante où ce paramètre asymptotique tend vers l'infini, la Figure E-16 montre clairement que la précision du pré-ajustement linéaire s'améliore lors que ce paramètre augmente.

### E.5.2.2 Ajustement à 4 paramètres

Après le pré-ajustement linéaire, un ajustement à quatre paramètres est effectué pour améliorer la détermination de l'angle zénithal, en utilisant l'équation (56). Pour ce faire, il est réclamé qu'au moins cinq impulsions soient distribuées sur au moins trois des cinq étages de la ligne secteur. Comme pour le pré-ajustement linéaire, toutes les impulsions sont présentes en compte.

<sup>34</sup> L'utilisation du premier coup en temps ayant touché un étage introduit un biais systématique dans l'estimation de l'angle zénithal.

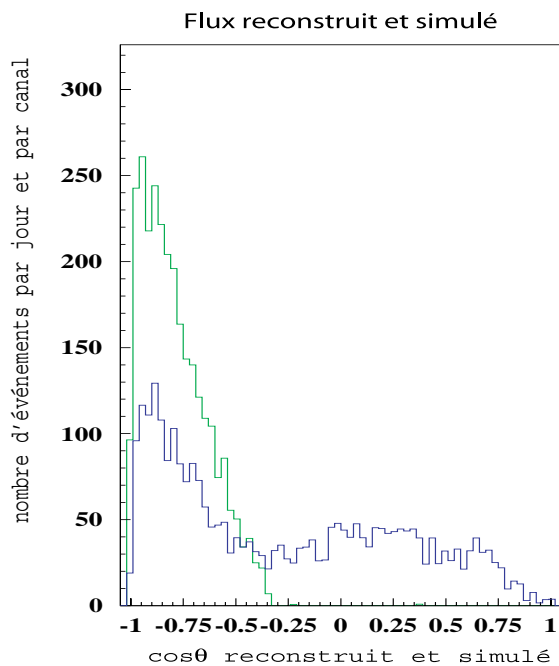


Figure E-17 : Distributions du cosinus des angles reconstruits à 4 paramètres pour les événements ayant touchés les 5 étages après filtrage (courbe du bas) et des angles engendrés correspondants (courbe du haut).

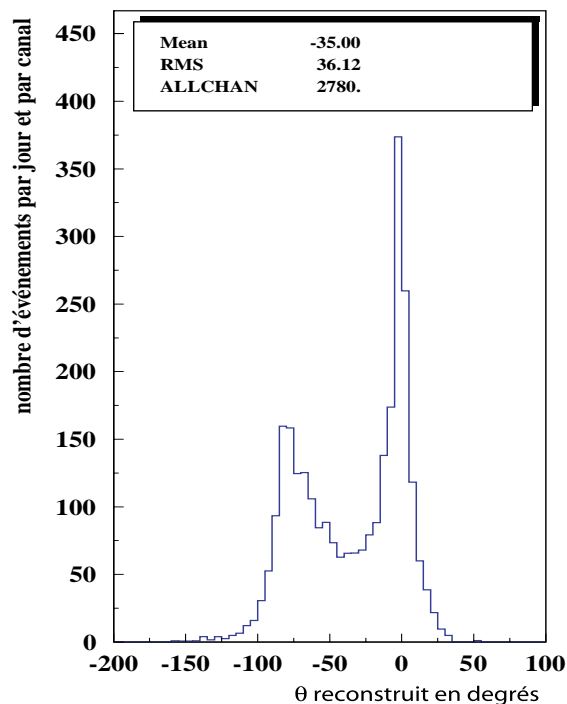


Figure E-18 : Distribution de la différence entre l'angle estimé par l'ajustement à 4 paramètres et l'angle vrai pour les événements ayant touchés les 5 étages de la ligne après filtrage.

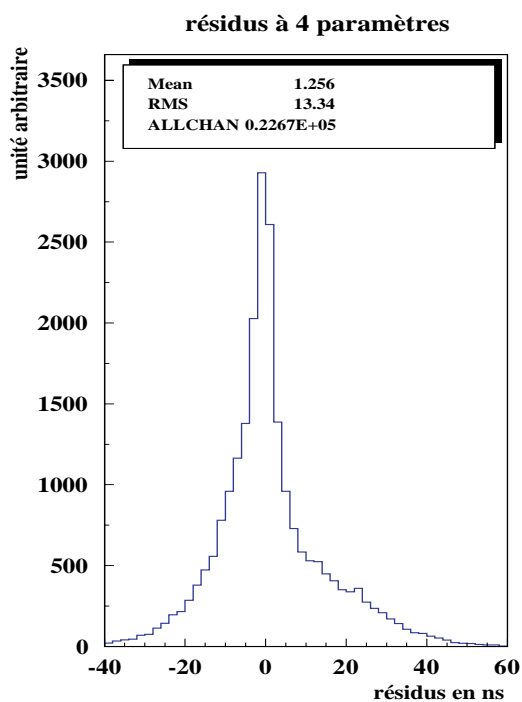


Figure E-19 : Distribution des résidus (en ns) de l'ajustement à 4 paramètres de tous les PM pour les événements ayant touchés les 5 étages.

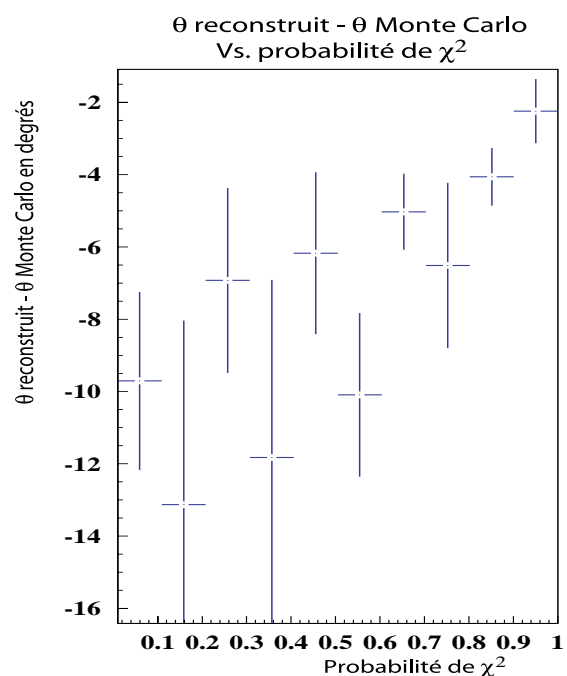


Figure E-20 : Évolution de  $\theta_{rec} - \theta_{MC}$  en fonction de la probabilité de  $\chi^2$  avec  $\sigma = 3$  ns. Les barres verticales sont proportionnelles à la dispersion des valeurs.

La distribution angulaire des muons atmosphériques est la quantité mesurable la plus simple à comparer avec les simulations des gerbes atmosphériques avec la ligne secteur. C'est pourquoi une attention toute particulière est apportée à l'étude de la réponse angulaire de la reconstruction. La Figure E-17 montre la distribution des angles reconstruits et engendrés avec comme unique coupure de sélection que les cinq étages de la ligne secteur doivent être touchés après filtrage des impulsions. La distribution de la différence entre l'angle reconstruit et l'angle vrai est portée sur la Figure E-18, où le pic dû aux solutions fantômes est clairement visible autour de  $-90^\circ$ .

### Les résidus

Les résidus en temps  $R_i$  et le  $\chi^2$  associé sont définis pour chaque impulsion  $i$  par :

$$(84) \quad R_i = t_i^m - t_i^a, \quad \chi^2 = \sum_i \frac{R_i^2}{\sigma_i^2},$$

où  $t_i^m$  est le temps mesuré de l'impulsion,  $t_i^a$ , le temps ajusté et  $\sigma_i$  la précision de la mesure du temps associé à chaque impulsion. L'étude des résidus d'un ajustement permet de détecter de possibles effets systématiques. La distribution obtenue pour l'ajustement à quatre paramètres est bien centrée en zéro (cf. Figure E-19) avec la présence d'une queue asymétrique pour les résidus positifs qui résulte de la diffusion des photons dans l'eau qui crée un retard. L'étude de la distribution des probabilités de  $\chi^2$  (cf. Figure E-21 et Figure E-22) montre que la forme de cette distribution est conforme à celle attendue pour  $\sigma \sim 3$  ns. Cette valeur est proche de la largeur observée pour le pic principal de la Figure E-19, mais est très différente de la dispersion, c'est-à-dire de la RMS, à cause de la présence d'une queue dans la distribution.

Il est important de remarquer que les solutions fantômes ne sont pas des événements mal reconstruits, mais bien des solutions secondaires. Cela s'observe clairement en comparant la Figure E-21 et la Figure E-22. Les formes sont tout à fait similaires comme la proportion d'événements au dessus de 5% de probabilité, à savoir 22% pour les solutions fantômes et 23% pour les non-fantômes.

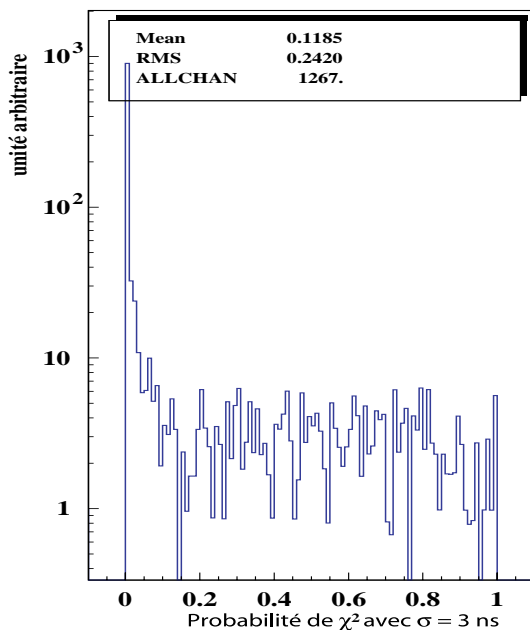


Figure E-21 : Distribution de la probabilité de  $\chi^2$  ( $\sigma = 3$  ns) pour les solutions non-fantômes.

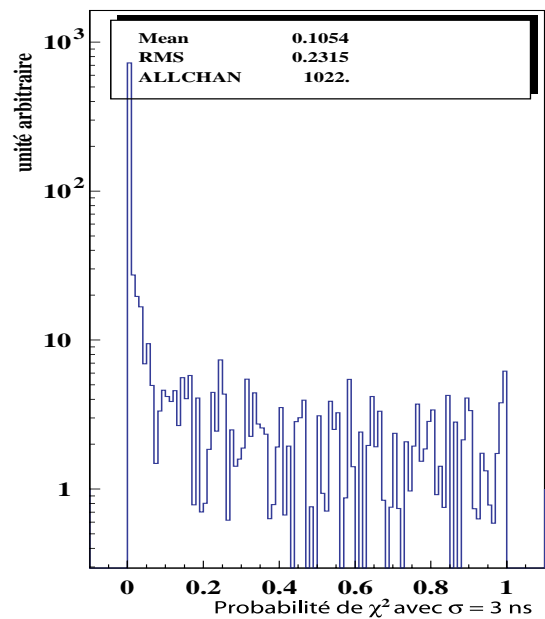


Figure E-22 : Distribution de la probabilité de  $\chi^2$  ( $\sigma = 3$  ns) pour les solutions fantômes.

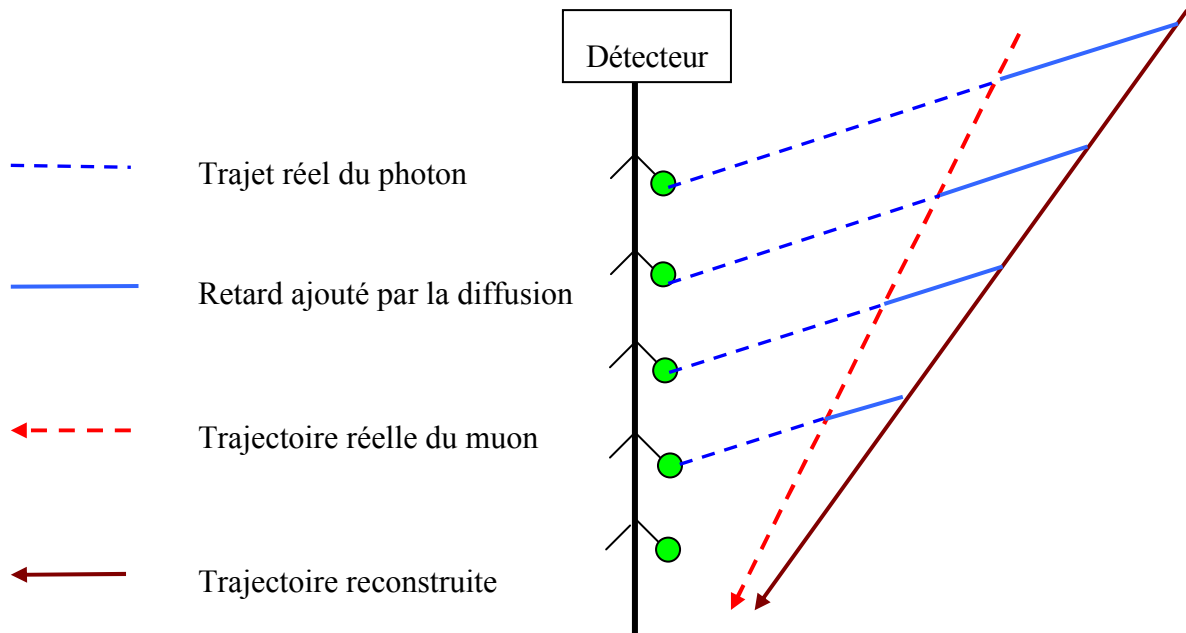


Figure E-23 : Schéma explicatif de la distribution angulaire non centrée (cf. Figure E-20). Plus le photon Tcherenkov parcourt une grande distance et plus il est retardé par la diffusion.

La Figure E-20 montre que si la coupure sur la probabilité de  $\chi^2$  n'améliore pas réellement la résolution angulaire de la reconstruction à quatre paramètres elle améliore plutôt la déviation moyenne. La Figure E-23 permet de bien comprendre la situation. En effet, un algorithme de reconstruction qui néglige la diffusion des photons dans l'eau, comme le fait l'ajustement à quatre paramètres, doit avoir une distribution de la différence entre l'angle estimé et l'angle vrai non centrée dans le cas de muons uniquement descendants. Une coupure sur la probabilité de  $\chi^2$  sélectionne principalement des événements pour lesquels les distributions des impulsions sont de moins en moins écartées du modèle de trajectoire et donc de moins en moins retardés. Elle permet ainsi de diminuer le décalage systématique de cette distribution. Cependant, une telle coupure diminue fortement le taux d'événements reconstruits (par plus d'un ordre de grandeur, cf. Figure E-21 et Figure E-22).

### La suppression de fantômes

Dans le cas spécifique de la ligne secteur, il est illusoire de vouloir détecter des neutrinos. Par conséquent, l'essentiel des données est constitué par des muons descendants et il est possible d'exploiter cette hypothèse pour supprimer les solutions fantômes. La Figure E-24 montre bien que l'angle reconstruit est proche de celui engendré pour  $Z_0 < -15$  m alors que pour  $Z_0 > -15$  m, l'angle reconstruit correspond à une solution fantôme, le barycentre du détecteur étant en  $Z = 0$ , à 124 m au-dessus du fond marin. Une coupure qui ne conserve que les événements reconstruits pour lesquels  $Z_0 < -15$  m réduit fortement la composante des solutions fantômes (cf. C.2.2 et Figure E-25). Il faut se souvenir que le détecteur "regarde" vers le bas. Le volume sensible est donc notablement décalé vers le bas par rapport à la zone instrumentée.

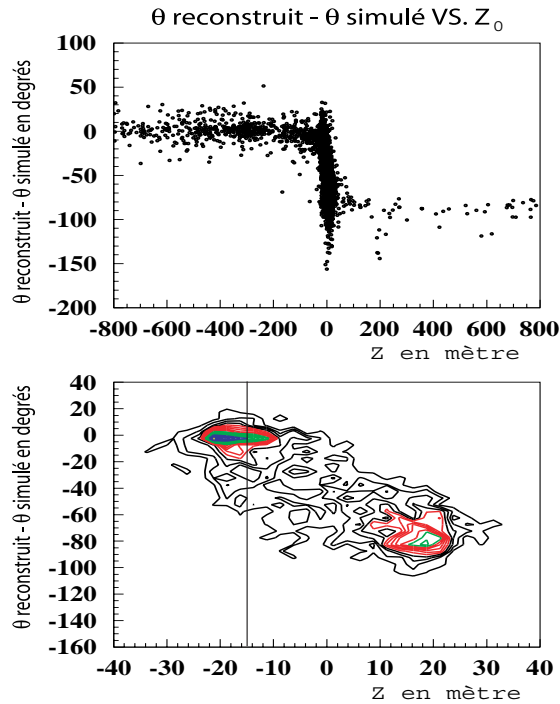


Figure E-24 : Distribution des événements en fonction de l'altitude de moindre approche (en abscisse, en mètres) et l'angle reconstruit (en ordonnée, en degrés). La figure du bas est un agrandissement de celle du haut.

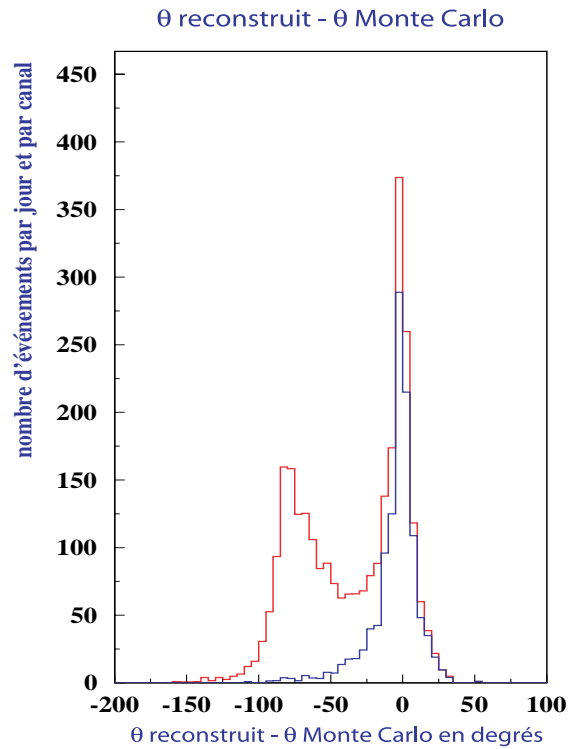


Figure E-25 : Comparaison entre les distributions des angles reconstruits quelque soit Z<sub>0</sub> (courbe du haut) et pour Z<sub>0</sub> < -15 m (courbe du bas). Z = 0 au niveau du barycentre du détecteur.

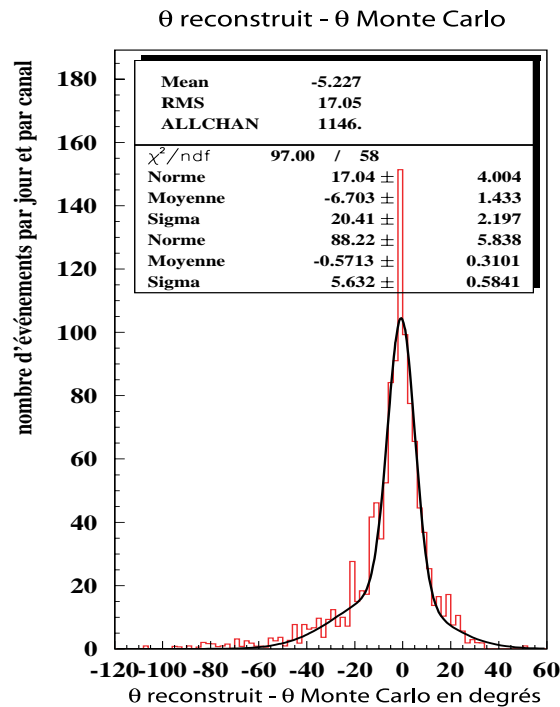


Figure E-26 : Distribution de l'écart entre l'angle estimé et l'angle vrai (en degrés) pour l'ajustement à 4 paramètres avec la coupure sur Z<sub>0</sub>.

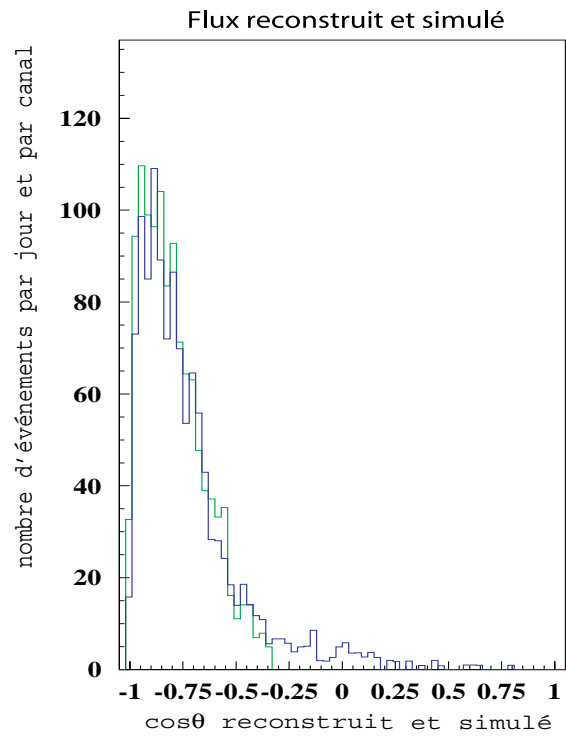


Figure E-27 : Flux de muon engendré et reconstruit après la coupure des solutions fantômes.

La Figure E-26 montre les performances, en terme de résolution angulaire, de l'ajustement à quatre paramètres après la coupure sur l'altitude reconstruite. La distribution correspond assez bien à la superposition de deux composantes gaussiennes : l'une ayant un écart type de  $5,6^\circ$  centrée en zéro et l'autre d'écart type  $20,4^\circ$  et centrée autour de  $-7^\circ$  mais ne contribuant qu'au niveau de 20% à la distribution totale. Enfin, la Figure E-27 représente la distribution angulaire reconstruite du flux de muons atmosphériques, après la coupure sur  $Z_0$ , et la distribution des angles engendrés pour les mêmes événements. Au dessus de  $110^\circ$ ,  $-0,34$  en cosinus, les deux distributions sont en très bon accord ; cependant, en dessous de  $110^\circ$ , la reconstruction introduit des événements mal reconstruits qui rendent difficile la détection d'éventuels événements montants.

### Critère de déclenchement

Le choix du critère de déclenchement de départ, à savoir le nombre d'étages touchés après filtrage, a une forte incidence sur l'efficacité et la qualité de la reconstruction. Comme indiqué dans le Tableau 9, avec cinq étages demandés l'efficacité de reconstruction, à savoir le rapport entre le nombre d'événements reconstruits et le nombre d'événement qui satisfont le critère de déclenchement, est de 99% ; mais celle-ci tombe à 20% pour trois étages demandés. De plus, la résolution angulaire, représentée sur la Figure E-28, est bien meilleure en demandant cinq étages touchés (environ  $5,8^\circ$ ) qu'avec seulement trois étages (seulement  $8,1^\circ$ ).

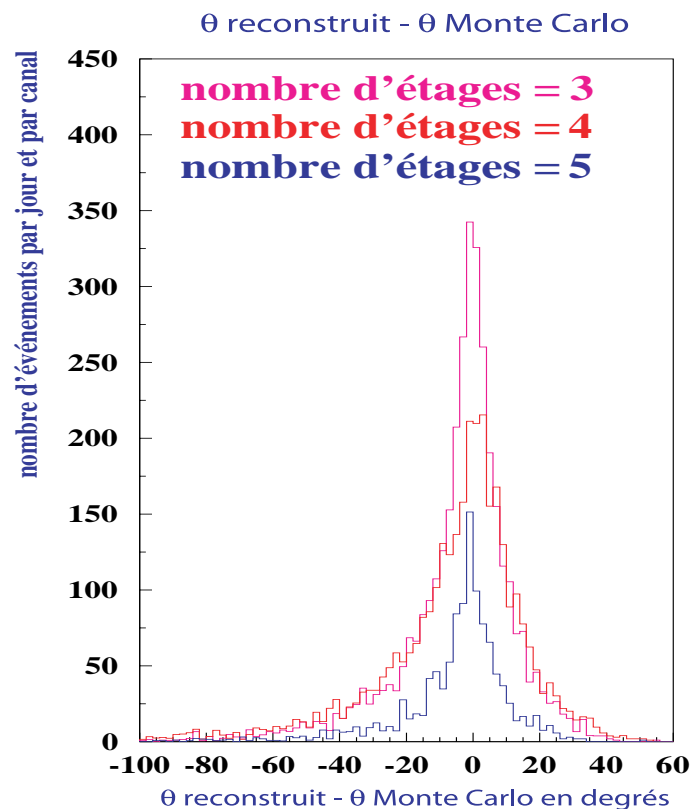


Figure E-28 : Résolution angulaire de l'ajustement à 4 paramètres pour différents critères de déclenchement.

Nombre d'étages	3	4	5
$\frac{N_{reconstitués}}{N_{sélectionnés}}$	20%	67%	99%

Tableau 9 : Proportion des événements reconstruits à 4 paramètres par rapport aux événements satisfaisant le critère de déclenchement, en fonction du nombre d'étages demandé.

### E.5.2.3 Ajustement à 5 paramètres

Après l'ajustement à quatre paramètres, un ajustement à cinq paramètres, utilisant l'équation (53), est tenté si les cinq étages de la ligne secteur sont touchés, après sélection des impulsions en causalité. Sans cette sélection, les résultats obtenus ne sont pas exploitables à cause du manque de données pour contraindre l'ajustement.

L'ajustement à cinq paramètres est effectué dans un référentiel cartésien. Il utilise comme point de départ les valeurs obtenues par l'ajustement à quatre paramètres, en commençant par faire une première estimation de l'angle azimutal en conservant les autres paramètres fixes. Ensuite, un ajustement complet des cinq paramètres est effectué. Les distributions angulaires zénithale et azimutale (en  $\theta$  et en  $\phi$ ) obtenues sont présentées sur la Figure E-29 et la Figure E-30.

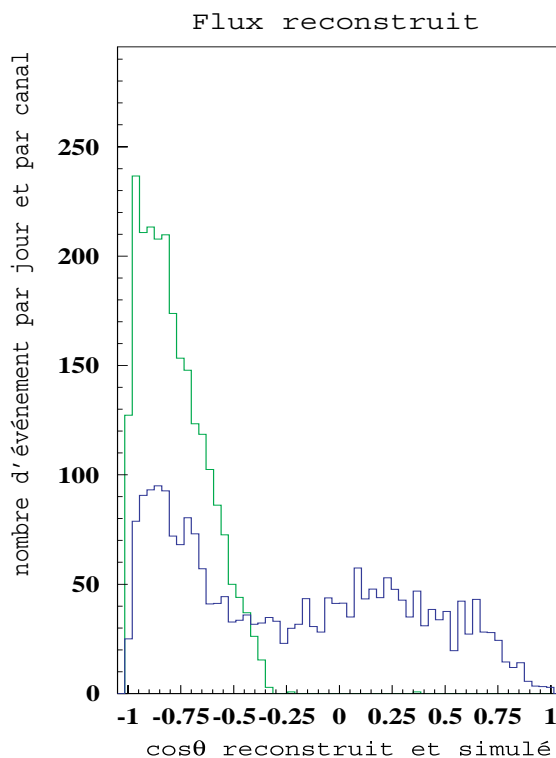


Figure E-29 : Distributions des cosinus des angles zénithaux reconstruits à 5 paramètres (courbe du bas) et des angles engendrés correspondants (courbe du haut).

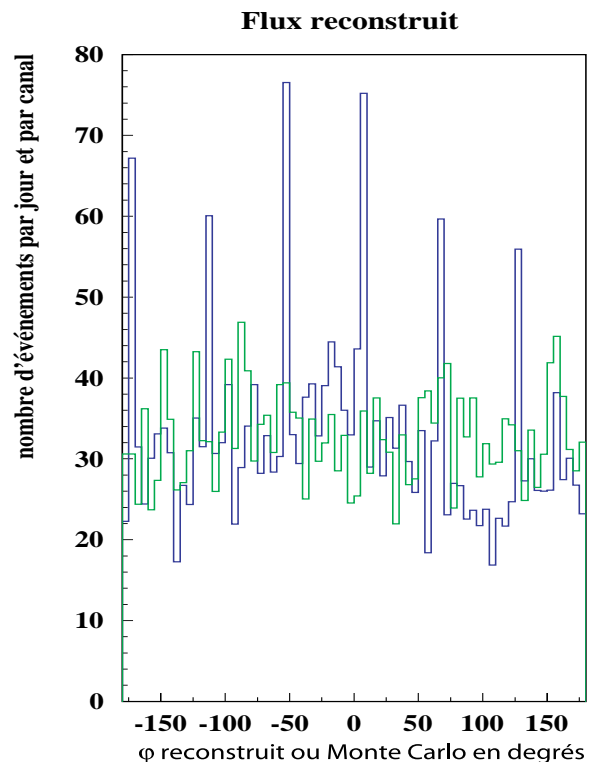


Figure E-30 : Distributions des angles azimutaux reconstruits à 5 paramètres (courbe présentant des pics) et les angles engendrés correspondants (en degrés).

Encore une fois, la contribution des solutions fantômes est bien visible dans la première figure. Les pics visibles dans la distribution de l'angle  $\varphi$  reconstruit sont reliés à la structure du détecteur. La ligne secteur simulée est une ligne non déformée, qui consiste donc en trois colonnes de phototubes. Si une seule colonne du détecteur est essentiellement touchée par la lumière Tcherenkov émise par un muon, l'angle azimutal reconstruit aura pour valeur privilégiée celle de cette colonne. Une autre topologie privilégiée correspond au cas où le muon éclaire presque équitablement deux colonnes, dans ce cas, l'angle  $\varphi$  reconstruit sera la moyenne de celui des colonnes concernées. Ces angles agissent comme des « attracteurs » en dépeuplant les angles avoisinants. Dans les autres cas plus complexes, l'angle azimutal reconstruit ne subit pas cet effet, expliquant le fond plat sous les pics.

La Figure E-31 montre que le comportement des valeurs obtenues grâce à l'ajustement à cinq paramètres par rapport aux solutions fantômes est identique à celui observé dans Figure E-24. La variable  $Z_{\min}$  possède la même signification que le  $Z_0$  de l'ajustement à quatre paramètres : c'est l'altitude du point de moindre approche du muon à la ligne de détection. Cette fois encore, la coupure  $Z_{\min} < -10$  m supprime fortement la contribution des solutions fantômes aux résultats de l'ajustement, comme le montre Figure E-32.

Concernant l'estimation de l'angle azimutal, la Figure E-33 montre clairement que les pics observés dans la distribution angulaire (cf. Figure E-30) ne sont que très peu corrélés aux angles engendrés. En conséquence, la distribution de la différence entre l'angle azimutal engendré et reconstruit ne présente pas ces pics et est relativement étalée avec une dispersion de l'ordre de  $60^\circ$  (cf. Figure E-34). Quant à l'angle zénithal, sa résolution (environ  $5,7^\circ$ ) et la distribution de muons reconstruits sont très proche de celles obtenu grâce à l'ajustement à quatre paramètres (cf. Figure E-35 et Figure E-36).

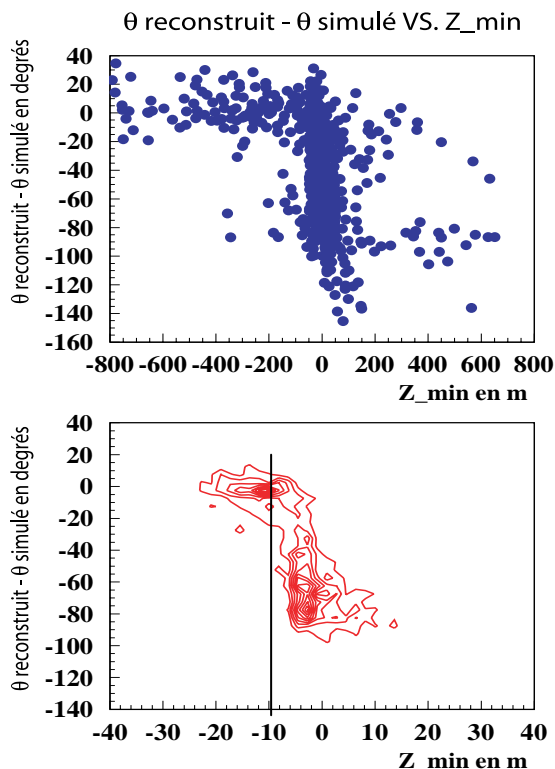


Figure E-31 : Différence entre l'angle zénithal reconstruit et l'angle zénithal vrai en fonction de l'altitude du point de moindre approche  $Z_{\min}$ .

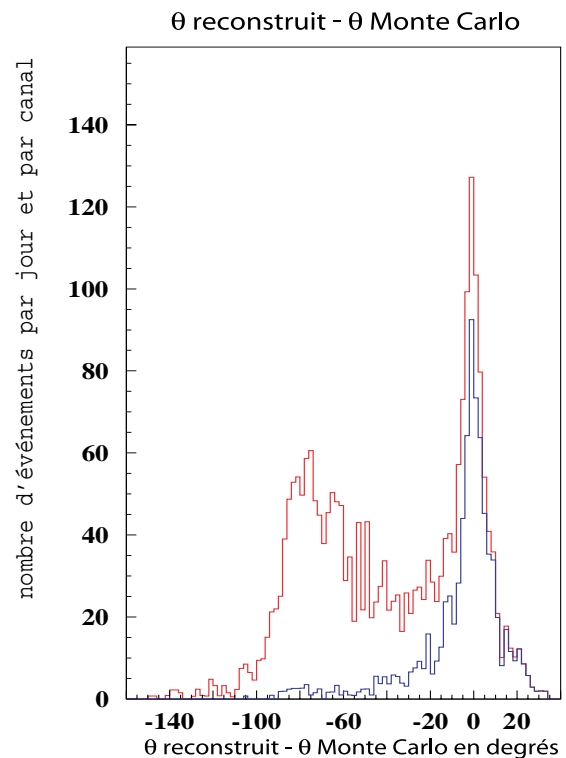


Figure E-32 : Distribution de la différence entre l'angle zénithal reconstruit et l'angle vrai sans (courbe du haut) et avec la coupure :  $Z_{\min} < -10$  m (courbe du bas).



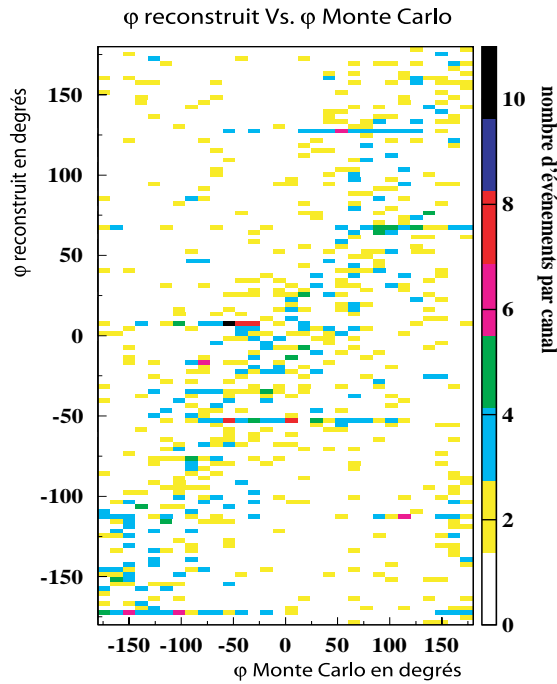


Figure E-33 : Corrélation entre les angles azimutaux reconstruits et engendrés (en degrés).

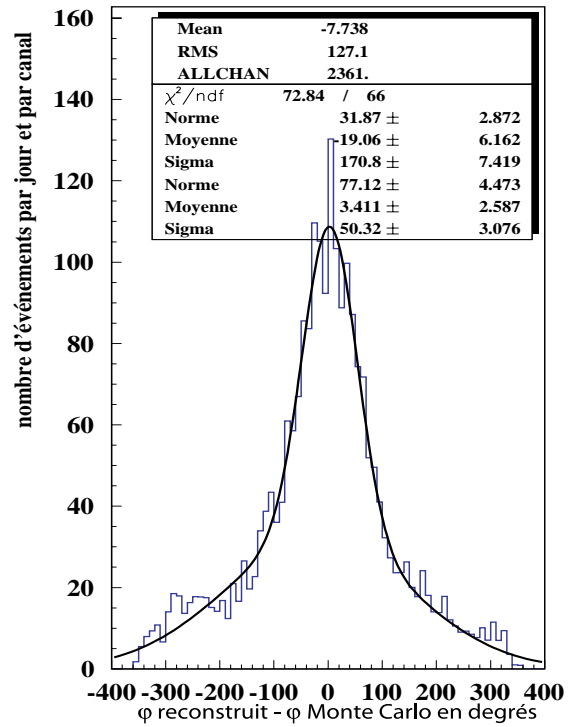


Figure E-34 : Différence entre l'angle azimutal reconstruit et l'angle azimutal vrai (en degrés).

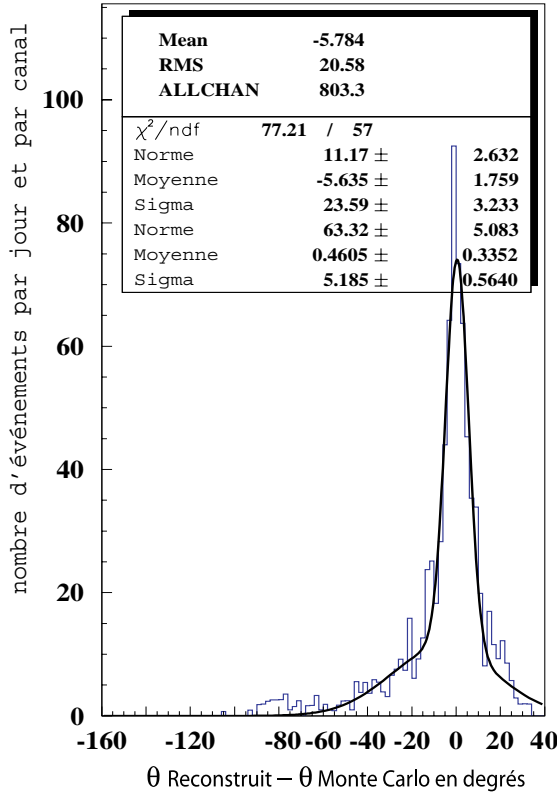


Figure E-35 : Différence entre l'angle zénithal estimé et vrai après la coupure sur Z\_min (en degrés).

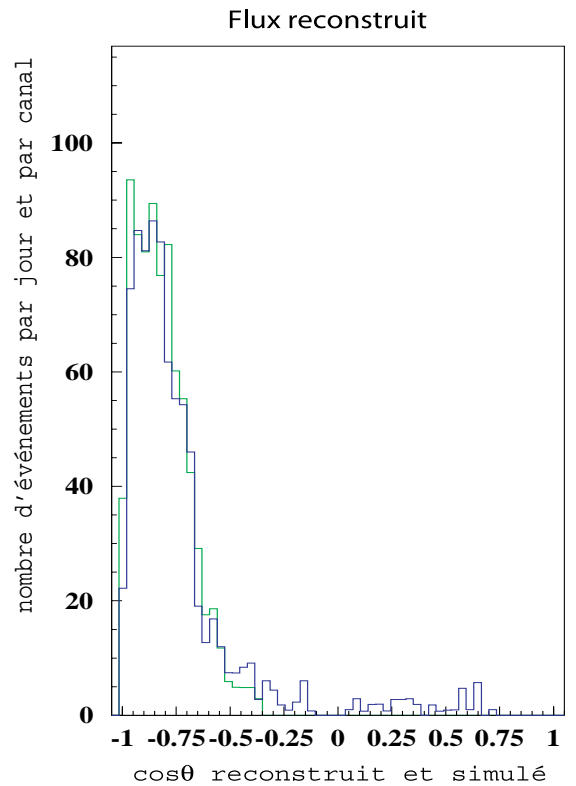


Figure E-36 : Distribution de l'angle zénithal reconstruit et simulé après coupure sur Z\_min.

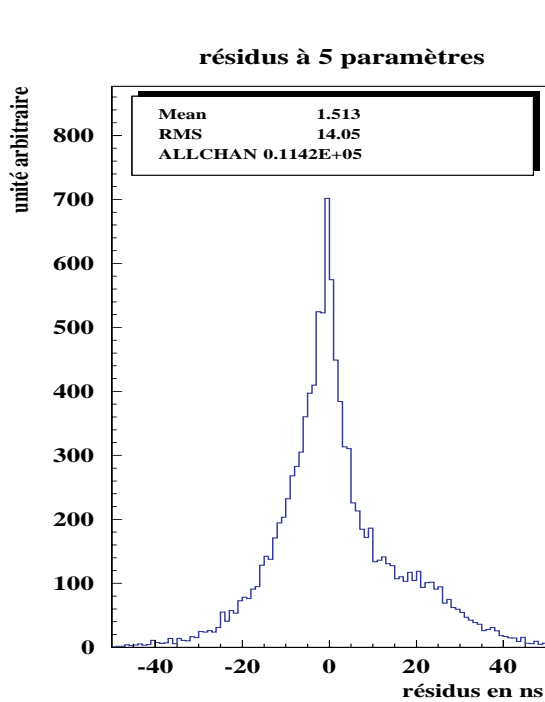


Figure E-37 : Distribution des résidus obtenus après l'ajustement à 5 paramètres (en ns).

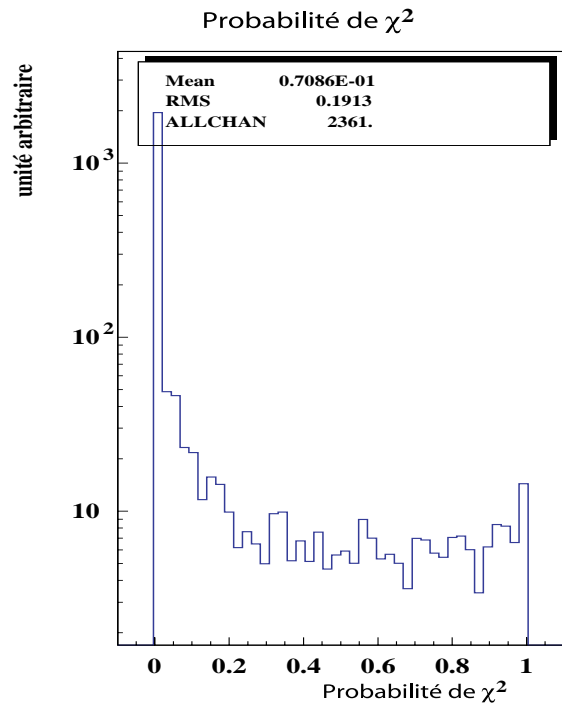


Figure E-38 : Distribution de la probabilité de  $\chi^2$  obtenue avec  $\sigma = 3$  ns.

La Figure E-37 montre que la distribution des résidus obtenue après l'ajustement à cinq paramètres est centrée, mais possède encore une fois une queue pour les résidus positifs à cause de la diffusion. La distribution de la probabilité de  $\chi^2$  est représentée sur la Figure E-38 avec un écart type :  $\sigma = 3$  ns. L'étude de l'influence d'une coupure sur cette probabilité n'est pas faisable : il reste seulement 45 événements sur un total de 2 500 pour une probabilité de  $\chi^2$  supérieure à 10%.

En conclusion, la reconstruction à cinq paramètres possède un comportement analogue à l'ajustement à quatre paramètres. Cependant, elle n'améliore pas l'estimation de l'angle zénithal, mais permet tout de même une estimation de l'angle azimutal.

## E.6 Étalonnage en temps grâce aux muons atmosphériques

Il existe des méthodes directes pour étalonner le décalage en temps des différents photomultiplicateurs du détecteur dans la chambre noire et in situ. En principe, il est aussi possible d'effectuer cet étalonnage grâce aux muons reconstruits. Cette dernière méthode possède l'avantage d'utiliser toute la chaîne d'acquisition et de reconstruction et permet en plus de vérifier les simulations Monte Carlo. Se serait donc le test le plus complet du détecteur.

Le principe de base de cette méthode est d'analyser les résidus en temps de chaque photomultiplicateur, en utilisant la reconstruction à cinq paramètres décrite précédemment et en conservant les solutions fantômes qui sont aussi bien reconstruites que des événements descendant.

La trajectoire du muon est reconstruite en utilisant tous les PM touchés à l'exception de celui dont le décalage en temps doit être mesuré. Le résultat de l'ajustement n'est donc pas influencé par l'éventuel décalage de ce PM.

La Figure E-39 présente la moyenne des résidus sur chacun des photomultiplicateurs pris séparément ; le premier point sommant la contribution de tous les phototubes. Les barres

d'erreurs correspondent à la dispersion des valeurs mesurées entre  $-20$  ns et  $+20$  ns, c'est-à-dire  $\sqrt{\langle (R_i - \langle R_i \rangle)^2 \rangle}$ , divisée par la racine carrée du nombre d'entrées. Cette figure montre que toutes les moyennes observées sont relativement compatibles entre elles, avec toutefois un effet systématique visible en fonction de l'étage. Cependant, en la comparant avec les valeurs obtenues dans les mêmes conditions avec des trajectoires simples de muons, engendrées grâce à GENTRA (cf. Figure E-40), un des effets des multi-muons apparaît clairement : la valeur moyenne globale qui était de  $0,5$  ns devient nulle lors que les multi-muons sont supprimés.

Cet effet s'explique par le fait que l'ajustement tend à estimer les paramètres de la trajectoire pour correspondre au muon qui éclaire le plus le détecteur, donc celui qui en est le plus proche. Néanmoins, les photons émis par les autres muons d'un paquet, qui sont donc plus éloignés de la ligne, vont arriver en retard par rapport aux photons du muon le plus proche. Ceux-ci vont biaiser l'ajustement vers les photons tardifs par rapport à la majorité des coups observés. Les résidus, qui correspondent au temps mesuré moins le temps estimé, seront donc biaisés en moyenne vers les valeurs négatives.

Enfin, aucun effet systématique dû à la géométrie de la ligne secteur n'est observé sur ces deux dernières figures, un alignement en temps des modules optiques semble donc être possible.

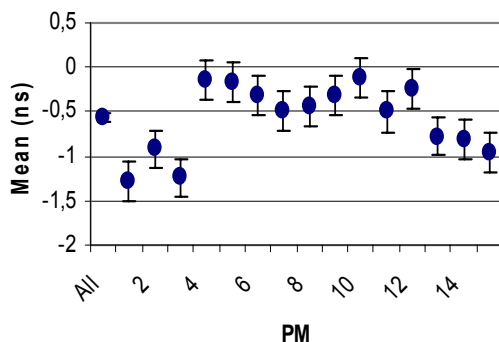


Figure E-39 : Distribution des moyennes des résidus pour chaque PM sur des données Monte Carlo incluant les multi-muons. Le premier canal correspond à la somme contributions de tous les PM.

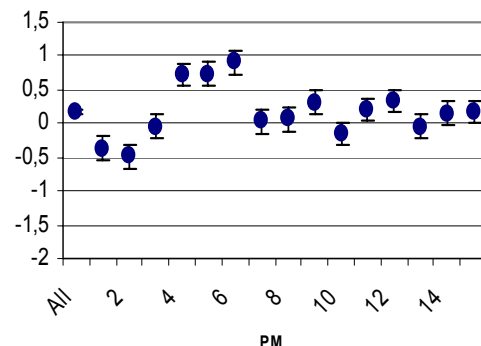


Figure E-40 : Distribution des moyennes des résidus pour chaque PM sur des données Monte Carlo sans multi-muons. Le premier canal correspond à la somme contributions de tous les PM.

La méthode est schématisée dans la Figure E-41 et est la suivante. Supposons que le photomultiplicateur  $S$  est décalé de  $\delta t_S$ . Pour chaque photomultiplicateur  $k$ ,  $k = 1, \dots, 15$  :

- on sélectionne les événements qui satisfont les critères de sélection en ayant supprimé le PM  $k$ ,
- on effectue un ajustement à cinq paramètres,
- on calcule toutes les moyennes des résidus  $R_{ki}$ ,  $i = 1, \dots, 15$ , en temps de tous les photomultiplicateurs.

Si le PM  $S$  seul est décalé, la distribution des  $R_{Si}$  ( $i = 1, \dots, 15$ ,  $i \neq S$ ) doit être assez plate en

comparaison de toutes les autres distributions des  $R_{ki}$  ( $k \neq S$ ,  $i = 1, \dots, 15$ ,  $i \neq k$ ). Pour estimer l'écart à une distribution plate, un  $\chi^2(k)$  est calculé pour chaque PM  $k$  comme suit :

$$(85) \quad \chi^2(k) = \sum_{i \neq k} (R_{ki} - \langle R_k \rangle)^2, \quad \text{avec } \langle R_k \rangle = \frac{\sum_{i \neq k} R_{ki}}{N_{PM} - 1}.$$

Une estimation du décalage en temps  $\Delta_k$  du PM  $k$  est obtenue par l'écart de  $R_{kk}$  à la moyenne des résidus observés sur les deux autres photomultiplicateurs de l'étage contenant ce PM. Ceci afin de minimiser la distribution non uniforme des résidus sans décalage. Les photomultiplicateurs sont analysés par ordre décroissant des valeurs de  $\chi^2(k)$  jusqu'à ce qu'une valeur de  $\Delta_k$  soit supérieure à un seuil préalablement fixé  $\Delta_{min}$ .

Enfin, le photomultiplicateur incriminé est corrigé du décalage observé  $\Delta_k$  et le processus recommence jusqu'à ce que les déviations à la moyenne soient toutes inférieures à  $\Delta_{min}$ . La valeur de  $\Delta_{min}$  est obtenue à partir de la dispersion intrinsèque des résidus montrée sur le Tableau 10. Des décalages supérieurs à 2 ns peuvent potentiellement être détectés.

PM	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$\chi^2$	0.46	0.44	0.44	0.31	0.58	0.65	0.49	0.47	0.34	0.49	0.51	0.30	0.28	0.53	0.34
$\Delta_{PM}$ (en ns)	-1.22	2.03	-0.82	0.87	-0.75	-0.12	-0.36	0.76	-0.40	-0.49	-0.24	0.73	0.61	0.96	-1.56

Tableau 10 : Tableau montrant les décalages  $\Delta_k$  et les  $\chi^2(k)$  obtenus en supprimant à chaque fois le PM  $k$  indiqué en première ligne.

Un exemple de quinze distributions des moyennes de résidus  $R_{ki}$ , où le PM  $k$  n'intervient pas dans l'ajustement, pour un décalage de +10 ns sur le PM numéro 5 est indiqué sur la Figure E-42. La distribution pour laquelle ce PM ne participe pas à l'ajustement possède un très bon  $\chi^2$  et une valeur de  $\Delta \sim 6$  ns.

Cependant, la présence d'un bruit de fond optique élevé, de 60 kHz par photomultiplicateur, et d'un nombre très restreint de PM et donc d'informations utiles pour l'ajustement limite fortement les performances de cette méthode. En effet, il a été montré que pour des décalages plus faibles que 3-4 ns sur un module optique, ou pour des configurations où plusieurs modules sont décalés, l'algorithme finit par se tromper en tentant d'identifier le module décalé et effectue de mauvaises corrections. La recherche d'une méthode automatisée permettant de détecter tous types de configuration a donc été abandonnée.

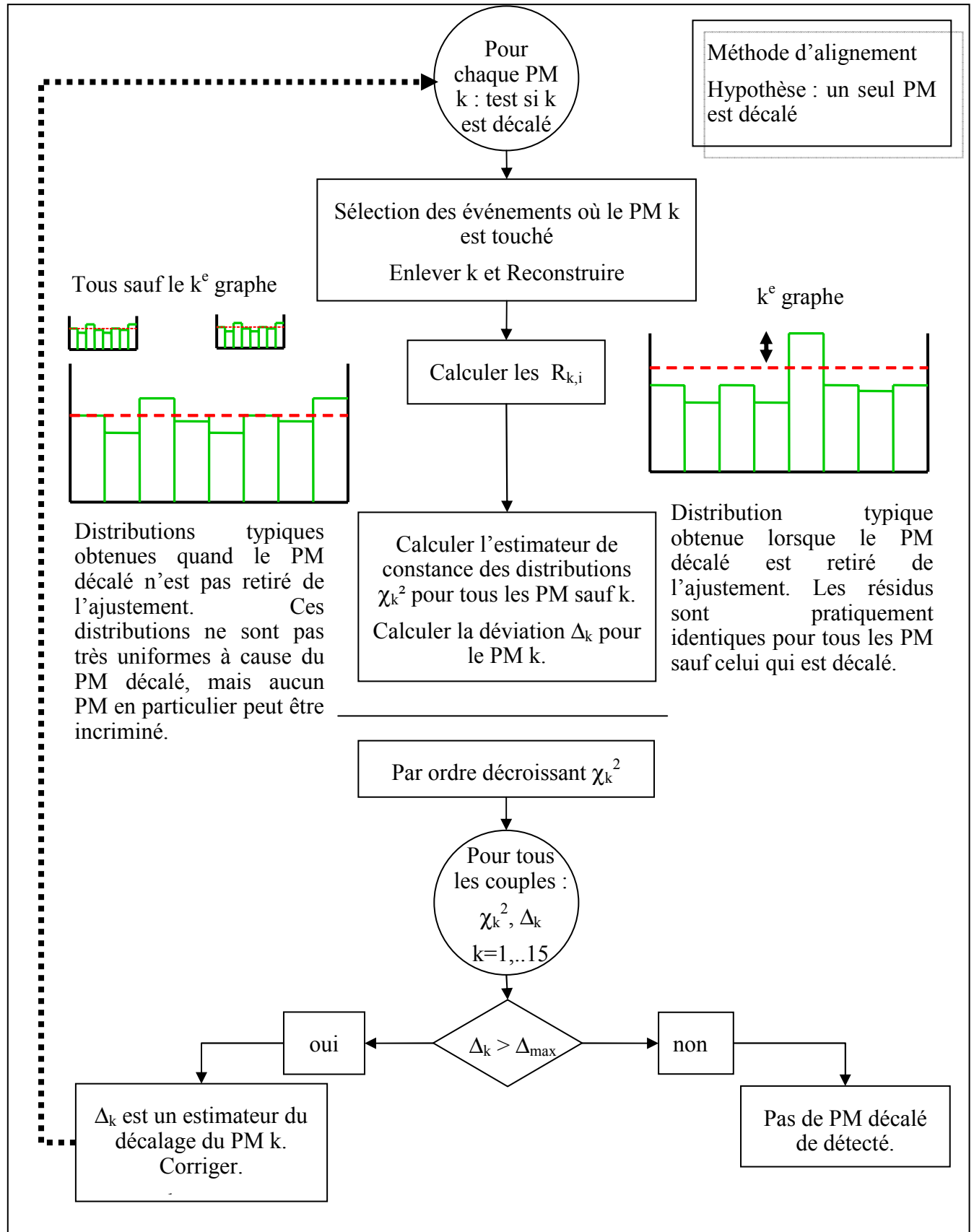


Figure E-41 : Principe de fonctionnement de la méthode d'étalonnage en temps des photomultiplicateurs.

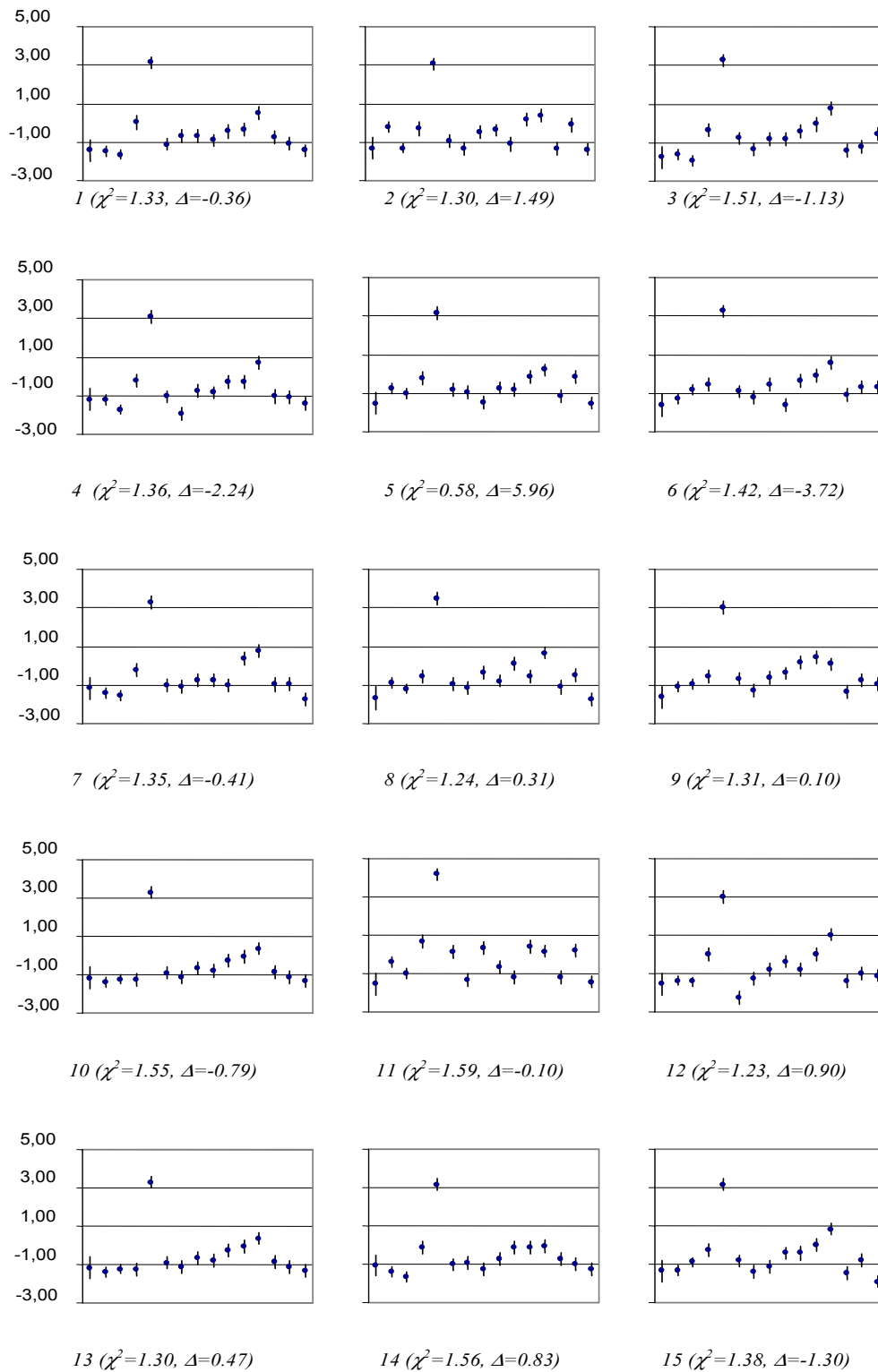


Figure E-42 : Les 15 distributions des  $R_{ki}$  ( $k, i = 1, \dots, 15$ ) sont représentées en ns sur cette figure dans le cas où le PM 5 est décalé de 10 ns. Sous chaque graphique est indiqué les valeurs de  $k$ ,  $\chi^2$  et de  $\Delta$  obtenues.







## CONCLUSION

L'utilisation des neutrinos de haute énergie permettra bientôt d'observer notre Univers sous un nouvel éclairage. Les informations ainsi obtenues favoriseront sûrement une meilleure compréhension des phénomènes les plus violents, et en particulier le mécanisme d'accélération des rayons cosmiques. D'autre part, les possibilités d'explorer le cœur des objets astrophysiques sans être gêné par la densité de matière ou bien d'observer des types de sources encore totalement inconnues car uniquement visibles en neutrino sont extrêmement stimulantes.

Toutefois, la très faible section efficace d'interaction du neutrino avec la matière impose des conditions expérimentales extrêmes comme l'instrumentation d'un volume de l'ordre du kilomètre cube ou bien la nécessité d'un blindage important aux rayons cosmiques. Il faut en outre essayer d'obtenir une résolution angulaire la plus proche possible des limites imposées par la physique de l'interaction pour pouvoir faire de l'astronomie neutrino dans les meilleures conditions. Ce contexte explique pourquoi, quarante ans après l'idée novatrice émise par Markov de se servir du parcours des muons issus de l'interaction des neutrinos, aucune détection de neutrinos astrophysiques de haute énergie n'a encore été effectuée.

Pour relever ce défi, la collaboration Antares souhaite déployer d'ici début 2007 au large de Toulon un télescope à neutrino constitué de 900 photomultiplicateurs de 10 pouces répartis sur 12 lignes autonomes immergées par 2 400 m de fond. Dans le cadre de ce projet, des outils de simulation et de reconstruction des événements ont été développés. Ils permettent en particulier de déterminer la direction incidente des neutrinos à  $0,2^\circ$  près au dessus d'environ 10 TeV et d'estimer leurs énergies à un facteur 2,5 près.

J'ai utilisé ces outils pour développer et optimiser une méthode de détection de sources ponctuelles de positions connues. Pour déterminer si Antares pourra ou non observer des sources déjà découvertes en photons, je me suis servi du troisième catalogue fourni par Egret, un détecteur de rayons gamma sensible aux photons d'énergie supérieure à 100 MeV embarqué sur le satellite CGRO. Pour ce faire, j'ai supposé que le flux de neutrino est égal au flux mesuré en photons. Toutefois, la réponse calculée du futur télescope à neutrino dépend fortement de l'indice spectral des sources. En effet, la probabilité de détection des deux sources les plus prometteuses, les pulsars de Vela et de Geminga, varie de pratiquement 100% à 31% pour la première et de 99% à 13% pour la seconde en faisant évoluer cet indice de 2,0 à 2,2. Dans le cas où aucun signal ne serait observé en provenance de ces sources, une sensibilité limite a été calculée en fonction de la déclinaison de la source et pour des indices spectraux valant 2,0, 2,1 ou 2,2. Elle vaut  $3,64 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$ , dans le cas d'un spectre en  $E^{-2}$  et d'une déclinaison de  $-90^\circ$ .

Pour valider les solutions techniques choisies, la collaboration Antares a déployée en 2003 un prototype constitué d'un cinquième de ligne. Pour analyser ses données, j'ai adapté un algorithme de reconstruction des muons inspiré de celui développé pour un ancien prototype : la ligne 5. Cependant, à cause d'une défaillance technique, l'acquisition des données nécessaires à cette reconstruction a été impossible. J'ai toutefois présenté dans ce document les résultats obtenus sur des données de muons atmosphériques simulées qui pourront servir de point de départ pour l'analyse des données issues du futur prototype à quatre étages qui doit être connecté début 2005.

Mais le détecteur Antares ne sera qu'une première étape vers le déploiement d'un télescope à neutrino de dimension kilométrique nécessaire pour entrer enfin dans l'ère de l'astronomie neutrino. Tout en finalisant son projet, la collaboration Antares étudie déjà les conditions nécessaires à l'implantation d'un tel géant en Méditerranée.





## I BREF HISTORIQUE DES RAYONS COSMIQUES

### a. Bref historique

En 1900, Charles Wilson [83] formula l'hypothèse de l'existence d'un rayonnement corpusculaire venant de l'espace. Il avait repris une expérience de Coulomb pour démontrer qu'une sphère chargée se déchargeait par conduction atmosphérique de l'électricité. Cette conduction était expliquée par la présence dans l'atmosphère d'un rayonnement ionisant, mais l'origine de ce dernier n'était pas claire. Rutherford montra que le rayonnement provenait de l'extérieur de l'instrument, et qu'il provenait principalement de la radioactivité naturelle. Afin de s'en affranchir, l'expérience fut reproduite par Wulf [84] en 1910 au sommet de la tour Eiffel, et le phénomène de décharge fut encore observé. Wulf avait noté aussi que la décharge était plus rapide au sommet qu'à la base de la tour. Mais c'est seulement en 1912 que l'origine spatiale de ce rayonnement fut prouvée par Victor Hess [85] puis par Kolhörster [86] : à l'aide d'une chambre à ionisation embarquée dans des vols en ballon, ils apportèrent la preuve d'une augmentation de l'ionisation de l'atmosphère entre 1 000 et 5 000 m, puis jusqu'à 9000 m. Pour désigner cette nouvelle sorte de rayonnement, le terme de « rayons cosmiques » fut alors introduit par Millikan, qui pensait alors qu'il s'agissait de rayons gamma.

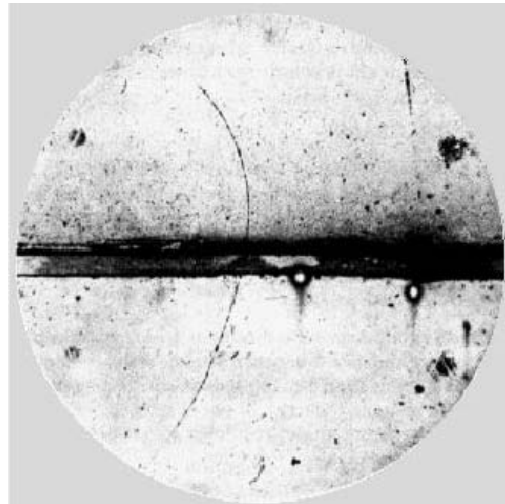
En 1928, J. Clay montra que l'ionisation de l'atmosphère augmentait avec la latitude, preuve qu'en fait le rayonnement était causé, au moins en partie, par des particules chargées et donc déviées par le champ magnétique terrestre. Par la suite, Thomas H. Johnson, Luis Alvarez et Arthur H. Compton, en 1933, observèrent une dissymétrie est-ouest du rayonnement prévue par Bruno Rossi trois ans plus tôt en supposant la prédominance d'une charge électrique par rapport à l'autre dans la composition des rayons cosmiques.

À la fin des années trente, Roland Maze mis au point un dispositif pour réaliser des coïncidences entre des compteurs Geiger-Müller avec une résolution temporelle de 5 microsecondes. Avec Pierre Auger, ils détectèrent ainsi des coïncidences à un mètre de distance puis à 200 mètres de distance entre l'Institut de Physique du Globe et leur laboratoire, l'Institut du radium. La cause de telles coïncidences est l'interaction d'un rayon cosmique primaire unique avec un noyau de l'atmosphère, ce qui provoque une gerbe hadronique qui peut être détectée au sol. C'est en 1938, en Suisse, que Pierre Auger, Roland Maze et Mme Grivet-Meyer [87] installèrent un dispositif de 300 m d'envergure qui leur a permis de détecter les premières gerbes de  $10^{15}$  eV. Plus récemment, la première expérience à avoir détecté une particule dont l'énergie estimée est supérieure à  $10^{20}$  eV, c'est-à-dire 16 Joules, fut Volcano Ranch [88], au Nouveau Mexique.

### b. Les rayons cosmiques et la physique des particules

Très tôt, les rayons cosmiques ont offert aux physiciens un accélérateur naturel de particules, leur permettant ainsi de faire de nombreuses découvertes. En 1932, Carl D. Anderson découvrit le positron, prédit par P. A. M. Dirac en 1928, dans une chambre à brouillard plongée dans un champ magnétique (cf. Figure I-1). Le principe de fonctionnement de ce type de détecteur est le suivant. Un mélange, plongé dans un champ magnétique, de gaz non condensable (de l'air

ou de l'argon) et de vapeur en saturation (de l'eau ou de l'alcool) est détendu brusquement à l'aide d'un piston. L'expansion adiabatique refroidit le gaz et la vapeur devient sursaturée. Une particule chargée qui traverse la chambre génère alors une succession de gouttelettes liquides par condensation. La chambre reste sensible pendant environ un dixième de seconde après l'expansion ; elle est ensuite illuminée et une photographie de son contenu est prise. Un intervalle de quelques minutes est nécessaire entre deux détentes successives afin de laisser au système le temps de retrouver son équilibre thermodynamique. Anderson détermina la direction incidente de la particule, nécessaire pour déterminer le signe de sa charge, grâce à la perte d'énergie causée par la traversée d'une plaque de plomb.



*Figure I-1 : Photographie d'une trajectoire laissée par un positron dans la chambre à brouillard de C. D. Anderson.*

En 1937, avec son étudiant Seth H. Neddermeyer, il observa une nouvelle particule de courte durée de vie possédant une masse intermédiaire, alors nommée mesotron [89] et connu de nos jours comme étant le muon. Cette découverte a été faite simultanément et indépendamment par J. C. Street et E. C. Stevenson [90].

À la même époque se développait la technique des plaques d'émulsion. Le principe de base est l'utilisation d'une émulsion photographique épaisse de bromure d'argent et de gélatine. Les particules chargées qui traversent l'émulsion dissocient le bromure d'argent par ionisation et, après développement, la trajectoire de la particule ionisante peut être observée au microscope. C'est en exposant de telles émulsions que C. Powell [91] détecta en 1947 les pions prédits par la théorie de Yukawa. Dans le même temps, G. Rochester et C. Butler [92] exposent leur chambre à brouillard aux rayons cosmiques et observent la désintégration de particules inconnues en particules secondaires. Ce sont les premières observations convaincantes de kaons neutres et des kaons chargés. Elles permettent de valider l'observation d'un kaon chargé faite un peu auparavant par Louis Leprince-Ringuet et L'héritier [93].







## II LE NEUTRINO ET SON HISTOIRE

### a. Historique de sa découverte

La première apparition du neutrino en physique peut être datée de 1914 avec la mesure surprenante faite par J. Chadwick [94] d'une distribution continue de l'énergie de l'électron émit par une désintégration  $\beta$ . En effet, jusqu'alors, les théories en vigueur supposaient que cette radioactivité transmutait un élément X en un autre Y par le processus suivant :  $X \rightarrow Y + e$ . Par conséquent, le lepton émit devait être monoénergétique. La situation était si complexe que N. Bohr ne voyait pas d'autre solution que de supposer la non conservation de l'énergie dans les processus de désintégration par interaction faible.

Un autre problème majeur au début du vingtième siècle des modèles nucléaires provenait de la supposition que les noyaux atomiques étaient composés de protons et d'électrons, les deux seules particules connues à l'époque. Pour expliquer leur masse  $Am_p$  (avec  $m_p$  la masse du proton) et leur charge  $Ze$ , un noyau devait alors nécessairement contenir A protons et A-Z électrons. Mais cette théorie rencontrait de nombreux problèmes. Par exemple, le noyau d'azote ( $^{14}\text{N}$ ) aurait du être un fermion, car composé de 14 protons et de 7 électrons, alors que la mesure du moment angulaire de ce noyau donnait un résultat entier, indiquant clairement qu'il s'agissait d'un boson.

La solution à ces deux problèmes est apparue en 1930 dans la fameuse lettre de Pauli envoyée au colloque de Tübingen aux « Radioactive Ladies and Gentlemen ». Il y fait part de son hypothèse de l'existence dans les noyaux d'une particule électriquement neutre de spin  $\frac{1}{2}$  et qu'il appelait neutron. Avec cette nouvelle supposition, l'atome d'azote devenait donc un boson :  $^{14}\text{N} = 14 p + 7 e^- + 7 n'$  et la désintégration  $\beta$  conduisait à la libération de deux particules :  $X \rightarrow Y + e^- + n'$  et donc à un spectre continue pour l'électron.

Cependant, en 1932, Chadwick découvrit le « vrai » neutron qui possède une masse similaire à celle du proton. Les noyaux ne sont donc plus constitués que de protons et de neutrons : par exemple  $^{14}\text{N} = 7 p + 7 n$ , qui est aussi bosonique. Pour prendre en compte cette nouvelle découverte, E. Fermi en vint à appeler le « neutron » de Pauli neutrino (petit neutron) et à suggérer que le processus sous jacent de désintégration  $\beta$  était en fait :  $n \rightarrow p + e^- + \nu$ . Il décrit cette interaction [95] par analogie avec la seule autre interaction entre particules connue à ce jour, l'électrodynamique quantique, et conclut que la masse de ce neutrino devait être très faible voir nulle. Cette description a permis à Bethe et à Peierls [96] de calculer la section efficace d'interaction de cette nouvelle particule avec la matière suivant le processus appelé  $\beta$ -inverse  $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ , seul processus permettant une détection directe. Le résultat obtenu d'environ  $2,3 \cdot 10^{-44} (p_e E_e / m_e^2) \text{ cm}^2$  était si faible qu'ils ont conclu qu'évidemment personne ne pourrait jamais voir de neutrino. À titre d'exemple, la distance moyenne que peut parcourir un neutrino de 2,5 MeV (énergie typique des désintégrations  $\beta$ ) dans l'eau avant d'interagir est de  $1/n\sigma \sim 2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}$ , avec  $n \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui est comparable à l'épaisseur du disque galactique.

C'est seulement en 1958 que Reines et Cowan ont observé pour la première fois une interaction de neutrino [97], prouvant ainsi que Bethe et Peierls avaient été trop pessimistes. Leur stratégie consistait à dire que s'il fallait  $10^{20} \text{ cm}$  d'eau pour arrêter un neutrino, avoir  $10^{20}$  neutrinos devait être suffisant pour pouvoir en arrêter un. Or, après la seconde guerre mondiale, de puissants réacteurs nucléaires avaient commencé à fonctionner, produisant à

chaque fission d'un noyau d'uranium six antineutrinos et environ 200 MeV. Ce genre de réacteur produit donc un flux isotrope de neutrino de :

$$(86) \quad \frac{d\Phi_{\bar{\nu}}}{d\Omega} = \frac{2 \cdot 10^{20}}{4\pi} \left( \frac{\text{Puissance}}{1 \text{ GW}} \right) \bar{\nu} \text{ strad}^{-1}.$$

Donc, en plaçant quelques centaines de litres d'eau (contenant du Cadmium) à proximité d'un tel réacteur, ils ont été capables d'observer la production de positrons, *via* son annihilation avec un électron en deux  $\gamma$  de 511 keV, et de neutrons, à travers l'émission retardée d'un photon suite à sa capture par le noyau de Cadmium, avec un taux d'événements compatible avec les prédictions.

En 1947, le muon a été découvert dans les rayons cosmiques (cf. b). Sa ressemblance avec l'électron incita Pontecorvo à supposer qu'il pouvait aussi interagir par interaction faible avec les protons suivant le processus :  $\mu + p \rightarrow n + \nu$ . De plus, il montra, avec Steinberger, que le muon se désintérait en trois particule :  $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$ , et la question de savoir si les deux neutrinos étaient identiques ou non est apparue. Feinberg prouva [98] que si ces deux neutrinos étaient identiques, alors le processus de désintégration radiative  $\mu \rightarrow e + \gamma$  devrait exister avec un rapport de branchement<sup>35</sup> supérieur à  $10^{-5}$ , valeur déjà exclue à cette époque. Lee et Yang suggérèrent alors que les deux neutrinos émis étaient de saveur différentes,  $\mu \rightarrow e + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ , et que par conséquent la désintégration radiative était impossible. Ceci a été prouvé à Brookhaven [99] dans la première expérience de neutrino auprès d'un accélérateur. Ils ont utilisé pour cela un faisceau quasiment pure de  $\bar{\nu}_\mu$  et n'ont observé que des productions de  $\mu^+$ , par le processus  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ , et aucun positrons. C'était la preuve qu'un neutrino produit dans une désintégration faible avec un muon n'était pas le même que celui produit lors d'une désintégration  $\beta$ .

Dans les années 1960, Glashow, Weinberg et Salam [100] développèrent une théorie qui unifiait la force électromagnétique et la force faible en une seule force électro-faible. La théorie était très attrayante, et elle prédisait que la force faible devait aussi avoir une particule vecteur neutre. Ceci impliquait qu'il devait exister des réactions nucléaires faibles dans lesquelles les charges des particules interagissant n'étaient pas mêlées. Le problème était que de telles réactions d'échanges neutres, ou réactions de courants neutres, n'avaient jamais été observées dans des réactions nucléaires faibles. Telle était la situation jusqu'en 1972, lorsque, dans une expérience menée par André Lagarrigue, un neutrino invisible passa à travers Gargamelle [101], la gigantesque chambre à bulles du CERN, donnant une partie de son énergie à un électron du milieu. Était-ce enfin un exemple d'évènement de courant neutre dans lequel un neutrino incident et un électron avaient interagi en échangeant un vecteur de force neutre ? Apparemment aucune autre expérience ne parvenait à observer des évènements similaires et il fut fortement suggéré que l'observation dans Gargamelle n'était pas réelle. Cependant, après un examen particulièrement minutieux et quelques évènements supplémentaires du même type, la découverte du courant neutre fut annoncé en 1973.

En 1975, un troisième lepton chargé, le tau, a été découvert par Perl à SLAC [102] (Stanford Linear Accelerator Center) et il a alors été conclu qu'un troisième type de neutrino devait exister. Sa détection directe a été obtenue en 2001 par l'expérience DONUT [103] à Fermilab, en recherchant la courte trajectoire laissée, dans des émulsions photographiques (cf. b), par un  $\tau$  produit par l'interaction d'un  $\nu_\tau$  avec la matière. Ces neutrinos étaient produits par la désintégration de mésons charmés (c'est-à-dire contenant un quark b) issus de l'interaction des protons du faisceau avec une cible.

Existe-t-il encore d'autres neutrinos associés à des saveurs différentes ? Des éléments de réponse ont été donnés à la fois par l'astrophysique et par la cosmologie ; la physique des

<sup>35</sup> Le rapport de branchement représente la proportion des désintégrations qui aboutissent à l'état final souhaité.

particules a précisé le tout en 1990 grâce à l'accélérateur LEP au CERN.

La majeure partie de l'énergie libérée par une supernovæ est emportée sous forme de neutrinos. En supposant que cette énergie se partage équitablement entre les différents saveurs de neutrinos, et en tenant compte de la section efficace d'interaction de chacun d'eux avec la matière, la détection des neutrinos issus SN1987A par Kamiokande a permis de fixer une limite : le nombre de saveur de neutrinos légers (c'est-à-dire de masse inférieure à celle du Z) est inférieur à quatre.

En cosmologie, il est possible de déduire le nombre de familles de neutrino à travers le mécanisme de nucléosynthèse primordiale, en particulier *via* l'abondance de  ${}^4\text{He}$  observée dans l'univers. En effet, cette abondance est liée au rapport en le nombre de baryons et le nombre de photons, rapport qui est lui même fonction du nombre de saveurs de neutrinos légers. Le résultat obtenu favorise trois familles, voire deux, mais en tout cas moins de quatre.

Finalement, la question a été définitivement résolue par la précision des mesures effectuées sur la durée de vie du Z auprès du LEP, un accélérateur de particule du CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire). Ce boson peut se désintégrer en paire  $\nu \bar{\nu}$  : plus le nombre de familles de neutrino sera important et plus ses possibilités de désintégration augmentent, diminuant ainsi sa durée de vie. Or, en vertu du principe d'incertitude, cette durée de vie est liée à la largeur naturelle de la particule. Cette largeur ainsi que toutes les mesures effectuées au LEP ont conduits en 1992 au résultat de  $3,02$  familles  $\pm 0,04$ . Aujourd'hui, les analyses se sont encore affinées et le résultat actuel est de :  $2,994 \pm 0,012$ .

## b. Le neutrino aujourd'hui

La physique des particules est régie actuellement par une théorie nommée le « modèle standard » qui décrit les interactions forte et électrofaible entre particules. Dans ce cadre théorique, le neutrino est décrit comme étant un fermion de spin  $\frac{1}{2}$ , électriquement neutre et de masse nulle. Le modèle standard suppose également que les nombres leptoniques associés à chacun des trois familles de leptons ( $e, \nu_e$ ), ( $\mu, \nu_\mu$ ) et ( $\tau, \nu_\tau$ ) se conservent indépendamment les uns des autres quelque soit le processus considéré.

Les prédictions du modèle standard sont vérifiées avec toujours plus de précision auprès des accélérateurs, mais l'hypothèse d'une masse nulle pour les neutrinos ne repose sur aucun argument théorique fort. D'ailleurs, la première (et à l'heure actuelle la seule) évidence expérimentale d'une physique au delà du modèle standard minimal est l'observation d'une masse des neutrinos non nulle via le mécanisme d'oscillation. Ce mécanisme se fonde sur le principe suivant : pour des neutrinos massifs, il est possible de distinguer les états propres de masse des états propres de saveur. En effet, les premiers sont les états propres de l'Hamiltonien de propagation dans le vide alors que les seconds sont les états propres de l'Hamiltonien d'interaction faible : ils n'ont donc aucune raison a priori d'être identiques. Les conséquences de cette différence s'expriment aisément dans le cadre simplifié d'un formalisme à deux familles de neutrino. Soient ( $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle$ ) la base des états propres de saveurs et ( $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$ ) la base des états propres de masse (de masse  $m_1$  et  $m_2$ ) que nous allons considérer. Dans ce cas, il existe nécessairement une rotation  $R$ , de paramètre  $\theta$  appelé angle de mélange, transformant ( $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$ ) en ( $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle$ )<sup>36</sup> :

$$(87) \quad \begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = R(\theta) \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix},$$

avec  $\theta \in [0, 2\pi]$ . Dans ces conditions, l'évolution au cours de sa propagation d'un neutrino

<sup>36</sup> Le calcul avec trois saveurs de neutrino fait simplement intervenir trois angles de mélanges et trois états propres de masse (plus trois phases que nous ne considérerons pas).

produit à l'instant  $t = 0$  dans l'état propre de saveur  $|v_e\rangle$  s'écrit, en unité  $\hbar = c = 1$  :

$$(88) \quad |v_e(t)\rangle = H_{\text{libre}} |v_e\rangle = |v_1\rangle \cos\theta e^{-iE_1 t} + |v_2\rangle \sin\theta e^{-iE_2 t},$$

où  $E_1$  et  $E_2$  sont les énergies associées aux états  $|v_1\rangle$  et  $|v_2\rangle$ , et  $H_{\text{libre}}$  l'Hamiltonien de propagation dans le vide.  $E_1$  et  $E_2$  sont différentes, malgré une impulsion identique, à cause de la différence de masse entre  $|v_1\rangle$  et  $|v_2\rangle$ . La probabilité pour le  $v_e$  produit en  $t = 0$  soit observé comme un  $v_\mu$  est alors :

$$(89) \quad P(v_e \rightarrow v_\mu) = \left| \langle v_\mu | H_{\text{libre}} | v_e \rangle \right|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 2(E_2 - E_1)t$$

$$\approx \sin^2 2\theta \sin^2 \pi \frac{L}{L_\nu},$$

$$\text{avec } L_\nu = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \quad \text{et} \quad \Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$$

avec  $L \approx ct$  désigne la distance parcourue et  $L_\nu$  la longueur d'oscillation dans le vide. Le terme  $\sin^2(\pi L/L_\nu)$  oscille le long du parcours du neutrino et l'amplitude de cette oscillation est donnée par  $\sin^2(2\theta)$ ,  $\theta \in [0, \pi/4]$ . L'observation d'un tel phénomène d'oscillations entre différentes saveurs de neutrinos est donc une preuve que les neutrinos possèdent une masse non nulle et permet la mesure de l'écart de masse  $\Delta m^2$  et l'angle de mélange  $\theta$ . Il faut noter de plus que ce processus est interdit dans le modèle standard car il viole la conservation du nombre leptonique.

Expérimentalement, trois différences de masses associées à trois angles de mélanges sont observables :  $(\Delta m_{\text{Soleil}}^2, \theta_{\text{Soleil}})$  dans le système des neutrinos solaires,  $(\Delta m_{\text{atm}}^2, \theta_{\text{atm}})$  pour les neutrinos atmosphériques (créés par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère) et  $(\Delta m_{\text{Réacteur}}^2, \theta_{\text{Réacteur}})$  pour les neutrinos issus de réacteurs nucléaires. Les résultats combinés des expériences SNO [104] et KamLAND [105] donne, à  $3\sigma$  soit 99,73% de niveau de confiance<sup>37</sup>, le résultat suivant :

$$(90) \quad 5,4 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \leq \Delta m_{\text{Soleil}}^2 \leq 9,4 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2,$$

$$0,30 < \tan^2 \theta_{\text{Soleil}} < 0,64,$$

avec une oscillation fortement favorisée du type  $v_e \rightarrow v_\mu/v_\tau$ , c'est-à-dire une oscillation vers une superposition d'état de saveur  $v_\mu$  et  $v_\tau$  en proportion à peu près égales. Les expériences SuperKamiokande [106] et K2K [107] donnent (à  $3\sigma$ ) :

$$(91) \quad 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \leq \Delta m_{\text{Atm}}^2 \leq 5,1 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2,$$

$$\sin^2 2\theta_{\text{Atm}} > 0,86,$$

avec une oscillation du type  $v_\mu \rightarrow v_\tau$  privilégiée. Enfin, l'expérience de CHOOZ [108] n'ayant pas observé d'oscillation dans le système des neutrinos de réacteur permet seulement de contraindre  $(\Delta m_{\text{Réacteur}}^2, \theta_{\text{Réacteur}})$  comme indiqué sur la Figure II-1.

En plus de ces recherches qui ne donnent accès qu'aux différences de masse entre neutrinos, des expériences tentent de mesurer directement les masses effectives des différentes saveurs de neutrino. Les valeurs obtenues sont les suivantes :

<sup>37</sup> Le niveau de confiance est noté en abrégé C.L. pour confidence level.

$$(92) \quad \begin{aligned} m_{\nu_e} &< 2,2 \text{ eV à } 95 \% \text{ de C.L.} \\ m_{\nu_\mu} &< 170 \text{ keV à } 90 \% \text{ de C.L.} \\ m_{\nu_\tau} &< 18,2 \text{ MeV à } 95 \% \text{ de C.L.} \end{aligned}$$

La masse du neutrino électronique est mesurée à partir du spectre en énergie de l'électron issu de la désintégration du tritium [109] :  $3\text{H} \rightarrow 3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ . La limite sur la masse du neutrino muonique provient de la désintégration  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  [110] et celle du neutrino tauique de :  $\tau^- \rightarrow \text{hadrons} + \nu_\tau$  [111].

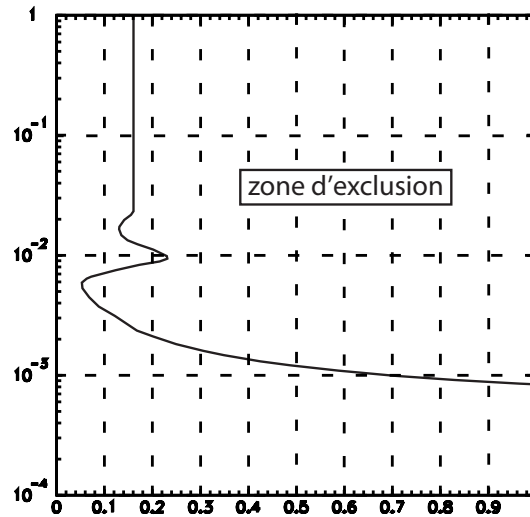


Figure II-1 : Domaine d'exclusion de CHOOZ pour les neutrinos de réacteur, pour un niveau de confiance de 90%...



## Bibliographie

- [1] Sidereus Nuncius (le messenger des étoiles)  
Galileo Galilei  
Publié en 1610
- [2] T.C. Weekes et al.  
ApJ. 342 (1989) 379-395
- [3] S. Le Bohec et al.  
NIM A 416 (1998) 425
- [4] Measurement of the Crab flux above 60 GeV with the CELESTE Cherenkov telescope  
M. de Naurois, J. Holder, et al.  
Ap J 566 (2002) 343-357
- [5] The MAGIC telescope project for gamma astronomy above 10 GeV  
N. Magnussen  
Proc. 36th INFN ELOISATRON Workshop on NEW DETECTORS, Erice, November 1997  
astro-ph/9805184
- [6] TeV gamma-ray observations of southern AGN with the CANGAROO 3.8m telescope  
M. D. Roberts et al.  
Proceedings of the 25th ICRC, Durban, 1997
- [7] Site Web CGRO  
<http://cossc.gsfc.nasa.gov>
- [8] Site Web Beppo-Sax  
<http://www.asdc.asi.it/bepposax/>
- [9] VLT identification of the optical afterglow of the gamma ray burst GRB-000131 at  $z = 4.50$   
M. I. Andersen et al.  
Astron. Astrophys. 364 (2000) 54-61
- [10] Special Letters issue on: First science with INTEGRAL  
Astronomy & Astrophysics 411 No. 1 (November III 2003)
- [11] Status of the H.E.S.S. project  
W. Hofmann, pour la collaboration H.E.S.S.  
ICRC 2003, Tsukuba
- [12] Site Web GLAST  
<http://glast.gsfc.nasa.gov/>
- [13] Introduction to ultrahight energy cosmic ray physics  
P. Sokolsky  
Addison-Wesley Publ. Comp. (1989)
- [14] Chemical composition in high energy cosmic rays  
B. Wiebel  
WU B 94-08, Wuppertal Univ. (1994)

- [15] Measurement of the cosmic ray energy spectrum and composition from  $10^{17}$  to  $10^{18.3}$  eV using a hybrid fluorescence technique  
Collaboration HiRes-MIA  
Astrophys. J. 557 (2001) 686-699
- [16] Extension of the cosmic ray energy spectrum beyond the predicted Greisen-Zatsemin-Kuz'min cutoff  
M. Takeda et al.  
Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1163
- [17] K. Greisen  
Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748  
  
G. T. Zatsemin, V. A. Kuz'min  
JETP Lett. 4 (1966) 78
- [18] Annual Review  
A. M. Hillas  
Astro. Astrophys. 22 (1984) 425
- [19] On the origin of the cosmic radiation  
Enrico Fermi  
Phys. Rev. 75 (1949) 1169  
  
Galactic magnetic fields and the origin of cosmic radiation  
Enrico Fermi  
Astrophys. J. 119 (1954) 1
- [20] On the Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves  
H. Alfvén  
Arkiv f. Mat., Astron. o. Fys. 29B (2) (1943) p. 1-7
- [21] L. D. Landau et E. M. Lifshitz  
Elektrodinamika Sploshnykh Sred,  
Nauka, 1982 (en Russe) [traduit en Anglais par Pergamon Press : Electrodynamics of continuous media]
- [22] Propagation of cosmic-ray nuclei in a diffusing galaxy with convective halo and thin matter disk  
W. R. Webber, M. A. Lee et M. Gupta  
Ap. J. 390 (1992) 96-104
- [23] Cosmic rays and particle physics  
T. K. Gaisser  
Cambridge University Press (1992) p. 150-155.
- [24] A review of the Homestake solar neutrino experiment  
R. Davis  
Prog.Part.Nucl.Phys. 32 (1994) 13-32
- [25] GALLEX results from the first 30 solar neutrino runs  
Anselmann P. et al.  
Physics Letters B, vol. 327, 1994, p. 377-385.
- [26] Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic rays in photon background  
J. P. Rachen  
Thèse de doctorat, 1996



- [27] Microquasar in our galaxie  
I. F. Mirabel et L. F. Rodriguez  
Nature 392 (1998) 6773
- [28] Large scale decelerating, relativistic X-ray jets from microquasar XTE J1150-564  
S. Corbel et al.  
Science 298 (2002) 196
- [29] H. Falcke et P. L. Biermann  
Astron. Astrophys. 308 (1996) 321
- [30] Probing microquasars with TeV neutrinos  
A. Levinson et E. Waxman  
Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 171101
- [31] Neutrino flux predictions for known galactic microquasars  
C. Distefano et al.  
Astrophys. J. 575 (2002) 378-383
- [32] Site Web Batse  
<http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/>
- [33] Gamma-ray bursts and the fireball model  
T. Piran  
Phys. Rev. 314 (1999) 575
- [34] GRBs in the canonball model : an overview  
A. De Rujula  
4<sup>th</sup> Microquasar workshop, Cargese (2002) (astro-ph/0207033)
- [35] Possibilité d'observation, par le télescope Antares, de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype  
Antoine Kouchner  
Thèse de l'Université Paris VII, soutenue le 23 avril 2001
- [36] First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations  
Astrophys.J.Suppl. 148 (2003)
- [37] F. Zwicky  
Helv. Phys. Acta. (1933) 6-110
- [38] Diffuse continuum gamma rays from the Galaxie  
A. W. Strong, I.V. Moskalenko et O. Reimer  
Astrophys. J. 537 (2000) 763-784
- [39] Particle production in the interstellar medium  
G. Ingelman et M. Thunman  
TSL/ISV-96-0136 (hep-ph/9604286)
- [40] Neutrinos from propagation of ultra-high energy protons  
Ralph Engel, David Seckel et Todor Stanev  
Phys. Rev. D 64 (2001) 093010
- [41] Collaboration Boomerang,  
Nature, 404 (2000) 955  
Astrophys. J. 571 (2002) 604

- [42] Collaboration Maxima,  
Astrophys J. L5 (2000) 545  
Astrophys J. L1 (2001) 561
- [43] Collaboration Dasi  
Astrophys. J. 38 (2002) 568
- [44] Collaboration Archeops  
Astron.Astrophys. 399 (2003) L19-L23  
Astron.Astrophys. 399 (2003) L25-L30.
- [45] High energy neutrinos from astrophysical sources: an upper bound  
E. Waxman et J. Bahcall  
Phys. Rev. D 59 (1999) 023002
- [46] Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production  
K. Mannheim, R. J. Protheroe et J. P. Rachen  
Phys. Rev. D 63 (2001) 023003
- [47] Proceedings of the Rochester conference  
A. M. Markov  
New York 1960
- [48] Ultra high neutrino interactions  
R. Gandhi et al.  
Astropart. Phys. 5 (1996) 81-110
- [49] H. Bethe  
Ann. Physik. 5 (1930) 325.  
  
F. Bloch  
Ann. Physik. 16 (1933) 285.
- [50] Coherent radiation of fast electrons in a medium  
I. E. Tamm et I. M. Frank  
Doklady Akad. Nauk SSSR 14 (1937) 107
- [51] Visible emission of clean liquids by action of  $\gamma$  radiation  
P. A. Cerenkov  
Doklady Akad. Nauk SSSR 2 (1934) 451;
- [52] On possible causes of dark blue  $\gamma$  radiation in liquids  
S. I. Vavilov  
Doklady Akad. Nauk SSSR 2 (1934) 457
- [53] The birth of high-energy neutrino astronomy: A personal history of the DUMAND project  
A. Roberts  
Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 259–312
- [54] Cosmic-ray muons in the deep sea  
Collaboration DUMAND  
Phys. Rev. D 42 (1990) 3613
- [55] Neutrino astronomie with the MACRO experiment  
Collaboration MACRO  
Astrophys. J. 546 (2001) 1038
- [56] Site web Super-Kamiokande  
<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/doc/sk/>

- [57] A search for Astrophysical point sources of neutrino with Super-Kamiokande  
A. L. Stachyra  
Thèse de doctorat, Université de Washington, 2002
- [58] The lake Baïkal deep underwater detector  
Collaboration Baïkal  
Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 19B (1991) 388.
- [59] Results from the Baïkal neutrino telescope  
Collaboration Baïkal  
28th International Cosmic Ray Conference, Tsukuda, Japan, 2003
- [60] The Amanda neutrino telescope: principle of operation and first results  
Collaboration Amanda  
Astrop. Phys. 13 (2000) 1
- [61] Limits on diffuses fluxes of high energy extraterrestrial neutrinos with the Amanda-B10 detector  
Collaboration Amanda  
PRL 90 (2003) 251101
- [62] Search for point sources of high energy neutrino with Amanda  
Collaboration Amanda  
Ap. J. 583 (2003) 1040
- [63] Nestor, a neutrino particle astrophysics underwater laboratory for the mediterranean  
L. K. Resvanis et al.  
High energy neutrino astrophysics workshop, Hawaï (1992)
- [64] The Pierre Auger Observatory  
John Swain (for the Pierre Auger Observatory)  
astro-ph/0309515, à paraître dans les comptes rendus de CIPANP (2003)
- [65] Auger : A Large Air Shower Array and Neutrino Telescope  
Antoine Letessier-Selvon  
astro-ph/0208526
- [66] Site web IceCube  
<http://icecube.wisc.edu/>
- [67] IceCube NSF proposal  
<http://pheno.physics.wisc.edu/icecube/proposal.html>
- [68] Status of the Nemo project  
G. Riccobene  
2<sup>nd</sup> workshop on methodical aspects of underwater/underice neutrino telescope,  
Hamburg (2001)
- [69] Site web Euso  
<http://www.euso-mission.org>
- [70] Study of large hemispherical photomultiplier tubes developed for the ANTARES neutrino telescope  
Collaboration Antares  
En préparation pour soumission à NIM A
- [71] Sedimentation and fouling of optical surfaces at the Antares site  
Collaboration Antares  
Astropart. Phys. 19 (2003) 253

- [72] Detector description and simulation tool  
GEANT  
CERN program library
- [73] Calculation of the flux of atmospheric neutrinos  
Honda et al.  
Phys. Rev. D 52 (1995) 4985
- [74] Flux of atmospheric neutrinos  
G. Barr, T.K. Gaisser, T. Stanev  
Phys. Rev. D 39 (1989) 3532
- [75] Atmospheric neutrino flux above 1 GeV  
V. Agrawal, T.K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev  
Phys. Rev. D 53 (1996) 131
- [76] Energy spectra and angular distribution of atmospheric neutrinos  
L.V. Volkova  
Sov. J. Nucl. Phys. 31 (1980) 6
- [77] HEMAS : a Monte Carlo code for hadronique, electromagnetic and TeV muon components in air shower  
E. Scapparone  
International workshop on simulation and analysis methods for large neutrino detectors, Desy Zeuthen (1998) (physics/9902043)
- [78] Propagation of multi TeV muons  
P. Lipari, T. Stanev  
Phys. Rev. D 44 (1991) 3543
- [79] Track reconstruction and point source searches with Antares  
A. Heijboer  
Thèse soutenue le 8 juin 2004 à Amsterdam.
- [80] Etude de la sensibilité du détecteur Antares à un flux diffus de neutrinos cosmiques de haute énergie  
A. Romeyer  
Thèse de l'Université de Paris VII, soutenue le 30 avril 2003
- [81] The project EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) on NASA's Gamma-Ray Observatory (GRO)  
G. Kanbach et al.  
Meeting on Problems of Gamma-Ray Astronomy and Planned Experiments, Odessa, Ukrainian SSR, May 4-8, 1987  
Space Science Reviews (ISSN 0038-6308), vol. 49, no. 1-2 (1988) 69-84.
- [82] The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources  
R. C. Hartman et al.  
Ap. J. Supplement Series, 123 Issue 1 (1999) 79-202.
- [83] Charles Thomson Rees W Wilson  
Proc. Roy. Soc. 68 (1901) 151-161
- [84] Th. Wulf  
Phys. Z. 11 (1910) 811
- [85] Victor Hess  
Phys. Zeit. 13 (1912) 1084-1091

- [86] Kolhorster  
Phys. Zeit. 14 (1913) 1153
- [87] Extensive cosmic showers in the atmosphere containing ultra-penetrating particles  
Pierre Auger, Thérèse Maze Roland et Grivet-Mayer  
Compt. Rend. Acad. Sci. (Ser. II) 206 (1938) 1721-1722
- [88] Evidence for a primary cosmic-ray particule with energy  $10^{20}$  eV  
J. Linsley  
Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 146
- [89] Nature of cosmic-ray particles  
S.H. Neddermeyer et C.D. Anderson  
Rev. Mod. Phys. 11 (1939) 191
- [90] New evidence for the existence of a particle of mass intermediate between the proton and electron  
J. C. Street et E. C. Stevenson  
Phys. Rev. 51 (1937) 1003
- [91] The cosmic radiation  
C.F. Powell  
Nobel lecture, 1950
- [92] Evidence for the existence of new unstable elementary particles  
G. Rochester et C. Butler  
Nature 160 (1947) 855
- [93] L. Leprince-Ringuet et M. L'héritier  
Comptes rendus de Académie des Sciences 219 (1944) 618
- [94] Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der  $\beta$ -Strahlen von Radium B + C  
(The intensity distribution in magnetic spectrum of  $\beta$ -rays of radium B + C)  
J. Chadwick  
Verhandl. Dtsch. phys. Ges. 16 (1914) 383
- [95] E. Fermi  
Z. Phys. 88 (1934) 161
- [96] H. Bethe et R. Peierls  
Nature 133 (1934) 532
- [97] F. Reines et C. Cowan  
Phys. Rev. 113 (1959) 273
- [98] G. Feinberg  
Phys. Rev. 110 (1958) 1482
- [99] G. Danby et al.  
Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 36

- [100] Weak and electromagnetic interactions  
A. Salam  
Proc. of the 8th Nobel Symposium on 'Elementary particle theory, relativistic groups and analyticity', Stockholm, Sweden, 1968, édité by N. Svartholm (1969) p.367-377.
- A model of leptons  
Weinberg, S.  
Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264-1266.
- Partial symmetries of weak interactions  
Glashow, S. L.  
Nucl. Phys. 22 (1961) 579-588.
- [101] Observation of neutrino like interactions without muon or electron in the  
Gargamelleneutrino experiment  
Gargamelle Neutrino Collaboration (F.J. Hasert et al.)  
Phys.Lett.B46 (1973) 138-140.
- [102] M. L. Perl et al.  
Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489
- [103] Collaboration DONUT  
Phys. Lett. B504 (2001) 218-224
- [104] Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in  
the Sudbury Neutrino Observatory  
Collaboration SNO  
Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 012301
- [105] First results from KamLAND: evidence for reactor anti-neutrino disappearance  
Collaboration KamLAND  
Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802
- [106] Solar  $^8\text{B}$  and hep neutrino measurements from 1258 days of Super-Kamiokande data  
Collaboration SuperKamiokande  
Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 5651
- [107] Indications of neutrino oscillation in a 250 km long-baseline experiment  
Collaboration K2K  
Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 041801
- [108] Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power  
station  
Collaboration CHOOZ  
Eur. Phys. J. C27 (2003) 331
- [109] Limits on neutrino masses from tritium  $\beta$  decay  
J. Bonn et al.  
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 91 (2001) 273
- [110] Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum  
analysis of a surface muon beam  
K. Assamagan et al.  
Phys. Rev. D 53 (1996) 6065–6077
- [111] An upper limit on the tau neutrino mass from three- and five-prong tau decays  
Collaboration Aleph  
Eur. Phys. J. C 2 (1998) 395-406



## Résumé

### Possibilité d'observation par le télescope Antares des sources ponctuelles de rayons gamma observées par le détecteur Egret et étude d'un prototype

La collaboration Antares se propose d'installer un télescope à neutrino par 2 500 m de fond, à 40 km au large de Toulon. Les neutrinos sont détectés grâce à leur interaction par courant chargé dans le milieu entourant le télescope, la roche ou l'eau. Le muon ainsi produit émet de la lumière Tcherenkov lors de sa propagation dans l'eau qui est détectée par un réseau tridimensionnel de 900 photomultiplicateurs répartis sur 12 lignes indépendantes.

Pour valider les techniques choisies, un prototype constitué d'un cinquième de ligne a été déployé en 2003. Un algorithme de reconstruction a été développé sur des données simulées dont les résultats sont présentés. Cependant, une défaillance technique a rendu inexploitable les données enregistrées par le prototype.

Le potentiel de détection d'Antares pour les sources observées en gamma par Egret est étudié. En effet, sous l'hypothèse d'une production des rayons gamma par l'intermédiaire de hadrons de haute énergie, un flux comparable de neutrinos associé est prédit. En supposant l'égalité des flux et un spectre en énergie en  $E^{-2}$ , onze sources sont potentiellement détectables en un an. La sensibilité d'Antares à un tel spectre dépend de la déclinaison de la source avec un optimum de  $3,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$  en un an à 90% de niveau de confiance pour une déclinaison de  $-90^\circ$ .

*Mots-clés* : ANTARES, neutrino, télescope, astrophysique, source ponctuelle, Egret, sensibilité

### Possibility of observation by the Antares telescope of the gamma ray point sources observed by the Egret detector and study of a prototype

The ANTARES collaboration aims to install an underwater neutrino telescope at 2 500 m deep and 40 km from Toulon (France). The neutrinos are detected thanks to their interaction by charged current in the medium surrounding the telescope which can be rock or water. The produced muon emits Tcherenkov light along its path in water. This light is detected by a three-dimensional network of 900 photomultipliers divided into 12 independent lines.

To validate the chosen techniques, a prototype made up of a fifth of line was deployed in 2003. A reconstruction algorithm was developed on simulated data whose results are presented. However, a technical failure made the data recorded by the prototype unsuitable.

The detection potential of Antares to gamma ray sources observed by Egret is studied. Indeed, under the assumption of a gamma ray production *via* high-energy hadrons, a comparable flux of neutrinos associated is predicted. By supposing the two fluxes equal and an energy spectrum varying as  $E^{-2}$  eleven sources are potentially detectable in one year. The Antares sensitivity to such a spectrum depends on the declination of the source with an optimum of  $3.6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$  in one year at 90% of confidence level for a declination of  $-90^\circ$ .

*Keywords* : ANTARES, neutrino, telescope, astrophysics, point source, Egret, sensitivity