



Université de la Méditerranée
Aix-Marseille II
Faculté des Sciences de Luminy
163 av. de Luminy, 13288 Marseille Cedex 09

CPPM-T-2000-02
N° d'ordre 00AIX22094

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

présentée par

Franck BERNARD

pour obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

**Caractérisation des performances
d'un télescope sous-marin à neutrinos
pour la détection de cascades contenues
dans le cadre du projet ANTARES**

Soutenue le 8 décembre 2000, devant le jury composé de :

M. E. ASLANIDES	Président
M. F. MONTANET	Directeur de thèse
M. J. CARR	
M. L. MOSCOSO	Rapporteur
M. M. BORATAV	Rapporteur
M. A. LETESSIER-SELVON	

Remerciements

Je tiens à remercier Elie Aslanides de m'avoir accueilli au Centre de Physique des Particules de Marseille et de m'avoir permis de travailler dans d'aussi bonnes conditions. Je remercie Jean-Jacques Aubert de m'avoir offert l'opportunité de réaliser ce travail au sein de la collaboration ANTARES et John Carr de m'avoir toujours renouvelé sa confiance pour faire cette étude sur un sujet aussi intéressant.

Ce travail n'aurait pu voir le jour sans la présence attentive et les conseils toujours pertinents de François Montanet. Il fut pour moi un directeur de thèse inlassablement disponible, son intelligence et son dynamisme toujours encourageants m'ont beaucoup apporté. Mes plus vifs remerciements lui sont adressés, ainsi qu'à son épouse Nathalie et à ses enfants Edouard et Emile, pour leur patience et leur gentillesse.

J'adresse toute ma gratitude à Luciano Moscoso et Murat Boratav d'avoir immédiatement accepté le rôle de rapporteur et de l'avoir assumé avec beaucoup de patience et de pertinence.

Merci également à Antoine Letessier-Selvon d'avoir accepté sans hésitation de prendre part à ce jury de thèse "au pied levé".

Je remercie tous les membres du groupe ANTARES, et en particulier les "Marseillais", pour le climat sympathique dans lequel ils m'ont permis de travailler. Les nombreuses discussions que j'ai pu avoir avec chacun m'ont beaucoup appris. Merci en particulier à Stéphane Basa, Vincent Bertin, Jürgen Brunner, Franca Cassol-Brunner, Fabrice Feinstein, Dick Hubbard, Eric Kajfasz et Patrice Payre.

J'exprime tous mes remerciements à l'ensemble des membres du CPPM pour leur éternelle sympathie, et en particulier au personnel administratif, technique et informatique dont l'aide quotidienne me fut précieuse.

Une mention toute spéciale est réservée dans mon cœur pour tous ceux qui ont relu soigneusement toutes les étapes de ce mémoire ou qui m'ont grandement aidé à avancer tout au long de cette thèse : François Blondeau, Fabrice Hubaut, Hervé Lafoux, Sergio Navas, Charling Tao.

Je tiens à redire toute mon amitié à la joyeuse bande des "jeunes" : Anne, Arnaud, Benoît, Christian, Cristina et David, Emmanuel, Eric, Fabiax, Fab' et Vero, Fred, Isabelle, Jean-Steph' et Gaëlle, Luc, Matti, Mireille, Nicolas, Olax, Pedro, les españoles Sergio y Angela, Smaïn, Stéphanie, Sylvain, Tatiana, avec qui j'ai partagé ces quelques années de thèse.

Un immense merci à Jean-Luc, qui n'a eu de cesse de savoir trouver les mots et les situations pour me remonter le moral et me transmettre un peu de sa magnifique joie de vivre.

Enfin, j'adresse toute mon affection à ma famille, et en particulier à mes sœurs Emmanuelle

et Florence, à ma mère qui est bien là, au plus profond de mon cœur, à mon père dont j'aimerais dire à quel point sa présence m'est précieuse, à mon "beautiful brother", à mon "cuisinier préféré", à mon neveu Nicolas et mes filleules Marie et Marion, à "Jaul et Posette", à frère JiPé, "œnologue spirituel", et Mamie Yvonne. Leur intelligence, leur confiance, leur tendresse, leur amour me portent et me guident tous les jours.

Existe-t-il un mot suffisamment intérieur et avec assez de souffle pour dire à ma douce Françoise, tout ce que je ressens au moment de mettre ce point final ? Aurais-je eu le courage, aurais-je eu la gaieté, aurais-je pu mener ceci jusqu'au bout ?

Ce que je te dois est immense . . .

Table des matières

Introduction	5
1 Astrophysique des neutrinos de haute énergie	7
1.1 Le rayonnement cosmique primaire	7
1.1.1 Caractéristiques	7
1.1.2 Enigme de leur origine	8
1.1.3 Enjeux	9
1.2 L'astronomie gamma	10
1.2.1 Situation expérimentale	10
1.2.2 Limitations	11
1.3 Les neutrinos comme nouveaux messagers	13
1.3.1 Petit portrait du neutrino en famille	13
1.3.2 Intérêt pour l'astrophysique	14
1.3.3 Le jardin secret du petit neutrino	15
1.4 Les sources cosmiques de neutrinos	16
1.4.1 Mécanismes de production	16
1.4.2 Sources garanties (atmosphère, galaxie, rayonnement fossile)	20
1.4.3 Sources probables (SNR, binaires X, AGN, GRB)	23
1.4.4 Autres sources possibles	30
1.4.5 Sources imprévues	32
1.4.6 Sur le rapport entre saveurs ($\nu_e/\nu_\mu/\nu_\tau$)	32
1.5 Autres motivations pour les télescopes à neutrinos	34
1.5.1 Etude des oscillations de neutrinos	34
1.5.2 Recherche de WIMPs	35
1.6 Conclusion : missions des télescopes à neutrinos	35
2 Principe de détection et taux d'événements attendus	37
2.1 Détecter des neutrinos (généralités)	37
2.2 A la recherche des neutrinos cosmiques de haute énergie	39
2.2.1 Les impératifs	39
2.2.2 L'idée de Markov	39
2.2.3 Interactions des neutrinos de haute énergie	41
2.2.4 Corrélation en énergie et direction entre le muon et le neutrino	44
2.2.5 Propagation des particules secondaires	45
2.2.6 Effet de la Terre à très haute énergie	49

2.2.7	Rayonnement Čerenkov	51
2.3	Classification des événements par topologie	52
2.3.1	Une trace	53
2.3.2	Une cascade	53
2.3.3	Une cascade et une trace	54
2.3.4	Deux cascades	54
2.3.5	Autres topologies	55
2.3.6	Séparation des différentes topologies	55
2.4	Détection des différents saveurs de neutrinos	55
2.4.1	Détection des ν_μ	55
2.4.2	Détection des ν_e	56
2.4.3	Détection des ν_τ	57
2.5	Bruits de fond	58
2.5.1	Muons atmosphériques	58
2.5.2	Neutrinos atmosphériques	59
2.6	Taux d'événements contenus attendus	59
2.6.1	Taux de signal	59
2.6.2	Taux de bruit de fond	60
2.6.3	Remarques	61
2.7	Conclusion : performances requises d'un télescope à neutrinos	67
3	ANTARES et les autres expériences	69
3.1	DUMAND (projet pionnier mais non concrétisé)	69
3.2	BAĪKAL (expérience en cours)	69
3.3	AMANDA (expérience en cours)	71
3.4	NESTOR (expérience en projet)	71
3.5	ANTARES	73
3.5.1	Évaluation des sites	73
3.5.2	Ligne prototype ("ligne 5")	78
3.5.3	Prochaine étape : 0.1 km ²	79
3.5.4	Projet à plus long terme : 1 km ³	84
4	Outils de simulation et de reconstruction	85
4.1	Schéma général	86
4.2	Génération des événements contenus	88
4.2.1	Sept paramètres pour un événement contenu	88
4.2.2	Cinématique	89
4.2.3	Hadronisation	90
4.2.4	Comparaison de LEPTO, PYTHIA et HERWIG	90
4.2.5	Interactions quasi-élastiques et résonantes	93
4.3	Simulation de la réponse du détecteur	94
4.3.1	Simulation standard détaillée	94
4.3.2	Simulation simplifiée et paramétrisations	97
4.4	Déclenchement	104
4.5	Reconstruction	105
4.5.1	Filtrage du bruit de fond optique continu	106

4.5.2	Préajustement	107
4.5.3	Ajustement	111
4.6	Analyse	114
5	Performances attendues d'ANTARES pour la détection des ν_e	115
5.1	Géométrie et paramètres choisis	115
5.2	Choix du déclenchement	116
5.3	Caractérisation de la lumière recueillie	118
5.3.1	Distribution spatiale	118
5.3.2	Distribution temporelle	119
5.3.3	Distribution en amplitude	120
5.4	Choix des coupures	121
5.4.1	Présélection	122
5.4.2	Sphéricité des temps d'arrivée	124
5.4.3	Photomultiplicateurs non touchés	126
5.4.4	Amplitudes mesurées	128
5.4.5	Proximité du vertex reconstruit	130
5.4.6	Récapitulatif	132
5.5	Performances	132
5.5.1	Volume effectif	132
5.5.2	Reconstruction du vertex / Résolution spatiale	134
5.5.3	Reconstruction de l'énergie / Résolution spectrale	136
5.5.4	Reconstruction de la direction / Résolution angulaire	138
5.5.5	Rejet des bruits de fond	140
5.6	Taux d'événements reconstruits et acceptés	143
5.7	Influences de différents paramètres	147
5.7.1	Saturation, séparation des coups successifs	147
5.7.2	Géométrie	147
	Conclusions - Perspectives	151
	Bibliographie	153

Introduction

Comment commencer ce travail traitant de la Physique des Astroparticules autrement qu'en caractérisant cette discipline, et particulièrement l'astronomie des neutrinos de très haute énergie, à l'aide des nombreux paradoxes qui en font toute la saveur ? Il s'agit avant tout d'appréhender l'infiniment grand en piégeant l'infiniment petit ; il s'agit en même temps de rendre visible une image invisible de notre Univers ; il s'agit aussi de mieux comprendre l'infiniment ancien en repoussant les limites de la technologie moderne ; il s'agit enfin de s'ouvrir au Cosmos en faisant l'autruche à 2000 mètres de profondeur !!

Ces paradoxes ont de toute évidence de quoi bousculer notre esprit humain, et par là même de le satisfaire, que l'on soit gourmand de Sciences ou bien amateur de Sagesse. Car la Physique des Astroparticules se trouve bien là, à la croisée de plusieurs chemins si distincts de prime abord et pourtant tellement entremêlés :

- celui de la Physique des Particules, qui s'intéresse à l'infiniment petit et cherche à comprendre comment toute la matière est constituée à un niveau fondamental : celui des briques élémentaires et de leurs interactions, dans une longue quête d'unification des phénomènes,
- celui de l'Astrophysique qui s'ouvre à l'infiniment grand et tente de percer les mystères de l'organisation de l'Univers dans son ensemble et des sources d'énergie qui l'animent,
- celui de la Cosmologie, qui fouille dans les archives infiniment anciennes, en essayant de reconstituer, pour nous la conter, l'histoire de l'Univers et de son évolution, depuis ses premiers instants,
- et comment oublier celui de la Philosophie puisque c'est bien à la recherche de la Sagesse que nous nous mettons en chemin, sur ces sentiers tantôt larges mais souvent escarpés, tantôt lumineux mais souvent brumeux.

Pourrions-nous rester de glace et ne pas partager l'engouement qui règne au sein de la communauté scientifique autour de cette discipline particulièrement dynamique qu'est la **Physique des Astroparticules** ?

Une des branches de cette dernière est juste en train de naître, après un enfantement long d'une trentaine d'années : la **Physique des neutrinos cosmiques de haute énergie**. Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous la caractérisons par les principales motivations qu'elle suscite en mettant en avant la spécificité des neutrinos et en passant en revue leurs diverses sources potentielles. Nous verrons alors qu'un télescope à neutrinos est un instrument pluridisciplinaire, touchant aussi bien l'Astrophysique que la Physique des Particules.

Les diverses techniques que les hommes ont mises en œuvre pour observer des neutrinos sont rappelées succinctement au début du deuxième chapitre. Nous insistons sur la particularité de ceux de haute énergie et sur les contraintes expérimentales que leur détection impose. En particulier, la faiblesse des flux attendus et des sections efficaces impose l'instrumentation de volumes de taille kilométrique dans les profondeurs marines ou dans la glace polaire. Nous commençons alors à classer les différents types d'événements que l'on peut rechercher, pour discuter des possibilités de détection des différents saveurs de neutrinos. Cette étude permet déjà d'appréhender quantitativement ce que pourra apporter un télescope à neutrinos, et les exigences de qualité qui en découlent.

Nous pouvons alors présenter les choix expérimentaux, faits par les diverses collaborations actuellement à l'œuvre sur le sujet, en vue de répondre au mieux à ces exigences. C'est l'objet du troisième chapitre.

L'objectif principal de ce travail de thèse est de caractériser les performances qu'un tel appareil peut atteindre, pour une certaine catégorie d'événements : les cascades contenues, qui mettent en jeu la détection de neutrinos électroniques. Pour ce faire, des outils de simulation ont été développés et assemblés au sein d'une architecture globale qui est détaillée au quatrième chapitre.

Nous exposons alors, dans le dernier chapitre, les résultats de cette étude d'un télescope sous-marin à neutrinos de première génération (constitué d'environ mille photomultiplicateurs). Ils concernent notamment l'efficacité de détection, la précision angulaire, la résolution en énergie et le rejet du bruit de fond. Ce sera l'occasion de décrire les potentialités d'un tel instrument en matière de découverte de sources cosmiques diffuses. Puis nous discuterons de l'influence de divers paramètres utilisés dans les simulations.

Enfin, nous présentons les conclusions de cette étude relativement pionnière, qui s'est attachée à caractériser les performances que l'on peut attendre des futurs télescopes sous-marins à neutrinos pour la détection de cascades contenues, et qui ouvrira, nous l'espérons, de nombreuses perspectives.

Chapitre 1

Astrophysique des neutrinos de haute énergie

1.1 Le rayonnement cosmique primaire

1.1.1 Caractéristiques

L'atmosphère terrestre est continuellement bombardée par un **flux isotrope de particules subatomiques chargées**, appelées "rayons cosmiques primaires". La **composition** des rayons cosmiques détectés jusqu'à présent entre le TeV (10^{12} eV) et le PeV (10^{15} eV), est d'environ [1, 2] :

- 42 % de protons
- 26 % de noyaux He
- 13 % de noyaux CNO
- 9 % de noyaux Ne-S
- 10 % de noyaux Cl-Ni
- 0.04 % d'électrons

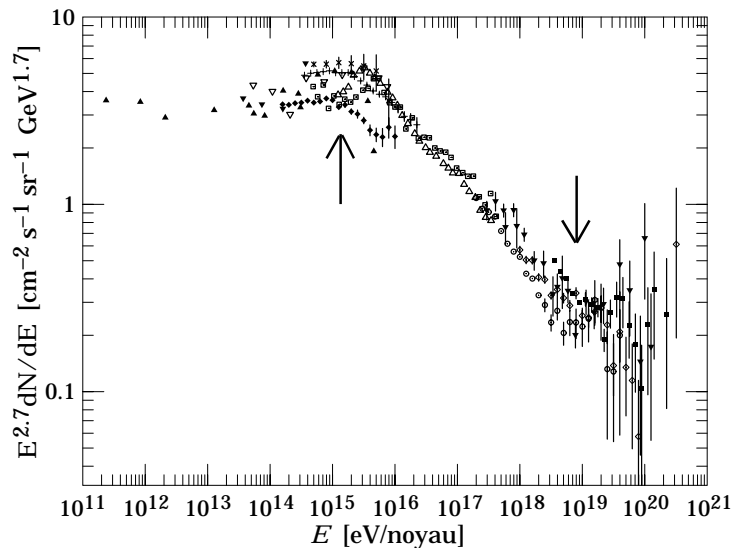


Figure 1.1: Flux mesuré des rayons cosmiques de haute énergie (au-delà du TeV), après multiplication par le facteur $E^{2.7}$ [3]. Les flèches indiquent les positions du "genou" (vers 1 PeV) et de la "cheville" (vers 10 EeV).

Sur la figure 1.1, on peut voir que **le spectre des rayons cosmiques primaires suit une loi de puissance** $dN(E) \sim E^{-\alpha} dE$ où α , l'indice spectral différentiel, vaut ~ 2.7 au-dessous de 1 PeV, ~ 3.0 entre 1 PeV et 10 EeV (10^{19} eV) et de nouveau ~ 2.7 au-dessus de 10 EeV. La cassure de pente vers 1 PeV est couramment appelée "**le genou**", tandis que le durcissement du spectre vers 10 EeV est appelé "**la cheville**". Les caractéristiques de ce rayonnement cosmique

sont assez mal connues au-dessus de la cheville, à cause des faibles statistiques observées, mais **il est remarquable que plusieurs événements ont été observés avec des énergies supérieures à 10^{20} eV !** Ces rayons cosmiques primaires **interagissent très haut dans l’atmosphère** (typiquement entre 30 et 60 km d’altitude) et **donnent lieu à des “gerbes” ou “cascades” de particules** constituées de grandes quantités de hadrons (essentiellement des nucléons, pions et kaons mais aussi des mésons et baryons charmés D , D_s , Λ , *etc.*), de leptons (e^\pm , μ^\pm , ν) et de photons.

Pour couvrir un domaine en énergie aussi large, **différentes techniques de détection sont nécessaires**. Les méthodes utilisées **aux énergies moyennes et hautes** (jusque vers 100 GeV/noyau) requièrent des **détecteurs embarqués dans des ballons, des fusées ou des satellites**, ce qui permet des mesures directes du spectre, aussi bien que de la composition et de la distribution angulaire. **A ultra haute énergie** (au-delà d’environ 1 PeV/noyau), les flux sont trop faibles pour ces détecteurs embarqués et requièrent des **grands réseaux de détecteurs au sol**, lesquels ne peuvent fournir **que des mesures indirectes**, en observant les produits des cascades atmosphériques (le spectre global en énergie et la distribution angulaire peuvent être assez bien mesurés, tandis que la composition est plus difficile à estimer). Entre les deux domaines, ces différentes techniques sont combinées, ainsi que les télescopes à effet Čerenkov atmosphérique et les télescopes à muons souterrains, pour croiser les résultats.

1.1.2 Enigme de leur origine

La question fondamentale en physique des rayons cosmiques est : **“d’où viennent-ils ?”** et, en particulier, **“comment sont-ils accélérés jusqu’à de telles énergies ?”**. La réponse à cette question n’est pas encore bien connue. Il est clair, au moins, que presque tous sont d’origine extérieure au système solaire (à cause de la très faible proportion d’entre eux qui sont corrélés avec l’activité solaire et/ou le plan de l’écliptique).

Leur origine galactique ou extragalactique ne peut être observée directement en raison des **nombreuses déviations magnétiques qu’ils subissent dans le milieu interstellaire**. Ceci explique l’isotropie observée du rayonnement cosmique. Du moins, cela est vrai jusqu’à environ 1 EeV, mais pas au-delà. En effet, le rayon de gyration R d’une charge Ze d’énergie E (suffisamment élevée pour que la masse soit négligeable) dans un champ magnétique B est donné par [4] :

$$\left[\frac{E}{10^{17} \text{ eV}} \right] = Z \left[\frac{B}{3 \mu\text{G}} \right] \left[\frac{R}{50 \text{ pc}} \right] \quad (1.1)$$

L’intensité des champs magnétiques interstellaires étant typiquement de l’ordre du μG [5], et les distances à l’intérieur de la Voie Lactée, de l’ordre du kpc, **les rayons cosmiques d’énergie supérieure à $\sim 10^{18}$ eV/nucléon doivent pointer vers leur source¹**.

Malgré cela, la distribution angulaire du rayonnement cosmique à ces énergies extrêmes n’a manifesté, jusqu’à présent, **aucune corrélation évidente avec le disque galactique**. Ceci **suggère une production extragalactique**. Mais alors, nous nous trouvons confrontés à une autre difficulté : l’interaction des protons avec les photons à 2.7 K du rayonnement cosmologique fossile omniprésent, limite considérablement leur parcours moyen au-dessus de

¹Si les champs magnétiques galactiques ne sont pas plus intenses ou plus étendus dans le halo que ce qui est généralement admis.

$5 \cdot 10^{19}$ eV. Ce phénomène est connu depuis la fin des années 60 sous le nom de **coupure GZK** (du nom de Greisen, Zatsepin et Kuzmin)[6]. Par exemple, la probabilité qu'un proton de $3 \cdot 10^{20}$ eV traverse 100 Mpc sans une interaction est $1.2 \cdot 10^{-5}$ [4]. Vu autrement, il lui faut en moyenne une énergie à la source de $3 \cdot 10^{22}$ eV pour atteindre la Terre avec l'énergie observée. Or il semble extrêmement difficile de concevoir des accélérateurs cosmiques capables d'atteindre de telles énergies. Cela suggère donc que certaines sources de rayons cosmiques d'extrêmement haute énergie sont relativement proches. Ou peut-être est-il incorrect d'identifier ces rayons cosmiques avec des protons ou des noyaux [4] ... En tout état de cause, nous pouvons déjà constater que **l'origine des rayons cosmiques d'énergies extrêmes est un puzzle obscur qui nécessite des observations complémentaires** [7].

En-deçà de la cheville, la situation n'est pas vraiment claire non plus. Le mécanisme généralement invoqué pour expliquer l'origine des rayons cosmiques jusqu'au genou est ce que l'on appelle "**l'accélération de Fermi du premier ordre**" [5, 8]. Il s'agit de l'accélération de particules chargées par des allers-retours successifs au travers du front d'une onde de choc dans un plasma. Ce mécanisme produit naturellement un spectre avec une loi de puissance d'indice $\alpha = 2 + \epsilon$, où ϵ est petit devant 1. On pense que le spectre observé est plus pentu que le spectre produit à cause de la dépendance en énergie du confinement des rayons cosmiques dans la galaxie : si le temps d'échappement caractéristique décroît avec l'énergie comme $\tau(E) \propto E^{-\delta}$, alors l'indice du spectre observé devient $\alpha_{\text{obs}} = 2 + \epsilon + \delta$. Or, pour $1 \leq E \leq 100$ GeV, une valeur de $\delta \simeq 0.6$ a pu être déduite des mesures de la composition du rayonnement cosmique primaire [9]. Ce mécanisme de Fermi, qui doit avoir lieu au sein des restes de supernovæ (les chocs résultant de l'expansion de l'enveloppe dans le milieu environnant), **pourrait donc expliquer très correctement le spectre** du rayonnement cosmique primaire **jusqu'au genou**. Cependant, de nombreux problèmes se posent encore, comme l'apparente inactivité de certains restes de jeunes supernovæ dans le domaine des photons γ d'énergies supérieures à ~ 1 TeV. D'autre part, **le spectre** du rayonnement cosmique primaire **au-delà du PeV reste inexplicé**. En effet, le mécanisme de Fermi est limité par la taille de l'accélérateur et l'intensité des champs magnétiques au voisinage du choc, selon une relation directement liée au rayon de gyration de la particule chargée accélérée (équation 1.1), puisque celle-ci doit rester confinée dans la zone du choc. Or les sites galactiques sont trop petits et les champs magnétiques ambiants y sont trop faibles pour dépasser une énergie de l'ordre de 10^{16} eV. On pourrait alors invoquer d'autres processus d'accélération, par exemple l'effet dynamo-électrique [10] dans des champs magnétiques très intenses auprès d'étoiles à neutrons. Cependant ce mécanisme ne reproduit pas de manière naturelle le spectre en loi de puissance observé et de plus il est fortement limité par le rayonnement synchrotron des particules chargées accélérées.

1.1.3 Enjeux

L'intérêt porté aux rayons cosmiques de très haute énergie est double : il s'agit de **comprendre les sources les plus chaudes et les plus violentes de notre Univers** et de **tester nos concepts** de physique fondamentale des hautes énergies, **dans des conditions que nous ne pouvons reproduire sur Terre** (très forts champs magnétiques, gravitationnels ...).

Or nous venons de voir que les caractéristiques du rayonnement cosmique primaire suscitent de nombreuses questions qui ont trait à cette double quête. Toutes nous invitent à faire des observations complémentaires.

La prochaine génération de détecteurs de grandes gerbes atmosphériques (en particulier le projet AUGER [11], puis, à plus long terme, EUSO [12]) devraient permettre de clarifier considérablement les caractéristiques des rayons cosmiques au-delà de la cheville (précision du spectre, localisation de sources, composition) [7].

Mais cela ne suffit pas : il faudrait pouvoir localiser les sources de rayons cosmiques en-deçà de la cheville également. Pour cela, nous allons maintenant voir l'apport et les limites de l'astronomie gamma.

1.2 L'astronomie gamma

1.2.1 Situation expérimentale

La notion même d'astronomie est en fait historiquement liée à la détection de photons. Par rapport à l'étroit domaine spectral que constitue la lumière visible, et qui a représenté l'intégralité des informations astronomiques de l'antiquité jusqu'au début du XX^{ème} siècle, le spectre électromagnétique accessible aux observateurs s'est considérablement enrichi. Il couvre maintenant 66 octaves (soit 20 ordres de grandeurs) des ondes radio métriques aux rayons gamma de quelques dizaines de TeV [13], en passant par les micro-ondes, les rayonnements infra-rouge et ultra-violet et les rayons X.

Ce sont les hautes énergies qui nous intéressent ici (bien que notre compréhension de la plupart des objets astrophysiques soit fortement enrichie par une analyse multi-fréquences). Or **le paysage de l'astronomie gamma a été profondément renouvelé au cours de la dernière décennie, grâce à trois grandes avancées expérimentales :**

- le satellite CGRO [14] a exploré, avec ses 4 détecteurs (BATSE, OSSE, COMPTEL, EGRET [15, 16, 17, 18]), le **domaine en énergie de 50 keV à 20 GeV avec une sensibilité inégalée et une couverture du ciel complète**. En particulier, le troisième catalogue EGRET [19] dénombre presque 300 sources entre 100 MeV et 20 GeV (5 pulsars, le Grand Nuage de Magellan, 93 noyaux actifs de galaxie (tous de type "blazar"), probablement la galaxie radio Cen A et 170 sources non encore identifiées).
- le satellite BEppo-SAX [20], en détectant **le sursaut GRB-970228** (et d'autres par la suite) simultanément en γ mous et en rayons X, a pu le **localiser précisément et rapidement**, ce qui a permis ultérieurement la découverte d'une **contrepartie optique** avec le télescope spatial HUBBLE [21]. Grâce à cela, nous savons maintenant que **ces événements sont situés à des distances cosmologiques²**, et qu'ils dégagent en quelques secondes des énergies gigantesques, entre 10^{51} et 10^{54} erg (soit au moins autant que le Soleil durant toute sa vie), selon les hypothèses (paramètres cosmologiques, distribution angulaire de l'émission) [22].
- les **télescopes à effet Čerenkov atmosphérique** sont maintenant capables de discriminer les cascades électromagnétiques et hadroniques, avec un seuil autour de 300 GeV.

²Le record, jusqu'à présent, est détenu par le sursaut du 31 janvier 2000, avec un décalage vers le rouge de $z \simeq 4.5$, soit environ 13 milliards d'années-lumière [22]. Nous mettons à part, cependant, une partie des sursauts observés, qui sont des événements répétitifs en provenance d'objets galactiques appelés "Soft Gamma-Ray Repeaters".

En ont résulté les **premières détections de sources de photons gamma d'énergies supérieures au TeV** [23], avec des résolutions angulaires de l'ordre de 0.2° . Pour le moment, cinq sources sont bien établies au-dessus du TeV : trois sources galactiques (les pulsars du Crabe, de Vela et PSR B 1706-44), et deux noyaux actifs de galaxie (Markarian-421, qui est une faible source pour EGRET, et Markarian-501, absente du catalogue EGRET). Les deux dernières sont les plus proches blazars connus (respectivement $z = 0.031$ et $z = 0.034$ soit $\simeq 150$ Mpc).

Nous discuterons au paragraphe 1.4 des différents types d'objets que nous venons de mentionner comme sources identifiées à haute énergie (pulsars, noyaux actifs de galaxie, sursauts gamma). En attendant, retenons surtout que **l'astronomie gamma, bien que discipline encore jeune, a apporté de nombreuses découvertes inattendues** (sources inconnues auparavant comme Geminga, importance des hautes énergies dans certains blazars, contraste entre le GeV et le TeV puisque des sources puissantes pour EGRET sont invisibles au TeV et réciproquement, distances cosmologiques des sursauts gamma) **et éclairé d'un jour nouveau toute l'astronomie** (par exemple en aidant à la conception d'un modèle unifié des noyaux actifs de galaxie) [13].

Le futur de l'astronomie gamma nous permet d'envisager, pour la prochaine décennie, une couverture complète du ciel dans le domaine en énergie de 10 keV (recouvrement avec les télescopes à rayons X) à presque 100 TeV. En particulier, la plage qui reste actuellement inexplorée, entre 20 GeV et 300 GeV, devrait être couverte, à la fois par des satellites et par des détecteurs au sol. Des sensibilités 10 à 100 fois meilleures et des résolutions angulaires 10 fois meilleures sont prévues, par rapport à la génération des années 90.

1.2.2 Limitations

Cependant, l'astronomie gamma souffre de **certaines limitations qui font qu'elle ne peut, à elle seule, nous dévoiler les sources des rayons cosmiques de très haute énergie** (du TeV au EeV). Tout d'abord, **quelques centaines de grammes par centimètre carré de matière** (gaz, poussières) **suffisent à stopper les photons** aux énergies que nous considérons. Ceci peut affecter fortement certaines sources "sales" ou bien masquées par le disque galactique ou par de grands nuages interstellaires ou intergalactiques. Ensuite, **les photons de haute énergie** qui voyagent à travers l'Univers, **produisent des paires e^+e^- par interaction avec le fond diffus** de photons (optique, infra-rouge, micro-onde, radio), par le processus :

$$\gamma \text{ haute énergie} + \gamma \text{ fond diffus} \rightarrow e^+e^- \quad (1.2)$$

La **longueur moyenne d'atténuation des photons** à travers l'Univers due à ce processus est représentée sur la figure 1.2. On y distingue les contributions du fond infra-rouge (IR), du rayonnement cosmologique fossile (CMBR) et du fond d'ondes radio. La **longueur d'atténuation des protons** est également montrée, pour les processus de photoproduction de pions (celui qui donne la coupure GZK dont nous avons parlé au paragraphe 1.1.2) et de création de paires e^+e^- :

$$p \text{ haute énergie} + \gamma \text{ fond diffus} \rightarrow p + \pi^0 \quad \text{ou} \quad n + \pi^+ \quad (1.3a)$$

$$p \text{ haute énergie} + \gamma \text{ fond diffus} \rightarrow p + e^+e^- \quad (1.3b)$$

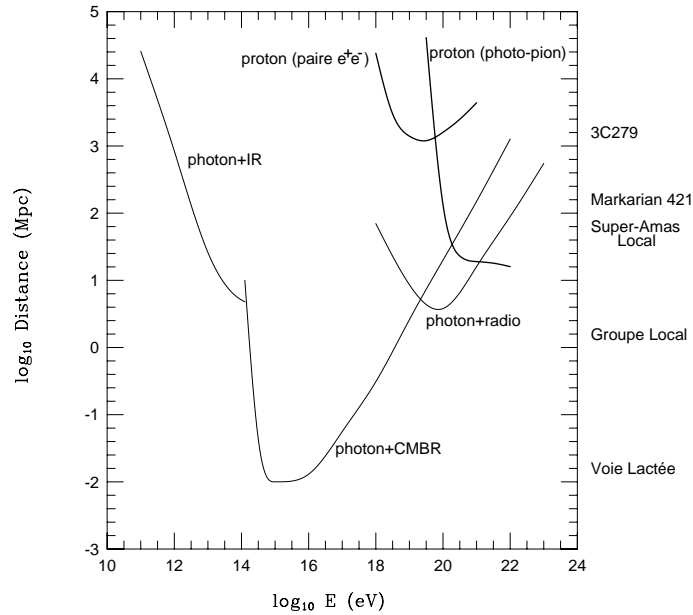


Figure 1.2: Longueur moyenne d’atténuation dans l’Univers des rayons gamma (traits fins) et des protons (en gras) en fonction de leur énergie [7]. Ceci tient compte des processus d’absorption décrits par les équations 1.2 et 1.3, et du fond diffus cosmologique infra-rouge (IR), micro-onde (CMBR) et radio.

Cette figure nous permet de comprendre que le quasar 3C279, la source la plus lumineuse pour EGRET, située à $\simeq 2$ Gpc ($z = 0.54$), ne soit pas vue au TeV (longueur d’atténuation d’environ 700 Mpc). De même, nous pouvons remarquer que **dans le domaine entre 3 TeV et 10^{22} eV, la vision des photons gamma est limitée à 100 Mpc, à peu près la taille du Super-Amas Local. L’astronomie gamma est même limitée à la Voie Lactée et ses satellites (100 kpc) entre 150 TeV et 30 PeV.** Or la plupart des sources extragalactiques du catalogue EGRET, et en particulier les noyaux actifs de galaxie, sont situées à des distances cosmologiques, avec des décalages vers le rouge compris entre 0.1 et 2. Cette “myopie” au-dessus de quelques TeV est donc déjà un premier appel qui **nous incite à chercher d’autres messagers cosmiques que le photon.**

Par ailleurs, les télescopes à effet Čerenkov atmosphérique ont une faible ouverture angulaire qui ne permet d’observer qu’**une seule source à la fois**, et seulement quand les conditions atmosphériques le permettent. Or la plupart des sources observées au-delà du TeV sont soumises à de violentes variations apparemment aléatoires qui peuvent atteindre un ordre de grandeur en moins de 24 heures. Il est donc très probable que des sources soient encore passées inaperçues par faute d’être observées au bon moment.

Ensuite, il est **difficile de discriminer entre les différents mécanismes de production** qui sont à l’origine des photons détectés. En particulier, à très haute énergie, nous n’avons que peu de contraintes permettant de **choisir entre les processus électromagnétiques et hadroniques** ou de peser leurs contributions, comme nous le verrons au paragraphe 1.4.1.

Nous allons voir maintenant que **le neutrino peut constituer un messager cosmique avantageux**, nous permettant d’apporter des contraintes fortes sur les mécanismes de production, de révéler une image de l’Univers à très grande échelle, même au-dessus du TeV, et peut-être de découvrir des sources qui seraient restées dans l’ombre jusqu’à présent.

1.3 Les neutrinos comme nouveaux messagers

1.3.1 Petit portrait du neutrino en famille

En 1930, **Wolfgang Pauli** avoue “avoir fait une chose terrible”. Il venait de **postuler l’existence d’une “particule indétectable”**, pour résoudre le problème lancinant de la radioactivité β . **Enrico Fermi** vit très rapidement le parti qu’on pouvait en tirer : il mit sur pieds la **première théorie formelle de l’interaction faible**, responsable justement de la radioactivité β , en utilisant cette “particule indétectable”, qu’il baptisa *neutrino*. Fort heureusement, en 1956, **Fred Reines et Clyde Cowan** prouvèrent **expérimentalement que ce “petit neutre” pouvait être détecté directement** (paragraphe 2.1). Depuis lors, l’histoire du neutrino n’a cessé d’être riche d’un **double rôle en physique fondamentale** (voir par exemple [24, 25]). D’une part, le **neutrino** est une particule qui ne révèle que difficilement ses propriétés et qui **garde encore aujourd’hui une part de mystère** (paragraphe 1.3.3). D’autre part, il s’est révélé **l’une des plus importantes sources d’innovations** ; notamment, il a mis en défaut la conservation de la parité (1957), permis la découverte des courants neutres (1973), confirmé le modèle des partons et la structure interne des nucléons, donné un compte précis du nombre de générations (exactement 3) de leptons et de quarks (1990), et il devient de plus en plus vraisemblable aujourd’hui que les neutrinos nous donneront bientôt la confirmation et les clés d’un mélange entre les familles de leptons (paragraphe 1.5.1), similaire au mélange CKM du secteur des quarks.

Maintenant, **les neutrinos font partie intégrante du Modèle Standard**, qui est à la physique subatomique, un peu l’équivalent du tableau de Mendeleïev en chimie. Non seulement il permet de classer toutes les particules élémentaires connues (et d’imaginer celles qui manquent pour “remplir les cases vides”, comme par exemple le quark *top*, découvert en 1995 [27], ou le neutrino tau, qui vient de l’être [28]), mais aussi de comprendre les liens et interactions entre elles. Ce modèle théorique n’accumule que des succès expérimentaux depuis plus de vingt ans (sauf peut-être quelques indications d’oscillations de neutrinos, sur lesquelles nous reviendrons au paragraphe 1.5.1, mais qui pourraient sans doute être prises en compte sans grande refonte du modèle). Il décrit la matière comme étant construite de quelques particules fondamentales, ponctuelles, de spin 1/2, groupées d’une part en **quarks et leptons**, d’autre part en **3 générations**. D’un autre côté, il décrit les interactions fondamentales (hors la gravitation) comme résultant d’une symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui opère sur les champs quantiques correspondant aux particules de matière. Ces interactions sont elles-mêmes véhiculées par des particules ponctuelles, de spin 1, les **bosons de jauge**. L’**interaction forte** résulte de la symétrie $SU(3)_C$, elle est véhiculée par 8 gluons (les 8 générateurs du groupe $SU(3)$), et elle ne concerne que les quarks. Les **interactions faible et électromagnétique** résultent d’une combinaison des symétries $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, qui donne 4 bosons : le photon véhicule l’interaction électromagnétique, le Z véhicule l’interaction faible par courant neutre et les W^+, W^- véhiculent l’interaction faible par courant chargé.

Ce qui est important pour nous, c'est que cette brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ s'opère par un mécanisme (de Higgs) qui donne une masse importante aux bosons Z et W^\pm , rendant l'interaction faible beaucoup moins intense que l'interaction électromagnétique. L'autre conséquence importante est que chacune des 3 familles de leptons est un doublet constitué d'un lepton chargé (e, μ, τ) et d'un lepton neutre, *c.-à-d.* un neutrino (ν_e, ν_μ, ν_τ). L'interaction électromagnétique n'étant liée qu'à la charge électrique, **les neutrinos ne sont donc sensibles qu'à l'interaction faible. C'est pourquoi leur probabilité d'interaction avec la matière est très faible, comparée à celle de toutes les autres particules.**

Cette caractéristique rend les neutrinos particulièrement intéressants pour l'astronomie.

1.3.2 Intérêt pour l'astrophysique

Qui dit astronomie dit évidemment directionnalité: il faut être capable de **localiser assez précisément la source étudiée**. Parmi les particules chargées, nous avons vu que seules les plus énergiques ($E \gtrsim 10^{18}$ eV) ne sont pas déviées significativement par des champs magnétiques, mais elles interagissent beaucoup avec le rayonnement cosmique fossile à 2.7 K (coupure GZK); ainsi les hadrons chargés ne peuvent nous renseigner sur des sources ponctuelles que sur des distances inférieures à 20 – 30 Mpc, et pour des énergies extrêmement hautes. Il en est de même pour les neutrons, dont seuls les représentants les plus énergiques ($E \gtrsim 10^{18}$ eV) peuvent parcourir des distances galactiques sans se désintégrer avant. Nous avons vu également que, au-dessus de quelques TeV, les photons gamma interagissent trop fortement avec les photons diffus intergalactiques et avec le rayonnement cosmique fossile pour pouvoir nous renseigner sur des sources au-delà du Super-Amas Local. De plus quelques centaines de grammes de matière suffisent à les stopper et donc à masquer de notre vue des régions importantes de l'univers.

Or les neutrinos sont stables, se déplacent en ligne droite puisqu'ils sont électriquement neutres, et ils n'ont qu'une très faible probabilité d'interaction avec la matière et encore moins avec le fond diffus de photons. A titre d'illustration, alors que la longueur d'atténuation des photons de 1 TeV est de quelques g cm^{-2} , la longueur d'interaction d'un neutrino de 1 TeV est :

$$\lambda_{\text{int}} = (\sigma \cdot N_A)^{-1} \simeq (5 \cdot 10^{-36} \cdot 6 \cdot 10^{23})^{-1} \simeq 3 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-2} \quad (1.4)$$

Il apparaît donc que les neutrinos sont les seules particules favorables à l'astronomie de très haute énergie (TeV et au-delà)³. On peut ainsi affirmer que les neutrinos permettent d'**explorer le cosmos à très haute énergie, beaucoup plus loin qu'avec n'importe quel autre moyen**, ils permettent de combler le désert qui sépare l'astronomie gamma en dessous de quelques TeV et les rayons cosmiques primaires au-dessus de quelques EeV, et il y a une probabilité intéressante de **découvrir des sources invisibles par ailleurs**.

Enfin les neutrinos, ne pouvant être produits que par des processus faibles, devraient permettre, par leur présence ou leur absence, de **discriminer les différents mécanismes de production envisagés** (nous verrons cela au paragraphe 1.4.1). De plus, le neutrino se présente en **trois saveurs différentes** (correspondant aux trois générations de leptons et de quarks) qui peuvent apporter des informations supplémentaires **pour mieux éclaircir les mécanismes de production** (nous en discuterons au paragraphe 1.4.6).

³ Il existe un autre messenger cosmique que nous n'avons pas envisagé ici : il s'agit des ondes gravitationnelles, et donc du graviton s'il existe. Cependant tous les signaux, qu'espèrent capter les interféromètres à ondes gravitationnelles en construction, ont des fréquences qui correspondent aux ondes radio et non pas aux très hautes énergies.

1.3.3 Le jardin secret du petit neutrino

Avant de discuter des sources et des flux potentiels de neutrinos de haute énergie, il est important de rappeler que le neutrino garde encore aujourd'hui une part de mystère, et que **cette particule reste la moins bien connue du Modèle Standard**. C'est la rançon à payer pour sa faiblesse d'interaction. En effet, nous avons vu les avantages que nous pouvions en tirer dans l'exploration du cosmos lointain, mais cette faiblesse d'interaction se traduit aussi par une détectabilité difficile, donc une certaine lenteur dans le processus d'expérimentation sur la nature même des neutrinos. En conséquence, il nous manque encore aujourd'hui des connaissances fermes sur certaines des propriétés des neutrinos.

Dans le cadre du Modèle Standard, **les neutrinos sont supposés de masse nulle**. Expérimentalement, les recherches ont été très actives, mais nous ne connaissons pour le moment que les limites suivantes :

$$m_{\nu_e} < 3 \text{ eV} \quad (1.5a)$$

$$m_{\nu_\mu} < 0,19 \text{ MeV} \quad (1.5b)$$

$$m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV} \quad (1.5c)$$

La masse du neutrino électronique est mesurée à partir du spectre en énergie de l'électron émis dans la désintégration du tritium,



Une limite du même ordre de grandeur ($m_{\nu_e} < 23 \text{ eV}$) vient de l'analyse des neutrinos détectés en provenance de la supernova SN1987A.

La limite sur la masse du neutrino muonique vient de la désintégration :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.7)$$

La désintégration en mode hadronique du tau :

$$\tau^- \rightarrow \text{hadrons} + \nu_\tau, \quad (1.8)$$

donne la limite sur la masse du neutrino tauique.

Ces limites ne peuvent prouver que les masses sont nulles, et aucune raison théorique connue ne le suggère. D'ailleurs, nous verrons que si le phénomène d'oscillations de neutrinos est confirmé, alors cela prouvera l'existence des neutrinos massifs et nous donnera un moyen de mesurer indirectement leurs masses, même si celles-ci restent hors de portée d'une mesure directe.

Une deuxième interrogation concerne la relation entre le neutrino et son antiparticule. **Le neutrino est-il identique à l'antineutrino ?** Cette question a son importance depuis que Paul Dirac a postulé l'existence des antiparticules en 1931 et que Ettore Majorana a imaginé une théorie symétrique du neutrino et de l'antineutrino en 1937. Si les neutrinos sont des particules de Majorana (contrairement aux autres fermions qui sont tous de Dirac), alors ils doivent avoir une masse et rendre possible la réaction dite "double β sans neutrinos" :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (1.9)$$

Cette désintégration n'a encore jamais été observée, mais elle est activement recherchée, car elle signerait l'identité entre le neutrino et l'antineutrino, et elle apporterait du neuf au Modèle Standard (violation du nombre leptonique, neutrinos massifs)[29].

Autre thème de recherche en ébullition sur les neutrinos : **Les neutrinos oscillent-ils entre les différentes saveurs ?** Cette question est de celles auxquelles les télescopes à neutrinos peuvent apporter leur pierre. Mais pour voir comment, il nous faut d'abord présenter les neutrinos atmosphériques. Aussi nous la traiterons à la fin de ce chapitre, au paragraphe 1.5.1. Disons simplement qu'elle est connectée aux deux précédentes interrogations puisque ce phénomène n'est possible que si les neutrinos des différentes saveurs ont des masses différentes (en particulier non nulles). De nombreuses revues excellentes sur le sujet existent dans la littérature (voir par exemple [29]).

1.4 Les sources cosmiques de neutrinos

1.4.1 Mécanismes de production

Des neutrinos d'origine cosmique ont déjà été détectés mais à trop basse énergie : les neutrinos solaires (0.1 – 10 MeV) [30] résultent de processus de fusion nucléaire, les neutrinos de la supernova SN1987a (~ 15 MeV) [31] résultent de l'effondrement du coeur stellaire (neutronisation $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ et thermalisation $e^+ + e^- \rightarrow \nu_\ell + \bar{\nu}_\ell$). D'autre part, des neutrinos d'origine atmosphérique ont été détectés jusqu'à environ 1 TeV [32]. Ils résultent de cascades hadroniques initiées dans la haute atmosphère par des protons ou des noyaux accélérés. Toutes ces observations ont, entre autres, débouché sur une confirmation éclatante (le mécanisme des supernovæ de type II) et deux énigmes (le déficit des neutrinos solaires et le rapport anormal ν_μ/ν_e dans le flux observé de neutrinos atmosphériques), qui suscitent un vif intérêt et dont nous reparlerons au paragraphe 1.5.1. Cependant les détecteurs souterrains qui ont contribué à ces observations sont limités en volume de détection, et donc en sensibilité aux faibles flux. En pratique, leurs sensibilités sont trop faibles pour les flux attendus au-dessus de quelques TeV.

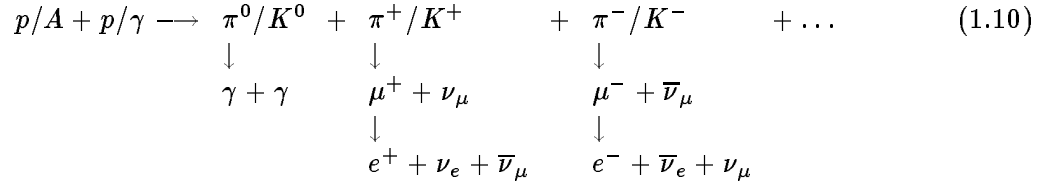
Néanmoins, bien qu'il soit nécessaire de mettre en place d'autres techniques de détection pour explorer le domaine des très hautes énergies, les mécanismes de production naturelle de neutrinos ne sont pas fondamentalement différents. De fait, nous venons de voir l'essentiel des mécanismes, dans le cadre du Modèle Standard, produisant naturellement des neutrinos⁴. Mis à part les mécanismes de la vie et de la mort stellaires, qui ne produisent que des neutrinos thermiques de basse énergie, **seules les désintégrations dans les cascades hadroniques peuvent fournir des neutrinos de haute énergie**. A cela, il faut **ajouter les cascades de désintégrations de particules massives**, hors du Modèle Standard.

Cascades hadroniques

Pour engendrer des neutrinos de haute énergie par cascades hadroniques, il faut un accélérateur de protons et/ou de noyaux efficace et une cible de matière et/ou de rayonnement.

⁴Nous laissons de côté les neutrinos cosmologiques : il s'agit de neutrinos thermiques, datant de la nucléosynthèse primordiale (premières secondes de l'Univers). Ils sont de très basse énergie (meV), et nous n'entrevoions aucun moyen direct de les détecter, pour le moment. Nous n'avons pas parlé non plus des neutrinos issus de désintégrations radioactives d'éléments lourds : leurs énergies sont de l'ordre du MeV et ils sont en nombre négligeable dans l'Univers.

La cible peut être localisée au même endroit que l'accélérateur (source ponctuelle) ou bien diffuse entre l'accélérateur et le détecteur (source diffuse). Toute interaction du proton/noyau accéléré dans la cible entraîne une production de photons et/ou de neutrinos par une cascade de désintégrations hadroniques que l'on peut écrire ainsi [33] :



La production de pions en $p + \gamma$ présente un seuil qui dépend de la température du gaz de photons ; il est de l'ordre de $E_p \approx 200 \text{ TeV}$ pour $E_\gamma = 3 \text{ keV}$ (*c.-à-d.* pour des rayons X de température $T_\gamma = 3 \cdot 10^7 \text{ K}$) [34].

Lorsque les conditions de la cible sont telles que toutes les particules se désintègrent, on s'attend à ce que :

$$\nu_\mu \sim \bar{\nu}_\mu \quad (1.11a)$$

$$(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) \sim 2(\nu_e + \bar{\nu}_e) \quad (1.11b)$$

$$\nu_e/\bar{\nu}_e \sim \pi^+/\pi^- \quad (1.11c)$$

Ce dernier rapport dépend de la composition de la cible et de celle du flux primaire.

Le **spectre en énergie des neutrinos produits** par ces désintégrations mésoniques peut être décrit par la fonction suivante [5] :

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{\Phi_p(E_\nu)}{1 - Z_{NN}} \left(\frac{A_{\pi,\nu}}{1 + B_{\pi,\nu} \cdot \cos \theta \cdot \frac{E_\nu}{\epsilon_\pi^c}} + 0.635 \frac{A_{K,\nu}}{1 + B_{K,\nu} \cdot \cos \theta \cdot \frac{E_\nu}{\epsilon_K^c}} + (\dots) \right) \quad (1.12)$$

où Φ_p est le flux de particules primaires au niveau de la cible, θ leur angle d'incidence par rapport à la cible, A , B et Z_{NN} sont des constantes qui caractérisent l'interaction hadronique et les désintégrations des mésons, le facteur 0.635 correspond au rapport de branchement $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ (alors que pour les pions chargés ce rapport est quasiment égal à 1), le terme (\dots) contient les contributions des autres mésons.

Pour chaque méson m , l'**énergie critique** ϵ_m^c correspond à la **compétition entre désintégration et interaction** :

- si $E \ll \epsilon_m^c$ les mésons se désintègrent tous. Le spectre des neutrinos suit alors le flux des rayons cosmiques primaires :

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \propto \Phi_p(E_\nu) \quad (1.13)$$

- si $E \gg \epsilon_m^c$ les mésons interagissent avant de pouvoir se désintégrer. Le spectre des neutrinos est alors diminué d'une puissance de E_ν (puisque la longueur moyenne de désintégration est proportionnelle à E_ν) :

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \propto \frac{\Phi_p(E_\nu)}{E_\nu} \quad (1.14)$$

L'énergie critique est d'autant plus grande que la cible est de faible densité et que le méson est instable.

Par exemple, si la cible est l'**atmosphère terrestre**, les énergies critiques sont $\epsilon_\pi^c \simeq 115 \text{ GeV}$, $\epsilon_K^c \simeq 850 \text{ GeV}$, et elles sont supérieures au PeV pour les autres mésons ($D, D_s, B \dots$). Ainsi, en dessous de 100 GeV, le spectre des neutrinos suit le spectre des rayons cosmiques primaires ($E^{-2.7}$), puis au-delà du TeV, le spectre des neutrinos devient en $E^{-3.7}$, jusqu'à ce que la contribution des mésons charmés domine, alors le spectre redevient en $E^{-2.7}$.

Si la cible est la **matière interstellaire dans le disque galactique**, les énergies critiques sont immenses et le spectre des neutrinos suit le spectre des primaires ($E^{-2.7}$).

Si la **cible est à la source**, dans la plupart des modèles elle est de faible densité (typiquement comme le milieu interstellaire), et le spectre des neutrinos suit le spectre "dur" des protons accélérés (sans qu'intervienne le temps caractéristique de confinement magnétique galactique) en $E^{-2.1}$. Les spectres qui résultent de ces trois cas de figures sont représentés schématiquement sur la figure 1.3.

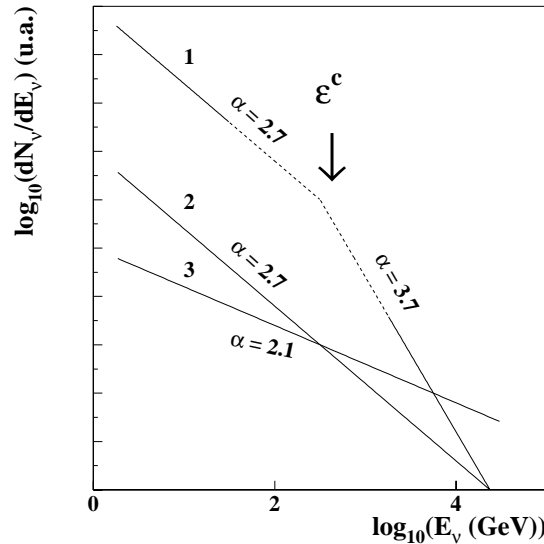


Figure 1.3: Spectres schématiques de neutrinos pour trois cas de figures : (1) neutrinos atmosphériques, (2) neutrinos du plan galactique, (3) neutrinos extragalactiques. Les valeurs des pentes et les points de cassure sont expliqués dans le texte. Les normalisations relatives sont imprécises.

L'existence d'accélérateurs de protons/noyaux efficaces est garantie par l'existence du rayonnement cosmique primaire. D'un autre côté, **trois types de cibles diffuses sont garanties** : l'atmosphère terrestre, le milieu interstellaire galactique, le rayonnement de fond cosmologique. Nous avons vu que, pour des énergies inférieures au PeV, on peut expliquer l'accélération de protons et de noyaux par le mécanisme de Fermi du premier ordre, dans les ondes de choc produites dans le milieu interstellaire galactique lors de l'expansion de l'enveloppe d'une supernova récente. Nous avons vu également que notre galaxie est trop petite et son champ magnétique interstellaire trop faible pour espérer accélérer des particules jusqu'à plus

de 10^{20} eV. Il faut soit disposer de champs beaucoup plus intenses comme c'est le cas dans les pulsars ($B \approx 10^{10} - 10^{13}$ G) ou encore disposer de champs de quelques centaines de μ G sur des distances de l'ordre du *kpc* comme cela semble être le cas auprès du trou noir central supermassif actionnant un noyau actif de galaxie (AGN). Ceci suggère quelques sources dont nous discuterons dans les prochains paragraphes.

Cependant, si l'existence d'accélérateurs de protons est garantie, il n'est pas certain que le mécanisme décrit par l'équation 1.10 ait effectivement lieu auprès de ces accélérateurs. En effet, l'un des sujets à l'origine de nombreux débats en astronomie gamma concerne les **modes de production des photons gamma** du GeV au TeV dans les sources observées telles que les pulsars, les systèmes binaires, les AGN, *etc.* [35] :

- Le **modèle électromagnétique** est fondé sur l'accélération d'électrons, suivie de diffusions Compton inverse sur des photons de basse énergie, soit engendrés à l'extérieur de la région d'accélération, soit provenant du rayonnement synchrotron des électrons.
- Le **modèle hadronique** est fondé sur la production de pions neutres π^0 provenant d'interactions de nucléons accélérés (processus 1.10).

Les modèles ont tous deux leurs problèmes [13]. Si le mode électromagnétique pourrait suffire à expliquer la plupart des spectres multi-fréquences d'AGN observés, les photons d'origine hadronique ne sont pas exclus et certains sites (tore des AGN, jets, "hot spots") semblent plus favorables à l'accélération de protons. De plus, le modèle électromagnétique semble limité à des énergies de quelques TeV ou quelques dizaines de TeV, ce qui correspond également à la coupure, pour les sources lointaines, due à l'absorption des photons par le rayonnement cosmologique fossile. Il semble donc difficile de discriminer entre les modèles si l'on s'en tient à l'astronomie des photons.

Si l'on détecte des sources de neutrinos de très haute énergie, ils porteront la **signature univoque du mécanisme hadronique** et il sera alors possible de **mieux comprendre l'environnement de ces sources** et les événements qui s'y déroulent, grâce aux différentes saveurs de neutrinos (paragraphe 1.4.6).

Désintégrations/annihilations de particules massives au-delà du Modèle Standard

Il existe des mécanismes plus spéculatifs de production de neutrinos de très haute énergie ne faisant pas appel aux processus d'accélération qui viennent d'être présentés. Ils font intervenir des particules très massives, dont l'existence est nécessaire dans des cadres théoriques dépassant le Modèle Standard (SuperSymétrie, Grande Unification). Deux types de modèles sont fortement envisagés dans la littérature, en tant que producteurs potentiels de neutrinos :

- ceux fondés sur l'**annihilation de WIMPs** (Weakly Interacting Massive Particles), particules qui pourraient résoudre la question lancinante de la Matière Noire, et dont le candidat le plus en vogue est une prédiction de la SuperSymétrie : le neutralino χ_1^0 .
- ceux fondés sur des **défauts topologiques**, reliquats possibles de l'époque du Big Bang, qui correspondraient à la transition entre Grande Unification et Modèle Standard.

Nous décrivons ces modèles au paragraphe 1.4.4. Mais d'abord, passons en revue les sources attendues, compatibles avec le Modèle Standard, celles qui sont garanties et celles qui sont probables.

1.4.2 Sources garanties (atmosphère, galaxie, rayonnement fossile)

Nous l'avons déjà remarqué : le flux de rayons cosmiques primaires est garanti, même si l'on ne sait pas bien d'où ils viennent, et de même trois types de cibles diffuses sont garanties, l'atmosphère terrestre, le milieu interstellaire galactique et le rayonnement de fond cosmologique. Les flux diffus de neutrinos qui en résultent peuvent être calculés, avec un bon degré de confiance.

Les neutrinos atmosphériques

L'interaction des rayons cosmiques primaires dans la haute atmosphère produit, par cascades hadroniques, un flux important de neutrinos. Celui-ci domine tous les flux diffus de neutrinos connus ou attendus sur plusieurs ordres de grandeur, de $\sim 10 - 100$ MeV à $\sim 10 - 100$ TeV. Parmi ces neutrinos atmosphériques, on distingue deux types de contributions : la première, dite "conventionnelle", provient de la désintégration des particules ayant une durée de vie relativement longue (pions, kaons, muons), tandis que la seconde, dite "prompte", provient de la désintégration des particules à très courte durée de vie (en particulier les hadrons charmés D^\pm , D_s , $\Lambda_c \dots$). Le spectre des neutrinos conventionnels suit celui des particules primaires ($\propto E^{-2.7}$) jusque vers 100 GeV, puis décroît plus rapidement ($\propto E^{-3.7}$) au-delà du TeV (à cause de la compétition entre désintégration et interaction, comme nous l'avons expliqué au paragraphe 1.4.1). Les neutrinos prompts suivent le spectre des particules primaires jusqu'à beaucoup plus haute énergie (les hadrons charmés ont en effet des énergies critiques de l'ordre de 10 - 100 PeV). C'est pourquoi ils apportent une contribution importante à ultra haute énergie, leur désintégration rapide compensant leur plus faible probabilité de production et leur plus faible rapport de branchement leptonique.

Des calculs précis du flux de neutrinos atmosphériques doivent prendre en compte le détail du spectre primaire (y compris la composition), du profil de densité atmosphérique et de la cascade d'interactions et de désintégrations (sections efficaces, rapports de branchements, processus d'hadronisation des quarks engendrés). Heureusement, dans le domaine d'énergie qui nous intéresse (des neutrinos au-delà de quelques GeV, engendrés par des primaires avec des énergies par nucléon d'au-moins 10 GeV), les effets géomagnétiques peuvent être négligés, et les impulsions transverses des particules secondaires sont suffisamment faibles pour que la propagation tridimensionnelle de chaque cascade puisse être remplacée par une propagation linéaire.

Les calculs du flux conventionnel diffèrent peu selon les modèles (moins de 20 %). En effet, à ces énergies, le flux du rayonnement cosmique primaire est mesuré directement par de nombreuses observations et les sections efficaces de production mésoniques sont bien établies par les expériences sur accélérateurs (même si quelques extrapolations proches sont nécessaires).

Il en est autrement des modèles de flux de neutrinos prompts. Les sections efficaces de production de mésons charmés ne sont connues, actuellement, que par des extrapolations incertaines à partir de mesures faites à plus basse énergie. Ces mesures ont été obtenues grâce à des événements relativement rares, ce qui fait qu'elles manquent de précisions. D'un autre côté, les calculs théoriques ne peuvent être menés de manière rigoureuse, ce qui fait que les extrapolations nécessitent des hypothèses simplificatrices, qui influent beaucoup sur les résultats [36, 37]. Ceci explique les différences importantes entre les différents modèles. La principale simplification, appelée indépendance d'échelle, est de considérer que la distribution des impulsions

parallèles relatives des partons (variable x_F de Feynman) ne dépend pas de l'énergie. Depuis une vingtaine d'années, nous savons que ceci n'est pas vérifié et que, pour faire des calculs plus précis, il faut tenir compte des corrections de chromodynamique quantique. Mais les calculs correspondants sont particulièrement difficiles et ce n'est que récemment qu'ils ont commencé à être considérés comme importants pour les flux de neutrinos atmosphériques (les tests des hypothèses d'oscillations de neutrinos requièrent des précisions de l'ordre de quelques pour cent dans la connaissance de ces flux). Les modèles devraient devenir beaucoup mieux contraints grâce aux futures expériences auprès des collisionneurs hadroniques. La principale source de différence entre les calculs de flux que nous allons présenter se situe dans le traitement de la production du charme (mais ce n'est pas la seule). Cette différence est de plusieurs ordres de grandeur :

- le modèle **VOL** [38] fait l'hypothèse d'indépendance d'échelle et utilise une section efficace de production charmée normalisée aux données accessibles en 1987,
- le modèle **ZHV** [39] fait aussi l'hypothèse d'indépendance d'échelle. Il utilise un traitement au premier ordre de la théorie perturbative,
- le modèle **TIG** [37] ne fait pas l'hypothèse d'indépendance d'échelle. Il fait un traitement complet au premier ordre de la théorie perturbative puis renormalise les ordres supérieurs aux données accessibles en 1994.

La figure 1.4 présente le flux total de neutrinos atmosphériques (**ATM**) paramétrisé par le groupe de Bartol [40] au-dessous du TeV et par Volkova [41] au-dessus de 10 TeV (avec une interpolation entre les deux). C'est la contribution charmée du modèle VOL qui est incluse dans le modèle ATM utilisé dans ce travail. Parallèlement, la figure présente les trois modèles de contributions charmées que nous venons de citer. Quel que soit le modèle, le flux des neutrinos prompts ne dépasse celui des neutrinos atmosphériques conventionnels qu'au-delà de 100 – 1000 TeV.

Les neutrinos atmosphériques ne représentent pas qu'un bruit de fond pour les détecteurs de neutrinos cosmiques. Outre un rôle d'étalonnage, ils peuvent également fournir une excellente opportunité d'étude sur les oscillations de neutrinos. Cette possibilité sera décrite au paragraphe 1.5.1.

Les neutrinos du disque galactique

Comme évoqué au paragraphe 1.4.1, l'interaction du rayonnement cosmique primaire avec le gaz interstellaire de notre Galaxie va engendrer un flux diffus de photons et de neutrinos dont le spectre est en $\alpha \simeq 2.7$. Ce gaz est principalement concentré dans le plan galactique, avec des sources ponctuelles comme les grands nuages moléculaires (par exemple celui d'Orion). Le flux de photons a été récemment détecté par le satellite CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) [14]. Le flux associé de neutrinos est présenté sur la figure 1.4. Il semble délicat de le distinguer du flux atmosphérique par le spectre, mais une étude de l'anisotropie du fond diffus permettrait probablement de révéler cette composante [42].

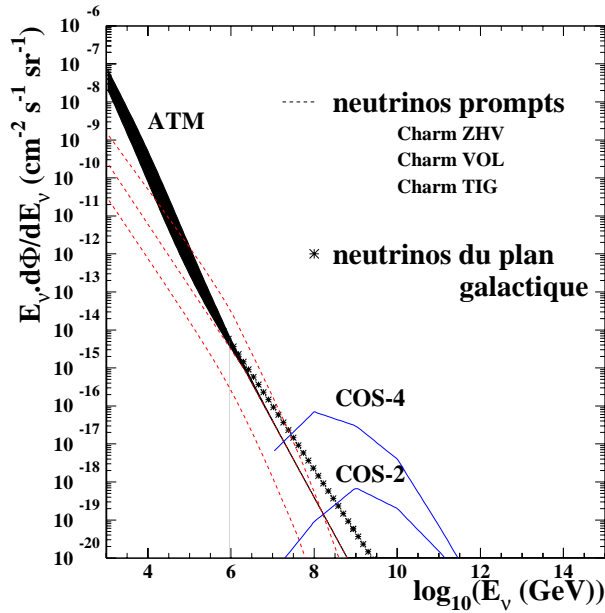


Figure 1.4: Flux des neutrinos atmosphériques selon le modèle ATM [40, 41], des neutrinos prompts (de haut en bas selon les modèles ZHV [39], VOL [38] et TIG [37]), des neutrinos du disque galactique et des neutrinos cosmologiques selon les modèles COS-2 et COS-4 [44] (voir texte). Le flux atmosphérique ATM inclut la composante charmée VOL et il est borné entre sa composante horizontale (partie haute) et sa composante verticale (partie basse).

Les neutrinos du fond cosmologique

Si les protons cosmiques les plus énergiques sont d'origine extragalactique, leur interaction avec le rayonnement fossile engendre inévitablement un flux diffus isotrope de neutrinos de très haute énergie [43]. Ces derniers sont produits par photoproduction à la résonance du Δ^+ qui sera décrite plus loin par l'équation 1.18, avec un seuil en énergie du proton de l'ordre de $3 \cdot 10^{19}$ eV ; en deçà, c'est la production de paire $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ qui prédomine.

La densité d'énergie du rayonnement fossile est proportionnelle à $(1+z)^4$, où z est le décalage vers le rouge. Si les rayons cosmiques primaires sont issus de sources nombreuses et lointaines, le flux de neutrinos en sera donc d'autant plus élevé. Le gain est encore plus prononcé pour certains modèles dits "à phase brillante" [8], selon lesquels l'activité des sources était plus importante lorsqu'elles étaient plus jeunes, *c.-à-d.* que leur luminosité croît avec leur distance. Le flux attendu de neutrinos cosmologiques est très incertain puisqu'il dépend beaucoup de la distribution spatiale des sources de rayons cosmiques. Celle-ci est supposée être de la forme $(1+z)^m$. Dans le cas $m = 0$, il n'y a pas d'évolution des sources avec le temps, c'est-à-dire que leur activité est supposée être la même depuis leur formation.

La figure 1.4 montre les flux attendus de neutrinos [44] pour deux jeux extrêmes de paramètres : selon le modèle **COS-4** le décalage maximal des sources est de $z_{\text{max}} = 4$ et le facteur d'évolution m est égal à 4 (cas de production maximale de neutrinos), alors que pour **COS-2** $z_{\text{max}} = 2$ et $m = 0$ (cas de production minimale de neutrinos).

1.4.3 Sources probables (SNR, binaires X, AGN, GRB)

Plusieurs objets astrophysiques peuvent être à l'origine des accélérations des protons jusqu'à des énergies supérieures à 100 TeV et ainsi constituer une source de flux importants de neutrinos. Il existe principalement quatre grandes catégories d'accélérateurs potentiels pouvant engendrer suffisamment de puissance pour produire un flux conséquent de neutrinos :

1. les jeunes vestiges de supernovæ (SNR)
2. les systèmes binaires émetteurs de rayons X
3. les noyaux actifs de galaxie (AGN)
4. les événements correspondant aux sursauts de rayons gamma (GRB)

Ces différentes sources de neutrinos peuvent être classées en deux catégories distinctes: les sources galactiques et les sources extragalactiques.

1.4.3.1 Les sources galactiques

Jeunes vestiges de supernovæ (SNR)

Ce sont les principaux candidats à la production des rayons cosmiques jusqu'au PeV. Ils peuvent schématiquement se diviser en deux grandes catégories : les vestiges de supernovæ de type enveloppe et les plérions, au centre desquels existe un pulsar généralement entouré d'une nébuleuse. Notons que certains vestiges sont "composites", comprenant à la fois une enveloppe et une partie centrale interne brillante.

L'onde de choc produite par l'explosion d'une supernova est l'un des rares phénomènes galactiques capables d'accélérer des protons jusqu'à des énergies très importantes. Ces derniers acquerraient de l'énergie selon le mécanisme de Fermi (paragraphe 1.1) au sein de l'onde en expansion se diffusant dans le milieu interstellaire. Le front d'onde ayant une durée de vie finie, ce mécanisme ne peut expliquer les énergies protoniques observées au-delà du PeV. Trois sources répertoriées par EGRET pourraient être des enveloppes de supernovæ (IC-443, γ -Cygni et W44). Seule une (SN1006 [45]) a été découverte au-delà du TeV, ce qui commence à contraindre sévèrement les modèles. Un calcul approché du flux de photons d'origine hadronique (équation 1.10) donne [46] :

$$F_{\gamma>(> E) \sim 9 \cdot 10^{-11} \left(\frac{\theta E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}} \right) \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.15)$$

où θE_{SN} est l'énergie de l'explosion de la supernova transmise aux protons, n est la densité du milieu ambiant et d est la distance de la source à la Terre. L'indice spectral est pris égal à 2.1. Ce résultat est valable si l'enveloppe est en expansion adiabatique (phase dite de Sedov), ce qui commence typiquement quelques centaines d'années après l'explosion initiale lorsqu'elle atteint un rayon de l'ordre de quelques parsecs. Cette phase, durant laquelle la luminosité reste quasiment constante, dure généralement plusieurs dizaines de milliers d'années.

Le flux de neutrinos que l'on peut en attendre est très difficile à évaluer et dépend beaucoup de la source considérée. Dans l'hypothèse d'une source "dépouillée" (des calculs précis donnent

dans ce cas un rapport de 0.9 entre le nombre de neutrinos produits et celui de photons [5, 47]) et pour des valeurs canoniques [46] ($n \sim 0.2 \text{ cm}^{-3}$, $E_{\text{SN}} \sim 10^{51} \text{ erg}$, $\theta \simeq 0.15$), on obtient un flux de neutrinos valant :

$$F_{\nu}(> E) \sim 2.4 \cdot 10^{-12} \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.16)$$

Notons que cette évaluation est probablement pessimiste car le flux de photons peut être considérablement absorbé par la source elle-même (cas des sources “voilées”).

Dans le cas particulier de la nébuleuse du Crabe (pour laquelle $d \simeq 2 \text{ kpc}$, $n \sim 50 \text{ cm}^{-3}$ et $\theta E_{\text{SN}} \sim 1.5 \cdot 10^{48} \text{ erg}$ [48]) qui possède en son sein un pulsar, nous obtenons le flux de neutrinos suivant :

$$F_{\nu}(> E) \sim 1.5 \cdot 10^{-12} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}} \right)^{-1.1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (1.17)$$

Le spectre des rayons gamma détectés par CANGAROO [49] provenant de l'ensemble nébuleuse/pulsar du Crabe s'étend jusqu'à 50 TeV [50], ce qui conforte l'idée qu'une partie des photons produits au sein des vestiges de supernovæ est d'origine hadronique (nous avons déjà évoqué cette controverse à la page 19 et nous y reviendrons plus en détail dans les pages 26-28). Deux autres pulsars (PSR 1706-44 [49, 51] et Vela [49, 52]) ont été détectés au-delà du TeV.

Dans le cas des jeunes supernovæ, des protons peuvent être accélérés par l'intermédiaire du reste de l'étoile ayant provoqué la supernova (par le champ magnétique d'un pulsar, par accréation sur un trou noir ou par une étoile à neutron) et interagir avec la matière présente dans la couche externe en expansion. Cela produirait ainsi des rayons gamma et des neutrinos selon le mécanisme décrit par l'équation 1.10. Cette production est cependant courte : elle peut avoir une durée d'un an à une dizaine d'années après l'explosion initiale. Avant, l'enveloppe est trop épaisse et après, la luminosité décroît quadratiquement avec le temps. Notons de plus que les explosions de supernovæ sont rares : leur taux est en moyenne de 2 à 4 par siècle dans la Galaxie [53].

Les neutrinos des supernovæ

Une grande partie de l'énergie relâchée par une supernova l'est sous forme de neutrinos : les neutrinos détectés par IMB et Kamiokande lors de l'explosion de SN 1987A l'ont confirmé [31]. L'énergie de ces neutrinos est cependant très faible (quelques dizaines de MeV). Cela les rend difficilement observables par les détecteurs de neutrinos cosmiques de haute énergie, et en particulier ceux dont l'installation est prévue en milieu sous-marin [53]. Le bruit de fond optique contre lequel ces derniers doivent lutter, présenté au paragraphe 3.5.1.1, rend en effet toute recherche systématique de tels événements de très basse énergie extrêmement délicate. Un télescope sous-marin constitué d'environ 1000 photomultiplicateurs ne serait ainsi sensible qu'aux supernovæ distantes de moins de 5 kpc [53]. Même avec un détecteur 10 fois plus gros et pour des étoiles de masse importante, il semble difficile d'aller au-delà de 14 kpc. Un détecteur installé dans la glace polaire a nettement plus de chances d'identifier des bouffées de neutrinos provenant de supernovæ [54]. En effet le bruit optique continu y est typiquement cinquante fois plus faible (de l'ordre de $\sim 1 \text{ kHz}$ contre $\sim 50 \text{ kHz}$), étant alors dominé par le bruit intrinsèque

des photomultiplicateurs. Ceci permet d'accroître d'un facteur 3 environ la distance maximale des supernovæ détectables, et donc de couvrir l'ensemble de la Voie Lactée (pour un détecteur d'environ 10 000 photomultiplicateurs).

Systèmes binaires émetteurs de rayons X

Ces objets astrophysiques, constitués d'un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) et d'une étoile-compagnon, sont les plus lumineux de notre Galaxie. La dynamique de tels systèmes fait intervenir d'importants transferts de masse du compagnon vers l'objet compact. Les protons gagnent de l'énergie soit par accréation, soit par l'intermédiaire des champs magnétiques très intenses présents à la surface de l'étoile à neutrons (par effet dynamo-électrique [10]). L'étoile-compagnon et/ou le disque d'accréation constituent alors la cible nécessaire à la production des photons et des neutrinos. Des rayons gamma très énergiques ($> 10^{14}$ eV) provenant des systèmes binaires émetteurs de rayons X "Cygnus X-3" et "Hercules X-1" ont été observés au début des années 80, ce qui n'a pas été confirmé depuis [5].

1.4.3.2 Les sources extragalactiques

Noyaux actifs de galaxie (AGN)

Les noyaux actifs de galaxie font partie des objets les plus lumineux de l'Univers. Il existe probablement en leur sein un trou noir supermassif (10^4 à 10^{10} masses solaires). Leur luminosité extrême (10^{42} à 10^{48} erg/s) serait alimentée par accréation de matière sur ce fabuleux moteur qui, outre par sa puissance et sa densité, doit également se distinguer par sa compacité : les luminosités photoniques observées peuvent en effet subir des variations de plusieurs ordres de grandeur sur des périodes aussi courtes qu'un jour. Une autre caractéristique de nombreux noyaux actifs de galaxie est la présence de gigantesques jets relativistes de matière perpendiculaires au plan d'accréation. On peut en voir sur la figure 1.5. Si les jets pointent dans la direction de l'observateur, le noyau actif de galaxie est probablement ce que l'on appelle un "blazar".

Comme nous l'avons vu, les sites galactiques sont trop petits et le champ magnétique ambiant trop faible pour accélérer des particules jusqu'à 10^{20} eV par le mécanisme de Fermi : cela nécessite par exemple un champ d'une dizaine de gauss sur des milliards de kilomètres (équation 1.1). De tels champs existent au sein des noyaux actifs de galaxie (NAG). En outre, deux d'entre eux, Markarian 421 et Markarian 501, ont été observés en rayonnement gamma. Les autres nous échappent probablement du fait de l'interaction des photons avec le fond diffus cosmologique (paragraphe 1.2.2). Les noyaux actifs de galaxie sont donc émetteurs de particules de très haute énergie. Ils sont des candidats prometteurs à la production des rayons cosmiques les plus énergiques.

Comment des photons de très haute énergie peuvent-ils être produits au sein des noyaux actifs de galaxie ? Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.4.1, il existe deux classes principales de modèles. La première met à l'œuvre des processus hadroniques engendrant aussi un flux de neutrinos de haute énergie. La seconde est basée sur des processus électromagnétiques au cours desquels aucun neutrino n'est produit.

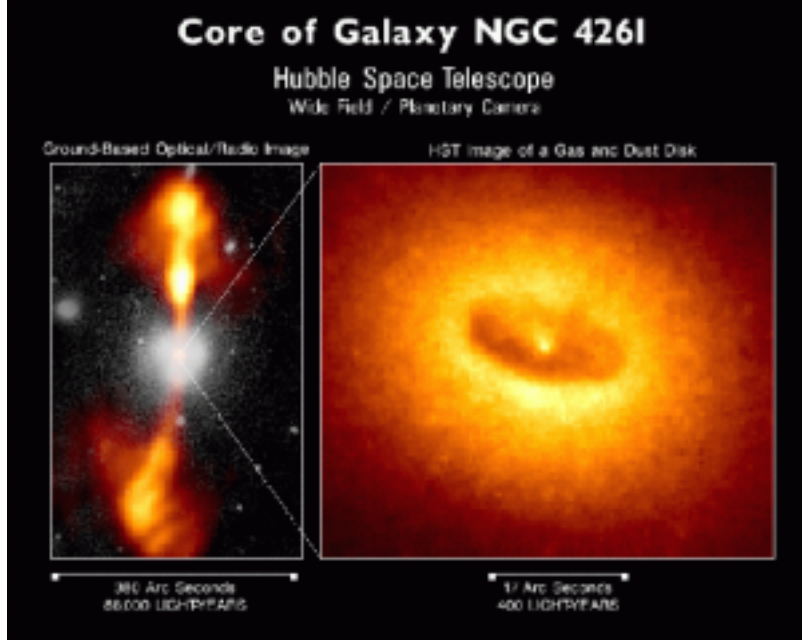
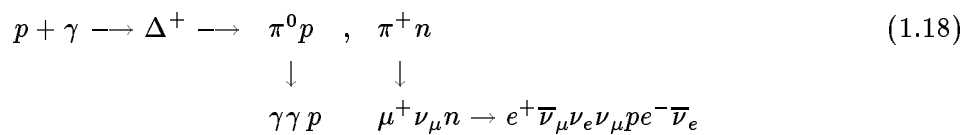


Figure 1.5: Le noyau actif de galaxie NGC 4261, distant d'environ 30 Mpc. Sur l'image au sol de la partie gauche, les jets longs de plusieurs dizaines de kiloparsecs sont nettement visibles. Sur la partie droite, le zoom effectué par le télescope spatial Hubble laisse apparaître le tore de gaz et de poussière, au centre duquel se trouvent le disque d'accrétion de dimension caractéristique de 10^{-3} pc et le trou noir central de dimension typique 10^{-4} pc. Rappelons qu'un parsec représente environ 3.3 années-lumière.

Les modèles hadroniques peuvent se diviser en deux catégories.

Selon les **modèles génériques**, des protons seraient accélérés selon le mécanisme de Fermi du premier ordre lors de chocs au sein du flux d'accrétion provoqué par le trou noir central. Ces protons interagiraient alors soit avec la matière du disque d'accrétion, soit avec le champ radiatif ambiant. Cela engendrerait un flux de photons et de neutrinos très énergétiques (équation 1.10). Alors que les neutrinos peuvent s'échapper en conservant le spectre en énergie en $E^{-(2+\epsilon)}$, les photons gamma interagissent avec les champs radiatifs ambiants selon le processus $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Ils produisent ainsi des cascades électromagnétiques, se démultiplient tout en perdant de l'énergie et engendrent un flux important de rayons X.

L'autre classe de modèles hadroniques situe la production de neutrinos dans les jets. Les protons, accélérés au sein de "paquets" de matière se déplaçant de manière relativiste le long des jets, interagiraient selon le processus décrit par l'équation 1.18 avec le champ photonique ambiant. Ce dernier, très chaud et très dense dans ces régions, est émis par le disque d'accrétion lui-même et/ou par interaction des particules accélérées avec le champ magnétique ambiant (notamment par rayonnement synchrotron des électrons des "paquets").



Cette réaction n'est possible que si l'énergie du proton est supérieure à environ $100 \left(\frac{3 \text{ keV}}{E_\gamma} \right)$ TeV. Elle contribue donc principalement à la production des neutrinos les plus énergiques.

Ceci est d'autant plus accentué dans le cas des blazars, dont les jets pointent dans la direction de l'observateur.

L'accélération des protons et l'interaction radiative ont en effet lieu dans le repère des jets, pouvant présenter un facteur de Lorentz de l'ordre de 10 : l'énergie des neutrinos en est alors d'autant plus élevée (phénomène relativiste de décalage vers le bleu). La figure ci-contre schématise la production de neutrinos de haute énergie selon ces **modèles de blazar**.

La grande variabilité temporelle observée sur les rayons gamma de Markarian 421 et de Markarian 501 [55] leur impose des contraintes. Par exemple, les "paquets" de matière dans lesquels a lieu l'accélération des protons doivent être fins, de l'ordre de 10^{-2} pc. De plus, les réactions $p\gamma$ sont favorisées par rapport aux réactions pp au sein des jets car ces dernières nécessiteraient une densité protonique extrêmement élevée ($> 10^9 \text{ cm}^{-3}$).

Il est intéressant de noter que la majorité - si ce n'est la totalité - de la cinquantaine de noyaux actifs de galaxie répertoriés par EGRET sont des blazars. De plus des rayons gamma d'énergie supérieure à 1 TeV ont été observés en provenance des blazars Markarian 421 (jusqu'à au moins 5-8 TeV [56]) et Markarian 501 (au-delà de 10 TeV [57]). Cela constitue des arguments en faveur de la localisation des chocs dans les jets (d'où seraient alors émis des photons et des neutrinos de très haute énergie).

C'est en partie pour cette raison que les modèles de blazars sont de plus en plus mis en avant par rapport aux modèles génériques. Ils nécessitent néanmoins des ajustements ad hoc pour rendre compte de toutes les observations.

Les modèles électromagnétiques sont fondés sur la diffusion Compton inverse.

Selon les modèles électromagnétiques, ce ne sont pas les protons mais les électrons qui, accélérés par le trou noir, vont transmettre leur énergie au champ radiatif ambiant par diffusion Compton inverse. Ils engendreraient ainsi des photons de haute énergie et aucun neutrino. Ces modèles semblent expliquer de manière naturelle les spectres photoniques observés entre le GeV et le TeV. Ils posent néanmoins quelques problèmes. Le principal d'entre eux réside dans le difficile ajustement de la balance production-absorption. Pour qu'ils produisent des photons très énergiques, les électrons accélérés ne doivent pas perdre trop d'énergie par rayonnement synchrotron avant d'interagir. Cela doit donc se passer près de leur lieu d'accélération,

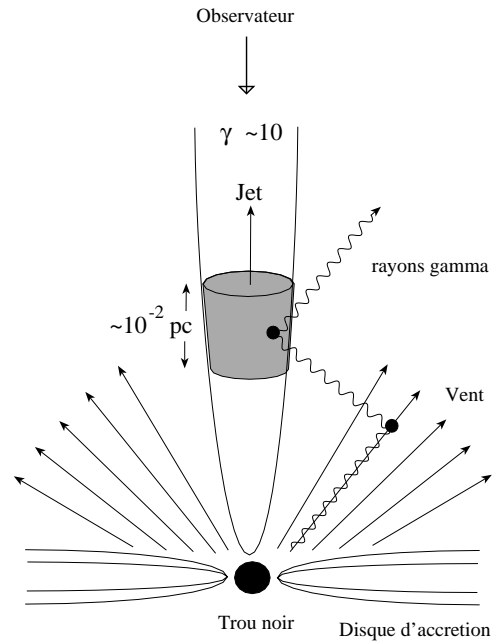


Figure 1.6: Schématisation des modèles de blazar. La partie grisée représente les fins paquets au sein desquels les particules sont accélérées. Les jets peuvent avoir des facteurs de Lorentz γ de l'ordre de 10.

c'est-à-dire près du trou noir. Les photons engendrés sont alors significativement absorbés par collisions $\gamma\gamma$ dans le champ radiatif ambiant qui y est très dense. C'est pourquoi il semble difficile qu'un tel mécanisme produise des rayons gamma plus énergiques qu'environ 10 TeV. Cela s'accommode mal des observations d'HEGRA [58] qui a détecté un signal de photons provenant de Markarian 501 supérieur à 10 TeV [57]. Du fait de la moins grande importance des pertes d'énergie des protons par rayonnement synchrotron, la balance production-absorption des modèles hadroniques s'ajuste plus facilement vers des régions plus éloignées du trou noir. Cela permet dans ce cas d'étendre le spectre photonique à des énergies nettement supérieures à 10 TeV.

Les modèles électromagnétiques et hadroniques ont chacun leurs avantages et leurs difficultés. Ces derniers sont sujets à de nombreux débats. Quoiqu'il en soit, des données supplémentaires permettraient de mettre de plus fortes contraintes sur les différents scénarii proposés. Par exemple, la détection de neutrinos provenant de noyaux actifs de galaxie signerait la présence d'interactions hadroniques.

La figure 1.7 présente les flux diffus de neutrinos associés aux principaux modèles hadroniques. Ce sont ceux que nous considérerons dans la suite de ce travail :

- modèle **NMB** [59] : modèle générique où les interactions des protons avec la matière sont dominantes (ce modèle prévoit un spectre en E^{-2} jusqu'à environ 400 TeV, puis une diminution plus rapide au-delà),
- modèle **SDSS** [60] : modèle générique où les interactions des protons avec le champ radiatif ambiant sont dominantes,
- modèle **PRO** [62] : modèle de blazar où les protons interagissent principalement avec les radiations du disque d'accrétion,
- modèle **MRLA-B** [63] : limite inférieure et supérieure d'un modèle de blazar où les protons interagissent principalement avec le rayonnement synchrotron des particules (et notamment des électrons) accélérées dans les "paquets". Une contribution d'interactions protons-protons y est ajoutée.

Les flux diffus prévus par ces modèles diffèrent de plusieurs ordres de grandeur. Ils pourraient dominer la composante atmosphérique au-dessus de 10-100 TeV. Une résolution en énergie suffisante pour distinguer les contributions des différentes sources au spectre total sera un outil précieux. Des calculs basés sur les observations des rayons cosmiques tentent de mettre des limites supérieures sur les flux [64, 65]. Ils diffèrent cependant beaucoup les uns des autres pour contraindre significativement les modèles présentés. Il est de toute façon évident qu'une mesure directe sera le meilleur moyen de lever les incertitudes.

Sursauts de rayons gamma (GRB)

Des bouffées de rayons gamma de source cosmique sont détectées au rythme d'environ une par jour depuis plus de 25 ans. Pourtant, leur origine reste toujours incertaine et constitue l'une des principales énigmes de l'astronomie moderne. Elles sont isotropes et de courte durée (entre 10^{-2} et 10^3 secondes). Une part importante du mystère résidait dans la non-observation d'une composante de longueur d'onde différente (optique, rayons X, rayons U.V., ...)

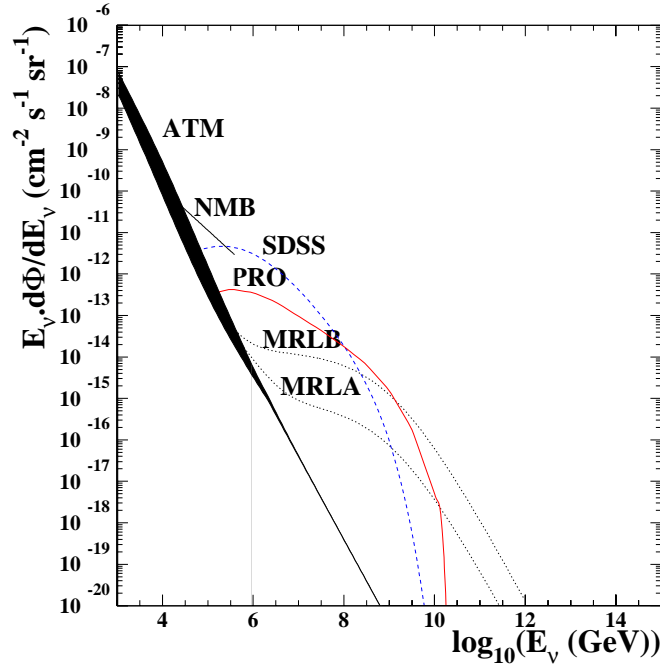


Figure 1.7: Flux diffus de neutrinos issus de noyaux actifs de galaxie selon les modèles génériques NMB [59] et SDSS [60] et selon les modèles de blazar PRO [62] et MRLA-B [63] (voir texte). Pour comparaison, le flux de neutrinos atmosphériques ATM [40, 41] est également schématisé.

associée à la bouffée de rayons gamma. La détection récente, notamment grâce au satellite BeppoSAX [20], d’une composante radio, optique et en rayons X associée au sursaut gamma GRB970228 [21] a révolutionné le domaine. Les modèles extragalactiques, mettant en jeu des sources cosmologiques très lointaines (de redshift supérieur à 1), et notamment les modèles dits de “boule de feu ultra-relativiste”⁵, sont maintenant favorisés.

Comme montré sur la figure 1.8, le flux diffus de neutrinos de haute énergie que ces modèles prévoient est faible [64] :

$$E_\nu \cdot \frac{d\Phi}{dE_\nu} (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}) = \begin{cases} 3 \cdot 10^{-14} & \text{pour } 1 \text{ TeV} < E_\nu < 100 \text{ TeV} \\ 3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{E_\nu}{100 \text{ TeV}}\right)^{-1} & \text{pour } E_\nu > 100 \text{ TeV} \end{cases} \quad (1.19)$$

Les événements issus de telles sources seront donc peu nombreux. Ils doivent être cependant facilement détectables puisque corrélés en direction et en temps aux bouffées de rayons gamma.

⁵L’idée de base de ces modèles est l’existence de grandes quantités d’énergie relâchées dans une région compacte et opaque aux photons. En se refroidissant adiabatiquement, le système produit une onde relativiste, source d’accélération d’électrons et de protons. Ces derniers peuvent alors interagir avec les photons d’énergie typique de 0.1 à 1 MeV pouvant s’échapper dès que la profondeur optique de la “boule de feu” est suffisamment réduite, et ainsi produire des neutrinos.

1.4.4 Autres sources possibles

Défauts topologiques (TD)

Des défauts topologiques, comme les monopôles magnétiques ou les cordes cosmiques, ont pu être formés par brisure de symétrie lors des transitions de phase aux débuts de la formation de l'Univers. En effet, lors d'une brisure de symétrie, certaines régions de l'espace non connectées causalement peuvent acquérir un état différent de l'état dégénéré du reste de l'Univers ou même rester dans la phase de symétrie non brisée qui régnait avant la transition de phase. Dans ces zones, le vide est caractérisé par $\langle \Phi \rangle = v'$, alors que partout ailleurs $\langle \Phi \rangle = v$ (où v et v' dépendent de l'échelle de brisure de symétrie).

Ces défauts topologiques, reflets de l'Univers en formation, contiennent donc un excès d'énergie. Bien que topologiquement stables, ils peuvent perdre une partie de cette énergie par annihilation ou effondrement : émission d'ondes gravitationnelles par des boucles macroscopiques de cordes cosmiques, émission directe de particules par la corde cosmique elle-même, annihilation d'états liés métastables monopôle-antimonopôle ... Ces différents scénarii produisent tous une émission de quanta massifs de différents champs (bosons de jauge, bosons de Higgs, fermions supermassifs) appelés particules "X". Celles-ci se désintègrent très rapidement en quarks et leptons, engendrant ainsi un flux de nucléons, photons et neutrinos, dont l'énergie peut aller jusqu'à m_X , l'échelle de la transition de phase. S'il s'agit de la Grande Unification, l'échelle d'énergie est $\sim 10^{16}$ GeV, et ce processus est susceptible de produire des rayons cosmiques d'ultra haute énergie sans mécanisme d'accélération.

Les flux diffus de neutrinos prévus sont faibles et très incertains. Ils dépendent de nombreux paramètres, notamment de la masse m_X et du type de défaut topologique. Nous considérons 3 principaux modèles. Les flux associés sont présentés sur la figure 1.8 :

- modèle **BHA** [70] : modèle de perte d'énergie des cordes cosmiques par émission d'ondes gravitationnelles et d'annihilation de monopolonium pour $m_X = 10^{16}$ GeV. Le flux de protons est normalisé par rapport aux observations faites à $5 \cdot 10^{19}$ eV. Le champ magnétique intergalactique est pris égal à 10^{-12} G,
- modèle **SIG** [71] : idem avec normalisation du flux total (nucléons et photons) aux observations des rayons cosmiques les plus énergiques ($> 10^{20}$ eV),
- modèle **WIC** [72] : modèle d'émission directe de particules par des cordes cosmiques pour $m_X = 10^{13}$ GeV (au-delà de cette énergie, de tels modèles rentrent en conflit avec les observations).

Particules massives interagissant faiblement (WIMPs)

La présence de matière noire dans l'Univers est nécessaire pour expliquer certains comportements qui violeraient les lois fondamentales de la dynamique si seule la matière visible était présente. La matière noire pourrait être de nature baryonique, sous forme d'objets massifs sombres, ou non baryonique, sous forme de particules élémentaires. Dans les deux cas, sa recherche peut être effectuée de manière directe ou indirecte.

La détection directe de matière noire baryonique consiste à chercher des objets astrophysiques proches et suffisamment lumineux, comme par exemple des naines rouges, blanches ou des

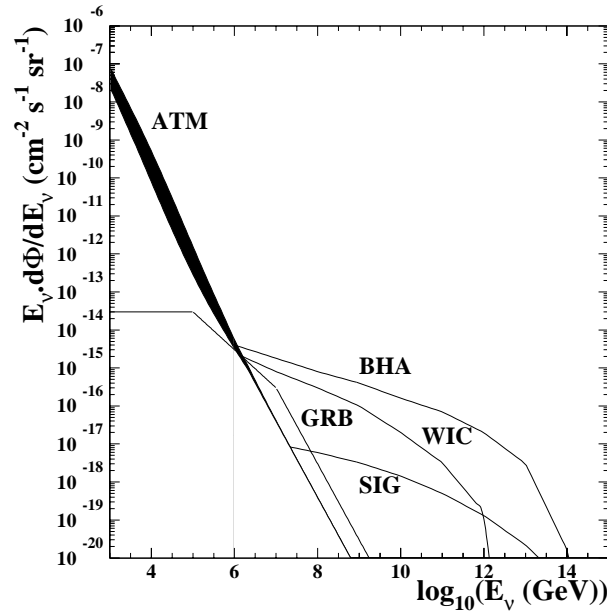


Figure 1.8: Flux diffus de neutrinos issus de sursauts gamma selon le modèle de “boule de feu relativiste” GRB présenté en [64], et de défauts topologiques selon les modèles BHA, SIG et WIC (voir texte). Pour comparaison, le flux de neutrinos atmosphériques ATM [40, 41] est également schématisé.

étoiles avortées. Quelques dizaines de candidats ont pu être observés. Les données restent peu nombreuses.

La détection indirecte de matière noire baryonique consiste à chercher des effets gravitationnels, comme ceux de microlentille, produits par des objets massifs. Le petit nombre de candidats trouvés par les expériences MACHO [66] et EROS [67] en direction du Grand Nuage de Magellan indique que de tels objets compacts ne peuvent expliquer à eux seuls l’anomalie observée de la courbe de rotation de la Galaxie.

La détection directe de matière noire non baryonique consiste à mesurer sur Terre les reculs de noyaux atomiques lorsqu’ils entrent en collision avec les particules hypothétiques qui composent le halo galactique [68]. Les détecteurs sont de plus en plus massifs et devraient apporter des résultats significatifs.

La détection indirecte de matière noire non baryonique consiste à observer des neutrinos produits par l’annihilation de particules présentes à l’intérieur des corps célestes. Ces particules, appelées WIMPs (acronyme anglais de “Weakly Interacting Massive Particles”), auraient une masse de l’ordre de celle du boson W et interagiraient faiblement avec la matière. Elles auraient été produites lors du Big Bang. Le candidat WIMP le plus en vogue est le neutralino χ_1^0 , combinaison linéaire stable⁶ la plus légère des partenaires supersymétriques du photon, du Z^0 et des deux bosons de Higgs neutres. Si le halo de la Galaxie est formé de neutralinos, ces derniers orbitent autour des corps célestes et perdent de l’énergie, descendant vers des orbites de plus

⁶si la R-parité est conservée

en plus basses. Certains d'entre eux seraient ainsi capturés et piégés gravitationnellement au centre de corps comme le Soleil ou la Terre. Si leur densité y est suffisante, ils s'annihilent en produisant des hadrons qui, en se désintégrant, engendrent à leur tour des neutrinos. L'énergie de ces derniers est du même ordre de grandeur que la masse des neutralinos. Les télescopes à neutrinos pourraient donc participer à la recherche de matière noire non baryonique. Le signal serait constitué par un excès d'événements provenant du centre de la Terre ou de celui du Soleil par rapport au fond attendu de neutrinos atmosphériques [69].

1.4.5 Sources imprévues

Les paragraphes précédents étaient consacrés aux diverses sources de neutrinos cosmiques envisagées, des plus certaines aux plus exotiques. Il faut néanmoins garder à l'esprit durant cette brève revue d'effectifs que la détection de neutrinos de haute énergie ouvre une nouvelle fenêtre sur l'Univers : nous allons chausser un nouveau type de lunettes pour scruter ce qui nous entoure. Dès lors, comme l'observation du ciel en micro-ondes avait débouché de manière inattendue sur la mise en évidence du rayonnement fossile (1965), celle en ondes radio sur la découverte des radio-galaxies (1966) et des pulsars (1968) ou celle en rayons gamma sur la détection des sursauts gamma (1970-73), cette nouvelle manière de regarder l'Univers pourrait nous livrer une grande part d'imprévu. Le contraire serait d'ailleurs décevant ! Et cet imprévu se révèle - à juste titre - comme l'une des grandes motivations pour construire les détecteurs de neutrinos cosmiques de demain.

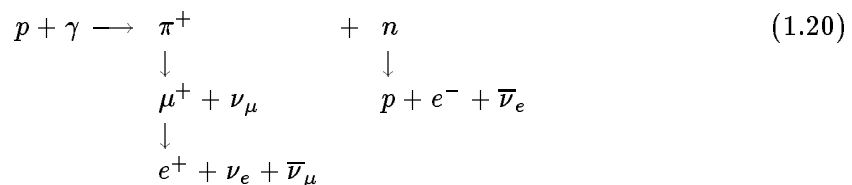
1.4.6 Sur le rapport entre saveurs ($\nu_e/\nu_\mu/\nu_\tau$)

L'un des intérêts potentiels de l'astronomie neutrino, comparée à l'astronomie gamma, est l'existence de trois saveurs différentes de neutrinos (six en comptant séparément les antineutrinos), ayant des propriétés d'interaction distinctes. Nous allons voir tout de suite que ces différences peuvent se manifester au niveau des probabilités de production, en fonction des caractéristiques de la source. Nous verrons plus loin, au paragraphe 2.4, qu'il est possible, au niveau de la détection, de mesurer le rapport ($\nu_e/\nu_\mu/\nu_\tau$) dans le flux arrivant sur la Terre, et donc d'en inférer des contraintes supplémentaires concernant les processus à l'œuvre dans les sources observées.

Ce rapport dépend de la densité de matière et de photons dans le milieu où le neutrino est produit.

Schématiquement :

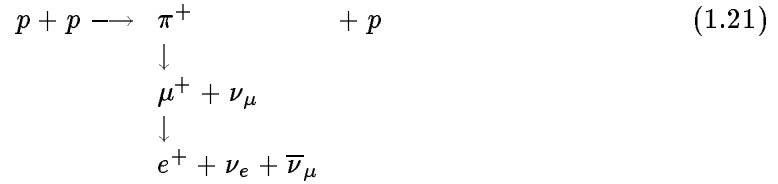
- si le processus principal est :



(ce qui est peut-être le cas dans les modèles de production de neutrinos dans les jets des noyaux actifs de galaxie : les modèles de blazar)

alors le rapport, au site de production, devrait être approximativement (1/1/0)

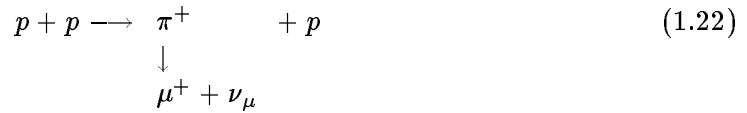
- si le processus principal est :



(le muon se désintègre plus rapidement qu'il ne perd de l'énergie par interactions, ce qui est probablement le cas dans les modèles de production de neutrinos dans le disque des noyaux actifs de galaxie : les modèles génériques)

alors le rapport, au site de production, devrait être approximativement (1/2/0)

- si le processus principal est :



(le muon perd beaucoup d'énergie avant de se désintégrer, ce qui peut être le cas dans les modèles de production de neutrinos dans les systèmes binaires)

alors le rapport, au site de production, devrait être approximativement (0/1/0)

Bien entendu, ce raisonnement est simplifié, puisqu'en réalité, une multiplicité de nucléons, pions, kaons et mésons plus lourds sont produits dans chaque interaction de très haute énergie. De plus, il tient compte trop brutalement de la compétition entre désintégration et interaction, alors que celle-ci se traduit plutôt par une dépendance avec l'énergie du rapport entre saveurs.

La plupart des modèles de production de neutrinos par cascades hadroniques, cités dans ce chapitre, prévoient un rapport égal à (1/2/0). Des modèles plus précis et des simulations sont nécessaires (voir par exemple [73]); mais le raisonnement ci-dessus nous indique que des mesures de ce rapport (autant que du rapport ν/γ) à différentes énergies peut nous apporter des informations précieuses sur les mécanismes de production.

Dans tous les cas de production de neutrinos par collisions hadroniques, la part de neutrinos tauiques n'est que marginale : de l'ordre de 10^{-5} , comparée à celle des neutrinos muoniques [74, 75] (ils ne peuvent provenir que des désintégrations de hadrons contenant une saveur lourde, qui ont des probabilités beaucoup plus faibles de production, comparées à celles des pions et kaons). D'autres processus (par exemple la *thermalisation* $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ lors d'une supernova, ou bien l'effondrement d'un défaut topologique . . .) peuvent produire directement, en quantités équivalentes, toutes les saveurs de neutrinos. Mais ceci ne concerne que des domaines de très basse énergie (pour les neutrinos de supernovæ), ou bien d'ultra haute énergie (pour les neutrinos de défauts topologiques).

Par ailleurs, les rapports de flux, au niveau du détecteur, dépendent aussi des oscillations de neutrinos : par exemple, un des scénarios compatibles avec toutes les données actuelles fait appel à un mélange bi-maximal entre les saveurs de neutrinos et à des différences de masses au carré au minimum de l'ordre de 10^{-10} eV^2 [29] ; les probabilités d'oscillation, pour des longueurs

de parcours astronomiques, seraient alors⁷ :

$$\mathcal{P}(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1/2 \quad (1.23a)$$

$$\mathcal{P}(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \mathcal{P}(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) = 1/4 \quad (1.23b)$$

$$\mathcal{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = \mathcal{P}(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \mathcal{P}(\nu_\tau \rightarrow \nu_\tau) = 3/8 \quad (1.23c)$$

Nous pouvons en déduire que :

- si le rapport initial est égal à (1/2/0), alors le rapport de flux au détecteur devient (1/1/1) (voir par exemple [76, 77, 78]),
- si le rapport initial est égal à (1/1/0), alors le rapport de flux au détecteur devient (6/5/5),
- si le rapport initial est égal à (0/1/0), alors le rapport de flux au détecteur devient (2/3/3).

Nous pouvons constater que le rapport de flux au détecteur reste dépendant des mécanismes de production même si les oscillations affectent les trois saveurs. D'où l'intérêt de chercher à le mesurer.

1.5 Autres motivations pour les télescopes à neutrinos

1.5.1 Etude des oscillations de neutrinos

Outre un rôle d'étalonnage, les neutrinos atmosphériques peuvent également fournir aux détecteurs de neutrinos cosmiques une excellente opportunité d'étude sur les oscillations de neutrinos [69, 79]. L'analyse sélectionne les événements purement verticaux ascendants et complètement contenus dans le détecteur, c'est-à-dire pour lesquels la totalité de la trace muonique issue d'une interaction par courant chargé est visible. Cela permet d'étudier le spectre entre 5 et 100 GeV des neutrinos ayant traversé le diamètre de la Terre. Une suppression du flux est attendue pour E (GeV) = $[10^4 \Delta m^2 (\text{eV}^2)] / (2n + 1)$, où n est un entier.

En effet, en négligeant les oscillations impliquant la saveur électronique⁸, la probabilité, pour un neutrino muonique produit dans l'atmosphère, de changer de saveur et devenir un neutrino tauique au niveau du détecteur, est :

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \cdot \sin^2 \left(1.27 \times \Delta m_{\mu\tau}^2 (\text{eV}^2) \frac{L_\nu (\text{km})}{E_\nu (\text{GeV})} \right) \quad (1.24)$$

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \cdot \sin^2 \left(10\,300 \times \frac{\Delta m_{\mu\tau}^2 (\text{eV}^2) \cdot \cos \theta_\nu}{E_\nu (\text{GeV})} \frac{\pi}{2} \right) \quad (1.25)$$

où $\theta_{\mu\tau}$ est l'angle de mélange, $\Delta m_{\mu\tau}^2$ la différence des carrés des masses, L_ν la longueur parcourue par le neutrino et θ_ν son angle zénithal.

⁷ Les différences de masses au carré n'interviennent pas et le terme en sinus de la longueur de parcours est moyenné car les distances sont astronomiques.

⁸ Toutes les données actuelles, qui suggèrent des oscillations de neutrinos, excluent la possibilité d'un effet non négligeable à l'échelle terrestre.

Les résultats de la collaboration SuperKamiokande [80] suggèrent une différence des carrés des masses $\Delta m_{\mu\tau}^2$ comprise entre 10^{-2} et 10^{-3} eV² et un angle de mélange proche de $\frac{\pi}{4}$. Cette solution serait particulièrement bien adaptée à l'analyse proposée par les télescopes à neutrinos puisque la présence d'oscillations se traduirait par une forte suppression d'événements entre 10 et 100 GeV. Par exemple, la solution la plus probable d'après [80] est $\Delta m_{\mu\tau}^2 = 3.5 \cdot 10^{-3}$ eV², $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} = 1$. L'équation 1.25 devient :

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2 \left(36.1 \times \frac{\cos \theta_\nu}{E_\nu (\text{GeV})} \frac{\pi}{2} \right) \quad (1.26)$$

donnant une suppression maximale, à la verticale montante, autour de $E_\nu \simeq 36$ GeV. Suite à l'inélasticité de l'interaction (*c.-à-d.* à la différence d'énergie entre le neutrino et le muon produit), cet effet pourra être observé comme un minimum autour de $E_\mu \simeq 27$ GeV dans la distribution d'énergie des muons [79].

1.5.2 Recherche de WIMPs

Nous avons détaillé au paragraphe 1.4.4 la possibilité de rechercher l'existence de WIMPs, qui se manifesteraient par un excès de neutrinos en provenance du centre de la Terre (surtout), du soleil et du centre galactique (éventuellement). Une telle découverte permettrait probablement de répondre au problème lancinant de la Matière Noire. Cet objectif nécessite, entre autres, une sensibilité importante, pour les événements quasi-verticaux, entre ~ 100 GeV et ~ 1 TeV.

1.6 Conclusion : missions des télescopes à neutrinos

Les sources ponctuelles ou diffuses de neutrinos cosmiques de haute énergie qui viennent d'être mentionnées sont diverses. Les flux que l'on peut attendre de chacune d'elles ont été estimés. Il existe des différences importantes selon les modèles proposés. Les télescopes à neutrinos peuvent apporter des contraintes supplémentaires à ces modèles et sonder plus profondément l'Univers. Du point de vue astrophysique, ils ouvriraient une nouvelle fenêtre d'observation complémentaire de l'astronomie photonique. Ils peuvent de plus permettre d'élucider une partie du mystère qui entoure l'origine des rayons cosmiques les plus énergiques. Du point de vue de la physique des particules, ils constituent un moyen unique d'accéder aux très hautes énergies.

La détection de neutrinos de haute énergie met en jeu des domaines d'une grande diversité : physique du rayonnement cosmique, oscillations de neutrinos, astrophysique des noyaux actifs de galaxie, détection des supernovæ, origines des sursauts gamma, identification de la matière noire, données cosmologiques ... On peut également envisager d'autres possibilités comme :

- une mise en évidence du neutrino tau. La signature d'une interaction d'un ν_τ par courant chargé consiste en l'identification de deux cascades ("double bang"), une à chaque extrémité d'une trace qui est celle du τ [81] (paragraphe 2.4.3),
- la détection de rayons gamma très énergiques par la mise en évidence de la composante muonique de la cascade électromagnétique produite dans l'atmosphère [82],
- la détection de $\bar{\nu}_e$ via l'interaction $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ cascade, à la résonance de Glashow ($E_\nu \simeq 6.3$ PeV, paragraphe 2.2.3.3),

- une participation importante à d'autres avancées scientifiques :
 - océanologie, étude des milieux marins abyssaux ou de la glace antarctique profonde. Les détecteurs nécessitent en effet une compréhension maximale des propriétés des milieux dans lesquels ils sont plongés (eau des lacs et des mers, glace polaire). Comme nous le verrons au paragraphe 3.5.1, de nombreuses mesures sont effectuées dans ce sens,
 - triangulation mondiale des régions sismiques, notamment dans des zones abyssales jusqu'alors très peu explorées,
 - tomographie de la Terre : l'observation d'une source ponctuelle de neutrinos à travers le prisme terrestre pourrait permettre de sonder la structure interne profonde de notre planète [83].

Un télescope à neutrinos est un instrument de mesure pluridisciplinaire. Il touche l'Astronomie, l'Astrophysique, la Physique des Particules, les Sciences de la Terre, l'Océanographie. Comme cela est souligné dans l'introduction de ce mémoire, la physique des neutrinos de haute énergie se trouve donc à la croisée de plusieurs chemins. Insistons sur le fait que l'imprévu pourrait occuper une place de choix dans cette partie de la Science encore largement inexplorée.

Nous allons maintenant voir les contraintes expérimentales que la détection des neutrinos de haute énergie impose. Cela nous permettra d'estimer les taux d'événements attendus. Nous présenterons alors les différents projets en cours.

Chapitre 2

Principe de détection et taux d'événements attendus

2.1 Détecter des neutrinos (généralités)

Détecter des neutrinos est toujours (depuis son invention théorique) une affaire délicate. La caractéristique principale du neutrino est l'extrême faiblesse de sa probabilité d'interaction avec la matière qui impose d'**instrumenter une grande masse de détection**. Cette faiblesse d'interaction rend le **neutrino invisible en lui-même**, quel que soit le détecteur : c'est seulement la mise en évidence des produits d'une interaction qui doit constituer une signature caractéristique. Ceci explique que les expériences de détection de neutrinos sont souvent des histoires de lutte contre le bruit et de patience : il faut souvent compter sur seulement quelques événements, attendus pendant des mois, pour confirmer ou infirmer nos prédictions ; à ce rythme-là, on peut s'attarder quelque peu sur chaque événement, étudier sous toutes les coutures toute l'information qu'il a laissée en essayant différents algorithmes pour être sûr qu'il s'agit bien d'un neutrino de telles et telles caractéristiques ...

Première mise en évidence expérimentale directe

La première mise en évidence directe de l'existence du neutrino date de 1956[84]. L'expérience a été effectuée sous la direction de F. Reines et C. Cowan auprès du réacteur nucléaire de Savannah River (USA) produisant en abondance des antineutrinos électroniques. Une cible de 400 litres d'eau cadmiée entourée de 5400 litres de scintillateur liquide, avec un cortège de photomultiplicateurs tout autour, fut exposée là, pendant environ deux mois, à la recherche scrupuleuse de toutes les captures d'antineutrinos (par la réaction β -inverse $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$). Une coïncidence retardée entre la lumière issue de l'annihilation du positron et celle de la capture du neutron constitue une signature très propre du passage du neutrino (le signal fut observé avec plus de 10 déviations standard). L'énergie typique de ces neutrinos artificiels est de l'ordre du MeV. Ensuite furent détectés des neutrinos électroniques en provenance du Soleil (avec des énergies typiques de ~ 0.1 à 10 MeV) et des neutrinos et antineutrinos muoniques produits en faisceaux auprès d'accélérateurs (~ 0.1 à 10 GeV), puis des neutrinos atmosphériques (des $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$, jusqu'à environ 1 TeV) et enfin des neutrinos de la supernova SN1987a (d'énergie moyenne ~ 15 MeV). Ces derniers sont, à ce jour, les seuls neutrinos cosmiques que l'homme ait pu identifier ; ils ont indubitablement marqué la **naissance de l'astronomie neutrino**.

Interactions exploitées pour la détection de neutrinos

A la base de toutes les détections de neutrinos, on trouve deux types d'interactions :

1. à basse énergie, les **réactions β -inverse *c.-à-d.*** la capture d'un neutrino ou antineutrino par un proton ou un noyau, pour lesquelles on peut détecter soit un électron de recul, soit un changement isotopique (*par ex.* $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$).
2. à plus haute énergie, les **réactions par courant chargé ou neutre** ($\nu_\ell + N \rightarrow (\nu_\ell \text{ ou } \ell) + \text{hadrons}$) pour lesquelles on peut détecter le(s) hadron(s) et/ou le lepton issu du neutrino.

Techniques expérimentales pour la détection de neutrinos d'origine naturelle

Les techniques expérimentales, bien éprouvées, utilisées pour détecter des neutrinos naturels, sont principalement de quatre types :

1. utilisation d'un **volume important de scintillateur liquide** : lors d'une réaction β -inverse, l'électron de recul provoque, dans le scintillateur, une émission de lumière qui est recueillie par des photomultiplicateurs. La quantité de lumière permet une mesure de l'énergie du neutrino, tandis qu'un éventuel cloisonnement du volume de scintillation en plusieurs modules peut permettre une mesure de la direction. Entre autres expériences utilisant ce principe, citons par exemple LVD[85], MACRO[86] et Borexino[87].
2. **expériences radio-chimiques** dans lesquelles on recherche l'apparition d'un corps chimique dû à une réaction β -inverse bien choisie (*par ex.* l'expérience au Chlore[88], pionnière dans la détection des neutrinos solaires, utilise, depuis 30 ans, la réaction $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$, les expériences GALLEX[89] et SAGE[90] ont choisi la réaction $^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$). Ce principe ne permet pas une détection en temps réel puisqu'il faut une exposition de quelques semaines, suivie d'un processus d'extraction chimique et de comptage par désintégration radioactive des quelques atomes transmutés.
3. exploitation de l'**effet Čerenkov** (paragraphe 2.2.7) avec un grand volume d'un liquide aussi pur et transparent que possible et des photomultiplicateurs pour observer en temps réel les produits d'une interaction par courant chargé ou neutre (*par ex.* les expériences IMB[91], Kamiokande et SuperKamiokande[80], SNO[92] sont fondées sur ce principe).
4. détection de la **fluorescence atmosphérique** produite par de grandes gerbes qui peuvent être initiées par des neutrinos d'extrêmement haute énergie [39] (cette technique est bien au point pour l'identification de rayons cosmiques primaires, et des expériences en construction comme AUGER [11] prévoient de l'utiliser pour tenter d'identifier des neutrinos au-delà du EeV).

Parmi les techniques prometteuses encore en développement, mentionnons les chambres à projection temporelle de grand volume dans lesquelles on doit pouvoir reconstruire avec une très bonne granularité toute trace ionisante (c'est le principe du projet ICARUS[93]), les bolomètres pour mesurer le moindre recul de noyau (l'expérience EDELWEISS[68] met au point cette technique, principalement pour la recherche de matière noire), des jonctions supraconductrices à l'indium qui pourraient offrir un seuil très bas (125 keV seulement, idéal pour la détection des ν_{pp} solaires) et une détection en temps réel. Nous laissons de côté les techniques pour les expériences sur faisceau dont les contraintes sont très différentes du projet qui nous occupe (en particulier, la détection de neutrinos naturels impose une grande ouverture angulaire).

2.2 A la recherche des neutrinos cosmiques de haute énergie

2.2.1 Les impératifs

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.4, les flux de neutrinos d'origine cosmique sont faibles, d'autant plus que l'on s'intéresse à des énergies élevées (les spectres les plus durs sont en E^{-2} , le spectre des neutrinos atmosphériques est en $E^{-3.7}$). Or, parallèlement, les sections efficaces d'interaction augmentent avec l'énergie, mais seulement selon une progression linéaire jusque vers 300 GeV et plus lentement au-delà (nous le verrons plus précisément au paragraphe 2.2.3). On comprend donc rapidement qu'il nous faut instrumenter une cible dense (liquide ou solide) et de très grand volume. Par exemple, le nombre d'événements $\nu_\mu + p/n \rightarrow \mu + \text{hadrons}$ pour des neutrinos atmosphériques, en intégrant sur $4\pi \text{ sr}$ et au-dessus de 1 TeV, est de l'ordre de $10^{-5} \text{ t}^{-1} \text{ an}^{-1}$. Il est donc clair que pour voir des sources astrophysiques de haute énergie, un **volume de taille kilométrique** est nécessaire. S'il faut 100 tonnes de cible pour capturer un neutrino solaire par jour, des dizaines de millions de tonnes sont nécessaires pour les neutrinos cosmiques de haute énergie.

L'important bruit de fond des rayons cosmiques, et en particulier des muons atmosphériques, impose un **blindage épais** (au moins équivalent à celui des détecteurs installés dans des mines sous plusieurs centaines de mètres de roche).

L'objectif d'identifier et de comprendre des sources astrophysiques impose de pouvoir **mesurer la direction, l'énergie et le temps d'arrivée**.

La seule technique, bien connue et maîtrisée, qui peut être compatible avec toutes ces contraintes est l'exploitation du rayonnement Čerenkov. Encore faut-il imaginer un milieu de détection extrêmement bon marché car même l'eau pure dont SuperKamiokande utilise 50 000 tonnes est déjà trop coûteuse. C'est l'essence de l'idée présentée maintenant.

2.2.2 L'idée de Markov

En 1960, M. A. Markov[94] proposa de détecter les très faibles flux de neutrinos de haute énergie en instrumentant un très grand volume d'un **milieu naturel transparent** à la lumière visible : il "suffirait" d'installer une **matrice tridimensionnelle de photomultiplicateurs** dans les profondeurs océaniques ou polaires, d'attendre qu'un neutrino muonique interagisse par courant chargé avec un nucléon ($\nu_\mu + p/n \rightarrow \mu + \text{hadrons}$) dans la Terre, sous le volume d'eau instrumenté, et d'enregistrer les impulsions lumineuses engendrées sur les photomultiplicateurs par le **sillage Čerenkov du muon ressortant de la Terre** (comme nous le verrons plus précisément au paragraphe 2.2.5.1, un muon de haute énergie peut parcourir plusieurs kilomètres dans la roche et dans l'eau et c'est au paragraphe 2.2.7 que nous décrirons les caractéristiques du rayonnement Čerenkov).

Les temps d'arrivée du front d'onde conique en différents points du réseau tridimensionnel permettent de reconstruire la direction du muon. La quantité de lumière reçue permet d'estimer son énergie. Comme nous le verrons plus précisément au paragraphe 2.2.4, le muon a une assez bonne mémoire de la direction et de l'énergie du neutrino incident. Ainsi, une trace traversant le détecteur en remontant est une signature très propre du passage d'un neutrino muonique. La figure 2.1 illustre ce principe, la Terre et la mer (ou la glace, ou un lac) jouent tout à la fois le rôle de cible et de filtre.

Ce principe peut être étendu aux autres saveurs de neutrinos, comme nous le verrons aux paragraphes 2.4.2 et 2.4.3, bien que le très long parcours du muon donne un avantage à cette

saveur en termes de taux d'événements (voir la comparaison au paragraphe 2.6) et que la pureté du sillage Čerenkov du muon (la dépendance angulaire des photons émis est quasiment une fonction delta) lui donne un avantage en termes de résolution angulaire (nous ferons la comparaison au chapitre 5).

Actuellement, d'autres techniques sont également envisagées, en complément. Il s'agit de techniques de détection acoustique et radio : des ondes sonores caractéristiques sont engendrées par le réchauffement brutal du milieu de détection consécutivement aux pertes d'énergie des cascades issues des interactions de neutrinos. Cependant, ces techniques ne semblent utilisables qu'à très haute énergie, au-delà du PeV [35].

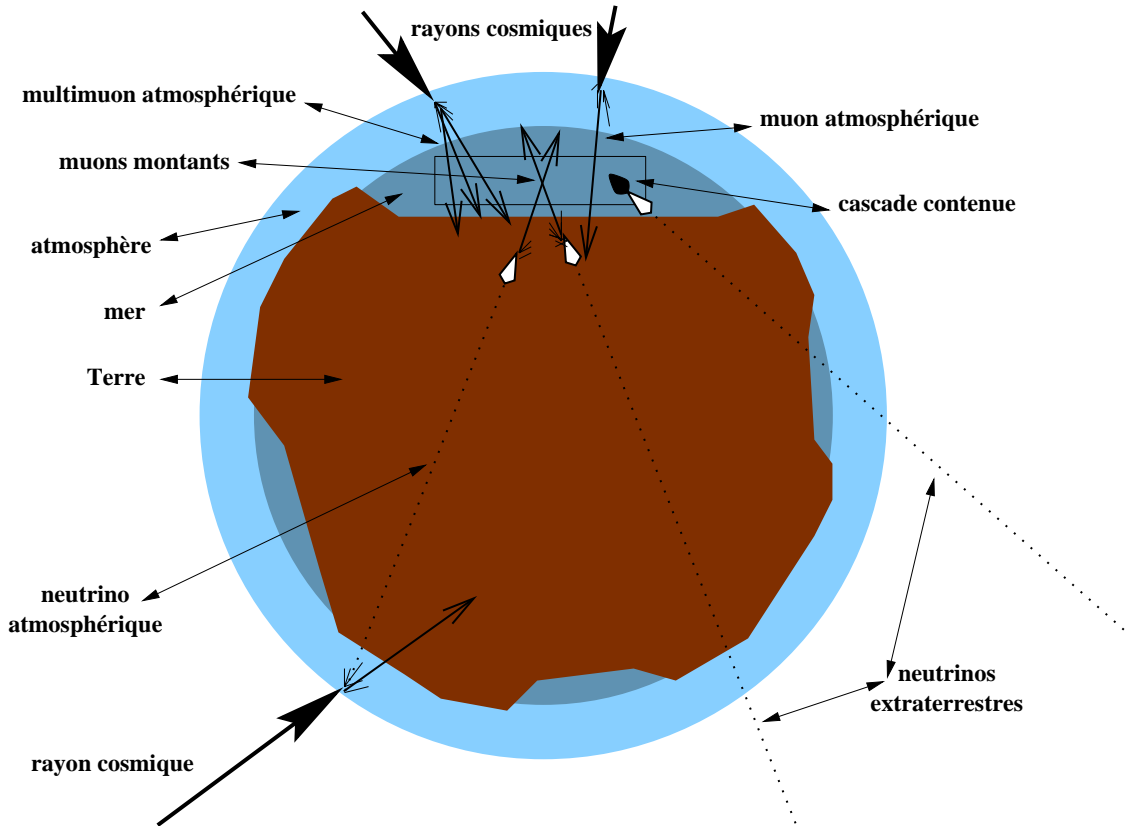


Figure 2.1: Schéma de principe d'un télescope à neutrinos de haute énergie, présentant différents types d'événements de signal et de bruit (les types d'événements sont répertoriés dans la suite du chapitre).

L'idée de principe explicitée ci-dessus tire parti, pour la détection de neutrinos de haute énergie, de trois avantages que nous allons maintenant décrire plus en détail et qui sont l'augmentation avec l'énergie :

- des **sections efficaces** ($\sigma_{\nu N}^{cc} \propto E_\nu$ en-dessous du TeV, puis $\sigma_{\nu N}^{cc} \propto E_\nu^{0.4}$ au-dessus du PeV)
- de la **corrélacion directionnelle** entre le muon et le neutrino
- du **parcours du muon** ($L_\mu \propto E_\mu$ en-dessous du TeV, puis $L_\mu \propto \log(E_\mu)$ à plus haute énergie)

Nous nous intéresserons au large domaine d'énergie de 1 GeV à 10^{12} GeV.

2.2.3 Interactions des neutrinos de haute énergie

2.2.3.1 Diffusions profondément inélastiques : courant chargé et courant neutre

Les sections efficaces νN , à haute énergie, dans le cadre de la théorie électrofaible et du modèle des quarks-partons de Björken (diffusion profondément inélastique) ont été étudiées en détail depuis une quinzaine d'années [95] [96] [97] [98]. Les calculs numériques sont régulièrement mis à jour pour tenir compte des progrès dans la connaissance de la structure des nucléons [99] [100]. Bien sûr, l'apparition d'une nouvelle physique à très haute énergie aurait des conséquences notables sur les valeurs de ces sections efficaces et ces modifications pourraient intervenir pour des énergies de neutrinos supérieures à ~ 10 TeV [101].

Considérons les réactions par courant chargé (CC) et par courant neutre (CN) :

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \xrightarrow{W^\pm} \mu^-(\mu^+) + X \quad (\text{CC}) \quad (2.1a)$$

$$\nu + N \xrightarrow{Z^0} \nu + X \quad (\text{CN}) \quad (2.1b)$$

où $N \equiv \frac{p+n}{2}$ désigne un nucléon isoscalaire, et X l'ensemble des hadrons issus de la fission du nucléon. Dans le référentiel du laboratoire où le nucléon est une cible fixe, leurs sections efficaces différentielles s'écrivent ($\hbar = c = 1$) :

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}^{cc}}{dx dy} = \frac{2G_F^2 M_N E_\nu}{\pi} \left(\frac{1}{1 + Q^2/M_W^2} \right)^2 [xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1-y)^2] \quad (2.2a)$$

$$q = \frac{u_v + d_v}{2} + \frac{u_m + d_m}{2} + s_m + b_m$$

$$\bar{q} = \frac{u_m + d_m}{2} + c_m + t_m$$

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}^{cn}}{dx dy} = \frac{G_F^2 M_N E_\nu}{2\pi} \left(\frac{1}{1 + Q^2/M_Z^2} \right)^2 [xq^0(x, Q^2) + x\bar{q}^0(x, Q^2)(1-y)^2] \quad (2.2b)$$

$$q^0 = \left(\frac{u_v + d_v}{2} + \frac{u_m + d_m}{2} \right) (L_u^2 + L_d^2) + \frac{u_m + d_m}{2} (R_u^2 + R_d^2)$$

$$+ (s_m + b_m)(L_d^2 + R_d^2) + (c_m + t_m)(L_u^2 + R_u^2)$$

$$\bar{q}^0 = \left(\frac{u_v + d_v}{2} + \frac{u_m + d_m}{2} \right) (R_u^2 + R_d^2) + \frac{u_m + d_m}{2} (L_u^2 + L_d^2)$$

$$+ (s_m + b_m)(L_d^2 + R_d^2) + (c_m + t_m)(L_u^2 + R_u^2)$$

$$L_u = 1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w \quad L_d = -1 + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w$$

$$R_u = -\frac{4}{3} \sin^2 \theta_w \quad R_d = \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w$$

où x et y sont les variables d'échelle de Björken (x est la fraction d'impulsion du parton "acteur" et $y = 1 - \frac{E_\mu}{E_\nu}$ est l'inélasticité), $-Q^2$ est le carré de la quadri-impulsion transférée (on a $Q^2 = 2M_N E_\nu xy$), M_N, M_W, M_Z sont les masses du nucléon cible et des bosons W et Z , G_F est la constante de Fermi, q_v (q_m) sont les fonctions de distribution des différents quarks de valence (de la mer) du proton, θ_w l'angle de mélange électrofaible et L_u, L_d, R_u, R_d les couplages chiraux.

Tant que l'énergie du neutrino est faible devant $M_W^2/2M_N \simeq 3.2 \text{ TeV}$, les sections efficaces augmentent linéairement avec E_ν . Les fonctions de distributions partoniques sont alors dominées par la contribution des quarks de valence, rendant la section efficace des antineutrinos plus faible que celle des neutrinos et rendant la section efficace différentielle plate en y . A plus haute énergie, l'effet du propagateur du W ou du Z se fait sentir en limitant l'espace de phase en Q^2 aux alentours de M_W^2 et donc en restreignant le produit xy aux alentours de $M_W^2/2M_N E_\nu$. Cela infléchit la croissance linéaire de la section efficace et fait intervenir des valeurs de x de plus en plus petites ($x \lesssim M_W^2/2M_N E_\nu$). Or, à petit x , la contribution des quarks de la mer devient plus importante que celle des quarks de valence, ce qui donne de l'importance au terme $(1-y)^2 x \bar{q}(x, Q^2)$. Cela a pour effet de supprimer la différence de section efficace entre les neutrinos et les antineutrinos et d'augmenter l'élasticité moyenne (liée à la fois au terme $(1-y)^2$ et à la restriction sur xy). L'effet des seuils en énergie des saveurs lourdes ordonne l'entrée en jeu successive des quarks c puis b , ce qui augmente la part de charme puis de beauté de la gerbe hadronique.

Mais les mesures expérimentales des fonctions de structure sont actuellement limitées à des valeurs de $x > 10^{-4}$. Jusque vers 10 PeV, les différents jeux de fonctions de structure compatibles avec les données expérimentales donnent des sections efficaces très similaires, à quelques pour cent près. A plus haute énergie, les prédictions reposent sur des hypothèses non complètement testées concernant le comportement des fonctions de structure à très petit x . L'incertitude maximale aux plus hautes énergies considérées atteint un facteur $2^{\pm 1}$ [100]. Cependant, les incertitudes sur les flux possibles sont, de très loin, beaucoup plus importantes, de sorte que les incertitudes systématiques liées aux calculs de sections efficaces n'empêcheront pas de contraindre fortement les modèles astrophysiques ou cosmologiques de production de neutrinos de très haute énergie.

Les sections efficaces $\sigma_{\nu_\mu N}^{\text{cc}}$, $\sigma_{\bar{\nu}_\mu N}^{\text{cc}}$, $\sigma_{\nu N}^{\text{cn}}$ et $\sigma_{\bar{\nu} N}^{\text{cn}}$ sont présentées sur la figure 2.2 d'après des calculs [100] employant les fonctions de structure CTEQ-4DIS [102].

Dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, les sections efficaces par courant chargé pour les $\nu_e, \bar{\nu}_e$ sont les mêmes que pour $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ (la masse du μ est négligeable). Pour les $\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$, la masse du τ restreint l'espace de phase en y et donc σ à basse énergie ($y < 1 - M_\tau/E_\nu$) mais cette restriction cinématique n'est sensible que jusqu'à environ 100 GeV. Les réactions par courant neutre sont indépendantes de la saveur.

2.2.3.2 Interactions quasi-élastiques et résonantes

A basse énergie (inférieure à 100 GeV), en plus des diffusions profondément inélastiques, il faut tenir compte des interactions quasi-élastiques et des interactions par résonance comme :

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + n(p) \rightarrow \mu^-(\mu^+) + p(n) \quad (2.3a)$$

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + p(n) \rightarrow \mu^-(\mu^+) + \Delta^{++}(\Delta^-) \quad (2.3b)$$

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + n(p) \rightarrow \mu^-(\mu^+) + \Delta^+(\Delta^0) \quad (2.3c)$$

La figure 2.2 présente également ces sections efficaces pour des ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$, pour une cible ayant la même composition que l'eau ($0.56p + 0.44n$), en additionnant les interactions quasi-élastiques et résonantes, jusqu'à 100 GeV, d'après des simulations [103] utilisant le programme RSQ [104].

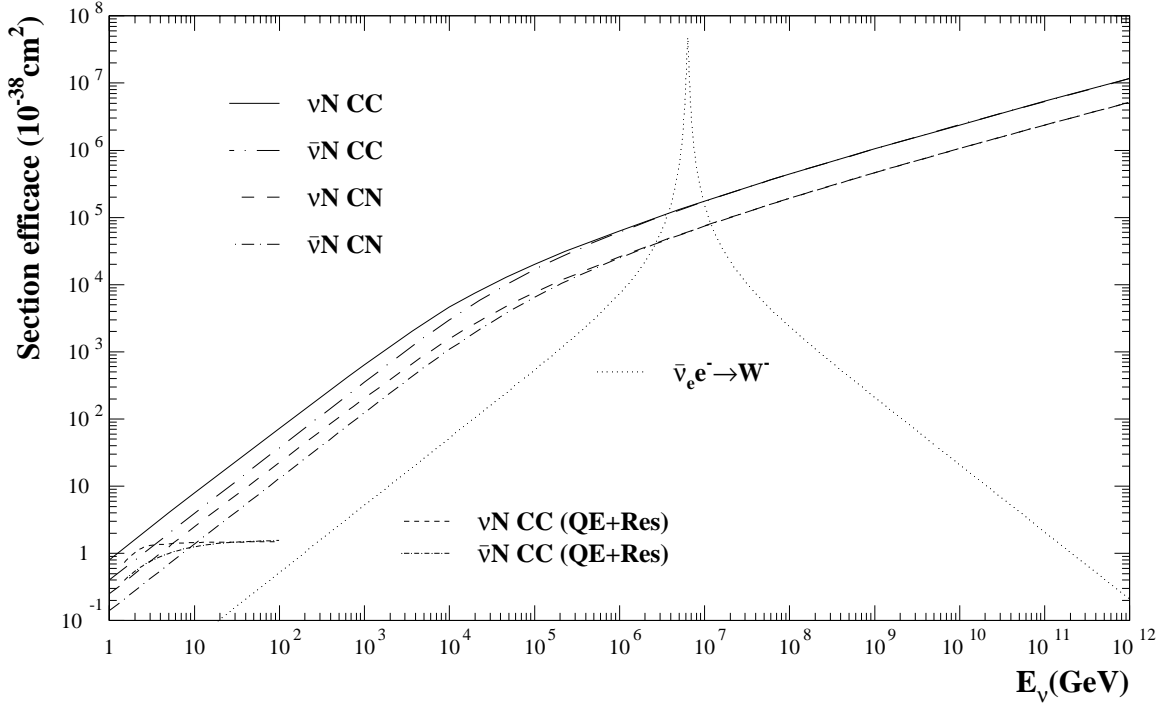


Figure 2.2: Sections efficaces des neutrinos de haute énergie

Au-dessus de 100 GeV, les sections efficaces sont quasiment constantes :

$$\sigma_{\nu_{\mu}N}^{\text{QE+Res}} = 1.5 \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad (2.4a)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_{\mu}N}^{\text{QE+Res}} = 1.6 \times 10^{-38} \text{ cm}^2 \quad (2.4b)$$

2.2.3.3 Interactions neutrino-électron : résonance de Glashow et autres résonances

La petitesse de la masse de l'électron rend les sections efficaces neutrino-électron négligeables en général devant celles des interactions neutrino-nucléon (dans un rapport qui est de l'ordre du rapport des masses $M_N/M_e \simeq 1800$). Mais il y a quelques exceptions remarquables à cela : la formation résonante d'un boson intermédiaire W^- ou d'un méson vecteur (ρ^- , D_s^* , $(\bar{t}b)_{JP=1-}$) à partir d'un antineutrino électronique et d'un électron, lorsque l'énergie de l'antineutrino est telle que :

$$E_{\bar{\nu}_e} \sim M_{\rho}^2/2M_e \sim 580 \text{ GeV} \quad (2.5a)$$

$$E_{\bar{\nu}_e} \sim M_D^2/2M_e \sim 4.4 \text{ TeV} \quad (2.5b)$$

$$E_{\bar{\nu}_e} \sim M_W^2/2M_e \sim 6.3 \text{ PeV} \quad (2.5c)$$

$$E_{\bar{\nu}_e} \sim M_{(\bar{t}b)}^2/2M_e \sim 32 \text{ PeV} \quad (2.5d)$$

Le cas du W^- est appelé résonance de Glashow[105] ; les résonances mésoniques ont été proposées dans [106].

Les modes de désintégration de ces résonances peuvent être purement leptoniques ($\ell\bar{\nu}_\ell$) ou hadroniques ($q\bar{q}$). Par exemple, pour le boson intermédiaire W^- :

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- \quad (10.7\%) \quad (2.6a)$$

$$\rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^- \quad (10.7\%) \quad (2.6b)$$

$$\rightarrow \bar{\nu}_\tau + \tau^- \quad (10.7\%) \quad (2.6c)$$

$$\rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons} \quad (67.9\%) \quad (2.6d)$$

La section efficace totale pour la résonance de Glashow est présentée sur la figure 2.2, en laissant de côté les interactions avec un W^\pm ou un Z^0 dans la voie t et les restrictions cinématiques éventuelles (puisqu'elles sont négligeables à la résonance du W^-). Suivant [99], on peut l'écrire, dans le référentiel du laboratoire ($\hbar = c = 1$) :

$$\sigma(\bar{\nu}_e e^- \rightarrow W^-) = \frac{G_F^2}{3\pi} \frac{2M_e E_\nu}{(1 - 2M_e E_\nu/M_W^2)^2 + \Gamma_W^2/M_W^2} \frac{\Gamma_W}{\Gamma_{W \rightarrow \nu_e e^-}} \quad (2.7)$$

où Γ_W est la largeur totale du W et $\Gamma_{W \rightarrow \nu_e e^-}$ sa largeur partielle en $\nu_e e^-$. A la résonance, elle dépasse de presque trois ordres de grandeur la section efficace νN CC. Ceci implique que les antineutrinos électroniques sont totalement absorbés par la Terre autour de la résonance de Glashow mais que les taux d'événements descendants de types $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$, $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^-$, $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_\tau \tau^-$, $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \text{hadrons}$, sont intéressants. Des calculs de taux d'événements par résonance se trouvent dans les références [99] et [106].

2.2.4 Corrélation en énergie et direction entre le muon et le neutrino

La direction et l'énergie du muon produit lors d'une interaction $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \mu^-(\mu^+) + X$ sont fortement corrélées avec la direction et l'énergie du neutrino parent.

- **La corrélation en énergie** est directement liée à l'inélasticité $y = 1 - E_\mu/E_\nu$. Or l'inélasticité moyenne diminue avec E_ν comme on l'a vu au paragraphe 2.2.3.1, et donc, inversement, la corrélation en énergie augmente avec E_ν . On peut le voir sur la figure 2.3 où la courbe en traits pleins montre le rapport moyen $\langle E_\mu^{\text{prod}}/E_\nu \rangle$ à la production quel que soit le devenir du muon. La courbe en pointillés présente aussi le rapport moyen $\langle E_\mu^{\text{prod}}/E_\nu \rangle$ à la production mais en ne considérant que les événements tels que le muon atteigne le détecteur, ce qui rehausse la corrélation puisque les muons de plus haute énergie ont plus de chances de parvenir jusqu'au détecteur. La courbe en semi-pointillés montre le rapport moyen $\langle E_\mu^{\text{det}}/E_\nu \rangle$ entre l'énergie du muon à son arrivée dans le détecteur et l'énergie du neutrino. La corrélation devient plus faible à ce niveau-là, ce qui veut dire que même si l'énergie du muon est bien reconstruite, on ne pourra pas connaître avec précision celle du neutrino.
- **L'angle entre la direction du neutrino incident et celle du muon produit** est d'autant plus petit que y est petit et que le facteur relativiste ($\gamma \equiv E_\mu/M_\mu c^2$) est grand, d'où une diminution rapide avec l'énergie de l'angle moyen $\langle \Theta_{\nu-\mu}^{\text{prod}} \rangle$. La courbe en traits pleins sur la figure 2.4 montre cette diminution (en ne considérant que les événements tels que le muon atteigne le détecteur). On peut l'ajuster par la fonction suivante :

$$\langle \Theta_{\nu-\mu}^{\text{prod}} \rangle \simeq \frac{0.7^\circ}{(E_\nu/1 \text{ TeV})^{0.6}} \quad (2.8)$$

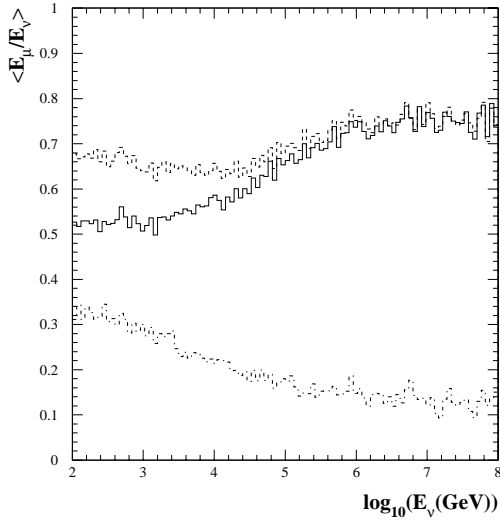


Figure 2.3: Rapport moyen entre l'énergie du muon et celle du neutrino. De haut en bas : en pointillés l'énergie du muon produit à condition qu'il arrive jusqu'au détecteur, en traits pleins l'énergie du muon produit en considérant tous les événements, en semi-pointillés l'énergie du muon lorsqu'il arrive dans le détecteur.

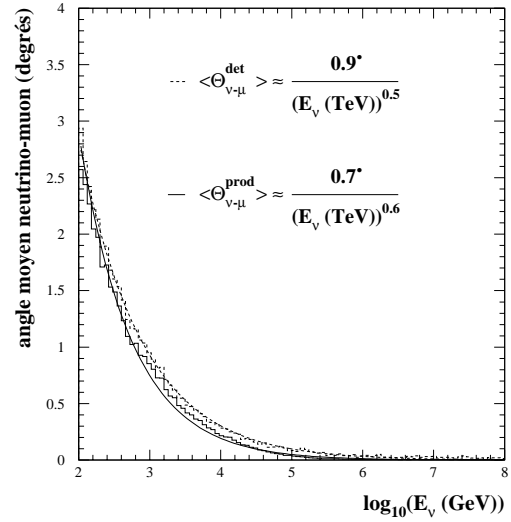


Figure 2.4: Angle moyen entre le neutrino et le muon produit (traits pleins) ou le muon lorsqu'il arrive au détecteur (pointillés). La courbe en pointillés tient compte des diffusions multiples dans la roche, ce qui dégrade légèrement la corrélation.

Si l'on tient compte des **diffusions multiples** du muon avant qu'il n'atteigne le détecteur, on obtient pour l'angle moyen $\langle \Theta_{\nu-\mu}^{\text{det}} \rangle$ la courbe en pointillés, que l'on peut ajuster par la fonction suivante :

$$\langle \Theta_{\nu-\mu}^{\text{det}} \rangle \approx \frac{0.9^\circ}{(E_\nu/1 \text{ TeV})^{0.5}} \quad (2.9)$$

La corrélation angulaire reste très bonne.

Cette corrélation angulaire justifie pleinement le terme d'astronomie neutrino puisqu'elle permet d'envisager la détection de sources ponctuelles pour des énergies supérieures à 100 GeV. Nous verrons par la suite que la résolution angulaire du télescope n'est pas limitée par cet angle $\Theta_{\nu-\mu}$ mais plutôt par la reconstruction.

2.2.5 Propagation des particules secondaires

Nous allons maintenant voir que les différentes particules secondaires produites lors de l'interaction du neutrino dans la matière ont des **propriétés de propagation assez différentes**, en particulier leurs **longueurs de parcours**. La figure 2.5 montre les longueurs de parcours des muons et des taus et les longueurs de développement des cascades électromagnétiques et hadroniques dans l'eau en fonction de l'énergie et en tenant compte de toutes les interactions que nous allons détailler ci-dessous.

La propagation et les pertes d'énergie, dans l'eau ou dans tout autre matériau, de toute particule chargée sont gouvernées par une concurrence entre des pertes continues, des pertes

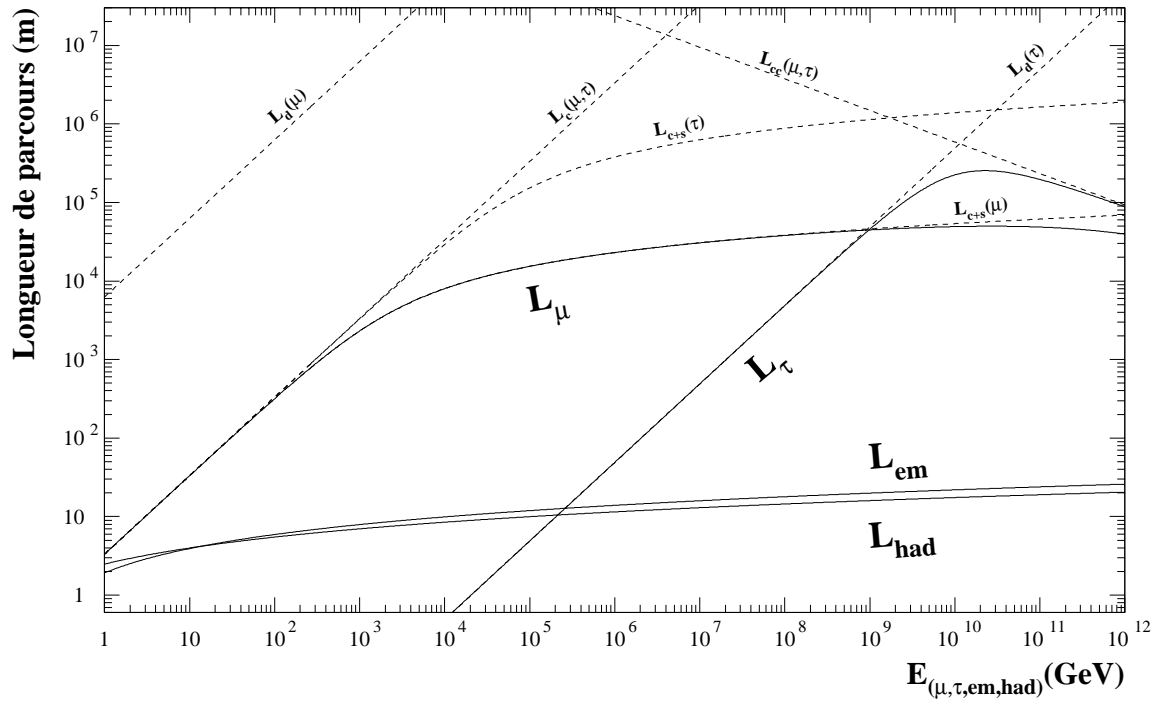


Figure 2.5: Longueurs de parcours des muons et taus et longueurs de développement des cascades électromagnétiques et hadroniques de haute énergie dans l'eau. En pointillés sont séparées, pour les muons et les taus, les différentes composantes de désintégration (L_d), interaction par courant chargé (L_{cc}), pertes d'énergie continues (L_c) et stochastiques (L_s).

stochastiques, éventuellement des interactions nucléaires fortes, éventuellement une probabilité de désintégration, et éventuellement une probabilité d'interaction par courant chargé (voir par ex. [3] chap. 23).

Les **pertes continues** sont de deux types : l'**excitation** des atomes ou molécules entraîne une émission de photons mous tandis que l'**ionisation** entraîne une émission d'électrons. L'ionisation peut aller jusqu'à l'émission d'électrons relativistes (dits " **δ -rays**") qui est un processus quasi-continu. Toutes ces pertes sont quasiment indépendantes¹ de l'énergie et du type de la particule qui se propage et dépendent principalement de la composition et de la densité du matériau.

Les **pertes stochastiques** sont caractérisées par de grandes fluctuations, des spectres durs et des sections efficaces faibles. Elles sont de trois types : **rayonnement de freinage ou bremsstrahlung** (par ex. $\mu Z \rightarrow \mu \gamma Z'$) (noté b par la suite), **création de paires** (par ex. $\mu Z \rightarrow \mu e^+ e^- Z'$)² (notée pp par la suite), **diffusion profondément inélastique ou interaction pho-**

¹ Cette quasi-indépendance n'est vraie qu'au-dessus du minimum d'ionisation qui correspond à un facteur relativiste $\beta\gamma$ proche de 1. En-dessous, les pertes par ionisation augmentent brutalement quand l'impulsion diminue. Voir par ex. [3] figure 23.3.

² La création de paires $\mu^+ \mu^-$ est négligeable en termes de pertes d'énergie.

tonucléaire ($\mu N \rightarrow \mu + \text{hadrons}$)(notée pn par la suite). Ces pertes sont à peu près proportionnelles à l'énergie de la particule qui se propage. On peut donc quantifier leur importance par une énergie critique au-delà de laquelle elles dominent les pertes continues. On peut écrire ainsi la somme des pertes continues et stochastiques :

$$-\frac{dE}{dx} = \rho \cdot [a(E) + b(E) \cdot E] \quad (2.10a)$$

$$\simeq \rho \cdot a \cdot \left(1 + \frac{E}{E_c}\right) \quad (2.10b)$$

avec $a(E)$ les pertes par ionisation et excitation, $b(E)$ la somme des pertes stochastiques, et (avec l'approximation que les fonctions a et b sont constantes) $E_c = a/b$ l'énergie critique au-dessus de laquelle les pertes stochastiques dominent. L'ordre de grandeur de $a(E)$ est en général de quelques $\text{MeV g}^{-1} \text{cm}^2$. Celui de $b(E)$ dépend fortement de la masse de la particule et du matériau. En effet, la section efficace du rayonnement de freinage dépend de la masse M de la particule chargée environ comme $\ln(M/4 \text{keV}) \cdot M^{-2}$ (voir par exemple [107] eq.15.48). Pour la création de paire, la dépendance est en M^{-1} ([108] eq.29), et pour les interactions photonucléaires, elle est en M^{-2} ([109]).

A cette concurrence entre processus continus et radiatifs, il faut ajouter la **probabilité de désintégration** des particules instables. Pour une longueur de parcours élémentaire dx , la probabilité de désintégration est $dP_d = dx/(\beta\gamma c\tau)$; si la particule est très relativiste, $\beta\gamma = E/Mc^2$ et donc :

$$\frac{dP_d}{dx} = \left(\frac{Mc^2}{c\tau}\right) \cdot E^{-1} \quad (2.11)$$

Dans le cas des hadrons, les **interactions nucléaires fortes** ont une grande importance et entraînent le développement d'une cascade hadronique, comme nous allons le voir au paragraphe 2.2.5.4.

Dans le cas des leptons lourds (muons et taus), parce qu'ils sont beaucoup plus pénétrants que les électrons et les hadrons, il faut encore tenir compte de la **probabilité d'interaction par courant chargé** qui les transforme en neutrinos. Mais ceci n'intervient qu'à extrêmement haute énergie (voir la figure 2.5). A cause de la symétrie des diagrammes de Feynman et en négligeant les restrictions cinématiques, on peut écrire $\sigma_{\mu N}^{cc} = \sigma_{\tau N}^{cc} = \sigma_{\nu N}^{cc} = \sigma^{cc}$, et donc :

$$\frac{dP_{cc}}{dx} = \rho \cdot N_A \cdot \sigma^{cc}(E) \quad (2.12)$$

Combinant toutes ces pertes d'énergie et ces probabilités de disparition (par désintégration ou par courant chargé), on peut écrire le **parcours moyen** (le troisième terme ne concerne que les muons et taus, le deuxième seulement les particules instables) :

$$\langle L \rangle = \left(\frac{\rho \cdot b}{\ln\left(1 + \frac{E}{E_c}\right)} + \frac{Mc^2}{c\tau \cdot E} + \rho \cdot N_A \cdot \sigma^{cc}(E) \right)^{-1} \quad (2.13)$$

A basse énergie, c'est la désintégration ou bien les pertes par ionisation (il faut comparer $Mc^2/c\tau$ avec $\rho \cdot a(E)$) qui limitent le parcours ; ensuite ce sont les pertes stochastiques ; puis, à extrêmement haute énergie, ce sont les interactions par courant chargé (si elles sont possibles).

2.2.5.1 Propagation des muons de haute énergie

Le rapport masse sur temps de vie du muon est $M_\mu c^2 / c\tau_\mu = 1.60 \text{ keV cm}^{-1}$ (ce qui est trois ordres de grandeur au-dessous de $\rho \cdot a \sim$ quelques MeV cm^{-1}). Donc dans les solides et liquides, la désintégration est négligeable.

Le rapport des pertes radiatives sur les pertes continues est relativement peu dépendant du matériau, il est caractérisé par une énergie critique $E_{\mu c} = a/b_\mu$ qui vaut environ 1 TeV dans l'eau, 600 GeV dans la roche[110]. Les pertes par freinage et par hadroproduction sont inférieures aux pertes par production de paires, respectivement d'environ 25% et 70%. La production de paires de muons peut être négligée, car sa section efficace est inférieure de 4 ordres de grandeurs à celle de paires d'électrons. Mais l'importance relative des pertes radiatives dépend fortement de la fraction d'énergie perdue au cours d'une interaction ($v = \Delta E/E$) : pour les faibles pertes, la production de paires domine largement (*par ex.* à $v = 10^{-3}$, $d\sigma_{pp}/dv \sim 10^2 \cdot d\sigma_b/dv \sim 10^2 \cdot d\sigma_{pn}/dv$), tandis que pour les fortes pertes, c'est le rayonnement de freinage qui domine (*par ex.* à $v = 0.8$, $d\sigma_b/dv \sim 10 \cdot d\sigma_{pn}/dv \sim 10^2 \cdot d\sigma_{pp}/dv$).

Les interactions par courant chargé ne sont importantes qu'au-dessus de $1.9 \cdot 10^{12} \text{ GeV}$ dans l'eau, $5.7 \cdot 10^{12} \text{ GeV}$ dans la roche³.

Pour une revue détaillée récente des interactions des muons de haute énergie, voir [110].

2.2.5.2 Propagation des taus de haute énergie

Le rapport masse sur temps de vie du tau est $M_\tau c^2 / c\tau_\tau = 204 \text{ GeV cm}^{-1}$ (ce qui est cinq ordres de grandeur au-dessus de $\rho \cdot a \sim$ quelques MeV cm^{-1}). Donc, dans la matière ordinaire, un tau a de très fortes chances de se désintégrer avant de perdre une fraction notable de son énergie.

Par rapport au cas d'un muon, les pertes radiatives ont des intensités beaucoup plus faibles, à cause du rapport de masse $M_\tau/M_\mu = 16.8$. Les rapports des pertes par bremsstrahlung, production de paires et interactions photonucléaires sont $b_{b,\mu}/b_{b,\tau} = 221$, $b_{pp,\mu}/b_{pp,\tau} = 16.8$, $b_{pn,\mu}/b_{pn,\tau} = 282$. Ainsi, le tau est nettement moins radiatif que le muon par un facteur $(b_{b,\mu} + b_{pp,\mu} + b_{pn,\mu}) / (b_{b,\tau} + b_{pp,\tau} + b_{pn,\tau}) \simeq 33$, et ses pertes radiatives sont largement dominées par la production de paires avec par exemple un facteur $b_{pp,\tau}/b_{b,\tau} \simeq 17$. L'énergie critique entre les pertes radiatives et continues $E_{\tau c} = a/b_\tau$ vaut donc environ 33 TeV dans l'eau, 20 TeV dans la roche.

La longueur de parcours reste dominée par la désintégration jusqu'à extrêmement haute énergie, comme on peut le voir sur la figure 2.5.

2.2.5.3 Développement des cascades électromagnétiques

Quand un électron ou un photon de haute énergie se propage dans la matière, il donne lieu à une cascade de photons, électrons et positons (cascade électromagnétique) engendrés par rayonnement de freinage (l'interaction dominante des électrons relativistes) et création de paires e^+e^- (l'interaction dominante des photons gamma). Le développement longitudinal de la gerbe est gouverné par le rapport des énergies des électrons (et positons) avec leur énergie critique dans le milieu : d'abord le nombre de particules augmente, puis leurs énergies finissent par tomber sous

³ en prenant $a = 3 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$, $E_{\mu c}^{\text{eau}} = 1 \text{ TeV}$, $E_{\mu c}^{\text{roche}} = 600 \text{ GeV}$, $N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{ g}^{-1}$ et $\sigma^{cc}(E) = 2.7 \cdot 10^{-36} \text{ cm}^2 \cdot (E/1 \text{ GeV})^{0.402}$ d'après la paramétrisation de [99] à très haute énergie

l'énergie critique de sorte qu'ils dissipent leur énergie de plus en plus par ionisation/excitation plutôt que par la génération de particules supplémentaires dans la cascade.

A cause de ce développement d'une cascade où l'électron initial devient indiscernable des électrons engendrés, la formule 2.13 du parcours moyen est inappropriée : ce qui est mesurable, c'est le profil longitudinal de dépôt d'énergie. Ce profil longitudinal est assez bien décrit par une distribution gamma[3] :

$$\frac{1}{E_0} \frac{dE}{bdt} = \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (2.14)$$

avec $t = x/X_0$, X_0 étant la longueur de radiation du milieu, a et b sont des fonctions de E_0 qui dépendent du milieu (différentes de $a_{\text{ion}}(E)$ et $b_{\text{rad}}(E)$). Des simulations de rayonnement Čerenkov pour des cascades électromagnétique dans l'eau montrent[111] que le profil longitudinal d'émission de photons Čerenkov est assez bien décrit par une distribution du même type avec $X_0 = 35.8$ cm, $a = 2.03 + 0.604 \cdot \ln(E_0)$ et $b = 0.633$. La longueur L_{em} , sur laquelle est déposée en moyenne 95% de l'énergie initiale, augmente avec E de manière logarithmique (voir figure 2.5) :

$$L_{em} \sim 2 \log_{10} \left(\frac{E_e}{110 \text{ MeV}} \right) \quad (\text{en mètres, dans l'eau}) \quad (2.15)$$

2.2.5.4 Développement des cascades hadroniques

Pour les hadrons, les interactions nucléaires fortes prennent le pas sur les processus électromagnétiques (continus et radiatifs), donnant lieu à une cascade hadronique (chaque interaction nucléaire engendre des pions, kaons, nucléons ...), avec une partie électromagnétique (due aux désintégrations très rapides de pions neutres $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) et éventuellement des muons (dus principalement aux désintégrations des pions chargés $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$).

De même que pour les cascades électromagnétiques, le profil longitudinal de dépôt d'énergie est assez bien décrit par une distribution gamma, mais avec des fluctuations plus importantes et une éventuelle queue exponentielle de muons emportant de l'énergie loin vers l'avant[111]. La longueur L_{had} , sur laquelle est déposée en moyenne 95% de l'énergie initiale, augmente aussi avec E de manière logarithmique(voir figure 2.5) :

$$L_{had} \sim 1.5 \log_{10} \left(\frac{E_h}{22 \text{ MeV}} \right) \quad (\text{en mètres, dans l'eau}) \quad (2.16)$$

2.2.6 Effet de la Terre à très haute énergie

Malheureusement, il y a un prix à payer pour l'augmentation avec l'énergie des sections efficaces : à très haute énergie l'absorption et la diffusion par la Terre des neutrinos ne sont plus négligeables.

Un neutrino ascendant dont la direction fait un angle θ_ν avec le nadir (*c.-à-d.* $\theta_\nu = 0$ correspond à un neutrino strictement vertical ascendant) traverse une certaine densité colonne de matière $z(\theta_\nu)$ avant de parvenir à proximité du détecteur (figure 2.6). Sur ce trajet, le neutrino peut être absorbé par courant chargé ou diffusé par courant neutre (auquel cas son énergie est diminuée et sa direction légèrement modifiée) car l'augmentation avec l'énergie des sections efficaces rend comparables les longueurs d'interaction avec cette densité colonne, à partir d'une dizaine de TeV.

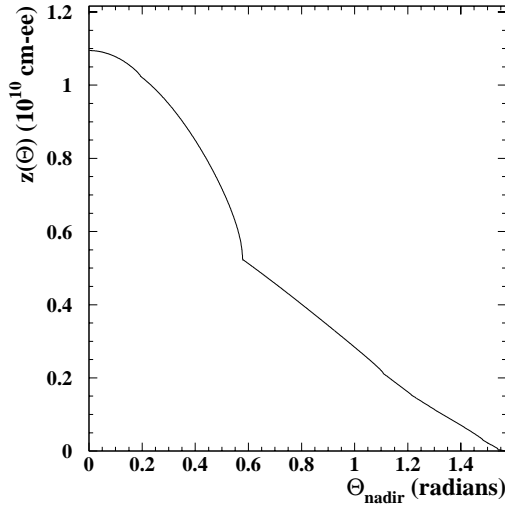


Figure 2.6: Densité-colonne de terre z rencontrée par des neutrinos incidents avec un angle θ au-dessus du nadir selon le modèle géophysique du globe (Preliminary Earth Model) [99]. Elle est donnée en centimètre équivalent-eau (cm-ee), ce qui correspond à des g cm^{-2} . Le cœur terrestre, très dense, y est nettement visible.

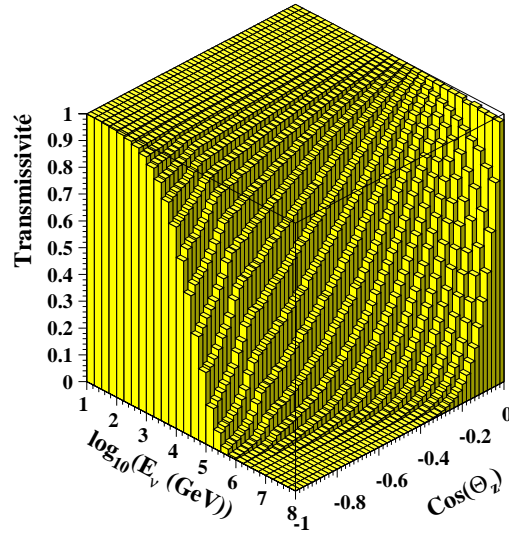


Figure 2.7: Facteur de transmissivité de la Terre à un flux de neutrinos (ν_e ou ν_μ) d'énergie E_ν ascendants avec un angle zénithal θ_z . L'absorption est due aux interactions par courant chargé. L'effet du cœur terrestre y apparaît clairement.

L'effet de l'**absorption par courant chargé** se traduit par une probabilité de transmission :

$$T(E_\nu, \theta_\nu) = \exp(-z(\theta_\nu) \cdot N_A \cdot \sigma_{\nu N}^{\text{cc}}(E_\nu)) \quad (2.17)$$

Il est représenté sur la figure 2.7.

L'effet des **diffusions par courant neutre** est difficile à représenter avec réalisme sans une simulation de la propagation des neutrinos à travers la Terre. Une telle simulation n'est pas encore développée à ce jour ; une difficulté provient du fait qu'un neutrino se dirigeant vers le détecteur lors de son entrée dans la Terre, s'il subit une diffusion, a toutes les chances de "rater" le détecteur à sa sortie ; une autre difficulté provient du fait que la dégradation du spectre dépend du spectre initial. Cependant on peut négliger, avec une bonne approximation, pour les ν_e et les ν_μ , la diffusion par courant neutre devant l'absorption par courant chargé, grâce au rapport des sections efficaces $\sigma_{\nu N}^{\text{cn}}(E_\nu)/\sigma_{\nu N}^{\text{cc}}(E_\nu) \sim 1/3$.

La situation est différente pour les ν_τ : le τ produit lors d'une interaction par courant chargé ($\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$) se désintègre avant d'avoir trop perdu d'énergie. Un nouveau ν_τ est issu de cette désintégration avec une énergie plus faible que le premier et parcourt donc une distance plus grande dans la Terre avant de connaître à nouveau une transformation en τ par courant chargé et ainsi de suite jusqu'à ce que l'énergie du ν_τ ait été suffisamment dégradée pour que la Terre lui soit devenue transparente, ce qui se produit vers 100 TeV [112].

Le cas des $\bar{\nu}_e$ à la résonance de Glashow est encore différent : la Terre leur est opaque mais le $\bar{\nu}_e$ se transforme par $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow W^-$ en $\bar{\nu}_e e^-$, $\bar{\nu}_\mu \mu^-$, $\bar{\nu}_\tau \tau^-$ ou hadrons. En particulier, 32% des $\bar{\nu}_e$ incidents donnent un nouveau neutrino dont la longueur d'interaction est plus grande (s'il s'agit d'un $\bar{\nu}_e$, il n'est plus à la résonance de Glashow).

2.2.7 Rayonnement Čerenkov

Nous avons vu ci-dessus que toutes les particules chargées, en se propageant dans la matière, perdent de l'énergie par excitation et ionisation. Ce processus continu inclut une petite contribution (appelée rayonnement Čerenkov) qui a lieu si la particule considérée se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans ce milieu d'indice de réfraction n :

$$v \equiv \beta c \geq c_{\text{milieu}} \equiv c/n$$

Ceci définit le **seuil Čerenkov**

$$\beta \geq \frac{1}{n} \quad \text{soit} \quad E \geq \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad (2.18)$$

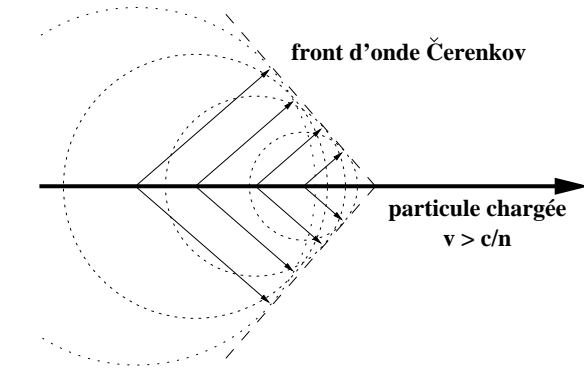


Figure 2.8: Construction géométrique du cône Čerenkov.

Au-dessus de ce seuil, une part de l'énergie perdue est transformée en un front d'onde électromagnétique cohérent. L'importance de la lumière Čerenkov vient de cette cohérence qui se traduit par le fait que tous les photons sont émis suivant un angle θ_c fixé, sur un cône autour de la trajectoire. Ce processus est fondamentalement le même que celui du *bang* supersonique dans le cas des ondes acoustiques. Pour des particules très relativistes ($\beta \simeq 1$), l'angle Čerenkov est indépendant de l'énergie. La figure 2.8 montre une construction de Huygens du front d'onde. L'angle Čerenkov est donné par :

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n} \quad (2.19)$$

Dans l'eau ($n = 1.33$) on a $\theta_c = 41.2^\circ$.

La **distribution spectrale** des photons émis est donnée par :

$$\frac{d^2 N}{dx \cdot d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (2.20)$$

où α est la constante de structure fine.

En général, l'indice de réfraction dépend de la fréquence des photons émis. La **perte d'énergie** se calcule alors par une intégration sur toutes les fréquences ν pour lesquelles $n(\nu)$ obéit à l'équation 2.18 :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Čerenkov}} = \frac{2\pi\alpha h}{c} \cdot \int_{\beta \cdot n(\nu) \geq 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\nu)}\right) \nu d\nu \quad (2.21)$$

Cependant, dans une fenêtre étroite en fréquence, on peut considérer que l'indice de réfraction ne varie pas. Or, comme nous le verrons au chapitre 3, la convolution de l'absorption dans l'eau, de l'absorption dans le verre et de l'efficacité quantique des photomultiplicateurs donne une fenêtre de sensibilité entre 300 et 600 nm environ avec un indice de réfraction $n = 1.33$. L'intégration des équations 2.20 et 2.21 donne alors $340 \gamma \text{ cm}^{-1}$ et 1.0 keV cm^{-1} . Notons tout de suite que cette perte d'énergie est marginale comparée à la perte totale par ionisation $\sim 2 \text{ MeV cm}^{-1}$.

2.3 Classification des événements par topologie

Etant donnée la diversité des saveurs et des interactions de neutrinos, et la diversité de comportement dans la matière des différentes particules pouvant être produites dans ces interactions, la **variété des événements observables est grande**. Il nous faut donc une classification [113], particulièrement si l'on s'intéresse à l'identification des différents saveurs dans le flux de neutrinos cosmiques.

Nous appellerons événements contenus ceux pour lesquels un neutrino interagit dans le volume visible du détecteur, les événements non contenus étant ceux pour lesquels seule une partie très pénétrante (*par ex.* un muon) des produits de l'interaction arrive jusqu'au détecteur et le traverse au moins en partie.

A cause de la faible granularité du détecteur, on peut considérer que les gerbes électromagnétiques et hadroniques ne sont pas distinguables (voir par exemple la similitude des paramétrisations présentées dans [111] section 7.1).

D'un autre côté, une trace de tau de haute énergie (telle que sa longueur de désintégration soit visible) doit émettre le même rayonnement Čerenkov qu'une trace de muon de moindre énergie. En effet, les pertes continues sont les mêmes et les pertes stochastiques sont proportionnelles à l'énergie mais inversement proportionnelles à la masse du lepton ou à la masse au carré comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.5.2.

Les interactions par courant neutre ou courant chargé d'un neutrino sur un électron peuvent être négligées puisqu'elles donnent les mêmes produits que les interactions neutrino-nucléon (en assimilant les gerbes électromagnétiques et hadroniques) mais avec des sections efficaces beaucoup plus faibles (sauf aux énergies de résonances).

Supposons donc que les éléments de base reconstituables dans un télescope à neutrinos sont une trace ou une gerbe. Alors les **topologies** à considérer sont les suivantes : **“une trace”**, **“une cascade”**, **“une cascade et une trace”**, **“deux cascades”**. La première correspond à des événements non contenus tandis que les trois autres correspondent à des événements contenus.

Employons les notations suivantes :

ν un neutrino de saveur quelconque

N/e^- une cible nucléon/électron

$\xrightarrow{cc} / \xrightarrow{cn}$ courant chargé/neutre

\xrightarrow{R} production d'une résonance dans la voie s (W^- , ρ^- , D_s^* ou $(\bar{t}b)_{JP=1-}$)

em/had gerbe électromagnétique/hadronique

L_{em}/L_{had} longueur de gerbe électromagnétique/hadronique

L_τ longueur de parcours du tau

d_{can} distance entre le point d'interaction et les limites du volume visible dans la direction du tau

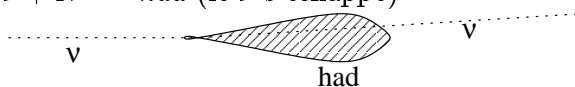
2.3.1 Une trace

C'est la topologie la plus courante et la plus simple : une longue trace traverse tout ou partie du détecteur. **Les neutrinos muoniques y contribuent** dès que la longueur de parcours des muons devient au moins comparable à la longueur des lignes de détection (typiquement, au-dessus de ~ 200 GeV). **Les neutrinos tauïques n'y contribuent qu'à ultra haute énergie** quand la longueur de parcours des taus devient à son tour comparable à la longueur des lignes (typiquement, au-dessus de ~ 10 PeV). Au-dessus de ~ 1 EeV, les neutrinos tauïques y contribuent même plus que les neutrinos muoniques puisque les taus sont moins radiatifs que les muons.

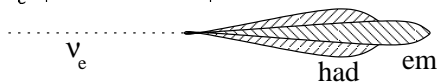
2.3.2 Une cascade

Il s'agit des types d'événements suivants :

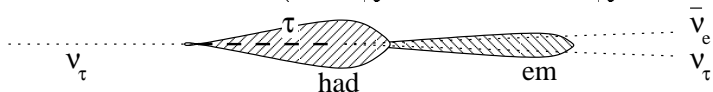
I.1 $\nu + N \xrightarrow{cn} had$ (le ν s'échappe)



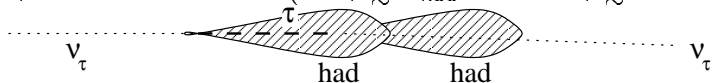
I.2 $\nu_e + N \xrightarrow{cc} had + em$



I.3 $\nu_\tau + N \xrightarrow{cc} had + em$ (si $L_\tau \lesssim L_{had}$ c.-à-d. $E_\tau \lesssim 200$ TeV)



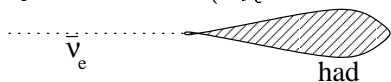
I.4 $\nu_\tau + N \xrightarrow{cc} had + had$ (si $L_\tau \lesssim L_{had}$ c.-à-d. $E_\tau \lesssim 200$ TeV)



I.5 $\bar{\nu}_e + e^- \xrightarrow{R} em$ ($E_{\bar{\nu}_e} \sim 580$ GeV, 4.4 TeV, 6.3 PeV ou 32 PeV)



I.6 $\bar{\nu}_e + e^- \xrightarrow{R} had$ ($E_{\bar{\nu}_e} \sim 580$ GeV, 4.4 TeV, 6.3 PeV ou 32 PeV)

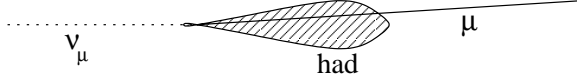


Les trois saveurs de neutrinos contribuent à cette topologie d'événement.

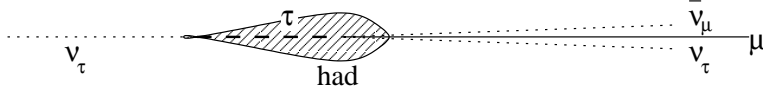
2.3.3 Une cascade et une trace

Il s'agit des types d'événements suivants :

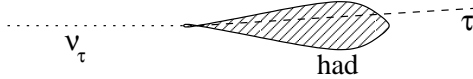
II.1 $\nu_\mu + N \xrightarrow{cc} had + \mu$



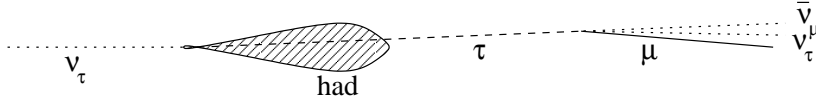
II.2 $\nu_\tau + N \xrightarrow{cc} had + \mu$ (si $L_\tau \lesssim L_{had}$ c.-à-d. $E_\tau \lesssim 200$ TeV)



II.3 $\nu_\tau + N \xrightarrow{cc} had + \tau$ (si $L_\tau \gtrsim d_{can}$ c.-à-d. $E_\tau \gtrsim 20$ PeV)



II.4 $\nu_\tau + N \xrightarrow{cc} had + \tau \rightarrow \mu(+\gamma)$ (si $L_{had} \lesssim L_\tau \lesssim d_{can}$ c.-à-d. 200 TeV $\lesssim E_\tau \lesssim 20$ PeV)

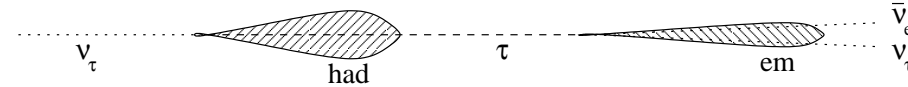


Ici ce sont **seulement les neutrinos muoniques et tauiques** qui contribuent à cette topologie d'événement.

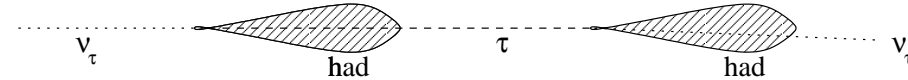
2.3.4 Deux cascades

Il s'agit des types d'événements suivants :

III.1 $\nu_\tau + N \xrightarrow{cc} had + \tau \rightarrow em$ (si $L_{had} \lesssim L_\tau \lesssim d_{can}$ c.-à-d. 200 TeV $\lesssim E_\tau \lesssim 20$ PeV)



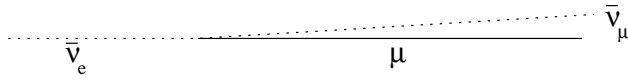
III.2 $\nu_\tau + N \xrightarrow{cc} had + \tau \rightarrow had$ (si $L_{had} \lesssim L_\tau \lesssim d_{can}$ c.-à-d. 200 TeV $\lesssim E_\tau \lesssim 20$ PeV)



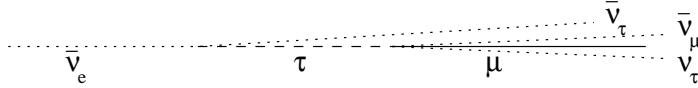
Cette topologie est vraiment **spécifique du neutrino tauique**, mais il faut que son énergie ne soit ni trop faible, ni trop grande : 200 TeV $\lesssim E_\tau \lesssim 20$ PeV et donc 200 TeV $\lesssim E_{\nu_\tau} \lesssim 100$ PeV (ces bornes ne sont données qu'à titre indicatif, en réalité elles dépendent du détecteur et de la finesse des algorithmes de reconstruction).

2.3.5 Autres topologies

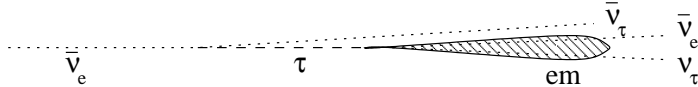
IV.1 $\bar{\nu}_e + e^- \xrightarrow{R} \mu$ ($E_{\bar{\nu}_e} \sim 580 \text{ GeV}, 4.4 \text{ TeV}, 6.3 \text{ PeV}$ ou 32 PeV)



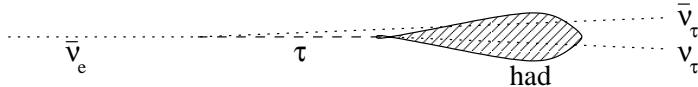
IV.2 $\bar{\nu}_e + e^- \xrightarrow{R} \tau \rightarrow \mu(+\gamma)$ ($E_{\bar{\nu}_e} \sim 4.4 \text{ TeV}, 6.3 \text{ PeV}$ ou 32 PeV)



IV.3 $\bar{\nu}_e + e^- \xrightarrow{R} \tau \rightarrow em$ ($E_{\bar{\nu}_e} \sim 4.4 \text{ TeV}, 6.3 \text{ PeV}$ ou 32 PeV)



IV.4 $\bar{\nu}_e + e^- \xrightarrow{R} \tau \rightarrow had$ ($E_{\bar{\nu}_e} \sim 4.4 \text{ TeV}, 6.3 \text{ PeV}$ ou 32 PeV)



Nous ne faisons que mentionner ces événements sans cascade au point d'interaction du neutrino, typiques de la résonance de Glashow et autres résonances.

2.3.6 Séparation des différentes topologies

Les frontières entre ces différentes topologies peuvent être floues. Par exemple, un événement $\nu_\mu N cc$ peut apparaître comme une simple cascade, si le muon est de faible énergie et passe loin des lignes. Inversement, un événement $\nu_e N cc$ peut apparaître comme une cascade avec une trace, si un pion de la gerbe hadronique se désintègre en muon.

2.4 Détection des différents saveurs de neutrinos

2.4.1 Détection des ν_μ

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.2, l'idée originale des télescopes à neutrinos est de détecter des ν_μ en observant des muons traversant le détecteur de bas en haut. Cette méthode tire parti du long parcours du muon dans la roche aussi bien que dans l'eau (paragraphe 2.2.5.1) car cela permet d'être sensible à des interactions de neutrinos ayant eu lieu jusqu'à plusieurs kilomètres du volume instrumenté. Ce parcours moyen du muon dans l'eau devient plus grand que la longueur des lignes de détection (typiquement 500 m) au-delà d'environ 200 GeV.

Ainsi pour des énergies supérieures à $\sim 200 \text{ GeV}$, les taux d'événements traversants sont plus favorables[114] que ceux des événements contenus. Ils bénéficient également d'un bras de levier plus important dans la détermination de la direction du muon. Grâce à ces deux avantages, les événements ν_μ non contenus donneront très probablement les premiers résultats en astronomie neutrino. Mais leur inconvénient est la difficulté à déterminer l'énergie du neutrino. En effet, on ne peut déterminer l'énergie du muon que par les pertes radiatives qui sont très fluctuantes[114]. De plus, le muon n'a emporté qu'une fraction de l'énergie du

neutrino et a parcouru une longueur de roche inconnue. Finalement, la corrélation est assez faible entre l'énergie déposée par le muon dans le détecteur et celle du neutrino.

Donc, du point de vue de la **détermination du spectre des ν_μ** , leur détection **par des événements contenus** de topologie 2.3.3 (“une cascade et une trace”) est avantageuse, puisque, en principe, on peut avoir accès à toute l'information sur l'énergie du neutrino.

D'autre part, **les neutrinos muoniques d'énergie inférieure à ~ 200 GeV ne peuvent être vus que comme événements contenus** puisque le parcours du muon est alors plus petit que l'échelle du détecteur. Cette possibilité est d'ores-et-déjà bien étudiée dans le cadre des recherches d'oscillations de neutrinos[79] et de neutralinos[69]. Pour ces événements de basse énergie, il faut distinguer les muons quasi-verticaux qui touchent une seule ligne et pour lesquels le seuil est de quelques GeV, et les événements multi-lignes pour lesquels le seuil est de quelques dizaines de GeV.

2.4.2 Détection des ν_e

L'interaction par courant chargé entre un neutrino électronique et un nucléon ($\nu_e N cc$) donne une gerbe hadronique plus un électron, qui à son tour engendre une gerbe électromagnétique. Nous avons vu aux paragraphes 2.2.5.3 et 2.2.5.4 que les longueurs de développement longitudinal de ces gerbes sont de l'ordre de quelques mètres, même à extrêmement haute énergie. Elles restent dans tous les cas petites devant la taille du détecteur.

Donc, la **détection d'un neutrino électronique nécessite de reconstruire une cascade** (émission de lumière quasi-ponctuelle, mais non isotrope comme nous le verrons aux paragraphes 4.3.2 et 4.5).

La recherche des neutrinos électroniques présente quelques avantages sur celle des neutrinos muoniques : **l'énergie déposée et la direction moyenne de la cascade sont exactement l'énergie et la direction du neutrino**, sans aucun biais ; **le bruit de fond irréductible que constituent les neutrinos atmosphériques** (paragraphe 2.5.2) **est plus faible**, car les neutrinos électroniques atmosphériques viennent des désintégrations de muons, or ces derniers ont davantage de chances d'atteindre le sol et d'y perdre leur énergie ; **le bruit de fond que constituent les pertes catastrophiques des muons atmosphériques** (paragraphe 2.5.1) **est beaucoup moins abondant** que dans le cas des événements traversants et **de topologie suffisamment différente** du signal pour qu'une ouverture angulaire de 4π sr soit possible (tous ces avantages seront vérifiés aux paragraphes 5.5 et 5.6). Mais les deux inconvénients sont la limitation du volume de détection pratiquement au volume instrumenté et la ponctualité du dépôt d'énergie qui rend la direction plus difficile à reconstruire.

Cas particulier des $\bar{\nu}_e$ à la résonance de Glashow (et autres résonances)

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.3.3 et sur la figure 2.2, les $\bar{\nu}_e$ peuvent avoir des interactions résonantes avec les électrons, et à ces énergies de résonance la section efficace augmente considérablement. Les modes de désintégration de ces résonances (mésons vecteurs ou W^-) peuvent être purement leptoniques ($\ell\bar{\nu}_\ell$) ou hadroniques ($q\bar{q}$).

Par exemple, pour la résonance de Glashow ($E_{\bar{\nu}_e} \simeq 6.3$ PeV)[105], les modes de désintégration du W^- sont : $e^-\bar{\nu}_e$ (10.7%), $\mu^-\bar{\nu}_\mu$ (10.7%), $\tau^-\bar{\nu}_\tau$ (10.7%), $q\bar{q}$ (67.9%) :

- dans le premier cas, le résultat visible sera une gerbe électromagnétique de ~ 3 PeV
- dans le deuxième cas, le résultat visible sera une trace de muon de ~ 3 PeV

- dans le troisième cas, le résultat visible sera une trace de tau de ~ 3 PeV, de longueur moyenne ~ 150 m, suivie par la désintégration, qui peut donner une gerbe électromagnétique ou hadronique ou une trace de muon
- dans le quatrième cas, le résultat visible sera une gerbe hadronique de 6.3 PeV

Ainsi, toutes ces résonances doivent résulter, en particulier, en des excès d'événements similaires à $\nu_e N c c$ pour des énergies précises (580 GeV, 4.4 TeV, 6.3 PeV, 32 PeV).

2.4.3 Détection des ν_τ

Le cas des neutrinos tauïques est un peu plus subtil : l'interaction par courant chargé entre un neutrino tauïque et un nucléon donne une gerbe hadronique plus un tau. Le résultat visible dépend de la longueur de désintégration du tau ($\langle L_\tau \rangle = 4.9 \text{ m} \frac{E_\tau}{100 \text{ TeV}}$), de la position du point d'interaction (par rapport aux limites du détecteur) et des différents modes de désintégration du tau [$\text{BR}(\tau \rightarrow e) = 17.8\%$, $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu(+\gamma)) = 17.7\%$, $\text{BR}(\tau \rightarrow q\bar{q}) = 64.5\%$].

Si l'énergie du tau est inférieure à ~ 200 TeV, sa longueur de désintégration est inférieure à ~ 10 m en moyenne et la désintégration n'est pas séparable de la gerbe d'interaction. Si l'énergie du tau est supérieure à ~ 20 PeV, sa longueur de désintégration est supérieure à ~ 1 km en moyenne et la désintégration se passe hors du volume visible. Prenons ces valeurs de 200 TeV et 20 PeV à titre indicatif, alors :

- si $E_\tau \lesssim 200$ TeV, et si le τ se désintègre en électron ou hadrons, alors la gerbe de désintégration est superposée à celle d'interaction et le ν_τ doit ressembler à un ν_e (voir les diagrammes I3 et I4 paragraphe 2.3.2)
- si $E_\tau \lesssim 200$ TeV, et si le τ se désintègre en $\mu(+\gamma)$, alors le muon semble sortir de la gerbe d'interaction et le ν_τ doit ressembler à un ν_μ (voir le diagramme II2 paragraphe 2.3.3)
- si $200 \text{ TeV} \lesssim E_\tau \lesssim 20 \text{ PeV}$, et si le τ se désintègre en $\mu(+\gamma)$, alors il y a un τ se transformant en μ , qui sera reconstruit comme une simple trace de muon, et le ν_τ doit ressembler à un ν_μ (voir le diagramme II4 paragraphe 2.3.3)
- si $200 \text{ TeV} \lesssim E_\tau \lesssim 20 \text{ PeV}$, et si le τ se désintègre en électron ou hadrons, alors la gerbe de désintégration et celle d'interaction sont séparées par une trace de τ de longueur comprise entre ~ 10 m et ~ 1 km. Alors, si ces deux points sont simultanément contenus dans le volume visible du détecteur, on peut avoir un signal très spécifique d'un ν_τ : c'est ce qu'on appelle le "*double-bang du ν_τ* " [81] (voir les diagrammes III1 et III2 paragraphe 2.3.4)
- si $E_\tau \gtrsim 20$ PeV, ou si l'événement n'est qu'à moitié contenu alors le ν_τ devrait ressembler à un ν_μ [115] (voir le diagramme II3 paragraphe 2.3.3)

Ainsi, la **détection non ambiguë d'un neutrino tauïque** ne peut se faire que dans une gamme d'énergie assez limitée (typiquement entre 200 TeV et 20 PeV) et **nécessite de reconstruire une double cascade**. Selon les conditions, un neutrino tauïque peut ressembler à un neutrino électronique ou muonique.

2.5 Bruits de fond

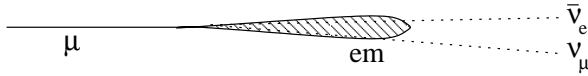
Les principaux bruits de fond pour la détection de ces événements viennent des muons atmosphériques descendants et des neutrinos atmosphériques. Les rayons cosmiques primaires, en entrant en collision avec des noyaux d'azote ou d'oxygène dans la haute atmosphère, engendrent des cascades atmosphériques. A cause de la faible densité de l'air, les pions et kaons ont de fortes probabilités de se désintégrer, entraînant un flux important de muons et de neutrinos atmosphériques.

2.5.1 Muons atmosphériques

On a vu (paragraphe 2.2.5.1) qu'un muon d'énergie supérieure à 1 TeV parcourt facilement plusieurs kilomètres dans l'eau. Même en plaçant le détecteur à une profondeur de plusieurs kilomètres, le flux de muons atmosphériques est donc très abondant. Par exemple, à 2300 mètres de fond sous la mer, et en intégrant au-delà de 1 TeV, il domine de plus de 6 ordres de grandeur le flux de muons induits par des neutrinos atmosphériques (lequel domine les flux de neutrinos d'origine cosmique)[114]. En ce qui concerne la topologie des événements non contenus, c'est donc vers le bas qu'il faut regarder. En ce qui concerne les événements contenus, dont la topologie présente une cascade au point d'interaction du neutrino, les muons atmosphériques représentent tout de même un bruit important dans la mesure où les pertes stochastiques du muon peuvent occasionner une(des) cascade(s) électromagnétique(s) ou hadronique(s) de haute énergie.

Les événements de types suivants :

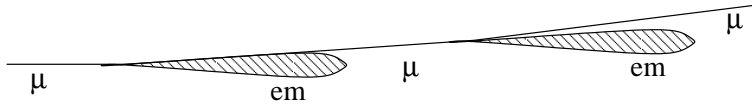
1. un muon externe se désintégrant en vol



2. un muon externe avec une forte perte catastrophique



3. un muon externe avec deux fortes pertes catastrophiques successives



peuvent être confondus avec des événements contenus de topologie 2.3.2 (“une cascade”), 2.3.3 (“une cascade suivie d’une trace”) ou 2.3.4 (“deux cascades”). En effet, un événement du type 1 ou 2 ci-dessus apparaîtra comme une cascade seule **si la trace du muon passe inaperçue** par rapport à la gerbe. Cela a d’autant plus de chances d’arriver que le rapport E_{gerbe}/E_{μ} est grand et que l’interaction a lieu à la frontière du détecteur. Similairement, un événement du type 2 apparaîtra comme une cascade suivie d’une trace, si la partie de la trace en amont de la gerbe seulement passe inaperçue. Pour un événement du type 3, si la trace passe inaperçue en amont et en aval, si les deux cascades sont d’énergies équivalentes et si elles sont séparées par une distance compatible avec la longueur de désintégration d’un tau d’énergie équivalente, alors un tel événement apparaîtra comme le “double-bang” d’un ν_{τ} .

Il est important de noter que la probabilité d’interaction radiative avec une forte perte ($v = \Delta E/E$ non négligeable devant 1) est faible mais que le flux très abondant de muons at-

mosphériques rend ce phénomène non négligeable. Notons également que **l'interaction dominante pour ce type de bruit est le rayonnement de freinage** (puisque'il domine largement les pertes radiatives du muon pour $v = \Delta E/E \gtrsim 0.1$; voir par exemple [116] figure 4.8 p15 et [79] figure 2.11 p32).

2.5.2 Neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques constituent un **bruit irréductible** dans la détection de neutrinos d'origine cosmique. Ce qui peut faire la différence, c'est le spectre des neutrinos atmosphériques qui est moins dur que celui des neutrinos cosmiques (à condition de reconstruire suffisamment bien l'énergie d'un neutrino), et la dépendance angulaire presque isotrope des neutrinos atmosphériques par rapport à l'existence de sources astrophysiques ponctuelles (à condition de reconstruire suffisamment bien la direction d'un neutrino). La seule manière de signer des neutrinos d'origine cosmique est **statistique** : il faut détecter, au-dessus d'un certain seuil en énergie et/ou dans un certain pixel, plus d'événements que ce qu'on pourrait attendre de fluctuations statistiques du fond avec par exemple 95% de niveau de confiance.

2.6 Taux d'événements contenus attendus

Les figures 2.9, 2.10 et 2.11, présentent des taux d'événements attendus pour chacune des trois topologies contenues (2.3.2, 2.3.3 et 2.3.4), pour un volume effectif et un temps de détection supposés de $1 \text{ km}^3 \text{ an}$, par décade d'énergie⁴ entre 10 et 10^9 GeV . Différents modèles de flux diffus de neutrinos cosmiques sont comparés aux taux de bruits (neutrinos atmosphériques, muons atmosphériques avec une importante perte d'énergie par rayonnement de freinage, muons atmosphériques se désintégrant en vol). Ces modèles sont présentés en détail au chapitre 1⁵. Les tableaux 2.1, 2.2, 2.3 présentent ces mêmes taux d'événements mais intégrés en énergie au-dessus de différents seuils. Nous allons maintenant discuter des hypothèses faites pour l'estimation de ces taux, puis nous commenterons tous ces résultats.

2.6.1 Taux de signal

Les contributions des différentes saveurs de neutrinos et interactions sont sommées⁶. Seule la cinématique est simulée (en utilisant le programme LEPTO[117]) pour comparer des taux d'événements avec une même énergie visible. En particulier, aucune simulation du détecteur, ni de la reconstruction n'est faite ici, l'efficacité de détection étant supposée parfaite et constante. En revanche, aucun rejet du bruit de fond dû aux muons atmosphériques n'est envisagé pour le moment. Une étude des taux d'événements reconstruits dans un détecteur simulé en détail, ainsi qu'une étude du rejet du bruit de fond sont présentées, pour la topologie à une cascade, au chapitre 5.

Pour chaque saveur et chaque type d'interaction, le taux par unité d'énergie et d'angle solide est :

$$\frac{\partial N}{\partial E_\nu \partial \Omega_\nu} = \frac{\partial \Phi_\nu}{\partial E_\nu \partial \Omega_\nu} T(E_\nu, \theta_\nu) \sigma(E_\nu) \rho N_A V t \quad (2.22)$$

⁴Seule l'énergie visible est prise en compte *c.-à-d.* respectivement E_{cascade} , $E_{\text{cascade}} + E_{\text{trace}}$, $E_{\text{cascade}} + E_\tau$.

⁵Afin de tenir compte de la cassure du spectre vers 400 TeV pour le modèle NMB93, nous avons supposé que le flux diminue en $E^{-3.5}$ au-delà.

⁶sauf les interactions neutrino-électron, en particulier les résonances

où $\frac{\partial \Phi_\nu}{\partial E_\nu \partial \Omega_\nu}$ est le flux différentiel de neutrino à la surface de la Terre, $T(E_\nu, \theta_\nu)$ le facteur de transmission à travers la Terre, $\sigma(E_\nu)$ la section efficace par nucléon, ρ la densité de l'eau à la profondeur du détecteur (1.035 g cm^{-3} [118]), N_A le nombre d'Avogadro, V et t le volume et le temps d'observation ($1 \text{ km}^3 \text{ an}$).

Le taux différentiel par unité d'énergie ou par décade d'énergie s'obtient ainsi :

$$\frac{\partial N}{\partial E_\nu} = \int_{\Omega_\nu} \frac{\partial N}{\partial E_\nu \partial \Omega_\nu} \quad (2.23a)$$

$$\frac{\partial N}{\partial \log_{10} E_\nu} = \ln(10) \cdot E_\nu \cdot \int_{\Omega_\nu} \frac{\partial N}{\partial E_\nu \partial \Omega_\nu} \quad (2.23b)$$

Les taux présentés ici sont calculés avec une **intégration sur $4\pi \text{ sr}$** (nous verrons au chapitre 5 que la réjection des muons atmosphériques, au moins pour les événements à une cascade, est suffisante pour justifier cela).

Il est nécessaire de faire des **hypothèses concernant les oscillations de neutrinos** : nous avons supposé un mélange maximal $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ avec $\Delta m^2 = 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ et une absence de mélange sensible avec les ν_e . L'effet MSW dans la Terre est négligé. Ainsi, les flux de ν_e sont conservés sans modification ; les flux de ν_μ et ν_τ d'origine cosmique sont égaux (lorsqu'ils arrivent sur Terre) à la moitié des flux de ν_μ produits ; le rapport ν_τ/ν_μ d'origine atmosphérique dépend de l'énergie et de la direction incidente (formule 1.26 paragraphe 1.5.1).

Pour les événements où intervient un τ , il faut simuler, non seulement la cinématique, mais aussi la position de l'interaction, la direction du τ et sa longueur de désintégration dans un volume géométrique donné, afin de classer la topologie de chaque événement. Le volume utilisé ici est un cylindre de 500 m de hauteur et 798 m de rayon.

2.6.2 Taux de bruit de fond

Les taux d'événements avec un muon atmosphérique ayant une forte perte d'énergie par rayonnement de freinage ont été calculés dans [119], en intégrant la formule suivante :

$$\frac{\partial N_{\mu+\text{brems.}}}{\partial E_\mu \partial \Omega_\mu \partial E_g} = \frac{\partial \Phi_\mu^{\text{det}}}{\partial E_\mu \partial \Omega_\mu} \frac{\partial \sigma_{\text{brems.}}}{\partial E_g} \rho N_{H_2O} V t \quad (2.24)$$

avec $\frac{\partial \Phi_\mu^{\text{det}}}{\partial E_\mu \partial \Omega_\mu}$ le flux de muons atmosphériques au niveau du détecteur (d'après [120]), $\frac{\partial \sigma_{\text{brems.}}}{\partial E_g}$ la section efficace différentielle du processus de bremsstrahlung ($\mu + H_2O \rightarrow \mu + \gamma + H_2O$) par molécule (par rapport à l'énergie déposée E_g) (d'après [121]), ρ la densité de l'eau à la profondeur du détecteur (1.035 g cm^{-3} [118]), $N_{H_2O} = N_A/18$ le nombre de molécules d'eau par unité de masse, V et t le volume et le temps d'observation ($1 \text{ km}^3 \text{ an}$).

Les taux d'événements avec un muon atmosphérique se désintégrant en vol se calculent en intégrant la formule suivante :

$$\frac{\partial N_{\mu \rightarrow e}}{\partial E_\mu \partial \Omega_\mu} = \frac{\partial \Phi_\mu^{\text{det}}}{\partial E_\mu \partial \Omega_\mu} \frac{dP_d}{dx} V t \quad (2.25)$$

avec $\frac{\partial \Phi_\mu^{\text{det}}}{\partial E_\mu \partial \Omega_\mu}$ le flux de muons atmosphériques au niveau du détecteur (d'après [120]), $\frac{dP_d}{dx}$ la probabilité de désintégration d'un muon par unité de longueur de parcours (formule 2.11 paragraphe 2.2.5), V et t le volume et le temps d'observation ($1 \text{ km}^3 \text{ an}$). En tenant compte de

l'énergie de l'électron issu de la désintégration, qui vaut en moyenne un tiers de l'énergie du muon, on peut réécrire ce calcul en fonction de l'énergie de l'électron :

$$\frac{\partial N_{\mu \rightarrow e}}{\partial E_e} = \int_{\Omega_\mu} \frac{\partial \Phi_\mu^{\text{det}}(E_\mu = 3E_e)}{\partial E_\mu \partial \Omega_\mu} \frac{dP_d(E_\mu = 3E_e)}{dx} V t \quad (2.26)$$

2.6.3 Remarques

L'objet de ce chapitre étant de présenter le principe de détection et les taux d'événements qui en découlent, indépendamment des caractéristiques précises du détecteur et de la reconstruction, ce n'est qu'au chapitre 5 que seront présentés des taux d'événements effectifs. Ainsi, le bruit que pourraient représenter les **multimuons atmosphériques** n'est ni présenté ni discuté ici car il nécessite une simulation détaillée du détecteur et de la reconstruction.

L'**intégration sur 4π sr** implique que les taux calculés sont plus élevés que ceux des événements montants ; deux fois plus à basse énergie, mais beaucoup plus à haute énergie, quand l'absorption par la Terre est importante.

Si l'on **compare les taux d'événements contenus** de topologie 2.3.3 (“une cascade et une trace”) par km^3 **avec des taux d'événements non contenus** (topologie 2.3.1 *c.-à-d.* “une trace”) par km^2 , il peut sembler surprenant que les premiers soient plus élevés que les seconds d'un facteur 3 environ⁷. En effet, le parcours moyen d'un muon dans la roche devrait garantir, pour les événements traversants, un volume effectif plus grand que 1 km^3 . Mais d'une part, l'intégration sur 4π sr rehausse les taux d'événements contenus d'un facteur au moins 2. D'autre part, pour un neutrino muonique de même énergie, l'énergie visible dans le cas contenu est nettement plus élevée que dans le cas non contenu (figure 2.3).

Les taux de bruit dus aux muons atmosphériques pour les topologies “une cascade” et “une cascade suivie d'une trace” sont présentés ici en supposant un taux de rejet nul, ce qui les fait apparaître particulièrement abondants. Il est donc indispensable de les rejeter efficacement par la reconstruction, soit en ne conservant que les événements montants (il faut alors estimer correctement la direction, c'est la méthode appliquée dans le cas des événements traversants), soit en trouvant des coupures topologiques sur les observables du signal (c'est ce qui est présenté au paragraphe 5.4). Nous verrons au chapitre 5 qu'il est possible, au moins pour les événements à une cascade, de trouver des coupures après reconstruction permettant un taux de rejet effectif largement suffisant pour autoriser la détection de neutrinos descendants (avec un volume effectif légèrement inférieur au volume effectif pour les neutrinos montants).

Concernant la **topologie en “double-bang”**, remarquons que le seuil est de l'ordre de 10 TeV, nettement moins élevé que les bornes indicatives données au paragraphe 2.4.3. C'est le fait de simuler vraiment la probabilité de désintégration et non pas seulement la longueur moyenne de désintégration qui permet d'avoir des événements dans cette gamme d'énergie. Remarquons également que le bruit des neutrinos atmosphériques, bien que simulé avec les hypothèses d'oscillations mentionnées ci-dessus, n'apparaît pas sur la figure 2.11. C'est dû à l'extrême faiblesse de la probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ au-dessus de ce seuil de ~ 10 TeV. Le bruit des muons atmosphériques avec deux cascades est très probablement négligeable. En effet, le taux de muons atmosphériques à 2300 m de fond est environ six ordres de grandeur au-dessus

⁷Par exemple, pour des neutrinos atmosphériques, pour des énergies de seuil de 1 TeV, 10 TeV et 100 TeV, en comparant les valeurs du tableau 2.2 avec celles de [114] tableau 2.2 (multipliées par 10 pour correspondre à 1 km^2), on a respectivement 32000/11800, 1000/280 et 11/4.

du taux de muons induits par des neutrinos atmosphériques, mais on peut voir sur la figure 2.10 que la probabilité de donner une cascade d'énergie supérieure à 10 TeV par rayonnement de freinage ramène ce rapport à 300, donc le taux de bruit dû aux muons atmosphériques doit être inférieur à $150/\text{km}^3/\text{an}$ au-dessus de 10 TeV et inférieur à $0.14/\text{km}^3/\text{an}$ au-dessus de 100 TeV. D'autre part, il doit être possible de rejeter efficacement les quelques événements restants par des coupures topologiques après reconstruction : pour que ce soit un événement de signal, il faut une absence de trace en amont et en aval (ceci suffit pour les événements à une cascade comme nous le verrons au chapitre 5), il faut aussi que les deux cascades et le tau soient d'énergies équivalentes, en particulier il faut que la séparation des cascades soit compatible avec la longueur de désintégration $4.9 \text{ m} \cdot E/100 \text{ TeV}$. Toutes ces conditions permettent de supposer que le taux de bruit pour cette topologie pourra être nettement inférieur à $1/\text{km}^3/\text{an}$.

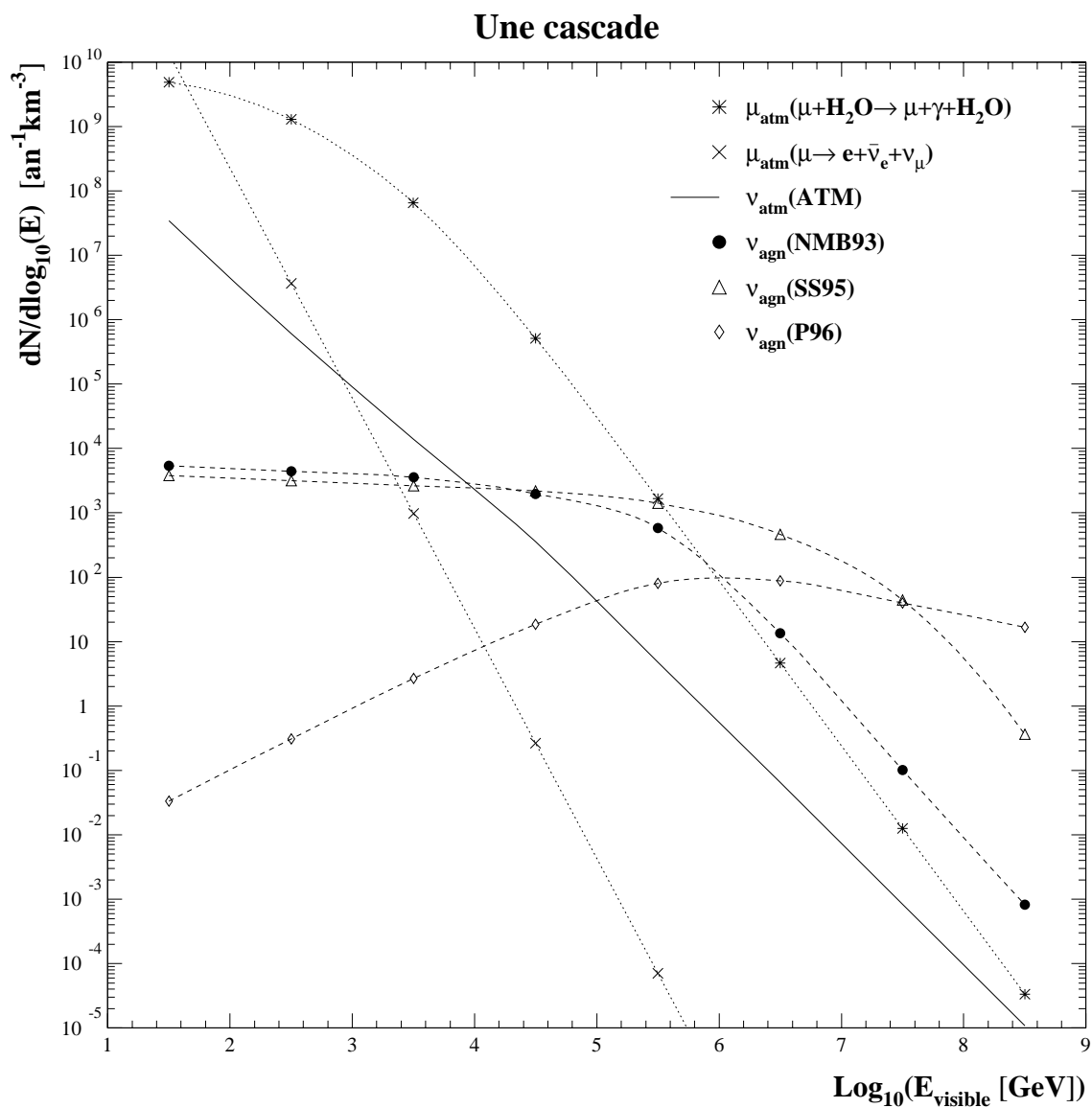


Figure 2.9: Taux d'événements attendus par décade pour la topologie 2.3.2 ("une cascade"), dans un détecteur parfait. Le rejet du bruit de fond n'est pas considéré.

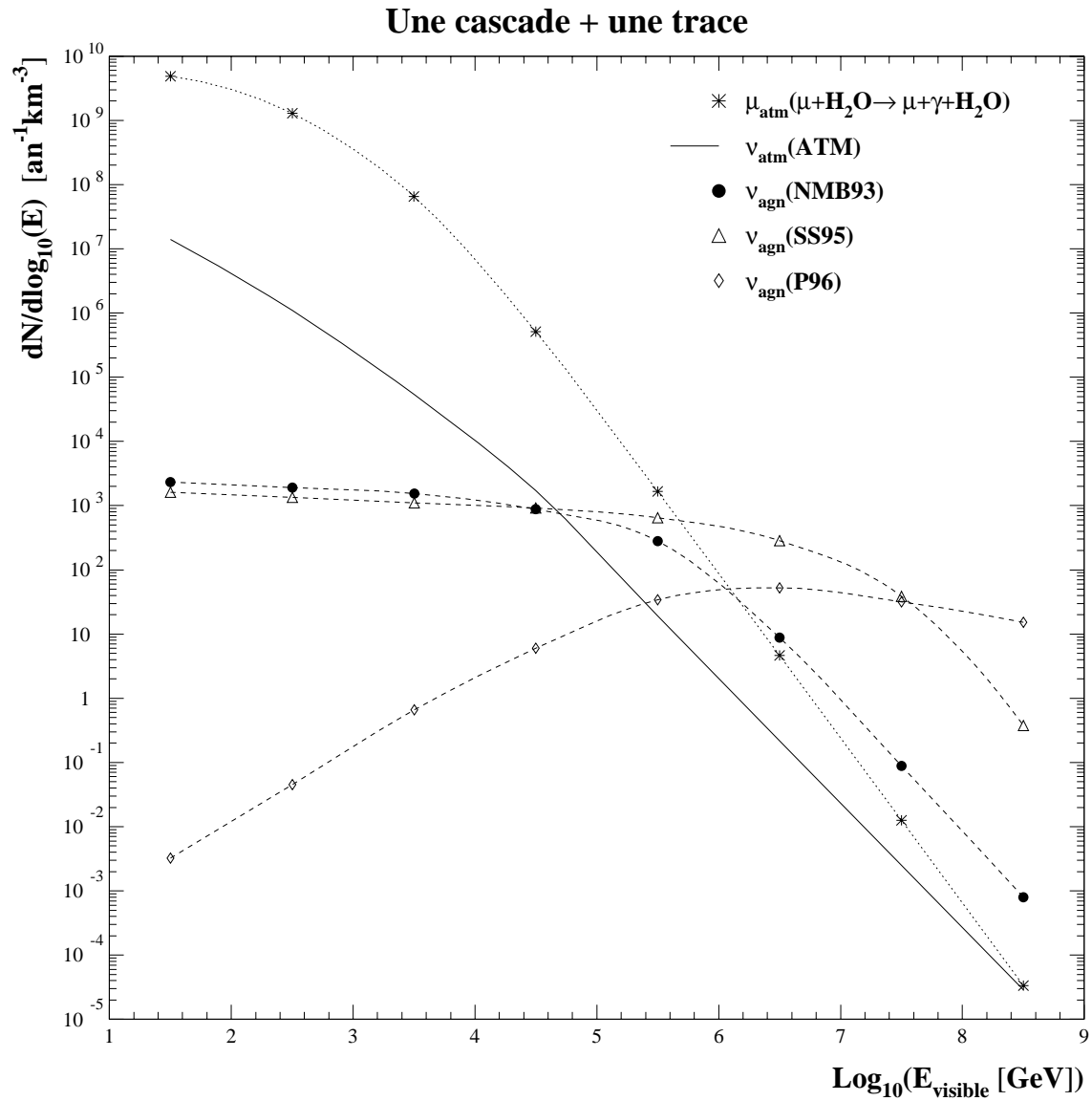


Figure 2.10: Taux d'événements attendus par décade pour la topologie 2.3.3 ("une cascade et une trace"), dans un détecteur parfait. Le rejet du bruit de fond n'est pas considéré.

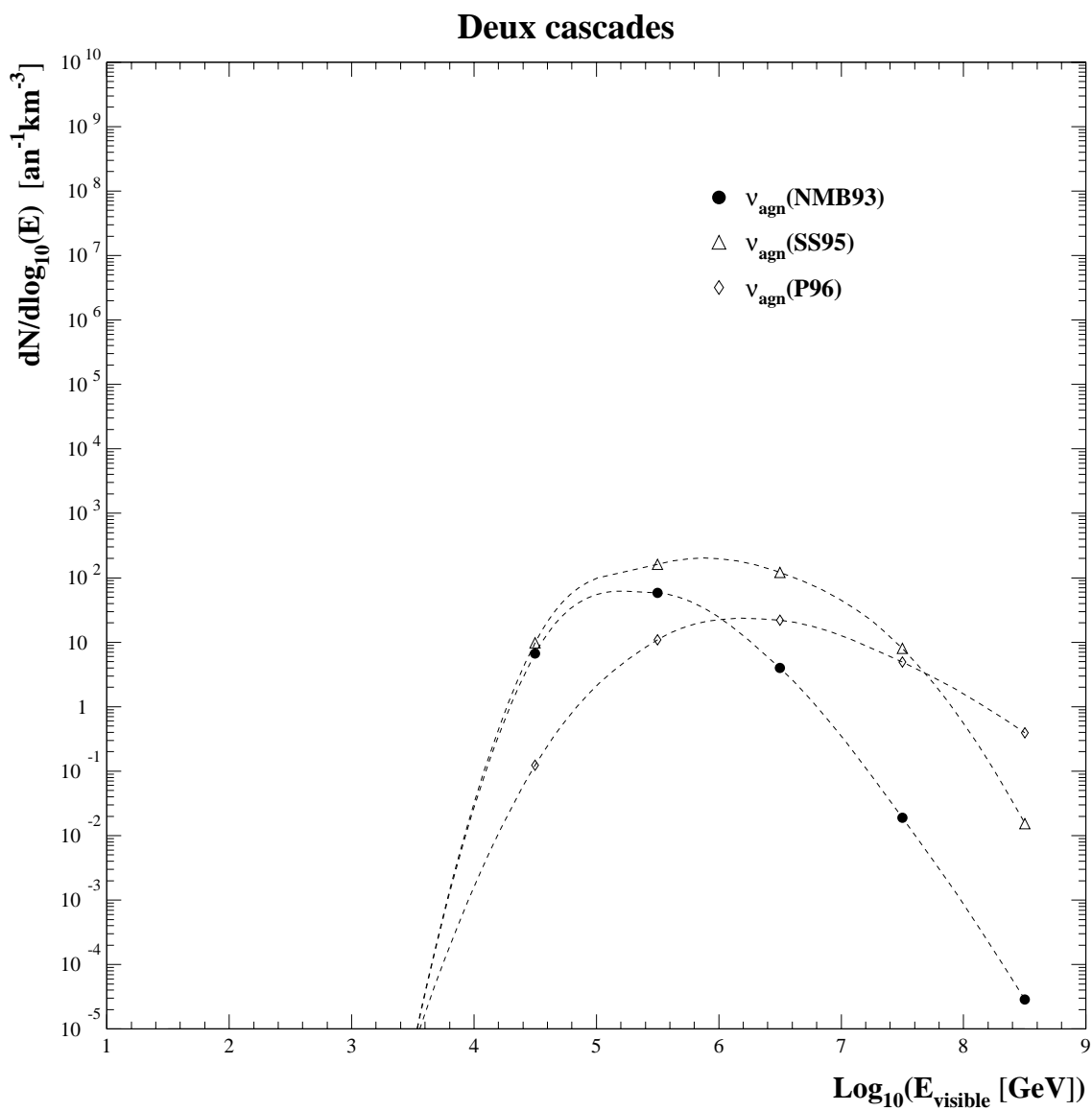


Figure 2.11: Taux d'événements attendus par décade pour la topologie 2.3.4 ("deux cascades"), dans un détecteur parfait.

	$E_{\text{cascade}} \geq$							
	10 GeV	100 GeV	1 TeV	10 TeV	100 TeV	1 PeV	10 PeV	100 PeV
NMB93	$1.6 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^4$	$6.1 \cdot 10^3$	$2.6 \cdot 10^3$	$5.9 \cdot 10^2$	14	$1.0 \cdot 10^{-1}$	$8.2 \cdot 10^{-4}$
SS95	$1.4 \cdot 10^4$	$9.9 \cdot 10^3$	$6.7 \cdot 10^3$	$4.1 \cdot 10^3$	$1.9 \cdot 10^3$	$5.1 \cdot 10^2$	45	$3.7 \cdot 10^{-1}$
P96	$2.5 \cdot 10^2$	$2.5 \cdot 10^2$	$2.5 \cdot 10^2$	$2.4 \cdot 10^2$	$2.2 \cdot 10^2$	$1.5 \cdot 10^2$	56	17
ν_{atm} : ATM	$3.5 \cdot 10^7$	$6.2 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^4$	$3.6 \cdot 10^2$	4.9	$6.6 \cdot 10^{-2}$	$8.5 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
μ_{atm} : bremsstrahlung désintégration	$6.2 \cdot 10^9$ $1.4 \cdot 10^{10}$	$1.4 \cdot 10^9$ $3.6 \cdot 10^6$	$6.6 \cdot 10^7$ $9.8 \cdot 10^2$	$5.1 \cdot 10^5$ 0.26	$1.7 \cdot 10^3$ $7.1 \cdot 10^{-5}$	4.6 $1.9 \cdot 10^{-8}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$ $5.1 \cdot 10^{-12}$	$3.4 \cdot 10^{-5}$ $1.4 \cdot 10^{-15}$

Tableau 2.1: Taux d'événements intégrés (par $\text{km}^3 \text{an}$) pour la topologie à une cascade, dans un détecteur parfait. Le rejet du bruit de fond n'est pas considéré.

	$E_{\text{cascade}} + E_{\text{trace}} \geq$							
	10 GeV	100 GeV	1 TeV	10 TeV	100 TeV	1 PeV	10 PeV	100 PeV
NMB93	$6.9 \cdot 10^3$	$4.6 \cdot 10^3$	$2.7 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^3$	$2.9 \cdot 10^2$	9.0	$9.0 \cdot 10^{-2}$	$8.0 \cdot 10^{-4}$
SS95	$5.6 \cdot 10^3$	$4.3 \cdot 10^3$	$3.0 \cdot 10^3$	$1.9 \cdot 10^3$	$9.7 \cdot 10^2$	$3.2 \cdot 10^2$	39	$3.7 \cdot 10^{-1}$
P96	$1.4 \cdot 10^2$	$1.4 \cdot 10^2$	$1.4 \cdot 10^2$	$1.4 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^2$	$1.0 \cdot 10^2$	47	15
ν_{atm} : ATM	$1.5 \cdot 10^7$	$1.1 \cdot 10^6$	$5.5 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^3$	20	$2.2 \cdot 10^{-1}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-5}$
μ_{atm} : bremsstrahlung	$6.2 \cdot 10^9$	$1.4 \cdot 10^9$	$6.6 \cdot 10^7$	$5.1 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^3$	4.6	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-5}$

Tableau 2.2: Taux d'événements intégrés (par $\text{km}^3 \text{an}$) pour la topologie à une cascade et une trace, dans un détecteur parfait. Le rejet du bruit de fond n'est pas considéré.

	$E_{1^{\text{ère}} \text{ cascade}} + E_{\tau} \geq$				
	10 TeV	100 TeV	1 PeV	10 PeV	100 PeV
NMB93	69	62	4.0	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$2.9 \cdot 10^{-5}$
SS95	$3.0 \cdot 10^2$	$2.9 \cdot 10^2$	$1.3 \cdot 10^2$	8.0	$1.5 \cdot 10^{-2}$
P96	38	38	27	5.3	$3.9 \cdot 10^{-1}$
ν_{atm} : ATM	$3.9 \cdot 10^{-6}$	$3.6 \cdot 10^{-7}$	$1.2 \cdot 10^{-10}$	$1.5 \cdot 10^{-14}$	$3.6 \cdot 10^{-19}$
μ_{atm} : bremsstrahlung	< 150	< 0.14	< $9.6 \cdot 10^{-5}$	< $6.8 \cdot 10^{-8}$	< $4.0 \cdot 10^{-11}$

Tableau 2.3: Taux d'événements intégrés (par $\text{km}^3 \text{an}$) pour la topologie à deux cascades, dans un détecteur parfait. Le rejet du bruit de fond n'est pas considéré.

2.7 Conclusion : performances requises d'un télescope à neutrinos

Afin de rejeter efficacement le bruit des neutrinos atmosphériques et d'apporter des contraintes sur les modèles de production astrophysique de neutrinos de haute énergie, il est donc important d'avoir une **bonne résolution en énergie**, permettant d'imposer un seuil en énergie et, si possible, d'obtenir une certaine spectroscopie du ciel en neutrinos.

De même, pour rejeter efficacement le bruit des muons atmosphériques, et comprendre les sources cosmiques de neutrinos de haute énergie, il est important d'avoir une bonne réjection montant/descendant et une **bonne résolution angulaire**. L'identification d'une éventuelle source sera d'autant plus sûre et rapide que le rapport signal/bruit sera élevé, et donc que les pixels seront petits.

Nous avons vu que les taux d'événements attendus sont faibles même avec des dimensions de l'ordre du kilomètre. Or les performances d'un télescope à neutrinos dépendront crucialement de sa **sensibilité à de faibles flux**, laquelle s'évalue directement en donnant son **volume effectif** (pour les événements contenus) ou sa **surface effective** (pour les événements traversants).

Enfin, le dernier critère pour caractériser les performances d'un télescope à neutrinos est sa **capacité à distinguer les différentes topologies** d'événement, afin de mesurer les rapports de flux entre les différents saveurs de neutrinos.

Afin d'optimiser toutes ces performances, il est important de bien choisir le site d'installation et les caractéristiques techniques de l'instrumentation. C'est ce que nous allons décrire maintenant pour les différents projets de télescopes à neutrinos, et en particulier pour ANTARES. Nous pourrions, après cela, présenter les outils de simulation qui ont été développés pour estimer la pertinence de ces choix techniques.

Chapitre 3

ANTARES et les autres expériences

Dans le chapitre précédent, nous avons vu la nécessité, pour la physique des neutrinos cosmiques, d'instrumenter de grandes masses de détection. Les meilleurs détecteurs de la génération des années 90 ont des masses actives de l'ordre de 1 kt (pour les instruments à scintillateur liquide comme MACRO [86]) ou 50 kt (pour les instruments à effet Čerenkov dans de l'eau pure comme SuperKamiokaNDE [80]). La prochaine génération comporte en particulier les expériences fondées sur l'idée de Markov qui permet enfin d'envisager des masses actives d'au moins quelques mégatonnes, ce qui s'avère un minimum pour être sensible aux flux cosmiques de haute énergie.

Dans ce chapitre, nous ne présenterons que les expériences de ce type, à commencer par le travail de pionnier qui a été mené par la collaboration DUMAND [122], nous enchaînerons avec les deux expériences qui ont commencé à prendre des données, BAĪKAL [123] et AMANDA [124], puis les deux projets en phase de recherche et développement, NESTOR [126] et surtout ANTARES [127], que nous exposerons plus en détail pour bien comprendre le cadre expérimental dans lequel nous avons effectué ce travail.

3.1 DUMAND (projet pionnier mais non concrétisé)

Le projet DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) [122] fut la première tentative de réalisation d'un télescope à neutrinos. Démarré en 1975, il prévoyait d'installer des lignes souples de modules optiques par plus de 4000 mètres de fond au large des îles Hawaï. Des études technologiques ont été menées, notamment sur les techniques de déploiement en milieu sous-marin. L'expérience qui y fut acquise apporte sans doute beaucoup aux projets actuels. Suite à des difficultés financières, le projet fut arrêté en 1996.

3.2 BAĪKAL (expérience en cours)

BAĪKAL [123] a été le premier télescope à neutrinos de haute énergie opérationnel. L'expérience a lieu dans le lac Baïkal en Sibérie, par 1100 mètres de profondeur et à 3.6 kilomètres de la côte. Le déploiement se fait en hiver, en profitant de la couche de glace qui sert de plateforme solide.

Les trois premières lignes ont été déployées en 1993, après presque dix ans d'études préliminaires. Depuis, le détecteur a été agrandi chaque année et compte aujourd'hui (depuis

The BAIKAL NT-200 Neutrino Telescope

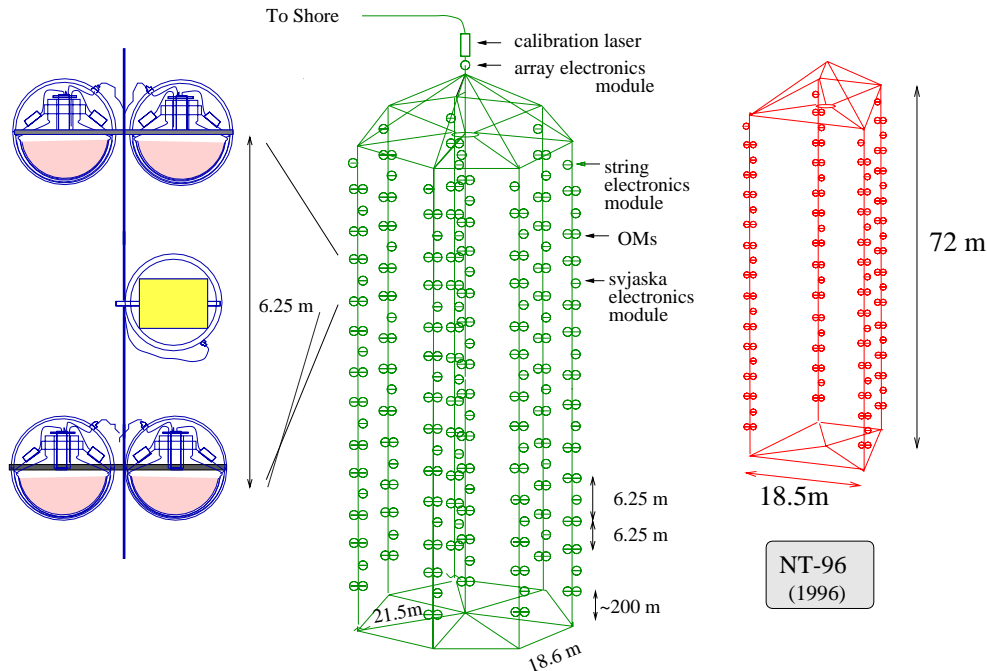


Figure 3.1: Schéma du détecteur BAIKAL, tel qu'il est installé depuis 1998.

1998) 192 modules optiques répartis sur 8 lignes. Un schéma de ce télescope baptisé NT-200 est montré sur la figure 3.1. Les modules optiques sont groupés deux par deux le long des lignes. Ceci permet de rechercher des coïncidences locales afin de s'affranchir au mieux du bruit de fond optique (celui-ci s'élève d'ordinaire à environ 50 kHz par module optique, mais en automne il peut atteindre 250 kHz). Le déclenchement de l'acquisition des données et de la reconstruction est fondé sur ces paires : un minimum de cinq paires réparties sur au moins trois lignes est exigé pour tenter de reconstruire une trace de muon. Ce déclenchement est assuré par un système électronique strictement hiérarchique : du module électronique local, les signaux sont envoyés au module électronique de la ligne, puis au module électronique général qui transmet alors l'ensemble des signaux à la côte si la condition de déclenchement est vérifiée. La mesure des positions des modules optiques est réalisée en temps réel par un système d'ultrasons avec une précision de l'ordre de 20 cm. La calibration temporelle se fait avec deux lasers, l'un au-dessus et l'autre au-dessous du détecteur. Une ligne supplémentaire, proche du détecteur, est dédiée à la mesure permanente des paramètres optiques de l'eau (les variations saisonnières atteignent 20 %). Enfin un réseau de détecteurs Čerenkov en surface permet de mesurer la résolution angulaire du télescope qui est de l'ordre de 1° . Des candidats neutrinos sont identifiés et analysés quotidiennement. Leur fréquence (environ un par jour après coupures) est compatible avec le flux connu des neutrinos atmosphériques. Des limites en sont déduites sur le flux de neutrinos provenant de l'annihilation de neutralinos au centre de la Terre et sur celui de neutrinos cosmiques de très haute énergie.

3.3 AMANDA (expérience en cours)

L'expérience AMANDA [124] a lieu au pôle Sud, dans l'épaisse couche de glace de l'Antarctique. La glace, comme milieu de détection, présente l'avantage d'un faible taux de bruit de fond optique (de l'ordre de 1 kHz par photomultiplicateur), et l'inconvénient d'une diffusion importante de la lumière due à la présence de micro-bulles d'air et de poussières figées dans la masse.

Le déploiement de chaque ligne nécessite de forer un trou à l'aide d'eau chaude. Après recongélation (environ 48 heures), tout reste alors fixé.

En 1993/1994, les quatre premières lignes (AMANDA-A) ont été déployées à une profondeur d'environ 1000 m. La diffusion de la lumière y était trop importante ($L_{diff} \sim 10 - 20$ cm) pour autoriser une reconstruction de la direction des muons. Aussi, en 1995/1996, un détecteur équivalent (86 photomultiplicateurs sur quatre lignes) a été installé à une plus grande profondeur (1500 – 2000 m), où les propriétés optiques de la glace sont plus favorables. Il a été rapidement complété en 1996/1997 par six nouvelles lignes avec 216 photomultiplicateurs. Cet ensemble est appelé AMANDA-B10. En 1997/1998, la collaboration a installé trois nouvelles lignes (avec 42 modules optiques chacune) de plus d'un kilomètre de long afin de mesurer les propriétés optiques de la glace entre 1150 m et 2350 m. Sur les deux hivers suivants, le détecteur a encore été augmenté de six nouvelles lignes de 42 modules optiques chacune, portant le nombre total de modules optiques à environ 700 sur 19 lignes. Cet ensemble est appelé AMANDA-II et il est représenté sur la figure 3.2.

La structure du détecteur est non-hiérarchique : chaque module optique est relié à la surface par son propre câble, pour l'alimentation électrique et la transmission analogique des signaux. Une solution numérique est actuellement à l'étude. Toute l'acquisition des données est faite dans un bâtiment de surface.

Pour la vérification du taux de muons descendants et de la résolution angulaire, comme pour l'étalonnage du détecteur, AMANDA profite d'une collaboration avec les expériences SPASE (un réseau de détecteurs de gerbes atmosphériques et de détecteurs Čerenkov à eau) et GASP (un télescope à imagerie gamma) qui sont positionnées à la surface de la glace. De plus, pour l'étalonnage, un système complexe de lasers et de LEDs a été installé. La précision du positionnement est meilleure que 1 m et la calibration temporelle proche de 5 ns.

Actuellement, les résultats d'AMANDA sont parmi les plus contraignants en physique des neutrinos de haute énergie [125]. L'analyse est pour le moment concentrée sur les muons atmosphériques descendants et les muons ascendants issus de neutrinos atmosphériques. Un programme de recherche de supernovæ est également en cours. La recherche de sources ponctuelles et d'un flux diffus cosmique qui dépasserait le flux des neutrinos atmosphériques au-dessus d'une certaine énergie a également commencé, mais elle reste limitée par la surface géométrique d'AMANDA-II. C'est pourquoi le prochain objectif de la collaboration est la mise en place d'un détecteur d'environ 1 km³ (ICECUBE), toujours au pôle Sud.

3.4 NESTOR (expérience en projet)

Le projet NESTOR [126], actuellement en phase d'études et de tests préliminaires, prévoit d'installer un détecteur à 30 km au large de Pylos (Grèce) par 3800 m de fond. La première phase (débutée en 1991) consiste en la mise au point et le déploiement d'une structure semi-rigide hexagonale d'environ 300 m de haut comportant 168 modules optiques répartis sur 12

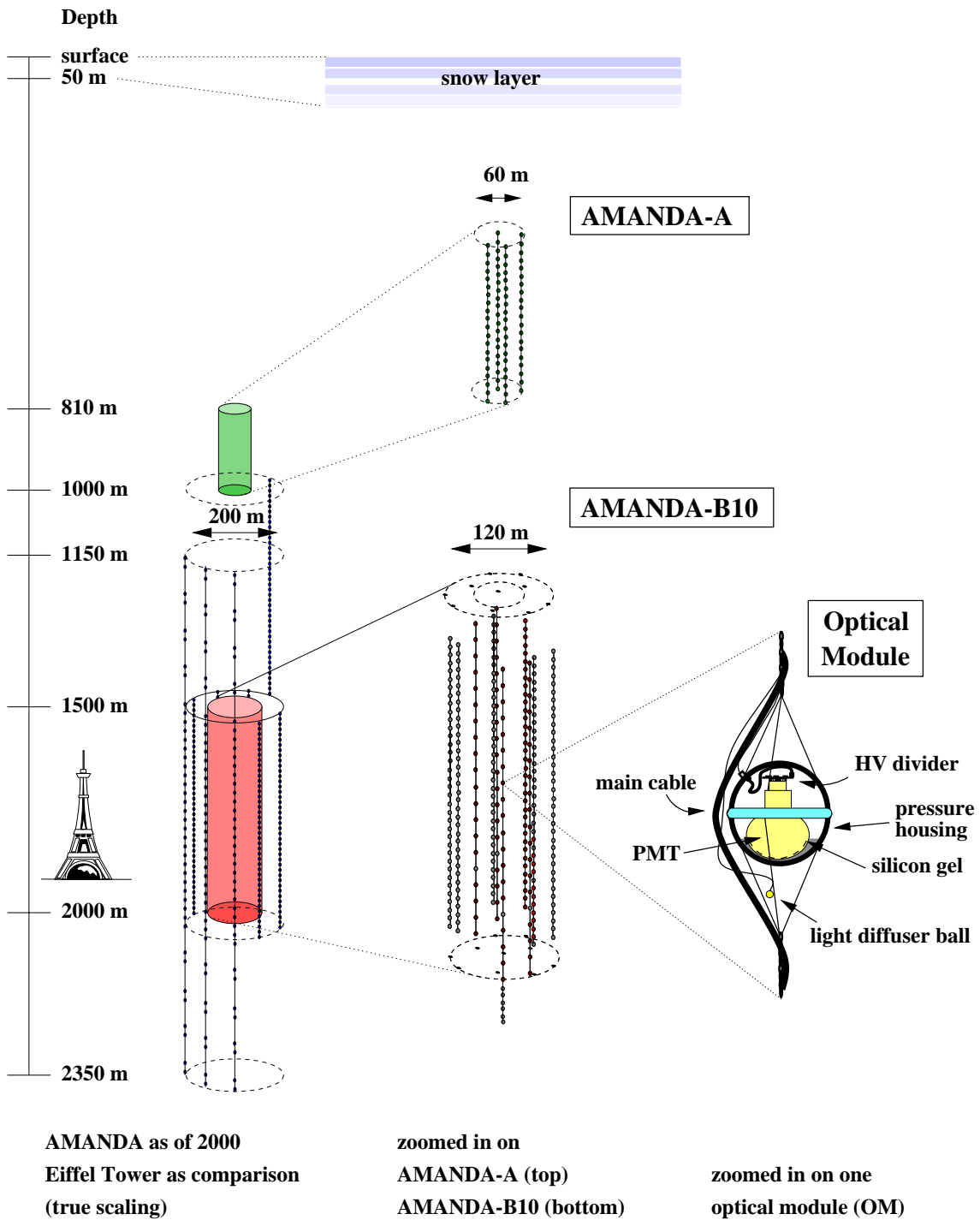


Figure 3.2: Schéma du détecteur AMANDA, tel qu'il est installé depuis 2000.

étages en titane de 32 m de diamètre. Il est prévu que chaque étage soit directement relié à la côte par son propre câble d'alimentation et de transmission numérique des données. Des prototypes de cartes électroniques pour l'acquisition et la transmission des données ont été testés. Des mesures *in situ* indiquent une longueur d'atténuation d'environ 55 m à 460 nm, et un taux de bruit de fond optique d'environ 75 kHz par photomultiplicateur de 15" de diamètre. Des tests de déploiement d'un puis deux étages ont été effectués. La collaboration prévoit de compléter la première phase en 2001, puis de déployer six autres structures identiques.

3.5 ANTARES

La première étape du projet ANTARES, qui est né durant l'été 1996, consistait à prouver la faisabilité d'un télescope sous-marin à neutrinos de haute énergie en Méditerranée. La collaboration, constituée de physiciens des particules, d'astrophysiciens et d'océanologues, a pour cela mis en œuvre une batterie de mesures *in situ* (évaluation des sites), afin de bien comprendre les caractéristiques du milieu sous-marin. Parallèlement elle a mis au point une ligne prototype et des procédures de déploiement et de connexion sous-marine. Cette ligne a été exploitée pendant plusieurs mois avec succès, validant ainsi les techniques employées.

Maintenant la collaboration est engagée dans la construction d'un télescope de première génération, d'une surface géométrique de l'ordre de 0.1 km^2 , qui doit être installé au large de Toulon (France), par 2400 m de fond, entre 2001 et 2003 [127].

L'objectif à plus long terme est la mise en place et exploitation d'un télescope de deuxième génération, d'un volume de l'ordre de 1 km^3 . Nous allons maintenant détailler ces différents aspects : l'évaluation des sites, la ligne prototype, la prochaine étape (0.1 km^2) et le projet à long terme (1 km^3).

3.5.1 Évaluation des sites

Puisque la mer profonde est un milieu naturel et que les signaux lumineux attendus (provenant d'interactions de neutrinos ou de traces de muons) sont faibles, il est indispensable d'effectuer un programme intensif d'évaluation des sites considérés. Il est essentiel de bien comprendre les caractéristiques locales du milieu sous-marin, notamment la puissance et les variations des courants sous-marins, la salinité, la température et la pression (l'indice de réfraction $n(\lambda)$ en dépend), la transparence de l'eau, la salissure avec le temps des surfaces des modules optiques, le bruit de fond optique provenant de la radioactivité intrinsèque de l'eau de mer ou des organismes bioluminescents.

Pour le choix d'un site, il est important de considérer également la profondeur (pour réduire au maximum le bruit des muons atmosphériques), les conditions météorologiques (pour faciliter les opérations en mer à la surface) ainsi que la proximité d'une côte et l'existence d'une infrastructure marine (pour un accès facile au site et une connexion à moindre coût).

Le site choisi comme lieu de construction du télescope de première génération ANTARES est situé à 40 km au large de Toulon (France), par 2400 m de fond, comme on peut le voir sur la figure 3.3. La température de l'eau y est stable (13.1°C) ainsi que la salinité (3.84 %), la vitesse moyenne des courants vaut 3 cm s^{-1} , avec des pics à 15 cm s^{-1} . Nous allons maintenant voir plus en détail les tests *in situ* qui ont été réalisés pour en étudier le bruit de fond optique, la salissure des modules optiques et la transparence de l'eau.

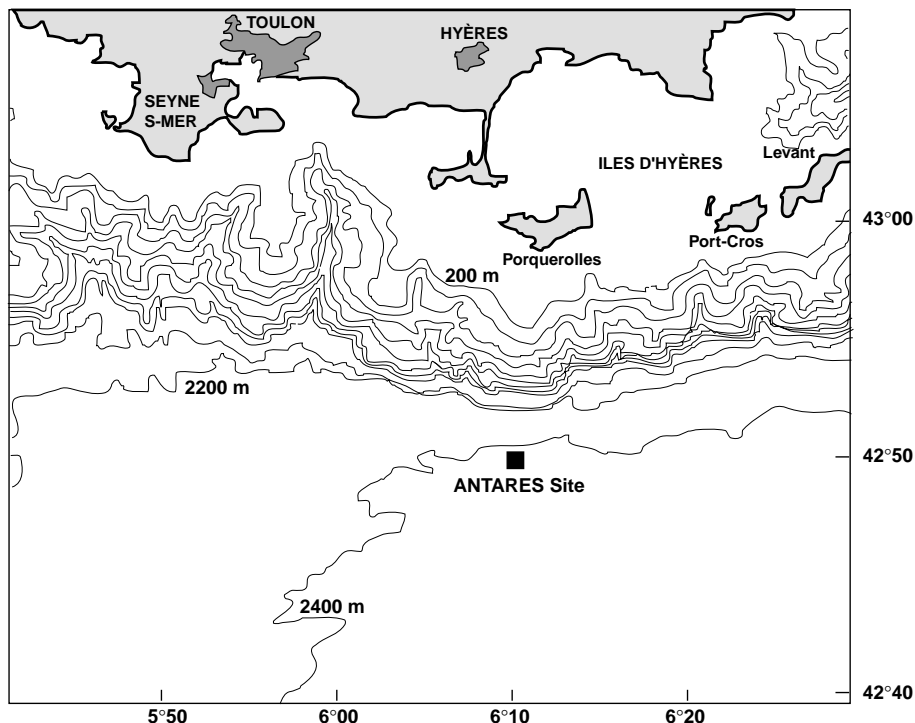


Figure 3.3: Topographie autour du site d'ANTARES au large de Toulon.

3.5.1.1 Bruit de fond optique

Le taux du bruit de fond optique doit être bien mesuré car il intervient directement sur la logique du déclenchement (en particulier il contraint la rapidité de l'électronique), et sur les algorithmes de reconstruction (qui doivent extraire le signal du bruit de fond).

La référence [130] décrit en détail les études de distributions temporelle et spatiale et de corrélation avec les courants sous-marins qui ont été menées au site d'ANTARES, avec des lignes de tests du type de celle représentée sur la figure 3.4b, le module optique étant équipé d'un photomultiplicateur de 8".

La figure 3.5 montre les taux de comptage enregistrés. On distingue clairement une composante continue et des pics d'activité. Les pics durent entre 0.1 et 10 s, font monter le taux de comptage jusqu'à plusieurs MHz, sont très corrélés sur des modules optiques proches (moins d'un mètre), mais pas du tout sur des modules optiques lointains. On peut également voir sur la figure 3.6 que le taux de ces pics varie avec l'intensité des courants et la saison. On peut les expliquer par la bioluminescence organique, des petits organismes émetteurs de lumière qui sont particulièrement excités lors des chocs. La composante continue varie entre 20 et 47 kHz, sur une échelle de temps de quelques heures. Elle peut être séparée en deux parties : un minimum constant de 20 kHz qui correspond à la contribution attendue des désintégrations de ^{40}K , présent naturellement dans le sel marin (la salinité est très stable), et une contribution variable, probablement due à de la bioluminescence. Des études plus approfondies sont en cours.

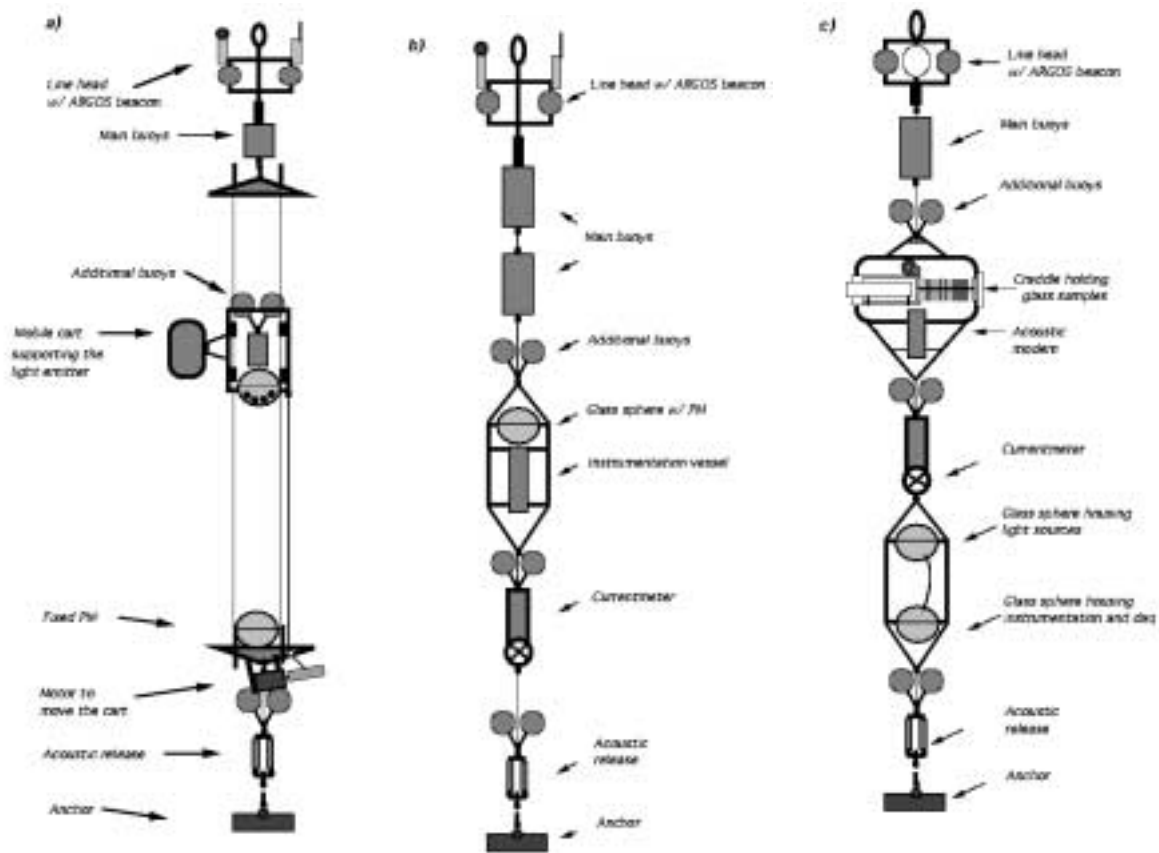


Figure 3.4: Lignes de test pour l'étude de: (a) la transparence de l'eau, (b) le bruit de fond optique et (c) la salissure des modules optiques.

3.5.1.2 Salissure

En immersion, les sphères de verre qui protègent les modules optiques se couvrent peu à peu d'un dépôt qui diminue leur transparence. Deux effets y contribuent : la formation d'un film bactérien, qui concerne la surface entière de chaque sphère, et la sédimentation, qui obscurcit surtout les surfaces orientées vers le haut. Les bactéries sont normalement transparentes, mais elles facilitent l'adhérence des sédiments.

Des mesures de l'évolution de la transparence ont été effectuées en plaçant en regard deux sphères : l'une contenant une source (LED) et l'autre des récepteurs positionnés en différents points, le tout sur des lignes de tests du type de celle présentée sur la figure 3.4c.

La figure 3.7 montre les résultats après 8 mois d'immersion au site d'ANTARES. Les pertes mesurées représentent le double des vraies pertes puisqu'il faut tenir compte des deux sphères. Pour les récepteurs horizontaux, la dégradation maximale vaut 1.2%. Or les modules optiques seront orientés vers le bas dans le détecteur final ; des pertes de transparence encore plus faibles sont donc attendues.

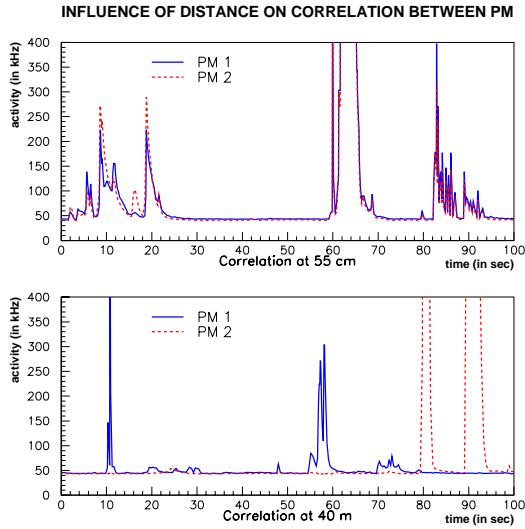


Figure 3.5: Taux de bruit de fond enregistrés simultanément par deux modules optiques proches (en haut) ou distants de 40 m (en bas). On distingue clairement la composante continue autour de 40 kHz et des pics d'activité qui sont très fortement corrélés pour les modules optiques proches, mais pas du tout pour les modules optiques lointains.

3.5.1.3 Transparence de l'eau

L'absorption de la lumière dans l'eau limite l'efficacité de détection, tandis que la diffusion limite la résolution angulaire du télescope. La simulation du détecteur doit donc prendre en compte ces deux effets. Pour cela, il faut les modéliser et en mesurer les paramètres au site considéré.

La référence [129] décrit en détail les propriétés optiques de l'eau que l'on peut modéliser à l'aide des trois paramètres suivants, dépendant de la longueur d'onde :

- la longueur d'absorption $L_{\text{abs}}(\lambda)$,
- la longueur effective de diffusion $L_{\text{diff}}^{\text{eff}}(\lambda)$,
- la proportion de diffusion de Rayleigh par rapport à la diffusion particulaire $\eta(\lambda)$.

Lorsqu'on mesure les temps d'arrivée des photons émis par une source pulsée et recueillis à une certaine distance (voir par exemple la figure 3.8), on trouve que :

- L_{abs} influence la normalisation des données (hauteur absolue du pic),
- $L_{\text{diff}}^{\text{eff}}$ modifie le rapport entre le pic et la queue,
- η change la pente de la queue.

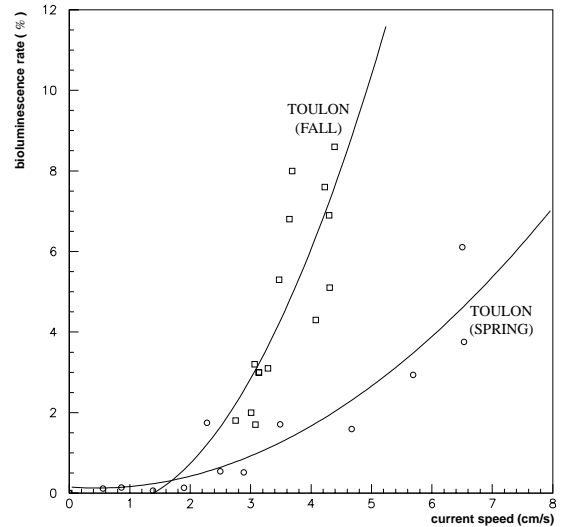


Figure 3.6: Corrélations entre le taux d'activité de bioluminescence et la vitesse des courants sous-marins en automne (activité plus forte) et au printemps (activité plus faible).

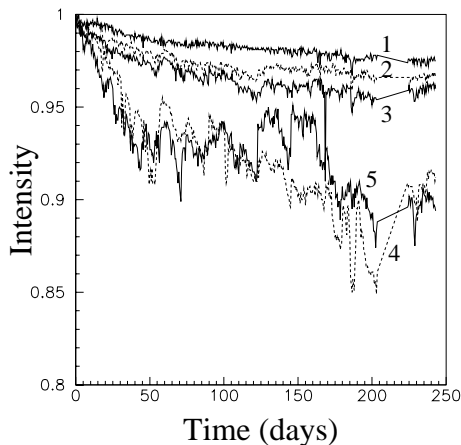


Figure 3.7: Mesures de l'évolution de la transparence des sphères de verre immergées : on peut voir la diminution de l'intensité de la lumière recueillie dans des photodiodes placées à différents angles par rapport à la verticale (1 : 90° , 2 : 80° , 3 : 70° , 4 : 60° , 5 : 50°).

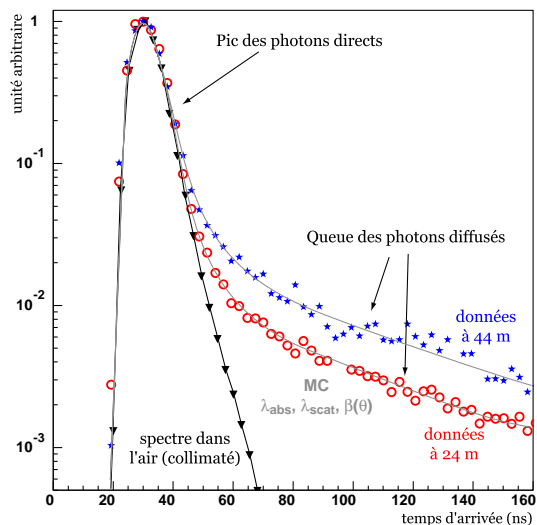


Figure 3.8: Distributions des temps d'arrivée sur un photomultiplicateur des photons issus d'une source pulsée située à 24 m (cercles) ou 44 m (étoiles). La même expérience dans l'air (triangles) sert de témoin. Les courbes représentent les ajustements de la simulation dont sont extraits les paramètres optiques de l'eau.

Des mesures dans le bleu et dans l'ultraviolet ont été effectuées au site d'ANTARES, pour des distances de propagation de 24 m et 44 m [128]. La figure 3.8 montre les résultats normalisés, ainsi que les ajustements de la simulation qui ont permis de déterminer les trois paramètres cherchés. Les queues des photons diffusés sont peu importantes: 95(90) % des photons sont collectés en 10 ns pour une propagation sur 24(44) m.

Les paramètres mesurés par ajustements de la simulation sont résumés dans le tableau 3.1. Dans le bleu, où les propriétés optiques sont les plus favorables, la longueur d'absorption vaut environ 60 m et la longueur de diffusion effective environ 250 m. Malheureusement, les données ne permettent pas une vérification précise du modèle de diffusion, car l'instrumentation utilisée n'était sensible qu'aux angles de diffusion $\theta > 30^\circ$ (il faudrait des impulsions lumineuses beaucoup plus fines).

λ_{source}	saison	L_{abs} (m)	$L_{\text{diff}}^{\text{eff}}$ (m)	η
466 nm	07/98	67.3 ± 1.3	263.7 ± 3.7	0.19 ± 0.03
(bleu)	03/99	58.7 ± 0.7	249.3 ± 5.2	0.14 ± 0.03
370 nm	07/99	22.3 ± 0.1	117.0 ± 1.5	0.13 ± 0.01
(UV)	09/99	25.1 ± 0.1	119.0 ± 1.4	0.13 ± 0.01

Tableau 3.1: Mesures des paramètres optiques de l'eau au site d'ANTARES [128].

3.5.2 Ligne prototype (“ligne 5”)

En novembre 1999, la collaboration ANTARES a déployé une ligne prototype complète, par 1200 m de fond au large de Marseille [131]. La connexion à la côte a été établie par un câble électro-optique de transmission de puissance et de données. Elle a ensuite été exploitée pendant trois mois avec succès, l’objectif principal étant la vérification du système de positionnement acoustique.

Cette ligne était composée de 16 étages, espacés de 15 m, avec deux sphères de verre par étage. Huit de ces sphères contenaient des modules optiques, six autres des instruments de positionnement (inclinomètre, compas). Le reste de l’équipement (hydrophones pour étudier la forme de la ligne, balises acoustiques de haute fréquence, modules électroniques . . .) était placé sur et autour de la ligne. La figure 3.9 montre l’architecture de cette ligne.

Les signaux des modules optiques sont acheminés vers les LCM (modules de contrôle locaux), où ils sont identifiés, puis au MEC (conteneur de l’électronique principale), d’où ils sont envoyés à la côte par fibre optique. Les données ainsi obtenues ont permis l’analyse de traces de muons atmosphériques descendants.

L’analyse des données de positionnement ont permis de vérifier la qualité du système (équipement et logiciel), comme on peut en voir un exemple sur la figure 3.10.

L’opération de cette ligne prototype conclut la phase de R&D d’ANTARES ; nous allons maintenant présenter la prochaine étape : la construction d’un détecteur multi-lignes de première génération.

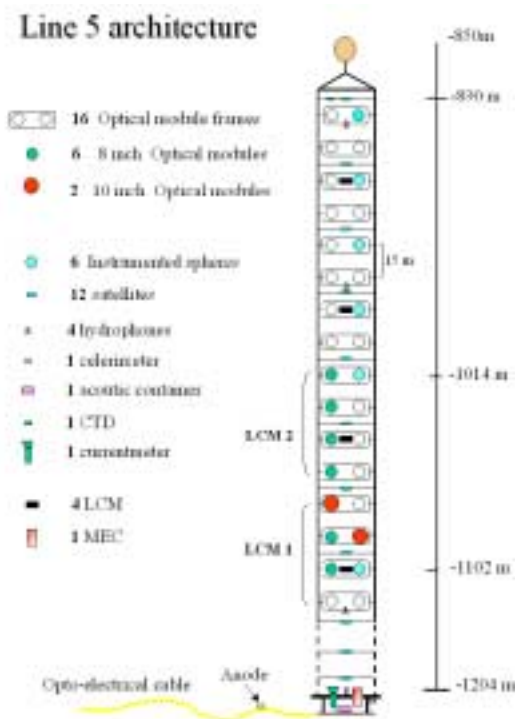


Figure 3.9: Schéma de la ligne prototype “ligne 5”.

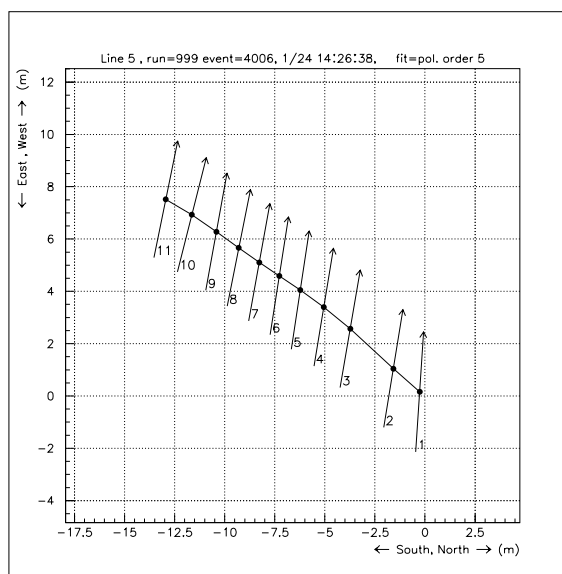


Figure 3.10: Ligne 5 reconstruite (vue du dessus). Les points montrent les positions des inclinomètres et les flèches les directions des compas.

3.5.3 Prochaine étape : 0.1 km²

3.5.3.1 Géométrie et déploiement

La difficulté de réparation de composants sous-marins impose une réduction au minimum des composants actifs au fond de la mer, une priorité accordée à la fiabilité de chacun des éléments (temps de vie supérieur à 10 ans), et une limitation de leur consommation en énergie.

La figure 3.11 montre le détecteur proposé. C'est une matrice 3D de 1170 photomultiplicateurs, groupés par trois et régulièrement répartis sur treize lignes de trente étages. L'espacement horizontal entre les lignes vaut 60 – 80 m, selon la précision du déploiement, et l'espacement vertical entre les étages vaut 12 m. Les lignes sont identiques et arrangées en spirale, à l'intérieur d'un cylindre de 112 m de rayon, afin de restreindre les symétries possibles lors de la reconstruction [114]¹. Chaque ligne sera connectée par câble électro-optique, en utilisant un sous-marin, à la boîte de jonction. Celle-ci contient des convertisseurs de puissance dans un bain d'huile (pour assurer la tension standard de 400 V), l'électronique de déclenchement et le contrôle lent du détecteur. Le lien avec la station côtière est réalisé par un câble standard de télécommunication.

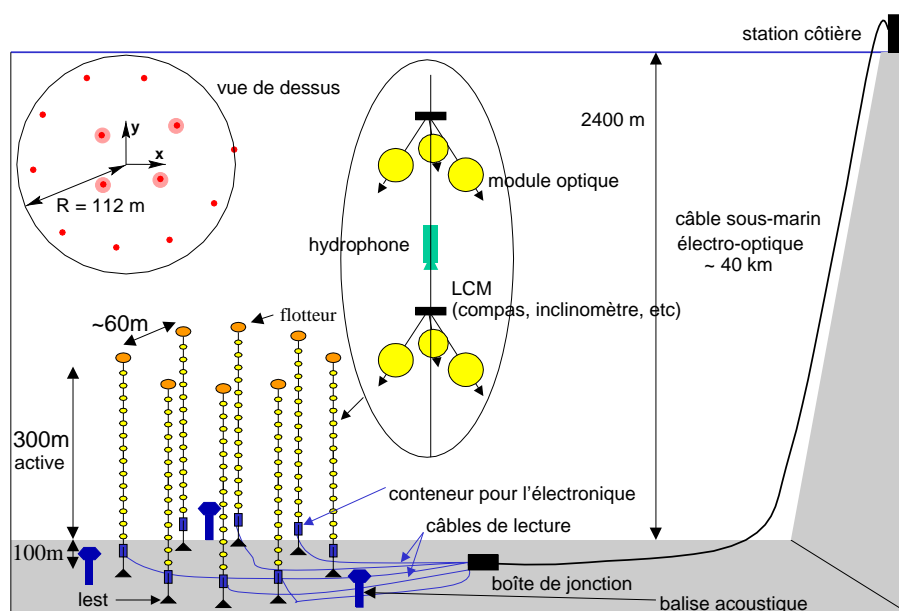


Figure 3.11: Schéma du détecteur ANTARES prévu.

Chaque ligne se compose d'un câble électro-opto-mécanique, long d'environ 450 m, tenu au fond par une ancre récupérable et maintenu quasiment vertical par une bouée. Le câble sert à la fois de support mécanique, d'alimentation électrique et de transport des données. Chaque étage est équipé de trois modules optiques, un module de contrôle local (LCM), un inclinomètre et un compas pour le positionnement (paragraphe 3.5.3.5) et une source de lumière pour la calibration (paragraphe 3.5.3.5), le tout maintenu dans un cadre en titane.

¹Les dernières études, en prenant en compte les déformations des lignes par les courants et les incertitudes de positionnement, tendent à montrer que les erreurs de reconstruction par ambiguïté symétrique sont très peu probables [132], suggérant d'opter pour une géométrie plus facile à déployer.

3.5.3.2 Modules optiques

L'unité de base du détecteur est le module optique, chargé de capter la lumière Čerenkov et de la transformer en données numériques.

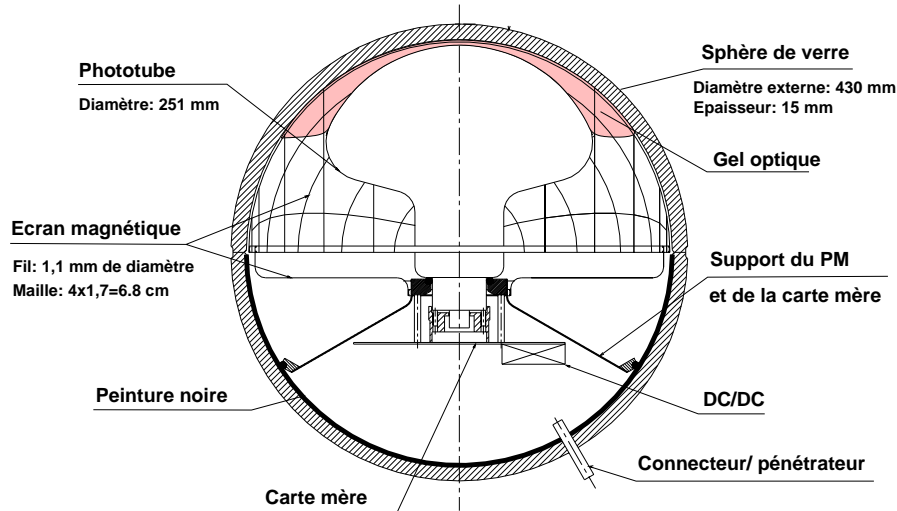


Figure 3.12: Schéma d'un module optique.

Comme le montre la figure 3.12, un module optique est constitué d'un photomultiplicateur et de l'électronique associée, placés dans une sphère de verre qui protège le tout contre la pression et l'humidité. Le verre est très transparent : l'atténuation de la lumière à 460 nm est inférieure à 2 %. La surface intérieure de l'hémisphère arrière est peinte en noir pour préserver la directionnalité du module optique. Un gel en silicone maintient le photomultiplicateur et assure un couplage optique avec le verre. Grâce au choix des matériaux ($n_{\text{eau}} < n_{\text{gel}} < n_{\text{verre}}$), la réflexion de la lumière à l'extérieur du module optique est minimisée. Une fine cage de haute perméabilité magnétique fait écran contre le champ magnétique terrestre, ce qui permet une grande uniformité de la réponse du photomultiplicateur et une indépendance vis-à-vis du pôle Nord, tout en minimisant l'effet d'ombre qu'implique nécessairement cette cage. Chaque module optique sera orienté vers le bas, à 45° de l'horizontale.

Le choix des photomultiplicateurs n'est pas encore terminé, mais le candidat le plus prometteur jusqu'à présent est le modèle R7081-20 de Hamamatsu (10" de diamètre). Les paramètres caractéristiques de ce photomultiplicateur sont les suivants (les valeurs mesurées sont résumées dans le tableau 3.15) :

- La surface effective de la photocathode, $S_{\text{PM}}^{\text{eff}}$. C'est le produit de l'aire de détection par l'efficacité de collection, mesurée avec une LED bleue collimée et orientée dans l'axe du photomultiplicateur.
- Le gain G , qui caractérise l'amplification du signal. Un gain $G > 5 \cdot 10^7$ est requis en raison du bruit électronique.
- Le rapport pic sur vallée P/V . Il est calculé à partir du spectre en charge (voir par exemple celui présenté sur la figure 3.13) : c'est le rapport entre l'amplitude du premier pic et celle

du premier creux.

- La dispersion des temps de transit σ_{TTS} , qui caractérise la résolution temporelle du photomultiplicateur.
- La réponse angulaire donnée par la courbe d'acceptance en fonction de l'orientation relative du photon et du photomultiplicateur (voir par exemple celle présentée sur la figure 3.14). Puisque les photomultiplicateurs seront orientés vers le bas et que leur acceptation devient très faible au-delà de 90° , les photons montants seront détectés avec une grande efficacité alors que les photons descendants seront difficilement vus.

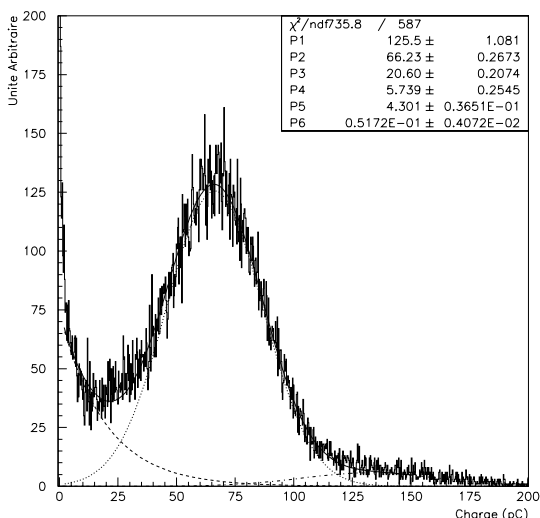


Figure 3.13: Réponse en charge du photomultiplicateur de 10'' de Hamamatsu.

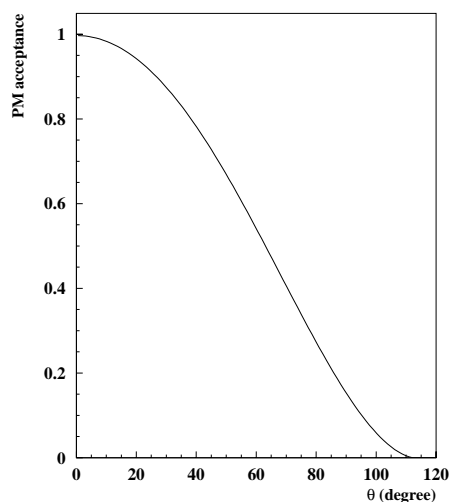


Figure 3.14: Réponse angulaire du photomultiplicateur de 10'' de Hamamatsu.

S_{PM}^{eff}	440 cm ²
G_{max}	$\leq 10^9$
P/V	3 – 3.5
σ_{TTS}	1.3 ns

Figure 3.15: Principaux paramètres du photomultiplicateur de 10'' de Hamamatsu.

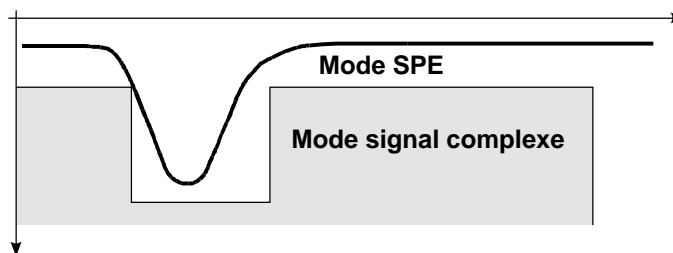


Figure 3.16: Principe du discriminateur PSD.

3.5.3.3 Lecture des photomultiplicateurs

L'électronique de lecture de chaque photomultiplicateur est placée dans le module de contrôle local (un par étage), sur la carte mère. Un circuit, appelé ARS (Analogue Ring Sampler) [133],

réalise toutes les opérations de traitement analogique des signaux des photomultiplicateurs et leur numérisation. Le traitement des données est déclenché chaque fois que l'amplitude du signal d'anode dépasse un seuil donné. Alors les informations sur cette impulsion sont stockées dans un mémoire temporaire (un "pipeline"), avant d'être transmises à l'acquisition des données si un signal de déclenchement est reçu (nous reviendrons là-dessus au paragraphe suivant).

Il faut distinguer deux types de signaux, pour lesquels le traitement des données sera très différent. La plupart (98 %) sont de simples photoélectrons qui proviennent du bruit de fond optique. Dans ce cas, la forme de l'impulsion est bien connue : seuls le temps d'arrivée et la charge intégrée sont à enregistrer (il s'agit d'un traitement rapide et produisant peu de données). Les 2 % restants sont plus complexes : soit la durée de l'impulsion est longue, ou bien l'amplitude est grande ou encore plusieurs impulsions s'enchaînent. Dans ce cas, afin de conserver le maximum d'informations, la forme complète du signal est échantillonnée et numérisée. La distinction est effectuée en temps réel par le discriminateur PSD (Pulse Shape Discriminator), suivant le principe schématisé par la figure 3.16 : un gabarit est appliqué à chaque impulsion. Tout signal qui en sort est traité en mode complexe : il est échantillonné avec une fréquence modulable entre 300 MHz et 1 GHz, le résultat analogique est stockée dans 128 condensateurs en anneau (figure 3.17), enfin chacun des 128 échantillons est numérisé.

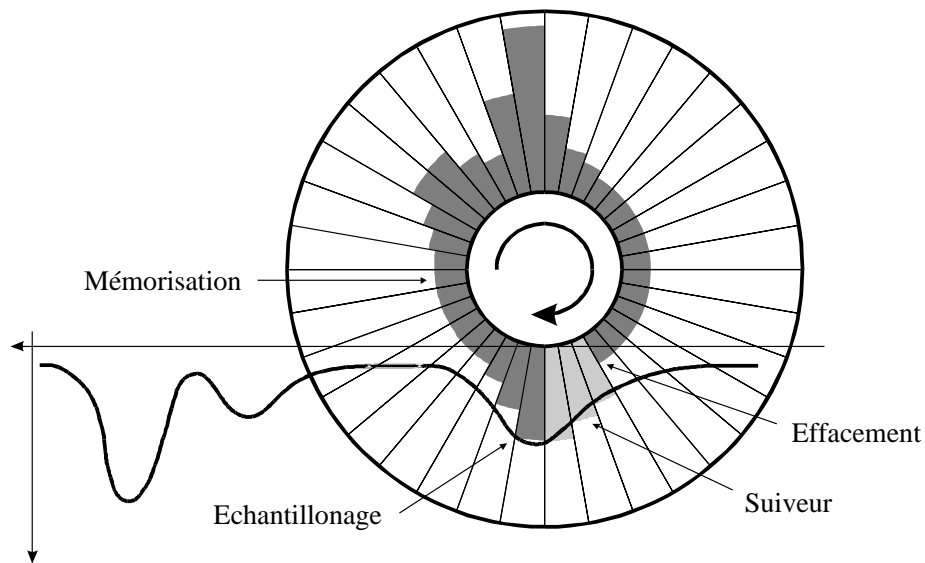


Figure 3.17: Principe de l'échantillonnage en anneau par l'ARS.

3.5.3.4 Acquisition des données et système de déclenchement

Le système de déclenchement de l'acquisition des données est le premier filtre. Son objectif est de réduire le débit de données vers la côte à un niveau acceptable² ; ses deux contraintes

²Sans la moindre sélection, il faudrait transmettre un débit de l'ordre de 2 Tb s^{-1} !

sont la simplicité et le respect de toute information susceptible de correspondre à un événement physique intéressant.

La solution adoptée pour ANTARES est un système flexible, fondé sur trois niveaux de conditions locales :

- *L0* : au niveau de chaque module optique, une impulsion est transmise au LCM si l'amplitude lue dépasse le seuil a_0 (par exemple 0.3 pe)
- *L1* : au niveau de chaque étage, l'information est temporairement stockée dans le LCM et la condition *L1* est vérifiée si une impulsion dépasse en amplitude le seuil a_1 (par exemple 3 pe) ou si deux impulsions ont un écart temporel inférieur à t_1 (par exemple 15 ns)
- *L2* : au niveau de deux étages voisins, la condition *L2* est vérifiée si la condition *L1* l'est pour les deux. Ceci déclenche la lecture intégrale du détecteur sur une fenêtre en temps t_2 (par exemple 3.5 μ s) et la transmission vers la côte.

Ces trois conditions sont testées par des processeurs flexibles qui assurent un système programmable et modifiable (par exemple les seuils en amplitude a_0, a_1 ou les temps de coïncidence t_1, t_2 peuvent être modifiés depuis la côte). La possibilité d'inclure un signal de déclenchement externe (provenant d'un satellite ou d'un autre détecteur par exemple) pour la recherche de supernovæ ou de sursauts gamma est actuellement à l'étude.

Les données arrivant par le câble à la station côtière sont filtrées (niveau *L3*) afin d'en réduire le volume pour la construction des événements (*c.-à-d.* le regroupement des coups provenant d'un même événement physique) et l'écriture sur bande. Les critères constituant ce niveau *L3* doivent tenir compte de tous les canaux de physique étudiés. Ils seront appliqués par une ferme d'ordinateurs en parallèle.

3.5.3.5 Contrôle lent et calibration

Le fonctionnement et l'environnement sous-marin d'ANTARES imposent un contrôle continu du détecteur et de sa calibration. C'est le contrôle lent ; il doit assurer :

CL-1 le contrôle à distance des sous-éléments du détecteur (modules optiques, alimentation électrique, système d'acquisition des données, instruments de calibration, ...)

CL-2 la mesure et surveillance des paramètres non contrôlés (température, courants sous-marins, positions et orientations des modules optiques, bruit de fond optique, ...)

CL-3 la gestion d'une base de données correspondant à ce contrôle et cette surveillance.

En particulier, le positionnement et l'étalonnage temporel sont cruciaux pour la résolution temporelle du détecteur σ_t , laquelle est déterminante pour la précision angulaire du télescope :

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{\text{positionnement}}^2 + \sigma_{\text{étalonnage}}^2 + \sigma_{\text{TTS}}^2} \quad (3.1)$$

Le positionnement des modules optiques est fondé sur des mesures acoustiques, des inclinomètres et des compas. Les deux inclinomètres et le compas qui équipent chaque étage permettent la reconstruction de la forme de chaque ligne. Un exemple de l'application de cette méthode à la reconstruction de la ligne prototype a été montré sur la figure 3.10. Par ailleurs, un

émetteur d'ondes acoustiques est installé au pied de chaque ligne et six récepteurs (hydrophones) sont distribués sur la ligne. Les temps d'arrivée des signaux de différents émetteurs permettent de reconstruire la position des hydrophones par triangulation avec une précision d'environ 3 cm. La figure 3.18 montre un exemple appliqué à la ligne prototype. En combinant cela, le système permet d'obtenir une précision $\sigma_{\text{positionnement}}$ inférieure à 10 cm. Le positionnement absolu du détecteur est fait par triangulation des balises acoustiques fixées aux pieds des lignes, depuis un bateau équipé d'un récepteur DGPS (Differential Global Positioning System).

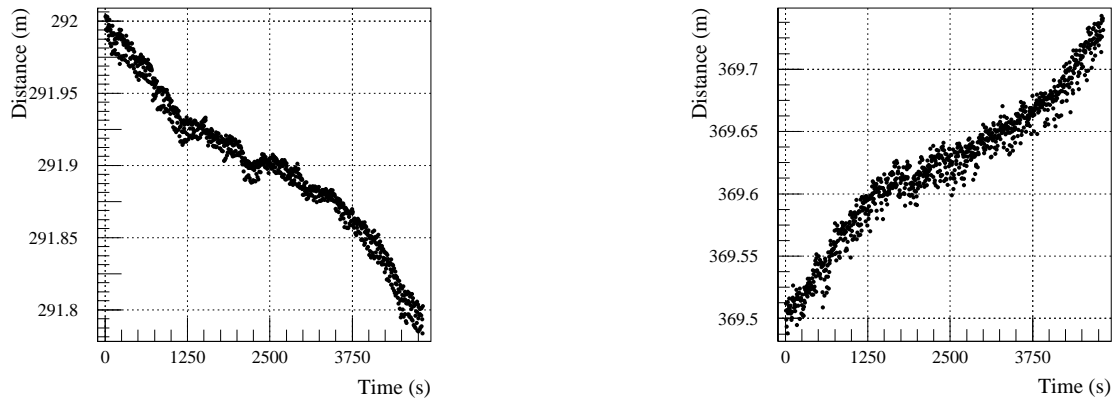


Figure 3.18: Exemple du positionnement acoustique pour la ligne prototype : distances mesurées entre un hydrophone et deux balises fixes diamétralement opposées.

L'étalonnage temporel des modules optiques se fait par des mesures avec des sources de lumière intenses et pulsées, appelées balises optiques. Ce sont des cylindres de verre contenant chacun une trentaine de diodes LED. Chaque balise optique peut illuminer simultanément plusieurs étages des lignes voisines, et il y en a quatre disposées le long de chaque ligne. Toute impulsion est datée par l'horloge locale, qui est synchronisée sur une horloge de référence, laquelle est distribuée par la station de contrôle et référencée par rapport au Temps Universel grâce à un récepteur GPS (Global Positioning System). En mesurant le temps de propagation du signal entre la station côtière et chaque LCM, on peut étalonner les phases relatives de toutes les horloges locales, avec une précision $\sigma_{\text{étalonnage}}$ inférieure à 0.5 ns. En plus de cela, la résolution temporelle intrinsèque de chaque module optique est calibrée avec une diode LED pulsée, positionnée dans la sphère de verre et envoyant des impulsions sur son propre photomultiplicateur.

3.5.4 Projet à plus long terme : 1 km³

Après une première phase terminée de R&D (qui comprenait l'évaluation des sites et l'étude du déploiement, de la connexion et du positionnement de la ligne prototype), puis une deuxième phase en cours, qui correspond à la mise au point d'un télescope de première génération (~ 1000 photomultiplicateurs, pour une surface au sol d'environ 0.1 km²), l'ambition de la collaboration ANTARES à plus long terme est de construire et exploiter un télescope de deuxième génération ($\sim 10\,000$ photomultiplicateurs, dans un volume de l'ordre de 1 km³). En effet, la détection de nombreuses sources ponctuelles requiert une surface ou un volume effectif à l'échelle kilométrique. Une campagne d'exploration de sites possibles en Méditerranée est prévue pour en sélectionner le meilleur.

Chapitre 4

Outils de simulation et de reconstruction

Au niveau de développement où se trouve le projet ANTARES, la **nécessité de construire des simulations informatiques** aussi détaillées que possible se fait sentir. En effet, une interaction d'un neutrino ne peut se transformer en un ensemble de signaux électroniques analysables que par une succession d'étapes complexes et aléatoires (l'interaction proprement dite, la propagation de plusieurs traces chargées, l'émission et la propagation du rayonnement Čerenkov, la détection des photons et leur transformation en impulsions électroniques dans les modules optiques). Ceci rend impossibles une évaluation et une optimisation analytiques d'un certain détecteur (*c.-à-d.* un choix de site, une instrumentation et un logiciel de traitement des données).

L'**objectif des simulations** est de :

- **développer les algorithmes de sélection/reconstruction.** Dans ce chapitre, nous présenterons un algorithme de reconstruction mis en place pour les événements à une cascade (topologie 2.3.2).
- **caractériser les performances** de l'ensemble (site+instrumentation+logiciel). Au chapitre 5, nous caractériserons les performances du détecteur (qui a été présenté au paragraphe 3.5.3) en ce qui concerne les événements à une cascade.
- **caractériser l'influence de différents paramètres libres et optimiser le détecteur** : bien que l'effort d'optimisation soit principalement orienté vers la détection de neutrinos muoniques non contenus (puisque c'est la vocation première de cet instrument), certains choix pourraient être déterminés en fonction des performances pour la détection de cascades contenues. Les paramètres libres à étudier concernent le site (*par ex.* la diffusion de la lumière dans l'eau) ou bien l'instrumentation (*par ex.* la géométrie, les photomultiplicateurs). Au chapitre 5, nous étudierons l'effet de quelques paramètres instrumentaux sur les capacités de détection d'événements à une cascade.

Le paragraphe 4.1 constitue une simple présentation générale des outils de simulation et de reconstruction développés pour ANTARES dans le cadre de différents thèmes de physique. Les paragraphes suivants sont une présentation plus particulière des outils développés pour les événements contenus à une cascade.

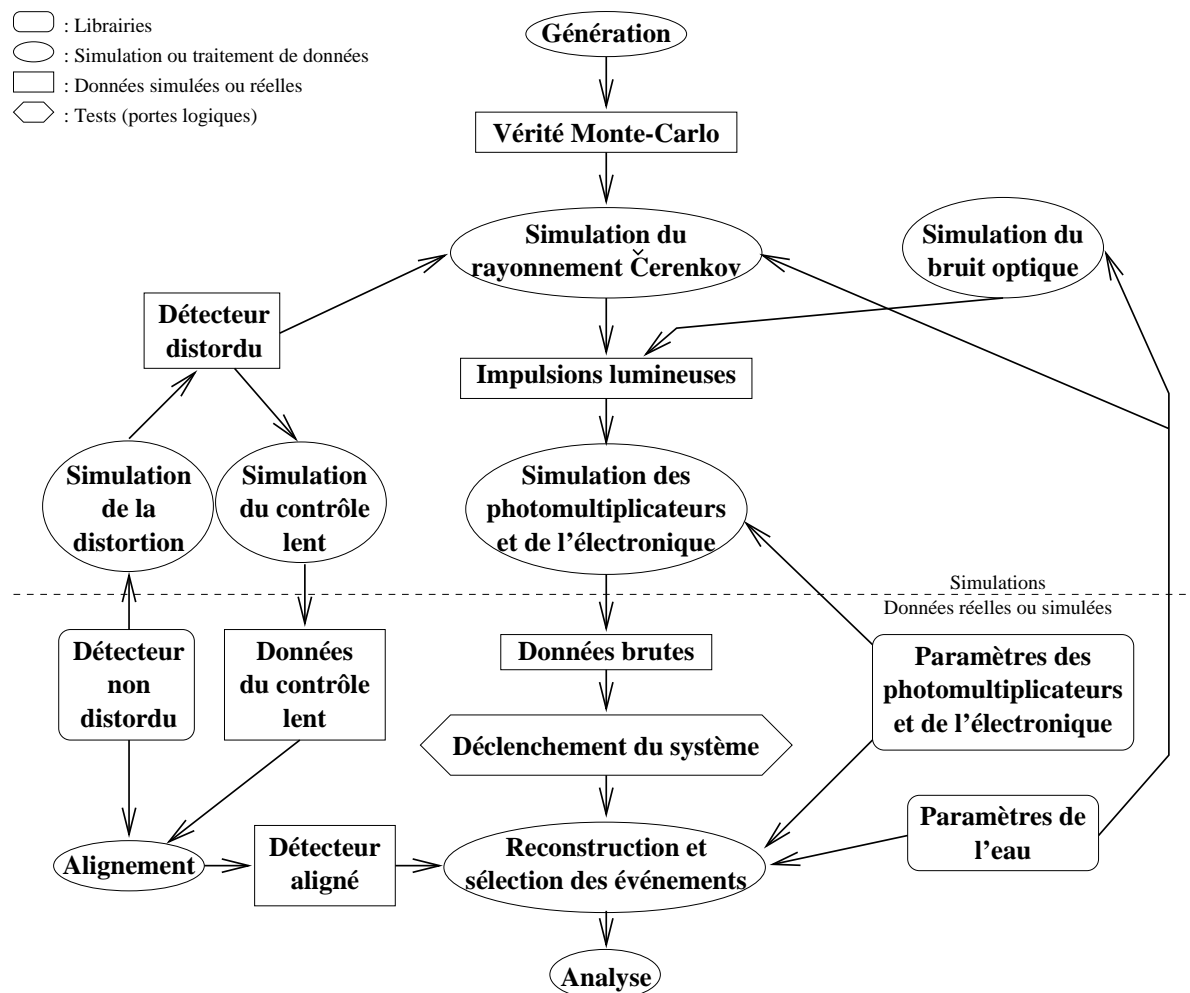


Figure 4.1: Schéma général des outils de simulation.

4.1 Schéma général

L'architecture des outils de simulation représentée sur la figure 4.1 est caractérisée par les aspects suivants :

- **structure modulaire** : la ligne principale suit les étapes logiques, de l'interaction du neutrino (ou événement de bruit de fond) aux données puis à l'analyse.
- **notion d'événements** : la faible fréquence des événements potentiellement intéressants (bruit de fond inclus), comparée au temps de traversée du détecteur, autorise un format de données correspondant à des événements bien séparés.
- **un flot de données unique sous forme de lignes ASCII** : chaque programme de la ligne principale prend le flot de données comportant toutes les étapes précédentes et le transmet intégralement en rajoutant, pour chaque événement, les lignes correspondant à

l'étape qu'il simule. Les données qui ne sont pas assujetties à un événement physique particulier sont ajoutées sous formes d'événements de calibration. Les paramètres constants caractéristiques du détecteur (environnement, géométrie théorique, courbes de réponse des photomultiplicateurs, électronique implémentée) sont dans des bases de données et librairies de fonctions.

- **Génération / Vérité Monte-Carlo**

La première étape est la génération d'événements physiques (signal ou bruit de fond, contenus ou traversants . . .) qui produit des données que nous appellerons "vérité Monte-Carlo". Cette vérité Monte-Carlo contient toutes les caractéristiques du(des) muon(s) entrant(s) s'il s'agit d'un événement traversant, ou bien du neutrino, de l'interaction et des produits de l'interaction s'il s'agit d'un événement contenu.

- **Distorsion / Contrôle lent / Alignement**

La deuxième étape consiste à simuler les distorsions des lignes de détection dans l'eau, à partir de la géométrie théorique, et en tenant compte des courants et des contraintes mécaniques. Ensuite, parallèlement à la simulation des signaux captés par ce détecteur simulé, il faut simuler la connaissance que nous avons de l'état de ce détecteur, qui est donnée par le contrôle lent. Enfin, l'alignement est chargé de restituer le détecteur vrai d'après la géométrie théorique et les données du contrôle lent.

- **Rayonnement Čerenkov/ Propagation dans l'eau / Bruit optique / Impulsions**

La troisième étape établit le lien entre la liste des traces correspondant à l'événement engendré et le détecteur simulé : il faut propager chaque particule dans l'eau, simuler les développements de gerbes électromagnétiques ou hadroniques s'il y a lieu, simuler l'émission de photons Čerenkov, leur propagation et la probabilité qu'ils soient captés par un module optique et convertis à la photocathode en photo-électrons. Parallèlement, il faut simuler les signaux du bruit optique ambiant. Tout cela donne un certain nombre de signaux primaires constitués d'impulsions lumineuses converties, caractérisées par un temps d'arrivée (t_i) et une amplitude (une charge entière n_i).

- **Simulation des photomultiplicateurs + électronique / Données brutes**

L'étape suivante prend en compte le transit et l'amplification de la charge, de la photocathode à la sortie du photomultiplicateur, puis la transformation en signaux numériques, par intégration ou échantillonnage électroniques. On obtient alors les données brutes.

- **Déclenchement / Reconstruction / Sélection**

Il faut ensuite simuler le déclenchement du système d'acquisition des données qui va rejeter les événements ayant laissé trop peu d'informations. Alors sont appliqués les algorithmes de reconstruction et de sélection sur ces données brutes, en utilisant les données de l'alignement du détecteur. En sortie, sont transmis des événements reconstruits et sélectionnés.

- **Analyse**

C'est alors qu'on peut analyser les implications de ces simulations en visualisant les événements, et surtout en comparant les paramètres vrais (vérité Monte-Carlo) et reconstruits . . .

4.2 Génération des événements contenus

Nous voulons simuler des événements pour lesquels une interaction neutrino-nucléon par courant chargé ou neutre intervient dans le volume visible du détecteur. Pour chaque événement, il nous faut d'abord simuler les paramètres du neutrino, de l'interaction et des produits de l'interaction. La génération de toutes ces caractéristiques, événement par événement, doit obéir à deux contraintes : il faut respecter aussi fidèlement que possible les distributions de probabilités des événements réels et assurer des statistiques suffisantes pour permettre des études approfondies avec un bon niveau de confiance. Autrement dit, **un compromis est nécessaire entre fidélité et rapidité**¹.

La prise en compte de ces deux contraintes nous a mené à choisir une **technique de tirage pondéré** : les paramètres du neutrino sont tirés suivant des distributions simples et pratiques, le neutrino est forcé d'interagir dans le volume visible, en revanche les distributions des paramètres cinématiques et dynamiques sont reproduites aussi fidèlement que possible. Un flux, une section efficace totale et un espace de phase sont transmis sous forme de poids pour chaque événement. Ainsi il est possible de réutiliser un même lot d'événements avec des hypothèses différentes sur les flux ou les sections efficaces par exemple, simplement en modifiant les poids dans l'analyse. Il est également possible de dédier un lot d'événements à un domaine restreint (*par ex.* pour étudier plus précisément les événements quasi-horizontaux ou quasi-verticaux), ou au contraire d'équilibrer artificiellement les statistiques de simulation sur un large domaine (*par ex.* pour évaluer correctement les performances à ultra haute énergie, alors que les taux d'événements diminuent rapidement avec l'énergie en réalité).

4.2.1 Sept paramètres pour un événement contenu

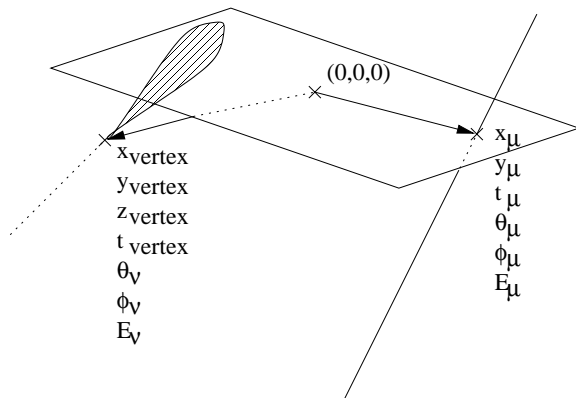


Figure 4.2: Sept paramètres sont nécessaires et suffisants pour caractériser un événement contenu à une cascade.

Pour un événement $\nu_e N cc$, il n'y a en principe aucun biais, tandis que pour un événement $\nu N cn$ ou $\nu_\tau N cc$, une partie de l'énergie est emportée par le(s) neutrino(s). La détermination de la position d'interaction n'a aucune importance physique et celle du temps d'arrivée du neutrino n'a d'importance qu'avec une précision de l'ordre de la seconde (par exemple, pour

Alors qu'un muon entrant dans le détecteur peut être caractérisé complètement par six **paramètres à engendrer** (deux pour sa direction, deux pour la position projetée dans un plan de référence, un pour le temps de passage par ce plan de référence et un pour son énergie), un événement contenu de topologie à une cascade nécessite sept paramètres (la position et le temps dans un plan de référence sont à remplacer par la position et le temps de l'interaction dans l'espace). Les notations correspondantes sont explicitées sur la figure 4.2 ci-contre.

Les **paramètres à reconstruire** sont l'énergie et la direction du neutrino. En pratique, seulement la direction moyenne et l'énergie totale de la cascade sont accessibles.

¹ Par exemple, si l'on définit des coupures cinématiques trop lâches, l'algorithme de simulation de l'interaction du neutrino avec le nucléon peut boucler quasi-indéfiniment. Au contraire, il est clair que si l'on définit des coupures cinématiques trop sévères, l'éventail des possibilités ne sera pas reproduit fidèlement.

associer l'événement à un sursaut gamma, ou pour transformer sa direction en coordonnées galactiques). Cependant, l'algorithme de reconstruction doit pouvoir déterminer la position et le temps d'interaction avec une précision de l'ordre de quelques nanosecondes car la détermination des paramètres importants que sont la direction et l'énergie en dépend. Les paramètres à reconstruire sont donc également au nombre de sept.

En ce qui concerne le **tirage spatial**, afin d'éviter tout biais, les événements sont engendrés uniformément dans le volume d'un cylindre entourant le détecteur et choisi suffisamment grand pour inclure toute trace observable, mais pas trop pour éviter de gaspiller du temps de calcul. Ce cylindre sera appelé **canette** par la suite. Cette canette définit également les limites pour la propagation des particules, dans l'étape suivante de simulation de la réponse du détecteur.

Les paragraphes suivants présentent les outils choisis pour simuler la cinématique et la dynamique des interactions neutrino-nucléon par courant chargé ou courant neutre. Précisons qu'aucun outil n'a encore été développé pour simuler des événements avec résonance de Glashow ou bien des résonances mésoniques ($\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-$ ou ρ^- ou D_s^* ou $\bar{t}b$).

4.2.2 Cinématique

Nous voulons simuler des interactions neutrino-nucléon par courant chargé ou courant neutre. La figure 4.3 présente les variables cinématiques pour un exemple² d'événement : $\nu_e + p \rightarrow e^- + X$. A partir des quadri-impulsions désignées sur la figure, on peut former les invariants suivants :

$$s = (l + P)^2 \quad (4.1a)$$

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(l - l')^2 \quad (4.1b)$$

$$\nu = q \cdot P/M \quad (4.1c)$$

$$W^2 = 2M\nu + M^2 - Q^2 \quad (4.1d)$$

où M est la masse de la cible (sur la figure un proton), W^2 est le carré de la masse invariante du système hadronique produit, désigné globalement par X .

Plaçons-nous dans le référentiel terrestre,

où le nucléon cible est fixe. Soient E l'énergie du neutrino, E' celle du lepton diffusé et θ l'angle de diffusion. **Toute la cinématique de l'interaction dépend de deux variables sans dimension, dites variables d'échelle de Björken** ($y \equiv \nu/E$ est l'inélasticité, x est la fraction d'impulsion portée par le quark interagissant, voir par exemple [134]) :

$$\nu = E - E' \quad (4.2a)$$

$$Q^2 = 2MExy \quad (4.2b)$$

$$W^2 = 2MEy(1-x) + M^2 \quad (4.2c)$$

Si on peut négliger la masse du lepton, alors :

$$Q^2 = 4E^2(1-y)\sin^2(\theta/2) \quad (4.3)$$

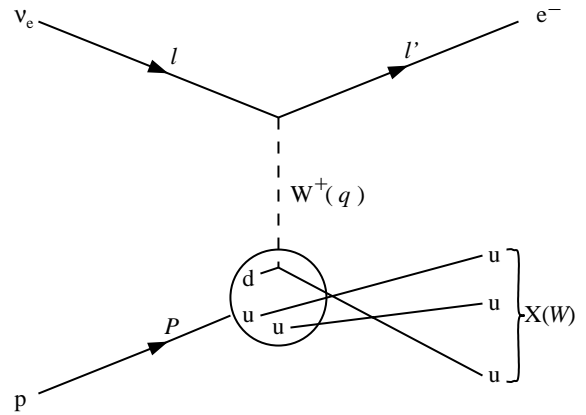


Figure 4.3: Cinématique d'une interaction profondément inélastique par courant chargé. Les types de particules sont en caractères droits, les quadri-impulsions en italique.

²Les paramètres cinématiques sont les mêmes pour une interaction par courant neutre ou avec un neutron au lieu du proton.

Le tirage de ces deux variables doit respecter les sections efficaces différentielles. Nous avons vu au paragraphe 2.2.3.1 comment ces dernières s'expriment en fonction de ces variables d'échelle et des fonctions de structure du nucléon cible. Il existe différents jeux de fonctions de structure paramétrées, issus d'ajustements de différentes données expérimentales combinées avec différentes hypothèses théoriques (nécessaires pour extrapoler au-delà du domaine expérimentalement accessible). Ils sont rassemblés dans la librairie PDFLIB [135]. Par ailleurs, il existe différents programmes Monte-Carlo pouvant simuler ce type d'interaction en utilisant cette librairie. Après comparaison des différents logiciels disponibles (citons LEPTO [117], PYTHIA [136] et HERWIG [137]), nous avons choisi d'utiliser le programme LEPTO (nous expliquerons cette comparaison au paragraphe 4.2.4).

4.2.3 Hadronisation

Ayant simulé la cinématique de l'interaction électrofaible, il faut ensuite reproduire les **nombreux processus de chromodynamique quantique qui interviennent dans "l'éclatement" du nucléon.**

En premier lieu, des **corrections perturbatives** (processus radiatifs et diagrammes avec boucles) peuvent affecter le parton "acteur" (*c.-à-d.* le quark ou le gluon diffusé directement par le boson W ou Z). A l'ordre dominant (non radiatif), on a $Wq \rightarrow q'$; au premier ordre en α_s , on peut avoir $Wq \rightarrow q'g$ (rayonnement d'un gluon) ou $Wg \rightarrow q\bar{q}$ (fusion boson-gluon), *etc.* Toutes ces corrections perturbatives sont bien connues théoriquement. A cause de la grandeur de la constante de couplage fort α_s et des vertex à trois gluons, elles peuvent donner lieu à une émission prolifique de quarks et de gluons, mais les mêmes raisons font que les calculs perturbatifs exacts deviennent rapidement trop longs et compliqués et qu'il est nécessaire de faire des approximations.

En second lieu, la séparation des partons de grande impulsion (provenant du parton "acteur") et des partons "spectateurs" (le reste du nucléon) induit un fort champ chromodynamique. Celui-ci produit des paires quark-antiquark qui se séparent et se recombinent (en incluant les quarks du nucléon) pour former les hadrons observables, produits de l'interaction ($X \rightarrow \text{hadrons}(\pi, K, p, n, \text{etc.})$). On parle alors de **processus d'hadronisation** ou "**habillage des quarks**" ou encore de **fragmentation**. On ne sait pas encore le décrire rigoureusement en théorie, car la chromodynamique quantique est non-perturbative à ces distances, mais il existe différents algorithmes pour le simuler approximativement. Parmi eux, l'algorithme de LUND [138] est très utilisé, notamment par les générateurs d'interaction LEPTO et PYTHIA par l'intermédiaire du programme de fragmentation JETSET [136], tandis que le générateur HERWIG utilise son propre algorithme de fragmentation.

4.2.4 Comparaison de LEPTO, PYTHIA et HERWIG

Le premier aspect de notre comparaison porte sur la vocation première, les fonctionnalités et les validations expérimentales de chacun de ces programmes.

LEPTO est un programme Monte-Carlo général dont le but est de simuler complètement des diffusions profondément inélastiques lepton-nucléon ou lepton-noyau. Le bon accord avec les données de nombreuses expériences, en particulier des collisions de muons sur cibles fixes [139], des collisions de neutrinos sur cibles fixes [140], et des collisions ep [141], montre la validité des modèles et procédures utilisés par ce programme.

Le générateur PYTHIA, tout en ayant une structure très proche de celle de LEPTO (tous deux sont construits autour du programme de fragmentation JETSET), a une vocation plus générale, au sens où il inclut un très grand nombre de processus dans le cadre du Modèle Standard et au-delà, mais il ne peut pas traiter des collisions avec des noyaux. Sa validité a pu être vérifiée dans de nombreuses expériences sur différents collisionneurs e^+e^- (notamment PETRA, PEP, LEP) ou $p\bar{p}$ (SPS) et inspire une grande confiance qui fait que PYTHIA est largement utilisé dans la recherche de phénomènes nouveaux auprès du futur LHC. Cependant, à notre connaissance, sa validité n'a jamais été démontrée pour les diffusions profondément inélastiques neutrino-nucléon.

Le programme HERWIG est écrit plus spécifiquement pour simuler des collisions hadron-hadron. Les diffusions profondément inélastiques lepton-nucléon sont également implémentées (cependant, à notre connaissance, la validité de ce programme n'a jamais été démontrée pour ce type d'interactions, et en particulier pour les neutrinos).

Ainsi, **pour ce qui concerne la vocation première, les fonctionnalités et le domaine de validité, LEPTO nous semble plus indiqué.**

Le second point de notre comparaison concerne les méthodes et approximations.

Pour LEPTO et PYTHIA, les hypothèses physiques sont pratiquement les mêmes : les procédures pour la fragmentation sont celles de JETSET, les corrections QCD perturbatives sont calculées exactement au premier ordre en α_s (en utilisant les éléments de matrice), et approximativement pour les ordres supérieurs (avec le même modèle de cascades partoniques [142]). Les différences entre ces deux programmes se situent principalement au niveau de l'optimisation des méthodes Monte-Carlo de tirage des variables cinématiques. Ceci peut expliquer les différences quantitatives que nous verrons ci-dessous.

Il est difficile de comparer HERWIG avec les autres car ce programme est beaucoup moins bien documenté. Ce point, ajouté au précédent (l'absence de validation expérimentale de HERWIG pour les diffusions profondément inélastiques), nous a conduit à ne pas poursuivre plus loin la comparaison, et à **ne retenir que LEPTO et PYTHIA.**

Le troisième point de notre comparaison concerne les résultats physiques de LEPTO et PYTHIA uniquement. **Le point le plus important est la fidélité des sections efficaces différentielles suivant les deux variables d'échelle de Björken**, car c'est leur distribution qui détermine avant tout la topologie de chaque événement, en particulier l'angle de diffusion du lepton et la répartition de l'énergie totale entre le lepton et le système hadronique. Les corrections QCD perturbatives déterminent surtout la répartition du système hadronique en jets et la fragmentation détermine plutôt la multiplicité et les saveurs des hadrons dans chaque jet. Nous avons vu que les deux programmes utilisent exactement le même code pour la fragmentation, et les mêmes approximations pour les corrections QCD perturbatives. S'il y a quelques différences techniques dans le traitement de ces corrections, elles ne doivent donc occasionner que de faibles différences observables. La priorité est donc de comparer les distributions des variables cinématiques, et de vérifier qu'elles sont compatibles avec des calculs théoriques.

Pour cela, nous pouvons comparer les sections efficaces totales et inélasticités moyennes calculées par trois méthodes différentes, pour différentes énergies de neutrino : nous prendrons comme résultats de référence les calculs théoriques, effectués par des méthodes numériques, que l'on peut trouver dans la référence [99], et nous comparerons cela avec les intégrations et moyennes, calculées en simulant un grand nombre d'événements avec LEPTO d'une part,

PYTHIA d'autre part. Pour une énergie de neutrino donnée, le calcul de la section efficace totale est déjà un bon indicateur des distributions des variables cinématiques. En effet, si l'espace de phase pour la simulation est plus restreint que dans la réalité, la section efficace calculée par intégration Monte-Carlo sera inférieure à la section efficace réelle. Le calcul de l'inélasticité moyenne est un indicateur supplémentaire qui mesure la répartition de l'énergie totale entre le lepton et le système hadronique.

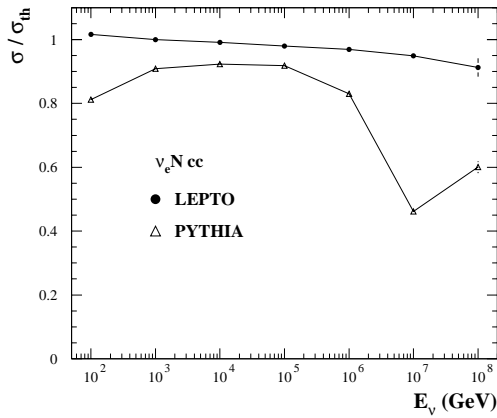


Figure 4.4: Rapport des sections efficaces totales calculées par simulation (LEPTO ou PYTHIA) ou par intégration numérique (σ_{th}), pour le processus $\nu_e N cc$.

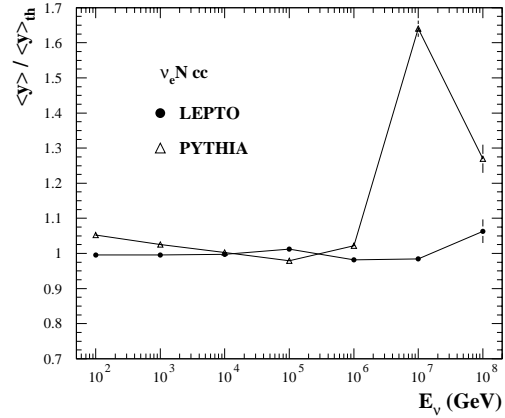


Figure 4.5: Rapport des inélasticités moyennes calculées par simulation (LEPTO ou PYTHIA) ou par intégration numérique ($\langle y \rangle_{th}$), pour le processus $\nu_e N cc$.

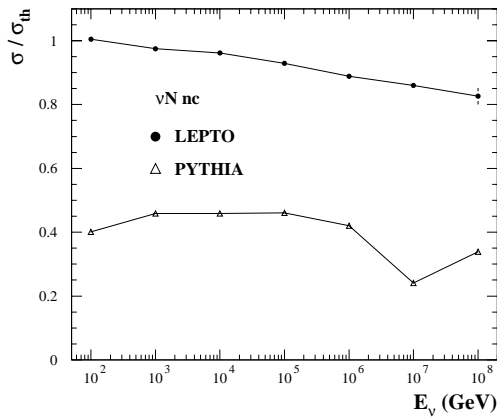


Figure 4.6: Rapport des sections efficaces totales calculées par simulation (LEPTO ou PYTHIA) ou par intégration numérique (σ_{th}), pour le processus $\nu N cn$.

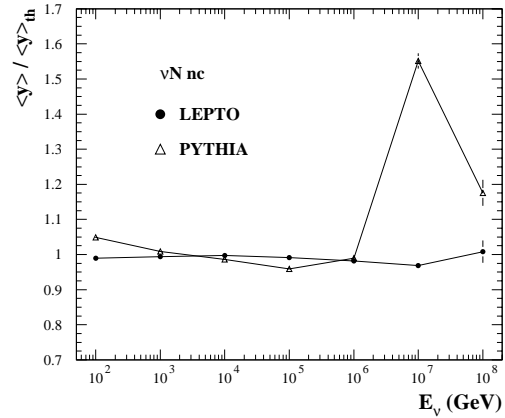


Figure 4.7: Rapport des inélasticités moyennes calculées par simulation (LEPTO ou PYTHIA) ou par intégration numérique ($\langle y \rangle_{th}$), pour le processus $\nu N cn$.

Sur la figure 4.4, nous pouvons comparer les sections efficaces totales du processus $\nu_e N cc$, calculées par intégration Monte-Carlo avec LEPTO et PYTHIA, rapportées à la section efficace totale théorique σ_{th} . De même, sur la figure 4.5, nous pouvons comparer les inélasticités moyennes du processus $\nu_e N cc$, rapportées aux valeurs théoriques $\langle y \rangle_{th}$. Les valeurs calculées par LEPTO sont très proches des valeurs théoriques : l'écart est inférieur à 5% jusqu'à 10 PeV, entre 5 et 10% à 100 PeV. L'écart est systématiquement plus important pour PYTHIA, particulièrement à 100 GeV et au-dessus du PeV. Nous pouvons effectuer la même comparaison pour les processus par courant neutre (figures 4.6 et 4.7). Les valeurs calculées avec LEPTO sont toujours très proches des valeurs théoriques et l'écart pour PYTHIA est encore plus important que pour les processus par courant chargé (la section efficace est systématiquement inférieure à 50% de la section efficace théorique). Ces différences de comportement sont liées à l'optimisation des méthodes Monte-Carlo de tirage des variables cinématiques, qui font que **les calculs cinématiques avec LEPTO sont plus lents mais plus fidèles**.

Les temps de calcul de la cinématique sont, en moyenne, trois à quatre fois plus importants pour LEPTO, mais ceci n'est pas gênant dans la mesure où le temps de simulation de la fragmentation reste dominant (les deux programmes appellent JETSET, or les temps de calcul pour la fragmentation sont, en moyenne, dix fois plus importants que les temps de calcul de la cinématique seule dans LEPTO). Par ailleurs, le temps de simulation de la réponse du détecteur reste le facteur limitant de toute la chaîne de simulation, dès que le nombre de photomultiplicateurs est supérieur à une centaine environ.

Ces différents points de comparaison convergent pour nous inciter à choisir LEPTO pour simuler les diffusions profondément inélastiques neutrino-nucléon pouvant avoir lieu dans le détecteur.

4.2.5 Interactions quasi-élastiques et résonantes

Nous avons vu au paragraphe 2.2.3.2 la nécessité d'intégrer les interactions quasi-élastiques et résonantes à basse énergie (en dessous de ~ 100 GeV), en plus des interactions par diffusion profonde inélastique. Comme il s'agit de modèles physiques différents, il n'est pas vraiment possible de les combiner en un seul modèle continu. La solution adoptée par la collaboration ANTARES consiste à rassembler dans un même programme (baptisé GENNEU [103]) les routines de LEPTO pour la diffusion profonde inélastique et celles de RESQUE [104] pour les interactions quasi-élastiques et résonantes. Dans une phase d'initialisation, les sections efficaces totales des différents processus sont calculées et tabulées pour différentes énergies couvrant le domaine en énergie requis par l'utilisateur. Une contrainte minimale est posée sur la masse invariante du système hadronique ($W^2 \geq 2 \text{ GeV}^2$), en supposant que les valeurs plus faibles de W^2 sont bien représentées par les interactions quasi-élastiques ($W^2 = M_p^2 = 0.88 \text{ GeV}^2$) et résonantes (17 résonances baryoniques sont prévues dans RESQUE, avec un spectre de masses allant de 1.232 GeV à 1.920 GeV). Ainsi, pour chaque événement, connaissant son énergie, on peut choisir d'appeler LEPTO ou RESQUE, avec un rapport de probabilité égal au rapport des sections efficaces totales.

Les temps de calcul ³ par événement, avec ce programme GENNEU, sont typiquement 4 ms à 100 GeV, 7 ms à 1 TeV, 10 ms à 10 TeV, 60 ms à 100 TeV, 0.7 s à 1 PeV, 3 s à 10 PeV, avec une phase d'initialisation qui dure environ 40 s.

³En secondes CPU, pour des machines HP-UX 10.20 équipées d'un processeur PA-8000.

4.3 Simulation de la réponse du détecteur

Nous allons maintenant présenter les outils dédiés à la simulation de la réponse du détecteur. Nous commencerons par les outils standards qui sont interfacés avec les outils de génération que nous venons de voir (comme GENNEU) et qui effectuent une simulation aussi détaillée que possible. Nous présenterons ensuite un programme de simulation volontairement simplifiée que nous avons développé en vue de construire un algorithme de reconstruction des cascades contenues (ce dernier sera présenté au paragraphe 4.5).

4.3.1 Simulation standard détaillée

Une simulation détaillée de la réponse du détecteur doit comprendre la propagation des traces chargées dans l'eau (interactions et désintégration éventuelle), l'émission du rayonnement Čerenkov et sa propagation dans l'eau jusqu'aux différents modules optiques, la conversion éventuelle des photons Čerenkov en photo-électrons, la déformation du détecteur par les courants et le système de positionnement permettant de reconstruire cette déformation, l'amplification des photo-électrons primaires en impulsions électroniques dans les photomultiplicateurs, et enfin la lecture, la numérisation et la transmission de ces signaux électroniques par le système d'acquisition des données. En plus de cette transformation d'un événement en un ensemble de signaux électroniques, il faut simuler les différents bruits de fond qui viennent se superposer : bruit de fond optique environnemental et bruit électronique.

4.3.1.1 Développement des traces chargées et rayonnement Čerenkov

La propagation des traces chargées dans un télescope à neutrinos n'est pas chose évidente, du fait, à la fois des dimensions du détecteur et des énergies très hautes des particules qui entrent en jeu. Pour un événement traversant de 100 TeV, par exemple, il faut suivre le muon sur des distances de plusieurs kilomètres et tenir compte aussi fidèlement que possible de toutes les fluctuations liées aux pertes d'énergie catastrophiques. Celles-ci donnent lieu à de nombreuses cascades, parfois d'énergie supérieure au TeV, le long de la trace du muon. Or la longueur totale de trace chargée, au-dessus du seuil Čerenkov, dans une cascade électromagnétique ou hadronique, est proportionnelle à l'énergie (avec un facteur $L_{tot}/E \simeq 5 \text{ m GeV}^{-1}$, ce qui signifie que pour une cascade de 1 TeV il faut suivre environ 5 km de traces chargées). Le nombre d'interactions et de désintégrations secondaires intervenant dans l'événement est donc très élevé, ce qui implique des contraintes sévères sur les programmes de simulation en termes de rapidité et de précision⁴.

L'outil standard de simulation dans la physique expérimentale des hautes énergies est GEANT [143]. C'est un programme complexe qui permet non seulement la propagation des muons, mais aussi le développement des cascades électromagnétiques et hadroniques, la génération des photons Čerenkov et leur suivi dans un milieu quelconque. Le prix de cette généralité est, à la fois, un manque de précision dans la propagation et des temps de calcul prohibitifs à très haute énergie.

De plus, les paramétrisations des sections efficaces introduites dans la librairie GEANT-3.21 [143], bien adaptées pour des traces en dessous d'environ 10 TeV, se révèlent incorrectes

⁴Une erreur systématique dans le traitement d'une interaction risque d'être grandement amplifiée à cause des nombreuses interactions successives au cours de la propagation.

à plus haute énergie. Un travail entrepris dans le cadre de la collaboration ANTARES a permis d’extrapoler ces paramétrisations, sur la base d’hypothèses théoriques raisonnables [110]. Ces extrapolations ont été adoptées par la collaboration GEANT-4 et seront incluses dans la prochaine version de GEANT. Elles remplacent, au sein des outils de simulation d’ANTARES, les valeurs prises par défaut dans la librairie GEANT-3.21.

La collaboration dispose, à ce jour, de trois programmes fondés (dans des proportions variables) sur GEANT-3.21 ainsi modifié :

- GEASIM [144] est un programme développé par la collaboration ANTARES et fondé entièrement sur GEANT ; le programme peut suivre complètement toutes les particules secondaires, jusqu’au seuil Čerenkov, ou bien jusqu’à des seuils définis par l’utilisateur ; il peut aussi simuler de manière simplifiée chaque cascade électromagnétique en suivant la méthode et les paramétrisations exposées au paragraphe 4.3.2.1, tout en simulant les cascades hadroniques et les muons en détail ; les photons sont engendrés le long de chaque trace et “propagés” analytiquement jusqu’aux photomultiplicateurs en considérant leur absorption dans l’eau, et en négligeant leurs diffusions potentielles.
- DADA [111] utilise une méthode et des paramétrisations similaires à celles exposées au paragraphe 4.3.2.1 pour toutes les cascades électromagnétiques et hadroniques, et ne simule en détail que les muons ; comme avec GEASIM, les photons sont “propagés” analytiquement jusqu’aux photomultiplicateurs en considérant leur absorption et en négligeant leur diffusion dans l’eau ; le format de données n’est pas compatible avec celui de GENNEU, c’est pourquoi nous n’avons pas retenu ce programme pour la simulation des événements contenus à une cascade.
- KM3 [145] est surtout prévu pour les événements muoniques traversants (c’est pour cela que nous n’avons pas retenu ce programme pour la simulation des événements contenus à une cascade) ; il simule la propagation des muons en utilisant MUSIC [147] (un programme spécifique pour la propagation des muons) ; les cascades électromagnétiques ou hadroniques occasionnées par les pertes stochastiques d’un muon sont considérées comme ponctuelles ; des distributions spatiales et temporelles du rayonnement Čerenkov sont tabulées, pour les muons et les cascades, en fonction de l’énergie et de la distance du module optique, en tenant compte de l’absorption et de la diffusion de la lumière dans l’eau.

Dans tous ces programmes, les modules optiques sont considérés comme “ponctuels”, mais avec une certaine efficacité de détection, qui tient compte des transmissivités du verre, du gel et de la cage, de l’aire, de l’efficacité de collection et de l’efficacité quantique de la photocathode, et enfin de la réponse angulaire du module optique. En effet, pour un flux $\Phi_\gamma(\lambda)$ de photons arrivant sous l’angle d’incidence θ_i sur un module optique, le nombre moyen de photons convertis en photoélectrons peut se calculer par la formule suivante :

$$\langle N_{pe} \rangle = \left(\int_{300nm}^{600nm} \frac{d\Phi_\gamma(\lambda)}{d\lambda} e^{-\frac{W_{Verre}}{L_{Verre}(\lambda)}} e^{-\frac{W_{Gel}}{L_{Gel}(\lambda)}} QE(\lambda) d\lambda \right) \cdot T_{cage} \cdot S_{PM}^{eff} \cdot \epsilon(\theta_i) \quad (4.4)$$

W_{Verre} et $L_{Verre}(\lambda)$ (respectivement W_{Gel} et $L_{Gel}(\lambda)$) sont l’épaisseur et la longueur d’absorption du verre (respectivement du gel). T_{cage} est la transmissivité de la cage. $QE(\lambda)$, S_{PM}^{eff} sont l’efficacité quantique et la surface effective de la photocathode (qui rassemble en une seule mesure l’aire nominale et l’efficacité de collection). $\epsilon(\theta_i)$ est la réponse angulaire du module

optique. Le nombre entier effectif de photo-électrons suit une distribution de Poisson autour de cette moyenne. Les modules optiques étant supposés ponctuels et avec une optique parfaite, le temps d'arrivée sur l'anode de chaque photo-électron coïncide avec le temps d'arrivée sur la photocathode du photon correspondant. Cette approximation trop forte sera corrigée par la suite en tenant compte d'une dispersion des temps de transit (en même temps que des fluctuations de gain). En attendant, cette liste de temps d'arrivée parfaits et d'amplitudes entières constitue la sortie des programmes GEASIM, DADA, KM3.

Pour la simulation détaillée des événements contenus à une cascade, nous avons choisi GEASIM, avec un seuil de 500 MeV, au-delà duquel les cascades électromagnétiques sont paramétrisées (à plus basse énergie, elles sont entièrement simulées). Les temps de calcul ⁵ par événement, avec GEASIM, pour les événements $\nu_e N cc$ et $\nu N cn$ utilisés au chapitre 5, sont approximativement les suivants : 0.7 s à 100 GeV, 4 s à 1 TeV, 30 s à 10 TeV, 120 s à 100 TeV, 880 s à 1 PeV, 1300 s à 10 PeV.

4.3.1.2 Simulation du bruit optique

Au paragraphe 3.5.1.1, nous avons vu qu'il y a deux types de bruit optique : un bruit continu et des pics d'activité bioluminescente. Ces derniers sont faciles à reconnaître : ils ont des durées de l'ordre de la seconde, sont très intenses (de l'ordre du MHz) et localisés. Ils seront donc facilement filtrés au niveau de l'électronique.

En ce qui concerne le bruit de fond continu, il affecte tous les événements qui déclenchent l'acquisition de données et il faut l'inclure correctement au niveau des données simulées. Sur chaque module optique, les signaux physiques seront donc mélangés avec des signaux de bruit à 1 photoélectron. Ces signaux de bruit sont complètement décorrélés (voir le paragraphe 3.5.1.1 et [148]), les seules coïncidences simulées étant des coïncidences fortuites.

4.3.1.3 Déformation par le courant et alignement

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.5.3.5, le détecteur est souple et soumis en permanence à l'action des courants sous-marins qui déforment les lignes (inclinaison, courbure, torsion) et déplacent donc les modules optiques. Afin de reconstruire correctement les événements physiques, il est indispensable de connaître suffisamment bien les positions et orientations de tous les modules optiques (lorsque les courants sont forts, les déplacements peuvent atteindre plusieurs mètres et les inclinaisons quelques degrés). Nous avons vu que la collaboration ANTARES prévoit pour cela un système de contrôle lent utilisant des balises acoustiques, des inclinomètres et des compas.

Le programme GENDET [149], qui est utilisé pour engendrer différentes géométries de détecteurs, permet non seulement de créer des détecteurs génériques non déformés, mais aussi de créer différentes versions déformées de ces détecteurs sous l'action des courants. Le programme ALIGNSIM [150] permet de simuler les données du système de contrôle lent (inclinomètres, compas et hydrophones) sur la base du détecteur réel (*c.-à-d.* déformé) et des précisions supposées des mesures (en supposant des erreurs gaussiennes). Le programme ALIGNRECO [150] permet de reconstruire la forme des lignes et les positions et orientations des modules optiques, sur la base du détecteur théorique non déformé et des données du contrôle lent. Les premières études [150] avec cette chaîne de simulation de l'alignement montrent que dans des conditions

⁵ En secondes CPU, pour des machines HP-UX 10.20 équipées d'un processeur PA-8000.

réalistes ou même plutôt pessimistes, la précision de mesure des positions des modules optiques est meilleure que 5 cm (ce qui est petit devant les dimensions des photocathodes), la précision de mesure de leurs orientations est meilleure que 0.2° (ce qui est petit par rapport à la réponse angulaire des modules optiques), enfin la résolution angulaire du télescope pour des muons de 1 TeV traversants n'est quasiment pas dégradée (la médiane devient 0.20° contre 0.17° pour le cas idéal). Cependant, l'interface entre cette chaîne de simulation de l'alignement et la reconstruction des événements contenus à une cascade n'est pas encore écrite. Nous supposons, sur la base de l'étude que nous venons de mentionner, que la prise en compte des erreurs d'alignement spatial ne devrait pratiquement pas dégrader les performances de reconstruction des événements contenus à une cascade.

Malheureusement, il nous faut être plus prudent en ce qui concerne les erreurs possibles d'alignement temporel (*c.-à-d.* les erreurs de synchronisation de toutes les horloges). Les différents systèmes de calibration temporelle et les outils de simulation de la synchronisation sont encore en cours de développement. Toutefois, nous verrons au paragraphe 4.5 que les informations temporelles sont beaucoup moins cruciales pour les événements contenus à une cascade qu'elles ne le sont pour les événements non contenus. En effet, la direction et l'énergie d'une cascade contenue sont reconstruits principalement grâce aux informations d'amplitude, tandis que la direction d'un muon est reconstruite principalement grâce aux temps d'arrivée du cône Čerenkov.

4.3.1.4 Simulation des photomultiplicateurs et de l'électronique

Pour compléter la simulation, il nous faut prendre en compte les fluctuations de gain des phototubes et leur résolution temporelle finie. Il faut également tenir compte de la précision en charge et en temps de l'électronique de lecture, ainsi que de sa capacité à séparer des impulsions successives proches.

Une simulation réaliste des photomultiplicateurs et de l'électronique [151] est encore en cours de développement au sein de la collaboration ANTARES. En attendant, nous pouvons les simuler de manière simplifiée en suivant la méthode et les approximations décrites aux paragraphes 4.3.2.3, 4.3.2.4, 4.3.2.7 et 4.3.2.8. De plus le système d'acquisition des données et de déclenchement n'est pas encore totalement défini. Les programmes de reconstruction utilisent donc des événements tels qu'ils apparaissent à la sortie d'un photomultiplicateur, sans simulation de la logique de déclenchement et de l'électronique d'acquisition. Les performances prévues de l'électronique [133] (précisions en charge et en temps nettement meilleures que les résolutions intrinsèques des photomultiplicateurs) nous permettent cependant de supposer que sa prise en compte ne devrait pas entraîner de sérieuse dégradation des résultats.

4.3.2 Simulation simplifiée et paramétrisations

Comme nous l'avons vu en 2.3, parmi les différents types d'événements, on peut distinguer, en particulier, la topologie à "une cascade" qui rassemble des événements $\nu_e N cc$, $\nu N cn$, $\nu_\tau N cc$ (dans certains cas) et des événements avec résonance. On peut aussi considérer que les gerbes électromagnétiques et hadroniques seront non distinguables. Ainsi, nous pouvons faire l'hypothèse, dans un premier temps, que **tous les événements avec une cascade seule doivent ressembler à de pures gerbes électromagnétiques.**

Donc, pour étudier la possibilité de les reconstruire, nous avons développé une **simulation**

simplifiée ⁶ en faisant l'hypothèse que le rayonnement Čerenkov émis par les produits de l'interaction du neutrino est exactement égal au rayonnement moyen émis par une gerbe purement électromagnétique d'énergie équivalente. Une telle simulation simplifiée, que nous allons décrire plus en détail ci-après, permet un gain de temps considérable⁷ par rapport à une simulation complète, au prix d'une sous-estimation de toutes les fluctuations (dispersion angulaire, quantité de photons, temps d'émission . . .) et donc au prix d'une surestimation des performances.

C'est pourquoi nous l'avons mise en place essentiellement en vue de mettre au point les algorithmes de reconstruction, à la suite de quoi nous avons pu tester cette même reconstruction avec des événements simulés en détail. Nous décrivons au paragraphe 4.5 la méthode de reconstruction à laquelle nous avons abouti. Puis, au prochain chapitre, nous essaierons de caractériser les performances que l'on peut attendre d'une certaine géométrie de télescope à neutrinos, sur la base de simulations complètes, pour la détection des ν_e . Cependant, la simulation simplifiée nous servira tout de même à extrapoler ces résultats pour des géométries à grand nombre de photomultiplicateurs envisageables dans le cadre du projet de km^3 (paragraphe 5.7.2), et à caractériser la capacité de rejet des muons atmosphériques avec une cascade de haute énergie (événements du type 2.5.1.2, dont le rejet est étudié au paragraphe 5.5.5). En attendant, nous allons décrire en détail les hypothèses et méthodes de cette simulation simplifiée.

4.3.2.1 Echantillonnage longitudinal de la cascade

Pour chaque événement une longueur de cascade est calculée suivant l'équation 2.15 (paragraphe 2.2.5.3). Cette longueur totale est divisée en pas de 30 cm (~ 1 ns), les photons Čerenkov étant supposés partir du milieu de chacun de ces pas (la dispersion radiale est négligée) avec un temps d'émission correspondant à l'hypothèse que la gerbe se propage à la vitesse c (figure 4.8).

Le nombre total de photons Čerenkov émis est calculé suivant la formule :

$$N_{\gamma}^{tot} = \frac{dN_{\gamma}}{dl} \cdot \frac{dl_{tot}}{dE} \cdot E \quad (4.5)$$

où $\frac{dN_{\gamma}}{dl} = 34\,000 \gamma \text{ m}^{-1}$ est le nombre de photons Čerenkov émis par mètre de trace chargée (intégré entre 300 nm et 600 nm (2 eV à 4 eV) (voir 2.2.7)), $\frac{dl_{tot}}{dE} = 4.9 \text{ m GeV}^{-1}$ est la longueur totale de trace chargée au-dessus du seuil Čerenkov dans la cascade par unité d'énergie (d'après des simulations détaillées ([111] p93) utilisant GEANT-3.21 ([143])).

Ensuite, pour chaque pas, on peut calculer le nombre de photons émis vers chaque module optique en pondérant le nombre total N_{γ}^{tot} par les distributions longitudinale et angulaire suivantes (représentées sur la figure 4.9) :

- la distribution longitudinale des traces chargées et donc du rayonnement Čerenkov peut être ajustée ainsi :

$$x_{long}(E, z) = \frac{1}{N_{\gamma}} \frac{\partial N_{\gamma}}{\partial z}(E, z) = b_1 \frac{(b_1 z)^{a-1} \cdot \exp(-b_1 z)}{\Gamma(a)} \quad (4.6)$$

avec $b_1 = \frac{b}{L_{rad}}$, $b = 0.633$, $L_{rad} = 0.358 \text{ m}$, $a = 2.03 + 0.604 * \ln(\frac{E}{1 \text{ GeV}})$, z et ∂z en mètres (voir [111] figure 7.48A p88).

⁶Cette simulation simplifiée remplace à la fois la simulation de l'interaction (cinématique et hadronisation) et la simulation standard de la réponse du détecteur.

⁷Un facteur ~ 20 en dessous du TeV et ~ 400 au-dessus du PeV.

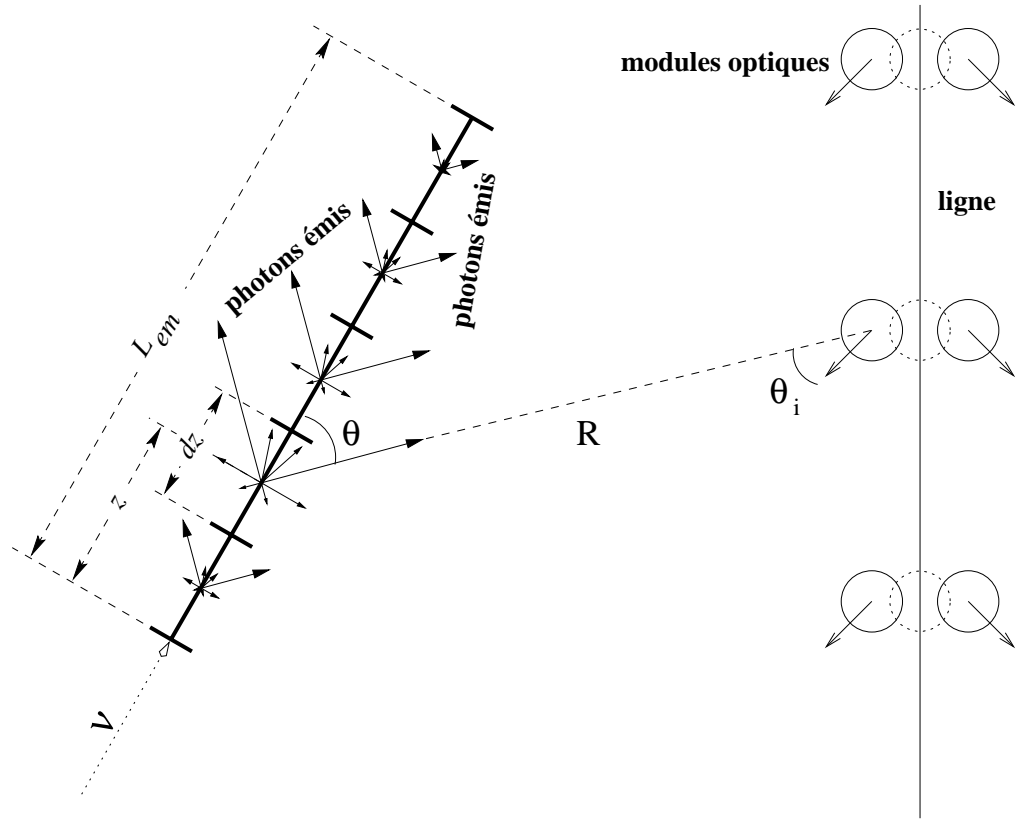


Figure 4.8: Définitions des notations employées pour la simulation simplifiée.

- la distribution angulaire des photons émis par unité d'angle solide peut être ajustée par la fonction :

$$x_{ang}(\theta) = \frac{1}{N_\gamma} \frac{\partial N_\gamma}{\partial \Omega}(\theta) = \sum_{i=1}^3 x_i \cdot \exp\left(-\left|\frac{\theta - \theta_c}{\sigma_i + \epsilon_i(\theta - \theta_c)}\right|^i\right) \quad (4.7)$$

avec $\theta_c = 41.27^\circ$, θ en degrés, $\partial\Omega$ en steradians,

$x_1 = 0.8021 \text{ sr}^{-1}$, $\sigma_1 = 2.33^\circ$, $\epsilon_1 = -0.068$,

$x_2 = 0.1247 \text{ sr}^{-1}$, $\sigma_2 = 17.6^\circ$, $\epsilon_2 = 0.401$,

$x_3 = 0.1200 \text{ sr}^{-1}$, $\sigma_3 = 23.6^\circ$, $\epsilon_3 = -0.768$,

(voir [111] tableau 7.7 p89, les paramètres sont quasiment constants au-dessus de 10 GeV, et sensiblement les mêmes pour les gerbes électromagnétiques et hadroniques).

N.B. : D'une part, cette double paramétrisation suppose que les distributions angulaires et longitudinales sont indépendantes. D'autre part, le temps d'émission est supposé égal à z/c sans dispersion.

Avec les équations 4.5, 4.6 et 4.7, on peut calculer le nombre de photons émis du pas de longueur dz situé à la position longitudinale z , vers un module optique vu sous un angle solide

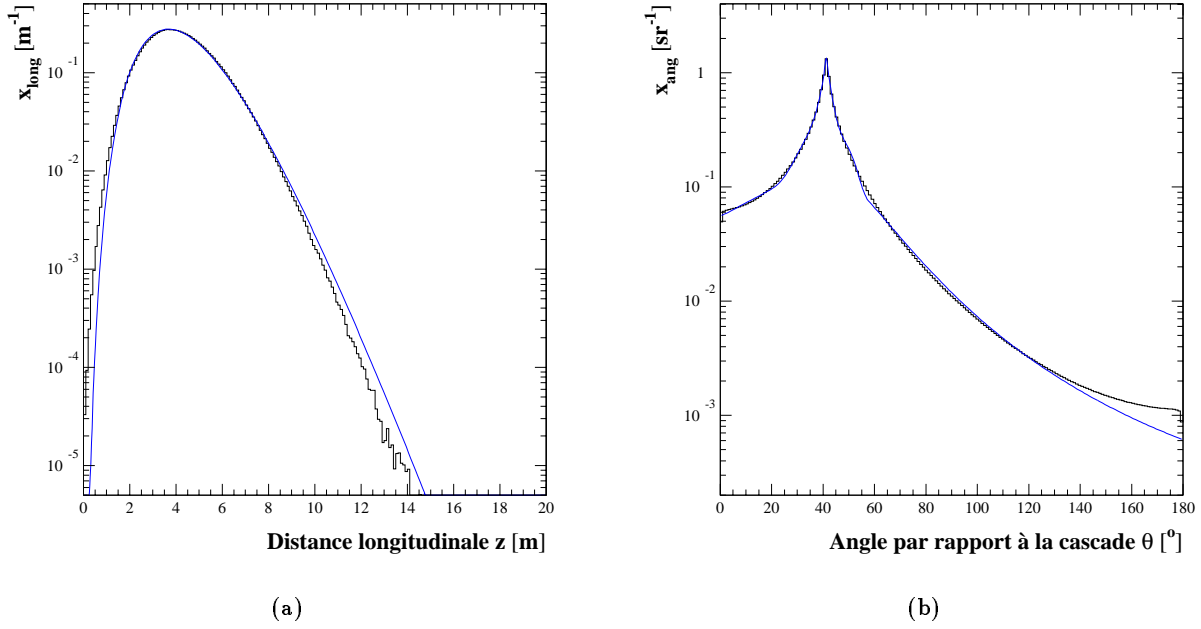


Figure 4.9: Distributions longitudinale (a) et angulaire (b) normalisées de la lumière Čerenkov émise (notations du texte). Les histogrammes correspondent à des moyennes sur 20 cascades électromagnétiques de 10 TeV simulées. Les courbes montrent les ajustements faits avec les équations 4.6 et 4.7.

$d\Omega$ autour de l'angle θ par rapport à la direction de la gerbe :

$$dN_\gamma(E, z, dz, \theta, d\Omega) = N_\gamma^{\text{tot}}(E) \cdot x_{\text{long}}(E, z) \cdot dz \cdot x_{\text{ang}}(\theta) \cdot d\Omega \quad (4.8)$$

4.3.2.2 Probabilité de donner un photo-électron

Une fois connu le nombre de photons Čerenkov émis d'un point donné vers un module optique donné, il nous faut tenir compte des absorptions dans l'eau⁸, le verre et le gel, et de la réponse angulaire, la surface effective et l'efficacité quantique de la phot cathode. En notant $peprob(R, \theta_i)$ le nombre moyen de photo-électrons produits par un photon Čerenkov dans un photomultiplicateur situé à une distance R et orienté selon un angle θ_i par rapport à la direction du photon incident, on peut écrire :

$$peprob(R, \theta_i) = \frac{\int_{300\text{nm}}^{600\text{nm}} \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{R}{L_{\text{abs}}(\lambda)}} e^{-\frac{W_{\text{Verre}}}{L_{\text{Verre}}(\lambda)}} e^{-\frac{W_{\text{Gel}}}{L_{\text{Gel}}(\lambda)}} Q E(\lambda) d\lambda}{\int_{300\text{nm}}^{600\text{nm}} \frac{1}{\lambda^2} d\lambda} \cdot \frac{S_{\text{PM}}^{\text{eff}}}{S_{\text{MO}}} \cdot \epsilon(\theta_i) \quad (4.9)$$

L'intégration est faite entre 300 nm et 600 nm pour obtenir une moyenne sur le spectre Čerenkov des effets qui dépendent de la longueur d'onde. R et $L_{\text{abs}}(\lambda)$ (respectivement W_{Verre}

⁸La diffusion dans l'eau est ici négligée. Si elle ne l'était pas, il faudrait non seulement utiliser une longueur d'atténuation inférieure à la longueur d'absorption, mais il faudrait aussi tenir compte de la probabilité non nulle qu'un photon émis dans une direction différente soit diffusé vers le module optique. Ceci sort du cadre d'une simulation simplifiée.

et $L_{\text{Verre}}(\lambda)$, puis W_{Gel} et $L_{\text{Gel}}(\lambda)$) sont l'épaisseur et la longueur d'absorption de l'eau (respectivement du verre, puis du gel). $QE(\lambda)$, $S_{\text{PM}}^{\text{eff}}$ et $\epsilon(\theta_i)$ sont l'efficacité quantique, la surface effective et la réponse angulaire de la photocathode et S_{MO} la surface normale du module optique (celle prise en compte dans le calcul de $d\Omega$).

Tous ces effets qui dépendent de la distance, l'angle d'incidence et la longueur d'onde peuvent être bien approchés ainsi (voir [148] equations (3) et suivantes) :

$$peprob(R, \theta_i) \approx a_{\text{eff}} e^{-\frac{R}{b_{\text{eff}} L_{\text{abs}}^0}} \cdot \frac{S_{\text{PM}}^{\text{eff}}}{S_{\text{MO}}} \cdot \frac{1}{N} (a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + a_4 x^4) \quad (4.10)$$

avec $a_{\text{eff}} = 0.12$, $b_{\text{eff}} = 0.65$, $L_{\text{abs}}^0 = 55$ m est le maximum de la longueur d'absorption dans l'eau (vers 470 nm), $x \equiv \theta_i + \theta_{\text{Cherenkov}} + \theta_s$, θ_s étant une correction systématique provenant des mesures de la réponse angulaire [152]. Pour les photomultiplicateurs de 10" de Hamamatsu (modèle R7081-20), $S_{\text{PM}}^{\text{eff}} = 440$ cm², $N = 84$, $a_0 = 59.115$, $a_1 = 0.52258$, $a_2 = 0.60944 \times 10^{-2}$, $a_3 = -0.16955 \times 10^{-3}$, $a_4 = 0.60929 \times 10^{-6}$, $x \equiv \theta_i + 58^\circ$.

4.3.2.3 Amplitude du signal

L'amplitude théorique du signal est alors donnée par :

$$a_{th} = dN_\gamma(E, z, dz, \theta, d\Omega) \cdot peprob(R, \theta_i) \quad (4.11)$$

Si l'on suppose que la réponse en charge du photomultiplicateur est linéaire (voir paragraphe 4.3.2.8 pour une simulation de la saturation), elle est alors dispersée autour de cette amplitude théorique selon une distribution de Poisson ($a_{th} \rightarrow n_{pe}$) et une distribution normale ($n_{pe} \rightarrow a_m$) de variance $\sigma_a^2 = \sigma_{spe}^2 \cdot n_{pe}$, où σ_{spe} est la variance mesurée pour des signaux à un photo-électron (Single PhotoElectron) et a_m l'amplitude mesurée. Pour les photomultiplicateurs de 10" de Hamamatsu, $\sigma_{spe} = 30\%$.

4.3.2.4 Temps d'arrivée

Le temps d'arrivée théorique de ces photo-électrons est $t_{th} = t_0 + \frac{z}{c} + \frac{n}{c} R$. Le temps d'arrivée mesuré est dispersé autour de cette valeur théorique selon une distribution normale ($t_{th} \rightarrow t_m$) de variance $\sigma_t^2 = \frac{\sigma_{TTS}^2}{a_m}$. σ_{TTS} est l'écart-type de la dispersion des temps de transit (Transit Time Spread) pour des événements à photo-électron unique. Pour les photomultiplicateurs de 10" de Hamamatsu, $\sigma_{TTS} = 1.26$ ns.

4.3.2.5 Bruit de fond optique continu

Le bruit de fond optique dû à la radioactivité naturelle (du potassium 40 en particulier) et à une bioluminescence de fond est simulé avec un certain taux de comptage (en général, nous avons adopté la valeur de 40 kHz), en supposant qu'il n'engendre que des signaux à un photo-électron et avec la même dispersion en amplitude $\sigma_{spe} = 30\%$. Le bruit intrinsèque des modules optiques est négligé.

4.3.2.6 Cascade occasionnée par un muon

Nous avons vu au paragraphe 2.5.1 que des événements où un muon atmosphérique traverse le détecteur en occasionnant une cascade de haute énergie par rayonnement de freinage constituaient un bruit potentiel. Nous avons vu ensuite au paragraphe 2.6 que l'abondance du flux de muons atmosphériques combinée avec la faible probabilité d'interaction à grand transfert d'énergie résultait en un taux de bruit potentiel jusqu'à ~ 2000 fois plus important que le taux de bruit de fond dû aux neutrinos atmosphériques. Par exemple, entre 100 GeV et 1 TeV, le taux de bruit de fond dû aux muons atmosphériques est $1.4 \times 10^9 \text{ km}^{-3} \text{ an}^{-1}$, soit environ $1.2 \times 10^8 \text{ an}^{-1}$ dans un détecteur d'un millier de photomultiplicateurs tel que celui décrit au paragraphe 3.5.3. **Un tel nombre d'événements nécessiterait un temps de calcul prohibitif⁹ si nous options pour une simulation complète.** La simulation simplifiée, décrite ci-dessus, légèrement modifiée pour tenir compte de la trace du muon, va nous servir à caractériser quantitativement le rejet de ce bruit de fond. La seule modification à apporter est **d'ajouter, sur chaque module optique, les photons provenant de la trace du muon.** Nous ferons l'hypothèse que les pertes stochastiques le long de la trace sont quasi-continues, parfaitement alignées et immédiates (ce qui signifie que chaque unité de longueur de la trace émet le même nombre de photons Čerenkov, et que tous ces photons sont émis en même temps et uniquement sous l'angle Čerenkov). Ainsi, pour chaque module optique, on peut identifier l'unique point sur la trace tel que l'angle d'émission soit θ_c . Le nombre de photons émis de ce point vers ce module optique et le nombre moyen de photo-électrons reçus sont alors :

$$dN_\gamma^\mu(E_\mu) = N_\gamma^{\mu 0} \cdot \frac{1 \text{ m}}{R \sin \theta_c} \cdot \left(1 + \frac{E_\mu}{E_{\mu c}}\right) \quad (4.12)$$

$$a_{th}^\mu = dN_\gamma^\mu(E_\mu) \cdot \text{peprob}(R, \theta_i) \quad (4.13)$$

où $E_{\mu c} = 1 \text{ TeV}$ est l'énergie critique du muon dans l'eau (voir paragraphe 2.2.5.1), $N_\gamma^{\mu 0}$ est ajusté de manière que le nombre de photo-électrons reçus sur un photomultiplicateur situé à 1 m de la trace et orienté à 42° par rapport à celle-ci (c'est-à-dire que les photons Čerenkov sont en incidence normale), pour un muon au minimum d'ionisation, reproduise les données mesurées. Pour les photomultiplicateurs de 10" de Hamamatsu on mesure $52 \pm 3 \text{ pe}$ [152]. Cette mesure implique que $N_\gamma^{\mu 0} = 1505$ photons. Le facteur $1 \text{ m}/R \sin \theta_c$ tient compte de l'angle solide par rapport à ces conditions de normalisation.

Il nous reste à préciser l'énergie du muon E_μ . Nous avons choisi de supposer une énergie constante le long de la trace égale à l'énergie de gerbe $E_\mu^{\text{amont}} = E_\mu^{\text{aval}} = E_{\text{gerbe}}$. Bien entendu on devrait avoir $E_\mu^{\text{amont}} = E_\mu^{\text{aval}} + E_{\text{gerbe}}$, mais plusieurs raisons justifient ce choix :

- **Pour une énergie de gerbe donnée, les événements les plus fréquents sont ceux pour lesquels l'énergie du muon en amont est de l'ordre de celle de la cascade.** En effet, quand l'énergie du muon est nettement plus grande que celle de la cascade, la décroissance du flux de muons au niveau du détecteur l'emporte sur l'augmentation de la section efficace du rayonnement de freinage (le produit diminue en $E_\mu^{-3.6}$).
- **Ce sont également les événements les plus dangereux** car plus grand est le rapport E_{gerbe}/E_μ , plus grande est la probabilité d'identifier à tort l'événement comme une cascade seule au lieu d'une trace traversant le détecteur.

⁹ Environ 900 jours à plein temps pour une machine HP-UX 10.20 équipée d'un processeur PA-8000.

- D'autre part, les événements pour lesquels le muon perd la majeure partie de son énergie sont rares car la section efficace différentielle tombe très rapidement quand $(1 - v) = E_\mu^{\text{aval}}/E_\mu^{\text{amont}}$ devient petit devant 1 [110].

D'où le choix $E_\mu^{\text{amont}} \sim E_\mu^{\text{aval}} \sim E_{\text{gerbe}}$ que l'on a simplifié en $E_\mu^{\text{amont}} = E_\mu^{\text{aval}} = E_{\text{gerbe}}$.

Les mêmes dispersions en amplitude et en temps de transit sont appliquées aux amplitudes et temps d'arrivée théoriques des signaux en provenance du muon par rapport à ceux provenant de la cascade.

4.3.2.7 Regroupement des coups successifs

Ainsi simulée, une cascade est une succession de pas, chacun donnant un coup (*c.-à-d.* une impulsion lumineuse) sur chaque module optique. Le bruit optique continu et un éventuel muon peuvent rallonger la liste des impulsions. Si deux¹⁰ coups successifs sont trop proches en temps, ils sont regroupés en sommant leurs amplitudes mesurées et en gardant le temps d'arrivée du premier (le plus en avance). Nous utiliserons en général un temps de regroupement de 1 ns qui surestime les capacités des photomultiplicateurs et de l'électronique à séparer les coups successifs, mais nous ferons aussi la comparaison en utilisant un temps de regroupement de 30 ns qui, au contraire, sous-estime les capacités du détecteur (la durée des impulsions en charge à la sortie est en général comprise entre 10 et 20 ns, mais l'implémentation précise de l'électronique de lecture et sa capacité à séparer les coups successifs ne sont pas encore fixés). Nous noterons t^{reg} ce temps de regroupement des coups successifs.

4.3.2.8 Saturation

Une simulation simplifiée de la saturation est implémentée, après regroupement des coups successifs, en supposant qu'en deçà d'une certaine valeur n_{pe}^{sat} , l'amplitude mesurée a_m est parfaitement respectée, tandis qu'au-delà elle est saturée à cette valeur maximale (si $a_m \geq n_{pe}^{sat} \Rightarrow a_m \rightarrow a_m^{sat} = n_{pe}^{sat}$). Nous utiliserons en général des simulations sans saturation ($n_{pe}^{sat} = \infty$), mais nous ferons aussi la comparaison en utilisant une saturation à 50 *pe*.

Lors de cette simulation simplifiée, nous nous contenterons de cette description élémentaire des photomultiplicateurs et de l'électronique.

¹⁰Evidemment, si un troisième coup arrivant juste après est encore très proche du premier, il est regroupé avec les deux autres de la même manière, *etc.*

4.4 Déclenchement

Dans la suite, nous ferons une distinction entre **trois niveaux de sélection des coups** (à ce niveau-là, ils sont regroupés si nécessaire et éventuellement saturés) :

- niveau 0 \rightarrow tous les coups avec $a_m \geq a_{\text{seuil1}} = 0.5 \text{ pe}$ (c'est le minimum : les coups dont l'amplitude est inférieure à 0.5 pe sont ignorés)
- niveau 1 \rightarrow seulement les coups en coïncidence locale (*c.-à-d.* tels qu'il existe un autre coup à moins de 15 ns sur le même étage de photomultiplicateurs) et/ou de forte amplitude (*c.-à-d.* $a_m \geq a_{\text{seuil2}} = 3 \text{ pe}$)
- niveau 2 \rightarrow seulement les coups de forte amplitude (*c.-à-d.* $a_m \geq a_{\text{seuil2}} = 3 \text{ pe}$)

Cette distinction est nécessaire pour que le déclenchement du système et l'algorithme de reconstruction puissent gérer les coups aléatoires dûs au bruit de fond optique continu. D'une manière générale, nous dirons d'un module optique, d'un étage, ou d'une ligne, qu'il est touché s'il a enregistré au moins un coup de niveau ≥ 0 , et sélectionné s'il a enregistré au moins un coup de niveau ≥ 1 . Le niveau du bruit de fond optique pour les coups sélectionnés est 500 fois plus bas que pour les coups de niveau 0 (typiquement 80 Hz contre 40 kHz par module optique).

L'implémentation précise du déclenchement du système localement, *c.-à-d.* au niveau du détecteur, **n'est pas encore vraiment fixée**. Cependant, il sera fondé sur les niveaux de sélection ci-dessus et devra réaliser un compromis entre les deux contraintes suivantes. **Le déclenchement du système devra être à la fois suffisamment sélectif** pour ne pas encombrer le câble de connexion à la côte, **et suffisamment éclectique** pour couvrir tous les différents canaux de physique envisagés et ne pas laisser passer des événements intéressants. Par exemple, les événements reconstituables les plus fréquents seront les muons atmosphériques descendants avec une fréquence typique de l'ordre de quelques kHz pour un seuil de 10 GeV (minimum pour toucher plusieurs étages) et une surface de 0.1 km². Alors que le bruit de fond optique continu représente un grand nombre de signaux aléatoires à un photo-électron, avec une fréquence typique de quelques dizaines de kHz par module optique, soit une fréquence globale de quelques dizaines de MHz pour un détecteur à 1000 modules optiques. Ainsi, pendant plusieurs centaines de microsecondes entre deux événements physiques, le détecteur ne captera que des signaux non corrélés qu'il faut oublier, sous peine de saturer la bande-passante du câble de connexion à la côte.

En revanche, **les événements reconstituables potentiellement intéressants en termes de physique peuvent impliquer des conditions de déclenchement très variées**. Par exemple, **une supernova** ayant lieu à quelques kiloparsecs pourrait se révéler par un très grand nombre de ν_e d'une dizaine de MeV occasionnant un large excès de coups aléatoires pendant une dizaine de secondes par rapport au bruit de fond optique continu. Cela nécessite une condition de déclenchement sur la fréquence globale des coups au-dessus d'un certain seuil. D'un autre côté, **un muon quasi-vertical** pourrait se révéler au-dessus du bruit de fond optique par un minimum d'étages sélectionnés sur la même ligne pendant une fenêtre en temps correspondant à la longueur de ligne parcourue à la vitesse c . **Un muon non vertical** ou une cascade de haute énergie réclamera une condition de déclenchement tri-dimensionnelle comme un minimum d'étages touchés, parmi lesquels un minimum sont sélectionnés, le tout étant réparti sur un minimum de lignes, pendant une fenêtre en temps correspondant à la

distance maximale dans le détecteur parcourue à la vitesse c/n .

Mais revenons spécifiquement aux événements qui nous intéressent dans ce travail, à savoir les cascades contenues. Une **cascade de haute énergie** représente un dépôt d'énergie et une émission de photons si importants que l'information disponible est largement tri-dimensionnelle et abondante. Ces événements nécessitent une **condition de déclenchement tri-dimensionnelle**. La condition que nous avons choisie sera justifiée au paragraphe 5.2 ; la voici :

Sur une fenêtre en temps de $5 \mu s$,

D-1 le nombre d'étages sélectionnés (niveau ≥ 1) est ≥ 5

ET

D-2 le nombre de lignes sélectionnées (niveau ≥ 1) est ≥ 3

En pratique, dans la simulation, cette condition détermine juste le déclenchement de la reconstruction (simplement pour éviter de perdre du temps de calcul en essayant de reconstruire des événements manquant d'information). Alors que, dans le cadre d'une prise de données réelles, il faudra séparer une condition de déclenchement du système d'acquisition des données (qui devra être polyvalente et installée localement au niveau du détecteur) et une condition d'analyse d'un lot de données enregistrées (qui devra être informatique, non nécessairement en temps réel, et qui devra déterminer quelle(s) reconstruction(s) essayer).

4.5 Reconstruction

Avec les distributions d'impulsions lumineuses sur les différents photomultiplicateurs touchés du détecteur, **il nous faut reconstruire sept paramètres** (paragraphe 4.2.1) : **l'énergie E , la position et le temps de l'interaction x, y, z, t et la direction θ, ϕ** . Ceci peut être fait en deux étapes : un préajustement fait d'algorithmes simples et grossiers mais rapides, utilisant uniquement les coups sélectionnés de niveau 1 ou 2, suivi d'un ajustement plus précis, utilisant les informations temporelles, spatiales et d'amplitudes de tous les modules optiques, qu'ils soient touchés ou non.

La raison d'être du préajustement est d'obtenir une approximation suffisamment bonne des vrais paramètres pour éliminer assez précisément les coups dûs au bruit de fond tout en conservant une grande partie des coups du signal afin de pouvoir faire un ajustement avec une bien meilleure approximation et obtenir une bonne résolution sur tous les paramètres. Pour cela, chaque étape du préajustement utilise uniquement les coups de niveau 1 ou 2, afin d'éviter autant que possible les coups indésirables.

Cependant, l'ensemble de ces coups sélectionnés contient une part due au bruit (deux désintégrations de potassium 40 peuvent donner deux coups en coïncidence fortuite, par exemple) qui risque d'impliquer des divergences dans la procédure du préajustement puisque celui-ci consiste en une minimisation d'une fonction de χ^2 et puisqu'une coïncidence fortuite peut intervenir n'importe où, n'importe quand. **Donc des coupures grossières sont introduites dès le début pour filtrer les coups indésirables.**

Par ailleurs, les processus de minimisation utilisés dans le préajustement nécessitent des points de départ, que nous appellerons **estimations premières** et que l'on obtiendra par de simples calculs analytiques (des sommes pondérées).

En sortie du préajustement, quand on dispose d'une estimation plutôt bonne des sept paramètres, on peut alors construire un **filtrage plus fin** et l'appliquer à tous les coups de niveau 0 **en vue d'effectuer un ajustement avec beaucoup plus d'information**, en particulier en utilisant l'information des modules optiques non touchés.

Nous utiliserons les indices est , pf et f pour désigner les valeurs des paramètres après l'estimation première, le préajustement (prefit en anglais) et l'ajustement (fit). Nous regrouperons souvent les variables x, y, z, t en xyz ou $xyzt$ pour désigner une position ou une position et un temps, et θ, ϕ en $\theta\phi$ pour désigner la direction. L'indice i désignera un coup parmi la sélection utilisée et MO ou MO_i le module optique concerné. Nous noterons \sum_{pe}^s la somme des amplitudes de tous les coups sélectionnés.

Comme nous l'avons justifié ci-dessus, plusieurs filtrages des coups sont nécessaires dès le début puis entre différentes étapes du processus de reconstruction. Le principe étant toujours le même, nous commencerons par décrire cela avant d'expliquer le préajustement puis l'ajustement.

4.5.1 Filtrage du bruit de fond optique continu

Le filtrage du bruit de fond optique continu doit être adapté à la topologie des événements que l'on essaye de reconstruire. Or, comme nous le verrons aux paragraphes 4.5.2.2 puis 5.3.2, les temps d'arrivée des photons correspondant au signal doivent être compatibles avec l'**hypothèse d'une onde lumineuse sphérique**, à quelques dizaines de nanosecondes près (au maximum). Ainsi, dès qu'on dispose d'une estimation de la position et du temps de la cascade, on peut calculer pour chaque module optique touché le temps prévu d'arrivée du signal pour **éliminer les coups qui sont en net décalage temporel avec cette hypothèse**. Plus juste sera l'estimation, mieux nous pourrons cerner les coups du signal pour éliminer les autres.

Cependant, il faut faire attention à **ne pas supprimer trop d'informations**, et ce pour deux raisons. La première, la plus évidente, est qu'il faut garder un maximum des coups provenant de la cascade pour la reconstruire avec la meilleure précision possible. La seconde, la plus délicate, intervient quand il s'agit de **ne pas confondre une cascade provenant d'un muon atmosphérique avec une cascade provenant de l'interaction d'un neutrino**. En effet, si l'on supprime tous les coups qui ont un décalage temporel supérieur à 100 ns (par exemple) avec l'hypothèse d'une onde sphérique, on perd toute l'information sur le muon qui nous permettrait de rejeter l'événement en question comme étant probablement du bruit de fond dû à un muon atmosphérique.

Le **compromis que nous avons défini** permet de ne pas être gêné par le bruit de fond optique continu, tout en gardant suffisamment d'information pour rejeter efficacement les cascades provoquées par les muons atmosphériques. Il s'agit de supprimer un nombre de coups précis qui soit indépendant de l'événement et ne dépende que du taux de bruit optique. Pour cela, il faut d'abord connaître les taux de bruit de fond optique continu attendus pendant la fenêtre de déclenchement, pour les différents niveaux de sélection¹¹. Supposons par exemple que les taux de bruit mesurés de niveau 0, 1 et 2 par module optique soient $R_{bruit}^0 = 60$ kHz, $R_{bruit}^1 = 120$ Hz et $R_{bruit}^2 = 20$ Hz. Supposons aussi que le nombre total de modules optiques

¹¹ Ils peuvent être mesurés en permanence pour tenir compte des fluctuations de la bioluminescence.

soit $N_{MO} = 1000$ et la durée de la fenêtre de déclenchement $T_{dec} = 5 \mu s$. Supposons maintenant qu'on ait besoin de filtrer les coups de niveau 1 à une certaine étape de la reconstruction. Parmi tous les coups de niveau 1 enregistrés pendant la fenêtre de déclenchement, on attend, en moyenne, $\langle N_{bruit}^1 \rangle = R_{bruit}^1 * N_{MO} * T_{dec} = 0.6$ coups provenant du bruit de fond optique. Le nombre entier N_{bruit}^1 pour un événement donné fluctue autour de cette moyenne. En admettant que cette fluctuation suive une distribution de Poisson, on peut calculer le nombre maximum attendu dans 90% des cas $N_{bruit}^{1,max(90\%)} = 2$ (c.-à-d. tel que le nombre entier N_{bruit}^1 a une probabilité égale à 0.9 d'être inférieur à ce nombre maximum¹²). Le principe de notre filtrage est alors de supprimer exactement $N_{bruit}^{1,max(90\%)} = 2$ coups, les plus en décalage avec l'hypothèse d'une onde sphérique, se déployant à la vitesse c/n , à partir de la position et du temps estimés de la cascade, à ce niveau de la reconstruction.

Ce principe de filtrage est appliqué aux différents niveaux de sélection en plusieurs étapes qui suivent le déroulement de la reconstruction :

- Le premier filtrage est fait juste entre l'estimation première et le préajustement de la position et du temps (paragraphe 4.5.2.2) ; il est appliqué aux coups de niveau 1 ; le point $xyzt_{est}$ sert de référence.
- Le deuxième filtrage est fait juste entre le préajustement de la position et du temps et l'estimation de la direction (paragraphe 4.5.2.3) ; il est appliqué aux coups de niveau 2 ; le point $xyzt_{pf}$ sert de référence ; mais il n'a de sens que si le taux de bruit de fond optique de grande amplitude n'est pas négligeable (or dans la simulation nous l'avons négligé, puisqu'il dépend essentiellement de la radioactivité des sphères et que le détecteur prévu sera équipé de sphères de faible radioactivité par rapport à la mer).
- Le troisième filtrage est fait juste entre le préajustement et l'ajustement (paragraphe 4.5.3) ; il est appliqué à tous les coups de niveau 0 ; le point $xyzt_{pf}$ sert de référence.

4.5.2 Préajustement

Le préajustement considère séparément l'énergie, puis la position et le temps, et enfin la direction.

4.5.2.1 Estimation de l'énergie

L'énergie de la cascade peut être très simplement estimée d'après la **somme des amplitudes de tous les coups sélectionnés** (de niveau ≥ 1). Le lien entre l'énergie et \sum_{pe}^s vient de la proportionnalité directe entre l'énergie et le nombre total de photons émis, mais en tenant compte des photons perdus dans la nature (absorbés, non détectés, non sélectionnés ...). Il dépend donc des paramètres du détecteur (géométrie) et des photomultiplicateurs (taille, saturation, temps de regroupement). On peut ajuster une relation entre E_{vrai} et \sum_{pe}^s sur un échantillon statistiquement suffisant d'événements simulés. Par exemple, pour la simulation simplifiée décrite au paragraphe 4.3.2, dans un détecteur correspondant à la première phase d'ANTARES décrite au paragraphe 3.5.3, en négligeant la saturation et le regroupement des

¹²Nous avons essayé différentes valeurs de cette probabilité limite qui caractérise la "force" du filtrage, entre 0.5 et 0.99. Si l'on est trop doux (0.5), la reconstruction est gênée par le bruit ; si l'on est trop fort (0.99), la reconstruction manque d'information sur le signal. Aucune différence n'a été constatée entre 0.8 et 0.95.

coups successifs, et pour une canette de tirage réduite au volume instrumenté, on obtient :

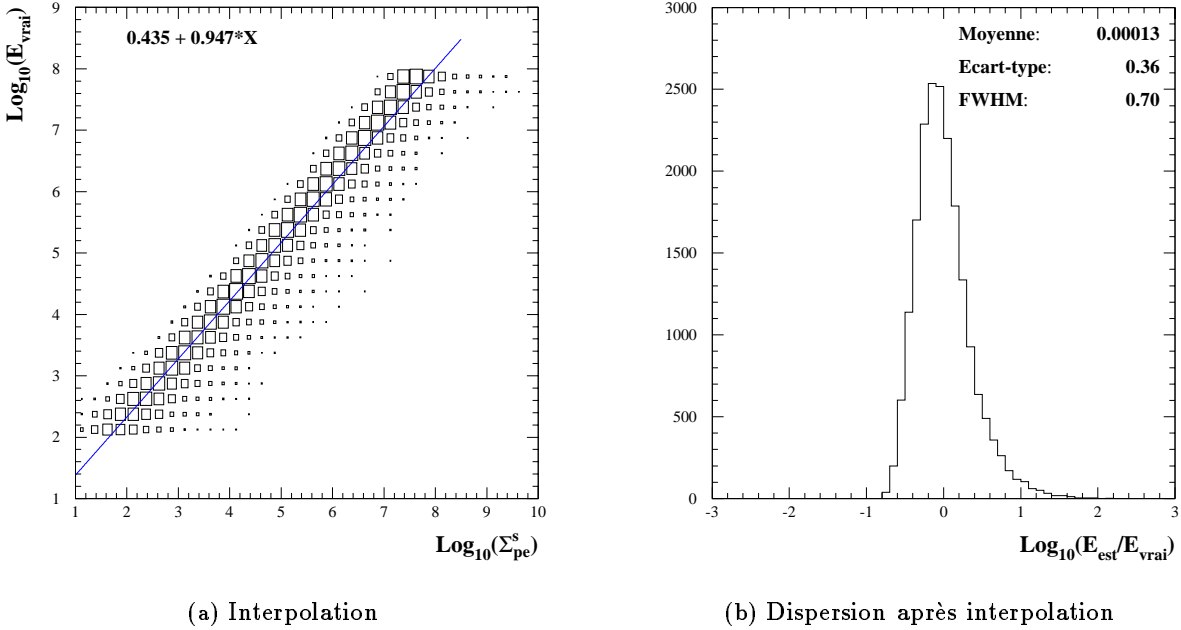
$$E_{est} = 2.724 * (\sum_{pe}^s)^{0.947}$$


Figure 4.10: Interpolation pour l'estimation de l'énergie, suivant les conditions décrites dans le texte.

Cet ajustement est représenté sur la figure 4.10. Il donne une estimation de E bien centrée et d'écart-type $\simeq 0.4$ (en $\log_{10}(E)$), ce qui correspond à un facteur 2.5 sur E .

4.5.2.2 Estimation de la position et du temps

La méthode la plus simple et la plus rapide semble être la suivante. Elle est fondée sur une **approximation ponctuelle**, comme si toute la lumière était émise du même point de l'espace-temps, en se déployant comme une **onde sphérique** à la vitesse de la lumière dans l'eau c/n . Cette hypothèse simplificatrice peut s'écrire sous la forme d'une fonction de χ^2 à minimiser.

Mais avant cette minimisation, il nous faut une première estimation qui servira de point de départ, puis un premier filtrage des coups pour éliminer ceux qui risquent de faire diverger la procédure de minimisation (par exemple, une coïncidence fortuite due au potassium 40 peut être fortement décalée par rapport à l'onde sphérique et donner une contribution trop importante au χ^2). Cette première estimation de la position peut être donnée par la position et le temps du premier coup sélectionné sur toute la fenêtre de déclenchement. Mais pour éviter qu'il ne s'agisse d'un coup de bruit très en avance sur l'événement, il nous faut vérifier qu'il soit compatible avec un coup de référence dont on peut être sûr qu'il provient de l'événement. Ce coup de référence est celui qui présente la plus forte amplitude sur toute la fenêtre de déclenchement. La condition de compatibilité est une relation de causalité : si deux coups ont la même cause, leur écart temporel doit être inférieur à leur séparation spatiale parcourue à la vitesse de la lumière dans

l'eau, à une constante près qui est liée à la non ponctualité stricte de la cascade et à la résolution temporelle des modules optiques. Elle peut s'écrire :

$$|\Delta t| \leq \text{dist}(xyz, xyz_{ref}) \cdot \frac{n}{c} + C \quad (4.14a)$$

$$C = 2 \cdot \left(L_{em} \cdot \frac{1+n}{c} + \sigma_t \right) \quad (4.14b)$$

Le premier filtrage est décrit au paragraphe 4.5.1.

On peut alors chercher la position et le temps xyz_{tpf} qui minimisent la fonction $pf\chi_{sph}^2$ (avec E, θ, ϕ fixés) définie ainsi :

$$pf\chi_{sph}^2 = \frac{1}{N} \sum_{\text{coups niveau 1}} \frac{(t_i - \text{dist}(xyz_{tpf} - xyz_{MO}) \cdot \frac{n}{c} - t_{pf})^2}{2\sigma_t^2} \quad (4.15)$$

Dans le cadre de cette approximation ponctuelle, la valeur de σ_t doit être constante et des essais ont montré qu'une valeur de 2.9 ns correspondait à la dispersion moyenne des temps d'arrivée des coups (il y a en fait une dépendance avec l'énergie puisque la longueur de gerbe en dépend, mais nous n'en tenons pas compte ici et nous prendrons en compte cette dépendance lorsqu'il s'agira de déterminer des coupures sur la valeur du χ^2). La minimisation est effectuée avec le programme MINUIT[154].

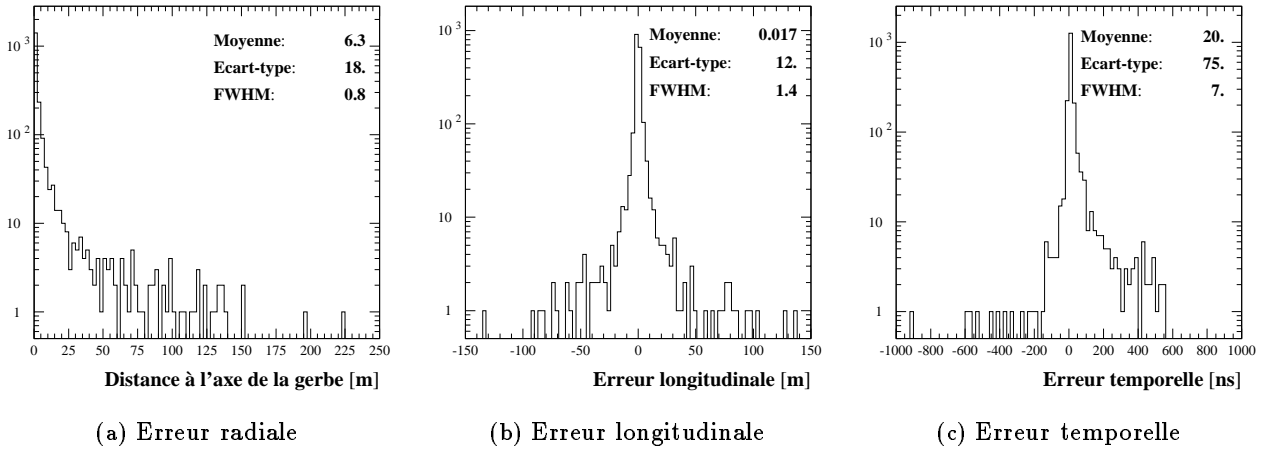


Figure 4.11: Résolutions spatiales et temporelle après le préajustement, en ne gardant que les événements qui déclenchent le système.

Cette méthode converge vers un point situé en moyenne sur l'axe et au maximum de développement de la gerbe ($\sim L_{em}/3$). Les **résolutions spatiales et temporelle obtenues à ce niveau-là** sont présentées sur la figure 4.11, pour des événements $\nu_e N cc$ simulés suivant les conditions décrites au paragraphe 5.1. Sont pris en compte tous les événements qui déclenchent le système, mais aucune coupure n'est appliquée. L'erreur sur la position peut être séparée en deux composantes, la distance du point reconstruit à l'axe vrai de la cascade (erreur radiale) et l'écart entre la projection perpendiculaire du point reconstruit sur l'axe et le maximum de

développement de la gerbe (erreur longitudinale). L'erreur temporelle est l'écart entre le temps reconstruit et le temps théorique où la cascade atteint son développement maximal. La largeur totale à mi-hauteur de chaque pic (FWHM pour Full Width at Half Maximum) donne une idée de la résolution que l'on peut espérer atteindre après coupures (environ 2 m ou 7 ns), tandis que l'écart-type donne une idée de la résolution en incluant les queues (environ 20 m ou 75 ns).

4.5.2.3 Estimation de la direction

La méthode la plus simple et la plus rapide pour avoir une estimation correcte de la direction de la cascade semble être la suivante. Elle repose sur l'estimation de la position décrite ci-dessus, **conserve l'approximation ponctuelle** et suppose que la lumière Čerenkov issue de la cascade est émise strictement sur un cône fixe dont le sommet est justement ce point d'émission estimé précédemment, le demi-angle au sommet est l'angle Čerenkov θ_c et l'axe est celui de la cascade. En supposant que tous les photons sont émis au temps d'émission estimé précédemment, et se propagent sur ce cône à la vitesse de la lumière dans l'eau c/n , les temps d'arrivées devraient correspondre à la **propagation d'une onde plane perpendiculairement à la direction de l'événement**, et à la vitesse $v_{plan} = c/n * \cos \theta_c = c/n^2$. La densité de photons sur le plan d'onde n'est pas uniforme mais concentrée sur un cercle dont le rayon augmente avec le temps à la vitesse $c/n * \sin \theta_c$. Cependant cette information n'est pas nécessaire car l'hypothèse d'une onde plane de célérité c/n^2 suffit pour estimer correctement la direction.

Afin d'améliorer la qualité de cette approximation, il est important de peser chaque coup par son amplitude, par un facteur qui tient compte de la distance et par l'efficacité angulaire du module optique. De plus, en ne sélectionnant que les coups de niveau 2 (d'amplitude supérieure à 3 pe), on obtient une distribution conique plus propre des positions des coups par rapport à la gerbe. Tout ceci peut s'écrire sous la forme d'une fonction de χ^2 à minimiser.

Mais avant cette minimisation, il nous faut une première estimation qui servira de point de départ, et un deuxième filtrage des coups. La première estimation de $\theta\phi$ peut être simplement la direction moyenne des coups de niveau 2 (pondérés par leur amplitude) vus du point xyz_{pf} . Le deuxième filtrage des coups a été décrit au paragraphe 4.5.1.

On peut alors chercher la direction $\theta\phi_{pf}$ qui minimise la fonction $pf\chi_{plan}^2$ (avec E, x, y, z, t fixés) définie ainsi :

$$pf\chi_{plan}^2 = \frac{1}{\sum w} \sum_{\text{coups niveau 2}} w \cdot \frac{(z_i - (t_i - t_{pf}) \cdot \frac{c}{n^2})^2}{2\sigma_z^2} \quad (4.16)$$

avec $w = a_i * dist(xyz_{pf} - xyz_{MO})^2 / peprob$, $peprob$ est décrit au paragraphe 4.3.2.2, $\sigma_z = (t_i - t_{pf}) \frac{c}{n} \sin \theta_c \sigma_\theta$ et σ_θ est pris égal à 10° .

Les **résolutions angulaires obtenues à ce niveau-là** sont présentées sur la figure 4.12, où nous avons séparé l'erreur sur l'angle zénithal θ , celle sur l'azimut ϕ et l'écart angulaire global entre la direction vraie et la solution du préajustement. Comme au paragraphe précédent, les événements pris en compte sont les mêmes interactions $\nu_e NCC$ simulées suivant les conditions décrites au paragraphe 5.1, en prenant tous les événements qui déclenchent le système, mais sans aucune coupure. On peut voir qu'il apparaît déjà sur chaque distribution un pic très marqué de largeur totale à mi-hauteur environ $6 - 9^\circ$, ce qui laisse augurer d'une bonne résolution angulaire

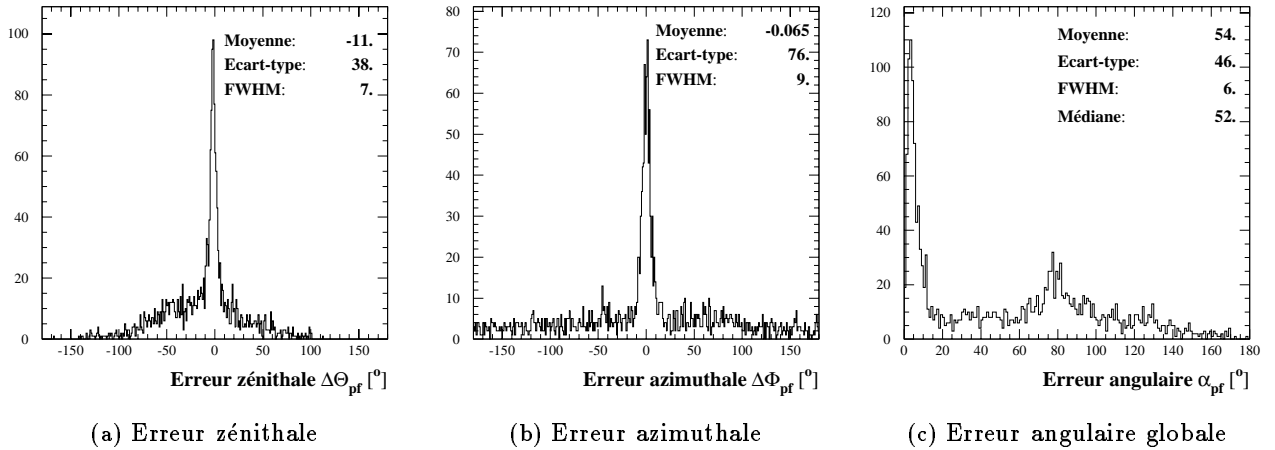


Figure 4.12: Résolutions angulaires après le préajustement 4.5.2.3, en ne gardant que les événements qui déclenchent le système.

finale, après ajustement puis coupures. En revanche les queues sont très larges, d'où la grande différence entre l'écart-type (ou la moyenne pour l'erreur angulaire globale) et la largeur du pic. Notons également que l'angle zénithal est systématiquement sous-estimé d'une dizaine de degrés et que la distribution de α_{pf} présente un pic secondaire autour de 80° (environ deux fois l'angle Čerenkov). Ces deux derniers défauts semblent liés à l'orientation des modules optiques vers le bas. En effet, l'efficacité de ces derniers est meilleure pour les photons montants ou horizontaux que pour ceux qui descendent, ce qui tend à favoriser une solution pour la direction de gerbe plus montante que la réalité; d'autre part, une cascade dont l'angle zénithal est environ 130° donnera un cône de lumière dont la partie à peu près horizontale sera vue alors que la partie descendante passera inaperçue, laissant une ambiguïté : s'agit-il d'un événement à $90 + 40 = 130^\circ$ ou bien à $90 - 40 = 50^\circ$ (la différence est justement 80°)?

Ceci nous suggère qu'il faut tenir compte des modules optiques non touchés pour mieux contraindre les solutions possibles. Le rôle que l'on souhaite voir jouer par l'ajustement est de resserrer si possible le pic principal, de lever l'ambiguïté donnant le pic secondaire et le biais systématique sur θ , de diminuer l'importance et l'extension des queues, mais aussi de mesurer correctement l'énergie et de fournir des estimées d'erreur sur la reconstruction permettant de couper fortement les queues résiduelles.

4.5.3 Ajustement

L'ajustement **conserve l'approximation ponctuelle** en fixant les valeurs de x, y, z, t ($xyzt_f = xyzt_{pf}$) et vise à **affiner l'information sur l'énergie et la direction de la cascade**. On cherche pour cela les valeurs E_f, θ_f, ϕ_f qui minimisent la fonction $sf\chi^2$ décrite ci-après. Pour un certain essai E, θ, ϕ , on peut calculer l'**amplitude théorique attendue sur chaque module optique** :

$$a_{th} = N_\gamma^{tot}(E) \cdot x_{ang}(\theta) \cdot d\Omega \cdot peprob(R, \theta_i)$$

avec les mêmes notations qu'au paragraphe 4.3.2.

La fonction $sf\chi^2$ a été construite par analogie avec la fonction statistique de type χ^2 que l'on écrirait si la mesure d'amplitude de chaque photomultiplicateur était non bornée (pour que l'erreur de chaque mesure puisse raisonnablement être modélisée par une gaussienne). Cette fonction qui sert de base pour l'ajustement n'est donc pas un vrai χ^2 , la valeur finale obtenue après ajustement ne peut être interprétée de la manière classique, et enfin, pour être plus rigoureux et peut-être plus performant, il faudrait construire une fonction de vraisemblance à maximiser. Pour cela des études supplémentaires seront nécessaires. Comme solution intermédiaire, nous pouvons écrire une **somme pondérée de deux contributions**, la première correspondant aux **amplitudes mesurées sur les modules optiques touchés** (χ_a^2) et l'autre aux **amplitudes attendues sur les modules optiques non touchés** (χ_p^2) :

$$sf\chi^2 = W_a \cdot \chi_a^2 + W_p \cdot \chi_p^2 \quad (4.17a)$$

$$\chi_a^2 = \frac{1}{\sum a_i} \cdot \sum_{\text{MO touchés}} \frac{(a_i - a_{th,i})^2}{\sigma_{a,i}^2} \quad (4.17b)$$

$$\chi_p^2 = \frac{1}{N_{\text{non touchés}}} \cdot \sum_{\text{MO non touchés}} \frac{(a_{th,i} - a_{seuil})^2}{\sigma_{p,i}^2} \quad (4.17c)$$

La somme dans la contribution χ_p^2 est effectuée sur tous les modules optiques non touchés pour lesquels l'amplitude attendue est supérieure au seuil $a_{seuil} = 0.5$ pe. En effet, si l'amplitude attendue est inférieure au seuil, l'absence de coup mesuré est parfaitement en accord avec cette attente, et donc ce module optique doit apporter une contribution nulle à χ_p^2 . En revanche, le facteur de normalisation $N_{\text{non touchés}}$ tient compte de tous les modules optiques non touchés, quelle que soit leur amplitude attendue, car la normalisation doit être indépendante du jeu de paramètres testé. Autrement dit, on pourrait écrire χ_p^2 exactement de la même manière que χ_a^2 en généralisant l'amplitude mesurée a_i au cas des modules optiques non touchés : si un module optique est non touché, on considère que l'amplitude mesurée est exactement égale à l'amplitude attendue si celle-ci est inférieure au seuil, mais elle est égale au seuil si l'amplitude attendue est supérieure au seuil. Les écarts-types sont $\sigma_{a,i} = \sqrt{(a_i + a_{th,i})(1 + \sigma_{spe}^2)}$ et $\sigma_{p,i} = \sqrt{a_{th,i}(1 + \sigma_{spe}^2)}$. En effet, pour $\sigma_{p,i}$, il faut tenir compte de deux sources d'erreur, à savoir l'efficacité quantique de la photocathode (distribution de Poisson d'écart-type $\sqrt{a_{th,i}}$) et la résolution en amplitude des étages d'amplification du photomultiplicateur (distribution de Gauss d'écart-type $\sqrt{a_{th,i}} \times \sigma_{spe}$). Pour $\sigma_{a,i}$, il faut en plus tenir compte des mêmes sources d'erreur sur l'amplitude mesurée.

Les résolutions angulaires et spectrale obtenues à ce niveau-là sont présentées sur la figure 4.13, toujours pour les mêmes événements que précédemment (interactions $\nu_e N c c$ simulées suivant les conditions décrites au paragraphe 5.1, en prenant tous les événements qui déclenchent le système, mais sans aucune coupure). **L'amélioration apportée sur les résolutions angulaires** par rapport au préajustement se fait surtout sentir au niveau des largeurs de pics : ils sont plus serrés ($\sim 3^\circ$). Bien que le pic secondaire à 80° soit nettement réduit, l'importance et l'extension des queues (grande erreur angulaire) sont du même ordre que sur la figure 4.12. En particulier, la sous-estimation systématique de l'angle zénithal (due essentiellement aux queues) n'est pratiquement pas réduite. Autrement dit, l'ajustement ne semble pas capable de récupérer les événements qui étaient déjà mal reconstruits, mais il permet d'améliorer la précision angulaire pour ceux qui n'étaient pas trop mal reconstruits. En revanche, comme nous le verrons

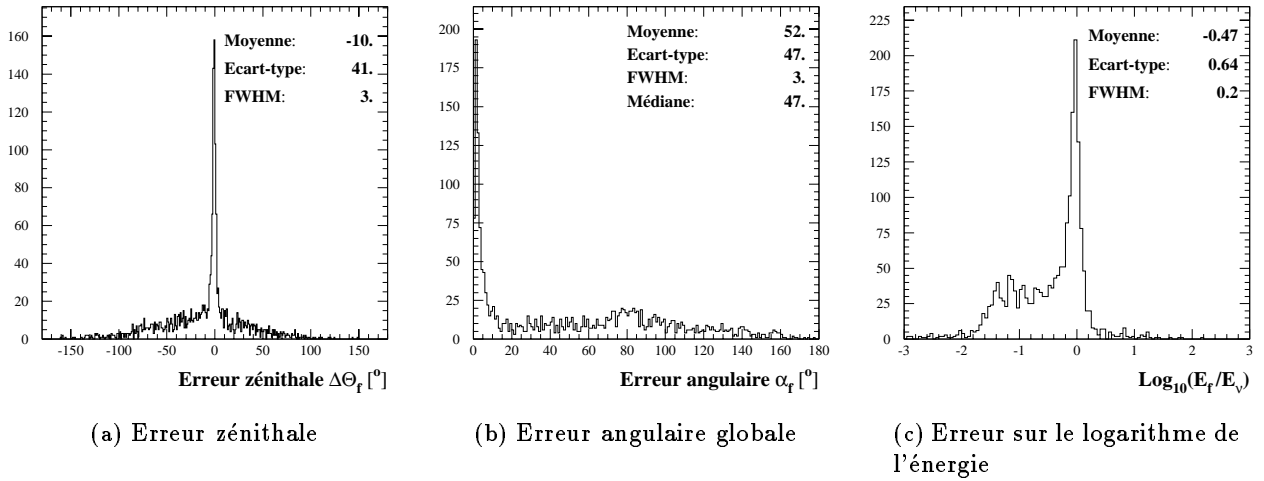


Figure 4.13: Résolutions angulaires et spectrale après ajustement 4.5.3, en ne gardant que les événements qui déclenchent le système.

au paragraphe 5.4, l'ajustement fournit des informations précieuses pour couper de manière très efficace les queues résiduelles (permettant finalement une résolution angulaire d'environ 2°). Normalement, si l'on utilisait une méthode de maximum de vraisemblance, on devrait éliminer ce biais persistant et probablement récupérer une partie des événements mal préajustés.

En ce qui concerne l'**erreur sur le logarithme décimal de l'énergie**, la largeur de pic est d'environ 0.2, ce qui correspond à environ $\begin{matrix} +60\% \\ -40\% \end{matrix}$ sur E . Il n'y a quasiment pas de queue de surestimation mais une queue assez importante de sous-estimation qui se manifeste par une moyenne en dehors du pic (~ -0.5) et qui correspond aux événements qui ont lieu assez loin du volume instrumenté mais sont reconstruits plus proches, et à ceux qui sont dirigés vers l'extérieur mais dont la direction est reconstruite vers l'intérieur. Cette queue de sous-estimation n'apparaît pas sur la figure 4.10, car les conditions de simulation y sont différentes (au paragraphe 4.5.2.1, la canette de tirage est réduite au volume instrumenté, alors qu'ici, elle est largement plus grande que le volume instrumenté). Comme pour la résolution angulaire, nous verrons que les informations fournies par l'ajustement permettent aussi de couper de manière très efficace cette queue résiduelle pour obtenir finalement une résolution spectrale d'environ 10%).

Nous avons essayé d'améliorer encore cet ajustement en supprimant l'approximation ponctuelle. Pour cela, nous avons construit un ajustement "**complet**" qui fait varier les sept paramètres et qui suit toutes les étapes de la simulation simplifiée (paragraphe 4.3.2). Ainsi, pour chaque jeu de paramètres $xyzt, \theta\phi, E$, on dispose d'un ensemble de coups attendus répartis dans le détecteur, à comparer avec l'ensemble des coups mesurés. On cherche alors les valeurs $E_f, \theta_f, \phi_f, x_f, y_f, z_f, t_f$ qui minimisent une fonction $f\chi^2$ comportant les mêmes contributions χ_a^2 et χ_p^2 que $sf\chi^2$, auxquelles s'ajoute une troisième contribution χ_t^2 formée des écarts des temps d'arrivée des coups avec les valeurs attendues. Cet ajustement "complet" de-

vrait représenter plus finement la vérité Monte-Carlo puisqu'il tient compte du développement longitudinal de la cascade, mais nous n'avons pas observé une amélioration des performances. En revanche il nécessite un accroissement très important du temps de calcul, d'un facteur compris entre 10 et 100.

4.6 Analyse

Le programme d'analyse compare les résultats fournis par la reconstruction avec la vérité Monte-Carlo afin d'évaluer les performances de l'ensemble site+détecteur+reconstruction et de caractériser l'influence de divers paramètres libres impliqués dans la simulation. Diverses coupures peuvent être appliquées sur les estimées d'erreurs issues de la reconstruction afin de rejeter autant que possible les événements dûs aux bruits de fond, ou d'un autre type que celui étudié, ou mal reconstruits. Ces coupures sont à adapter à chaque canal de physique étudié.

Nous présenterons au chapitre 5 les coupures que nous avons choisies dans le cas des événements $\nu_e Ncc$, pour rejeter le bruit de fond et les événements les plus mal reconstruits. A la suite de cela, nous pourrons présenter les performances attendues pour la détection des neutrinos électroniques.

La comparaison des paramètres vrais et reconstruits est faite sous forme d'histogrammes en utilisant la librairie HBOOK[155] et le logiciel d'analyse physique PAW[156]. En outre, des outils ont été créés spécifiquement par la collaboration ANTARES pour visualiser graphiquement et interactivement les événements simulés et reconstruits (comme le programme A3D[157]).

Chapitre 5

Performances attendues d'ANTARES pour la détection des ν_e

5.1 Géométrie et paramètres choisis

Dans ce chapitre, jusqu'au paragraphe 5.6, nous allons discuter des performances attendues du détecteur de première génération (0.1 km^2) prévu par la collaboration ANTARES, en ce qui concerne la détection de cascades contenues (topologie 2.3.2). Notre objectif est d'estimer les possibilités de détection de neutrinos électroniques ¹. Pour cela, nous avons utilisé les méthodes de simulation et reconstruction décrites au chapitre 4. Commençons par passer en revue les différents lots d'événements simulés, puis nous exposerons les paramètres précis que nous avons choisis pour représenter le détecteur (géométrie, environnement, instrumentation).

En ce qui concerne le signal, nous avons engendré et simulé 4 600 événements $\nu_e N cc$ et 4 600 événements $\nu N cn$ avec les programmes GENNEU et GEASIM décrits aux paragraphes 4.2 et 4.3.1 (*c.-à-d.* avec une simulation détaillée). Cela représente environ 3 ans de prises de données pour des neutrinos diffus de noyaux actifs de galaxie, d'après le modèle NMB93. Ces outils ne sont pas encore adaptés pour simuler correctement des événements $\nu_\tau N cc$ ou $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow$ résonance. C'est pourquoi nous ferons des hypothèses simplificatrices pour estimer leurs contributions aux spectres reconstruits. Afin d'estimer les capacités de rejet du bruit de fond dû aux muons atmosphériques, nous avons utilisé la simulation simplifiée d'une cascade occasionnée par un muon (paragraphe 4.3.2.6), pour produire 10 243 000 événements de type perte catastrophique d'un muon (topologie 2.5.1.1) et 63 000 événements de type désintégration d'un muon (topologie 2.5.1.2, en imposant que la trace du muon s'arrête là où commence la cascade).

La géométrie choisie correspond à ce que nous avons décrit au paragraphe 3.5.3. Elle comporte 13 lignes disposées en spirale, avec un espacement horizontal de 60 m. Chaque ligne est équipée de 90 modules optiques regroupés par 3 sur 30 étages, avec un espacement vertical entre étages de 12 m, et un espacement horizontal entre modules optiques de 1.6 m. Chaque module op-

¹Rappelons (paragraphe 2.3.2) que toutes les saveurs de neutrinos contribuent à ce type d'événements, mais par des processus différents et dans des proportions qui varient avec l'énergie : la composante principale est le processus $\nu_e N cc$ (pour lequel l'énergie observable est celle du neutrino), les composantes secondaires sont le processus $\nu N cn$ (défavorisé par la section efficace plus faible des courants neutres, aussi bien que par l'énergie de la cascade qui est inférieure à celle du neutrino), le processus $\nu_\tau N cc$ (qui n'intervient qu'à basse énergie, quand la longueur de désintégration du tau est inférieure à celle de la cascade), et enfin les interactions $\bar{\nu}_e e^-$ résonantes (qui n'interviennent que pour des énergies discrètes).

tique est orienté vers le bas, à 45° de l'horizontale. Le volume instrumenté mesure donc 348.0 m de hauteur et 114.5 m de rayon, soit 0.01433 km^3 . La canette de tirage correspond à une extension de deux longueurs d'absorption (soit 110 m) au-delà de ce volume instrumenté (sauf vers le bas, à cause du fond de la mer) et mesure 562.6 m de hauteur et 224.5 m de rayon, soit 0.08891 km^3 . Les caractéristiques choisies pour les photomultiplicateurs correspondent aux mesures effectuées sur les photomultiplicateurs de 10" de Hamamatsu (modèle R7081-20) : leur surface effective est 440 cm^2 , leur réponse angulaire est modélisée suivant l'équation 4.10 (paragraphe 4.3.2.2), leurs résolutions intrinsèques sur l'amplitude et le temps d'arrivée sont $\sigma_{spe} = 30 \%$ et $\sigma_{TTS} = 1.26 \text{ ns}$. L'absorption des photons Čerenkov dans l'eau, la sphère et le gel, ainsi que l'efficacité quantique sont également modélisés suivant l'équation 4.10, avec un maximum de longueur d'absorption dans l'eau $L_{\text{abs}}^0 = 55 \text{ m}$ (au pic de longueur d'onde, vers 470 nm). La diffusion des photons dans l'eau, rappelons-le, est négligée dans la simulation, mais on peut supposer que les performances n'en seraient pas beaucoup dégradées si l'on en tenait compte correctement (nous discuterons de cet aspect-là au paragraphe 5.5). Le taux de bruit optique continu utilisé est 40 kHz.

5.2 Choix du déclenchement

Nous avons vu au paragraphe 4.4 la raison d'être du déclenchement et le choix que nous en avons fait pour la détection d'événements contenus à une cascade de haute énergie. Rappelons le ici :

Sur une fenêtre en temps de $5 \mu\text{s}$,

D-1 le nombre d'étages sélectionnés (niveau ≥ 1) est ≥ 5

ET

D-2 le nombre de lignes sélectionnées (niveau ≥ 1) est ≥ 3

Nous allons maintenant expliquer d'où vient ce choix. Nous avons été guidés tout autant par des considérations théoriques que par de nombreux essais par simulation. **La durée de la fenêtre de déclenchement est adaptée à la taille du détecteur étudié** : ici, la distance maximale entre deux modules optiques est environ 420 m, ce qui correspond à un écart temporel d'environ $2 \mu\text{s}$ (à la vitesse $c/n = 0.224 \text{ m ns}^{-1}$), auquel il faut ajouter l'écart temporel maximum entre deux photons émis par la même cascade, soit environ 150 ns ; multiplions la somme par deux pour être sûr de bien encadrer tous les signaux provenant de l'événement et nous obtenons environ $5 \mu\text{s}$. Ensuite, nous avons choisi de **fonder la condition de déclenchement uniquement sur le nombre de lignes et le nombre d'étages sélectionnés** pendant cette fenêtre. Ainsi est-elle quasiment indépendante du niveau de bruit optique continu (comme nous l'avons vu au paragraphe 4.4). D'autre part, il est nécessaire d'imposer un minimum de lignes et d'étages sélectionnés puisque la première étape de la reconstruction, le préajustement, ne fonctionne qu'avec les coups de niveau au moins égal à 1. Il nous faut maintenant déterminer ces minima. En admettant les hypothèses exposées aux paragraphes 4.5.2.2 et 4.5.2.3 pour le préajustement de la position et celui de la direction, il nous faut déterminer le cône d'émission de lumière qui est un objet à cinq paramètres. Ceci nécessite, en principe, un système de cinq équations, lequel peut être fourni par la connaissance d'un minimum de **cinq points non coplanaires** appartenant à ce cône. D'un point de vue théorique, il semble donc nécessaire de disposer d'un

minimum de cinq étages² sélectionnés sur au moins trois lignes. En pratique, cependant, chaque impulsion mesurée sur un module optique ne donne pas une équation stricte à cause de toutes les fluctuations (en particulier l'émission de lumière n'est ni strictement ponctuelle, ni strictement conique). Nous avons donc **testé sur différents lots d'événements simulés** la qualité de reconstruction en fonction de la condition de déclenchement ; systématiquement nous en sommes revenus à ce choix d'imposer un minimum de cinq étages sélectionnés sur au moins trois lignes.

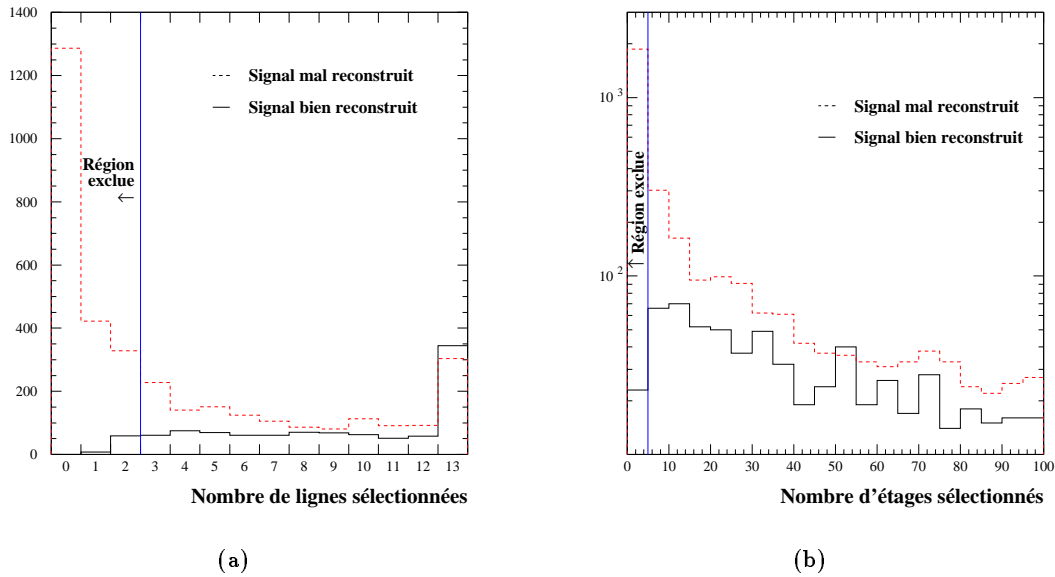


Figure 5.1: Distributions des nombres de lignes sélectionnées (a) et des nombres d'étages sélectionnés (b) pour les événements du signal bien reconstruits (ligne continue) et mal reconstruits (tirets) sans aucune coupure. L'augmentation brutale du nombre de lignes sélectionnées sur le dernier intervalle est un effet de saturation à haute énergie.

L'efficacité de cette condition de déclenchement est illustrée sur la figure 5.1, pour le lot d'événements $\nu_e N cc$ décrit au paragraphe 5.1, en séparant les événements bien reconstruits et mal reconstruits. Ici et dans tout le paragraphe 5.4 sur le choix des coupures, nous appellerons *signal mal reconstruit* tous les événements dans ce lot ($\nu_e N cc$ uniquement) dont l'angle entre la direction reconstruite et celle du neutrino est supérieur à 40° ou bien dont le rapport entre l'énergie reconstruite et celle du neutrino est supérieur à 10 ou inférieur à 0.1. Nous appellerons *signal bien reconstruit* tous les autres événements dans ce lot. Notons que l'augmentation brutale du nombre d'événements sur le dernier intervalle de l'histogramme représentant le nombre de lignes sélectionnées est tout simplement dû au fait que le détecteur n'a que treize lignes : c'est un effet de saturation à haute énergie.

Avant la condition de déclenchement, les 4600 événements engendrés et reconstruits se répartissent en 1048 événements bien reconstruits et 3552 événements mal reconstruits (ces chiffres peuvent induire à penser que la reconstruction est très inefficace, mais souvenons nous

²La séparation entre modules optiques sur un même étage n'est pas suffisante pour contraindre correctement les paramètres. Donc les cinq points nécessaires sont à chercher sur cinq étages séparés.

que le volume de tirage est 6.2 fois plus grand que le volume instrumenté). Après la condition de déclenchement, il reste 977 événements bien reconstruits et 1491 événements mal reconstruits. Ainsi **l'efficacité du déclenchement est de garder 93 % du signal bien reconstruit et d'éliminer 58 % du signal mal reconstruit**. Cette condition de déclenchement réduit aussi le bruit de fond des muons atmosphériques de 43 % (sur les 10 306 000 événements simulés, 5 864 425 déclenchent le système).

5.3 Caractérisation de la lumière recueillie

Pour les événements du signal qui passent la condition de déclenchement telle que nous l'avons justifiée ci-dessus, il est instructif de visualiser les caractéristiques de l'information recueillie sous forme d'impulsions lumineuses réparties dans le détecteur. Nous allons voir comment caractériser les distributions spatiales, temporelles et en amplitude des coups mesurés.

5.3.1 Distribution spatiale

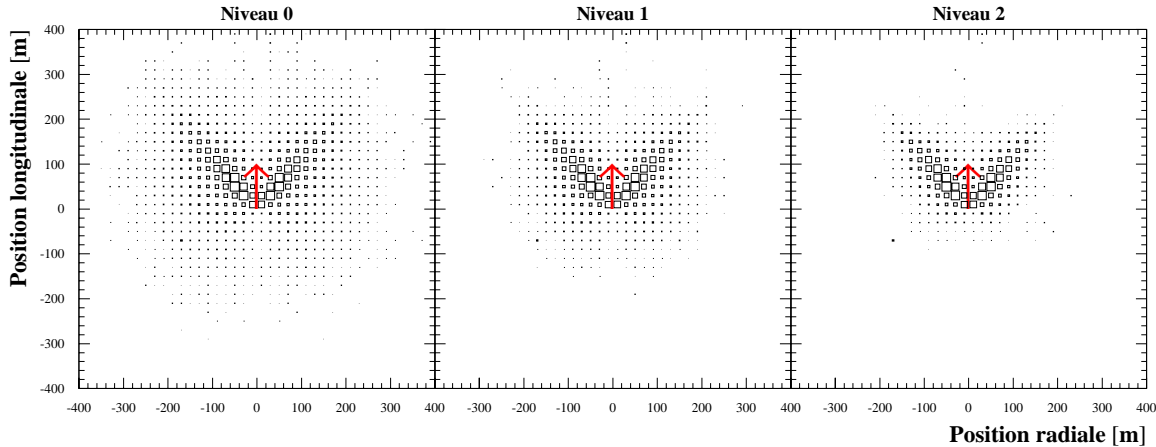


Figure 5.2: Distributions spatiales des coups de niveau 0, 1 et 2 pour des événements du signal, pour des énergies de neutrino entre 100 GeV et 100 TeV, sans compter les coups provenant du potassium 40. La flèche au centre représente schématiquement la position de la cascade et sa direction (la longueur est nettement exagérée). Il apparaît clairement que le cône est plus propre pour les coups de niveau 2.

Sur la figure 5.2, nous avons représenté les positions des modules optiques touchés. **Le repère utilisé est celui de la cascade à reconstruire** : plus précisément, la position longitudinale est la projection sur l'axe de la gerbe, la position radiale est $+/-$ la distance à cet axe (arbitrairement nous avons défini que cette position radiale est positive si le module optique est situé au-dessus du plan contenant l'axe de la cascade et l'axe Nord-Sud, ceci pour faire bien apparaître la forme conique du signal recueilli). La flèche au centre représente schématiquement la position de la cascade et sa direction (la longueur de la flèche est très supérieure à l'extension de la gerbe [~ 10 m] pour des raisons de visibilité). La taille relative des carrés est proportionnelle à la somme des amplitudes reçues en chaque point.

Cette figure nous **montre visuellement la possibilité de reconstruire la direction** par la méthode exposée au paragraphe 4.5.2.3. Il apparaît nettement que **le cône est plus propre quand on ne prend en compte que les coups de niveau 2** (sans compter les coups provenant du bruit optique continu qui représentent un bruit important parmi les coups de niveau 0, assez faible parmi ceux de niveau 1 et presque nul parmi ceux de niveau 2). Or la bonne convergence du préajustement nécessite qu'il y ait un minimum de coups loin du cône.

5.3.2 Distribution temporelle

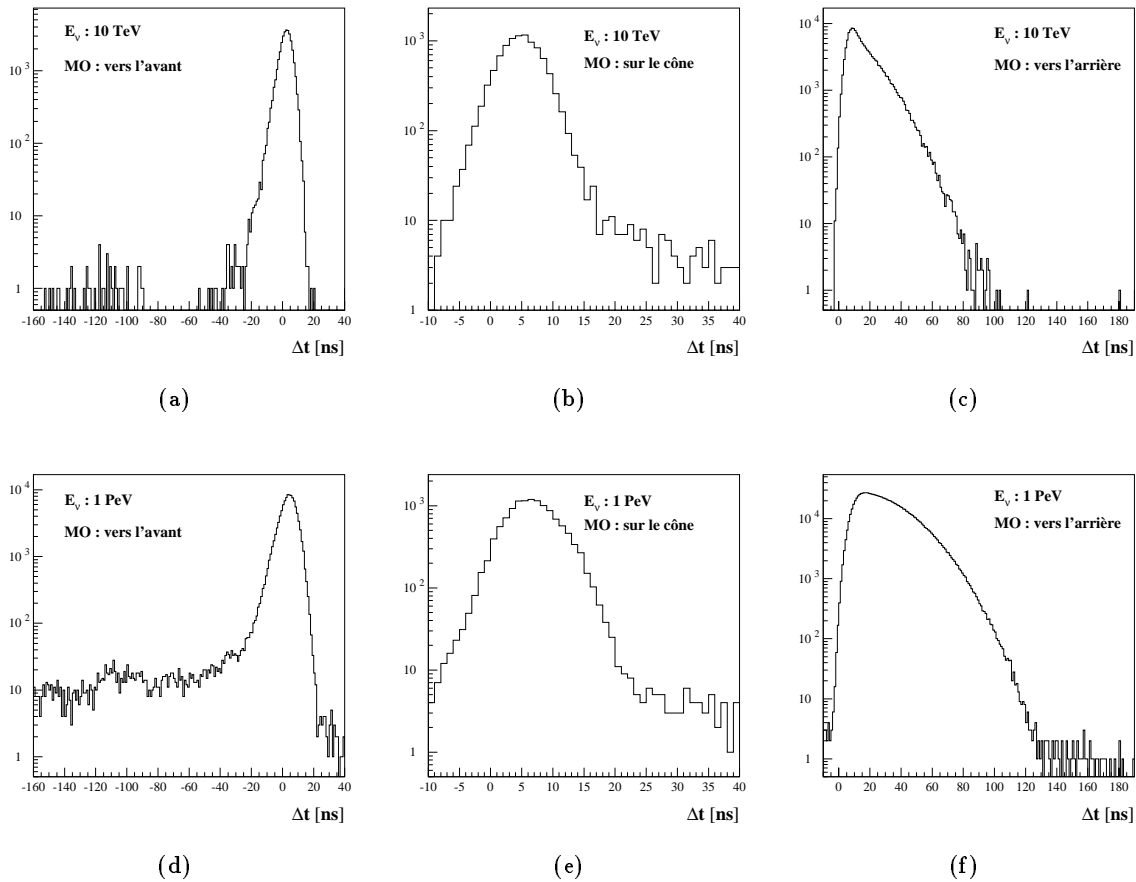


Figure 5.3: Distributions temporelles des coups de niveau 1, par rapport au temps “sphérique”, pour des événements du signal, pour des énergies de neutrino de 10 TeV (en haut) et 1 PeV (en bas), sur des modules optiques vers l’avant par rapport au cône d’émission (colonne de gauche), sur le cône (colonne du milieu) et vers l’arrière (colonne de droite), sans compter les coups provenant du potassium 40.

Sur la figure 5.3, nous avons représenté la distribution temporelle des impulsions lumineuses pour des cascades induites par des ν_e d’énergie 10 TeV (en haut) ou 1 PeV (en bas), en séparant les impulsions reçues sur des modules optiques situés sur le cône d’émission de lumière (au milieu), vers l’avant de ce cône (à gauche) ou vers l’arrière (à droite). Ces distributions temporelles reflètent la distribution longitudinale d’émission de photons Čerenkov mais vue sous différents

angles. En effet, pour un module optique vers l'avant du cône, les photons émis par la queue de gerbe arrivent en premier. On distingue même une longue queue vers l'avant due aux quelques muons engendrés par des désintégrations de hadrons. Pour un module optique sur le cône, les photons doivent arriver quasiment en même temps. Pour un module optique vers l'arrière, les photons émis par le pied de gerbe arrivent en premier, alors que les photons émis par la queue de gerbe arrivent avec un double retard correspondant à la longueur de gerbe parcourue dans un sens à la vitesse de développement de la cascade (très proche de c) puis dans l'autre sens à la vitesse de la lumière (c/n).

5.3.3 Distribution en amplitude

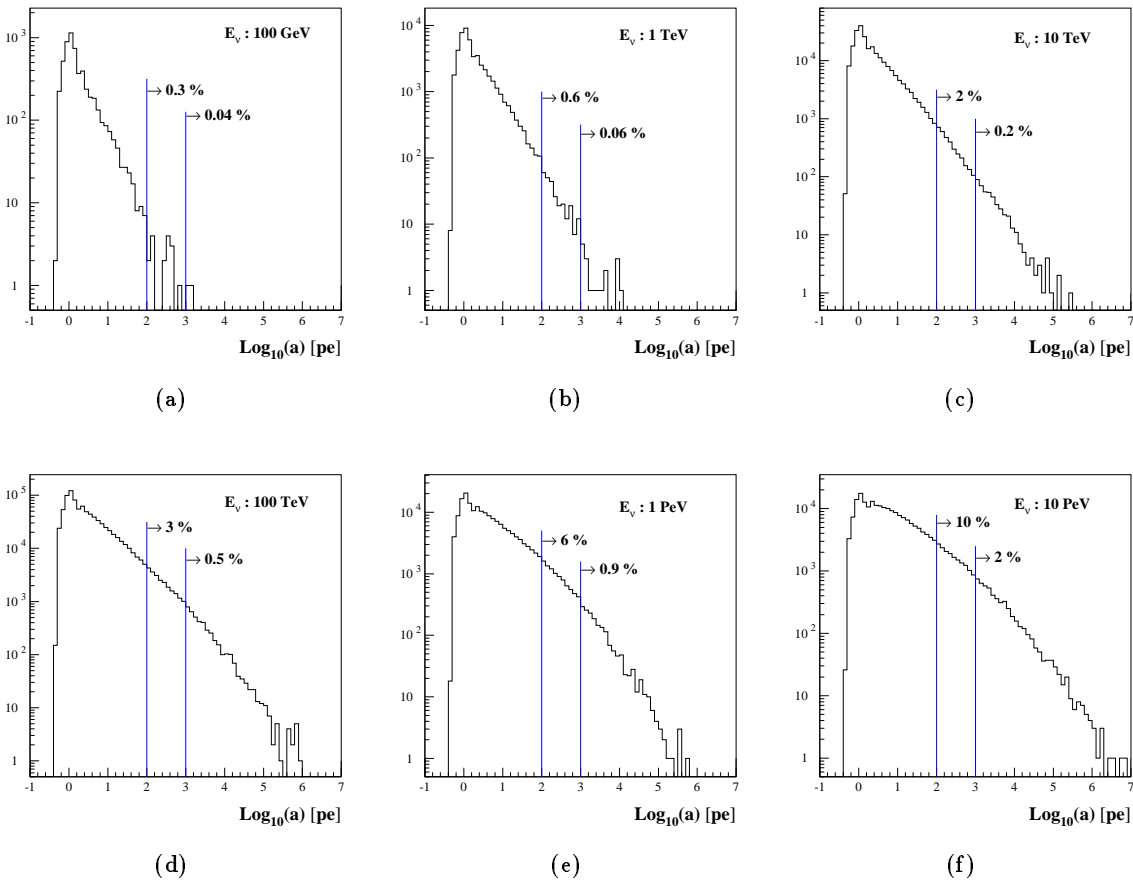


Figure 5.4: Distributions en amplitude des coups de niveau 0, en photo-électrons et en logarithme décimal, pour des événements du signal, pour des énergies de neutrino entre 100 GeV et 10 PeV, sans compter les coups provenant du potassium 40.

La figure 5.4 présente les distributions en amplitude des impulsions lumineuses recueillies pour différentes énergie de neutrino. Ces distributions nous montrent que la brillance des cascades de haute énergie est forte et nécessite une large gamme dynamique. Par exemple, pour un neutrino de 100 TeV, 3 % des coups sont d'amplitude supérieure 100 photo-électrons.

5.4 Choix des coupures

Nous avons vu au chapitre 2 l'importance du bruit de fond dû aux muons atmosphériques lorsqu'on n'applique aucune procédure de discrimination. Nous allons voir maintenant qu'il est possible de **définir des coupures** sur les observables de chaque événement après reconstruction, **qui permettent un fort taux de rejet des muons atmosphériques, tout en respectant les événements du signal qui sont assez bien reconstruits**. Nous allons voir en particulier qu'il est **nécessaire d'appliquer des coupures qui dépendent surtout de l'énergie et un peu de la direction reconstruites** : il faut être plus sévère sur les événements de basse énergie et sur les événements descendants. Ceci était prévisible puisque ce sont des caractéristiques générales du bruit de fond dû aux muons atmosphériques (événements descendants uniquement et avec un spectre en énergie qui décroît beaucoup plus rapidement que les taux attendus de neutrinos cosmiques). Cependant, pour le choix des coupures, nous avons été guidés par l'objectif de conserver un volume effectif important, même pour les neutrinos descendants, et d'obtenir un seuil effectif en énergie aussi bas que possible (de l'ordre de quelques centaines de GeV), tout en essayant d'éliminer tous les événements de bruit de fond simulés.

Par ailleurs, nous avons vu au paragraphe 4.5.3 l'importance des queues résiduelles dans les distributions des paramètres reconstruits pour le signal, et nous avons souligné alors la nécessité d'utiliser les informations fournies par la procédure de reconstruction pour éliminer les événements trop mal reconstruits et donc **améliorer la précision angulaire et spectrale**. Nous allons voir que les mêmes coupures permettent de rejeter efficacement le bruit de fond et d'améliorer fortement les résolutions obtenues pour le signal.

Les observables que nous avons utilisées pour définir ces coupures sont les paramètres reconstruits (plus précisément l'énergie E_f , la direction zénithale θ_f , la distance du point reconstruit à l'axe du détecteur $\sqrt{x_f^2 + y_f^2}$ et la position verticale z_f) ainsi que les valeurs des différents χ^2 minimisés par la reconstruction (plus précisément $pf\chi_{sph}^2$, χ_p^2 et χ_a^2). Les notations sont celles du chapitre 4.

Dans tout ce paragraphe, nous présenterons l'efficacité des différentes coupures en comparant les distributions des variables discriminantes pour le *signal bien reconstruit*, le *signal mal reconstruit* et les *muons atmosphériques*. Rappelons que, depuis le paragraphe 5.2, nous séparons en deux parties le lot d'événements $\nu_e N cc$ simulés : le *signal mal reconstruit* regroupe tous ceux dont l'angle entre la direction reconstruite et celle du neutrino est supérieur à 40° ou bien dont le rapport entre l'énergie reconstruite et celle du neutrino est supérieur à 10 ou inférieur à 0.1 ; le *signal bien reconstruit* regroupe tous les autres.

5.4.1 Présélection

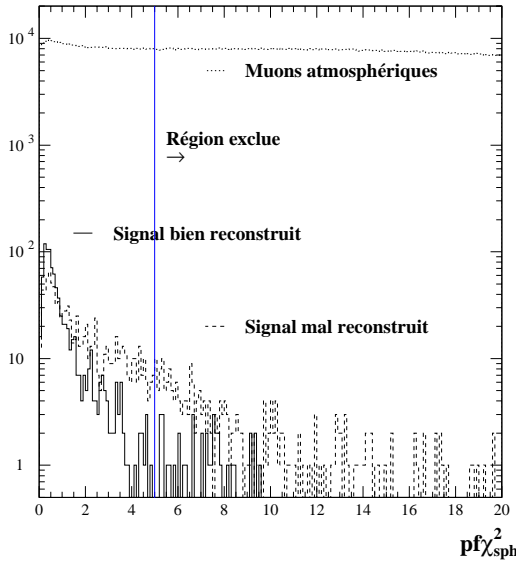


Figure 5.5: Distributions de $pf\chi_{sph}^2$ pour les événements du signal bien reconstruits, mal reconstruits, et pour les événements du bruit de fond dû aux muons atmosphériques. La condition de déclenchement est la seule coupure appliquée.

respondant ($pf\chi_{sph}^2$) doit être nettement plus élevé que dans le cas d'un événement du signal bien reconstruit.

La figure 5.5 montre les distributions de la variable $pf\chi_{sph}^2$ après reconstruction, pour tous les événements qui passent la condition de déclenchement. La figure 5.6 montre les mêmes distributions en fonction de l'énergie ajustée E_f . Deux coupures sur $pf\chi_{sph}^2$ sont indiquées chacune par une ligne continue sur ces deux figures. On les complète par une condition sur la valeur physique des paramètres ajustés pour former la condition de présélection suivante :

$$\text{PS-1 } pf\chi_{sph}^2 \leq 5$$

ET

$$\text{PS-2 } pf\chi_{sph}^2 \leq 0.9 * \log_{10}(E_f/10 \text{ GeV})$$

ET

$$\text{PS-3 } E_f > 0 \text{ et } 0^\circ < \theta_f < 180^\circ$$

L'efficacité de cette présélection, après le déclenchement, est de conserver 87 % du signal bien reconstruit et d'éliminer 51 % du signal mal reconstruit et 97 % des muons atmosphériques.

Nous avons vu au paragraphe 5.1 que le nombre d'événements du bruit de fond simulés est plus de 2000 fois plus important que le nombre d'événements du signal simulés. Ce large volume de données simulées (environ 800 méga-octets après compression) est nécessaire, comme nous le verrons au paragraphe 5.5.5. Mais il est difficile de chercher des coupures optimales en manipulant une telle quantité de données. Aussi, nous avons tout d'abord **défini une présélection** des événements, que l'on applique à tous ceux qui passent la condition de déclenchement, et **qui permet de réduire considérablement ce bruit de fond tout en gardant quasiment tout le signal.**

La principale différence topologique entre une cascade contenue induite par une interaction d'un neutrino et une cascade occasionnée par le passage ou la désintégration d'un muon est la sphéricité de l'onde lumineuse. En effet, si un muon vient en amont de la cascade, il doit engendrer de nombreuses impulsions très en avance sur l'onde sphérique, et le χ^2 cor-

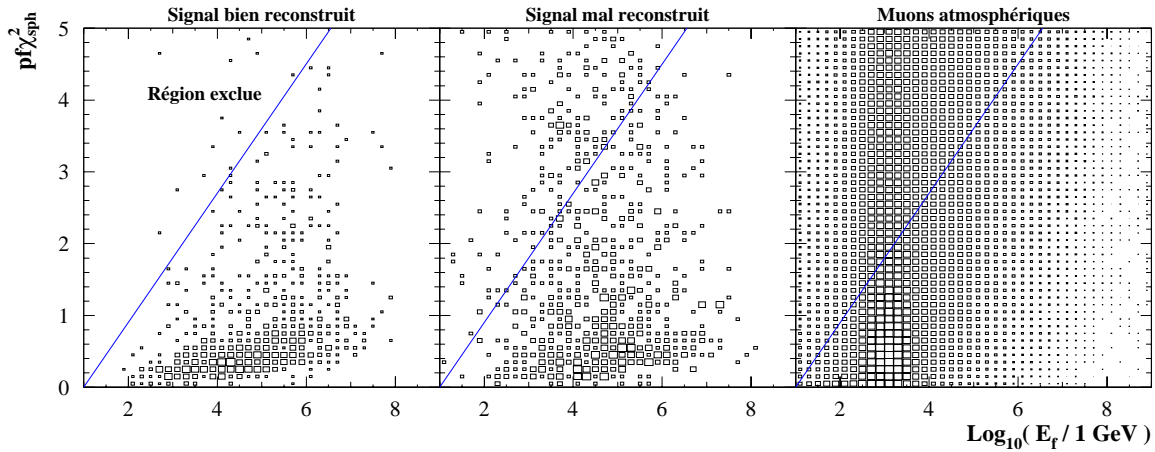


Figure 5.6: Distributions de $pf\chi_{sph}^2$ en fonction de l'énergie reconstruite pour les événements du signal bien reconstruits, mal reconstruits, et pour les événements du bruit de fond dû aux muons atmosphériques. La condition de déclenchement et la coupure précédente ($pf\chi_{sph}^2 < 5$) sont les seules coupures appliquées.

Nous allons maintenant présenter quatre ensembles de coupures. Pour chacun, nous illustrerons les coupures retenues sur des figures similaires à la figure 5.6, et nous donnerons l'efficacité de chaque ensemble. Cependant, il y a une différence importante par rapport à la présentation de la présélection que nous venons de faire : **les différentes distributions des variables discriminantes seront présentées, après application de toutes les autres coupures.** Nous procédons ainsi pour bien montrer que chacun des quatre ensembles est nécessaire et que les autres ne suffisent pas. Il en est de même des pourcentages d'efficacités.

N.B. : Notons d'ores-et-déjà que **ces quatre ensembles de coupures ont été définis au plus juste** (*c.-à-d.* qu'ils font le "tour" des événements gênants). Mais nous verrons au paragraphe 5.5.5 qu'il est possible de tous les relâcher, de manière plus réaliste et pratiquement sans dégradation des résultats (pour les tests que nous avons faits, le signal augmente d'environ 10 % et l'on se retrouve avec moins de trois événements de bruit de fond reconstruits par décade, de sorte que les limites présentées ci-après sont quasiment confirmées).

5.4.2 Sphéricité des temps d'arrivée

La présélection que nous venons d'exposer comporte déjà des coupures sur la sphéricité du signal (indiquée par la variable $pf\chi_{sph}^2$), mais cela n'est pas suffisant. En effet, on peut voir sur la figure 5.7 qu'ayant appliqué toutes les autres coupures, il reste encore un ensemble d'événements du bruit de fond qu'il est facile de séparer du signal bien reconstruit. En revanche, il ne reste aucun événement du signal mal reconstruit, ce qui signifie simplement que les autres coupures pourraient suffire, s'il s'agissait uniquement de supprimer ces événements là. Soit, alors, la condition de sphéricité définie par les trois coupures suivantes (représentées par une ligne brisée sur la figure 5.7) :

$$\text{SP-1 } pf\chi_{sph}^2 \leq 0.265 * \log_{10}(E_f) - 0.5565$$

OU

$$\text{SP-2 } pf\chi_{sph}^2 \leq 1.0725 * \log_{10}(E_f) - 3.948$$

OU

$$\text{SP-3 } pf\chi_{sph}^2 \leq 7 * \log_{10}(E_f) - 32.4$$

Nous pouvons conclure de ce qui précède que cette condition, combinée avec toutes les autres coupures, permet d'éliminer tous les événements du signal mal reconstruits et du bruit de fond, dans le lot que nous avons simulés. Ceci nous permet de placer des limites supérieures sur son efficacité. Avant cette condition de sphéricité, on a 293 événements du signal bien reconstruits, 0 événements du signal mal reconstruits et 312 événements du bruit de fond. Après application de cette condition, il reste respectivement 248, 0 et 0 événements. Cette condition conserve donc 85 % des événements du signal bien reconstruit. Pour le signal mal reconstruit, l'efficacité est indéterminée. Pour le bruit de fond, on peut dire qu'il reste moins de 2.3 événements, à 90 % de niveau de confiance, et que l'efficacité est supérieure à 99.2 %. **L'efficacité de cette condition de sphéricité, après application de toutes les autres coupures, est de conserver 85 % du signal bien reconstruit et d'éliminer au moins 99.2 % des muons atmosphériques.**

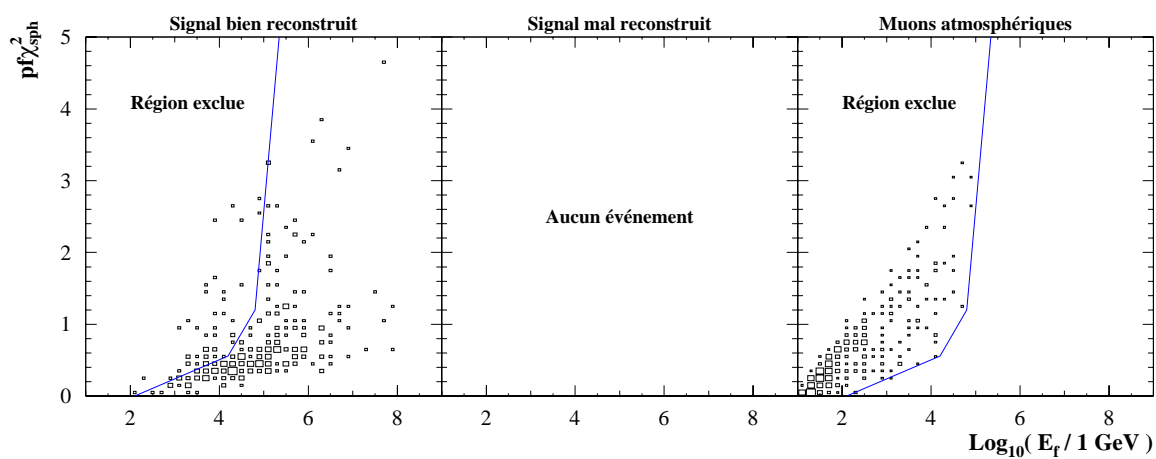


Figure 5.7: Distributions de $pf\chi_{sph}^2$ pour les événements du signal bien reconstruits, mal reconstruits, et pour les événements du bruit de fond dû aux muons atmosphériques. La présélection et toutes les autres coupures sont appliquées.

5.4.3 Photomultiplicateurs non touchés

Nous avons vu au paragraphe 4.5.3 que l'ajustement est effectué par la minimisation de $sf\chi^2 = W_a \cdot \chi_a^2 + W_p \cdot \chi_p^2$. En particulier, χ_p^2 mesure la compatibilité entre l'hypothèse d'une cascade contenue (ayant les paramètres ajustés) et l'information correspondant aux photomultiplicateurs non touchés. Cette valeur doit être plus faible pour un événement du signal que pour un événement du bruit de fond. Ici encore, la séparation dépend de l'énergie. D'autre part, on peut voir sur la figure 5.8, qu'il n'y a aucun événement du signal mal reconstruit à supprimer en coupant sur la valeur de χ_p^2 (ce qui signifie, comme au paragraphe 5.4.2, que les autres coupures suffiraient, s'il n'y avait pas aussi le bruit de fond à réduire).

Soit la condition de compatibilité pour les photomultiplicateurs non touchés, définie par les trois coupures suivantes (représentées par une ligne brisée sur la figure 5.8) :

$$\text{NT-1 } \chi_p^2 \leq E_f^{0.55} / 10^{3.75}$$

OU

$$\text{NT-2 } \chi_p^2 \leq E_f^{0.75} / 10^{4.65}$$

OU

$$\text{NT-3 } \chi_p^2 \leq E_f^{3.8} / 10^{19.9}$$

De la même manière que pour la sphéricité, nous pouvons conclure que cette condition, combinée avec toutes les autres coupures, permet d'éliminer tous les événements du signal mal reconstruits et du bruit de fond, dans le lot que nous avons simulés. Et nous pouvons en déduire des limites supérieures sur son efficacité. Avant cette condition, on a 257 événements du signal bien reconstruits, 0 événements du signal mal reconstruits et 92 événements du bruit de fond. Après application de cette condition, il reste respectivement 248, 0 et 0. **L'efficacité de cette condition de compatibilité pour les photomultiplicateurs non touchés, après application de toutes les autres coupures, est de conserver 96 % du signal bien reconstruit et d'éliminer au moins 97 % des muons atmosphériques.**

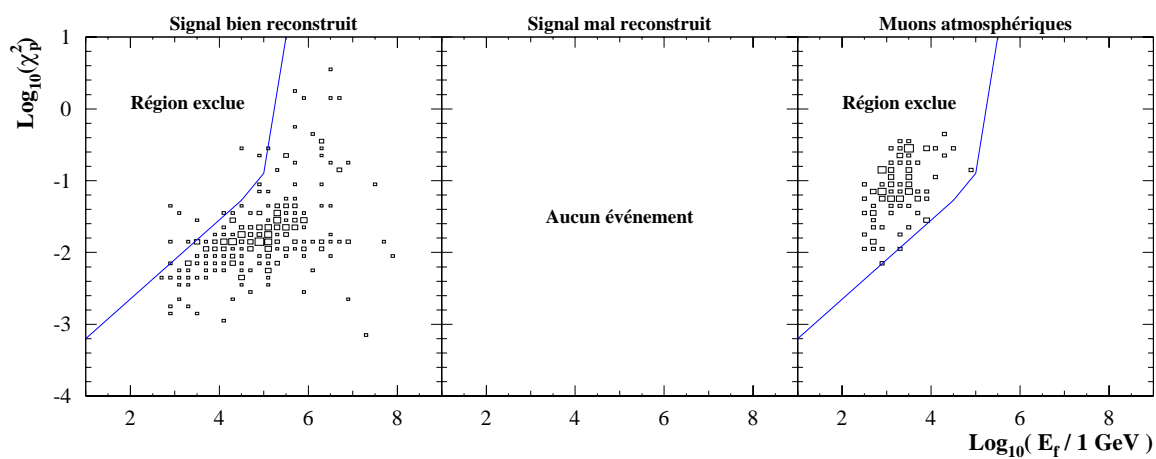


Figure 5.8: Distributions de χ_p^2 pour les événements du signal bien reconstruits, mal reconstruits, et pour les événements du bruit de fond dû aux muons atmosphériques. La présélection et toutes les autres coupures sont appliquées.

5.4.4 Amplitudes mesurées

Après l'ajustement, χ_a^2 mesure la compatibilité entre l'hypothèse d'une cascade contenue (ayant les paramètres ajustés) et l'information correspondant aux amplitudes mesurées. Cette valeur doit être plus faible pour un événement du signal que pour un événement du bruit de fond. Ici encore, la séparation dépend de l'énergie. Mais cette fois, les coupures définies sont nécessaires aussi pour discriminer le signal bien reconstruit et mal reconstruit (figure 5.9).

Soit la condition de compatibilité pour les amplitudes mesurées, définie par les quatre coupures suivantes (représentées par une ligne brisée sur la figure 5.9) :

$$\text{A-1 } \chi_a^2 \leq 10^{0.25}$$

OU

$$\text{A-2 } \chi_a^2 \leq E_f^{0.1}/10^{0.04}$$

OU

$$\text{A-3 } \chi_a^2 \leq E_f^{0.33}/10^{1.101}$$

OU

$$\text{A-4 } \chi_a^2 \leq E_f^{0.6885}/10^{3.3954}$$

De la même manière que pour la sphéricité et pour les photomultiplicateurs non touchés, nous pouvons conclure que cette condition, combinée avec toutes les autres coupures, permet d'éliminer tous les événements du signal mal reconstruits et du bruit de fond, dans le lot que nous avons simulés. Et nous pouvons en déduire des limites supérieures sur son efficacité. Avant cette condition, on a 390 événements du signal bien reconstruits, 137 événements du signal mal reconstruits et 232 événements du bruit de fond. Après application de cette condition, il reste respectivement 248, 0 et 0. **L'efficacité de cette condition de compatibilité pour les amplitudes mesurées, après application de toutes les autres coupures, est de conserver 64 % du signal bien reconstruit et d'éliminer au moins 98 % du signal mal reconstruit et au moins 98.9 % des muons atmosphériques.**

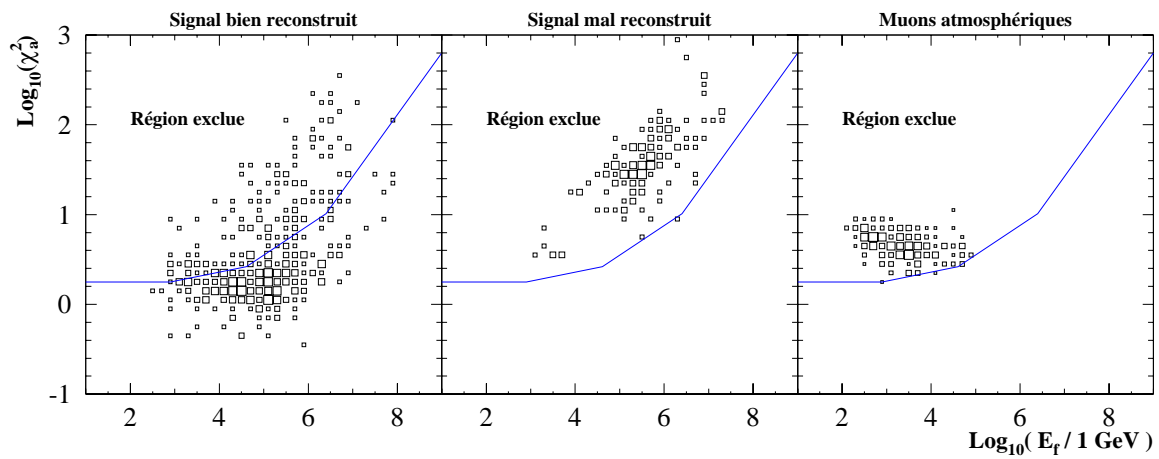


Figure 5.9: Distributions de χ_a^2 pour les événements du signal bien reconstruits, mal reconstruits, et pour les événements du bruit de fond dû aux muons atmosphériques. La présélection et toutes les autres coupures sont appliquées.

5.4.5 Proximité du vertex reconstruit

Ayant appliqué toutes les coupures exposées jusqu'ici, tous les événements indésirables restants sont reconstruits à l'extérieur du détecteur, comme on peut le voir sur la figure 5.10. Sur celle-ci, nous avons représenté la position reconstruite des différents événements, en séparant les événements reconstruits ascendants et descendants. En pointillés, nous avons ajouté les limites du volume instrumenté (± 174 m en hauteur et 115 m de rayon). Les traits pleins représentent les limites du volume fiduciel, défini par les coupures suivantes :

- pour les événements reconstruits ascendants ($\theta_f < 90^\circ$) :

$$\text{PR-U-1 } z_f \leq 160$$

ET

$$\text{PR-U-2 } z_f \leq 415 - 2.1 * \sqrt{x_f^2 + y_f^2}$$

ET

$$\text{PR-U-3 } \sqrt{x_f^2 + y_f^2} \leq 172$$

ET

$$\text{PR-U-4 } (z_f \geq 1.07 * \sqrt{x_f^2 + y_f^2} - 312.68 \quad \text{OU} \quad z_f \geq 11.25 * \sqrt{x_f^2 + y_f^2} - 1575)$$

ET

$$\text{PR-U-5 } z_f \geq -280$$

- pour les événements reconstruits descendants ($\theta_f \geq 90^\circ$) :

$$\text{PR-D-1 } z_f \leq 160$$

ET

$$\text{PR-D-2 } z_f \leq 305.6 - 1.4 * \sqrt{x_f^2 + y_f^2}$$

ET

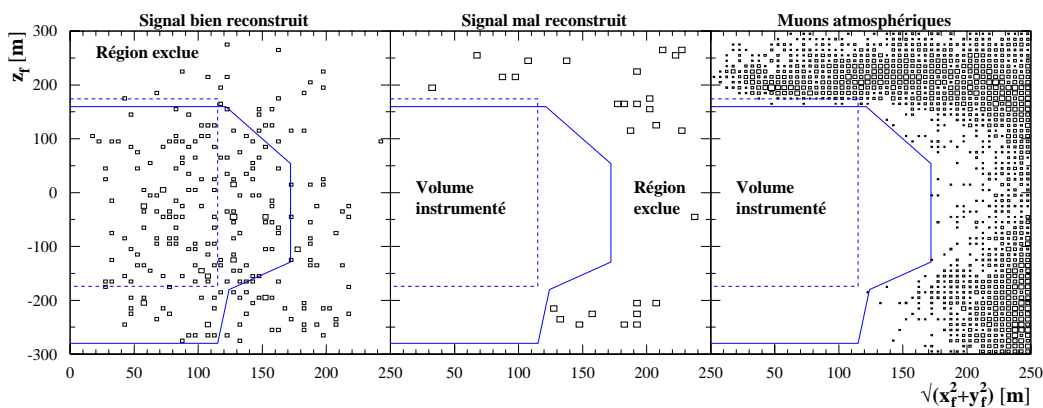
$$\text{PR-D-3 } \sqrt{x_f^2 + y_f^2} \leq 156$$

ET

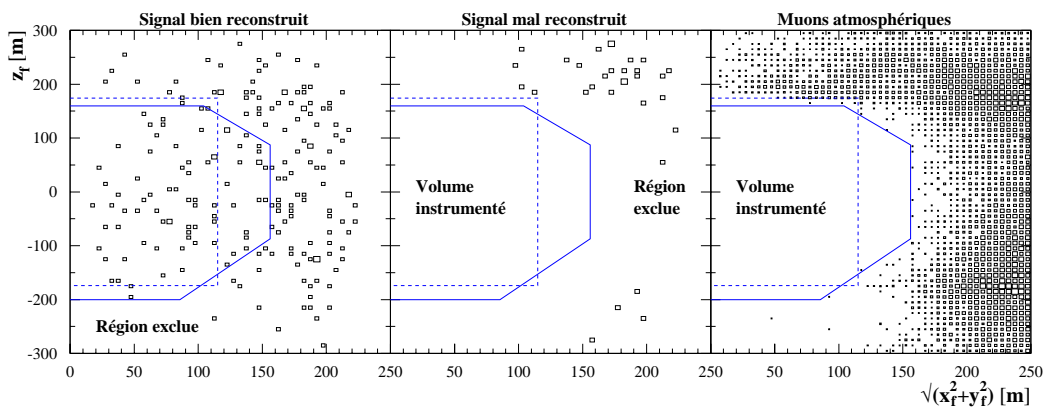
$$\text{PR-D-4 } z_f \geq 1.6 * \sqrt{x_f^2 + y_f^2} - 336.8$$

ET

$$\text{PR-D-5 } z_f \geq -200$$



(a) Événements reconstruits ascendants



(b) Événements reconstruits descendants

Figure 5.10: Distributions des vertex reconstruits pour les événements du signal bien reconstruits, mal reconstruits, et pour les événements du bruit de fond dû aux muons atmosphériques (en séparant les événements reconstruits ascendants et descendants). La présélection et toutes les autres coupures sont appliquées.

La figure nous montre que ce volume de détection peut être plus large que le volume instrumenté, déjà pour les événements reconstruits descendants, et encore un peu plus pour les événements reconstruits ascendants. Il peut sembler étonnant, à première vue, que les mauvais événements, et en particulier le bruit de fond, soient tous situés si précisément à l'extérieur du détecteur. Mais n'oublions pas que toutes les autres coupures sont appliquées auparavant et que celles-ci permettent de nettoyer très efficacement le lot d'événements, à condition que ceux-ci ne soient pas topologiquement biaisés de par leur position et leur direction (ceci est donc vrai pour les événements qui sont bien situés à l'intérieur ou à proximité du volume instrumenté). La condition de proximité du vertex reconstruit, *c.-à-d.* la définition du volume fiduciel, est cependant nécessaire pour rejeter les événements dont l'information est naturellement biaisée de par leur position et leur direction. On peut constater sur la figure que le risque de mal interpréter un événement est surtout important juste au-dessus du détecteur (en particulier à cause de l'orientation des photomultiplicateurs vers le bas) et dans les coins (où on risque de ne pas voir le muon si c'est du bruit de fond).

Avant cette condition, on a 442 événements du signal bien reconstruits, 59 événements du signal mal reconstruits et 38 373 événements du bruit de fond. Après application de cette condition, il reste respectivement 248, 0 et 0. **L'efficacité de cette dernière condition est de conserver 56 % du signal bien reconstruit, et de supprimer au moins 95 % du signal mal reconstruit et au moins 99.99 % du bruit de fond.**

5.4.6 Récapitulatif

Les événements qui passent avec succès les conditions définies précédemment seront dits **reconstruits et acceptés**. L'efficacité globale de toutes ces conditions, en tenant compte du déclenchement, est de conserver 24 % du signal bien reconstruit, moins de $6.5 \cdot 10^{-2}$ % du signal mal reconstruit et moins de $2.3 \cdot 10^{-5}$ % du bruit de fond (à 90 % de niveau de confiance). Le rapport *Signal bien reconstruit / Bruit de fond* est amélioré d'un facteur supérieur à $1.05 \cdot 10^6$, tandis que le rapport *Signal bien reconstruit / Signal mal reconstruit* est amélioré d'un facteur supérieur à 365.

Nous allons maintenant passer en revue les différentes performances obtenues pour la détection de cascades contenues, en appliquant toutes ces coupures.

5.5 Performances

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.7, les qualités importantes pour un télescope à neutrinos, dans le cas de la détection d'événements contenus, sont un grand volume effectif, une bonne résolution en énergie, et une bonne résolution angulaire.

Ce sont ces performances que nous allons maintenant caractériser pour la détection d'événements à une cascade seule (topologie 2.3.2), correspondant à des interactions $\nu_e N cc$ d'une part, et $\nu N cn$ d'autre part, en utilisant la reconstruction décrite au chapitre 4 et les coupures décrites au paragraphe 5.4.

5.5.1 Volume effectif

Nous pouvons caractériser l'efficacité de détection par le pourcentage des événements simulés qui passent avec succès toutes les coupures (comme nous l'avons vu au paragraphe 5.4.6). Cepen-

dant, il faut pondérer ceci par le volume de tirage et étudier la dépendance avec l'énergie et la direction du volume de détection obtenu.

C'est ce que nous représentons sur les figures 5.11 et 5.12. Notons que la **détection d'événements $\nu_e N cc$ présente un seuil vers 200 à 300 GeV. Vers 100 TeV, le volume effectif atteint un maximum correspondant à environ 60 % du volume instrumenté (soit $\sim 8 \cdot 10^{-3} \text{ km}^3$). Au-dessus du PeV, il semble diminuer d'environ 30 %.** Cette apparente diminution est compatible avec les fluctuations statistiques qui sont importantes à cause de la lenteur des simulations à ces énergies-là, mais elle peut aussi s'expliquer par la taille du détecteur, trop limitée pour des cascades de telles énergies. Nous pensons que cet effet à ultra haute énergie ne sera plus sensible dans un détecteur comptant plus d'une centaine de lignes (ce qui est l'objectif à long terme de la collaboration ANTARES), comme le suggèrent les résultats présentés au paragraphe 5.7.2. La dépendance avec l'énergie du volume effectif pour des interactions $\nu N cn$ est assez proche de ce que nous venons de décrire pour les interactions $\nu_e N cc$. La principale différence réside dans le seuil qui est plus élevé : $\sim 1 \text{ TeV}$. **Le volume effectif pour les interactions $\nu_e N cc$ est quasiment isotrope pour des neutrinos ascendants, il diminue d'environ 25 % pour des neutrinos descendants proches de l'horizontale et d'environ 50 % pour des neutrinos descendants proches de la verticale.** Pour les interactions $\nu N cn$, la dépendance avec la direction est presque la même, si ce n'est que la diminution auprès de la verticale descendante est plus marquée (environ 70 %). Cette dépendance angulaire permet tout de même largement d'envisager une détection de neutrinos sur $4\pi \text{ sr}$, ce qui peut se révéler particulièrement intéressant à très haute énergie quand l'absorption des neutrinos dans la terre devient importante.

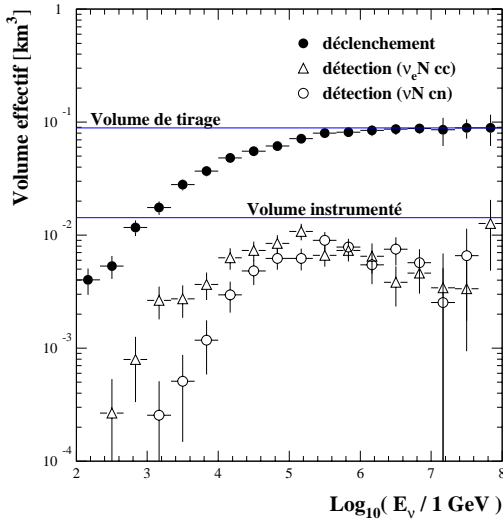


Figure 5.11: Volume effectif pour les interactions $\nu_e N cc$ et $\nu N cn$ en fonction de l'énergie du neutrino, au niveau du déclenchement, puis au niveau de la détection *c.-à-d.* après application de toutes les coupures. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

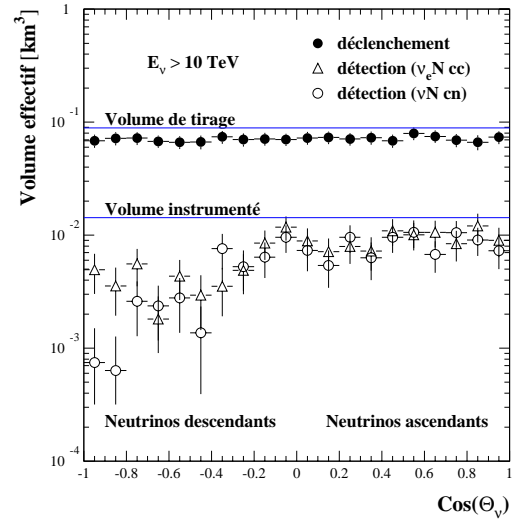


Figure 5.12: Volume effectif pour les interactions $\nu_e N cc$ et $\nu N cn$ en fonction du cosinus de l'angle zénithal du neutrino (événements descendants à gauche, ascendants à droite), au niveau du déclenchement, puis au niveau de la détection *c.-à-d.* après application de toutes les coupures. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

5.5.2 Reconstruction du vertex / Résolution spatiale

La bonne reconstruction du vertex a peu d'importance physique, mais permet de vérifier que la reconstruction fonctionne bien. En effet, c'est une nécessité préalable pour reconstruire correctement l'énergie et la direction. Les figures 5.13 et 5.14 montrent clairement que pour les événements $\nu_e Ncc$ (resp. νNcn) la **résolution spatiale est** $\sim 1\text{ m}$ (resp. 1.5 m), indépendamment de l'énergie. Ceci est petit comparé aux tailles caractéristiques de la cascade ou du détecteur. Plus précisément, pour les événements $\nu_e Ncc$, la distance moyenne entre le vertex reconstruit et le maximum de la cascade est 1.1 m , et 50% (resp. 90%) des événements sont reconstruits avec une erreur spatiale inférieure à 80 cm (resp. 2.1 m). **La résolution temporelle est** $\sim 5\text{ ns}$ (écart-type 5.4 ns).

Ces erreurs spatiales et temporelles sont dominées par les fluctuations physiques inéluctables liées au développement longitudinal et transversal de la cascade, puisque les erreurs de mesures des temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs sont nettement inférieures ($1.26\text{ ns}/\sqrt{n_{pe}}$ dans ces simulations). Qu'en est-il des phénomènes que nous avons négligés dans la simulation ? Nous verrons au paragraphe 5.7.1 que l'hypothèse pessimiste, selon laquelle le temps de séparation des coups successifs est 30 ns au lieu de 1 ns , a probablement un effet négligeable sur ces résolutions spatiales et temporelles. Les erreurs de positionnement des modules optiques, inférieures à 5 cm , devraient apporter une contribution négligeable. Enfin, les erreurs d'alignement temporel des différentes horloges du détecteur, si elles peuvent être maintenues globalement inférieures à 2 ns (comme prévu dans les spécifications [127]), devraient également constituer une faible contribution. L'effet de la diffusion des photons dans l'eau est difficile à quantifier sans une simulation appropriée, mais on peut supposer que la résolution spatiale n'en sera pas beaucoup affectée. En effet, comme nous l'avons vu au paragraphe 3.5.1, des mesures *in situ* indiquent qu'à une distance de 24 m (resp. 44 m) moins de 5% (resp. 10%) des photons détectés ont un retard supérieur à 20 ns par rapport aux photons directs.

En ce qui concerne les interactions par courant neutre, on peut voir clairement sur les figures 5.13 et 5.14 que la résolution spatiale est légèrement moins bonne (distance moyenne 1.5 m). Ceci résulte de la différence entre cascades électromagnétiques (plus régulières et plus proches de l'axe) et hadroniques (plus fluctuantes et plus dispersées) : lors d'une interaction $\nu_e Ncc$, la cascade est dominée par la partie électromagnétique, tandis que c'est la partie hadronique qui domine lors d'une interaction νNcn .

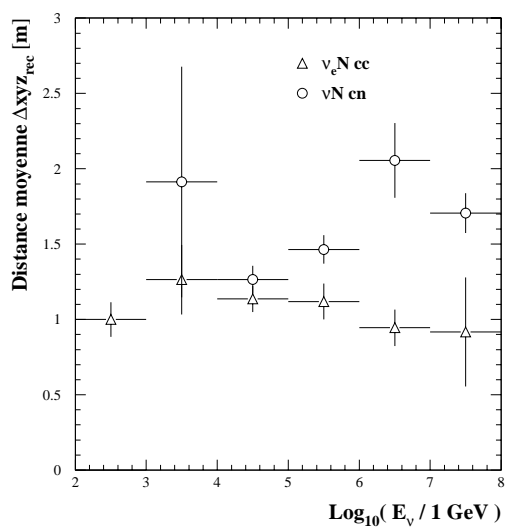


Figure 5.13: Distance moyenne entre le vertex reconstruit et le maximum de développement de la cascade en fonction de l'énergie du neutrino, après application de toutes les coupures. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

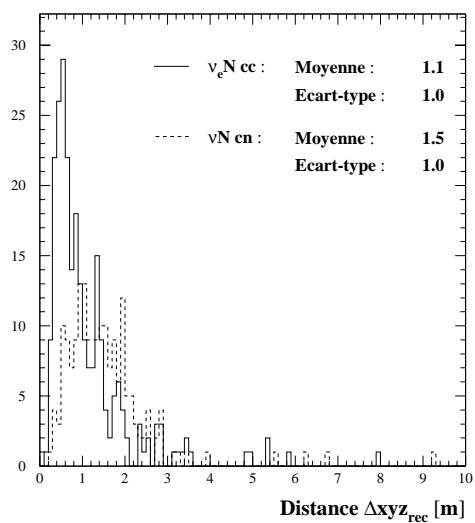


Figure 5.14: Erreur spatiale indiquée par la distance entre le vertex reconstruit et le maximum de développement de la cascade, après application de toutes les coupures, pour un spectre en E_ν^{-2} .

5.5.3 Reconstruction de l'énergie / Résolution spectrale

La résolution spectrale est un point fort dans la détection des événements $\nu_e N cc$ (par rapport aux événements non contenus, par exemple). En effet, les figures 5.15 et 5.16 nous montrent que **la résolution spectrale est d'environ 10 à 15 %**, indépendamment de l'énergie (la différence entre les deux premiers points sur la figure 5.15 semble être une simple fluctuation statistique, leur moyenne est encore 13 %). Plus précisément, la distribution des erreurs de reconstruction sur l'énergie du neutrino ($\Delta E_{rec}/E_\nu = (E_f - E_\nu)/E_\nu$) peut être correctement ajustée par une courbe gaussienne de largeur $\sigma_E(\nu_e N cc) = 8.7\%$, avec un bon χ^2 de 51 pour 33 degrés de liberté. L'écart-type de la distribution est un peu plus élevé (13.7 %), indiquant que les queues sont un peu plus importantes que celles de l'approximation gaussienne. On peut observer que l'énergie est, en moyenne, légèrement sous-estimée d'environ 5 %. Ceci nous semble lié au nettoyage nécessaire de l'ensemble des coups pour supprimer le bruit de fond optique, puisqu'on supprime en général davantage de coups que le bruit de fond réel. Il est facile de corriger ce biais systématique en écrivant que l'énergie reconstruite vaut $E_{rec} = E_f * 1.05$. Ayant appliqué cette petite correction, 50 % (resp. 90 %) des événements sont reconstruits avec une erreur spectrale inférieure à 8 % (resp. 24 %).

Par comparaison, pour les événements $\nu_\mu N cc$ contenus, d'énergie E_ν comprise entre 20 GeV et 100 GeV (en ne gardant que les événements tels que le parcours du muon soit entièrement contenu), la résolution sur l'énergie du muon est d'environ 20 % [79]. Des études sont en cours pour estimer l'énergie déposée sous forme hadronique.

Pour les événements non contenus, la résolution spectrale (sur l'énergie du muon, lors de son entrée dans le détecteur) correspond à un facteur 3 à basse énergie (*c.-à-d.* $E_{rec} = E_\mu^{+200\%}_{-67\%}$ pour $E_\mu < 10$ TeV) et 2 à haute énergie (*c.-à-d.* $E_{rec} = E_\mu^{+100\%}_{-50\%}$ pour $E_\mu > 10$ TeV) [114]. Ceci ne tient pas compte de la différence entre l'énergie du neutrino et celle du muon, qui est liée en partie à la cinématique de l'interaction et en grande partie aux pertes d'énergie du muon avant qu'il ne parvienne jusqu'au détecteur.

De manière similaire, on peut observer sur la figure 5.17 que la résolution spectrale pour les événements $\nu N cn$ est très nettement biaisée par l'énergie emportée par le neutrino (la corrélation diminue quand E_ν augmente). Ceci aura pour effet d'accroître la faiblesse des taux d'événements par courant neutre observés (ils sont déjà défavorisés par leur section efficace, inférieure d'un facteur 3 environ à la section efficace par courant chargé). La résolution spectrale pour les événements $\nu N cn$ (dispersion de $\Delta E_{rec}/E_\nu$) est donc nettement moins bonne que pour les événements $\nu_e N cc$, mais cela n'est pas problématique puisque le spectre reconstruit sera dominé par les événements correspondant à une interaction par courant chargé, comme nous le verrons plus précisément au paragraphe 5.6.

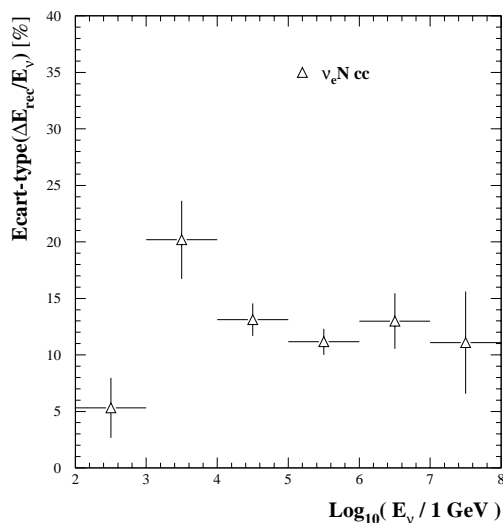


Figure 5.15: Résolution spectrale (écart-type de l'erreur relative) pour les événements $\nu_e N cc$, en fonction de l'énergie du neutrino, après application de toutes les coupures. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

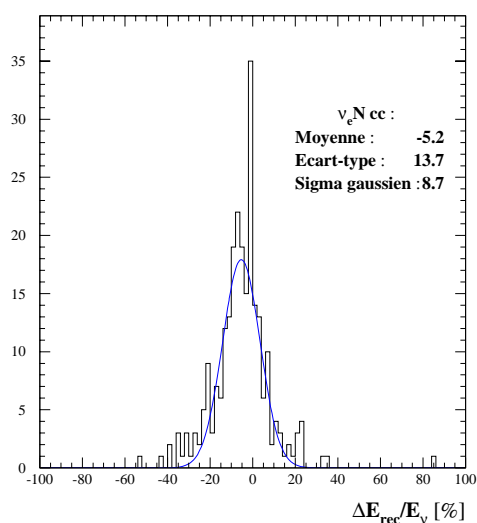


Figure 5.16: Erreur relative sur l'énergie du neutrino, pour les événements $\nu_e N cc$, après application de toutes les coupures, pour un spectre en E_ν^{-2} .

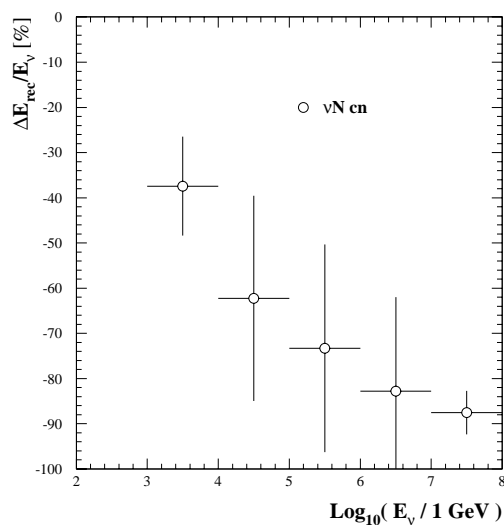


Figure 5.17: Erreur relative sur l'énergie du neutrino, pour les événements $\nu N cn$, après application de toutes les coupures. Les points correspondent, pour chaque intervalle en énergie du neutrino, à la valeur moyenne des résultats, tandis que les barres d'erreur indiquent leur dispersion.

5.5.4 Reconstruction de la direction / Résolution angulaire

Les figures 5.18, 5.19, 5.20 et 5.21 nous montrent que **les résolutions angulaires sont de l'ordre de 1 à 2°**, à peu près indépendamment de l'énergie, aussi bien pour les événements $\nu_e N cc$ que pour les événements $\nu N cn$. Plus précisément, distinguons l'erreur de reconstruction sur l'angle zénithal $\Delta\theta_{rec}$ et l'erreur angulaire globale α_{rec} .

Pour l'étude des neutrinos atmosphériques, diffus et caractérisés par une parfaite symétrie azimuthale, seul le zénith du neutrino compte. C'est pourquoi nous nous intéressons dans un premier temps à l'erreur sur l'angle zénithal. La distribution des erreurs de reconstruction sur l'angle zénithal ($\Delta\theta_{rec} = \theta_f - \theta_\nu$), pour les événements $\nu_e N cc$ (resp. $\nu N cn$), peut être correctement ajustée par une courbe gaussienne de largeur $\sigma_\theta(\nu_e N cc) = 1.6^\circ$ (resp. $\sigma_\theta(\nu N cn) = 1.1^\circ$), avec un bon χ^2 de 77 pour 42 degrés de liberté (resp. 36 pour 31). Les écarts-types des distributions sont un peu plus élevés (1.8° , resp. 1.7°), indiquant que les queues sont un peu plus importantes que celles des approximations gaussiennes. On peut observer que θ est, en moyenne, légèrement sous-estimée d'environ 0.5° . Ceci est un petit résidu de ce que nous avons déjà remarqué sur les figures 4.12a et 4.13a. Il nous semble donc toujours lié à l'orientation des modules optiques vers le bas. Il est facile de corriger ce biais systématique en écrivant que l'angle zénithal reconstruit vaut $\theta_{rec} = \theta_f + 0.5$. Ayant appliqué cette petite correction, 50 % (resp. 90 %) des événements $\nu_e N cc$ sont reconstruits avec une erreur zénithale inférieure à 0.8° (resp. 2.6°).

Dans le cas de l'astronomie neutrino, les deux composantes de la direction sont importantes pour retrouver la source du neutrino. Cependant la reconstruction de l'azimut n'est pas un bon indicateur car ce paramètre est bien contraint à l'horizontale, mais très peu auprès des pôles, en $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ (à la limite, l'azimut devient totalement dégénéré). Le paramètre qui indique l'erreur globale de reconstruction de la direction est l'angle entre la direction du neutrino et celle reconstruite. Notons le α_{rec} (en tenant compte de la petite correction ci-dessus pour l'angle zénithal). Cet angle étant nécessairement positif, sa distribution n'est pas symétrique et on ne peut pas caractériser l'erreur de reconstruction angulaire globale de la même manière que nous avons caractérisé l'erreur de reconstruction zénithale. Nous pouvons construire différents indicateurs de la résolution angulaire globale, à partir de la distribution de cet angle α_{rec} .

L'indicateur le plus simple est l'angle moyen : $\langle \alpha_{rec} \rangle = 2.2^\circ$ (1.7° pour les courants neutres). A partir de celui-ci, accompagné de l'écart-type σ_α , nous pouvons nous demander quelle est la contribution moyenne de l'erreur zénithale dans cette erreur angulaire globale, en écrivant, au premier ordre :

$$\alpha^2 = \delta\theta^2 + (\sin\theta \cdot \delta\phi)^2 \quad (5.1a)$$

$$\langle \alpha^2 \rangle = \langle \alpha \rangle^2 + \sigma_\alpha^2 = \langle \delta\theta^2 \rangle + \langle (\sin\theta \cdot \delta\phi)^2 \rangle \quad (5.1b)$$

$$\langle \alpha \rangle^2 + \sigma_\alpha^2 = \langle \delta\theta \rangle^2 + \sigma_\theta^2 + \langle \sin\theta \cdot \delta\phi \rangle^2 + \sigma_{\sin\theta \cdot \delta\phi}^2 \quad (5.1c)$$

$$\langle \alpha \rangle^2 + \sigma_\alpha^2 = \sigma_\theta^2 + \sigma_{\sin\theta \cdot \delta\phi}^2 \quad (5.1d)$$

Avec cette dernière équation, et avec les valeurs tirées des figures 5.19 et 5.21 on peut vérifier que les erreurs zénithale et azimuthale contribuent chacune pour environ la moitié en moyenne de l'erreur angulaire globale quadratique (considérée comme la somme quadratique de la moyenne $\langle \alpha \rangle$ et de l'écart-type σ_α), et ceci aussi bien pour les événements $\nu_e N cc$ que $\nu N cn$.

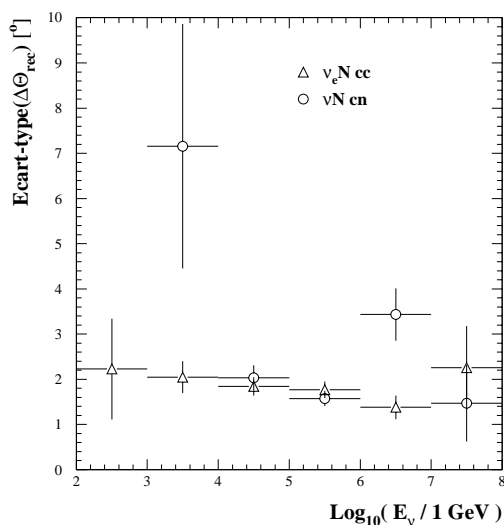


Figure 5.18: Résolution sur l'angle zénithal du neutrino (écart-type), en fonction de l'énergie du neutrino, après application de toutes les coupures. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

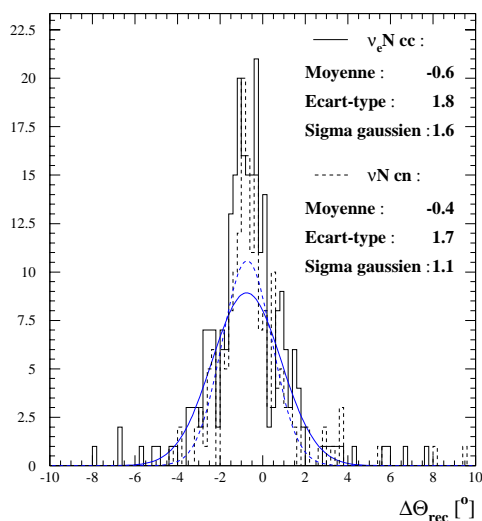


Figure 5.19: Erreur sur l'angle zénithal du neutrino, après application de toutes les coupures, pour un spectre en E_{ν}^{-2} .

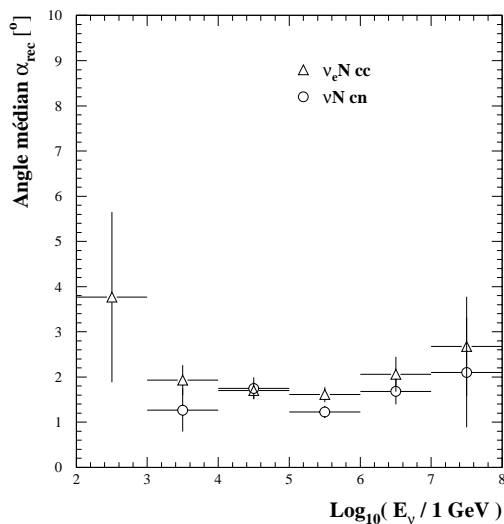


Figure 5.20: Résolution angulaire globale (médiane), en fonction de l'énergie du neutrino, après application de toutes les coupures, et après correction sur l'angle zénithal. Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

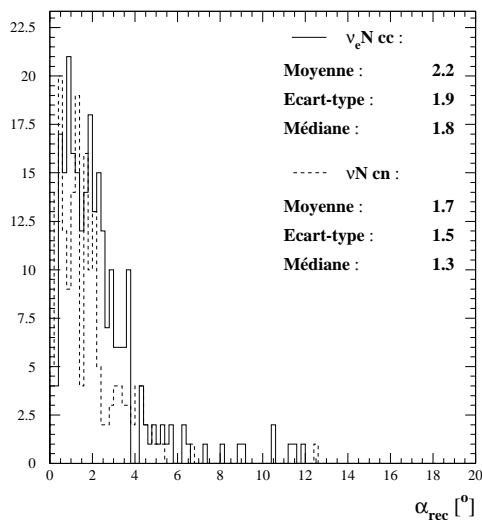


Figure 5.21: Erreur angulaire globale, après application de toutes les coupures, et après correction sur l'angle zénithal, pour un spectre en E_{ν}^{-2} .

En astronomie, deux autres indicateurs sont plus parlants et plus souvent utilisés. Il s'agit de la largeur totale à mi-hauteur (FWHM pour Full Width at Half Maximum), qui caractérise la capacité à séparer deux sources ponctuelles de même intensité, et le maximum de signification statistique, qui caractérise la capacité à discriminer une source ponctuelle du bruit de fond.

Nous pouvons calculer la largeur totale à mi-hauteur en représentant la fonction de dispersion d'un point (PSF pour Point-Spread Function) définie par la densité d'événements reconstruits autour de la direction vraie (par unité d'angle solide). Si cette fonction ne dépend que de α_{rec} (et cela semble être le cas, puisque nous avons vu que les contributions des erreurs selon θ et ϕ sont équivalentes), alors on peut l'écrire :

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{dN}{2\pi \sin \alpha d\alpha} \simeq \frac{dN}{2\pi \alpha d\alpha} \quad (5.2)$$

Cette fonction de α_{rec} présente normalement un maximum en 0 : c'est la hauteur du pic. Alors, la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) est le double du rayon correspondant à la demi-hauteur de ce pic. Elle caractérise la capacité à séparer deux sources ponctuelles de même intensité, puisque c'est la séparation minimale pour obtenir un contraste supérieur à 2 entre les deux sources. Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.22, où nous avons représenté la distribution de α_{rec} pondérée par $1/\alpha_{rec}$, la largeur totale à mi-hauteur vaut environ 2.0° pour les événements $\nu_e N cc$ et 1.2° pour les événements $\nu N cn$.

La signification statistique de détection d'une source ponctuelle est donnée par le rapport Signal/ $\sqrt{\text{Bruit}}$ dans un pixel entourant la direction vraie de la source. Plus elle est élevée, plus la probabilité qu'une fluctuation statistique du bruit de fond soit à l'origine de l'excès d'événements est faible. Le bruit de fond, localement isotrope, donnera un nombre d'événements dans le pixel directement proportionnel à l'angle solide sous-tendu par ce pixel, *c.-à-d.* au carré de son rayon. Autrement dit, nous pouvons écrire :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \propto \frac{\int_0^{R_{\text{pixel}}} \frac{dN}{d\alpha} d\alpha}{\text{Rayon du pixel}} \quad (5.3)$$

C'est ce que nous avons représenté sur la figure 5.23. Elle nous montre que, pour les événements $\nu_e N cc$, le maximum de signification statistique se situe entre 1.8° et 2.6° , tandis que pour les événements $\nu N cn$, elle se situe entre 0.4° et 2.2° .

Les fluctuations statistiques des événements simulés, reconstruits et acceptés ne nous permettent pas de quantifier plus précisément la résolution angulaire, mais nous pouvons retenir simplement que tous ces indicateurs sont compatibles avec la médiane de la distribution de α_{rec} , qui vaut 1.8° pour les événements $\nu_e N cc$ et 1.3° pour les événements $\nu N cn$.

Une telle résolution angulaire est nettement inférieure à celle que l'on peut obtenir pour les événements muoniques non contenus (avec une médiane de 0.2° , en l'absence de diffusion, devenant $0.3-0.4^\circ$, si l'on tient compte de la diffusion). Toutefois, cela semble suffisant pour permettre d'associer une bonne partie de ces événements à différentes sources ponctuelles (lesquelles seront repérées avant tout grâce à leurs neutrinos muoniques). Il devrait donc être possible d'étudier le rapport entre saveurs de neutrinos, ainsi que le spectre d'émission de neutrinos, pour les sources les plus puissantes.

5.5.5 Rejet des bruits de fond

La détection de neutrinos électroniques, comme nous l'avons vu au chapitre 2, nécessite de rejeter très efficacement le bruit de fond dominant constitué par les muons atmosphériques

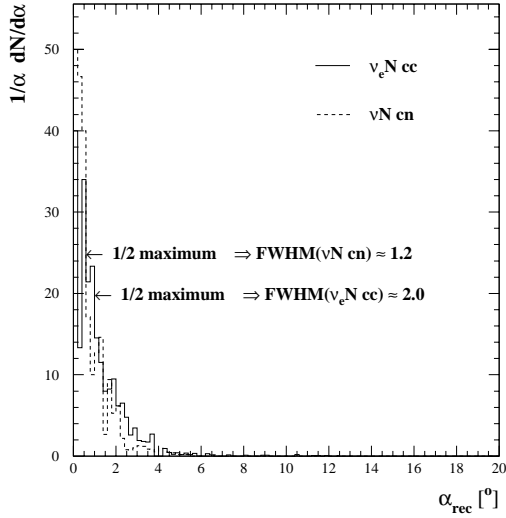


Figure 5.22: Distribution de l'erreur angulaire globale, pondérée par $1/\alpha_{rec}$ pour être proportionnelle à la densité d'événements par unité d'angle solide (équation 5.2, voir texte).

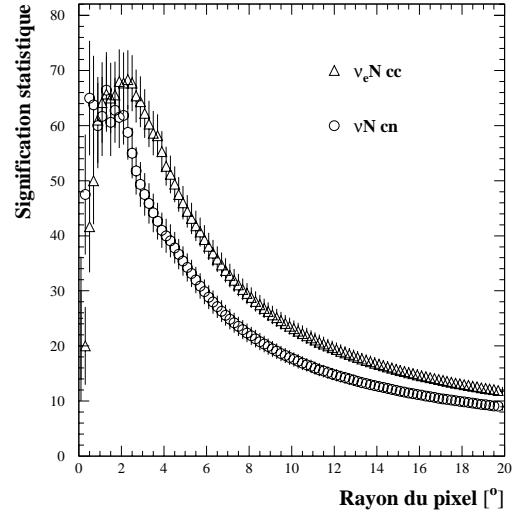


Figure 5.23: Signification statistique de détection d'une source ponctuelle, en fonction du rayon du pixel (équation 5.3, voir texte).

(topologies 2.5.1.1 et 2.5.1.2). Au paragraphe 5.4, nous avons présenté un ensemble de coupures permettant d'éliminer complètement tous les événements de bruit de fond simulés. Ceci peut se traduire par des limites sur les taux de rejet effectifs et sur les taux d'événements de bruit de fond reconstruits et acceptés.

Tout d'abord, rappelons que les neutrinos atmosphériques constituent un bruit de fond irréductible dans notre projet. C'est donc par rapport à ce bruit de fond qu'il faut comparer celui qui provient des muons atmosphériques. Autrement dit, il nous faut essayer de réduire le bruit des muons atmosphériques au-dessous du niveau des neutrinos atmosphériques. Notons $N_{attendus}$ (respectivement $N_{acceptés}$) le taux d'événements du bruit de fond ($\mu_{atm} \rightarrow \mu + \gamma$ ou $\mu_{atm} \rightarrow e$ ou ν_{atm} selon le cas) attendus (respectivement reconstruits et acceptés) dans le volume défini par la canette de tirage (0.08891 km^3). Notons $N_{simulés}$ le nombre d'événements que nous avons simulés et qui détermine la limite statistique. Nous pouvons définir le taux de rejet minimum nécessaire ϵ_{min} , le taux de rejet effectif ϵ_{eff} , et le rapport du taux de muons atmosphériques sur celui de neutrinos atmosphériques reconstruits et acceptés $R_{acceptés}$:

$$\epsilon_{min} = \frac{N_{attendus}(\mu_{atm})}{N_{attendus}(\nu_{atm})} \quad (5.4a)$$

$$\epsilon_{eff} = \frac{N_{simulés}(\mu_{atm})}{N_{acceptés}(\mu_{atm})} \quad (5.4b)$$

$$R_{acceptés} = \frac{N_{acceptés}(\mu_{atm})}{N_{acceptés}(\nu_{atm})} \quad (5.4c)$$

C'est ce dernier rapport qui est le plus déterminant quant à la capacité de rejet des muons atmosphériques. Nous devons essayer de le rendre inférieur à 1 et même négligeable devant 1 si possible.

Afin de caractériser le rejet du bruit de fond en fonction de l'énergie, nous utiliserons les valeurs de taux d'événements attendus par décade que nous avons calculés au paragraphe 2.6 (figure 2.9). Avec ces valeurs, nous pouvons calculer, pour chaque décade et pour chacun des deux types de bruit de fond, le taux de rejet minimum ϵ_{min} et le taux d'événements attendus par an $N_{attendus}$. Puis, à partir du nombre d'événements simulés, nous pouvons en déduire le temps d'exposition correspondant (c'est le rapport $N_{simulés}/N_{attendus}(\text{an}^{-1})$).

Enfin, en prenant en considération l'absence de bruit de fond reconstruit et accepté parmi chaque lot d'événements simulés, nous pouvons affecter une limite de Poisson de 2.3 événements³ pendant ce temps d'exposition correspondant, pour chaque composante et pour chaque décade. Une simple extrapolation proportionnelle à un an de prises de données nous permet de calculer les limites sur les taux d'événements de bruit de fond reconstruits et acceptés. En divisant ces limites par les taux d'événements de signal provenant des neutrinos atmosphériques (que nous calculerons au paragraphe 5.6), nous pouvons alors déterminer des limites pour le rapport des muons atmosphériques sur les neutrinos atmosphériques reconstruits et acceptés.

Tous les chiffres relatifs aux statistiques de simulation que nous venons de définir sont regroupés dans les tableaux 5.1 et 5.2. Le total de temps de calcul requis pour obtenir cela fut d'environ 4000 heures CPU sur des machines HP-UX 10.20 équipées d'un processeur PA-8000. On peut constater que le bruit de fond dû aux désintégrations en vol des muons atmosphériques ne devrait poser aucun problème, et que celui dû aux pertes catastrophiques des muons atmosphériques par rayonnement de freinage est rejeté efficacement au moins au-dessus de 10 TeV (il est vraisemblable qu'avec des statistiques de simulation deux fois plus importantes, nous pourrions prouver l'efficacité du rejet sur tout le domaine en énergie). Les limites obtenues sont également représentées sur la figure 5.24, parallèlement avec les spectres reconstruits des neutrinos atmosphériques et de différents modèles de neutrinos cosmiques.

muon + rayonnement de freinage						
$E_{cascade}$	0.1-1 TeV	1-10 TeV	10-100 TeV	0.1-1 PeV	1-10 PeV	10-100 PeV
ϵ_{min}	$2.1 \cdot 10^3$	$4.7 \cdot 10^3$	$1.4 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^2$	71	15
$N_{attendus}(\text{an}^{-1})$	$1.1 \cdot 10^8$	$5.8 \cdot 10^6$	$4.5 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^2$	$4.1 \cdot 10^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$N_{simulés}$	$9.0 \cdot 10^6$	$9.0 \cdot 10^5$	$3.0 \cdot 10^5$	$3.0 \cdot 10^4$	5 500	5 500
Temps d'exposition correspondant	29 jours	57 jours	6.6 ans	200 ans	13 000 ans	$5 \cdot 10^6$ ans
Limites de Poisson (90 % CL) :						
$N_{acceptés}(\text{an}^{-1})$	< 29	< 15	< 0.35	< $1.1 \cdot 10^{-2}$	< $1.8 \cdot 10^{-4}$	< $4.6 \cdot 10^{-7}$
$R_{acceptés}$	< 1.8	< 1.5	< 0.43	< 0.24	< 0.19	< 0.36

Tableau 5.1: Résumé des statistiques du bruit de fond simulé et des limites sur les taux d'événements reconstruits et acceptés pour la topologie 2.5.1.1 (muon atmosphérique ayant une perte d'énergie importante par rayonnement de freinage). Les notations sont définies dans le texte.

N.B. : Toutes les coupures pour éliminer le bruit de fond ont été définies au plus juste (*c.-à-d.* qu'elles font le "tour" des événements gênants), mais nous avons vérifié qu'il était possi-

³Toutes les limites données ici sont à 90% de niveau de confiance, noté 90% CL pour Confidence Level.

désintégration d'un muon						
E_e	0.1-1 TeV	1-10 TeV	10-100 TeV	0.1-1 PeV	1-10 PeV	10-100 PeV
ϵ_{min}	6.0	$7.0 \cdot 10^{-2}$	$7.4 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$2.9 \cdot 10^{-7}$	$6.1 \cdot 10^{-9}$
$N_{attendus}(\text{an}^{-1})$	$3.2 \cdot 10^5$	87	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$6.3 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-9}$	$4.5 \cdot 10^{-13}$
$N_{simulés}$	$6.0 \cdot 10^4$	500	500	500	500	500
Temps d'exposition correspondant	68 jours	5.7 ans	$2.1 \cdot 10^4$ ans	$7.9 \cdot 10^7$ ans	$3.0 \cdot 10^{11}$ ans	$1.1 \cdot 10^{15}$ ans
Limites de Poisson (90 % CL) :						
$N_{acceptés}(\text{an}^{-1})$	< 15	< 0.46	< $1.3 \cdot 10^{-4}$	< $3.5 \cdot 10^{-8}$	< $9.4 \cdot 10^{-12}$	< $2.6 \cdot 10^{-15}$
$R_{acceptés}$	< 0.91	< $4.5 \cdot 10^{-2}$	< $1.6 \cdot 10^{-4}$	< $7.7 \cdot 10^{-7}$	< $1.0 \cdot 10^{-8}$	< $2.0 \cdot 10^{-9}$

Tableau 5.2: Résumé des statistiques du bruit de fond simulé et des limites sur les taux d'événements reconstruits et acceptés pour la topologie 2.5.1.2 (désintégration en vol d'un muon atmosphérique). Les notations sont définies dans le texte.

ble de relâcher légèrement toutes les coupures, en adoptant des profils plus grossiers, de manière à augmenter l'efficacité de détection du signal d'environ 10 %, tout en récupérant moins de trois événements de bruit de fond par décade de sorte que les limites supérieures deviennent des taux effectifs de bruit de fond.

5.6 Taux d'événements reconstruits et acceptés

Ayant caractérisé le volume effectif, les résolutions angulaire et spectrale, et le rejet des muons atmosphériques, nous pouvons maintenant comparer différents modèles de production de neutrinos de haute énergie, en termes de taux d'événements reconstruits et acceptés. Ceux-ci résultent d'une convolution entre le spectre et la distribution zénithale des neutrinos engendrés, leur probabilité de transmission jusqu'au détecteur et la section efficace d'interaction, le volume effectif en fonction de l'énergie et de la direction, et enfin la résolution spectrale du détecteur.

La figure 5.24 nous permet de faire cette comparaison des spectres reconstruits, pour certains des modèles présentés au chapitre 1. Les taux d'événements attendus par km^3 et par an, pour ces mêmes modèles, ont été présentés de manière similaire sur la figure 2.9 au chapitre 2. Ici, les processus pris en compte sont $(\nu_e + \bar{\nu}_e)N_{cc}$, $(\nu_e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau)N_{cn}$ et $(\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau)N_{cc}$. Les deux premiers types sont inclus en pondérant les deux lots d'événements $\nu_e N_{cc}$ et νN_{cn} qui ont été simulés, reconstruits et acceptés. Afin d'ajouter la contribution des événements $\nu_\tau N_{cc}$ (qui n'ont pas été simulés par manque d'outils adaptés), nous avons supposé que l'efficacité de détection est la même que pour les événements $\nu_e N_{cc}$, quand le tau se désintègre en un électron ou en hadrons, et avant la fin du développement de la gerbe hadronique, mais qu'elle est nulle quand le tau se désintègre plus loin ou bien en muon. Par ailleurs, la résolution spectrale, seulement pour ces événements $\nu_\tau N_{cc}$, est supposée parfaite⁴. Ainsi, il suffit de pondérer les histogrammes correspondant aux taux d'événements attendus (obtenus au paragraphe 2.6) par le volume effectif dépendant de l'énergie.

⁴Il suffit en fait de supposer qu'elle est largement meilleure qu'une décade, ce qui se justifie puisque seule une petite partie de l'énergie s'échappe sous la forme du ν_τ produit par la désintégration et que le reste est déposé de la même manière que pour un événement $\nu_e N_{cc}$.

Sur la figure, sont représentés le modèle ATM [40, 41] pour les neutrinos atmosphériques, et les modèles NMB93 [59], SS95 [60, 61] et P96 [62] pour les neutrinos provenant de noyaux actifs de galaxie. Les limites à 90 % de niveau de confiance sur le bruit de fond des muons atmosphériques (paragraphe 5.5.5) sont également indiquées.

Nous pouvons remarquer que les modèles génériques NMB93 et SS95 donneraient des taux d'événements comparables au bruit de fond (muons et neutrinos atmosphériques) entre 1 et 10 TeV (environ une dizaine d'événements par an) et supérieurs de plus d'un ordre de grandeur si l'on place un seuil sur l'énergie reconstruite vers 10 TeV (auquel cas le taux d'événements intégré serait environ une vingtaine contre moins d'un événement pour le bruit de fond). En revanche, un modèle de blazars comme P96 serait beaucoup plus difficile à détecter : il ne domine le bruit de fond qu'au-dessus de ~ 100 TeV et les taux d'événements intégrés sont trop faibles (environ 0.8 par an contre 0.05 pour le bruit de fond) pour permettre une détection avec certitude en seulement une année.

Sur la figure 5.25, nous avons représenté les contributions des différents saveurs de neutrinos et des différents processus aux taux d'événements reconstruits et acceptés. Elles dépendent de l'énergie et du modèle. Nous avons choisi de représenter ces proportions seulement pour le modèle ATM et le modèle NMB93.

Pour les neutrinos atmosphériques, nous pouvons remarquer la très rapide diminution de la contribution des neutrinos tauïques, due à la faible probabilité d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ au-dessus de quelques centaines de GeV. La contribution des neutrinos électroniques par courant neutre est beaucoup plus faible que celle des neutrinos muoniques car les cascades atmosphériques produisent des flux de neutrinos électroniques environ dix fois moindres que les neutrinos muoniques. Quel que soit le modèle, la contribution des interactions par courant neutre est défavorisée par la section efficace et diminue avec l'énergie à cause du décalage entre l'énergie reconstruite et celle du neutrino (en effet, le neutrino ne dépose qu'une partie de son énergie sous la forme d'une cascade hadronique, et cette partie déposée diminue relativement avec l'énergie du neutrino, ce qui a pour effet de diminuer le rapport entre courant neutre et courant chargé). Pour le modèle NMB93, nous pouvons remarquer l'importance relative du processus $\nu_\tau N cc$, jusque vers 1 PeV. Au-delà, la longueur moyenne de désintégration du tau est supérieure à la longueur de développement de la gerbe hadronique, rendant la reconstruction d'une cascade seule de plus en plus inefficace : une autre méthode de reconstruction devra être mise au point pour ces événements à deux cascades.

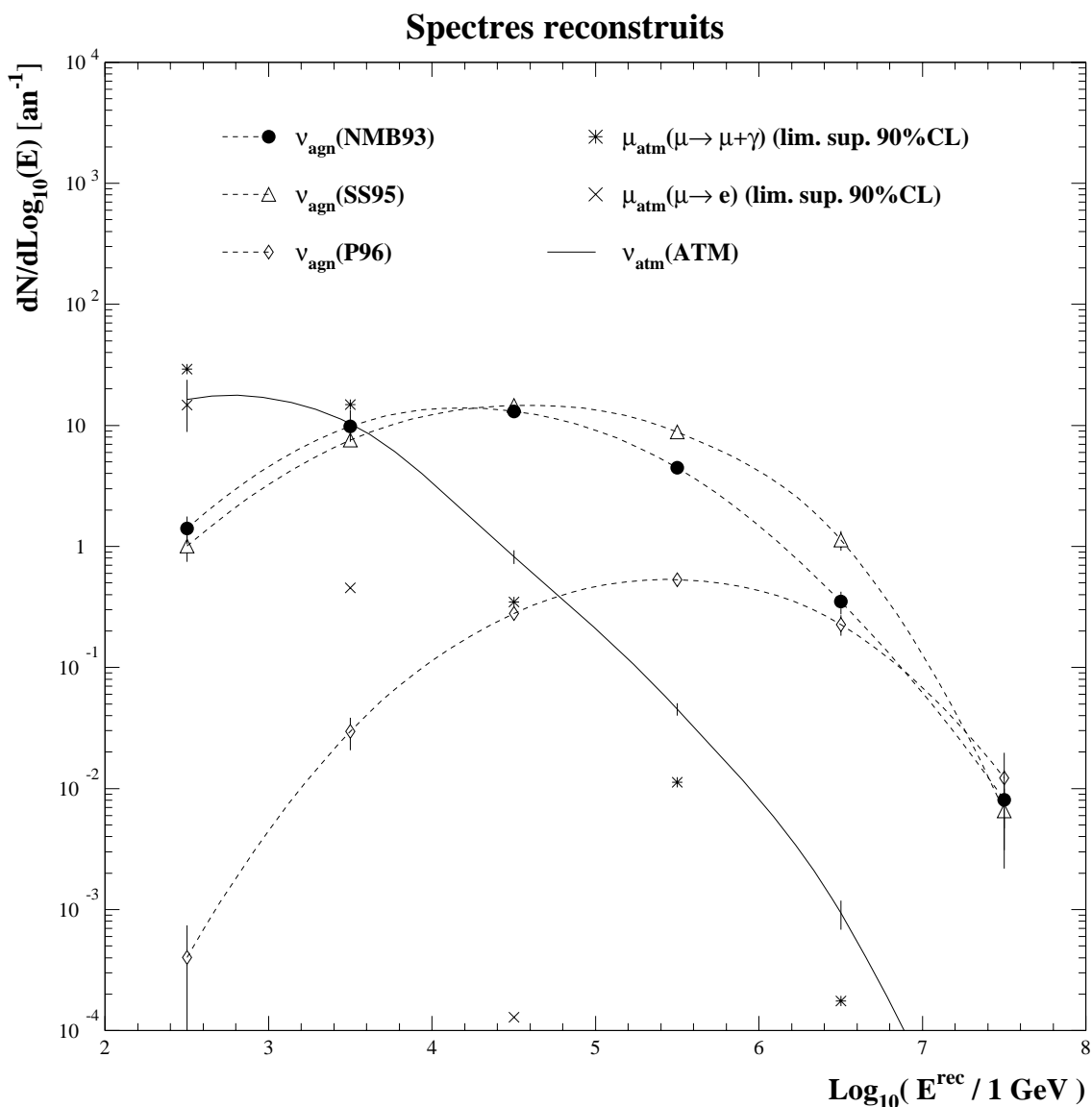


Figure 5.24: Taux d'événements reconstruits et acceptés (après toutes les coupures) par décade, en sommant les interactions de neutrinos et antineutrinos électroniques par courant chargé, les interactions par courant neutre, et les interactions de neutrinos et antineutrinos tauïques par courant chargé. Les modèles ATM [40, 41], NMB93 [59], SS95 [60, 61], P96 [62] et leurs hypothèses sont décrits en détail au chapitre 1. Les barres d'erreur correspondent seulement aux statistiques des simulations. Sont également représentées les limites à 90% de niveau de confiance sur le bruit de fond des muons atmosphériques.

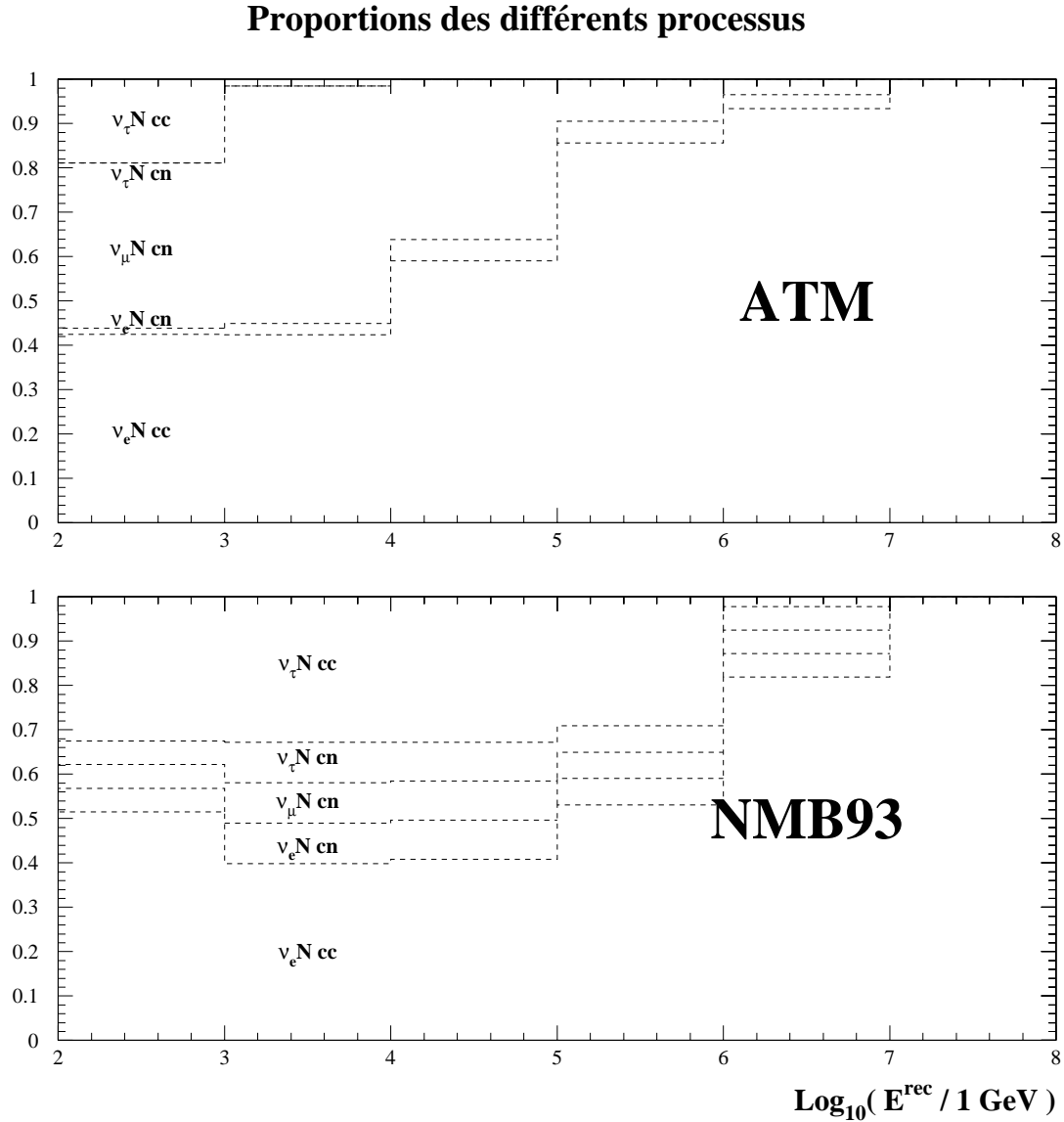


Figure 5.25: Proportions des différents processus contribuant aux taux d'événements reconstruits et acceptés, en fonction de l'énergie reconstruite, pour le modèle ATM [40, 41] (neutrinos atmosphériques) et le modèle NMB93 [59] (neutrinos provenant d'un fond diffus de noyaux actifs de galaxie). La contribution du processus $\nu_\tau N_{cn}$ n'est pas visible pour le modèle ATM car elle est négligeable.

5.7 Influences de différents paramètres

5.7.1 Saturation, séparation des coups successifs

Nous présentons maintenant une étude préliminaire concernant les performances requises de l'électronique pour le détecteur de première génération. En effet, le détecteur, dont nous avons discuté les performances jusqu'à présent, est supposé doté d'une électronique de lecture parfaite. En particulier, pour éviter de surestimer les performances, il nous faut remettre en cause les hypothèses d'une parfaite linéarité des mesures d'amplitudes et d'une parfaite séparation des coups successifs. Pour cela, nous avons envisagé deux hypothèses pessimistes concernant l'électronique (et également les phototubes puisqu'en réalité deux phénomènes de saturation des amplitudes interviennent, l'un au niveau des étages d'amplification du phototube, l'autre au niveau de la numérisation des signaux ; notre hypothèse pessimiste de saturation tient compte des deux) : d'un côté, nous avons supposé que toute amplitude supérieure à 50 pe serait saturée à cette valeur (paragraphe 4.3.2.8), d'un autre côté, nous avons supposé que tous les photons arrivant sur un même module optique dans une fenêtre en temps de 30 ns seraient considérés comme contribuant à une seule impulsion (paragraphe 4.3.2.7). Toutes les autres conditions de simulation/reconstruction sont les mêmes que celles que nous avons décrites au paragraphe 5.1 (pour le lot d'événements $\nu_e NCC$). Avec ces nouvelles conditions de simulation, nous ne pouvons appliquer les mêmes coupures que celles définies au paragraphe 5.4. Mais en redéfinissant dans chaque cas un ensemble de coupures telles que la résolution angulaire globale soit toujours environ 2° , indépendamment de l'énergie, nous pouvons tout de même comparer les performances obtenues avec celles présentées au paragraphe 5.5, en termes de résolution spectrale et de volume effectif.

Dans le cas d'une mauvaise séparation des coups, la résolution spectrale est dégradée d'environ 30 % (avec un écart-type qui passe de 14 % à 18 %) mais le volume effectif ne subit pas de diminution significative. Dans le cas d'une rapide saturation des amplitudes, la résolution spectrale est nettement dégradée d'environ 60 % (avec un écart-type qui passe de 14 % à 22 %) et le volume effectif diminue d'environ 30 % au-dessus de 100 TeV puis 70 % au-dessus de 10 PeV. La figure 5.26 résume cette comparaison des volumes effectifs obtenus.

Cette étude préliminaire devra être suivie d'une étude effectuée avec une véritable simulation de l'électronique, mais elle nous permet d'ores-et-déjà de constater que la séparation des coups successifs ne devrait pas poser de problème, tandis que la saturation des photomultiplieurs et de l'électronique risque d'entraîner une dégradation des performances au-dessus de 100 TeV alors que l'on peut espérer détecter jusqu'à une dizaine d'événements par an dans ce domaine d'énergie. Cependant, notre hypothèse est pessimiste et malgré cela, la dégradation des performances observée n'est pas dramatique.

5.7.2 Géométrie

Comme nous l'avons vu au paragraphe 5.6, les taux d'événements reconstruits et acceptés, dans ce détecteur de première génération, ne devraient pas dépasser une trentaine par an d'origine atmosphérique (muons non compris) et à peu près autant d'origine extragalactique dans les modèles les plus optimistes. Ce détecteur devrait donc être suffisant pour prouver l'existence de sources astrophysiques de neutrinos électroniques de haute énergie, ou bien pour infirmer plusieurs modèles. Cependant, cela ne suffira pas, ni pour exclure ou confirmer tous les modèles présentés au chapitre 1, ni pour étudier correctement le spectre des neutrinos as-

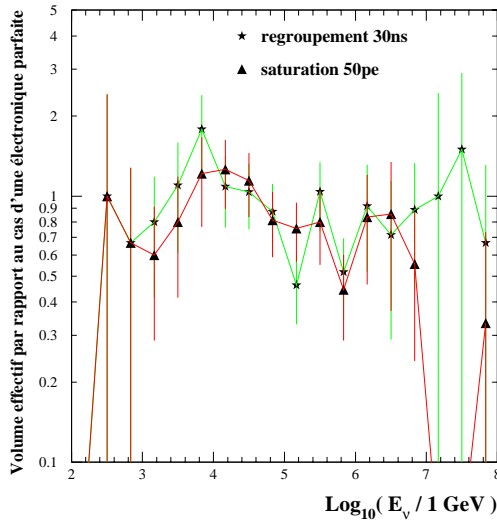


Figure 5.26: Volumes effectifs de détection des événements $\nu_e N_{cc}$, par rapport au cas d'une électronique parfaite, pour les deux hypothèses pessimistes présentées au paragraphe 5.7.1. Les barres d'erreur correspondent seulement aux statistiques des simulations.

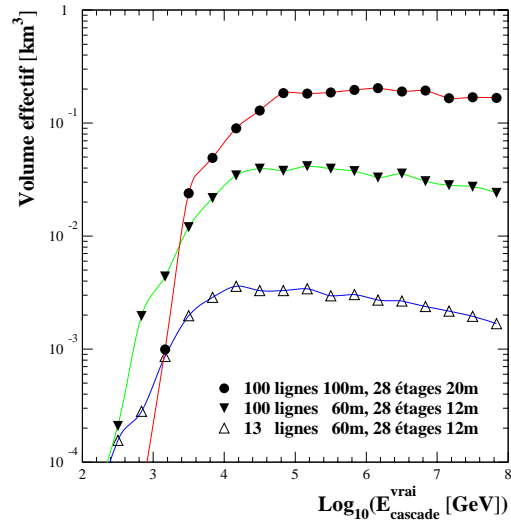


Figure 5.27: Volumes effectifs de détection pour les trois géométries présentées au paragraphe 5.7.2.

trophysiques, ni pour étudier des sources ponctuelles. Pour cela, il faudra mettre en place un détecteur de deuxième génération, comptant environ dix fois plus de lignes. C'est l'objectif à long terme de la collaboration ANTARES, comme nous l'avons vu au paragraphe 3.5.4.

Afin d'étudier l'évolution des performances envisageables pour un tel détecteur de deuxième génération, nous avons utilisé la simulation simplifiée (paragraphe 4.3.2) pour comparer un détecteur comportant 13 lignes avec deux détecteurs comptant 100 lignes. Tous les trois sont décrits par la même spirale, le même nombre d'étages (28) et la même configuration de modules optiques sur chaque étage (un triplet avec une orientation à 45° de l'horizontale). Les paramètres qui varient entre ces trois géométries sont : le nombre de lignes (respectivement 13, 100 et 100), la séparation horizontale entre lignes (respectivement 60 m, 60 m et 100 m) et la séparation verticale entre étages (respectivement 12 m, 12 m et 20 m). Autrement dit, le premier détecteur est équivalent⁵ à celui qui a été décrit au paragraphe 5.1 et dont nous avons discuté les performances jusqu'à présent ; le deuxième détecteur est simplement une extrapolation du premier en augmentant le nombre de lignes ; le troisième est juste une variante moins dense du deuxième.

10 000 événements (cascades électromagnétiques paramétrisées) ont été engendrés dans le volume instrumenté de chaque détecteur, avec un spectre en E^{-1} (plat en logarithme) entre 100 GeV et 100 PeV, et une distribution angulaire isotrope. Les conditions de simulation étant différentes (simulation simplifiée, volume de tirage réduit au volume instrumenté), nous ne pouvons appliquer les mêmes coupures que celles définies au paragraphe 5.4, et nous ne pou-

⁵ Seul le nombre d'étages par ligne est légèrement différent (28 contre 30), pour des raisons historiques sans conséquences.

vons comparer directement les performances obtenues avec celles présentées au paragraphe 5.5. Cependant, nous avons redéfini, dans chacun des trois cas, un ensemble de coupures telles que la résolution angulaire globale soit toujours environ 2° , indépendamment de la géométrie et de l'énergie, de sorte que nous pouvons alors comparer ensemble les performances de ces trois géométries, en termes de résolution spectrale et de volume effectif. Les résolutions spectrales obtenues sont tout à fait équivalentes (environ 15 %). Le volume effectif, en fonction de l'énergie, pour chacune de ces trois géométries, est représenté sur la figure 5.27.

Le volume effectif du deuxième détecteur est presque une extrapolation du premier, proportionnellement au nombre de lignes, mais pas tout à fait : en effet, le seuil en énergie est le même (~ 300 GeV), mais le rapport de volume effectif au-dessus de ~ 10 TeV est ~ 10 et il devient même ~ 15 au-dessus de ~ 1 PeV, alors que le rapport du nombre de lignes vaut 7.7 et que le rapport du volume instrumenté (qui est aussi le volume de tirage, ici) est 7.9. Donc le rapport performances/coût est amélioré d'environ 25 % en augmentant simplement le nombre de lignes et en conservant les mêmes paramètres par ailleurs. Comparons maintenant le volume effectif du deuxième et du troisième détecteur. Le seuil devient plus élevé (~ 1 TeV), mais le volume effectif dépasse rapidement celui du deuxième détecteur, pour atteindre un maximum vers 100 TeV. Au-dessus de 100 TeV, le gain en volume effectif (pour un même coût) est ~ 5 , devenant même ~ 8 au-dessus de 10 PeV, alors que le rapport du volume instrumenté est 4.6.

Puisque nous avons vu que les flux diffus envisageables de neutrinos cosmiques sont dominés par les flux de neutrinos atmosphériques jusque vers 10 TeV, cette étude préliminaire nous montre qu'un détecteur moins dense est préférable, dans le cadre d'une recherche des sources astrophysiques de neutrinos de haute énergie avec un télescope de deuxième génération. Cependant, cette étude devra être suivie par une simulation dans des conditions plus réalistes (en priorité une simulation détaillée de chaque événement, et un volume de tirage étendu pour tenir compte des effets de bord), et en faisant varier davantage les paramètres de manière à trouver un optimum.

Nous n'avons pas fait varier les paramètres géométriques pour le détecteur de première génération, car les valeurs adoptées représentent déjà un compromis entre l'astronomie des neutrinos muoniques de très haute énergie [114, 158] et les études d'oscillations de neutrinos [79] et de WIMPs [69].

Conclusions - Perspectives

Les neutrinos cosmiques de très haute énergie (> 100 GeV) offrent l'opportunité d'ouvrir une nouvelle fenêtre sur notre Univers et d'apporter des indications pour résoudre certaines énigmes de la Physique des Particules et de l'Astrophysique. Leur observation nécessite la conception d'un nouveau type de détecteur. En particulier, la faiblesse des flux attendus et des sections efficaces impose l'instrumentation de volumes de taille kilométrique dans les profondeurs marines ou dans la glace polaire.

Afin de bien identifier les sources cosmiques de neutrinos, il est nécessaire qu'un tel instrument dispose d'une bonne précision angulaire. Par ailleurs, afin d'apporter un maximum de contraintes sur les modèles théoriques, il est important qu'il soit capable de bien reconstruire les spectres en énergie et de séparer les contributions des différentes saveurs de neutrinos. Ceci exige, en particulier, une bonne qualité de détection des cascades contenues, ainsi qu'un bon rejet du bruit de fond provenant des pertes d'énergie catastrophiques des muons atmosphériques.

Ce travail s'est attaché à caractériser les performances que l'on peut attendre d'un télescope sous-marin à neutrinos, en ce qui concerne ces cascades contenues. Il a pour cadre la détection de neutrinos électroniques de haute énergie (> 100 GeV), grâce aux cascades électromagnétiques et hadroniques qu'ils développent dans l'eau, lors d'une interaction par courant chargé. Des événements très similaires ont lieu lorsqu'un neutrino, de quelque saveur qu'il soit, interagit par courant neutre dans le volume de détection. Les outils de simulation développés ont permis d'estimer les taux d'événements attendus pour différents modèles de production cosmique de neutrinos, et pour le bruit de fond, en fonction de l'énergie déposée. Des algorithmes de reconstruction de la position du vertex, de la direction et de l'énergie des neutrinos ont été construits et ajustés.

Des coupures ont ensuite été définies et optimisées pour, à la fois, éliminer les événements du bruit de fond dû aux muons atmosphériques, et sélectionner, parmi les événements correspondant vraiment à des cascades contenues, ceux qui sont le mieux reconstruits. Nous avons pu alors caractériser les performances obtenues pour des conditions de simulation conformes à l'évaluation du site et aux choix techniques du détecteur de première génération proposé par la collaboration ANTARES.

Notons que l'évaluation du taux de rejet des muons atmosphériques est actuellement limitée, du fait du temps de calcul requis, par la statistique de simulation : aucun des 10 243 000 événements de celle-ci n'est accepté par l'analyse. Notons également que la saturation des photomultiplicateurs et de l'électronique pourrait se révéler handicapante au-delà de 100 TeV,

s'il s'avérait que la valeur de 50 pe que nous avons testée n'était pas pessimiste (figure 5.26). Rappelons enfin que la diffusion de la lumière dans l'eau n'a pas été incluse dans les simulations, par manque d'outils adaptés. Néanmoins, pour la reconstruction des muons, les premiers tests indiquent que la résolution angulaire n'est pas fortement dégradée (elle passe de 0.2° à moins de 0.4°), nous donnant bon espoir que les résultats ne seront pas non plus trop endommagés pour la reconstruction des cascades contenues.

Les résultats peuvent se résumer par les 6 points suivants :

- un seuil de détection vers 200 – 300 GeV et un volume effectif de $5 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ à 10 TeV, augmentant jusqu'à $8 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ à 100 TeV, puis rediminuant d'environ 30 % au-delà du PeV (figure 5.11),
- une grande ouverture angulaire ($4\pi \text{ sr}$), bien que le volume effectif soit plus faible d'environ 25 % pour des neutrinos descendants proches de l'horizontale et d'environ 50 % pour des neutrinos descendants verticalement (figure 5.12),
- une résolution spatiale (sur le vertex) d'environ 1 m (figure 5.13),
- une résolution spectrale (sur l'énergie du neutrino) entre 10 et 15 % (figure 5.15),
- une précision angulaire (sur la direction du neutrino) d'environ 2° (figure 5.20),
- un facteur de rejet du bruit de fond induit par les muons atmosphériques supérieur à $4 \cdot 10^6$, laissant un taux de bruit de fond reconstruit et accepté inférieur (à 90 % CL) à 1.8 fois celui dû aux neutrinos atmosphériques (0.4 fois, si l'on ne retient que les événements au-dessus de 10 TeV).

Ce travail, effectué dans le cadre du projet ANTARES, nous permet déjà d'entrevoir la possibilité de détecter un flux diffus cosmique de neutrinos électroniques. Néanmoins, il suscite des études complémentaires :

- afin de mesurer le rapport de saveurs ($\nu_e/\nu_\mu/\nu_\tau$), il faut encore mettre au point des algorithmes de reconstruction des événements à deux cascades, combiner les quatre types de reconstruction en un seul algorithme de séparation des quatre topologies, et affiner le tout,
- afin de mesurer les spectres avec une résolution plus fine et d'étudier des sources ponctuelles avec un minimum de statistiques, il faut optimiser et mettre en place un détecteur de deuxième génération, *c.-à-d.* avec un volume effectif de l'ordre du km^3 ,
- afin de bien couvrir l'ensemble de la voûte céleste et de confirmer les observations par des instrumentations complémentaires, il faut que les différents projets internationaux avancent en parallèle, avec AMANDA dans la glace antarctique, BAIKAL au fond du lac du même nom en Sibérie, NESTOR par 3800 m de fond au large de la Grèce, ANTARES également en Méditerranée mais avec des choix instrumentaux différents.

Bibliographie

- [1] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley Publ. Comp. (1989)
- [2] B. Wiebel, *Chemical composition in high energy cosmic rays*, WU B 94-08, Wuppertal Univ. (1994) 47p
- [3] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Eur.Phys.J. C15 (2000) 1-878
- [4] F. Halzen, *The Search for the Source of the Highest Energy Cosmic Rays*, astro-ph/9704020, International Workshop "New Worlds in Astroparticle Physics", Faro, Portugal, 8-10 septembre 1996
- [5] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge Univ. Press (1990)
- [6] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748
G.T. Zatsepin, V.A. Kuz'min, Sov.Phys. JETP Lett. 4 (1966) 78
- [7] X. Bertou, M. Boratav, A. Letessier-Selvon, *Physics of extremely high energy cosmic rays*, astro-ph/0001516, Int.J.Mod.Phys. A15 (2000) 2181-2224
- [8] V.S. Berezinskii *et al.*, *Astrophysics of cosmic rays*, North-Holland (1990)
- [9] J.J. Engelmann *et al.*, *Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to Ni - Results from HEAO-3-C2*, A & A 233 (1990) 96
- [10] L.K. Celnikier, *Desperately Seeking the Source of Ultra High Energy Cosmic Rays*, Proc. Rencontres de Moriond, Editions Frontières (1996)
- [11] AUGER site Web : <http://www.auger.org/admin/>
AUGER Collaboration (D. Zavrtanik *et al.*), *The Pierre Auger Observatory*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 85 (2000) 324-331
- [12] EUSO site Web : <http://www.ifcai.pa.cnr.it/Ifcai/euso.html>
EUSO Collaboration, *Extreme Universe Space Observatory, An Explorative Mission Probing the Extremes of the Universe using the Highest Energy Cosmic Rays and Neutrinos, A Proposal for the ESA F2/F3 Missions*, <http://www.ifcai.pa.cnr.it/EUSO/docs/EUSOproposal.pdf>
- [13] B. Degrange, *Observations en astronomie gamma de haute et très haute énergie*, 29^{eme} école de Gif, Lyon, septembre 1997
http://www.lal.in2p3.fr/Ecoles/Ecole_de_Gif/GIF97/GIF97_cours/degrange/astrogif.ps.gz

- [14] CGRO site Web : <http://coss.gsfc.nasa.gov/>
- [15] BATSE site Web : <http://coss.gsfc.nasa.gov/batse/index.html>
C. Kouveliotou, *BATSE observations of gamma ray bursts*, International School of Astrophysics: Current Topics in Astrofundamental Physics, Erice, Italie, 4-16 septembre **1994**
- [16] OSSE site Web : <http://coss.gsfc.nasa.gov/osse/index.html>
W.N. Johnson *et al.*, *The Oriented Scintillation Spectrometer Experiment - Instrument description*, *Astrophys.J.Sup.* 86 (**1993**) 693-712
- [17] COMPTEL site Web : <http://coss.gsfc.nasa.gov/comptel/index.html>
V. Schoenfelder *et al.*, *Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory*, *Astrophys.J.Sup.* 86 (**1993**) 657-692
- [18] EGRET site Web : <http://coss.gsfc.nasa.gov/egret/index.html>
D.J. Thompson *et al.*, *Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-Ray Observatory*, *Astrophys.J.Sup.* 86 (**1993**) 629-656
- [19] EGRET Catalog site Web : http://coss.gsfc.nasa.gov/egret/3rd_EGRET_Cat.html
D.J. Thompson *et al.*, *The Second EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*, *Astrophys. J. Sup.* 101 (**1995**) 259
D.J. Thompson *et al.*, *Supplement to the Second EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*, *Astrophys.J.Sup.* 107 (**1996**) 227
R.C. Hartman *et al.*, *The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*, *Astrophys.J.Sup.* 123 (**1999**) 79-202
- [20] BEPPO-SAX site Web : <http://www.sdc.asi.it/>
G. Boella *et al.*, *BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy*, *A & A. Suppl. Ser.* 122 (**1997**) 299-399
- [21] J. van Paradijs *et al.*, *Transient optical emission from the error box the gamma ray burst of 28 february 1997*, *Nature* 386 (**1997**) 686-689
- [22] M.I. Andersen *et al.*, *VLT identification of the optical afterglow of the gamma-ray burst GRB-000131 at z=4.50*, *astro-ph/0010322*, accepté par *A & A Letters* (**2000**)
- [23] T.C. Weekes *et al.*, *Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique*, *Astrophys.J.* 342 (**1989**) 379-395
- [24] M. Cribier, M. Spiro, D. Vignaud, *La lumière des neutrinos*, éditions du Seuil / collection science ouverte **1995**
- [25] C. Sutton, *Spaceship neutrino*, Cambridge University Press **1992**
- [26] J.J. Aubert *et al.*, *Experimental observation of a heavy particle J*, *Phys.Rev.Lett.* 33 (**1974**) 1404-1406

- [27] CDF Collaboration (F. Abe *et al.*), *Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions*, hep-ex/9503002, Phys.Rev.Lett. 74 (1995) 2626-2631
D0 Collaboration (S. Abachi *et al.*), *Observation of the top quark*, hep-ex/9503003, Phys.Rev.Lett. 74 (1995) 2632-2637
- [28] DONUT Collaboration (B. Lundberg *et al.*), séminaire au FNAL, 21 juillet 2000, papier en préparation
http://www.fnal.gov/directorate/public_affairs/press_releases/donut.html
- [29] R.D. Peccei, *Neutrino Physics*, hep-ph/9906509, Proc. 8th Mexican School of Particles and Fields, Oaxaca de Juarez, 20-29 novembre 1998
- [30] D. Vignaud, *Solar and supernovae neutrinos*, Proc. 5th School on Non-Accelerator Particle Astrophysics, Trieste, Italie, 29 juin-10 juillet 1998
- [31] IMB Collaboration (C.B. Bratton *et al.*), *Angular distribution of events from SN1987A*, Phys.Rev.D37 (1988) 3361
Kamiokande-II Collaboration (K.S. Hirata *et al.*), *Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A*, Phys.Rev.D38 (1988) 448-458
- [32] Frejus Collaboration (W. Rhode *et al.*), *Limits on the flux of very high energy neutrinos with the Frejus detector*, Astropart.Phys. 4 (1996) 217-225
- [33] F. Montanet, *Astronomie neutrino, Techniques de détection*, 29^{eme} école de Gif, Lyon, septembre 1997
http://www.lal.in2p3.fr/Ecoles/Ecole_de_Gif/GIF97/GIF97_cours/montanet/gif97.ps.gz
- [34] Yudong He, *Current Trends in Non-Accelerator Particle Physics*, CCAST Workshop on Tibet Cosmic Ray Experiment, Beijing, Chine, avril 1995
- [35] T.K. Gaisser, F. Halzen, T. Stanev, *Particle astrophysics with high energy neutrinos*, hep-ph/9410384, Phys. Rept. 258 (1995) 173-236; *Erratum* *ibid.* 271 (1996) 355-356
- [36] M. Thunman, *A Monte Carlo Calculation of Atmospheric Muon and Neutrino Fluxes from Atmospheric Cosmic Ray Interactions*, Licentiate thesis, TSL/ISV-94-0097, Uppsala University (1994)
- [37] M. Thunman, G. Ingelman, P. Gondolo, *A Monte Carlo Calculation of Atmospheric Muon and Neutrino Fluxes*, hep-ph/9502404, Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 43 (1995) 274-277
- [38] L.V. Volkova *et al.*, *Prompt muon production in cosmic rays*, Nuovo Cimento C10 (1987) 465
- [39] E. Zas, F. Halzen, R. Vázquez, *High energy neutrino astronomy : horizontal air shower arrays versus underground detectors*, Astropart. Phys 1 (1993) 297
- [40] V. Agrawal, T.K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, *Atmospheric neutrino flux above 1 GeV*, hep-ph/9509423, Phys.Rev. D53 (1996) 1314-1323
- [41] L.V. Volkova, *Energy spectra and angular distributions of atmospheric neutrinos*, Sov.J.Nucl.Phys. 31 (1980) 784-790

- [42] F. Montanet, *Neutrinos from cosmic ray interaction with galactic matter*, Note Interne ANTARES-Phys/1999-018 (1999)
- [43] S. Yoshida, M. Teshima, *Progr.Theor.Phys.* 89 (1993) 833
- [44] S. Yoshida, H. Dai, C. H. Jui, P. Sommers, *Extremely high energy neutrinos and their detection*, *Astrophys.J.* 479 (1997) 547
- [45] T. Tanimori *et al.*, *Discovery of TeV gamma rays from SN1006 : further evidence for the SNR origin of cosmic rays*, astro-ph/9801275, *Astrophys.J.Lett.* 497 (1998) L25-28, L2
- [46] L. Drury, F.A. Aharonian, H.J. Völk, *The gamma ray visibility of supernovæ remnants*, astro-ph/9305037 (1993)
- [47] M. Roy, J.H. Crawford, *Sources of UHE neutrinos*, astro-ph/9808170 (1998)
- [48] F.A. Aharonian, A.M. Atoyan, *Nonthermal radiation of the Crab nebula*, astro-ph/9803091 (1998)
- [49] T. Hara *et al.*, *Nucl.Inst.Meth.Phys.Res.* A332 (1993) 300
- [50] T. Tanimori *et al.*, *Detection of gamma rays of up to 50 TeV from the Crab nebula*, *Astrophys.J.Lett.* 492 (1998) L33-36
- [51] T. Kifune *et al.*, *Very high energy gamma rays from PSR1706-44*, *Astrophys.J.Lett.* 438 (1995) L91-94
- [52] T. Yoshikoshi, *Detection of very high energy gamma rays from the Vela pulsar direction*, *Astrophys.J.Lett.* 487 (1997) L65-68
- [53] S. Basa, *On the possibility to detect supernovæ explosions with a deep underwater neutrino telescope*, Note Interne ANTARES-Phys/1998-03 (1998)
- [54] F. Halzen, J.E. Jacobsen, E. Zas, *Possibility that high energy neutrino telescopes could detect supernovæ*, *Phys.Rev.* D49 (1998) 1758-1761
- [55] A.D. Kerrick, *Astrophys.J.Lett.* 438 (1995) L59-62
- [56] M.D. Roberts *et al.*, *TeV gamma ray observations of Southern BL Lacs with the CAN-GAROO 3.8 m imaging telescope*, *A & A* 337 (1998) 25-30
- [57] F.A. Aharonian *et al.*, *Measurement of the flux, spectrum and variability of TeV gamma rays from Mkn501 during a state of high activity*, *A & A* 327 (1997) L5-8
- [58] F.A. Aharonian *et al.*, *The HEGRA experiment status and recent results*, *Nucl.Phys. B (Proc.Suppl.)* 60 (1998) 193
- [59] L. Nellen, K. Mannheim, P.L. Biermann, *Neutrino production through hadronic cascades in AGN accretion disks*, hep-ph/9211257, *Phys. Rev. D* 47 (1993) 5270-5274
- [60] F.W. Stecker, C. Done, M.H. Salamon, P. Sommers, *High-energy neutrinos from Active Galactic Nuclei*, *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 2697-2700, *errata: ibid.* 69 (1992) 2738

- [61] F.W. Stecker, M.H. Salamon, *High energy neutrinos from quasars*, astro-ph/9501064, Space Sci.Rev. 75 (1996) 341-355
- [62] R.J. Protheroe, *High energy neutrinos from blazars*, astro-ph/9607165, Proc. Accretion Phenomena and Related Outflows, IAU Colloq. 163, ed. D. Wickramasinghe *et al.* (1996)
- [63] K. Mannheim, *High energy neutrinos from extragalactic jets*, Astropart.Phys. 3 (1995) 295
- [64] E. Waxman, J. Bahcall, *High energy neutrinos from astrophysical sources : an upper bound*, Phys.Rev. D59 (1999) 023002
- [65] K. Mannheim, R.J. Protheroe, J. Rachen, *On the cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production*, astro-ph/9812398, soumis à Phys.Rev. D (1998)
- [66] C. Alcock *et al.*, Astr.J. L125 (1995) 454
- [67] N. Palanque-Delabrouille, *Research on galactic dark matter implied by gravitational microlensing*, thèse de doctorat, Université Paris VII, University of Chicago (1997)
- [68] EDELWEISS site Web : <http://edelweiss.in2p3.fr>
L. Bergé *et al.*, *Status of the EDELWEISS experiment*, astro-ph/9801199, Proc.TAUP'97, Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 70 (1999) 69-73
A. de Bellefon *et al.*, *Dark matter search in the Fréjus Underground Laboratory - Edelweiss Experiment*, N.I.M. A370 (1996) 230-232
- [69] F. Blondeau, *Recherche de muons quasi-verticaux de basse énergie à l'aide d'un détecteur de neutrinos cosmiques sous-marin et étude environnementale de son site d'installation*, Thèse de doctorat, Université de Paris-VII (1999)
<http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/1999/Blondeau-phd.ps.gz>
- [70] P. Bhattacharjee, *Ultrahigh energy cosmic rays from topological defects (cosmic strings, monopoles, necklaces and all that)*, astro-ph/9803029 (1998)
- [71] G. Sigl, *Topological defect models of ultrahigh energy cosmic rays*, astro-ph/9611190 (1996)
- [72] U. Wichoski, J. Mc Gibbon, R. Brandenberger, *High energy neutrinos, photons and cosmic rays from non-scaling cosmic strings*, hep-ph/9805419 soumis à Phys.Rev. D (1998)
- [73] A. Mücke, R. Engel, R.J. Protheroe, J.P. Rachen, T. Stanev, *Neutrino production in AGN jets and GRBs*, XXVI International Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, USA, 17-25 août 1999
http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol2/h4_2_10.pdf
- [74] H. Athar, G. Parente, E. Zas, *Prospects for observations of high energy cosmic tau neutrinos*, hep-ph/0006123 (2000)
- [75] F. Halzen, D. Saltzberg, *Tau neutrinos appearance with a 1000 megaparsec baseline*, hep-ph/9804354 (1998)
- [76] S.I. Dutta, M.H. Reno, I. Sarcevic, *Tau neutrinos underground: signals of $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations with extragalactic neutrinos*, hep-ph/0005310, accepté par Phys.Rev. D (2000)

- [77] H. Athar, *High energy cosmic tau neutrinos*, Proc.TAUP'99, Paris, France, 6-10 septembre (1999)
- [78] J. Brunner, *Effect of neutrino oscillations on cosmic neutrino fluxes*, Note Interne ANTARES-Phys/2000-9
- [79] C. Cârloganu, *Caractérisation des performances à basse énergie du futur télescope à neutrinos ANTARES et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques*, Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, 99AIXII22033 (1999)
<http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/1999/Carloganu-phd.ps.gz>
- [80] (Super)Kamioka site Web : <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/index.html>
Y. Suzuki *et al.*, *Solar neutrino results from SuperKamiokande*, Proc.Neutrino'98, Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 77 (1999) 35-42
T. Kajita *et al.*, *Atmospheric neutrino results from SuperKamiokande and Kamiokande - Evidence for ν_μ oscillations*, Proc.Neutrino'98, Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 77 (1999) 123-132
- [81] J.G. Learned, S. Pakvasa, *Detecting ν_τ Oscillations at PeV Energies*, hep-ph/9405296, Astropart. Phys. 3 (1995) 267-274
- [82] F. Halzen, *Gamma ray astronomy with muons*, astro-ph/9608201 (1996)
- [83] C. Kuo *et al.*, Earth and Planetary Sci. Lett. 133 (1995) 95
- [84] F. Reines, *The Early Days of Experimental Neutrino Physics*, Science 203 (1979) 11
- [85] LVD site Web : <http://www.lngs.infn.it/site/exppro/lvd/lvd.html>
C. Alberini *et al.*, *The Large Volume Detector of the Gran Sasso laboratory*, Nuovo Cimento C 9 (1986) 237
- [86] MACRO site Web : <http://www.lngs.infn.it/site/exppro/macro/macro.html>
C. De Marzo *et al.*, *MACRO: a large area detector at the Gran Sasso laboratory*, Nuovo Cimento C 9 (1986) 281-292
M. Ambrosio *et al.*, *Neutrino astronomy with the MACRO detector*, astro-ph/0002492, accepté par Astrophys. J.
- [87] BOREXINO site Web : <http://almime.mi.infn.it>
L. Oberauer *et al.*, *Status of the BOREXINO Solar Neutrino Experiment*, Proc. Neutrino'98, Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 77 (1999) 48-54
- [88] Chlorine Collaboration (K. Lande *et al.*), *The Homestake Solar Neutrino Program*, Proc. Neutrino'98, Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 77 (1999) 13-19
- [89] GALLEX site Web : <http://www.lngs.infn.it/site/exppro/gallex/gallex.html>
T.A. Kirsten *et al.*, *GALLEX solar neutrino results and status of GNO*, Proc. Neutrino'98, Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 77 (1999) 26-34
- [90] SAGE Collaboration (V.N. Gavrin *et al.*), *Solar neutrino results from SAGE*, Proc. Neutrino'98, Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 77 (1999) 20-25

- [91] IMB Collaboration (R. Becker-Szendy *et al.*), *Electron- and muon-neutrino content of the atmospheric flux*, Phys. Rev. D46 (1992) 3720-3724
- [92] SNO site Web : <http://www.sno.phy.queensu.ca>
A.B. McDonald *et al.*, *The Sudbury Neutrino Observatory project*, Proc.Neutrino'98, Nuclear Physics B (Proc.Suppl.) 77 (1999) 43-47
- [93] ICARUS site Web : <http://www.aquila.infn.it/icarus/main.html>
ICARUS II Proposal, *A second-generation proton decay experiment and neutrino observatory at the Gran Sasso Laboratory*, LNGS-94/99 Vol. I & II (1994)
- [94] M.A. Markov, Proceedings of the Rochester Conference, New York (1960)
- [95] C. Quigg, M.H. Reno, T.P. Walker, *Interactions of ultra high energy neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 774-777
- [96] C. Quigg, M.H. Reno, *On the detection of ultra high energy neutrinos*, Phys. Rev. D37 (1988) 657-664
- [97] D.W. McKay, J.P. Ralston, *Small- x QCD and the ultra high energy νN total cross section*, Phys. Lett. 167B (1986) 103-107
- [98] A.V. Butkevich, A.B. Kaĭdalov, P.I. Krastev, A.V. Leonov-Vendrovski, I.M. Zheleznykh, *Ultra high energy neutrino-nucleon and neutrino-electron cross sections in the standard model, in supersymmetric and superstring models*, Z. Phys. C39 (1988) 241-250
- [99] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno, I. Sarcevic, *Ultra high energy neutrino interactions*, hep-ph/9512364, Astropart. Phys. 5 (1996) 81-110
- [100] R. Gandhi, C. Quigg, M.H. Reno, I. Sarcevic, *Neutrino interactions at ultra high energy*, hep-ph/9807264, Phys. Rev. D58 (1998) 093009
- [101] M. Carena, D. Choudhury, S. Lola, C. Quigg, *Manifestations of R-parity violation in ultra high energy neutrino interactions*, hep-ph/9804380, Phys.Rev. D58 (1998) 095003
- [102] CTEQ4 Collaboration (H.L. Lai *et al.*), *Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic and inclusive jet data*, hep-ph/9606399, Phys. Rev. D55 (1997) 1280-1296
- [103] J. Brunner, *Event generators for ANTARES ν oscillation search*, Note Interne ANTARES-Soft/1998-005
<http://antares.in2p3.fr/internal/software/genneu.html>
- [104] G.D. Barr, Thèse de doctorat, Keble College Oxford (1987)
S. Ricciardi, Thèse de doctorat, University of Ferrara (1995)
- [105] S.L. Glashow, *Resonant scattering of antineutrinos*, Phys. Rev. 118 (1960) 316-317
V.S. Berezinskii, A.Z. Gazizov, *Cosmic neutrino and the possibility of searching for W bosons with masses 30 – 100 GeV in underwater experiments*, JETP Lett. 25 (1977) 254-256

- [106] M. Bander, H.R. Rubinstein, *Neutrino fluxes and resonance physics with neutrino telescopes*, hep-ph/9403287, Phys.Rev. D51 (1995) 1410-1411
- [107] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics 2nd Edition*, John Wiley & Sons (1975) 848p.
- [108] M.J. Tannenbaum, *Simple formulas for the energy loss of ultrarelativistic muons by direct pair production*, Nucl. Instr. Meth. A300 (1991) 595-604
- [109] L.B. Bezrukov, E.V. Bugaev, *Nucleon shadowing effects in photonuclear interactions*, Sov. J. Nucl. Phys. 33 (1981) 635-641
- [110] C. Cârloganu, *Muon interactions at high energies*, Note Interne ANTARES-Phys/1998-013
- [111] C.H. Wiebusch, *The detection of faint light in deep underwater neutrino telescopes*, Thèse de doctorat, RWTH-Aachen, PITHA 95/37 (1995)
<http://www.ifh.de/~wiebusch/publications/phd.ps.gz>
- [112] F. Becattini, S. Bottai, *Extreme energy ν_τ propagation through the earth*, astro-ph/0003179, soumis à Astropart. Phys.
- [113] F. Bernard, *Rates of different types of contained events in a deep underwater neutrino telescope*, Note Interne ANTARES-Phys/1999-015
- [114] F. Hubaut, *Optimisation et caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet ANTARES*, Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, 99AIXII2011 (1999)
<http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/1999/Hubaut-phd.ps.gz>
- [115] D. Fargion, *The role of ν_τ ultra high energy astrophysics in km^3 detectors*, astro-ph/9704205
- [116] M. Kowalski, *On the reconstruction of cascade-like events in the AMANDA detector*, Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, (2000)
<http://area51.berkeley.edu/manuscripts/20000204xx-kowalski-diplom.ps.gz>
- [117] G. Ingelman, J. Rathsman, A. Edin, *LEPTO version 6.3 - The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepton-nucleon scattering*, CERN program library, W5045 Version 6.3 (1995)
<http://wwwinfo.cern.ch/asd/cernlib/mc/lepto.html>
- [118] <http://www.palmod.uni-bremen.de/~rrobot/rrobotdoc/node1.html>
salinité=35 psu, température=13 °C, pression=200-240 bar.
- [119] S. Somot, *Vers la mise en place d'un détecteur de neutrinos cosmiques*, Rapport de stage de 1ère année de Magistère, Ecole Normale Supérieure de Lyon (1998)
- [120] A. Okada, *On the atmospheric muon energy spectrum in the deep ocean and its parametrization*, Astropart. Phys. 2 (1994) 393-400
- [121] W. Lohmann, R. Kopp, R. Voss, *Energy loss of muons in the energy range 1-10000 GeV*, CERN-85-03 (1985)
- [122] DUMAND site Web : <http://www.phys.hawaii.edu/dmnd/dumand.html>

- [123] G.V. Domogatsky, *The lake Baïkal experiment : selected results*, Proc. NANP'99, Phys.Rev.Lett. 83 (1999)
- [124] E. Andres *et al.*, *The AMANDA neutrino telescope : principle of operation and first results*, astro-ph/9906203, à paraître dans Astropart.Phys.
- [125] AMANDA Collaboration, *Results from the AMANDA high energy neutrino detector*, astro-ph/0009242
- [126] S. Bottai, *NESTOR : a status report*, XXVI International Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, USA, 17-25 août 1999
http://krusty.physics.utah.edu/~icrc1999/root/vol2/h6_3_08.pdf
- [127] ANTARES Collaboration (E. Aslanides *et al.*), *A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos (Proposal for a 0.1km² detector)*, astro-ph/9907432, CPPM-P-1999-02, DAPNIA-99-01, IFIC-99-42, SHEF-HEP-99-06, (1999) 149p
<http://antares.in2p3.fr/Publications/proposal/proposal99.html>
- [128] N. Palanque-Delabrouille, *Light transmission in the ANTARES site*, Notes Internes ANTARES-Site/1999-002 et ANTARES-Site/2000-003
- [129] C.D. Mobley, *Light and water. Radiative transfer in natural water*, Academic Press (1994)
- [130] ANTARES Collaboration, *Background light in potential sites for an undersea neutrino telescope*, Astropart.Phys. 13 (2000) 127
- [131] Y. Benhammou *et al.*, *Report on first results of Test-5*, Note Interne ANTARES-Prot/2000-001
- [132] J. Brunner, *Detector optimisation and string arrangement*, Présentation donnée à la réunion de collaboration, CERN, 29 septembre 2000
<http://antares.in2p3.fr/internal/minutes/collaboration/coll-000926/seafloor>
- [133] D. Lachartre, F. Feinstein, N. de Botton, *Introduction à l'ARS1*, Note Interne ANTARES-Elec/1999-001
D. Lachartre, *ARS1 Analog Ring Sampler : Manuel Utilisateur*, Note Interne ANTARES-Elec/1999-007
- [134] C. Quigg, *Gauge theories of the strong, weak and electromagnetic interactions*, Benjamin-Cummings (1983) 334p
- [135] PDFLIB, *Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_s Calculations*, CERN program library, W5051 Version 7.09 (1997)
- [136] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Computer Physics Commun. 82 (1994) 74
<http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [137] G. Marchesini *et al.*, *HERWIG 5.9*, Computer Physics Commun. 67 (1992) 465
<http://wwwinfo.cern.ch/asd/cernlib/mc/herwig.html>
- [138] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman et T. Sjöstrand, *Parton fragmentation and string dynamics*, Phys. Rep. 97 (1983) 31-295

- [139] EMC Collaboration (J.J. Aubert *et al.*), Phys. Lett. 100B (1981) 433
EMC Collaboration (M. Arneodo *et al.*), Phys. Lett. 149B (1984) 415
EMC Collaboration (M. Arneodo *et al.*), Phys. Lett. 150B (1985) 458
EMC Collaboration (M. Arneodo *et al.*), Z. Phys. C36 (1987) 527
- [140] WA25 Collaboration (D. Allasia *et al.*), Z. Phys. C24 (1984) 119
WA21 Collaboration (G.T. Jones *et al.*), Z. Phys. C25 (1985) 121
WA21 Collaboration (G.T. Jones *et al.*), Z. Phys. C27 (1985) 43
- [141] H1 Collaboration (I. Abt *et al.*), Z. Phys. C61 (1994) 59
H1 Collaboration (I. Abt *et al.*), Z. Phys. C63 (1994) 377
- [142] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Z. Phys. C37 (1988) 465
M. Bengtsson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Proc. HERA Workshop 1987, Ed. R.D. Peccei, DESY Hamburg (1988) Vol.1, p149
- [143] GEANT, *Detector description and simulation tool*, CERN program library, W5013 Version 3.16 (1993)
- [144] J. Brunner, <http://antares.in2p3.fr/internal/software/geasim.html>
- [145] S. Navas, L. Thomson, *KM3 user guide and reference manual*, Note Interne ANTARES-Soft/1999-011
- [146] S. Navas, *A comparison between GEASIM and KM3 generators*, Note Interne ANTARES-Soft/1999-002
- [147] P. Antonioli *et al.*, *A Three-Dimensional Code for Muon Propagation through the Rock: MUSIC*, hep-ph/9705408, Astropart. Phys. 7 (1997) 357-368
- [148] H. Lafoux, *K40 simulation*, Note Interne ANTARES-Opmo/1999-002
- [149] F. Cassol, *GENDET-1.0: a program to generate detector files*, Note Interne ANTARES-Soft/1999-007
F. Cassol, *GENDET-1.1: CARDS AND TAGS*, Note Interne ANTARES-Soft/1999-010
- [150] F. Cassol, *Alignment algorithms and software*, Note Interne ANTARES-Slow/1999-001
- [151] J.S. Ricol, *ARS simulation: integration and wave-form rates*, Note Interne ANTARES-Elec/2000-008
- [152] H. Lafoux, A. Cade *et al.*, *Late(st) Gamelle Results*, Note Interne ANTARES-Opmo/1998-001
- [153] F. Bernard, *Simulation des muons atmosphériques pour le projet de télescope à neutrinos ANTARES*, Rapport de fin d'études, Ecole des Mines de Nancy, Université de la Méditerranée, juin 1997
- [154] MINUIT, *Function minimization and error analysis*, CERN program library, D506 Version 94.1 (1998)

- [155] HBOOK, *Statistical analysis and histogramming*, CERN program library, Y250 Version 4.24 (1995)
- [156] PAW, *Physics analysis with a workstation*, CERN program library, Q121 Version 2.11/13 (1999)
- [157] A. Heijboer, *ANTARES' event display: A3D*, Note Interne ANTARES (à paraître)
<http://www.nikhef.nl/user/t61/a3d/>
- [158] A. Oppelt, *High energy performance of the 13 string detector*, Note Interne ANTARES-Soft/2000-001
A. Oppelt, Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, en préparation
- [159] R.J. Protheroe, *High energy neutrino astrophysics*, astro-ph/9809144
- [160] F. Halzen, *High energy neutrino astronomy*, Phys. Rep. 333-334 (2000) 349-364
- [161] G. Ingelman, M. Thunman, *Particle production in the interstellar medium*, hep-ph/9604286 (1996)
- [162] R.J. Protheroe, P.A. Johnson, *Propagation of ultra high energy protons over cosmological distances and implications for topological defect models*, astro-ph/9506119, Astropart.Phys. 4 (1996) 253
- [163] F. Halzen, E. Zas, *Neutrino fluxes from active galaxies: a model-independent estimate*, astro-ph/9702193, Astrophys.J. 488 (1997) 669-674
- [164] E. Waxman, J. Bahcall, *High-energy neutrinos from cosmological gamma ray burst fireballs*, astro-ph/9701231, Phys.Rev.Lett. 78 (1997) 2292-2295
- [165] M. Vietri, *Ultra high energy neutrinos from gamma ray bursts*, astro-ph/9802241, Phys.Rev.Lett. 80 (1998) 3690-3693

Caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour la détection de cascades contenues dans le cadre du projet ANTARES

Résumé

Les neutrinos cosmiques de haute énergie (> 100 GeV) offrent l'opportunité d'ouvrir une nouvelle fenêtre sur l'Univers et d'apporter des indications pour résoudre certaines énigmes de la Physique des Particules et de l'Astrophysique. Leur observation nécessite la conception d'un nouveau type de détecteur. Nous avons caractérisé les performances que l'on peut attendre d'un télescope sous-marin à neutrinos de première génération composé d'environ mille photomultiplicateurs, pour la détection de cascades contenues. Le seuil du détecteur se situe vers 200 GeV, le volume effectif atteint $8 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ au-delà de 100 TeV. L'ouverture angulaire vaut $4\pi \text{ sr}$, bien que le volume effectif soit plus faible d'environ 50 % à la verticale descendante. La résolution spectrale est entre 10 et 15 %, et la précision angulaire environ 2° (sur l'énergie et la direction du neutrino). Le taux de bruit de fond induit par les muons atmosphériques est inférieur à 1.8 fois celui dû aux neutrinos atmosphériques. Son évaluation reste limitée par la statistique de simulation. Ces résultats soulignent qu'un télescope sous-marin à neutrinos possède de grandes potentialités de découverte, non seulement de neutrinos muoniques, mais aussi de neutrinos électroniques, et devrait ouvrir une nouvelle ère de l'astronomie.

Mots-clés : ANTARES, neutrino, télescope, cascades contenues, efficacité de détection, précision angulaire, résolution spectrale, rejet du bruit de fond

Determination of the performances of a deep underwater neutrino telescope in the detection of contained cascades for the ANTARES project

Abstract

High energy (> 100 GeV) cosmic neutrinos allow us to open a new window on the Universe and bring some clues on certain unsolved Particle Physics and Astrophysics issues. Their observation requires the design of a new kind of detector. We have characterized the performances that can be expected from a first generation deep underwater neutrino telescope equipped with about 1000 photomultiplier tubes, in the detection of contained cascades. The detector threshold is around 200 GeV, the effective volume reaches $8 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ above 100 TeV. The angular acceptance is $4\pi \text{ sr}$, although the effective volume is lower by about 50 % for vertically downgoing neutrinos. The spectral resolution is between 10 and 15 %, and the angular resolution is about 2° (with respect to the energy and direction of the neutrino). The background rate due to atmospheric muons is less than 1.8 times the one due to atmospheric neutrinos. Its estimation is still limited by the statistics. These results emphasize that a deep underwater neutrino telescope has great discovery potentials, not only of muon neutrinos but also of electron neutrinos, and should lead to a new astronomy era.

Keywords : ANTARES, neutrino, telescope, contained cascades, detection efficiency, angular resolution, energy resolution, background rejection