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

CPPM-T-1999-03
N° d'ordre 99AIX22033

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

présentée par

Cristina CÂRLOGANU

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

Caractérisation des performances à basse énergie du futur télescope sous-marin à neutrinos ANTARES et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques

Soutenue le 6 décembre 1999, devant le jury composé de :

M.	J.-J. AUBERT	Directeur de thèse
M.	J. CARR	
Mme	M.-C. COUSINOU	Présidente
M.	J. ENGELEN	Rapporteur
M.	M. SPIRO	Rapporteur

"Zodii sunt şi jos subt ţară,
fă-le numai să răsară.
Sapă, numai, sapă, sapă,
până dai de stele-n apă."

Lucian Blaga, *"Sapă, frate, sapă, sapă"*

Je remercie Elie Aslanides pour son chaleureux accueil au Centre de Physique de Particules de Marseille. Je remercie également Jean-Jacques Aubert de m'avoir fait découvrir ce domaine passionnant des astroparticules et de m'avoir offert la possibilité de préparer cette thèse. Je tiens aussi à remercier Irinel Caprini, Sorin Ciulli et Liliana Micu pour leur confiance et soutien.

Je suis reconnaissante envers John Carr pour sa grande disponibilité et l'efficacité de son encadrement pendant cette dernière année de thèse. Son aide me fût très précieuse.

J'adresse mes vifs remerciements à Marie-Claude Cousinou qui a accepté de présider mon jury de thèse et à Jos Engelen et Michel Spiro qui ont bien voulu être rapporteurs.

Un grand merci pour tous les membres du groupe ANTARES pour la bonne ambiance qu'ils ont su créer et pour leur disponibilité. En particulier, j'exprime toute ma gratitude à Stéphane Basa, Eric Kajfasz, François Montanet, Luciano Moscoso, Patrice Payre et Charling Tao pour leur patience, humour et soutien dans des moments parfois difficiles. Merci à Sergio Navas et Hervé Lafoux pour la lecture méticuleuse du manuscrit.

Je remercie tout le personnel du CPPM, très sympathique et toujours prêt à aider. En particulier, Thierry Mouthuy, aimable même pour des requêtes intempestives, Laurent Martin, à qui je dois la découverte du monde sous-marin et Magali Damoiseaux pour ses éclaircissements des subtilités de la langue française.

J'adresse toute mon amitié aux compagnons de ces trois ans marseillais : Fabrice, Franck et François, Fabien, Isa et Olax, Anne, Cristi, Sergio et Angela, Smaïn et Véro. Bonne chance à tous.

Enfin, aux plus proches, à ma famille et à Ileana, merci pour TOUT.

Table des matières

Astronomie neutrino à l'époque des satellites et des super-accélérateurs

Les neutrinos sont des particules élémentaires qui ne subissent que l'interaction faible, parmi les trois interactions décrites par le Modèle Standard. Leur description théorique semble donc être facile. Néanmoins, le fait même qu'ils interagissent très faiblement avec la matière les rend presque "indétectables". Ainsi, sans un ensemble suffisant de mesures expérimentales, la théorie est relativement impuissante, et les neutrinos font partie des particules les plus mal connues.

Leur histoire commence en 1930 quand Pauli postule l'existence du neutrino électronique pour résoudre le problème du spectre en énergie de la désintégration β. En 1934, Fermi développe la théorie de l'interaction faible et incorpore la particule prédite par Pauli mais qui n'a toujours pas été observée. La nouvelle particule sera enfin mise en évidence en 1956 par Cowan, Reines *et al.*, en utilisant le processus $\bar{\nu}_e\ p \to e^+ n$, avec des $\bar{\nu}_e$ créés auprès d'un réacteur nucléaire [1]. Six ans plus tard, le neutrino muonique est mis en évidence dans une expérience de Brookhaven [2]. En 1975, Perl *et al.* découvrent le lepton τ à SPEAR ; l'étude de sa désintégration suggère l'existence du troisième type de neutrino : le neutrino tauique [3].

Les trois saveurs de neutrinos sont bien incorporées dans le cadre du Modèle Standard, qui distribue les leptons dans trois familles : chaque lepton chargé est associé à un neutrino. Par contre, le Modèle Standard laisse ouverte la question de la masse des neutrinos. Du point de vue expérimental, seules des limites sur leurs masses existent. Elles soulèvent, pourtant, un problème de hiérarchie pour le Modèle Standard : les masses des neutrinos, si elles ne sont pas nulles, sont beaucoup plus faibles que les masses des leptons chargés correspondants. Par conséquence, dans la version minimale du Modèle Standard, les neutrinos sont supposés de masse nulle. Il n'y a pourtant aucune raison théorique, liée par exemple à la symétrie de jauge du Modèle Standard, d'imposer des masses nulles pour les neutrinos.

En juillet 1998, la collaboration SuperKamiokande [4] a annoncé qu'elle disposait d'indications fermes sur l'existence d'oscillations entre, au moins, deux saveurs de neutrinos. L'existence d'oscillations implique une masse non-nulle pour les neutrinos et cette annonce fût, en conséquence, la première preuve expérimentale que le Modèle Standard minimal, tel qu'il est conçu actuellement, doit être révisé ou, du moins, complété. De plus, masse des neutrinos et oscillation entre les différentes saveurs rapprochent le secteur leptonique du secteur des quarks ; le modèle théorique devient de plus en plus symétrique et ainsi de plus en plus esthétique.

Les masses ne sont pas les seules inconnues en ce qui concerne les neutrinos : intimement reliée à leur manière d'acquérir une masse, leur vraie nature — particules Dirac ou Majorana[1] — n'est pas connue non plus. Des phénomènes différents seraient à attendre dans les deux cas : la désintégration β sans émission de neutrinos serait une signature sans équivoque de leur

[1] Les particules Majorana sont leurs propres antiparticules.

nature Majorana, tandis que des neutrinos Dirac pourraient avoir des moments magnétiques dipolaires. Malheureusement, jusqu'à présent, aucune des tentatives de mise en évidence de ces signatures n'a pu conduire à des résultats positifs.

Néanmoins, même en ayant une connaissance partielle de la nature et des propriétés des neutrinos, ils peuvent être utilisés pour "sonder" l'Univers, tant que les échelles où les inconnues prédominent ne sont pas franchies. Pour connaître sa structure à "petite" échelle, le seul moyen reste d'étudier l'Univers avec différentes sondes, ou plus précisément de détecter les différents rayonnements cosmiques. Pour un détecteur terrestre de rayonnements cosmiques, aussi bien la source des rayonnements que les cibles croisées par ces rayonnements restent plus ou moins inconnues, contrairement à une cible ou à une source qui est étudiée dans un laboratoire et qui est facilement contrôlable. D'où l'importance, comme l'histoire déjà très riche de l'astrophysique l'a démontrée, de sonder l'Univers avec tous les rayonnements possibles et sur des domaines d'énergie aussi vastes que possibles [5].

L'astronomie en photons s'étend maintenant sur 18 ordres de grandeur, même si avant 1945 les seules observations disponibles étaient dans le visible. Après la deuxième guerre mondiale, l'astronomie en radio est devenue possible. Une des origines du rayonnement radio est le rayonnement de freinage des électrons ultra-relativistes qui spiralent dans des champs magnétiques. Les observations en radio ont ainsi prouvé l'existence de plasmas relativistes dans l'Univers et ont sondé des phénomènes et environnements qui ne peuvent être décrits que dans le cadre de la relativité générale : les quasars (découverts en 1960) et les pulsars (1967), associés plus tard avec des étoiles à neutrons. Une autre découverte fondamentale de l'astronomie radio est l'existence du rayonnement fossile à 3 K par Penzias et Wilson, en 1965.

A cause de l'absorption dans l'atmosphère, les observations en rayonnement X ont dû attendre l'arrivée des fusées, capables de monter assez haut dans l'atmosphère et d'y rester assez longtemps. Une fois ces conditions techniques remplies, les observations ont montré que le ciel en rayonnement X était aussi riche que dans les autres longueurs d'onde. Les premières découvertes, comme dans le cas des observations en radio, n'étaient pas prédites par les astrophysiciens. Les systèmes binaires et le phénomène d'accrétion ont été observés pour la première fois et des indications solides sur l'existence des trous noirs sont apparues aussitôt.

L'émission gamma du plan galactique a été détectée pour la première fois en 1963 par le satellite OSO II. Les années 70 ont marqué la découverte des sursauts gamma. Actuellement, une carte entière du ciel est disponible grâce à l'observatoire CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) [6]. Des sources diffuses en γ sont présentes, comme des sources ponctuelles. Pour quelques unes de ces sources, des émissions γ avec des énergies allant jusqu'à une dizaine de TeV ont été détectées par des télescopes terrestres [7].

Contrairement aux autres rayonnements, beaucoup de controverses existent actuellement sur les sources du rayonnement γ de haute énergie. Il y a notamment deux scénarios concurrents qui prétendent, pour le premier, que les photons sont produits par la diffusion Compton inverse et le rayonnement de freinage des électrons (modèle électromagnétique), et, pour le second, que les photons sont le résultat de la désintégration de pions neutres, produits dans des interactions de protons accélérés avec les protons de la matière ou le rayonnement ambiants (modèle hadronique) :

$$
\begin{array}{ccccccc}
p + \mathrm{cible}(p,\gamma) \rightarrow & \pi^0 & + & \pi^{\pm} & + & X & \\
 & \downarrow & & \downarrow & & & \\
 & \gamma\gamma & & \mu^{\pm}\nu_{\mu} & & & \\
 & & & \downarrow & & & \\
 & & & e^{\pm}\nu_{\mu}\nu_e\nu_{\mu} & & &
\end{array}
\tag{1}
$$

La discrimination des deux modèles est difficile à imaginer en disposant seulement des observations en γ. La détection des autres produits de l'interaction, décrits dans l'équation 1 — les neutrinos —, prouverait d'une manière définitive l'occurrence du modèle hadronique.

En dehors d'une meilleure compréhension des sources déjà observées en γ, les neutrinos offrent une opportunité unique pour l'observation de l'Univers lointain et de haute énergie. En effet, aucune des sondes de haute énergie auxquelles nous pouvons penser n'arrive à parvenir jusqu'à nous, à cause des interactions qu'elles subissent sur le trajet :

- Les photons sont absorbés à cause de leur interaction avec le fond diffus infrarouge, le rayonnement fossile à 3 K ou le rayonnement radio. Pour des énergies de l'ordre du PeV, leur parcours moyen ne dépasse pas le diamètre de notre Galaxie.

- Les protons étant des particules chargées, ils sont déviés dans les champs magnétiques galactiques et inter-galactiques qui, de plus, sont relativement mal connus [8]. Il n'y a qu'à très haute énergie (au-delà d'environ 10^{18} eV) qu'ils gardent l'information directionnelle sur leur source, mais, pour ces énergies, leur parcours moyen est aussi relativement court à cause de leur interaction avec le rayonnement fossile (effet GZK [9]).

- Les neutrons, quant à eux, ont un temps de vie limité et seulement ceux qui possèdent des énergies supérieures à 10^{18} eV peuvent nous parvenir, par exemple, ceux du centre galactique.

En plus de permettre une “radiographie” de l'Univers, les neutrinos peuvent nous aider à répondre à une autre question ouverte actuellement : la masse manquante de l'Univers.

La compréhension actuelle de l'Univers est fondée sur la théorie du Big Bang. Tout aurait commencé avec une grande explosion, un Univers très chaud qui, depuis, est en cours d'expansion et de refroidissement. Il y a de nombreuses preuves qui soutiennent cette théorie : la concordance entre la valeur de la constante de Hubble et l'âge de l'Univers ($H_0 t_0 \leq 1$), l'existence du rayonnement fossile à 3 K, la nucléosynthèse. Dans ce cadre général si bien vérifié, il y a pourtant des zones sombres, encore très mal comprises. La plus importante est peut-être la densité d'énergie de l'Univers, ou, d'une manière équivalente, sa masse.

La densité d'énergie est décrite par le paramètre Ω, défini par $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}$, avec ρ la densité moyenne et $\rho_c = 1,88h^2 \times 10^{-29}$ g cm^{-3}, la densité critique et h la constante de Hubble normalisée ($H_0 = 100h$ km s^{-1} Mpc^{-1}). La théorie de l'inflation prédit — et les observations actuelles confirment — que $\Omega = 1$. Des observations récentes de la vitesse d'expansion des supernovae de type Ia [10] ont montré que l'expansion de l'Univers, au lieu de diminuer, s'accélère, ce qui implique que la contribution dominante à Ω provient de la densité d'énergie du vide (la fameuse constante cosmologique d'Einstein). Plus précisément,

$$\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda,$$

avec la contribution de la matière, $\Omega_m = 0,25 \pm 0,1$ et la contribution de l'énergie du vide $\Omega_\Lambda = 0,75 \pm 0,1$. La contribution de la matière comprend non seulement la densité d'énergie des baryons, mais aussi la densité d'énergie du rayonnement fossile à 3 K et des neutrinos fossiles.

La nucléosynthèse contraint la composante baryonique à un maximum de 0,1. Les neutrinos de masse non-nulle devraient contribuer pour au moins 0,03 [4], mais une contribution trop importante poserait des problèmes pour la formation de la structure à grande échelle de l'Univers. Il reste donc une grande partie de la masse dont l'origine est inconnue, en dehors du fait qu'elle n'est pas baryonique. Elle est nommée matière noire.

Un autre argument pour l'existence de cette matière noire vient des courbes de rotation des galaxies spirales, qui ne peuvent pas être comprises sans l'existence de halos sombres. La formation des structures à grande échelle semble aussi être favorisée par la présence de matière noire non-baryonique.

Des candidats pour cette matière noire non-baryonique sont des particules massives qui interagissent faiblement avec la matière et, parmi eux, le favori est le neutralino, la particule supersymétrique la plus légère.

Si les neutralinos existent et s'ils forment la matière noire, il seraient piégés gravitationnellement au centre des objets lourds comme par exemple le Soleil ou la Terre. Les neutralinos sont leurs propres antiparticules et si la concentration devient assez importante, ils commencent à s'annihiler entre eux. Le résultat de ces processus — capture et annihilation — est un flux de neutrinos provenant du centre de ces objets compacts. La détection de ce flux serait donc une détection indirecte de la matière noire.

Le neutralino est activement recherché avec les expériences auprès des accélérateurs. Notons pourtant que, même s'il y est découvert, il faut encore prouver qu'il est la composante de la matière noire et la recherche indirecte garde tout son intérêt.

Les potentiels d'observation des neutrinos cosmiques sont nombreux et ils justifient l'effort soutenu de plusieurs collaborations pour la construction de télescopes à neutrinos. Deux télescopes, de première génération, AMANDA et BAIKAL, fonctionnent déjà et deux autres sont en phase de R&D : ANTARES et NESTOR [11].

Ces télescopes ont des volumes effectifs très grands, de l'ordre du km^3, et sont optimisés pour la détection des neutrinos de très haute énergie. Le sujet de ce travail de thèse a consisté pourtant à caractériser les performances de basse énergie (où par basse énergie, pour un télescope à neutrinos, nous comprenons des énergies entre une dizaine de GeV et 500 GeV) d'un télescope à neutrinos, tel qu'il est proposé par la collaboration ANTARES.

La motivation principale de l'étude est liée à la possibilité d'étudier les oscillations des neutrinos atmosphériques, mais elle est loin d'être la seule. Les neutrinos créés par l'éventuelle annihilation des neutralinos sont, eux aussi, de basse énergie. Une troisième motivation vient de l'astronomie. La raison pour optimiser ces télescopes pour la détection de très hautes énergies est l'existence du fond irréductible des neutrinos atmosphériques. Pour la détection des neutrinos cosmiques diffus, un seuil élevé en énergie est le seul moyen pour contrôler la contamination du signal par des neutrinos atmosphériques. Par contre, dans des conditions plus propices, par exemple dans les cas des sources ponctuelles de neutrinos et des neutrinos des sursauts gamma, quand la direction ou la direction et le temps des signaux sont connus, le seuil en énergie peut être notablement abaissé. Pour ce type de sources, les performances de basse énergie du détecteur sont aussi importantes.

Le premier chapitre de cette thèse est dédié aux neutrinos et au phénomène d'oscillations. Nous avons essayé de schématiser le cadre théorique de l'acquisition de la masse des neutrinos et d'expliquer d'une manière phénoménologique les oscillations. La revue des recherches d'oscillations est loin d'être complète, mais nous espérons qu'elle donne une idée de la richesse du domaine et de l'activité expérimentale fébrile qui s'y développe.

Avec la description générale des télescopes à neutrinos dans le chapitre 2 et l'introduction de leurs principales caractéristiques, nous approchons le sujet de notre travail. Le détecteur ANTARES, tel qu'il a été proposé par la collaboration en mai 1999, est décrit dans le chapitre 3. Pour caractériser les performances du détecteur, des outils de simulation et de reconstruction ont dû être développés, ils sont détaillés dans le même chapitre 3.

Enfin, le chapitre 4 présente l'étude proprement dite, menée pour caractériser les performances de basse énergie du détecteur, ainsi que les résultats obtenus. Ils seront appliqués, dans le chapitre 5, à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques.

Chapitre 1

Les neutrinos

1.1 Les neutrinos dans le Modèle Standard

Le Modèle Standard des interactions électrofaibles est basé sur une symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$, qui décrit ces interactions comme une combinaison de l'interaction d'isospin faible basée sur $SU(2)_L$ et de l'interaction d'hypercharge faible basée sur $U(1)_Y$.

Si l'interaction d'hypercharge est universelle (ce qui implique que toute particule a une hypercharge faible), l'interaction d'isospin viole la parité droite-gauche et seules les composantes des champs fermioniques de chiralité gauche la subissent. Les champs fermioniques sont donc décomposés en des champs de chiralité droite (classifiés dans des singlets de $SU(2)$) et des champs de chiralité gauche (classifiés dans des doublets de $SU(2)$) :

$$
\begin{array}{lll}
\begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L = (\mathbf{2}, -1), & l_R^- = (\mathbf{1}, -2), & \\
\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L = \left(\mathbf{2}, \frac{1}{3}\right), & u_R = \left(\mathbf{1}, \frac{4}{3}\right), & d_R = \left(\mathbf{1}, -\frac{2}{3}\right)
\end{array}
$$

Dans cette classification, la valeur en gras représente la charge d'isospin et la deuxième valeur l'hypercharge. Notons l'asymétrie de la classification précédente au niveau des leptons et des quarks, déterminée par l'absence des neutrinos de chiralité droite ; et ceci parce que, comme les neutrinos sont neutres, les neutrinos de chiralité droite **n'ont pas de charges** $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ils ne peuvent donc pas être produits ou détectés par des interactions électrofaibles. Ils ne peuvent être mis en évidence que par des effets indirects, comme par exemple à cause de leur masse.

Avant de discuter comment les neutrinos peuvent acquérir une masse dans le Modèle Standard, observons que dans la classification précédente l'indice l correspond à une des trois familles de leptons connus, et u et d à une des trois familles des quarks. La mesure du nombre de neutrinos légers au LEP en utilisant la largeur partielle invisible du boson Z [12] a montré qu'il y a trois familles leptoniques et fait que maintenant l'existence du neutrino tau est considérée comme "sûre", même s'il n'a pas été détecté directement.

Le fait que le neutrino est une particule neutre le singularise parmi les autres fermions, tous chargés, auxquels il est pourtant intimement relié. L'absence d'un principe d'invariance de jauge qui pourrait imposer une masse nulle du neutrino, comme dans le cas des photons, laisse croire qu'il devrait être massif, comme les autres fermions chargés. Le problème serait alors de comprendre pourquoi sa masse est tellement petite par rapport aux masses de ces fermions chargés. Il existe actuellement un mécanisme généralement adopté dans la littérature, le mécanisme de "see-saw", qui offre une explication relativement naturelle de cette hiérarchie de masse et que nous allons détailler maintenant.

Normalement, le terme de masse pour les fermions s'écrit

$$m\bar{\nu}\nu = m(\bar{\nu}_L\nu_R + \bar{\nu}_R\nu_L) \quad \text{(terme Dirac)}$$

Pour qu'il puisse apparaître dans le cas des neutrinos il faut postuler l'existence d'un neutrino de chiralité droite, comme dans le cas des leptons chargés.

La situation est pourtant un peu plus compliquée, parce que dans le cas des particules neutres, l'invariance de Lorentz permet l'apparition d'un deuxième type de masse :

$$m\bar{\nu}\nu = m(\bar{\nu}_L^c\nu_L + \bar{\nu}_L\nu_L^c) \quad \text{(terme Majorana)}$$

Dans l'expression précédente, ν^c est le champ conjugué de charge. Les états propres de masse sont dans ce cas des particules Majorana (elles sont leurs propres antiparticules). Ce terme de masse peut apparaître même en absence du neutrino de chiralité droite. Par contre, si ce neutrino existe, il peut acquérir, lui aussi, une masse Majorana. Une observation importante est que ce type de terme de masse conduit à une violation du nombre leptonique.

Si on regarde donc seulement l'invariance de Lorentz, le lagrangien de masse le plus général qui peut être écrit pour les neutrinos est une combinaison des masses Dirac et Majorana :

$$-\mathcal{L}^{M+D} = \bar{\nu}_R\mathcal{M}^D\nu_L + \frac{1}{2}\left(\bar{\nu}_L^c\mathcal{M}_L^M\nu_L + \bar{\nu}_R\mathcal{M}_R^M\nu_R^c\right) + hc, \tag{1.1}$$

où $\mathcal{M}^D$ est une matrice Dirac complexe 3×3 et $\mathcal{M}_L^M$ et $\mathcal{M}_R^M$ sont deux matrices complexes Majorana de dimensions 3×3 pour les neutrinos de chiralité gauche et droite. Ici, les vecteurs ν_L et ν_R représentent les états propres des interactions électrofaibles :

$$\nu_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix}, \quad \nu_R = \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ \nu_{\mu R} \\ \nu_{\tau R} \end{pmatrix}$$

Ce lagrangien peut être écrit aussi sous une forme plus compacte :

$$-\mathcal{L}^{M+D} = \frac{1}{2}(\bar{\nu}_L^c\bar{\nu}_R)\begin{pmatrix} M_L^M & (M^D)^T \\ M^D & M_R^M \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} + h.c. \tag{1.2}$$

et il peut être diagonalisé par une transformation unitaire U^TMU où M est la matrice complexe qui apparaît dans l'équation 1.2 :

$$-\mathcal{L}^{M+D} = \frac{1}{2}\bar{\chi}\hat{m}\chi = \sum_{k=1}^{6} m_k\bar{\nu}_k\nu_k,$$

avec les champs χ définis par $\chi = U^\dagger\nu_L + U^T\nu_R^c$. Il peut être vérifié que les états propres de masse ν_k sont des champs Majorana.

Considérons maintenant pour illustration le cas d'une seule saveur. Dans ce cas, la matrice M est une matrice 2×2[1] :

$$M = \begin{pmatrix} m_L^M & m^D \\ m^D & m_R^M \end{pmatrix}$$

[1]En supposant l'invariance de CP dans le secteur leptonique, tous les éléments de la matrice sont réels.

Il est naturel de supposer que la masse Dirac m^D est du même ordre de grandeur que la masse du lepton chargé associé ; supposons aussi que $m_L^M \ll m^D \ll m_R^M$. Les masses sont les valeurs propres de la matrice M,

$$m_1 \simeq m_R^M, \qquad m_2 \simeq \left| m_L^M - \frac{(m^D)^2}{m_R^M} \right|$$

Le neutrino gauche est essentiellement l'état propre léger, tandis que le neutrino droit correspond à l'état propre lourd. Le spectre des leptons a donc une hiérarchie naturelle, déterminée par l'existence d'une nouvelle échelle de masse, m_R^M, associée avec le neutrino droit et indépendante de l'échelle du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le mécanisme est facilement généralisable à trois générations. Des neutrinos "supplémentaires", qui n'interagiraient pas avec la matière, nommés des neutrinos "stériles", pourraient aussi apparaître.

Le mécanisme de "see-saw" est un mécanisme élégant qui explique la hiérarchie de masse dans le secteur leptonique mais qui n'explique pas la génération proprement dite des masses et ne fixe pas non plus l'échelle de la nouvelle physique associée avec les neutrinos droits. Il y a actuellement beaucoup de théories sur les masses des neutrinos, mais nous sommes loin d'arriver à un consensus. Ce qui est clair, par contre, c'est que dans le Modèle Standard minimal, avec un seul doublet de Higgs, il n'est pas possible de générer les trois types de masses (deux Majorana, associées avec les deux chiralités et une Dirac), telles quelles sont apparues dans le mécanisme de "see-saw". Une revue théorique sur les masses des neutrinos n'est pas notre but. Des compilations excellentes sur le sujet existent dans la littérature [13, 14, 15]. Nous nous intéressons par la suite aux conséquences phénoménologiques des neutrinos massifs.

1.2 Limites directes sur les masses des neutrinos

Les masses des neutrinos ont été activement recherchées mais nous ne disposons à l'heure actuelle que de limites. Les dernières évaluations de [16] pour les trois saveurs sont :

$$\begin{array}{lccl} m_{\nu_e} & < & 15 & \text{eV} \\ m_{\nu_\mu} & < & 0,19 & \text{MeV} \\ m_{\nu_\tau} & < & 18,2 & \text{MeV} \end{array}$$

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

$$^3H \rightarrow \ ^3He + e^- + \bar{\nu}_e.$$

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

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

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

tandis que la désintégration en mode hadronique du tau,

$$\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau,$$

avec la composante hadronique consistant dans un certain nombre de pions, donne la limite sur la masse du neutrino tauique.

Ces limites sont impressionnantes par leur précision, mais loin de prouver que les masses sont nulles. Nous verrons que les oscillations des neutrinos permettent de prouver l'existence des neutrinos massifs, même si leur masse ne pouvait jamais être mesurée d'une façon directe.

1.3 Oscillation des neutrinos

L'oscillation des neutrinos est un phénomène quantique qui consiste dans un changement de saveur d'un neutrino au cours du temps.

Les neutrinos sont produits et détectés comme des états propres d'interaction, mais dans le vide ils se propagent comme des états propres de masse. Un état propre d'interaction peut être écrit comme

$$|\nu_l>= \sum_{k=1}^{n} U_{lk}^{*}|\nu_k> \tag{1.3}$$

Ici, les états $|\nu_k>$ sont les états propres de masse et U la matrice unitaire de mélange, l'analogue de la matrice CKM dans le secteur des quarks. Chaque $|\nu_k>$ est donc un neutrino de masse m_k et d'énergie

$$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2} \simeq p + \frac{m_k^2}{2p} \quad \text{(approximation valable pour les neutrinos relativistes)}$$

Supposons que, à la production, l'état d'un neutrino est décrit par l'équation 1.3. L'évolution en temps des états propres de masse est décrite par l'opérateur d'évolution temporelle $\exp(-iH_0t)$, avec H_0 le hamiltonien d'une particule libre. Au temps t, l'état du neutrino serait donc

$$|\nu_l>_t= \sum_{k=1}^{n} U_{lk}^{*}e^{-iE_kt}|\nu_k>$$

Il est clair que si les états propres de masse se propagent différemment, c'est-à-dire, si leurs masses sont différentes (en supposant qu'ils ont tous la même impulsion), l'état de saveur du neutrino a changé. L'amplitude de la probabilité de transition entre deux saveurs l et α est

$$A(\nu_l \to \nu_\alpha, t) =<\nu_\alpha|\nu_l>_t= \sum_{k=1}^{n} U_{\alpha k}e^{-iE_kt}U_{lk}^{*} \tag{1.4}$$

La probabilité de détecter la saveur α à la place de la saveur originale l est le carré de cette amplitude.

Avant de particulariser cette probabilité dans le cas des oscillations entre deux saveurs, remarquons que les probabilités de survie des neutrinos et antineutrinos sont les mêmes, mais que les probabilités de transition des neutrinos et des antineutrinos ne sont les mêmes que si le secteur leptonique est invariant par la transformation de CP [13].

Dans quelques situations particulières, l'interaction des neutrinos avec la matière ne peut pas être négligée et elle pourrait affecter les oscillations (des oscillations dans la matière).

C'est le cas des milieux denses, comme le soleil ou les supernovae[2]. Les neutrinos électroniques peuvent interagir aussi par courant chargé avec les électrons, contrairement aux autres saveurs qui ne peuvent interagir que par courant neutre. Leur probabilité de changer de saveur peut être considérablement augmentée si la densité électronique est importante (effet MSW [17]).

Oscillation entre deux saveurs de neutrinos

En supposant qu'il n'y a que deux saveurs de neutrinos qui se mélangent d'une manière significative, la matrice de mélange U s'écrit :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & e^{i\delta}\sin\theta \\ -e^{-i\delta}\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix},$$

où la phase $e^{i\delta}$ disparaît, bien sûr, si l'invariance de CP est respectée. La probabilité de transition entre les deux saveurs devient

$$\mathcal{P}(\nu_l \to \nu_\alpha, L) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu}\right) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(1,27\frac{\Delta m^2(\mathrm{eV}^2)L(\mathrm{km})}{E_\nu(\mathrm{GeV})}\right), \tag{1.5}$$

où nous avons remplacé le temps avec la distance de la génération des neutrinos au détecteur et $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ est la différence de masse au carrée entre les deux états propres de masse correspondants. L'équation 1.5 ne garde pas la mémoire des phases liées à la violation de CP : si seulement deux phases se mélangent, des effets de violation de CP ne peuvent pas être mis en évidence à partir des oscillations des neutrinos.

Une variable utile du point de vue phénoménologique est la longueur d'oscillation, qui est définie comme la distance nécessaire pour un cycle d'oscillation :

$$L_{\mathrm{osc}} = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta m^2}$$

Il est clair que, pour que l'oscillation entre les saveurs se manifeste, les états propres de masse ne doivent pas être dégénérés et les neutrinos doivent être massifs. De plus, pour observer ces oscillations, une expérience doit disposer d'une distance entre la source des neutrinos et le détecteur comparable avec la longueur d'oscillation L_{osc}. En assurant un rapport L/E assez grand, il est possible de sonder des différences de masse au carrée Δm^2 infimes.

La figure 1.1 montre la probabilité d'oscillation entre deux saveurs de l'équation 1.5, pour un angle de mélange maximal et en fonction de L/L_{osc}. La ligne grisée répresente la probabilité d'oscillation telle qu'elle apparaît dans l'équation 1.5, tandis que la ligne noire est une probabilité d'oscillation convoluée par une certaine résolution sur l'énergie. Cette dernière probabilité d'oscillation est ce qu'une expérience mesure et il est clair que, pour des valeurs $L \gg L_{\mathrm{osc}}$, le phénomène d'oscillation se réduit à une diminution du flux d'un facteur $1 - \frac{\sin^2 2\theta}{2}$. C'est précisément le cas des expériences qui recherchent des neutrinos cosmiques, comme nous le verrons dans la section suivante.

Nous avons obtenu la probabilité d'oscillation de l'équation 1.5 dans l'hypothèse où seulement deux saveurs se mélangent, et elle n'est pas valable dans un cas plus général où plusieurs

[2]Dans ce cas, le hamiltonien d'une particule libre que nous avons utilisé dans l'expression de l'opérateur d'évolution doit être remplacé avec le hamiltonien d'interaction.

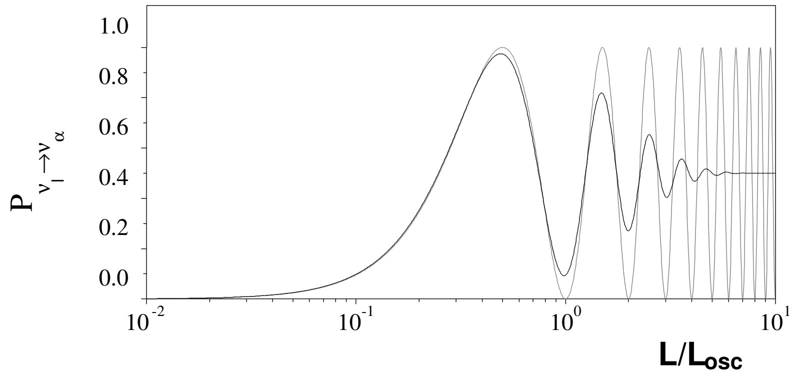

Figure 1.1 : *Probabilité d'oscillation pour le mélange entre deux saveurs avec un angle de mélange maximal, en fonction de L/L_{osc} (en gris). La ligne noire représente la probabilité précédente convoluée par une distribution gaussienne en énergie, de valeur moyenne E et d'écart type $\sigma = E/10$ [13].*

saveurs participent aux oscillations. Il est pourtant intéressant de noter que, même dans ce cas plus général, l'équation 1.5 reste valable dans certains cas particuliers [18]. Considérons par exemple que les trois états propres de masse "légers" ont la hiérarchie $m_1 \simeq m_2 \ll m_3$ et le cas d'une expérience de recherche des oscillations qui dispose d'un rapport L/E tel que $m_3^2(L/E) \simeq 1$, et par conséquence $m_{1,2}^2(L/E) \ll 1$. Dans ce cas, l'équation 1.4 se simplifie et devient

$$A(\nu_l \to \nu_\alpha) = U_{l3}U_{\alpha 3}^* \left[-1 + e^{-i\frac{m_3^2 L}{2E}} \right],$$

où, pour obtenir l'expression précédente, nous avons utilisé l'unitarité de la matrice U. La probabilité d'oscillation devient :

$$\mathcal{P}(\nu_l \to \nu_\alpha, L) = 2|U_{l3}U_{\alpha 3}|^2 \sin^2 \left(1,27 \frac{m_3^2(\mathrm{eV}^2)L(\mathrm{km})}{E_\nu(\mathrm{GeV})} \right),$$

qui a précisément la même forme fonctionnelle que l'équation 1.5, mais avec $\sqrt{2}|U_{l3}U_{\alpha 3}|$ à la place de $\sin 2\theta$ et m_3^2 à la place de Δm^2.

1.3.1 Situation expérimentale

La recherche des oscillations des neutrinos a utilisé pratiquement toutes les sources connues de neutrinos : des neutrinos produits artificiellement auprès des accélérateurs et des réacteurs, ainsi que des neutrinos atmosphériques ou solaires. Dernièrement, beaucoup de propositions visent même l'utilisation de neutrinos plus exotiques, comme ceux qui seraient produits par les noyaux actifs de galaxies. Le spectre en énergie de ces neutrinos est grand et les longueurs d'oscillation sondées s'étendent sur de nombreux ordres de grandeur (figure 1.2).

Indépendamment des sources de neutrinos, les expériences d'oscillations se classifient en deux grandes catégories :

- des expériences de disparition, qui essaient de mettre en évidence la diminution d'un flux de neutrinos en fonction de la distance de propagation.

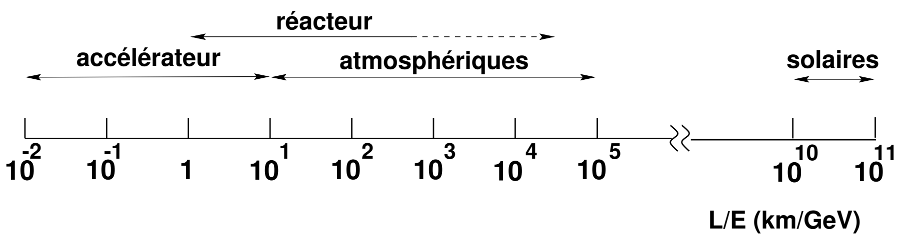

Figure 1.2 : *Rapport L/E accessible aux différentes expériences de recherche des oscillations des neutrinos (schéma approximatif).*

- des expériences d'apparition, qui essaient de mettre en évidence l'apparition d'une nouvelle saveur de neutrinos dans un faisceau qui ne la contient pas à sa création.

La détection des neutrinos est très difficile et les expériences d'apparition sont généralement considérées comme plus "sûres" que les expériences de disparition, pour lesquelles les flux d'origine sont assez difficilement contrôlables. De plus, l'information apportée par un signal positif dans une expérience d'apparition n'est absolument pas la même que celle apportée par un signal dans une expérience de disparition. Dans le premier cas, l'expérience prouve l'oscillation entre deux saveurs précises ($\nu_l \to \nu_{l'}$), tandis que, dans le deuxième cas, elle prouve seulement que la saveur originelle oscille ($\nu_l \to \nu_x$). Seuls des effets de deuxième ordre peuvent aider à discerner entre les différents scénarios d'oscillation. Un troisième aspect est que, comme la probabilité de disparition des neutrinos et des antineutrinos est identique, une expérience de disparition ne peut pas être sensible à des effets de violation de CP dans le secteur leptonique. Malheureusement, les expériences d'apparition sont beaucoup plus difficiles à réaliser. Généralement, les neutrinos sont mis en évidence par les leptons qu'ils produisent lors de leur interaction par courant chargé, or pour la création des saveurs lourdes, notamment le tau, le seuil est relativement important. Pour pouvoir faire des expériences d'apparition et sonder des valeurs très basses de Δm^2, il est donc nécessaire de disposer de distances appréciables entre la source de neutrinos et le détecteur (des expériences "long baseline").

Les neutrinos solaires

Les premiers signaux positifs sont arrivés des mesures du flux des neutrinos solaires. Homestake [19], Gallex [20], Sage [21] et Kamiokande [22] ont tous mesuré un flux des neutrinos solaires égal à environ la moitié du flux prédit (figure 1.3).

Les neutrinos solaires sont des neutrinos de basse énergie (inférieure à 20 MeV) et leur détection n'est pas facile. Cependant, les cinq expériences utilisent trois techniques expérimentales différentes et la probabilité que l'effet soit dû à une erreur systématique de détection est très faible. Des modifications dans les paramètres du modèle solaire ne semblent pas, non plus, pouvoir réconcilier les prédictions théoriques et les mesures [24]. Les données peuvent par contre être ajustées dans l'hypothèse d'oscillation des neutrinos électroniques.

Les expériences de détection des neutrinos solaires sont des expériences de disparition et le nombre de paramètres libres pour l'analyse d'oscillation est important, les neutrinos électroniques pouvant osciller vers une autre saveur active ou bien vers des neutrinos stériles. De plus, la densité de la matière au cœur du soleil est assez importante pour induire des effets

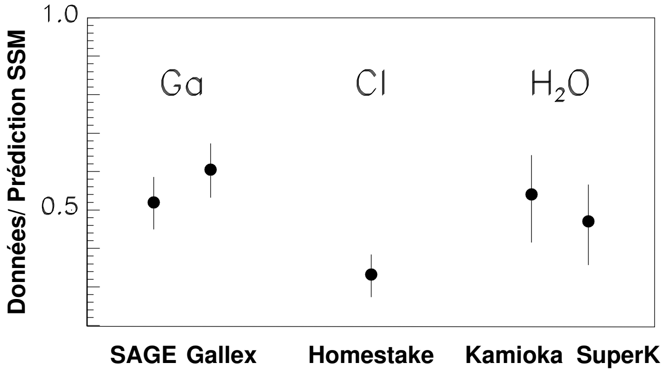

Figure 1.3 : *Fraction du flux prédit pour les neutrinos solaires, mesurée par les expériences Homestake, Gallex, Sage, Kamiokande et SuperKamiokande [23].*

résonants sur les oscillations (effet MSW). Les régions permises dans l'espace des paramètres d'oscillation sont présentées dans la figure 1.4 en fonction du scénario d'oscillation supposé [24].

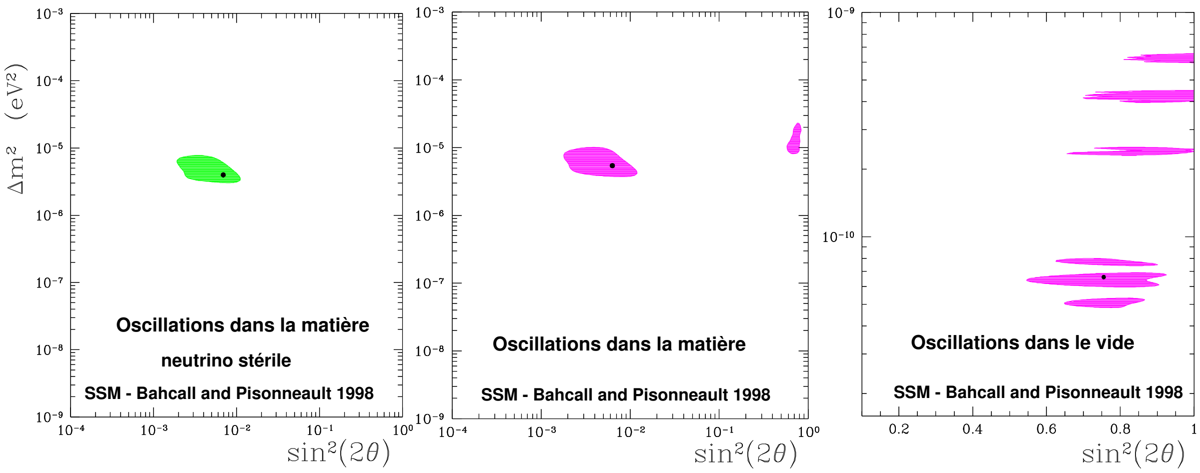

Figure 1.4 : *Régions permises des paramètres pour les oscillations des neutrinos solaires [24]. A gauche : solution pour l'oscillation dans la matière et en supposant $\nu_e \to \nu_s$; au milieu : solution pour l'oscillation dans la matière $\nu_e \to \nu_x$. La solution à grand angle de mélange n'est pas compatible avec la distribution de l'angle zénithal des neutrinos mesurée par SuperKamiokande. A droite : solutions pour l'oscillation dans le vide.*

La nouvelle génération d'expériences sur les neutrinos solaires, représentée par SNO [25] et Borexino [26], devrait lever la dégénérescence des solutions par la mesure des interactions par courant neutre des neutrinos (SNO) et en descendant le seuil de détection (Borexino).

Les neutrinos atmosphériques

Une autre source "naturelle" de neutrinos est constituée par l'atmosphère terrestre.

Le rayonnement cosmique interagit avec les noyaux atmosphériques et produit des mésons, qui, à leur tour, se désintègrent et engendrent des neutrinos. Le spectre de ces neutrinos est large — de neutrinos de l'ordre du MeV jusqu'au TeV — et une expérience dédiée à leur détection peut bénéficier aussi d'une distance de vol qui varie entre une dizaine de kilomètres et le diamètre de la Terre (figure 1.5).

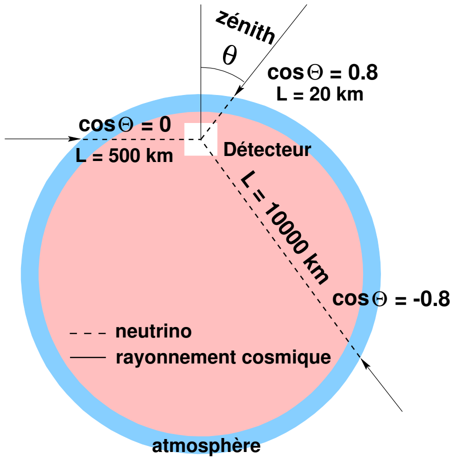

Figure 1.5 : *Image schématique du positionnement d'un détecteur de neutrinos atmosphériques et de la longueur de vol de ces neutrinos.*

Les incertitudes théoriques liées à la modélisation du flux de ces neutrinos sont trop importantes pour pouvoir utiliser les expériences de détection des neutrinos atmosphériques juste comme des expériences de disparition. De plus, les neutrinos électroniques ainsi que les neutrinos muoniques sont présents et les seules expériences d'apparition qui peuvent être envisagées sont les expériences de détection des neutrinos tauiques [27], a priori très difficiles à réaliser.

Par contre, ces neutrinos atmosphériques ont des caractéristiques qui sont beaucoup moins affectées par des incertitudes de modélisation :

- le rapport des neutrinos muoniques et électroniques, $(\bar{\nu}_\mu + \nu_\mu)/(\bar{\nu}_e + \nu_e)$ peut être calculé avec une bonne précision. Il est d'environ 2 pour des neutrinos avec une énergie inférieure au GeV et baisse avec l'énergie au-delà, à cause du fait que les muons produits dans l'atmosphère commencent à arriver au sol (où ils sont absorbés) et ne se désintègrent plus.

- en dehors des effets liés au champ magnétique terrestre, les flux présentent une symétrie haut-bas. En effet, le nombre de neutrinos produits dépend du développement des gerbes primaires, qui est déterminé par la densité de la colonne d'air que les primaires traversent et symétrique par rapport au plan horizontal.

Ce sont précisément ces caractéristiques des neutrinos atmosphériques que les oscillations peuvent changer. Des oscillations entre les neutrinos électroniques et muoniques ou juste une disparition d'une des saveurs changeront le rapport $(\bar{\nu}_\mu + \nu_\mu)/(\bar{\nu}_e + \nu_e)$. Les neutrinos descendants ne sont pas a priori affectés par les oscillations à cause de la courte distance de vol, tandis que la probabilité d'oscillation des neutrinos ascendants peut être importante et, dans ce cas, une asymétrie haut-bas serait créée.

Les détecteurs de première génération, NUSEX [28], Frejus [29], Soudan [30], IMB [31] et Kamiokande, ont mesuré le rapport des saveurs et leurs résultats étaient compatibles entre eux et compatibles avec une disparition des neutrinos muoniques. Plus précisément, ce que chaque expérience mesure est le rapport

$$R = \frac{\left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_{\text{mes}}}{\left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_{\text{MC}}}$$

où $\left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_{\text{MC}}$ est le rapport attendu. La valeur mesurée est autour de 0,6 plutôt que 1 (figure 1.6). SuperKamiokande [32] confirme cet effet et trouve aussi que la suppression n'est pas constante en fonction du zénith des traces, mais qu'elle est beaucoup plus accentuée pour des traces ascendantes verticales. Ceci correspond tout à fait à l'empreinte des oscillations, mais l'effet n'est pas assez important du point de vue statistique pour tirer des conclusions fermes. De plus, même si les expériences qui mesurent R utilisent des techniques différentes (il s'agit de trois détecteurs Čerenkov et de calorimètres avec des systèmes d'identification des particules), elles pourraient avoir des biais systématiques communs à cause des modélisations. L'incertitude la plus importante sur R provient en effet du calcul du rapport de flux ν_μ/ν_e (environ 5%) et, ensuite, du calcul des sections efficaces par courant chargé et par courant neutre des neutrinos (environ 3,5%). Des problèmes de discrimination entre les muons et les électrons pourraient aussi affecter le résultat.

Détecteur	masse (kt)	kt-yr	événements
IMB	3.3 eau	7.7	935 sub-GeV
		2.1	72 multi-GeV
Kamiokande	0.88 eau	7.7	482 sub-GeV
		8.2 6.0	233 multi-GeV
Super-Kamiokande	22.5 eau	25.5	1883 sub-GeV
		25.5	624 multi-GeV
NUSEX	0.15 fer	0.74	50
Frejus	0.9 fer	1.56	200
Soudan-2	0.963 fer	3.9	246

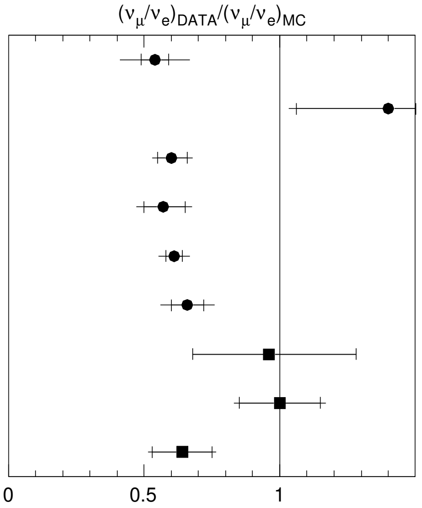

Figure 1.6 : *Rapport R mesuré par les expériences de détection des neutrinos atmosphériques.*

En juin 1998, SuperKamiokande a annoncé un effet qui, a priori, est beaucoup moins affecté par des erreurs systématiques que la suppression totale des neutrinos muoniques par rapport aux neutrinos électroniques : une distorsion du spectre zénithal des neutrinos muoniques.

L'asymétrie haut-bas du flux peut être caractérisée par le coefficient $A = (U - D)/(U + D)$, où U est le nombre d'événements ascendants $(-1 < \cos\theta < -0,2)$ et D est le nombre d'événements descendants $(0,2 < \cos\theta < 1)$. Pour des événements avec une énergie supérieure au GeV, nous avons vu que l'asymétrie devrait être nulle, indépendamment de la modélisation du flux. C'est précisément le cas pour les neutrinos électroniques, mais les neutrinos muoniques montrent une asymétrie qui augmente avec leur énergie (figure 1.7). En regardant les flux attendus des neutrinos électroniques et muoniques en fonction de la variable d'oscillation L/E, nous remarquons aussi que, si le flux des neutrinos électroniques est en accord avec les modélisations, le flux des neutrinos muoniques enregistre une suppression importante et dépendante de L/E (figure 1.8). Il s'agit d'une forte indication en faveur des oscillations des neutrinos muoniques.

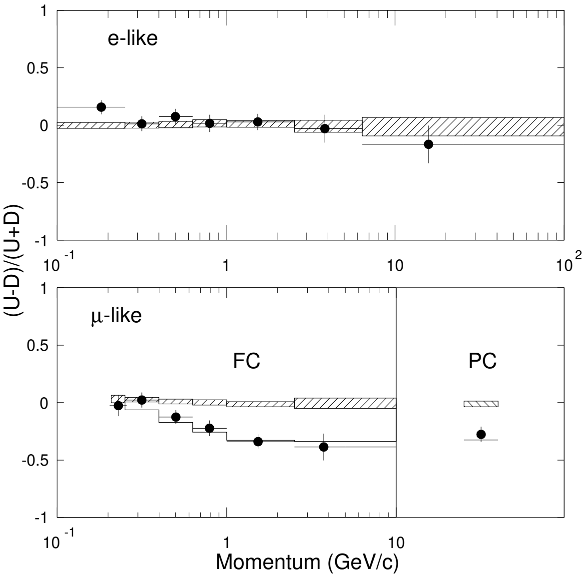

Figure 1.7 : *Coefficient d'asymétrie du flux A, en fonction de l'impulsion des électrons et des muons. Les événements partiellement contenus ont une énergie moyenne du neutrino estimée à 15 GeV. Les régions hachurées représentent les distributions attendues en absence d'oscillations, en considérant les erreurs statistiques et systématiques [4].*

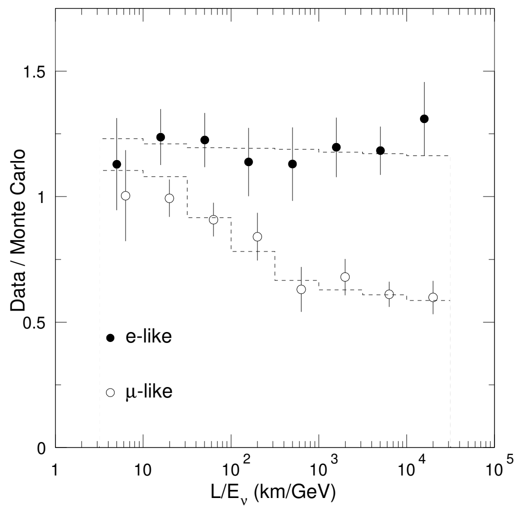

Figure 1.8 : *Rapport du nombre d'événements contenus enregistrés et du nombre d'événements attendus en absence d'oscillations, en fonction de L/E reconstruit [4].*

L'analyse des données de SuperKamiokande dans l'hypothèse des oscillations entre deux saveurs favorise les oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$, avec le jeu le plus probable des paramètres $\Delta m^2 = 3,5 \times 10^{-3}\text{eV}^2$, $\sin^2\theta = 1$ [33]. L'hypothèse des oscillations $\nu_\mu \to \nu_s$ ne peut pas être rejetée, même si elle est moins probable que la première. Par contre, les données ne sont pas compatibles avec des oscillations $\nu_\mu \to \nu_e$ et avec d'autres scénarios, comme la désintégration des neutrinos ou des interactions des neutrinos avec la matière qui violeraient la conservation de la saveur [34, 35]. La figure 1.9, à gauche, présente les régions favorisées pour les paramètres d'oscillation dans les deux scénarios, $\nu_\mu \to \nu_\tau$ et $\nu_\mu \to \nu_s$, tandis que à droite, les régions favorisées à 90% de degré de confiance sont présentées pour des différentes analyses faites par la collaboration SuperKamiokande (en utilisant seulement les événements contenus, tous les événements, etc) dans le scénario d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$.

Les expériences auprès des réacteurs

Les antineutrinos électroniques produits auprès des réacteurs nucléaires ont une énergie moyenne d'environ 3 MeV et ils sont donc idéaux pour sonder les basses valeurs de Δm^2. Les expériences qui les détectent sont des expériences de disparition : elles disposent un détecteur proche du réacteur pour mesurer le flux initial et un détecteur à grand distance (1 km pour Chooz [36]).

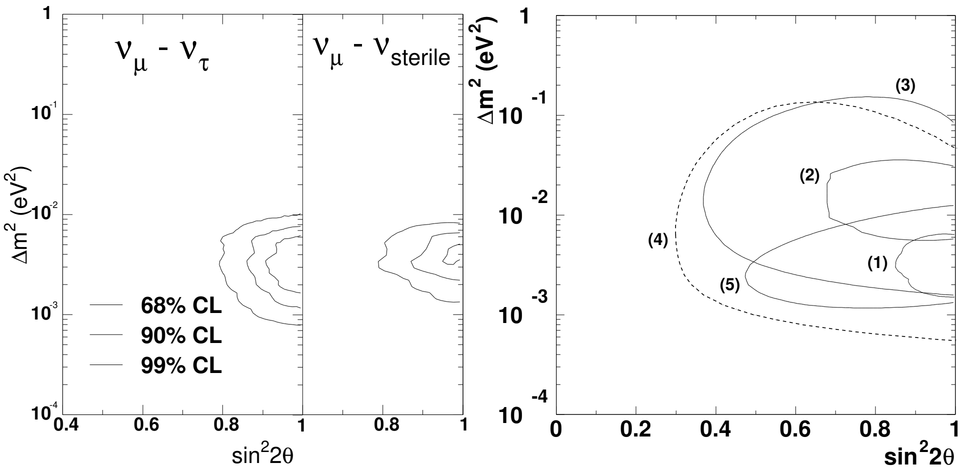

Figure 1.9 : *Gauche : régions permises dans l'espace des paramètres d'oscillation, dans l'hypothèse $\nu_\mu \to \nu_\tau$ et $\nu_\mu \to \nu_s$ [33]. A droite, les régions permises à 90% de degré de confiance pour l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_\tau$, telles quelles résultent de : l'analyse des événements contenus de SuperKamiokande (1) et Kamiokande (2) ; l'analyse des événements partiellement contenus de SuperKamiokande (3) et Kamiokande (4) ; le rapport des muons contenus et non-contenus dans SuperKamiokande (5).*

La figure 1.10 montre que la dernière génération de ces expériences, Chooz et Palo Verde [37], sonde des valeurs relativement basses pour Δm^2, mais loin des valeurs préférées par les neutrinos solaires. Une autre expérience, Kamland [37], qui disposera d'une distance entre le réacteur et le détecteur de 100 km est actuellement en construction au Japon. Elle sera la première expérience qui va tester une des régions possibles pour les oscillations des neutrinos solaires.

Les expériences auprès des accélérateurs

En ce qui concerne les expériences auprès des accélérateurs, les deux catégories, d'apparition et de disparition sont représentées.

Au CERN, deux expériences d'apparition, NOMAD [38] et CHORUS [39], ont cherché des oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$. L'énergie moyenne des neutrinos étant de 25 GeV et leur distance de vol de la production au détecteur d'environ 800 m, les expériences ont été sensibles surtout à des petits angles de mélange et à des valeurs relativement hautes de la différence de masse au carrée. La région des paramètres d'oscillation qu'elles ont exclue est présentée sur la figure 1.11.

Un signal positif d'oscillations provient d'une expérience, toujours d'apparition, LSND [40], qui recherche les oscillations dans le canal $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$. Il s'agit pourtant d'un des signaux positifs les plus controversés, parce qu'une deuxième expérience, KARMEN [41], en utilisant le même type de faisceau de neutrinos (avec des énergies jusqu'à 52 MeV), mais disposant d'une distance de vol pour les neutrinos légèrement plus courte (18 m contre 30 m pour LSND) n'a pas reproduit le signal de LSND. Une analyse récente [42] des données des deux expériences a conduit à la région permise des paramètres d'oscillation représentée sur la figure 1.12.

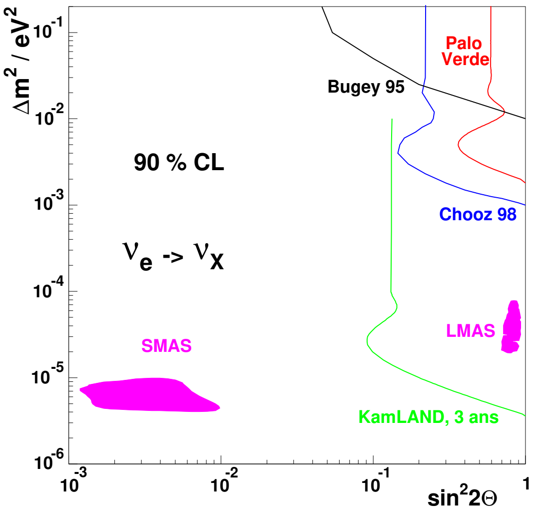

Figure 1.10 : *Régions de paramètres exclues pour les oscillations $\nu_e \to \nu_x$ par les expériences auprès des réacteurs. Sur la figure est représentée aussi la région qui pourrait être exclue par Kamland avec la statistique de 3 ans d'acquisition de données.*

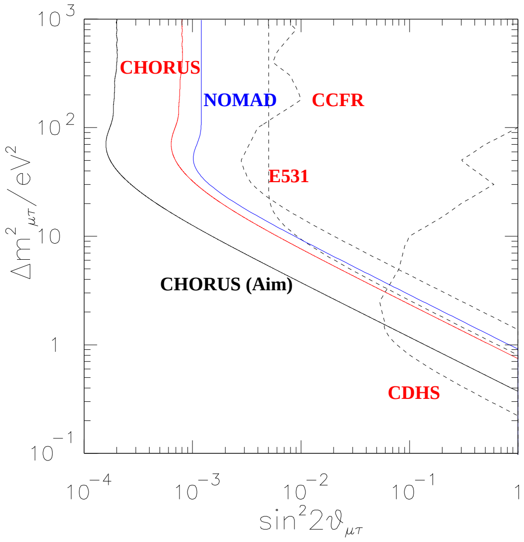

Figure 1.11 : *Limites sur les oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$ imposées par les expériences auprès des accélérateurs.*

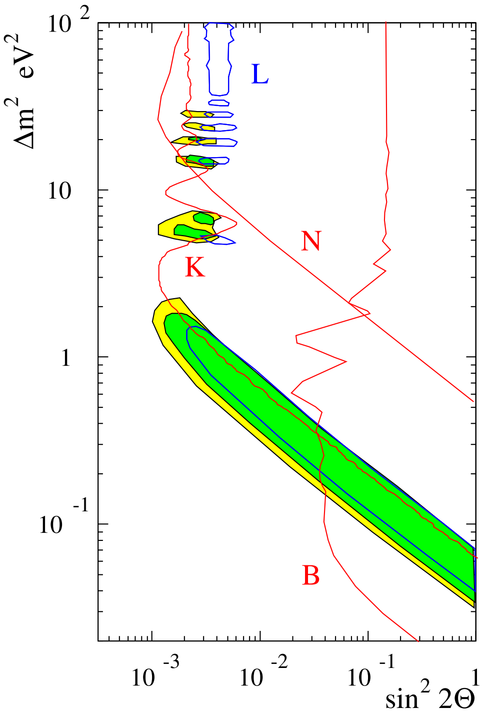

Figure 1.12 : *Région permise à 90% (gris foncé) et 95% (gris) de degré de confiance pour les expériences LSND et KARMEN combinées. Les résultats individuels apparaissent aussi — la limite à 90% de KARMEN (K), la région probable au même degré de confiance de LSND (L). Les limites à 90% de NOMAD (N) et Bugey [43] (B) sont aussi représentées.*

Chapitre 2

Télescopes à neutrinos

Les caractéristiques des détecteurs sont déterminées par la physique à laquelle ils sont destinés et c'est pourquoi nous débutons cette section avec une présentation très succincte des flux attendus de neutrinos. La section 2.1 est dédiée aux principes de détection des neutrinos de haute énergie et aux détails liés à l'interaction des neutrinos avec la matière, la propagation des muons, la lumière Čerenkov. Enfin, dans la section 2.2 nous présenterons les principales caractéristiques des télescopes à neutrinos.

La source principale des neutrinos, qu'ils soient atmosphériques ou cosmiques, est la désintégration des pions chargés produits lors des interactions de protons accélérés avec la matière ou la radiation (équation 1). Les rayons cosmiques interagissent non seulement avec l'atmosphère terrestre, mais aussi, par exemple, avec l'atmosphère solaire et le gaz interstellaire de notre galaxie. Le résultat de ces interactions est un flux de neutrinos dont l'existence est sûre, même si l'amplitude reste mal contrainte à cause de la mauvaise connaissance des cibles.

Pour produire les neutrinos, il faut disposer de protons relativistes : tous les accélérateurs potentiels de protons sont ainsi des sources de neutrinos. Les favoris sont les objets caractérisés par un flux d'accrétion (comme par exemple les noyaux actifs de galaxie ou certains systèmes binaires) ou les générateurs d'une onde de choc (comme les explosions de supernovae ou les sursauts gamma).

Les flux prédits pour ces neutrinos dépendent des flux incidents de protons et de leur spectre en énergie, ainsi que de la densité des cibles. Il existe cependant des caractéristiques globales de ces flux, dictées par les processus mêmes d'interaction pp ou $p\gamma$. Par exemple, le rapport des flux de différentes saveurs : nous nous attendons à ce que le flux de neutrinos électroniques soit environ la moitié du flux de neutrinos muoniques. Les neutrinos tauiques ne peuvent être produits que si les protons sont très énergétiques, par exemple à partir de la création de paires de quarks $b\bar{b}$, suivie de leur désintégration leptonique. Même dans ce canal, la production des neutrinos tauiques est environ quatre fois plus faible que la production des deux autres saveurs. Leur flux est donc infime et ils peuvent être complètement négligés. Cependant, si les neutrinos muoniques oscillent vers des neutrinos tauiques avec un angle de mélange maximal, comme indiqué par SuperKamiokande, la situation change dramatiquement : le flux des neutrinos tauiques serait égal dans ce cas au flux des neutrinos muoniques et égal à la moitié du flux prédit pour ces derniers en absence d'oscillations.

En dehors des neutrinos produits par la chaîne des réactions décrites dans l'équation 1, il y a principalement quatre autres sources de neutrinos : les neutrinos produits lors des annihilations des neutralinos, les neutrinos des défauts topologiques, les neutrinos fossiles cosmologiques et les neutrinos produits dans les explosions des supernovae de type II [44].

Les neutrinos fossiles sont de très basse énergie (meV) et seuls des détecteurs sur des satellites pourraient envisager leur détection. Le mécanisme principal de production des neutrinos lors des explosions de supernovae de type II est $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Les trois saveurs sont produites quasiment démocratiquement, avec un nombre de neutrinos électroniques légèrement plus grand que les autres saveurs, qui sont, quant à eux, plus énergétiques. L'énergie de ces neutrinos ne dépasse pas une dizaine de MeV et ils sont par conséquence difficiles à détecter dans les télescopes à neutrinos.

Les neutrinos produits par l'annihilation des neutralinos gardent comme énergie, en moyenne, la moitié de la masse du neutralino [45]. Les masses considérées pour ces particules varient entre une dizaine de GeV et quelques TeV et les neutrinos qu'ils engendrent sont, eux aussi, de basse énergie, mais tout à fait détectables par les télescopes à neutrinos, comme nous le verrons dans le chapitre 4.

Les défauts topologiques, comme par exemple les monopôles magnétiques ou les cordes cosmiques, ont pu être formés par la brisure de symétrie lors des transitions de phase au début de la formation de l'Univers. La plupart de leur énergie, libérée par annihilation ou effondrement gravitationnel, finirait sous la forme d'ondes gravitationnelles et de neutrinos. Les flux prédits sont relativement faibles et dépendent beaucoup des paramètres des modèles.

Une illustration de quelques prédictions de flux de neutrinos est visible sur la figure 2.1. Les neutrinos cosmiques ne commencent à dominer les neutrinos atmosphériques qu'à partir d'énergies relativement élevées, dépendantes des sources et des modèles. Néanmoins, les incertitudes sur les prédictions sont très grandes : les expériences de détection des neutrinos cosmiques sont vraiment des expériences exploratoires.

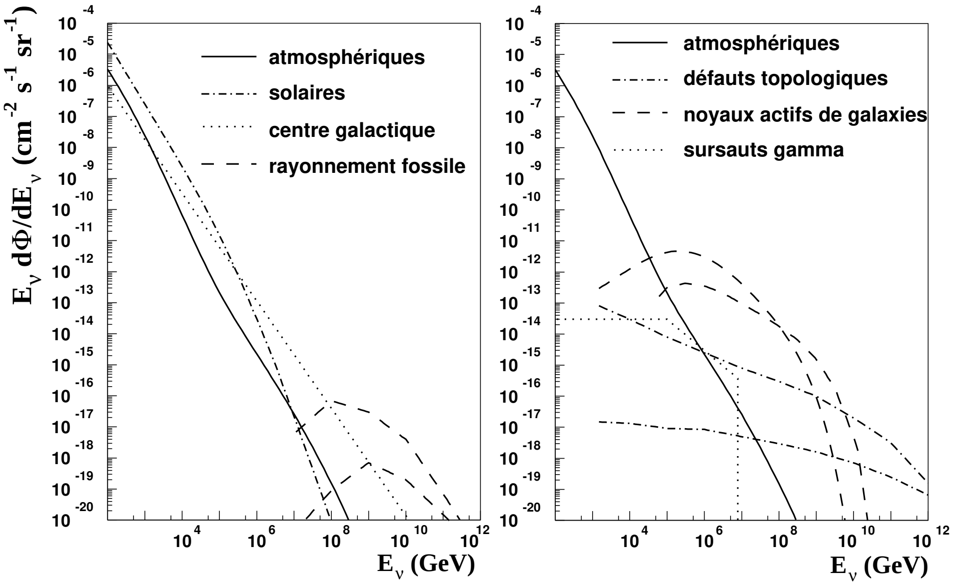

Figure 2.1 : *Flux prédits de neutrinos. A gauche : les neutrinos atmosphériques [109, 115], solaires [46] et du centre galactique [47] et deux modélisations du flux des neutrinos produits par l'interaction du rayonnement cosmique avec le rayonnement fossile [48]. A droite : le flux diffus des neutrinos accompagnant les sursauts gamma [49], deux modélisations pour les neutrinos produits par les noyaux actifs de galaxie [50] et deux pour ceux provenant des défauts topologiques [51].*

2.1 La détection des neutrinos de haute énergie

L'intérêt général qui se porte plutôt sur les neutrinos muoniques est justifié par leur observabilité, et pas seulement par les flux prédits.

Le principe de détection des télescopes à neutrinos est la mise en évidence des produits d'interaction des neutrinos avec la matière terrestre. Ces produits d'interaction sont généralement des gerbes hadroniques accompagnées (pour les interactions par courant chargé) ou non (pour les interactions par courant neutre) d'un lepton chargé. Ce lepton est relativiste et émet de la lumière Čerenkov en se propageant dans un milieu transparent, tout comme la gerbe hadronique. L'ensemble est donc détectable avec un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs. Malheureusement, seul le lepton garde suffisamment l'information directionnelle du neutrino parent et, comme la principale motivation des télescopes à neutrinos est l'astronomie, les seuls processus utilisables sont les interactions par courant chargé.

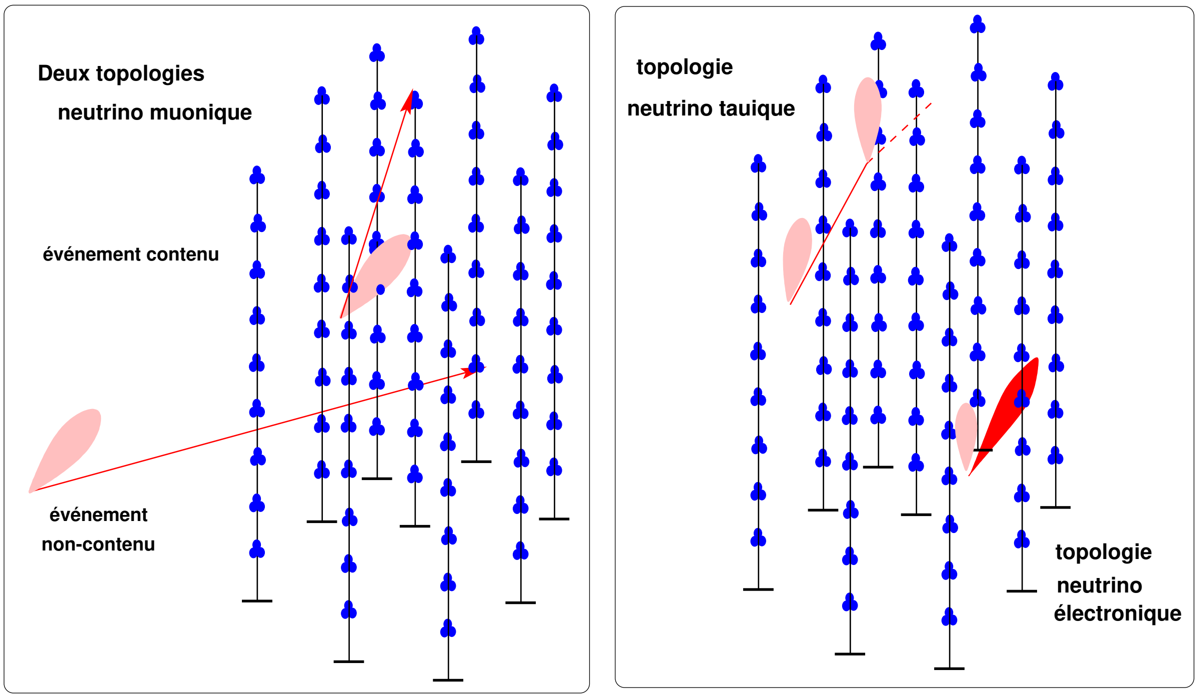

Figure 2.2 : *Différentes topologies d'événement qui peuvent apparaître dans le détecteur.*

La prise en compte des temps de vie et/ou des parcours moyens des produits d'interaction dans le milieu de détection conduit à plusieurs topologies possibles dans le détecteur (figure 2.2). Les gerbes électromagnétiques et hadroniques ont une extension spatiale réduite, de l'ordre de $2\log(E/1\mathrm{GeV}) + 2$ (exprimée en mètres) et $1,5\log(E/1\mathrm{GeV}) + 2,5$ (m). Dans le cas du lepton tau, son temps de vie étant très court, il parcourt en moyenne $5 \cdot 10^{-5} E/1\mathrm{GeV}$ (m) avant de se désintégrer. Seul le muon parcourt des grandes distances (section 2.1.3). Or, les flux attendus de neutrinos étant faibles et leur probabilité d'interaction très réduite, les détecteurs doivent disposer d'un très grand volume instrumenté. Pour des raisons de coût leur échantillonnage sera mauvais, d'une dizaine de mètres dans le meilleur des cas. Il est clair que, dans ces conditions, les interactions des neutrinos électroniques et tauiques vont apparaître comme ponctuelles à l'échelle du détecteur, sauf dans le cas de très haute énergie (au delà du PeV), et que leur direction sera difficilement reconstructible, contrairement aux neutrinos muoniques. De plus, même des muons produits en dehors du volume instrumenté et loin de celui-ci sont détectés et permettent la reconstruction des neutrinos parents (événements non contenus). Le détecteur bénéficie ainsi d'un volume effectif qui excède par plusieurs ordres de grandeur le volume instrumenté. Ce sont donc des bonnes raisons pour la focalisation générale — et ce travail ne fait pas exception — sur les neutrinos muoniques. Précisons pourtant que, même si elle est plus difficile, la détection des autres saveurs est possible et elle est activement étudiée [52, 53, 54, 55].

Détaillons maintenant des aspects importants de la détection des neutrinos muoniques : leurs interactions avec la matière, la propagation des muons, la lumière Čerenkov. Ils nous permettront d'estimer les taux d'événements attendus dans un télescope générique à neutrinos et de comprendre ses principales caractéristiques.

2.1.1 Interactions des neutrinos avec la matière

Les interactions profondément inélastiques des neutrinos peuvent se produire par courant chargé (CC) ou neutre (NC) :

$$\begin{aligned}
\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N &\rightarrow \mu^-(\mu^+)X \text{ (CC)} \\
\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)N &\rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)X \text{ (CN)}
\end{aligned}$$

où N est un nucléon isoscalaire. Leurs sections efficaces s'expriment, à l'aide des variables d'échelle de Bjorken $x = Q^2/2m_N(E_\nu - E_\mu)$ et $y = (E_\nu - E_\mu)/E_\nu$, par

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma^{CC}}{dxdy} &= \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi}\left(\frac{1}{1+Q^2/M_W^2}\right)^2\left[xq(x,Q^2)+x\bar{q}(x,Q^2)(1-y)^2\right] \\
q &= \frac{u_v+d_v}{2}+\frac{u_m+d_m}{2}+s_m+b_m \\
\bar{q} &= \frac{u_m+d_m}{2}+c_s+t_m \\
\frac{d^2\sigma^{CN}}{dxdy} &= \frac{2G_F^2 m_N E_\nu}{\pi}\left(\frac{1}{1+Q^2/M_Z^2}\right)^2\left[xq^0(x,Q^2)+x\bar{q}^0(x,Q^2)(1-y^2)\right] \\
q^0 &= \left(\frac{u_v+d_v}{2}+\frac{u_m+d_m}{2}\right)(L_u^2+L_d^2)+\frac{u_m+d_m}{2}(R_u^2+R_d^2) \\
&+ (s_m+b_m)(L_d^2+R_d^2)+(c_m+t_m)(L_u^2+R_u^2) \\
\bar{q}^0 &= \left(\frac{u_v+d_v}{2}+\frac{u_m+d_m}{2}\right)(R_u^2+R_d^2)+\frac{u_m+d_m}{2}(L_u^2+L_d^2) \\
&+ (s_m+b_m)(L_d^2+R_d^2)+(c_m+t_m)(L_u^2+R_u^2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_u &= 1-\tfrac{4}{3}\sin^2\theta_w & L_d &= -1+\tfrac{2}{3}\sin^2\theta_w \\
R_u &= -\tfrac{4}{3}\sin^2\theta_w & R_d &= \tfrac{2}{3}\sin^2\theta_w
\end{aligned}$$

où $-Q^2$ est le carré de la quadri-impulsion transférée entre le neutrino et le muon, m_N et M_W,M_Z sont les masses du nucléon cible et des bosons W et Z, G_F est la constante de Fermi,

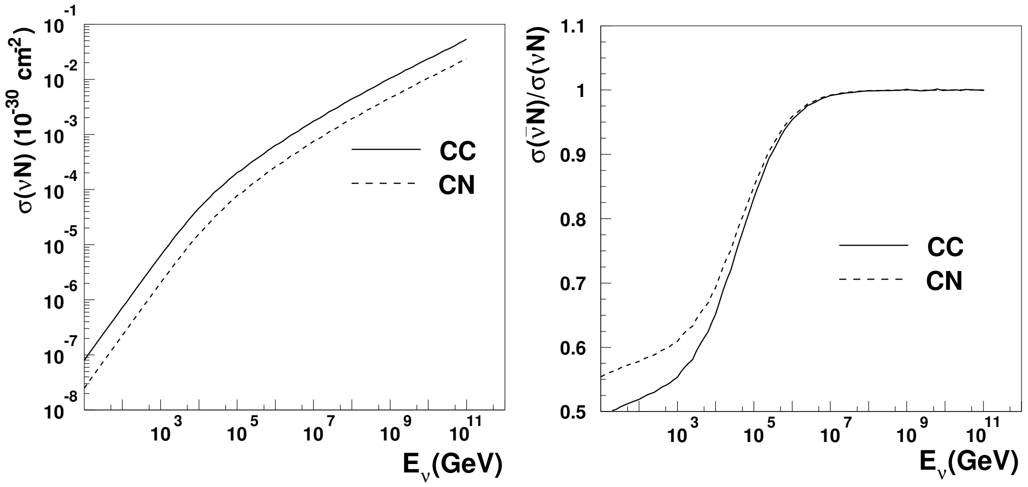

Figure 2.3 : *A gauche : section efficace pour l'interaction des neutrinos avec un noyau isoscalaire, par courant chargé (trait continu) et par courant neutre (tirets) . A droite : rapport entre la section efficace des antineutrinos et neutrinos pour les interactions par courant chargé (trait continu) ou courant neutre (tirets) [56]. A basse énergie, la contribution dominante provient des quarks de valence et explique la grande différence entre les neutrinos et les antineutrinos, tandis qu'à haute énergie seuls les quarks de la mer comptent et les deux (particules et antiparticules) sont équivalents. La paramétrisation des fonctions de structure utilisée est CTEQ4-DIS.*

θ_w l'angle faible et q_v (q_m) sont les fonctions de distribution des différents quarks de valence (de la mer) du proton.

Les deux sections efficaces ont des comportements très similaires. Prenons par exemple l'interaction par courant chargé : la présence du propagateur W, dans l'expression de la section efficace, explique son comportement différent dans les limites de basse ($E_\nu \ll M_W^2/2m_N \simeq$ 3 TeV) et haute énergie (figure 2.3). Dans le premier cas, l'interaction est quasi-ponctuelle et la section efficace croît linéairement avec l'énergie :

$$\sigma_{\nu N}^{CC} \simeq 0,7 \cdot 10^{-38} E_\nu \text{ (GeV)}$$

Pour des énergies au-delà du TeV, les effets du propagateur deviennent importants, notamment en augmentant la contribution des valeurs de x d'autant plus basses que l'énergie du neutrino est grande. Cette domination des basses valeurs de x est à l'origine de la plus importante incertitude théorique sur la section efficace : l'extrapolation des fonctions de structure à petit x [56] (figure 2.4). Notons que toutes les autres incertitudes sont négligeables par rapport à celle-ci : des corrections radiatives pour ce processus ont été évaluées [58] et leur contribution ne dépasse pas 0,5% de la section efficace totale. Bien sûr, l'apparition d'une nouvelle physique aurait un effet sur les valeurs des sections efficaces [59].

Les deux types d'interaction doivent être considérés attentivement dans un télescope à neutrinos. Le premier, par courant chargé, détermine le taux d'événements attendus, tandis que le deuxième, par courant neutre, déforme le spectre des neutrinos de haute énergie, à la suite de leurs interactions avec la Terre. Les interactions par courant neutre constituent aussi

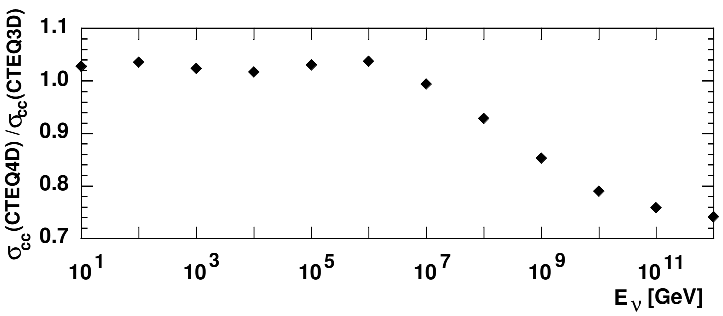

Figure 2.4 : *Rapport des sections efficaces de l'interaction par courant chargé calculées avec les paramétrisations des fonctions de structure CTEQ4-DIS et CTEQ3-DIS [60]. Les distributions des quarks de la mer sont moins singulières dans CTEQ4-DIS à petit x par rapport à celles de CTEQ3-DIS, ce qui implique une section efficace plus faible à haute énergie [56].*

un bruit de fond dangereux pour la détection des neutrinos électroniques.

En plus des interactions profondément inélastiques, les neutrinos de basse énergie (inférieure à 20 GeV) subissent aussi des interactions quasi-élastiques et résonantes comme :

$$\begin{aligned} \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + n(p) &\rightarrow \mu^-(\mu^+) + p(n) \\ \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + p(n) &\rightarrow \mu^-(\mu^+) + \Delta^{++}(\Delta^-) \end{aligned}$$

Leur section efficace (figure 2.5) est complètement négligeable par rapport à la section efficace inélastique au-delà de 20 GeV, mais ils produisent environ 30% des muons avec une énergie inférieure à 10 GeV.

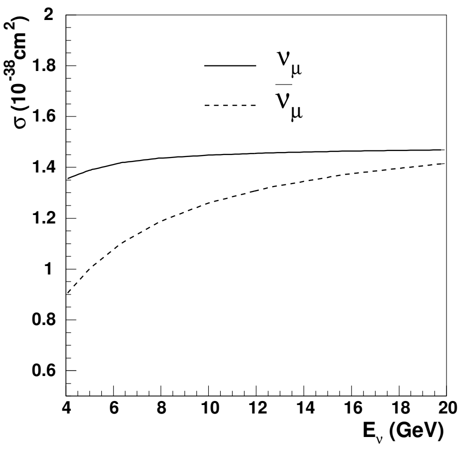

Figure 2.5 : *Section efficace des interactions quasi-élastiques et résonantes des neutrinos et des antineutrinos.*

La détection des neutrinos repose sur leur bonne corrélation avec les muons qu'ils engendrent. Non seulement au niveau de la direction (figure 2.6), mais aussi de l'énergie (figure 2.7). Le *boost* relativiste (p/m) implique que l'angle de génération du muon diminue avec l'énergie du neutrino et que le transfert moyen d'énergie du neutrino vers le muon croît aussi avec cette énergie. Cette corrélation dépend, bien sûr, des limites cinématiques qui sont imposées sur l'énergie du muon. Si, par exemple, nous considérons tous les événements pour lesquels le muon est engendré avec une énergie supérieure à 10 GeV, l'angle moyen de génération du muon peut être paramétré comme $30^\circ/\sqrt{E_\nu(\mathrm{GeV})}$ en dessous du TeV et $0,75^\circ/\sqrt{E_\nu(\mathrm{TeV})}$ au-delà. Dans les mêmes conditions, le muon emporte en moyenne 50% (60%) de l'énergie du neutrino (antineutrino) parent de 100 GeV et, à 1 PeV, la fraction d'énergie emportée augmente à 70%.

Des angles de génération aussi petits qualifient pleinement la méthode pour l'astronomie et la bonne corrélation en énergie permet d'espérer non seulement une bonne résolution sur la direction des neutrinos, mais aussi une bonne reconstruction de leur spectre.

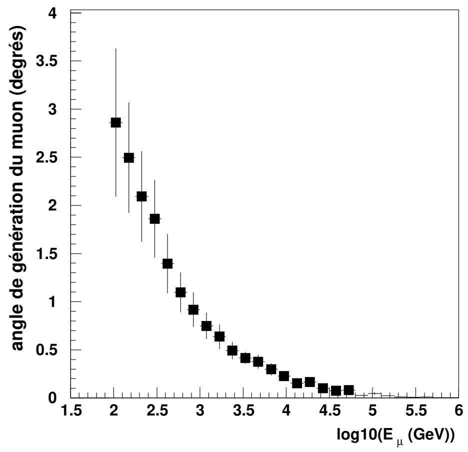

Figure 2.6 : *Angle moyen de génération du muon (en degrés), en fonction de l'énergie du neutrino (GeV) ; l'énergie des muons considérés est supérieure à 10 GeV.*

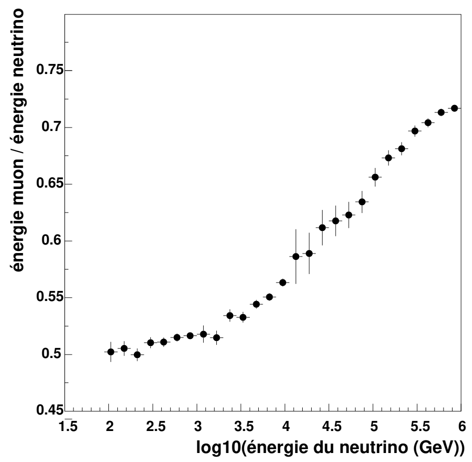

Figure 2.7 : *Fraction de l'énergie du neutrino emportée par le muon, en fonction de l'énergie du neutrino ; l'énergie des muons considérés est supérieure à 10 GeV.*

2.1.2 La lumière Čerenkov et les propriétés optiques du milieu de détection

Les muons considérés ($E_\mu \geq 10$ GeV) sont ultrarelativistes ($\gamma > 90$) et au-delà du seuil d'émission de la lumière Čerenkov dans l'eau,

$$E_{seuil} = \frac{m}{\sqrt{1-\frac{1}{n^2}}} \simeq 160 \text{ MeV},$$

où n est l'indice de réfraction de l'eau. Leur passage dans un milieu transparent sera donc accompagné par l'émission de la lumière Čerenkov. L'ouverture du cône sur lequel cette lumière est émise est de $\theta_C = \arccos\frac{1}{\beta n}$, d'environ 42° pour la propagation dans l'eau. Les photons sont émis surtout à petite longueur d'onde :

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

ce qui impliquerait que les détecteurs de lumière doivent être efficaces surtout à petites longueurs d'onde. Malheureusement, les photomultiplicateurs ne commencent à avoir une bonne efficacité de détection de la lumière qu'à partir d'environ 350 nm (figure 2.8), ce qui limite, a priori, l'efficacité globale des détecteurs. En réalité, le problème est un peu plus complexe parce qu'avant d'arriver sur les photomultiplicateurs les photons se propagent dans un milieu transparent et leur spectre est déformé par l'atténuation dans ce milieu (figure 2.9). Notamment, dans le cas de l'eau de mer, les hautes fréquences sont très vite absorbées et le désagrément lié à l'efficacité des photomultiplicateurs perd beaucoup de son importance. Par contre, la glace est beaucoup plus transparente dans l'ultraviolet et l'efficacité des photomultiplicateurs reste une limitation importante. Il est envisagé maintenant d'utiliser des films transparents déposés sur les photomultiplicateurs pour décaler vers le bleu la radiation incidente [64].

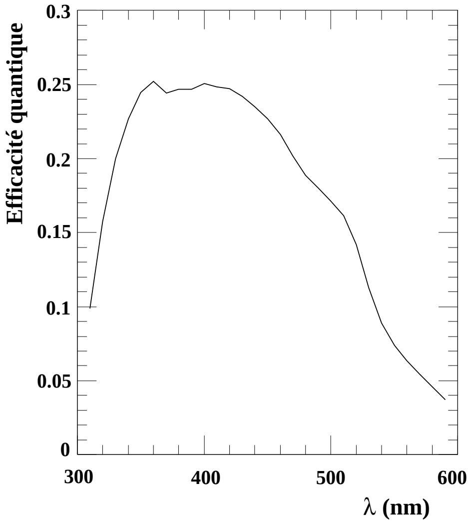

Figure 2.8 : *Efficacité quantique typique des photomultiplicateurs.*

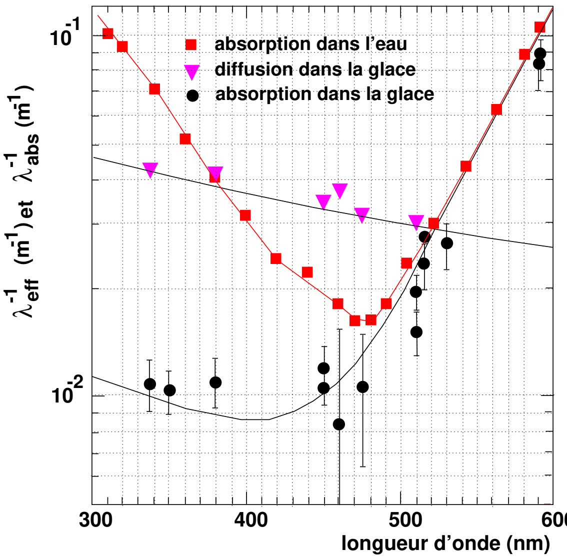

Figure 2.9 : *Absorption et diffusion dans la glace, mesurées par la collaboration AMANDA à une profondeur de 1,7 km [61], et absorption dans l'eau de mer, telle qu'elle a été mesurée par les collaborations DUMAND [62] et NESTOR [63].*

Dans le cas de l'utilisation de l'eau comme milieu de détection, l'efficacité des photomultiplicateurs et l'atténuation réduisent donc la détection de la lumière Čerenkov à une petite fenêtre de longueurs d'onde (typiquement entre 330 et 600 nm), où l'indice de réfraction est quasiment constant. Dans cette fenêtre de longueurs d'onde, le nombre de photons émis par unité de longueur de trace est

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sin^2\theta_C}{\lambda^2} d\lambda \simeq 300 \text{ photons/cm}$$

La propagation des photons dans l'eau est décrite par une équation générale de diffusion avec absorption qui, une fois résolue, donne les probabilités de survie des photons et leurs temps d'arrivée à une certaine distance de leur source. Par exemple, dans un milieu essentiellement diffusif, le nombre de photons Čerenkov par unité de longueur d'onde qui arrivent sur un photomultiplicateur après une propagation sur une distance d est proportionnel à [65] :

$$\frac{1}{4\pi d}\frac{1}{\lambda^2}\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}}\exp\left(-d\sqrt{\frac{3}{\lambda_{\text{abs}}\lambda_{\text{eff}}}}\right),$$

où λ_{abs} est la longueur d'absorption et λ_{eff}, nommée longueur effective de diffusion, s'exprime en fonction de λ_{diff}, la longueur de diffusion (parcours moyen entre les centres diffuseurs) et $< \cos\theta >$, le cosinus moyen de l'angle de diffusion :

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_{\text{diff}}}{1- < \cos\theta >}$$

Dans le cas où la source de photons n'est pas une onde plane comme l'onde Čerenkov, mais une source ponctuelle collimée telle que tout photon diffusé est perdu, l'expression précédente devient

$$\frac{1}{4\pi d^2}\exp\left(-\frac{d}{\lambda_{\text{att}}}\right), \tag{2.1}$$

avec $1/\lambda_{\text{att}} = 1/\lambda_{\text{abs}} + 1/\lambda_{\text{diff}}$ qui quantifie simplement la probabilité que les photons ne subissent aucune diffusion et qu'ils ne soient pas absorbés sur la distance d. Même si cette situation n'apparaît pas vraiment dans les dispositifs expérimentaux destinés aux mesures de transparence de l'eau, il est habituel de continuer à définir comme précédemment la longueur effective d'atténuation.

2.1.3 Propagation du muon

Les muons subissent presque les mêmes interactions que les électrons, mais elles sont beaucoup moins contraintes par des mesures expérimentales, surtout à haute énergie, où les expériences sont généralement faites avec des muons cosmiques pour lesquels le spectre "local" ne peut pas être contrôlé suffisamment. De plus, même théoriquement, les interactions photonucléaires, qui sont des interactions essentiellement à petit Q^2, ne peuvent pas être modélisées facilement [66].

De manière globale, les interactions des muons sont classifiées en interactions continues et interactions radiatives. Dans la première catégorie entre l'ionisation (qui inclut l'excitation des électrons, ainsi que la création des rayons δ), tandis que la deuxième contient la création des paires de leptons, le rayonnement de freinage et les interactions photonucléaires (figure 2.10), qui sont des événements relativement rares, mais avec une perte d'énergie importante pour le muon (figure 2.11). Une question qui se pose concerne la possibilité pour les muons de haute énergie de se "régénérer" par la création de paires de muons. Heureusement, ce processus est trop rare pour avoir des conséquences : sa section efficace est inférieure de 4 ordres de grandeur à la section efficace de production de paires e^+e^-.

L'importance relative des différentes interactions dépend de l'énergie du muon, comme du milieu de propagation (figure 2.12). En dessous de quelques centaines de GeV, le muon est une particule au minimum d'ionisation et son parcours est proportionnel à son énergie. Par contre, au-delà du TeV, les pertes radiatives d'énergie dominent et la perte totale d'énergie devient linéaire avec l'énergie. Globalement, une manière simple de paramétrer la perte moyenne par unité de parcours (exprimée en g/cm^2) est

$$\left\langle \frac{\Delta E}{dx} \right\rangle = \alpha + \beta E,$$

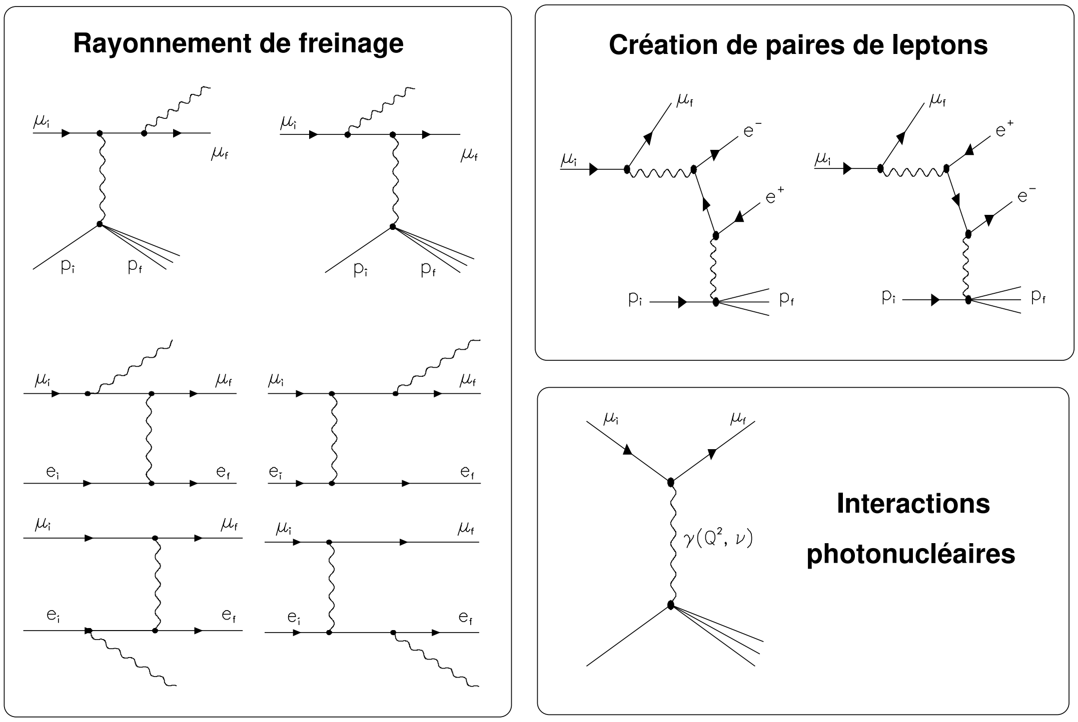

Figure 2.10 : *Diagrammes de Feynman pour les différentes interactions radiatives des muons.*

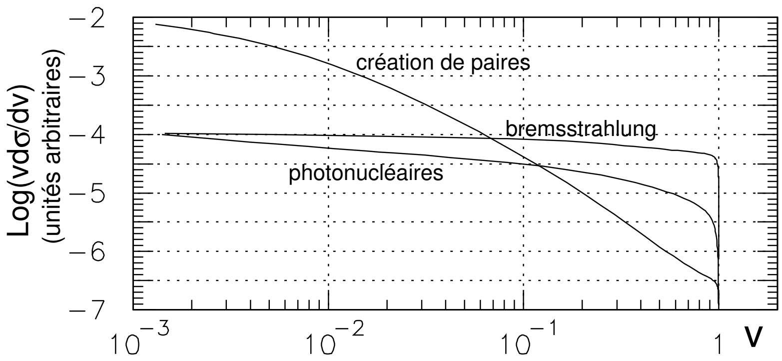

Figure 2.11 : *Spectre différentiel pour les pertes d'énergie d'un muon de 1 TeV dans l'eau par création de paires e^+e^-, rayonnement de freinage et interactions photonucléaires. La perte fractionnaire d'énergie, v, est définie comme $\Delta E_\mu/E_\mu$, où ΔE_μ est la perte d'énergie du muon dans le processus et E_μ son énergie initiale.*

où les coefficients α et β sont des fonctions lentes de l'énergie. Si, en première approximation, ils sont considérés comme constants, ils valent $\alpha \simeq 2$ MeV g/cm^2, $\beta \simeq 3,4 \cdot 10^{-6}$g/cm^2 dans l'eau.

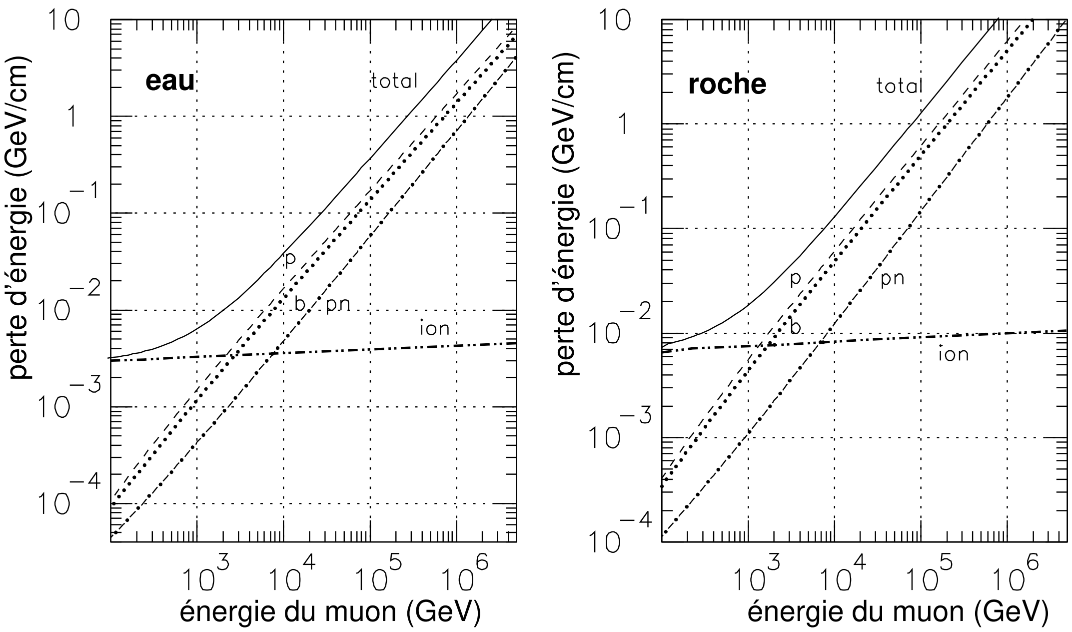

Figure 2.12 : *Perte moyenne d'énergie du muon dans l'eau et dans la roche dite "standard" (définie par une densité de 2,65 g/cm^2 et un nombre atomique Z = 11) en fonction de son énergie. Les pertes totales sont représentées en continu, en tirets les pertes par création de paires (p), en pointillé les pertes par rayonnement de freinage (b) et en tirets-points les pertes par les interactions photonucléaires (pn). Les pertes d'énergie par ionisation sont représentés en tirets-deux points.*

Cette approche est utile pour estimer le parcours moyen des muons, même si au-delà du TeV ce parcours enregistre des fluctuations très importantes à cause des processus radiatifs (figure 2.13) :

$$R_\mu(E_\mu) = \int_0^{E_\mu} \frac{dE_\mu}{\left\langle \frac{\Delta E}{dx} \right\rangle} \simeq \frac{1}{\beta} \ln\left(1 + \frac{\beta}{\alpha} E_\mu\right)$$

Le parcours moyen est très grand, ainsi la grande majorité des muons qui sont enregistrés dans un détecteur est produite en dehors du volume instrumenté. On peut donc se demander si la bonne corrélation entre le neutrino et le muon à la génération est préservée après la propagation du muon.

En ce qui concerne la direction, la déviation des muons lors de leur propagation est très largement dominée par la diffusion multiple coulombienne. La distribution de la déviation des muons qui arrivent dans le détecteur avec une énergie supérieure à 500 GeV est présentée sur la figure 2.14 en fonction de l'énergie du neutrino. Les déviations dues à la propagation sont complètement négligeables, sauf à très haute énergie, quand elles commencent à dominer la dispersion due à la génération des muons. Par contre, les muons perdent une bonne partie de leur énergie au cours de la propagation.

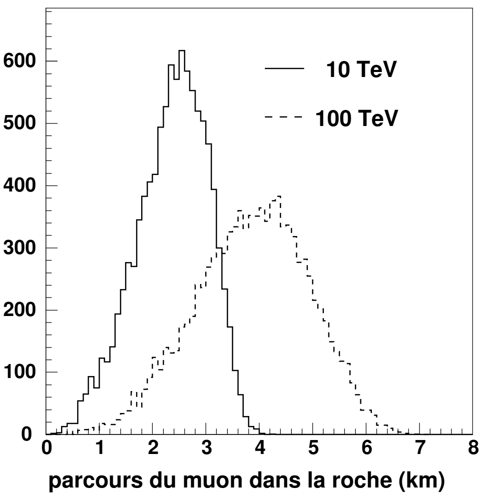

Figure 2.13 : *Distribution des parcours des muons de 10 TeV ou 100 TeV dans la roche dite "standard".*

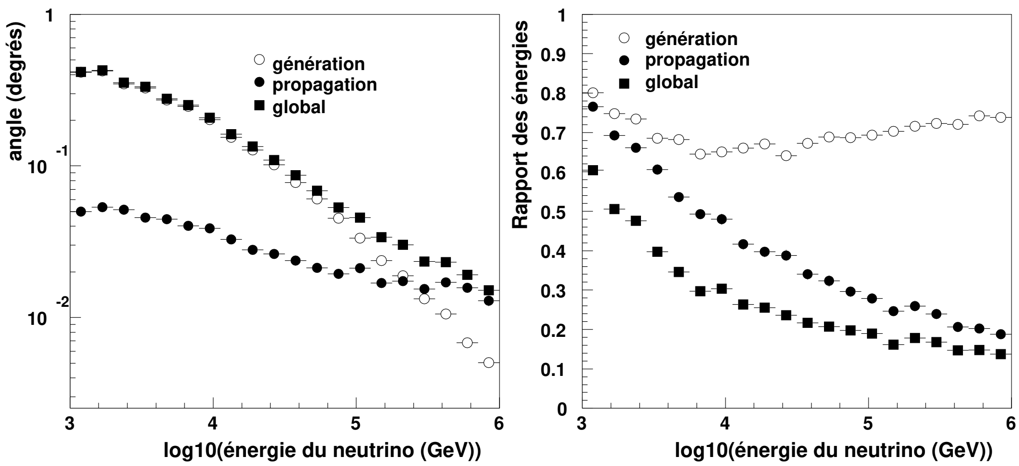

Figure 2.14 : *A gauche : angle moyen (en degrés) entre le neutrino et le muon à la génération, entre le muon à la génération et le muon au détecteur et angle global entre le neutrino et le muon au détecteur, en fonction de l'énergie du neutrino. A droite : fraction moyenne de l'énergie emportée par le muon à la génération, fraction de l'énergie initiale du muon qu'il garde après sa propagation et fraction de l'énergie du neutrino que le muon garde au détecteur, toujours en fonction de l'énergie du neutrino. Les muons qui arrivent au détecteur ont une énergie supérieure à 500 GeV.*

2.2 Caractérisation d'un télescope

Les flux prédits pour les neutrinos cosmiques ne sont pas très grands mais, presque tous, dominent le flux des neutrinos atmosphériques au-delà d'un certain seuil en énergie. Par contre, la section efficace d'interaction des neutrinos est malheureusement très faible : à 100 GeV, par exemple, environ un neutrino sur 10^8 interagit dans un volume de 500 m^3, ce qui implique un taux d'événements très faible au niveau des détecteurs. Par conséquence, des volumes immenses doivent être instrumentés, de l'ordre du km^3 .

Un autre problème qui surgit est lié à un bruit de fond très important dû aux muons atmosphériques. En effet, l'interaction du rayonnement primaire avec l'atmosphère terrestre engendre non seulement des neutrinos, mais aussi un flux très important de muons (figure 2.15). Le détecteur doit donc être bien protégé contre ces muons atmosphériques, ce qui se fait généralement en le plaçant à de grandes profondeurs, sous la mer, sous la glace ou des montagnes. Mais, même sous 2000 m d'eau, le flux des muons atmosphériques avec une énergie supérieure à 1 TeV domine les flux correspondants des muons induits par les neutrinos atmosphériques de 6 ordres de grandeur (figure 2.16). Heureusement, comme ils ne peuvent pas traverser la Terre, il ne s'agit que d'événements descendants. La détection des muons ascendants est donc une détection sans équivoque d'un neutrino, sauf erreur de reconstruction du muon. La présence de ce bruit de fond impose par conséquence des contraintes très strictes sur la précision de la reconstruction des traces. Pour avoir un signal propre de neutrinos, un détecteur protégé par 2 km d'eau doit avoir un facteur de rejet des traces descendantes de plus de 10^6.

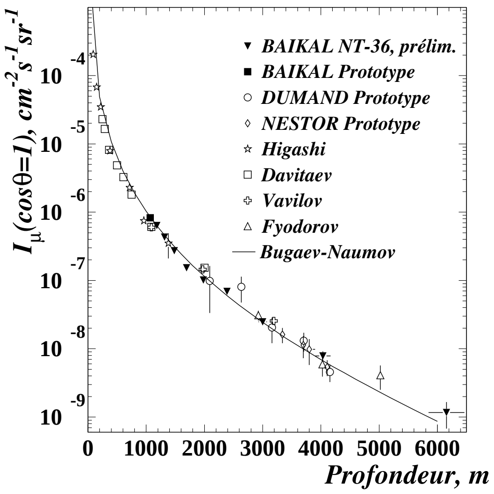

Figure 2.15 : *Flux vertical de muons atmosphériques en fonction de l'épaisseur d'eau traversée [67].*

Pour conclure, les détecteurs sont construits pour la détection des traces ascendantes et ils doivent avoir une bonne **résolution angulaire** pour pouvoir rejeter le bruit de fond dû aux muons atmosphériques, et ceci en dehors de toute performance souhaitée pour la détection des neutrinos.

En ce qui concerne la détection des neutrinos cosmiques, elle est confrontée avec l'existence des neutrinos atmosphériques, qui constituent un bruit irréductible. Le problème est plus simple dans le cas des neutrinos des sources ponctuelles ou quasi-ponctuelles, pour lesquels le flux est concentré dans un certain *pixel*, d'une taille définie par la source des neutrinos et la résolution angulaire du télescope. Une bonne résolution angulaire et une source "concentrée" permettent donc d'isoler le signal du fond des neutrinos atmosphériques à partir d'un seuil en énergie qui dépend de chaque source. Par contre, pour les sources diffuses de neutrinos cosmiques, seule une bonne **résolution en énergie**, qui détermine l'efficacité du seuil en énergie imposé pour l'analyse, permet leur mise en évidence.

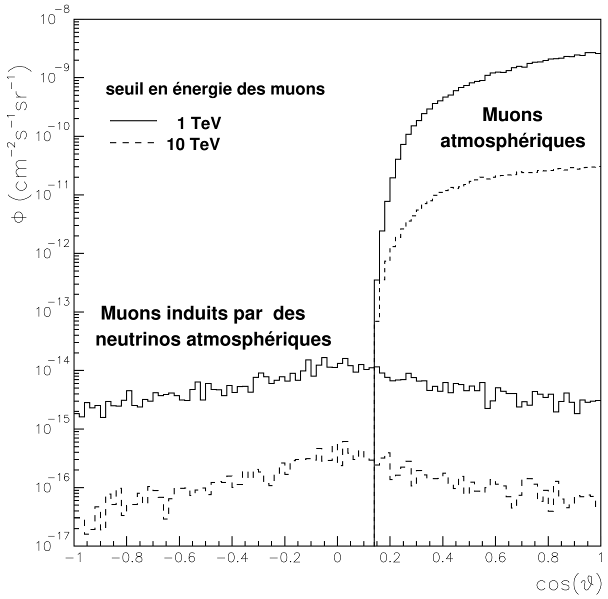

Figure 2.16 : *Distributions zénithale des muons atmosphériques et des muons engendrés par des neutrinos atmosphériques à une profondeur de 2300 m.*

Régimes de détection

Nous allons maintenant estimer le taux attendu d'événements dans un détecteur générique. Pour cela, considérons d'abord un cylindre d'une hauteur de 500 m et d'un rayon de 300 m, et un flux isotrope de neutrinos ascendants avec un spectre en énergie en $1/E^2$. Dans la figure 2.17 nous avons représenté le nombre d'événements qui interagissent dans le volume du cylindre et le nombre de neutrinos qui interagissent en dehors mais qui engendrent un muon avec une énergie suffisante pour arriver sur la surface du cylindre, en fonction de l'énergie des neutrinos. Les premiers événements sont nommés des événements contenus, tandis que les deuxièmes sont des événements non-contenus. Le détecteur dispose donc de deux régimes de fonctionnement : à basse énergie (en dessous de 100 GeV), il n'enregistre pratiquement pas d'événements non-contenus, tandis qu'au-delà de 500 GeV les événements non-contenus dominent complètement. Dans la région intermédiaire, les deux types d'événements contribuent.

L'explication de ce comportement est simple. Si pour un événement contenu la probabilité d'enregistrer lévénement est juste la probabilité que le neutrino interagisse, pour un événement non-contenu, elle est approximativement la probabilité que le neutrino interagisse sur une distance au détecteur qui est inférieure au parcours du muon qu'il engendre. Si le parcours du muon est inférieur aux dimensions du détecteur, le taux d'événements dans le détecteur est donc dominé par les événements contenus.

Considérons, pour simplifier, que l'énergie du muon est égale à l'énergie du neutrino parent. Dans ce cas

$$\mathcal{P} \sim R_\mu(E_\nu)\sigma(E_\nu) \sim E_\nu^\alpha$$

En dessous du TeV, le parcours du muon et la section efficace d'interaction du neutrino sont linéaires avec l'énergie du neutrino et $\alpha \simeq 2$. Au-delà du TeV, $\alpha \simeq 0,8$. Les approximations faites pour ce calcul, en ce qui concerne le parcours du muon et les coupures cinématiques impliquées par le fait que les muons doivent avoir une énergie suffisante pour arriver au détecteur avec une énergie supérieure à 10 GeV, expliquent la différence par rapport à la figure 2.17.

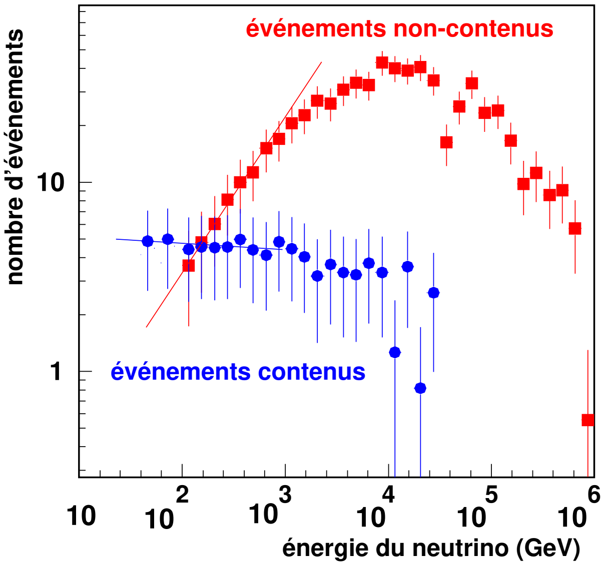

Figure 2.17 : *Nombre d'événements contenus et non-contenus engendrés par des neutrinos avec un spectre en énergie en $1/E^2$, en fonction de l'énergie des neutrinos. La normalisation du flux est arbitraire. L'énergie des muons est supérieure à 10 GeV, à la génération dans le cas des événements contenus, et après leur propagation jusqu'au détecteur, dans le cas des événements non-contenus.*

Volumes effectifs et surfaces effectives

Il est utile de définir la notion de **volume effectif** de détection, qui est simplement le volume du détecteur, multiplié par l'efficacité de détection, $V_{\text{eff}} = V_{\text{geom}} \times \epsilon$. Par abus de langage, par le volume du détecteur nous comprenons en réalité le volume entourant le détecteur dans lequel sont produits les muons donnant des signaux. Le volume effectif permet une comparaison rapide des détecteurs et une estimation aussi rapide des taux attendus d'événements :

$$N = \int dE_\nu \int d\Omega T_{\text{terre}} \Phi(E_\nu) V_{\text{eff}}(E_\nu) \sigma(E_\nu)$$

où T_{terre} est la probabilité que les neutrinos traversent la Terre sans être absorbés. En effet, les neutrinos ascendants parcourent une colonne de matière qui, à partir d'une dizaine de TeV est comparable avec leur longueur d'interaction. La figure 2.18 montre ainsi qu'il n'y a pratiquement pas de neutrinos ascendants avec des énergies supérieures à quelques PeV.

La situation est pourtant différente pour les neutrinos tauiques. Les taus produits par les interactions par courant chargé de ces neutrinos se désintègrent et regénèrent des neutrinos tau d'énergies beaucoup plus faibles, pour lesquels la Terre est transparente. Par conséquence, contrairement aux neutrinos muoniques de haute énergie qui devraient être détectés seulement à des grands angles zénithaux, les neutrinos tauiques auraient une distribution angulaire isotropique.

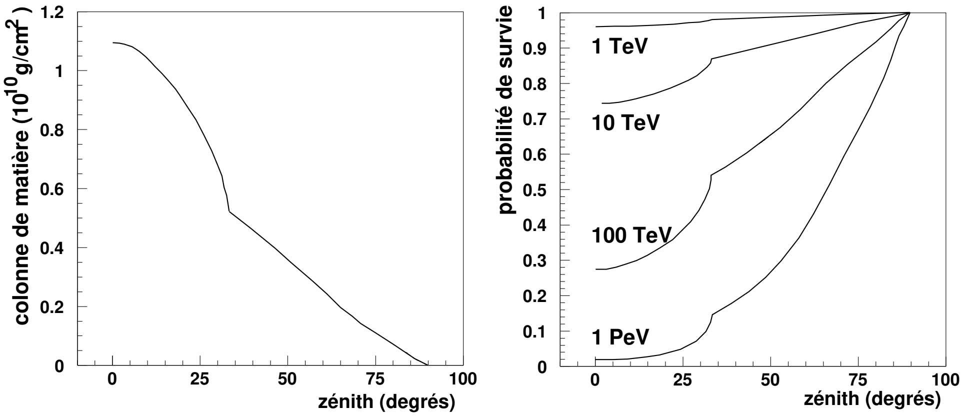

Figure 2.18 : *A gauche : colonne de matière (en* g/cm^2*) traversée par un neutrino ascendant en fonction de son angle zénithal. Le modèle de densité de la Terre utilisé est un modèle simple, en couche, proposé dans [68]. A droite : probabilité de survie des neutrinos traversant la Terre en fonction de leur zénith. Pour des angles zénithaux inférieures à 30°, les neutrinos traversent le "cœur" dense de la Terre, caractérisé par une densité entre 10 et 13 g/cm^3.*

Comme nous l'avons vu, le taux d'événements non-contenus dépend directement du parcours du muon, qui est, bien évidemment, indépendant du détecteur, et il est habituel de le factoriser dans l'expression du volume effectif :

$$V_{\text{eff}} = R_\mu \times S_{\text{eff}},$$

où S_{eff} est nommée **surface effective de détection** et est citée pour caractériser les performances de haute énergie des télescopes à neutrinos.

Ciel observable

Nous avons vu que, pour se protéger contre les muons atmosphériques, les télescopes à neutrinos limitent leur champ de vision à des neutrinos ascendants. Ils ont donc une vision du ciel limitée, d'une manière similaire aux télescopes classiques, mais à l'envers. Le ciel visible dépend, bien sûr, de la position géographique de chaque télescope. Par exemple, la figure 2.19 présente la partie de la voûte céleste visible pour deux détecteurs, positionnés respectivement dans l'hémisphère nord et au pôle sud. La complémentarité des deux est évidente. La présence d'une zone de visibilité commune permettant une vérification des observations des deux télescopes et un étalonnage réciproque est très utile.

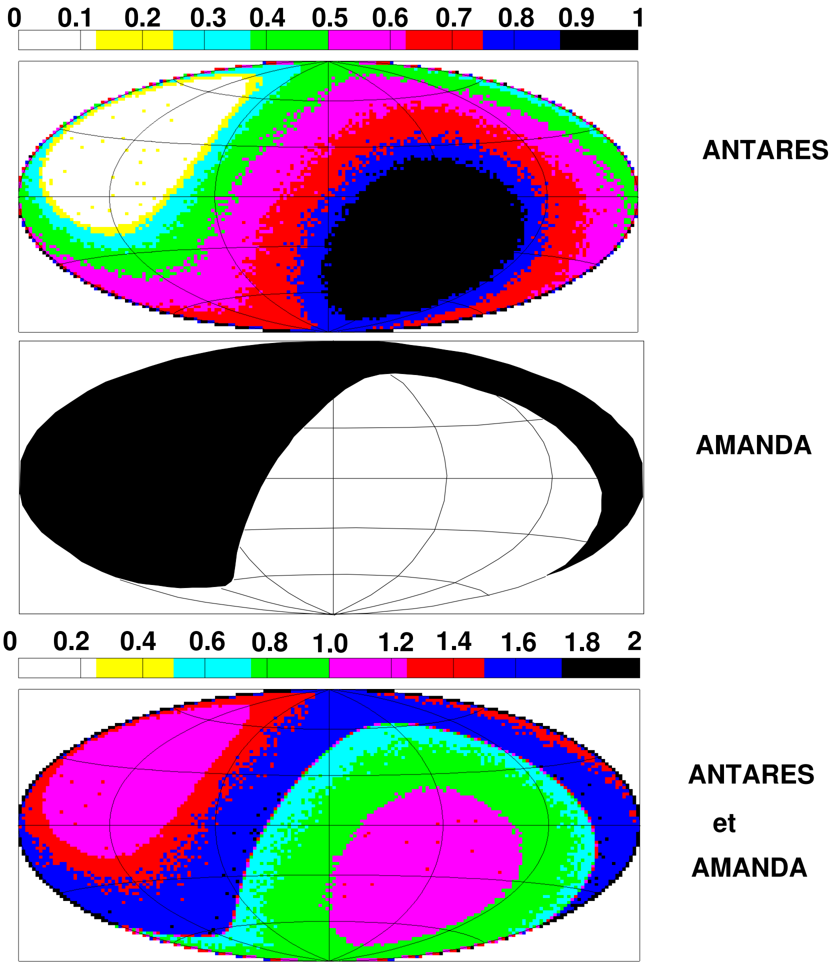

Figure 2.19 : *Carte du ciel visible (en coordonnées galactiques) pour deux télescopes positionnés à 42° nord, 8° est (ANTARES) et au Pôle Sud (AMANDA). Les bandes de couleurs différentes correspondent à des temps de visibilité différents (selon l'échelle, en pourcent). La région de visibilité pour chaque télescope est définie par l'acceptance des événements strictement ascendants* ($\cos\theta > 0$) *[69].*

Chapitre 3

Le projet ANTARES

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la détection des neutrinos de haute énergie impose un détecteur de grande surface. Le milieu de détection, qu'il s'agisse de la glace polaire ou de la mer, est un milieu de travail hostile et qui influence fortement, non seulement la conception du détecteur, mais aussi ses performances. Construire un télescope à neutrinos est donc un projet ambitieux qui nécessite beaucoup de moyens et une préparation minutieuse et de longue durée.

Nous présenterons, dans ce chapitre, une partie des conclusions de trois ans de R&D pour le projet ANTARES. C'était une activité soutenue qui a visé à l'identification et à la caractérisation d'un site approprié pour le détecteur; la définition du détecteur et des procédures de déploiement et leur qualification par une activité de test des prototypes.

En avril 1999, une proposition d'expérience, basée sur ces résultats, a été faite. La section 3.1 décrit la configuration du détecteur adoptée, dont les performances seront caractérisées dans le chapitre 4 pour la détection des neutrinos de basse énergie. Une présentation exhaustive de la configuration du détecteur et des solutions techniques adoptées n'est pas le but de ce chapitre (se référer à [70] et [71]). Nous soulignerons seulement quelques aspects que nous considérons comme importants pour l'analyse qui fait l'objet de cette thèse.

La compréhension et l'utilisation des détecteurs d'aujourd'hui, tellement complexes, ne peut pas se faire sans l'aide de simulations. Les outils qui sont à la base des simulations réalisées pour ANTARES seront décrites dans la section 3.3. Finalement, la section 3.4 traite de la reconstruction des événements physiques, telle qu'elle est faite actuellement dans ANTARES.

3.1 Détecteur proposé

Le détecteur, proposé en avril 1999 par la collaboration ANTARES pour une première étape du projet, dispose d'environ 1000 photomultiplicateurs, répartis sur 13 lignes verticales de détection (figure 3.1). Les lignes sont disposées sur une spirale, avec un espacement d'environ 60 m, conduisant à un rayon instrumenté d'une centaine de mètres (figure 3.1, vue de dessus du détecteur).

Le long des lignes, les photomultiplicateurs, protégés par des sphères en verre transparentes et résistantes à la pression, sont groupés par trois et regardent en bas, à 135° par rapport à la verticale. Ainsi, le détecteur est efficace pour la détection des traces ascendantes et très peu sensible aux traces descendantes. Cette caractéristique est renforcée par le fait que la moitié supérieure des sphères protectrices est peinte en noir. Ces sphères abritent aussi l'électronique associée aux modules optiques (alimentation, lecture), ainsi que des éléments de

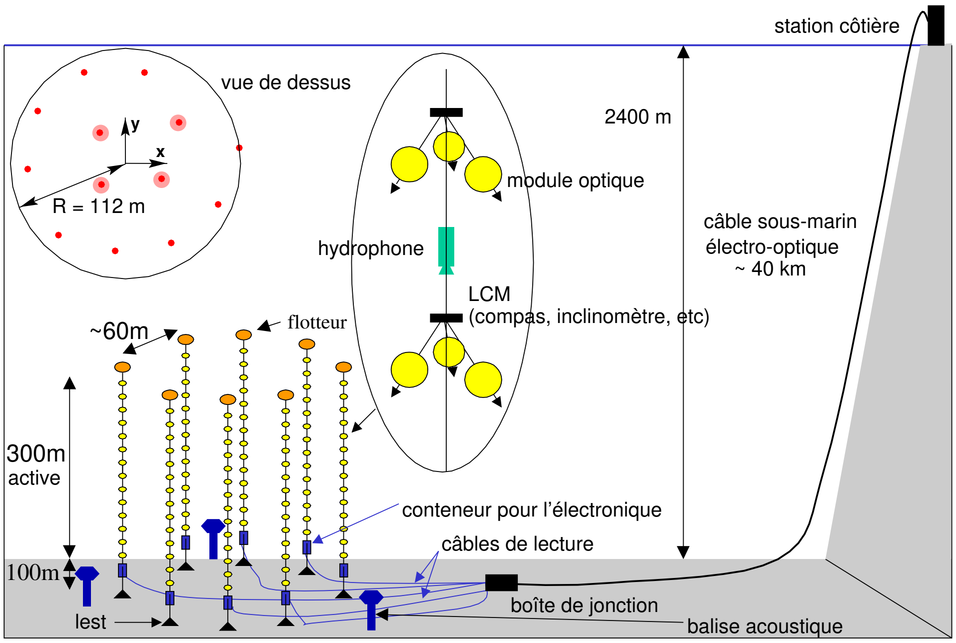

Figure 3.1 : *Schéma du détecteur proposé.*

contrôle. L'ensemble est nommé un "module optique".

Un groupe de trois modules optiques définit un étage de détection. L'espacement des étages sur les lignes n'est pas uniforme : de 8 m pour les 4 lignes intérieures (soulignées dans la vue de dessus du détecteur, dans la figure 3.1), il passe à 16 m sur les 9 lignes extérieures. Le détecteur dispose donc d'un "cœur dense", dédié aux traces de basse énergie.

Pour faciliter le déploiement, les lignes sont flexibles, avec la structure mécanique assurée par un câble électro-mécanique. Elles sont maintenues au sol par un lest et verticalement par un ensemble de flotteurs en haut de ligne. Leur longueur totale est d'environ 400 m, mais seulement les 300 m supérieurs sont instrumentés. Les lignes denses disposent de 41 étages chacune, les autres de 21 étages.

Contrairement aux lignes, les supports des étages sont rigides et ils portent aussi des éléments d'étalonnage. Des compas et des inclinomètres sont distribués le long des lignes afin de connaître la position exacte et l'orientation des modules optiques, qui bougent dans le courant solidairement avec les lignes. Un système de balises acoustiques, positionnées sur les pieds de ligne et autour du détecteur, communiquant entre elles et avec un bateau relié au DGPS (Dynamic Global Positioning System) permet le positionnement relatif des lignes et le positionnement absolu du détecteur par rapport au ciel.

Un module local de contrôle (LCM) regroupe toute l'information pertinente d'un étage de détection. L'élément décisionnel supérieur est un LCM maître, responsable pour plusieurs LCM ; finalement, les données de chaque ligne sont regroupées par un module de contrôle de ligne (SCM) qui est relié à une boîte de jonction, reliée à son tour à la côte par un câble électro-optique d'environ 40 km.

Le système de déclenchement qui sera implémenté dans le détecteur sera aussi simple et flexible que possible. Un premier seuil de déclenchement demande une coïncidence entre deux des trois modules optiques d'un étage. Le niveau supérieur est basé sur des combinaisons des niveaux 1 et, une fois franchi, il déclenche une lecture globale du détecteur. Le troisième niveau de déclenchement est réalisé sur la côte et consistera, probablement, dans des vérifications de la compacité temporelle et spatiale de l'événement (section 3.1.4). Le taux de lecture a été estimé à plusieurs kHz [70].

La procédure de déploiement et de récupération des lignes de détection a été validée en août 1998 par plusieurs déploiements d'un prototype de ligne simplifiée. La ligne disposait d'équipements de positionnement, ce qui a permis la vérification des procédures de positionnement, ainsi que le comportement de la ligne lors du déploiement.

Le déploiement d'une ligne prototype complètement équipée est aussi prévu pour la fin de l'année 1999. Elle disposera des systèmes complets d'alimentation, contrôle lent, positionnement, ainsi que de huit modules optiques et sera reliée à la côte par un câble électro-optique. En plus des vérifications techniques, ses données permettront une étude détaillée du bruit de fond optique et une première mesure du flux des muons descendants.

3.1.1 Modules optiques

Le dessin d'un module optique ANTARES est présenté dans la figure 3.2. Il contient deux parties principales : le photomultiplicateur et sa carte-mère sur laquelle se trouve aussi le dispositif qui numérise les données (section 3.1.2). Une cage tressée avec un fil de métal de grande perméabilité magnétique entoure le photomultiplicateur et le protège ainsi contre le champ magnétique terrestre, ce qui assure une efficacité uniforme de détection du photomultiplicateur, indépendamment de son orientation.

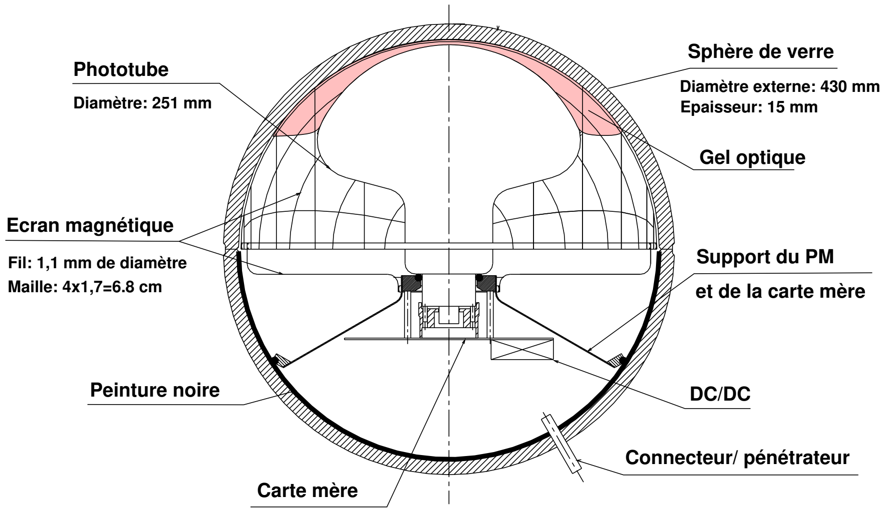

Figure 3.2 : *Coupe schématique du module optique*

Les sphères protectrices ont un diamètre intérieur de 40 cm et une épaisseur de 1,5 cm. Leur contact optique avec le photomultiplicateur est assuré par un gel au silicone (indice optique $n \simeq 1,4$), qui sert aussi de soutien au photomultiplicateur. Très important, le verre a une bonne transparence à la lumière bleue : à 450 nm, l'atténuation de la lumière dans les sphères est inférieure à 2% [70]. Chaque sphère consiste en deux hémisphères, qui sont maintenus ensemble à l'aide d'une dépression interne de 200 mbar. Avant immersion, l'étanchéité de l'ensemble est testée dans un caisson hyperbare pour des pressions allant jusqu'à 400 bar.

Les caractéristiques que le milieu et la physique imposent pour les photomultiplicateurs ANTARES ont été décrites en détail en [72]. Ici, nous allons seulement rappeler que les conditions de travail sont difficiles et les photomultiplicateurs doivent avoir une résistance mécanique compatible avec les efforts à supporter lors du déploiement du détecteur, ainsi qu'une bonne résistance aux contraintes d'environnement (illumination au jour, chocs thermiques, ...) assurant une durée de vie supérieure à 10 ans. En même temps, ils doivent être de grande taille, pour avoir une bonne efficacité de collection des photons.

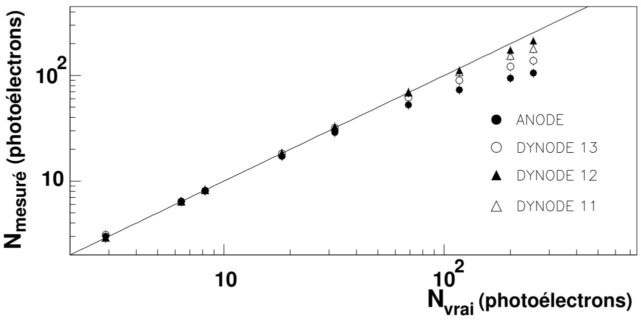

Figure 3.3 : *Linéarité du signal de sortie du photomultiplicateur avec le signal d'entrée. Les différents points de mesure sont obtenus en récupérant le signal de sortie soit sur l'anode du photomultiplicateur, soit sur des dynodes.*

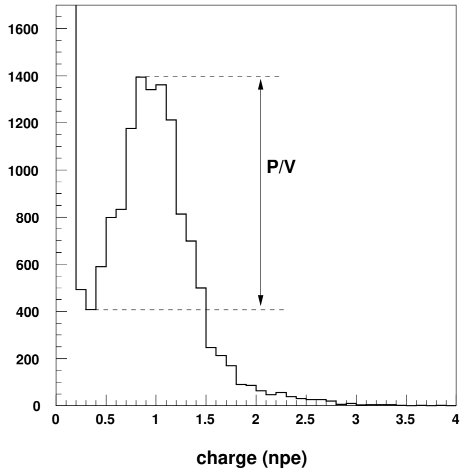

Figure 3.4 : *Spectre en amplitude d'un photomultiplicateur.*

Plusieurs types de photomultiplicateurs ont été testés par la collaboration ANTARES : des phototubes de 8″ (Hamamatsu R5912-02, à 14 étages d'amplification, ETL 9353, à 12 étages d'amplification), un modèle de 10″ (Hamamatsu R7081-20, à 14 étages d'amplification) et un 11″ (ETL D694, à 12 étages d'amplification). Actuellement, le meilleur candidat pour la première étape du projet est un phototube de 10″, Hamamatsu R7081-20, le choix reste cependant ouvert (des nouveaux modèles de grande taille, plus compétitifs sont attendus de la part des fabricants). Ses principales caractéristiques[1] sont :

- bonne efficacité quantique : $\rho(400\text{ nm})=25\%$;
- bonne résolution temporelle : $\sigma_{\rm TTS}$ =1,26 ns ;
- bonne efficacité de collection (η) de l'optique d'entrée. Généralement, une surface effective de la photocathode est définie, comme $S_{\rm eff} = \eta S_{\rm geom}$ et pour ce modèle, $S_{\rm eff}$ =390 cm^2 ;
- bonne linéarité du signal de sortie avec le signal d'entrée sur une grande gamme dynamique. Si l'intervalle de linéarité est défini par une différence inférieure à 10% entre

[1]Les lecteurs qui ne sont pas familiers avec les aspects techniques des photomultiplicateurs peuvent consulter l'annexe A qui propose un bref mémento sur les photomultiplicateurs.

l'entrée et la sortie, le photomultiplicateur a une réponse linéaire pour des signaux d'entrée ayant une amplitude jusqu'à environ 200 photoélectrons (figure 3.3).

- résolution en énergie d'environ 30% ;
- une valeur de pic sur vallée P/V d'environ 3 (figure 3.4) ;
- signal étroit et sans distorsions ;
- impulsions secondaires avant et après le signal principal peu fréquentes.

En plus de la mesure des propriétés intrinsèques des photomultiplicateurs, la réponse des modules optiques entiers a été aussi étudiée. Pour cela, un dispositif spécial a été conçu pour les tester dans des conditions aussi proches que possible de leur fonctionnement. Représenté dans la figure 3.5, il consiste en un réservoir cylindrique en acier, étanche à la lumière (1,50 m$\times$70 cm de rayon) et rempli d'eau. Un module optique immergé dans ce réservoir détecte la lumière Čerenkov produite par des muons atmosphériques quasi verticaux. La caractérisation de ces traces est faite par leur détection avec deux plans croisés de scintillateurs, situés au-dessus et en dessous du réservoir.

Une motorisation permet de varier l'angle zénithal du module optique (Θ_{OM}) de 0° à 180°, rendant possible la mesure de la réponse du module optique à différents angles d'incidence des muons. Cette distribution est représentée sur la figure 3.6 pour un module optique avec un phototube Hamamatsu R7081-20 de 10″.

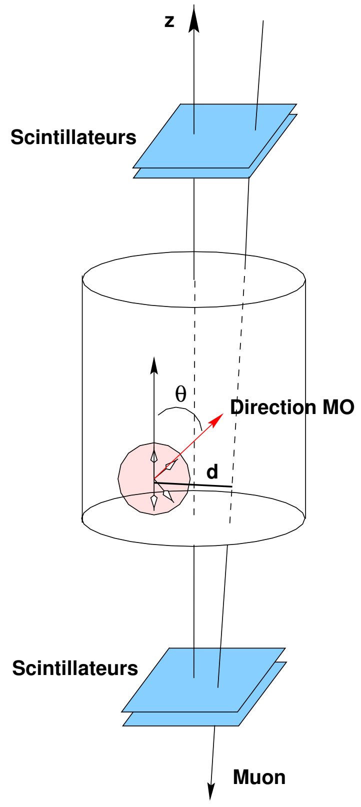

Figure 3.5 : *Schéma du dispositif utilisé pour mesurer la réponse des modules optiques.*

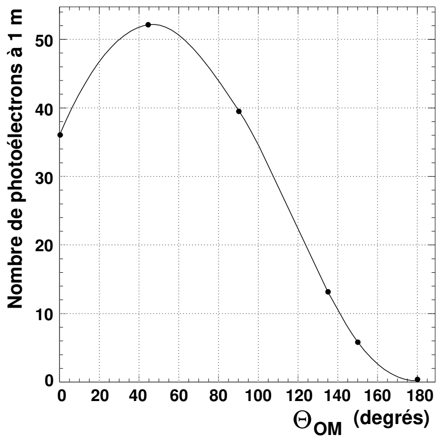

Figure 3.6 : *Réponse angulaire d'un module optique. Le maximum à $\Theta_{OM} \approx 42°$ correspond à une incidence normale de la lumière sur le module optique.*

3.1.2 Système de numérisation

La distance du détecteur à la côte est trop grande pour pouvoir utiliser une transmission analogique des données : elles doivent être numérisées. De plus, un détecteur sous-marin est confronté à un bruit optique très important (voir la section 3.2.1). Une numérisation globale conduirait à des taux de données très importants et, plus grave encore, à des saturations et des temps morts au niveau de l'électronique d'acquisition.

Heureusement, dans la plupart des cas (99%), les signaux correspondent à 1 photoélectron (SPE), très typiques et faciles à reconnaître au niveau d'un circuit intégré qui se trouve sur la carte mère du photomultiplicateur. Pour eux, une fois identifiés, les seules informations pertinentes qui doivent être enregistrées sont leur charge et leur instant d'arrivée (au passage d'un seuil). Pour tout autre signal plus complexe (des signaux de grande amplitude, larges en temps ou des successions rapides de signaux), toute la forme du signal doit être numérisée et sauvegardée pour une analyse ultérieure.

Un circuit électronique intégré appelé PSD (Pulse Shape Discriminator) sélectionne les signaux complexes de la manière suivante : un gabarit en temps et en amplitude correspondant à la forme typique des impulsions SPE est appliqué sur chaque signal. A l'intérieur du gabarit les événements sont traités en mode SPE et à l'extérieur en mode signal complexe (figure 3.7).

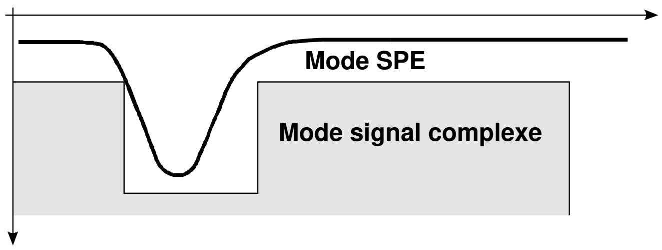

Figure 3.7 : *Principe de discrimination des signaux complexes de SPE. Voir [73] pour plus de détails.*

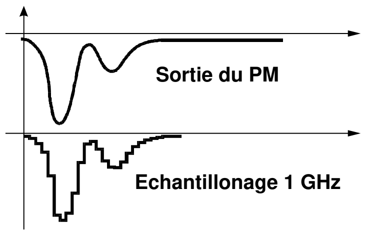

Figure 3.8 : *L'histogramme obtenu après l'échantillonnage à 1 GHz d'un signal complexe. Il y a 128 échantillons.*

Dans le mode "SPE", le temps et la charge sont enregistrés. Le mode "signal complexe" est traité par un autre circuit intégré, nommé ARS (Analogue Ring Sampler). Il échantillonne le signal du photomultiplicateur avec une fréquence modulable entre 300 et 1000 MHz (figure 3.8) et garde l'information analogique sur un ensemble de condensateurs si le signal est au-delà d'un seuil prédéfini. L'ensemble de l'information enregistrée est par la suite numérisé par un convertisseur analogique-numérique (ADC).

Une nouvelle version de l'ARS est en cours de développement. Elle concentrera toutes les fonctions de l'actuel ARS et du PSD sur le même circuit intégré, ainsi que l'ADC. Une mémoire pipeline est aussi implémentée, ce qui permettra la sauvegarde de l'information des SPE suffisamment longtemps pour pouvoir recevoir le signal de déclenchement du niveau 2, ce qui prendra environ 10 μs pour la première étape du projet de 0,1 km^2 et 30 μs pour un détecteur de 1 km^2 [70].

3.1.3 Positionnement et étalonnage du détecteur

La reconstruction des traces est basée sur les différences des temps des signaux enregistrés sur différents photomultiplicateurs. La précision de la reconstruction dépendra donc de :

- la précision avec laquelle la position et l'orientation relative des photomultiplicateurs est connue ($\sigma_{\rm geom}$) ;
- la précision avec laquelle le temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs est mesurée ($\sigma_{\rm pmt}$) ;
- la précision avec laquelle les horloges individuelles des photomultiplicateurs peuvent être alignées ($\sigma_{\rm alig}$).

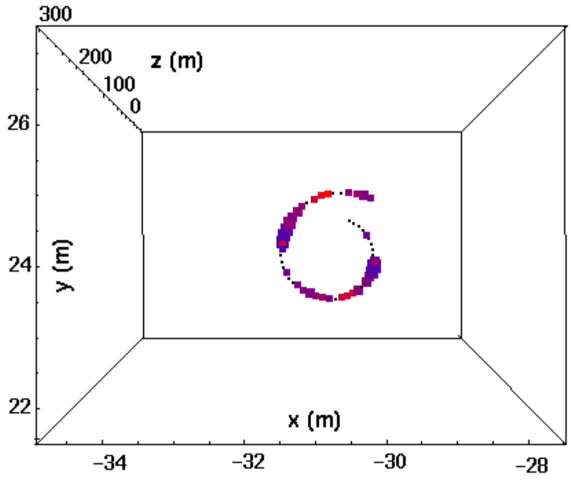

Figure 3.9 : *Vue de dessus d'une ligne d'environ 300 m de hauteur, pour laquelle la distorsion dans un courant de 20 cm/s a été simulée.*

Les lignes sont flexibles : elles s'étendent, tournent et se déplacent sous l'action du courant (figure 3.9). Pour trouver la position précise des modules optiques et leur orientation dans ces conditions, deux systèmes complémentaires ont été proposés. Le premier utilise des inclinomètres et des compas distribués sur la ligne, qui permettent de mesurer l'inclinaison et la rotation de certains points sur la ligne. La reconstruction de la forme de la ligne entre ces points se fait par une technique d'ajustement.

La deuxième méthode, basée sur triangulation acoustique, est plus complexe. Des hydrophones sont distribués le long de la ligne et envoient des signaux acoustiques à, au moins, trois transpondeurs placés autour de la ligne. Un ajustement global des temps de réponse entre ces dispositifs permet, en connaissant le profil de la vitesse du son dans l'eau et la position des transpondeurs, de reconstruire la position exacte des hydrophones.

En août 1999, la première méthode à été testée lors du déploiement d'une ligne prototype. Une erreur maximale de 1 m sur la forme reconstruite de la ligne a été estimée [74]. En outre, la mesure du temps de communication entre un hydrophone et un transpondeur a montré que des variations de 1 cm de la distance entre les deux peuvent être mesurées. En équipant la ligne avec des dispositifs qui mesurent localement la vitesse du son et d'autres qui enregistrent la température et la salinité de l'eau et en combinant les deux méthodes, une erreur de positionnement sur les photomultiplicateurs inférieure à 10 cm peut être obtenue [70].

En plus de la précision sur la reconstruction des traces, le détecteur doit être bien positionné par rapport à la voûte céleste pour pouvoir retrouver la source des neutrinos cosmiques (positionnement absolu). Les pieds de lignes étant fixes, ce positionnement absolu est fait seulement après le déploiement, en utilisant un bateau équipé avec DGPS, sur lequel se trouve un hydrophone qui communique avec les balises acoustiques placées aux pieds de lignes. Pendant le test d'août 1999, la position d'une ligne a été reconstruite ainsi avec une précision de 1 m.

L'alignement temporel des photomultiplicateurs se fait en utilisant des LED pulsées d'une manière synchrone avec une horloge principale qui se trouve sur la côte et qui est connectée au Temps Universel (UT) par le réseau GPS. Dans chaque module optique se trouve une de ces LED pulsées, orientée vers le haut et éclairant les photomultiplicateurs au-dessus d'elle. Il sera ainsi possible d'obtenir une synchronisation des étages voisins. Parallèlement, la synchronisation des lignes peut se faire avec des lasers Nd-YAG, très puissants et émettant dans le vert.

L'efficacité de détection des photomultiplicateurs doit être aussi suivie dans le temps et étalonnée. Une manière simple de le faire est d'utiliser les signaux de ^{40}K qui sont dans leur très grande majorité des signaux à 1 photoélectron (section 3.2.1). Un étalonnage relatif peut aussi être fait un utilisant des lasers Nd-YAG, qui peuvent éclairer beaucoup de photomultiplicateurs en même temps. Ainsi, la comparaison des réponses de chaque module va permettre le suivi des variations d'efficacité des photomultiplicateurs, indépendamment des variations dans la transparence de l'eau ou dans la perte de luminosité du laser à cause de la salissure.

3.1.4 Système de déclenchement

Le système de déclenchement pour ANTARES n'est pas encore défini. Une première suggestion, présentée au début de ce chapitre, avait la structure suivante :

- niveau 0 — implémenté au niveau du photomultiplicateur (ARS), demande une amplitude supérieure à 0,3 photoélectron pour chaque signal ;

- niveau 1 — implémenté au niveau du LCM, impose une coïncidence (en 20 ns) entre deux des trois modules optiques d'un étage de détection ;

- niveau 2 — basé sur une combinaison des déclenchements de niveau 1 : soit au niveau d'une ligne (au moins deux coïncidences sur une ligne), soit au niveau du détecteur entier (par exemple, au moins trois coïncidences dans le détecteur). Dans le premier cas, la logique de déclenchement est implémentée au niveau du SCM et, dans le deuxième cas, qui nécessite une communication entre tous les LCM du détecteur, elle est implémentée au niveau de la boîte de jonction. A l'apparition d'un déclenchement de niveau 2, un signal de lecture pour tout le détecteur est envoyé à partir de la boîte de jonction.

Avec cette structure, les taux de déclenchement estimés, en considérant un bruit continu de 60 kHz pour un photomultiplicateur de 10$''$ (section 3.2.1), sont les suivants :

Taux de déclenchement	au niveau de la logique	tout le détecteur
niveau 0 (SPE)	60 kHz	64 MHz
niveau 1 (coïncidences)	430 Hz	150 kHz
niveau 2 (ligne)	450 (115) Hz	2,8 kHz
niveau 2 (détecteur)	5,2 kHz	5,2 kHz

Pour les coïncidences au niveau d'une ligne de détection (niveaux 2), la fenêtre de coïncidence est de 1,5 μs et pour les coïncidences dans tout le détecteur de 2 μs. La valeur entre parenthèses correspond à une ligne avec un espacement de 16 m. Les pics de bioluminescence ne sont pas considérés pour ces calculs.

Une deuxième approche a été proposée en [75]. L'idée serait de durcir les critères de déclenchement du niveau 1 tels que le taux de déclenchement à ce niveau soit suffisamment bas pour pouvoir lire le détecteur en entier. La logique de déclenchement de niveau 2 pourrait être dans ce cas implémentée sur la côte et, comme celle de niveau 1 serait locale au niveau du LCM maître, la boîte de jonction serait libre de toute électronique de déclenchement. L'avantage étant, bien sûr, que les risques de panne à ce niveau, qui toucheraient tout le détecteur sont éliminés.

En ce qui concerne le critère de déclenchement de niveau 1, plusieurs idées ont été suggérées : 4 modules optiques touchés sur trois étages successifs ou 2 paires de coïncidences sur 6 (respectivement 12) étages voisins (pour les lignes avec un espacement de 16 et respectivement 8 m), ou une sélection variable en fonction de l'amplitude des signaux.

Finalement, une troisième approche est d'envoyer toutes les données à la côte et d'implémenter les logiques de déclenchement sur des ordinateurs de la station côtière.

Une discussion détaillée du système de déclenchement et des taux attendus a été faite en [76].

3.2 Evaluation des sites

Le choix du site du détecteur est difficile et lourd de conséquences. Il doit être profond, pour abriter le détecteur contre le bruit de fond dominant, les muons atmosphériques, mais proche de la côte pour assurer un coût raisonnable de la connexion à la côte et un accès facile. Les conditions météorologiques déterminent aussi l'accessibilité du site et peuvent s'avérer essentielles pour le déploiement du détecteur. En outre, la conception du détecteur est influencée fortement par la présence et l'intensité des courants sous marins. Finalement, les performances du détecteur sont intimement reliées aux propriétés du milieu de détection : la transparence de l'eau, la quantité de bruit optique présent sur le site et la vitesse avec laquelle les modules optiques sont salis une fois immergés.

Quatre lignes autonomes de test ont été conçues par la collaboration ANTARES et déployées à plusieurs reprises sur différents sites. Un des sites, situé au large de Toulon au point 42°22′ nord, 8°15′ est, avec une profondeur d'environ 2300 m, répond bien aux exigences que nous avons rappelées et a été choisi pour la première phase du projet [77]. Il a donc fait l'objet d'une étude détaillée.

3.2.1 Bruit de fond optique

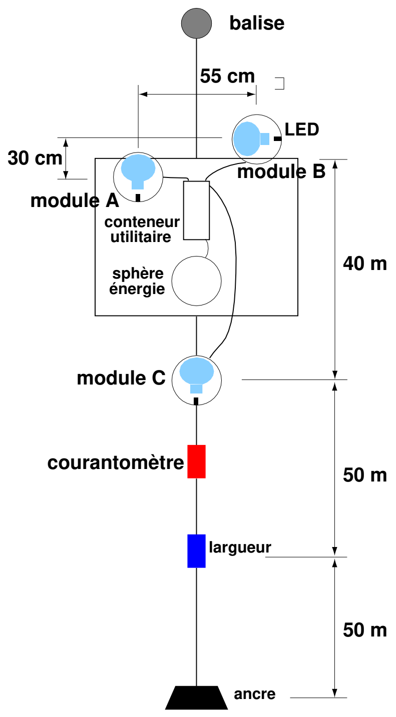

Figure 3.10 : *Représentation schématique de la ligne de mesure du bruit optique.*

Une ligne autonome, schématisée dans la figure 3.10 a été déployée à plusieurs reprises pour mesurer le bruit de fond optique. La structure d'ensemble de la ligne est commune pour toutes les lignes de mesure ANTARES. C'est une ligne flexible, qui est maintenue au fond de la mer et sur le point d'immersion avec un lest ; un dispositif de flotteurs la maintient en position verticale et permet sa récupération, lorsqu'un largueur acoustique reçoit un signal d'ouverture. Le largueur bénéficie d'un système de positionnement intégré qui permet de connaître la profondeur et la position précise de la ligne. L'élément principal de mesure se trouve sur un cadre fixe et il est accompagné par des dispositifs qui enregistrent la vitesse des courants, la température, etc.

En ce qui concerne le bruit de fond optique, son influence sur les performances du détecteur ne dépend pas uniquement de son taux. Ses variations sont très importantes, comme l'échelle spatiale des corrélations. Le dispositif de mesure est donc relativement complexe : il comprend trois modules optiques, deux proches qui mesurent le taux de coïncidences, et un troisième beaucoup plus éloigné qui permet de vérifier les corrélations à longue distance des signaux.

Un exemple typique d'enregistrement sur un module optique est présenté dans la figure 3.11. Une composante continue qui varie lentement autour de 35 kHz est visible, ainsi que des pics d'activité très importants, dus probablement à des micro-organismes.

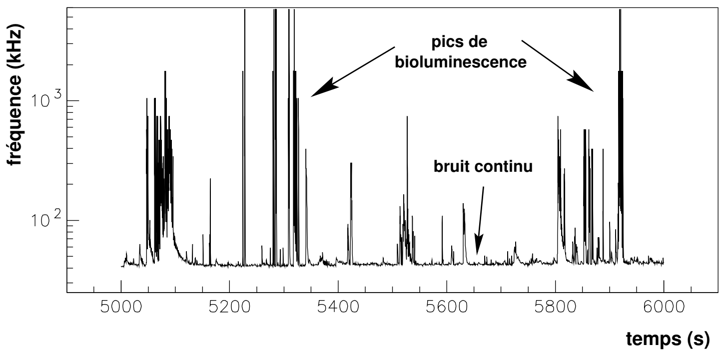

Figure 3.11 : *Exemple typique de données enregistrées en fonction du temps par un module optique comprenant un photomultiplicateur Hamamatsu R5912-02 de 8″, avec un seuil d'enregistrement de 0,3 photoélectron. La valeur minimale de la distribution, qui varie autour de 35 kHz représente la composante continue du bruit optique.*

L'eau de mer contient un isotope radioactif du potassium, ^{40}K , qui produit des électrons relativistes, et donc de la lumière Čerenkov en se désintégrant. Le taux de bruit optique dû au ^{40}K est donc proportionnel à la salinité de l'eau de mer qui est très stable au cours du temps et d'un site à un autre. Il a été estimé à environ 20 kHz [78] pour un photomultiplicateur de 8″. Le reste de la composante continue du bruit optique, avec des variations de 0 à 14 kHz sur quelques heures, est probablement une composante continue de la bioluminescence.

Il est intéressant de noter que cette composante continue de la bioluminescence n'est pas corrélée avec les périodes de pic d'activité. De plus, si les pics sont des phénomènes très localisés (deux modules optiques à 40 m l'un de l'autre n'enregistrent pas la même activité, voir la figure 3.12), les variations de la composante continue ont une grande échelle : elles sont enregistrées par des modules optiques aussi loin que 40 m l'un de l'autre. Les deux sont donc probablement dues à des populations distinctes de micro-organismes.

Le taux de bioluminescence (où, par abus de langage, la bioluminescence se réfère aux pics d'activité) est défini comme la fraction de temps pendant lequel un module optique enregistre une fréquence supérieure à 200 kHz, avec un seuil à 0,3 photoélectron. Il est très bien corrélé avec la vitesse des courants (figure 3.13) et il peut atteindre des valeurs aussi hautes que 8%. Heureusement, comme nous l'avons vu, ces pics d'activité sont très localisés et il a été estimé en [78] que le temps mort qu'ils induisent ne dépasse pas 5%, distribué aléatoirement dans le détecteur.

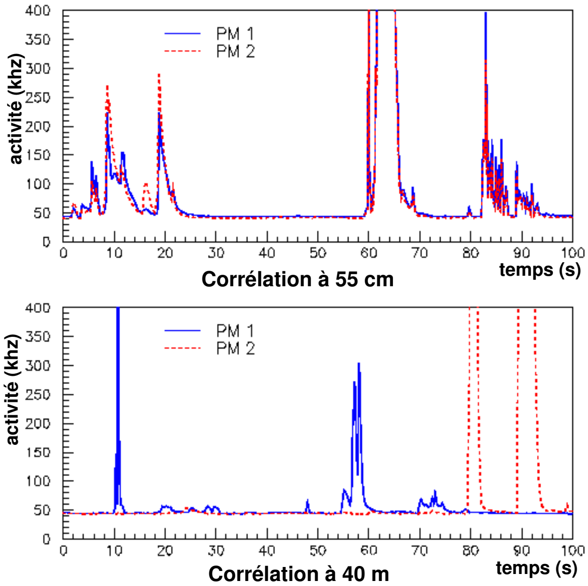

Figure 3.12 : *Evolution en temps des taux de comptage de deux modules optiques distants de 55 cm et 40 m : la corrélation est très forte pour les modules optiques proches et nulle à 40 m.*

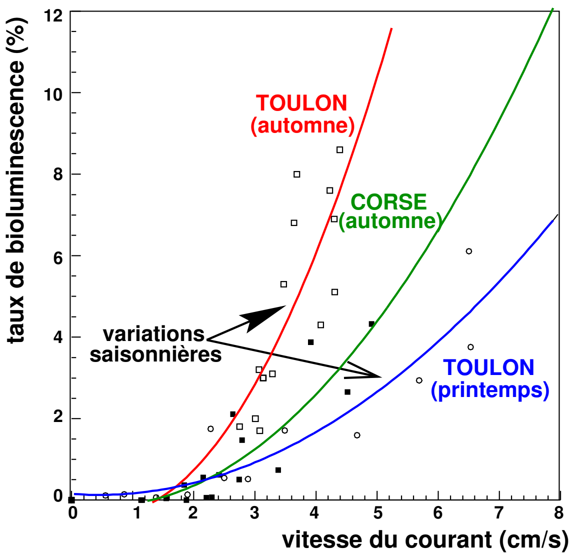

Figure 3.13 : *Corrélation entre le taux de bioluminescence et la vitesse du courant. La vitesse du courant est moyennée sur chaque période de prise de données.*

Les signaux de bruit sont de faible amplitude : en augmentant le seuil d'enregistrement à 2 photoélectrons, le taux de bruit est réduit à approximativement 300 Hz (dans lequel environ

150 Hz sont dus au ^{40}K présent dans les sphères de verre et au monitorage de l'efficacité des photomultiplicateurs, fait avec une source radioactive). Le taux de coïncidences entre deux modules optiques situés à une distance d'environ 60 cm, mesuré dans une fenêtre de 100 ns, est très stable en temps et égal à 19 Hz.

3.2.2 Salissure

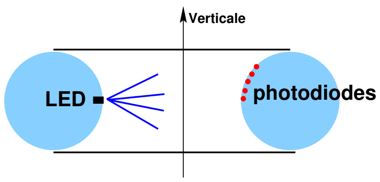

Figure 3.14 : *Principe de la ligne de mesure de la salissure.*

Deux phénomènes sont à l'origine de la salissure des surfaces immergées : la sédimentation et l'apparition de films bactériens. Les deux sont dépendants du site et présentent de fortes variations saisonnières.

La perte de transparence des sphères en verre pendant l'immersion a été étudiée avec un système comme celui présenté dans la figure 3.14. Le principe est simple : une LED bleue située dans une sphère en verre éclaire une deuxième sphère en verre, située à une distance d'un mètre ; cinq photodiodes sont placées dans la deuxième sphère, à des angles qui varient entre 50° et 90° par rapport à la verticale, et mesurent la lumière. La figure 3.15 présente la transmission des sphères, suivie pendant huit mois d'immersion. A la fin de la période de test, la perte de transmission pour la photodiode qui regardait à l'horizontale était de 2,4%. Elle est due à la perte de transparence des deux sphères (celle qui abrite la LED autant que celle qui abrite les photodiodes) ; une estimation conservatrice de la perte de transparence dans une année serait donc de 2%, pour l'équateur d'une sphère.

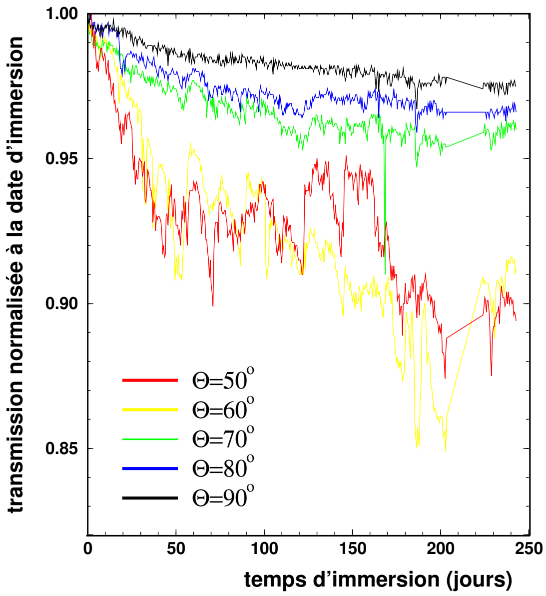

Figure 3.15 : *Evolution au cours du temps du coefficient de transmission d'une sphère en verre, pour divers angles par rapport à la verticale. Après huit mois d'immersion, l'équateur de la sphère perd moins de 1,5% de sa transparence d'origine.*

Comme nous l'avons vu, dans la géométrie envisagée du détecteur, les modules optiques sont orientés vers le bas, à 135° par rapport à la verticale. La limite précédente est donc une limite extrême en ce qui concerne la perte d'efficacité du détecteur au cours du temps à cause de la salissure.

3.2.3 Transparence de l'eau

Nous avons vu dans la figure 2.9 quelle est, pour l'eau de mer, la dépendance de la longueur d'absorption par rapport à la longueur d'onde de la radiation. Dans une première approche, nous avons supposé que cette dépendance est universelle et que seule la normalisation de la courbe varie d'un site à l'autre. Les premières mesures de transparence de l'eau ont été donc faites au pic de 466 nm par ANTARES. Dernièrement, des mesures ont été répétées en ultraviolet et elles ont confirmé le caractère universel de la dépendance [80].

Le principe de la méthode de mesure de la longueur d'atténuation (section 2.1.2) est de quantifier la variation du flux de lumière enregistré par un détecteur en fonction de sa distance à la source de lumière. Si la source de lumière peut être considérée comme ponctuelle, le flux sur le détecteur sera :

$$\Phi = \frac{\Phi_{\text{source}}}{D^2} e^{-D/\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}}}$$

La première mesure de la longueur d'atténuation a été faite en décembre 1997, avec une source collimée de lumière (LED) et un photomultiplicateur de 8″. Le photomultiplicateur était fixe et la source se déplaçait à l'aide d'un chariot sur une structure rigide de 33 m (figure 3.16). Pour minimiser les erreurs systématiques liées à l'efficacité de détection du photomultiplicateur, au lieu de mesurer la variation du signal du phototube avec la distance D, le flux de la LED est ajusté de manière à maintenir le signal du photomultiplicateur constant.

Figure 3.16 : *Vue de la structure rigide de 33 m utilisée pour la première mesure de la longueur d'atténuation. Le chariot mobile et le photomultiplicateur de 8″ sont visibles.*

Les mesures (figure 3.17) s'alignent parfaitement sur une droite (en échelle logarithmique) et, après étalonnage du système dans l'air, il est possible d'extraire la valeur de la longueur d'atténuation effective :

$$\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}} = 41 \pm 1(\text{stat.}) \pm 1(\text{syst.})\ \text{m} \quad (\text{décembre 1997})$$

Un deuxième dispositif, avec une source de lumière pulsée, a été utilisé pour estimer séparément la diffusion et l'atténuation de la lumière. La source, qui est isotrope, éclaire un photomultiplicateur rapide de 1″ situé à 24 ou 44 m d'elle. La mesure du temps d'arrivée des photons sur le photomultiplicateur permet d'estimer la diffusion, tandis que la valeur du flux dépend principalement de la longueur d'absorption.

La distribution mesurée du temps d'arrivée des photons est présentée dans la figure 3.18, où tous les spectres ont été normalisés à un maximum de 1. A noter la très nette domination des

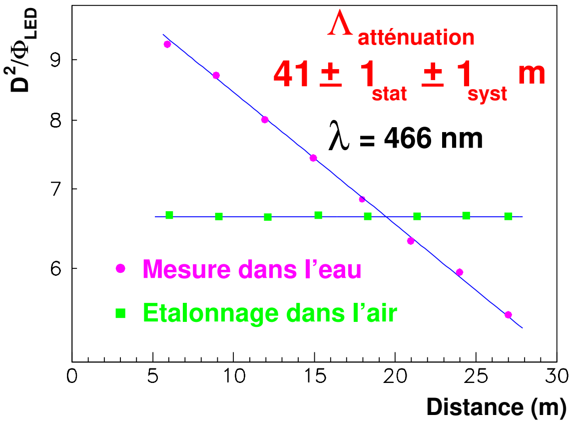

Figure 3.17 : *Mesure de la longueur d'atténuation. D est la distance entre la source de lumière et le photomultiplicateur et Φ_{LED} le flux de lumière nécessaire pour maintenir un signal constant sur le photomultiplicateur.*

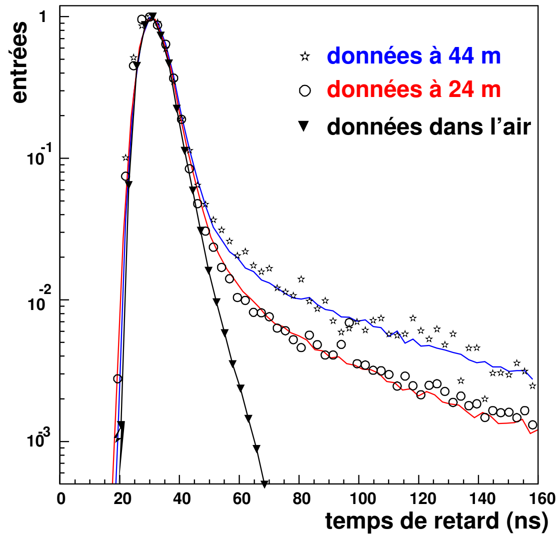

Figure 3.18 : *Distribution du temps de retard des photons émis par une source de lumière pulsée à une distance de 24 ou 44 m dans l'eau et dans l'air. Tous les spectres sont normalisés à un maximum de 1 et corrigés pour la diminution d'angle solide de $1/D^2$. Les lignes continues correspondent aux simulations de l'appareillage avec des paramètres de transparence obtenus par une technique d'ajustement.*

photons directs par rapport aux photons diffusés : seulement 5% des photons (respectivement 10%) sont diffusés sur 24 m (respectivement 44 m). Malheureusement, il faut noter aussi la mauvaise résolution temporelle du système (écart type : 4,5 ns) qui rend les photons diffusés à petit angle indiscernables dans le pic des photons directs. Les photons qui se trouvent dans la queue des spectres ont été diffusés avec un angle supérieur à 35° pour les données à 24 m et à 25° pour les données à 44 m. Actuellement, nous pouvons donc seulement estimer la contribution de la diffusion à grand angle. Le système a été amélioré et de nouvelles mesures seront bientôt disponibles.

La modélisation de la diffusion est beaucoup plus complexe que celle de l'absorption et, pour extraire les paramètres de diffusion, les données sont comparées à des simulations de l'appareillage. Le nombre de paramètres est très important et nous avons fait la supposition que la diffusion est une combinaison linéaire de la diffusion Rayleigh [81] et de la diffusion sur des particules en suspension dans l'eau. Cette deuxième est connue comme étant fortement anisotrope ($< \cos\theta >\sim 0,9$) et quasiment indépendante de la qualité de l'eau.

Les premiers résultats indiquent que les données sont bien reproduites avec une contribution de 17% de la diffusion Rayleigh et 83% de la diffusion sur des particules en suspension, en accord avec d'autres mesures présentes dans la bibliographie [81, 82]. La longueur d'absorption dans le bleu serait dans l'intervalle 58-67 m, et la longueur de diffusion serait, elle aussi, dans le même intervalle.

Ce test avec une source pulsée de lumière a été réalisé sur le site en juillet 1998 et répété en mars 1999 et les valeurs extraites pour la longueur d'atténuation ont été de

$$\lambda_{\text{att}}^{\text{eff}} = \left| \begin{array}{l} 60,0 \pm 0,4(\text{stat.})\ \text{m (juillet 98)} \\ 52,2 \pm 0,7(\text{stat.})\ \text{m (mars 99)} \end{array} \right.$$

Les valeurs ne sont pas compatibles entre elles et avec la mesure de décembre 1997. Certes, les erreurs systématiques n'ont pas encore été estimées pour les deux dernières mesures. De plus, la source ainsi que les photomultiplicateurs sont différents dans les deux types de tests : source collimée et photomultiplicateur de 8″ dans le premier cas, source isotropique et photomultiplicateur de 1″ dans le deuxième. La prise en compte de ces effets d'appareillage tend à rapprocher les résultats des mesures, mais pas au point de les rendre compatibles. Une possible explication serait liée à une variation saisonnière de la transparence de l'eau, mais de nouveaux tests sont nécessaires avant de trancher.

Actuellement, nous pouvons conclure que, en ce qui concerne la transparence de l'eau, les tests effectués ont montré que l'absorption domine complètement la diffusion de la lumière et que la longueur effective d'atténuation se situe entre 40 et 60 m.

3.3 Outils de simulation

Pour éviter tout biais, les événements physiques sont générés sur la surface ou dans le volume d'un cylindre qui entoure le détecteur (appelé par la suite "canette"). Les dimensions de cette canette sont choisies suffisamment grandes pour que toute lumière produite en dehors de la canette soit inobservable dans le détecteur (typiquement, deux longueurs d'absorption autour du volume instrumenté).

Une fois les événements physiques engendrés, la réponse du détecteur est simulée, ainsi que le système de déclenchement. Ils sont par la suite reconstruits et, pour toute reconstruction réussie, analysés en fonction du canal physique d'intérêt.

3.3.1 Génération des événements physiques

Un générateur d'événements physiques est un programme ou un ensemble de programmes qui génèrent des traces dans le détecteur (muons sur la canette ou muons et gerbes hadroniques dans la canette dans le cas des événements contenus).

La génération des événements physiques doit reproduire aussi fidèlement que possible les diverses caractéristiques des événements réels. En même temps, des statistiques suffisantes pour l'étude approfondie de la physique doivent être assurées. Pour mieux répondre aux deux contraintes, une technique de tirages pondérés a été adoptée. Prenons, pour l'illustrer, l'exemple des tirages des muons contenus, induits par les neutrinos atmosphériques.

Le spectre des neutrinos atmosphériques [109] est un spectre en $E^{-2,7}$ dans le domaine d'énergie pertinent pour les événements contenus (d'énergie inférieure à 500 GeV). En absolu, des neutrinos avec des énergies suivant ce spectre devraient être engendrés et, parmi eux, seulement ceux qui interagissent dans le volume du détecteur peuvent donner des muons détectables. Ceci implique la génération d'environ 10^8 événements neutrinos de 100 GeV, pour obtenir un seul muon dans le détecteur. C'est clairement une méthode peu efficace. Un meilleur rapport statistique/temps de calcul est obtenu si chaque neutrino généré est “forcé” à interagir, en lui associant en même temps un poids, qui représente justement la probabilité qu'il ait interagi. Une autre amélioration de la méthode se réfère au spectre de tirage. En supposant que le spectre d'origine des neutrinos est $\Phi(E_\nu)$, le spectre des neutrinos ayant interagi dans le détecteur sera $\Phi(E_\nu) \cdot \sigma(E_\nu) \simeq E^{-1,7}$ dans le cas présent. C'est donc ce spectre des neutrinos “visibles” qui doit être reproduit et qui sera pris comme point de départ du tirage.

Cette technique est utilisée par la grande majorité des générateurs d'événements ANTARES. Parmi eux, ceux qui ont été utilisés pour cette étude seront présentés par la suite, classés en fonction de la physique simulée.

- **Les événements neutrinos contenus**
  CONI [83] est un générateur basé sur LEPTO [84]. Les interactions profondément inélastiques courant-chargé sont engendrées uniformément dans le volume de tirage et l'utilisateur a le choix du spectre en énergie des neutrinos.

  Comme LEPTO est un programme qui décrit les diffusions profondément inélastiques, CONI ne simule pas les interactions résonantes et quasi-élastiques des neutrinos de très basse énergie (section 2.1.1), qui seront traités par RSQ [85].

- **Les événements non-contenus induits par des neutrinos atmosphériques de basse énergie ($\leq$ 10 TeV) et les mono-muons atmosphériques**

  Les deux types d'événements sont engendrés avec GEM [86]. Le spectre des muons induits par des neutrinos atmosphériques est paramétré au niveau du détecteur. C'est une convolution du spectre des neutrinos ayant interagi dans l'eau ($\Phi(E_\nu, \theta) \sim \Phi_{atm}((E_\nu, \theta) \cdot \sigma(E_\nu) \cdot L_{eff}(E_\nu, \theta, z))$ avec le spectre de génération des muons et dégradé en énergie à cause de la propagation des muons de leur création jusqu'au point d'entrée dans le volume de tirage.

  La même technique est utilisée pour les tirages des mono-muons atmosphériques, où le flux à une certaine profondeur est donné par la paramétrisation d'Okada [87].

  Naturellement, la technique ne permet pas de prendre en compte des fluctuations dues principalement à la propagation des muons (section 2.1.3). Cependant, pour les énergies auxquelles ce générateur est utilisé, ces fluctuations sont négligeables.

- **Les multi-muons atmosphériques**
  Ils sont engendrés avec HEMAS [88], qui simule les interactions du rayonnement primaire avec l'atmosphère terrestre et propage les muons jusqu'à la surface de la mer. Ensuite, ceux-ci sont propagés jusqu'au détecteur avec PROPMU [90], qui assure un traitement correct des processus radiatifs des muons.

- **Les muons induits par des neutrinos de haute énergie**

  Pour les événements induits par des neutrinos de haute énergie ($\geq$ 10 TeV), il est très important de prendre en compte la distorsion du spectre originel des neutrinos à cause de leur absorption dans la Terre et d'assurer un traitement correct des processus radiatifs dans la propagation des muons qu'ils engendrent.

  Pour ceci, un programme présenté en détail dans [89] et appelé PointX a été écrit. Il considère un modèle tridimensionnel de la Terre et invoque PROPMU pour la propagation des muons. Il permet aussi bien la génération d'événements diffus que provenant des sources ponctuelles ou des régions restreintes de la voûte céleste. Dans les deux derniers cas, des corrections liées au mouvement de la Terre sont faites pour chaque événement, en fonction de sa date. Pour limiter les biais, les événements sont engendrés sur une année entière.

Il est important de souligner que le programme peut être utilisé jusqu'à des énergies très basses des neutrinos (typiquement 10 GeV) ; en fonction de l'énergie du neutrino, une proportion naturelle des événements contenus ou non-contenus est engendrée.

3.3.2 Simulation du détecteur

Propagation des muons et génération des champs des photons au niveau des photomultiplicateurs

La propagation des traces chargées dans un télescope à neutrinos n'est pas triviale, du fait, à la fois, des dimensions du détecteur et des énergies très hautes des particules qui rentrent en jeu. En particulier, le suivi des muons doit être fait sur des distances de plusieurs kilomètres et met des contraintes rigides sur les programmes de simulation : ils doivent être rapides et très précis. Un muon de quelques dizaines de TeV souffre, en moyenne, des milliers d'interactions de sa production jusqu'au détecteur. Ceci n'implique pas seulement des temps de calcul importants, mais aussi qu'une erreur systématique dans le traitement d'une interaction sera amplifiée jusqu'à deux ordres de grandeur au cours de la propagation [91].

L'outil standard de simulation dans la physique expérimentale de hautes énergies est GEANT [92]. C'est un programme complexe qui permet non seulement la propagation des muons, mais aussi le suivi des particules secondaires, la génération de la lumière Čerenkov et le suivi des photons 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 haute énergie.

D'autres outils dédiés à la propagation des muons existent, par exemple PROPMU [90], ou MUSIC [94]. Ils sont fiables et rapides, mais ils n'assurent pas le suivi des secondaires et la génération de la lumière Čerenkov. Notre approche a été d'utiliser un programme dédié au suivi des muons pour la propagation sur des grandes distances et d'améliorer les performances (vitesse et précision) de GEANT 3.21, pour qu'il puisse être utilisé pour leur propagation dans le volume actif du détecteur.

La philosophie de propagation de GEANT est la suivante : pour chaque interaction qu'un muon peut subir, l'utilisateur définit un seuil en énergie des secondaires au-delà duquel l'interaction sera engendrée explicitement. La perte d'énergie qui va dans des secondaires en dessous de ce seuil est additionnée à la perte d'énergie continue (ionisation) du muon. C'est toujours à l'utilisateur de définir des seuils en énergie pour le transport des particules : une particule d'énergie inférieure à ces seuils ne sera pas propagée par GEANT.

Pour vérifier la validité du code, il faut donc vérifier les hypothèses théoriques : les paramétrisations des différentes pertes d'énergie et des sections efficaces, et le mécanisme de propagation même. L'approche a été de mettre à jour les hypothèses théoriques, en les rendant compatibles avec celles de PROPMU et MUSIC. Des différences entre les spectres et les probabilités de survie des muons après leur suivi avec GEANT modifié et, par exemple, PROPMU, impliqueraient des problèmes dans le mécanisme de propagation dans un des deux programmes.

Un exemple des modifications apportées aux hypothèses théoriques est présenté dans la figure 3.19. Les différences des sections efficaces et pertes d'énergie des muons utilisées par GEANT 3.21 par rapport à celles proposées en [66] sont importantes, surtout à haute énergie.

GEANT 3.21 sera utilisé, comme précisé, pour la propagation des muons dans le volume actif du détecteur (diamètre standard pour 0,1 km^2 d'environ 500 m). Les spectres des muons après la propagation dans 1 km d'eau avec GEANT modifié ont été comparés avec ceux obtenus en propageant les muons avec PROPMU. La compatibilité des résultats est satisfaisante (figure 3.20). Une comparaison plus détaillée, au niveau de la fréquence des processus radiatifs et de la perte d'énergie par chaque processus [93] n'a pas signalé de problèmes non plus.

La collaboration dispose, à ce jour, de trois programmes basés (dans des proportions variables) sur GEANT 3.21. GEASIM [95] est un programme basé entièrement sur GEANT ; le programme suit entièrement toutes les particules secondaires produites dans le détecteur ; les photons sont générés au long de chaque trace et "propagés" analytiquement jusqu'aux photomultiplicateurs en considérant leur absorption dans l'eau : un flux de photons $\Phi(\lambda)$ parcourant une distance d dans l'eau est atténué d'un facteur $\exp(d/L(\lambda))$, ou $L(\lambda)$ est la longueur d'absorption de la lumière dans l'eau.

Un compromis devant être fait entre la vitesse de calcul et la précision, dans la version standard de GEASIM, une coupure à 20 MeV est appliquée pour le transport des photons et des électrons. Même dans ces conditions, pour des énergies des muons au-delà de 100 GeV, le temps de calcul est prohibitif (2,8 s CPU par événement dans un détecteur à 2000 PMT pour des muons de 100 GeV et 18,4 s CPU par événement pour des muons de 1 TeV, sur une machine HP-UX 10.20, équipée d'un processeur PA-8000).

DADA [96] et KM3 [97] ont des approches différentes. Les distributions tridimensionnelles de lumière produite par des gerbes électromagnétiques ou hadroniques sont paramétrées (DADA) ou tabulées (KM3) en fonction de leur énergie. Plus précisément, DADA paramétrise la lumière au niveau de la trace qui la génère, donc **avant** le transport des photons, qui sont "propagés" aux photomultiplicateurs de la même manière que dans GEASIM. Les tables de lumière dans KM3 sont faites **après** la propagation des photons, au niveau du photomultiplicateur. Ceci conduit à des tables multidimensionnelles (énergie des secondaires, mais aussi la distance du module optique et son orientation par rapport à la trace) mais permet de simuler non seulement l'absorption de la lumière dans l'eau, mais aussi la diffusion.

Des comparaisons systématiques des trois programmes ont été faites. En [98], le nombre de photoélectrons enregistrés dans le détecteur et leurs temps d'arrivée se sont avérés parfaitement compatibles pour des simulations des multi-muons faites avec DADA et avec GEASIM (quand les coupures de GEASIM pour le transport des électrons et photons sont diminuées vers le seuil Čerenkov pour les électrons). La même comparaison a été faite entre KM3 et GEASIM [99], cette fois-ci avec les coupures optimisées de GEASIM et l'accord des deux programmes est satisfaisant jusqu'à des énergies des muons de l'ordre du TeV. Au-delà, GEASIM montre systématiquement moins de lumière que KM3, comportement normal dû aux coupures de transport pour GEASIM qui sont relativement hautes. La différence augmente avec l'énergie des muons.

Simulation du bruit optique

Dans la section 3.2.1 nous avons vu qu'il y a deux types de bruit optique : un bruit continu et des pics d'activité bioluminescente. Les derniers sont faciles à reconnaître : ils sont très courts (de l'ordre de la seconde), très intenses (de l'ordre du MHz) et localisés. Ils seront donc

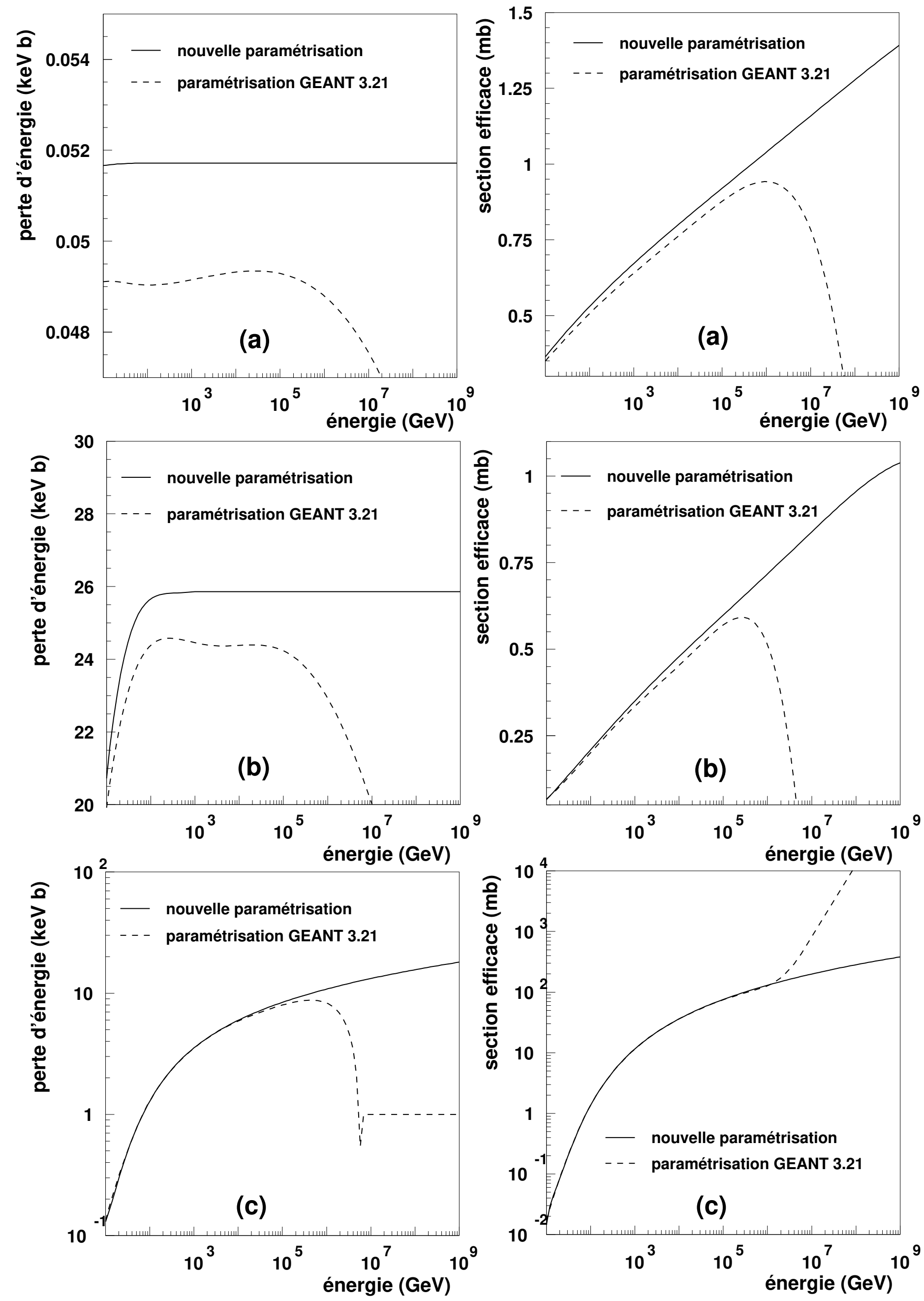

Figure 3.19 : *Modifications apportées aux hypothèses théoriques de GEANT 3.21. Les paramétrisations de GEANT 3.21 et les nouvelles paramétrisations des pertes d'énergie "continue" et des sections efficaces, pour le rayonnement de freinage (figures (a) : seuil de génération à 1 MeV, figures (b) : seuil de génération à 0,5 GeV) et pour la création de paires (figures (c), seuil de génération à 0,5 GeV).*

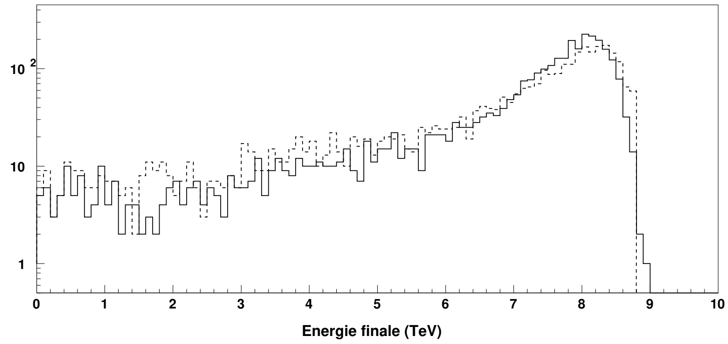

Figure 3.20 : *Spectre des muons avec énergie de 10 TeV propagés dans 1 km d'eau avec GEANT modifié (continu) et PROPMU (pointillé).*

facilement filtrés, juste par la non-lecture des parties touchées du détecteur.

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 la section 3.2.1 et [100]), les seules coïncidences simulées étant des coïncidences fortuites.

La simulation des modules optiques

Les modules optiques sont considérés comme "ponctuels" dans ces programmes, mais ils ont une certaine efficacité de détection. Ainsi, pour un flux $\Phi_\gamma(\lambda)$ de photons arrivant avec une incidence normale sur un module optique, seulement une partie $\Phi_{\rm PM}(\lambda)$ arrive jusqu'au photomultiplicateur lui-même, à cause de l'effet d'ombre de la cage métallique qui entoure le photomultiplicateur et de l'absorption de la lumière dans le verre et le gel (section 3.1.1) :

$$\Phi_{\rm PM}(\lambda) = \Phi_\gamma(\lambda) \cdot T_{\rm cage} \cdot T(\lambda), \tag{3.1}$$

avec $T(\lambda)$ le coefficient de transmission de la lumière dans le verre et dans le gel, et $T_{\rm cage}$ la fraction de lumière traversant la cage métallique.

Le signal qu'un photomultiplicateur illuminé par le flux $\Phi_{\rm PM}(\lambda)$ donnera dépend de l'aire de sa photocathode vue sous l'incidence normale et de son efficacité quantique, ainsi que de son efficacité de collection des photoélectrons (annexe A) :

$$N(\lambda) = \Phi_{\rm PM}(\lambda) \cdot A \cdot \rho(\lambda) \cdot \eta,$$

avec A l'aire géométrique du photomultiplicateur. Pour obtenir le nombre de photoélectrons détectés quand la lumière arrive avec un angle d'incidence θ par rapport au module optique, le nombre de photoélectrons avec une incidence normale est convolué avec la mesure expérimentale de la réponse angulaire du module optique.

A ce point de la simulation du photomultiplicateur, on dispose d'un ensemble de signaux, chacun étant caractérisé par une amplitude (une charge entière, n_i) et un temps (t_i). Comme les modules ont été supposés ponctuels et l'optique du photomultiplicateur parfaite, le temps de chaque signal électrique coïncide avec le temps d'arrivée du photon correspondant au photomultiplicateur. Ceci représente la sortie des programmes DADA, GEASIM et KM3. Pour compléter la simulation, il faut prendre en compte les fluctuations de gain des phototubes et leur résolution temporelle finie. Cette partie est assurée par TAXIFOLIA [101], un programme qui réalise aussi la simulation de l'électronique et de l'acquisition des données.

L'approximation sur laquelle repose la simulation des phototubes est la linéarité des signaux de sortie avec les signaux d'entrée. On suppose aussi qu'une mesure précise du temps de transit t_t de chaque photomultiplicateur sera possible. A cause de cette dernière supposition, simuler une résolution temporelle finie revient à engendrer un temps t_f du signal de sortie en accord avec une distribution gaussienne d'écart type donné par $\sigma(TTS)/\sqrt{n_i}$ (annexe A).

Le nombre de photoélectrons émis par chaque dynode du phototube (12 ou 14 au total pour les phototubes considérés par la collaboration) est calculé selon une distribution poissonienne, de moyenne ng, ou n est le nombre de photoélectrons qui arrivent sur la dynode et g son gain. La valeur du gain de chaque dynode est choisie telle que le spectre d'amplitude à un photoélectron résultant de la simulation corresponde aux mesures expérimentales (figure 3.4).

Pièces manquantes : la simulation de l'électronique d'acquisition et du positionnement du détecteur

Actuellement (section 3.1.4), la collaboration ANTARES ne dispose pas d'un système de déclenchement bien 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 de l'électronique laissent croire que sa prise en compte n'induira pas de changements significatifs dans la qualité des données. Malheureusement, nous devons être beaucoup plus prudents en ce qui concerne la deuxième simplification notable dans la chaîne de simulation : le détecteur est supposé parfaitement aligné en temps et parfaitement positionné.

3.4 Reconstruction des événements physiques

Les différentes topologies qui peuvent être enregistrées avec le détecteur ANTARES sont les mono-traces, les multi-traces, les gerbes électromagnétiques ou hadroniques et les traces accompagnées par des gerbes. Dans la section 2.1 nous avons vu quels sont les événements physiques qui conduisent à ces topologies et que, pour des énergies en dessous du TeV, toute gerbe paraît être un "point brillant" à cause du mauvais échantillonnage du détecteur. Pour caractériser ces topologies, nous utilisons un système de référence droit, ayant son origine dans le centre de gravité du détecteur, les axes Ox, Oy et Oz donnés par les directions du nord, de l'ouest et de la verticale.

Une **trace** tridimensionnelle a quatre degrés de liberté (deux angles et deux coordonnées, figure 3.21). Un cinquième s'ajoute pour les traces physiques, le temps. Pour caractériser les traces, nous parlerons donc de deux angles — le zénith θ et l'azimut ϕ —, du point A d'approche minimale de la trace à l'origine du système de coordonnées et du temps t_0 de la trace en ce point.

Un **point brillant** n'a que quatre degrés de liberté : une position et un temps (figure 3.21). La dernière topologie représentée sur la figure 3.21 est la plus complexe : une **trace avec un**

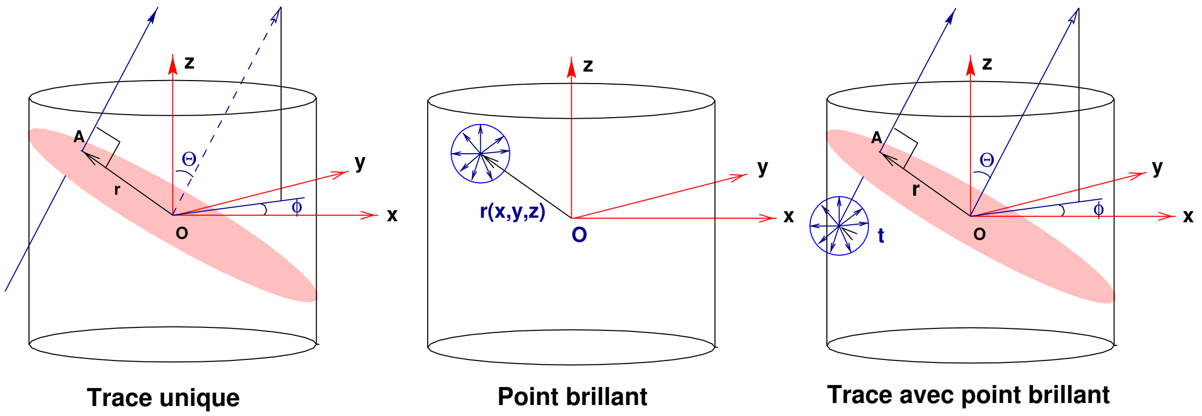

Figure 3.21 : *Les différentes topologies détectables avec le détecteur ANTARES*

point brillant gagne, par rapport a une trace seule, un paramètre supplémentaire, le temps du point brillant.

Les seuls événements physiques que nous avons considérés pour le moment comme conduisant à des multi-traces sont les multi-muons atmosphériques. Ils constituent un bruit de fond et nous n'avons pas envisagé de les reconstruire comme tels. Nous sommes intéressés seulement par leur rejet. La tâche est simplifiée par le fait qu'ils sont presque parallèles et arrivent en même temps sur le plan d'approche minimale du centre du détecteur, ce qui nous permet de les caractériser de la même manière qu'une mono-trace, avec la direction de la trace remplacée par la direction de la gerbe de multi-muons.

Le dernier paramètre, commun pour toutes les classes d'événements considérées est l'énergie de l'événement.

En principe, pour chaque événement qui déclenche l'acquisition des données, nous devrions essayer de le reconstruire dans les trois hypothèses précédentes et choisir la plus probable. En pratique, une reconstruction fiable de la troisième topologie n'est pas encore opérationnelle, et nous reconstruisons seulement des traces et des points brillants. De plus, nous nous sommes intéressés seulement aux événements muoniques. La reconstruction des points brillants sera faite uniquement pour rejeter les événements avec un grand degré de sphéricité. Un autre travail de thèse [55], dédié à la reconstruction des événements contenus de haute énergie est en cours. Dans ce cas la reconstruction de gerbes est beaucoup plus complète que notre approche.

L'information dont nous disposons pour reconstruire un événement consiste en un ensemble de coups, chacun ayant une information spatiale (la position et l'orientation du photomultiplicateur qui l'a enregistré), une amplitude (a_i) et un temps (t_i).

Prédire les amplitudes des coups individuels provenant d'une certaine trace est hautement non-trivial : les muons de haute énergie ont des fluctuations d'amplitude très importantes et, en général, un étalonnage fiable en amplitude du détecteur est beaucoup plus difficile à réaliser qu'un étalonnage temporel. Pour le moment, nous utilisons seulement les temps des coups dans une fonction de vraisemblance qui permet de déterminer les paramètres spatio-temporels d'une trace ou d'un point brillant. L'énergie de l'événement sera déterminée ultérieurement, en utilisant ses paramètres spatio-temporels.

Le choix de découpler la reconstruction des paramètres spatio-temporels et de l'énergie est motivé principalement par le nombre déjà important de degrés de liberté du problème. De plus, pour les muons (mono-traces) il n'existe pas une technique unique de reconstruction de l'énergie sur tout le domaine d'énergie auquel nous sommes sensibles : les muons en dessous de 300 GeV ont leur énergie estimée avec leur parcours reconstruit et pour les muons au-delà du TeV, nous utilisons une technique qui estime l'énergie à partir de l'amplitude totale enregistrée dans l'événement (section 3.4.5).

3.4.1 La fonction de densité de probabilité pour une trace

Les porteurs de l'information spatiale sur la trace sont les photons Čerenkov, émis sur un cône d'ouverture constante, centré sur la trace. Leur temps d'arrivée peut donc être calculé en fonction des paramètres de la trace (figure 3.22) :

$$t_{i\mathrm{Cer}} = t_0 + \frac{L_i + d_i \tan(\theta_C)}{c}, \qquad (3.2)$$

ou θ_C est l'angle Čerenkov et c la vitesse de la lumière dans le vide ; les paramètres de la trace interviennent par t_0 (le temps de la trace), d_i (la distance du photomultiplicateur à la trace) et L_i (la distance entre le point d'approche minimale de la trace au phototube et le point d'approche minimale de la trace à l'origine du système de coordonnées.

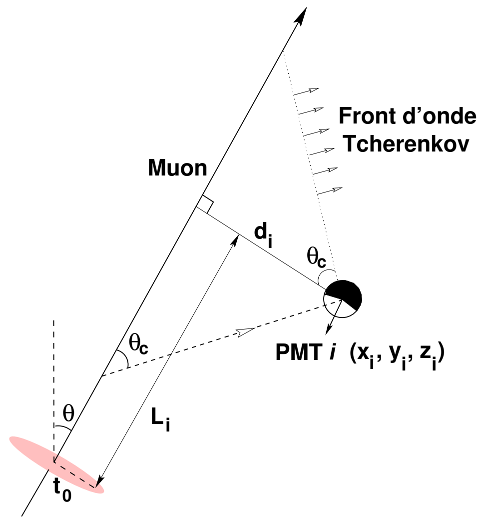

Figure 3.22 : *Calcul du temps Čerenkov.*

Si tous les photons étaient des photons Čerenkov générés par le muon lui même et en absence de la diffusion de la lumière dans l'eau, la distribution de l'écart Δt entre le temps enregistré du coup et son temps théorique calculé avec 3.2 serait une distribution normale, avec un écart-type donné par la résolution en temps. C'est le cas si on considère des photons provenant de muons de basse énergie ($4 - 300$ GeV, figure 3.23, à gauche).

Pour des énergies de plus en plus hautes, le rapport du nombre de photons Čerenkov émis par les particules secondaires, issues des interactions stochastiques des muons, et le nombre de photons Čerenkov émis par le muon lui-même augmente. Ces photons "secondaires" arrivent en retard par rapport aux photons "primaires" et la distribution de l'écart Δt s'enrichit d'une contribution proche d'une exponentielle décroissante (figure 3.23, à droite).

Pour éviter la dépendance de la fonction de densité de probabilité par rapport à l'énergie du muon, nous en avons fait une moyenne sur un intervalle d'énergie pertinent pour la physique qui nous intéresse. Des détails sur la technique utilisée sont disponibles en [102]. Les résultats de la reconstruction sont très stables par rapport aux changements dans la queue exponentielle de la fonction de densité de probabilité, à cause de la très nette domination des photons directs.

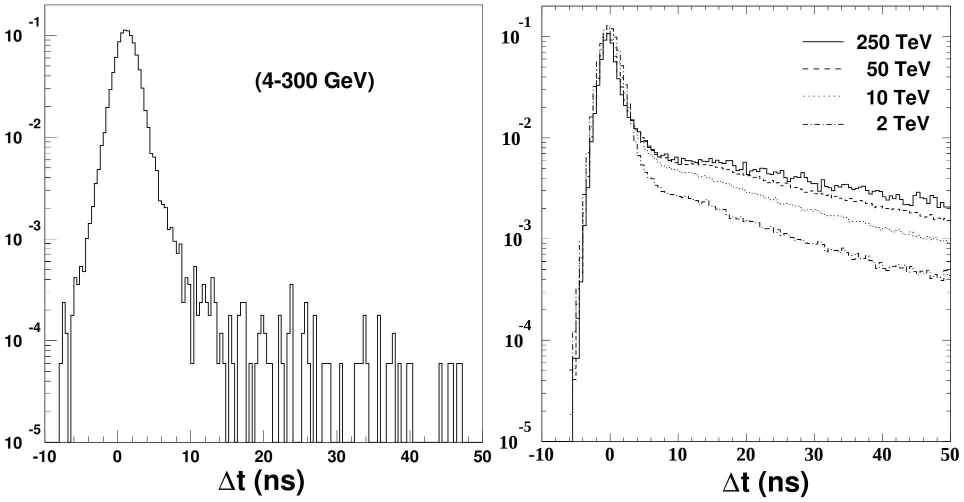

Figure 3.23 : *Fonction de densité de probabilité de l'écart Δt des photons issus des muons de basse énergie (gauche) et de haute énergie (droite). La diffusion de la lumière dans l'eau n'est pas simulée. Pour l'histogramme de gauche, les muons ont des énergies entre 4 et 300 GeV et un spectre en E^{-2}. Pour l'histogramme de droite, des muons avec des énergies de 2, 10, 50 et 250 TeV ont été considérés. Le nombre de photons Čerenkov (qui donnent la gaussienne centrale) est indépendant de l'énergie du muon, mais la contribution des photons secondaires augmente avec l'énergie. La variation du pic central est déterminée par la normalisation à l'unité de la distribution.*

3.4.2 La fonction de densité de probabilité pour un point brillant

Le temps théorique d'arrivée d'une onde sphérique sur un photomultiplicateur situé à une distance d de son centre est :

$$t_{\mathrm{th}} = t_0 + \frac{d}{v_{\mathrm{lum}}}, \tag{3.3}$$

ou t_0 est le temps de l'onde et v la vitesse de propagation de la lumière dans l'eau.

Comme dans le cas des coups provenant d'une trace, nous allons construire une fonction de densité de probabilité pour l'écart Δt du temps enregistré par rapport au temps de l'onde sphérique (équation 3.3). La position du "point brillant" est considérée comme étant le point de début de la gerbe. Le mauvais échantillonnage du détecteur fait apparaître les gerbes hadroniques et électromagnétiques comme sphériques, mais les queues de la distribution de Δt deviennent de plus en plus importantes quand l'énergie de la gerbe augmente et sa taille devient comparable avec l'échantillonnage du détecteur (figure 3.24).

3.4.3 La fonction de vraisemblance

Pour trouver la trace ou le point brillant le plus probable, nous cherchons le maximum d'une fonction de vraisemblance :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{n} fdp(\Delta t_i \text{ ; paramètres})$$

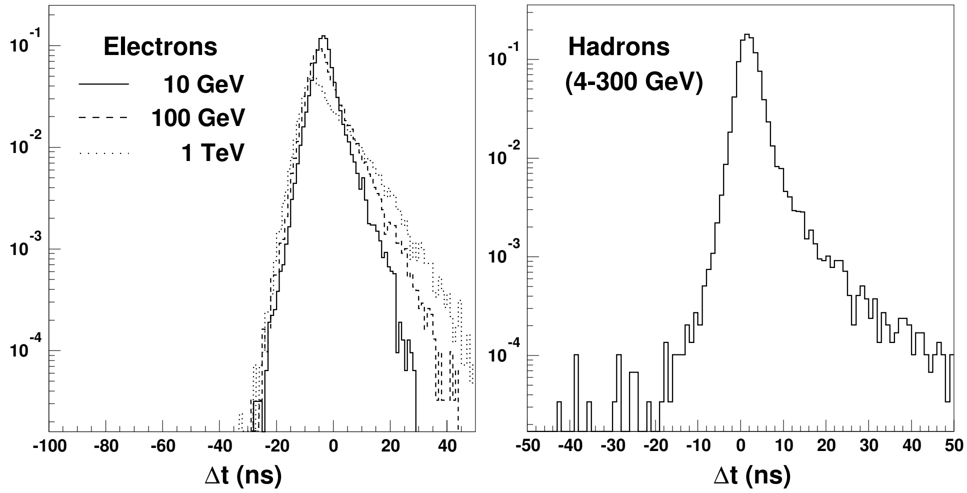

Figure 3.24 : *Fonction de densité de probabilité de l'écart Δt pour des photons issus de gerbes électromagnétiques et hadroniques. La position du "point brillant" est considérée comme étant le point de début de la gerbe. A noter que l'approximation s'applique parfaitement pour des électrons de basse énergie, mais qu'au-delà du TeV des écarts significatifs commencent à apparaître.*

qui exprime la probabilité que les coups enregistrés par les n photomultiplicateurs illuminés dans l'événement proviennent de la trace ou du point brillant. A noter que la fonction de vraisemblance est construite **seulement** avec les phototubes actifs dans l'événement, et que l'information des phototubes inactifs n'a pas encore été prise en compte, ce qui devrait apporter des améliorations importantes.

3.4.4 Complications pratiques

Un muon de 1 TeV parcourt en moyenne l'équivalent d'environ 2,8 km d'eau. Sauf pour des configurations absolument singulières de l'espace de phase, il va illuminer plusieurs lignes de détection. Ce n'est pas, malheureusement, le cas des muons de basse énergie, qui ne déclenchent le système d'acquisition que dans certaines configurations. Imaginons un muon de 10 GeV, il aura, en moyenne, un parcours de 40 m et il sera difficilement visible sur plusieurs lignes (qui sont espacées de 60 m). Cependant, si ce muon est presque vertical et se trouve à la proximité d'une ligne de détection, la reconstruction profitera du meilleur échantillonnage du détecteur dans la direction verticale (une dizaine de mètres entre les étages de détection).

Pour l'étude des événements contenus nous avons donc deux classes distinctes d'événements : ceux de très basse énergie et quasi verticaux qui seront en grande majorité des événements mono-ligne, et des événements multi-ligne, avec plus d'énergie. Pour les physiques de haute énergie, complètement dominées par des événements non-contenus, la topologie est plus simple : seulement des événements multi-ligne sont présents.

Pour les deux classes d'événements contenus, l'information spatiale disponible n'est pas la même. Tridimensionnelle dans le cas des d'événements multi-ligne, elle est presque unidimensionnelle pour le cas mono-ligne, puisque seule la coordonnée z a une grande variation d'un photomultiplicateur touché à un autre. Mais, dans les deux cas, le nombre de degrés de liberté du problème est identique. La reconstruction sera donc beaucoup plus difficile pour les événements mono-ligne et, par conséquence, beaucoup moins performante.

En dehors de la présence des événements avec une faible information spatiale, un autre problème pratique de la reconstruction est lié à la procédure numérique de maximisation de la fonction de vraisemblance décrite dans la section précédente. Le grand nombre de degrés de liberté rend la tâche difficile et l'algorithme ne peut pas fonctionner sans lui fournir un bon point de départ.

Finalement — mais ce n'est pas la moindre des complications — la reconstruction doit se faire en présence d'un bruit optique continu, dû à la radioactivité naturelle de l'eau de mer et à une composante continue de la bioluminescence. Nous avons développé des filtres qui séparent les coups dus au signal physique du bruit de fond optique. Ils seront détaillés par la suite.

Problèmes numériques — pré-ajustement

Pour la sous-classe d'événements multi-ligne, qui consiste principalement dans des muons avec des longs parcours détectés, les coups sont proches de la trace qui les génère par rapport au parcours du muon. En première approximation, nous pouvons considérer que les coups sont distribués le long d'une **trace moyenne** [103]. Dans cette approximation, nous pouvons construire une fonction de χ^2 pour l'écart Δt qui peut être minimisée analytiquement.

Si, au moment t_0, le muon se trouve au point $\vec{x}_0$, le χ^2 pour le coup i enregistré avec un temps t_i sur un phototube situé en $\vec{x}_i$ est

$$\chi_i^2 = (\vec{x}_i - \vec{x}_0 - v\vec{k}(t_i - t_0))^2$$

La vitesse v de propagation de la trace est un paramètre libre et $\vec{k}$ représente le vecteur de direction du muon. La minimisation du $\chi^2 = \sum_i \chi_i^2$ par rapport à $\vec{x}_0$ et $\vec{k}$ conduit à un système linéaire facile à résoudre.

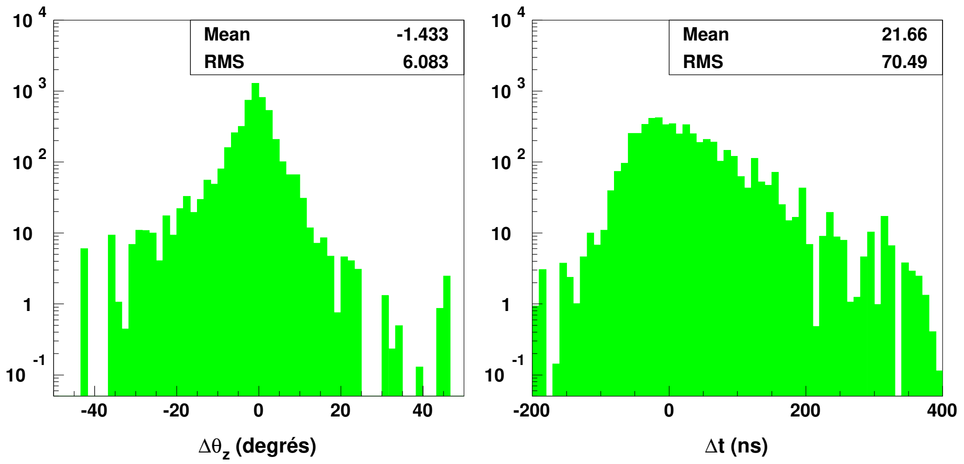

Figure 3.25 : *Erreur d'estimation du zénith de la trace et de son temps pour des muons au-delà du TeV, qui touchent au moins 10 photomultiplicateurs, répartis sur au moins 4 lignes de détection.*

La procédure est performante : l'erreur moyenne d'estimation du zénith de la trace est de 6° et celle sur le temps inférieure à 100 ns (figure 3.25).

Malheureusement, dans le cas des événements mono-ligne, cette approximation de trace moyenne est inapplicable. La technique que nous avons considérée comme la plus fiable pour cette classe, où l'information spatiale disponible est particulièrement pauvre, est d'échantillonner uniformément l'espace de phase des paramètres. Une maximisation est faite à partir de tous les points choisis et nous gardons comme solution celle avec la meilleure vraisemblance.

Notons que l'amélioration de la technique de recherche d'un point de départ peut améliorer beaucoup la qualité de la reconstruction (figure 3.26).

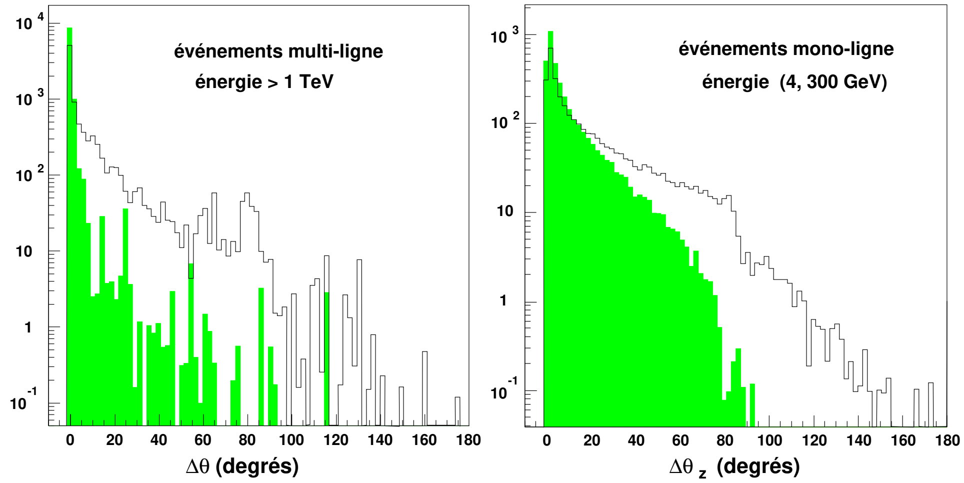

Figure 3.26 : *Erreur sur l'angle reconstruit de la trace quand la procédure d'ajustement utilise comme point de départ la vraie trace (gris) et quand elle utilise la trace fournie par le pré-ajustement (blanc). Précisons que dans le cas des événements mono-ligne nous considérons seulement l'erreur sur le zénith de la trace et non l'angle global. A noter la différence entre la qualité de la reconstruction pour les deux topologies.*

Bruit optique — filtres de bruit optique continu

Le moyen le plus facile pour éliminer les coups dus à la composante continue du bruit de fond optique serait d'enregistrer seulement les coups en coïncidence. Rappelons que deux coups sont en coïncidence s'ils sont enregistrés par deux photomultiplicateurs du même étage, à moins de 20 ns et que dans la configuration choisie pour le détecteur ANTARES, le taux du bruit en coïncidence est inférieur à 5 Hz pour des modules optiques de 10″. Il s'agit, pourtant, d'une technique très coûteuse pour le signal, surtout à basse énergie, où l'information disponible est pauvre, parce que moins d'un tiers des signaux sont en coïncidence (figure 3.27). Nous avons donc développé des techniques de filtrage du bruit de fond optique pour récupérer l'information des coups isolés. Trois types de filtres que nous détaillerons sont appliqués : le filtre de causalité, le filtre de continuité et la corrélation des coups Čerenkov.

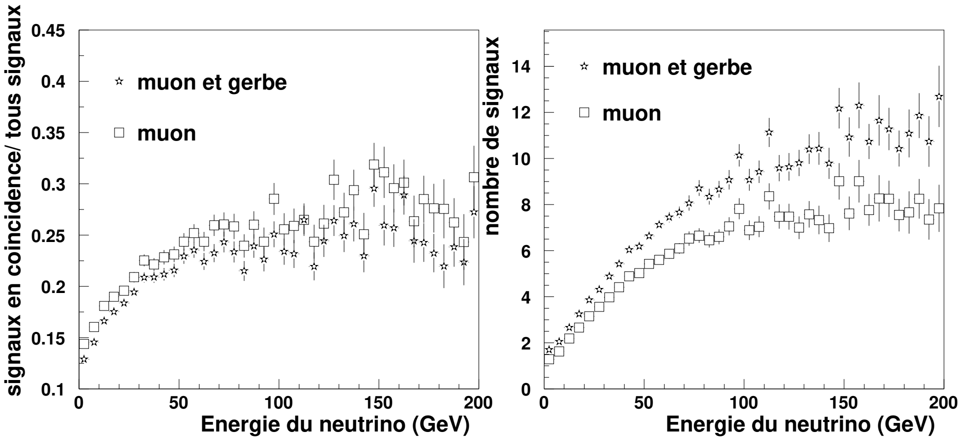

Figure 3.27 : *A gauche : rapport entre le nombre de signaux en coïncidence et le nombre total de signaux, pour les photomultiplicateurs touchés par le muon ou l'ensemble muon et gerbe hadronique, en fonction de l'énergie du neutrino. A droite : nombre total de signaux engendrés par le muon ou l'ensemble muon et gerbe hadronique, en fonction de l'énergie du neutrino.*

Filtre de causalité

Ce filtre est universel, il s'applique pour tous les types de signaux. Il utilise le fait que l'onde la moins rapide qui se propage dans l'eau est l'onde sphérique. Deux coups en corrélation causale seront séparés au plus par :

$$\Delta t = \frac{d}{v_{\text{lum}}} + constante,$$

ou d est la distance entre les coups, v_{lum} la vitesse de propagation de la lumière dans l'eau et la *constante* est due à la résolution temporelle finie du détecteur.

A cause du temps de calcul, le filtre ne vérifie pas si tous les coups sont compatibles du point de vue causal entre eux, mais que pour chaque coup, il existe au moins n autres (n défini par l'utilisateur) compatibles avec lui. Il assure une bonne efficacité pour un petit nombre de coups aléatoires. Par exemple, la figure 3.28 montre que, pour un taux de bruit optique de 20 kHz, en fixant n à 6 et la *constante* à 20 ns, le filtre rejette en moyenne 60% des signaux de bruit. Une perte continue d'efficacité est constatée avec l'augmentation du taux de bruit.

Filtre de continuité

Les événements mono-ligne donnent un signal groupé, continuellement distribué sur la ligne de détection. Il est très rare d'enregistrer plus de deux étages consécutifs non-touchés comme nous le pouvons voir dans la figure 3.29. Au contraire, le bruit de fond optique donne des coups distribués aléatoirement sur la ligne. Nous pouvons donc demander la continuité des étages touchés dans un événement en gardant, par exemple, seulement les groupes d'étages qui ont un maximum de deux étages non-touchés.

Corrélation des coups Čerenkov

Pour la reconstruction des traces, nous pouvons aussi utiliser la très bonne corrélation des coups Čerenkov pour les discriminer du bruit. La méthode est applicable si une estimation relativement précise de la trace est disponible.

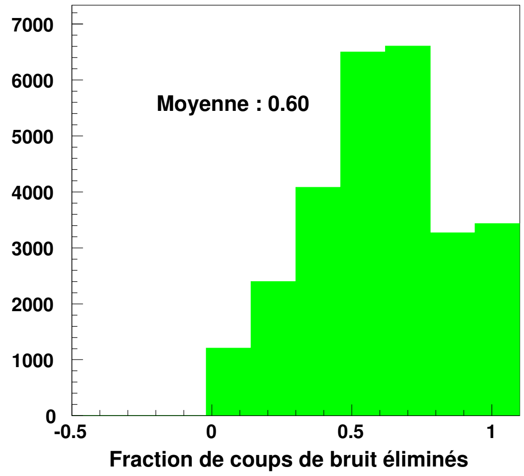

Figure 3.28 : *Distribution de la fraction des signaux de bruit de fond continu rejetés par le filtre de causalité, par événement. Le taux simulé de bruit est de 20 kHz et l'algorithme vérifie que chaque signal est lié par la causalité avec au moins 5 autres.*

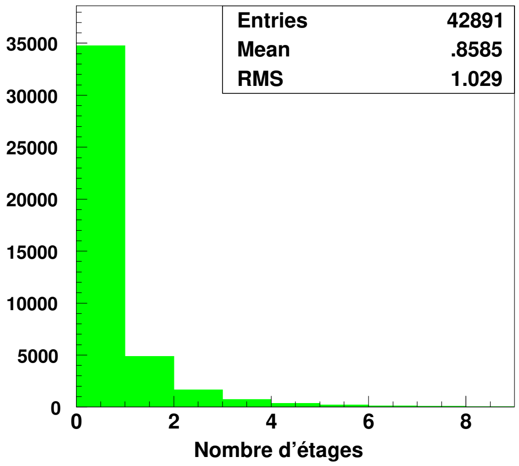

Figure 3.29 : *Distribution du nombre d'étages consécutifs non-touchés par le signal (muons et gerbes hadroniques), dans le cas des événements mono-ligne.*

La technique proprement dite est la suivante : les signaux en coïncidence sont utilisés pour estimer la trace et, à partir de cette estimation, deux variables discriminantes entre le signal et le bruit de fond sont construites — l'écart Δt entre le temps du signal et son temps estimé Čerenkov et l'estimation de la distance parcourue par les photons illuminant le photomultiplicateur.

Les distributions de ces deux variables discriminantes seront présentées sur la figure 4.3, pour un taux de 40 kHz de bruit de fond optique et des événements contenus multi-ligne de basse énergie (4-300 GeV).

3.4.5 Reconstruction de l'énergie

Si, pour la reconstruction des trajectoires, nous disposons d'une technique unique pour toutes les énergies auxquelles le détecteur est sensible, la reconstruction de l'énergie des muons est beaucoup plus fractionnée.

Dans le cas des événements contenus (engendrés par des neutrinos avec une énergie inférieure à 300 GeV), une bonne partie des traces muoniques engendrée est contenue dans le volume actif du détecteur. L'énergie de ces muons peut donc être estimée à partir de leur parcours reconstruit (section 2.1.3). Même pour les traces partiellement contenues (c'est-à-dire pour lesquelles le point d'arrêt de la trace n'est pas contenu dans le volume actif du détecteur) des corrections peuvent être appliquées sur le parcours détecté et conduisent à une estimation satisfaisante de l'énergie du muon (section 4.7).

Dans le cas des événements non-contenus (dominant pour des neutrinos d'énergie supérieure à 500 GeV), non seulement les parcours moyens excèdent largement les dimensions du détecteur, mais les parcours individuels enregistrent aussi des fluctuations très importantes (section 2.1.3).

Le parcours détecté ne peut donc plus être utilisé comme estimateur de l'énergie du muon, en dehors du fait qu'il lui impose une limite inférieure stricte.

Heureusement, au-delà du TeV, le muon n'est plus une particule au minimum d'ionisation : sa perte d'énergie est dominée par les processus radiatifs (figure 2.12) et elle est linéairement proportionnelle à son énergie. Il est donc possible de retrouver son énergie à condition qu'un estimateur fiable de la perte d'énergie soit disponible.

Il existe donc une distinction claire entre les événements contenus et ceux non-contenus et il est essentiel de pouvoir les discerner. Pour cela, un algorithme spécial a été développé.

La première étape consiste dans la reconstruction du point de la trace d'où provient le premier photon détecté, le point A sur la figure 3.30. La trace est par la suite extrapolée en arrière et l'algorithme vérifie s'il y a des photomultiplicateurs qui auraient pu enregistrer de la lumière provenant de plus loin que le point A. Il est clair que s'il n'y en a pas, l'événement, tel qu'il est reconstruit, est non-contenu. D'une manière plus quantitative, la probabilité que l'événement soit contenu est reliée à l'amplitude qui aurait dû être enregistrée sur ces photomultiplicateurs, mais qui ne l'a pas été.

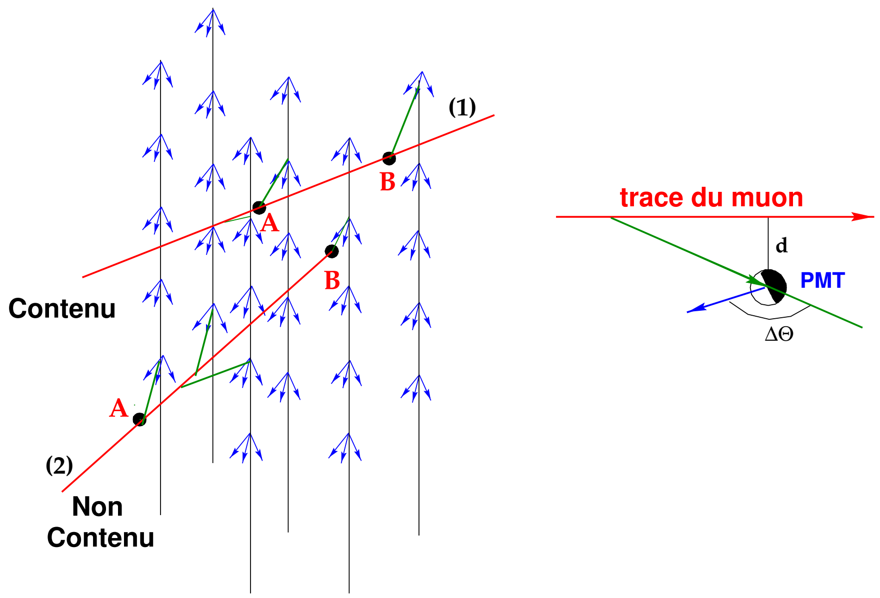

Figure 3.30 : *L'estimateur d'événement contenu.*

En première approximation, nous pouvons considérer la somme des amplitudes individuelles comme estimateur :

$$est(npe) = \sum_i \frac{a_0}{d_i} f(\Delta\Theta_i),$$

où l'estimateur est exprimé en nombre de photoélectrons ; $(a_0/d_i)f(\Delta\Theta_i)$ est l'amplitude qui est enregistrée en moyenne par un module optique situé à une distance d_i d'une trace muonique et sur lequel la lumière Čerenkov arrive à un angle d'incidence $\Delta\Theta_i$ (figure 3.30) ; $f(\Delta\Theta)$ est la réponse angulaire du module optique (section 3.1.1).

Une amélioration rapide de l'estimateur serait de prendre en compte le facteur exponentiel dû à l'atténuation de la lumière. Mais des changements plus significatifs devraient accompagner la construction de l'estimateur en termes de **probabilités** :

$$\mathcal{P} = \prod_i \mathcal{P}_i(a_i|a_i^{\mathrm{det}}),$$

où $\mathcal{P}_i(a_i|a_i^{\mathrm{det}})$ représente la probabilité pour un module optique qui devrait détecter un signal avec une amplitude a_i d'enregistrer une amplitude a_i^{det}.

Actuellement nous utilisons seulement la somme des amplitudes comme estimateur.

Si l'événement est reconnu comme contenu, son énergie est donc reconstruite en utilisant son parcours détecté. En ce qui concerne les événements non-contenus, un estimateur de la perte d'énergie des muons a été décrit en [98]. L'idée est la suivante : même si le nombre de photons Čerenkov émis par le muon est indépendant de son énergie, le nombre de photons engendrés d'une manière indirecte par le muon est proportionnel à son énergie. En effet les processus radiatifs dominants (création de paires, rayonnement de freinage, rayons δ), qui sont proportionnels à l'énergie du muon, génèrent des gerbes électromagnétiques bien collimées avec la direction du muon et qui produisent de la lumière Čerenkov. L'amplitude totale enregistrée dans le détecteur est donc un bon estimateur de l'énergie du muon. Les performances de cette méthode sont bonnes, elle permet une résolution sur le logarithme de l'énergie qui varie entre 0,48 à 1 TeV et 0,32 à partir de 100 TeV (un facteur 3, respectivement 2 sur l'énergie).

Chapitre 4

Performances à basse énergie du détecteur ANTARES

Le sujet de ce chapitre est la caractérisation des performances à basse énergie du détecteur proposé par la collaboration ANTARES et nous nous intéresserons exclusivement à la détection des événements contenus. Les résultats constitueront la base pour l'analyse des oscillations des neutrinos atmosphériques présentée dans le chapitre 5, mais ils sont pertinents pour toute physique qui s'intéresse (aussi) aux énergies basses, comme la recherche indirecte des neutralinos ou la détection des sources ponctuelles.

Même si les résultats de cette section sont très généraux, pour les obtenir nous avons utilisé des neutrinos engendrés en accord avec le modèle des neutrinos atmosphériques. Les taux d'événements qui vont apparaître correspondent à la modélisation du groupe de Bartol pour ce flux de neutrinos atmosphériques, modélisation qui sera détaillée dans la section 5.1.

4.1 Conditions de l'analyse

Les événements neutrinos muoniques qui subissent une interaction dans le volume de détection ont été engendrés avec CONI (les interactions par courant chargé) et RSQ (les interactions quasi-élastiques et résonantes).

Les tirages sont uniformes dans le volume de détection, avec un spectre en énergie en $1/E^2$ (entre 4 et 300 GeV) et avec une distribution uniforme en fonction de l'azimut et du cosinus du zénith du neutrino. Les événements engendrés sont pondérés tels que leur spectre corresponde au spectre des neutrinos atmosphériques. La qualité du tirage est bonne : la figure 4.1 montre que les poids n'ont pas de variations importantes. La statistique (2 000 000 événements ν_μ et 2 000 000 événements $\bar{\nu}_\mu$) correspond à environ 3 ans d'acquisition de données.

Le suivi des traces dans le volume de détection a été fait avec DADA, en simulant seulement l'absorption de la lumière dans l'eau et en supposant une longueur d'absorption au pic de sensibilité d'ANTARES ($\sim$ 466 nm) de 55 m. La variation de la longueur d'absorption avec la longueur d'onde est celle présentée dans la figure 2.9. La sensibilité des résultats à la valeur de la longueur d'absorption sera discutée dans la section 5.4.

La simulation des photomultiplicateurs est assurée conjointement par DADA et TAXIFOLIA. Les photomultiplicateurs considérés sont des HAMAMATSU R7081-20 de 10$''$ présentés dans la section 3.1.1. Le taux considéré pour le bruit de fond optique continu est de 40 kHz.

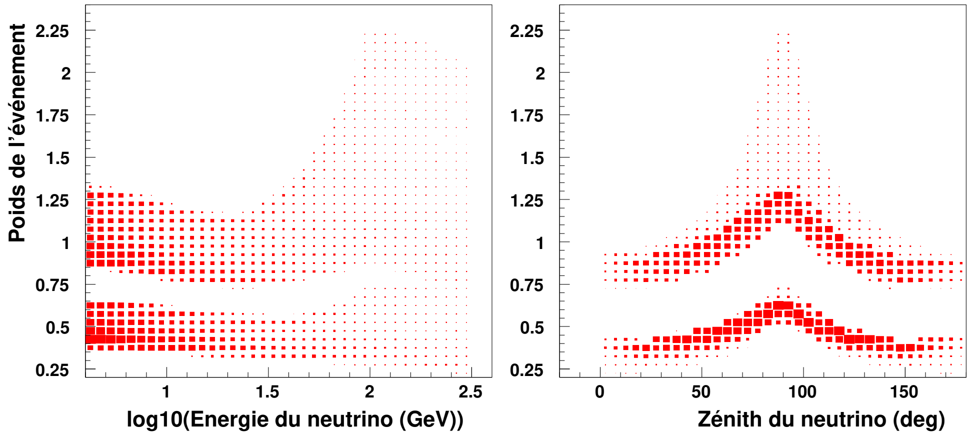

Figure 4.1 : *Variations des poids pour le signal en fonction de l'énergie du neutrino et de son angle zénithal. Les poids appliqués assurent la concordance du spectre des neutrinos engendrés avec le spectre des neutrinos atmosphériques. Les deux distributions visibles correspondent aux ν_μ (haut) et aux $\bar{\nu}_\mu$ (bas).*

4.2 Sélection des événements reconstructibles. Système de déclenchement

L'étude qui est présentée dans ce chapitre a été menée parallèlement à des études visant à définir un système de déclenchement pour le détecteur ANTARES. Nous ne disposons donc pas d'une simulation complète du système de déclenchement. Nous demandons tout de même que les signaux que nous considérons aient une amplitude supérieure à 0,5 photoélectron.

Notre approche a été d'identifier tous les événements reconstructibles, sans imposer un seuil de déclenchement ; d'autres études [75] ont étudié des algorithmes de déclenchement qui préservent ces événements, tout en réduisant le taux d'enregistrement à des valeurs raisonnables (section 3.1.4).

Indépendamment du système de déclenchement qui sera implémenté, une quantité minimale d'information est nécessaire pour reconstruire un événement physique. Par exemple, pour reconstruire une trace muonique (caractérisée par cinq paramètres libres), nous avons besoin d'au moins cinq points connus, c'est-à-dire cinq photomultiplicateurs illuminés par la trace. Un seuil de déclenchement "physique" minimal a donc été défini : l'événement doit avoir au moins **5 photomultiplicateurs touchés et parmi eux**, en raison du bruit optique, **deux doivent être en coïncidence.**

L'étape suivante est d'essayer d'identifier les événements multi-ligne. Un critère minimal pour tenter de reconstruire un tel événement est d'avoir au moins **deux lignes touchées chacune par une coïncidence.** Si ce critère n'est pas satisfait ou la reconstruction multi-ligne n'aboutit pas, nous essayons d'identifier la ligne individuelle qui pourrait conduire à une reconstruction mono-ligne. Elle doit avoir **5 photomultiplicateurs touchés et distribués sur au moins trois étages, avec au moins deux d'entre eux en coïncidence.**

4.3 Reconstruction des événements

La reconstruction des événements se fait avec les outils décrits en section 3.4. La première étape consiste à sélectionner des coups de signal parmi les coups de bruit optique continu. Les filtres décrits en section 3.4.4 ont été optimisés pour les événements de basse énergie qui nous intéressent. Le taux de bruit optique simulé est de 40 kHz, mais nous avons étudié l'effet de ce paramètre d'environnement sur l'analyse d'oscillations (section 5.4.2).

Pour reconstruire la direction et l'énergie des neutrinos, nous utilisons seulement l'information portée par les muons. Nous étudions des événements dans lesquels la plupart de l'énergie du neutrino est transmise au muon, ce qui se traduit dans la majorité des cas par le fait que la plupart de l'information visible provient du muon et non de la gerbe hadronique. Nous allons donc reconstruire les événements dans l'hypothèse d'une trace unique. Pour tout événement reconstruit, la reconstruction d'une gerbe hadronique très simplifiée sera aussi tentée et si la dernière hypothèse est plus probable que celle d'une trace muonique, l'événement sera rejeté.

Nous allons maintenant détailler l'algorithme de reconstruction pour les événements multi-ligne et pour ceux mono-ligne.

La reconstruction des événements multi-ligne

Pour les événements multi-ligne, le filtre de causalité n'est pas efficace : les événements ont une durée temporelle suffisamment importante pour qu'un grand nombre de coups de bruit optique puisse se produire dans la fenêtre de causalité (section 3.4.4). Nous ne pouvons donc utiliser que la corrélation des coups Čerenkov et, pour cela, une bonne estimation de la trace est nécessaire. Elle est assurée par l'approximation de trace moyenne (section 3.4.4), appliquée sur les coups en coïncidence.

L'estimation de la trace est raisonnablement bonne, même pour ces basses énergies (figure 4.2) : l'écart type de l'erreur moyenne sur l'estimation de l'angle zénithal de la trace est de 18 degrés et de 110 ns pour le temps de la trace.

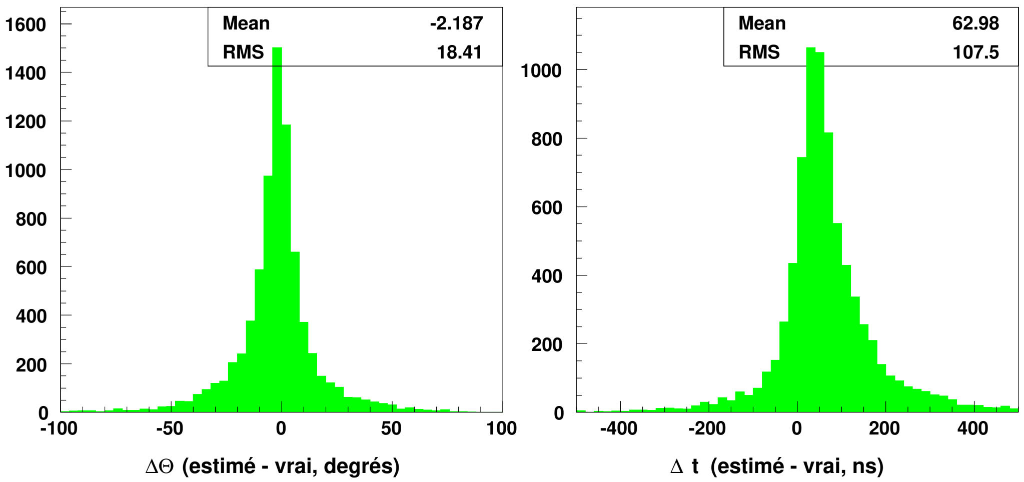

Figure 4.2 : *Précision de l'estimation de trace moyenne pour l'angle zénithal et le temps de la trace.*

Nous pouvons donc espérer une bonne séparation des coups de signal par rapport aux coups de bruit en utilisant les variables discriminantes décrites en section 3.4.4. En effet, en imposant une fenêtre de $[-200\text{ns}, 120\text{ns}]$ pour Δt et $d \leq 120$ m (figure 4.3), nous obtenons un rejet de 97% des coups de bruit optique pour une perte de 17% des coups de signal.

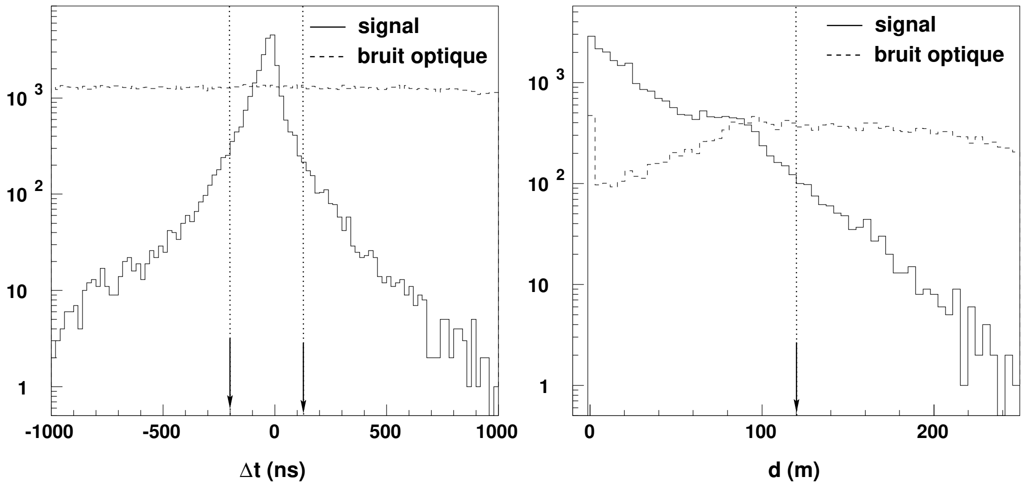

Figure 4.3 : *Sélection des coups isolés en accord avec le résultat de l'algorithme de pré-ajustement.*

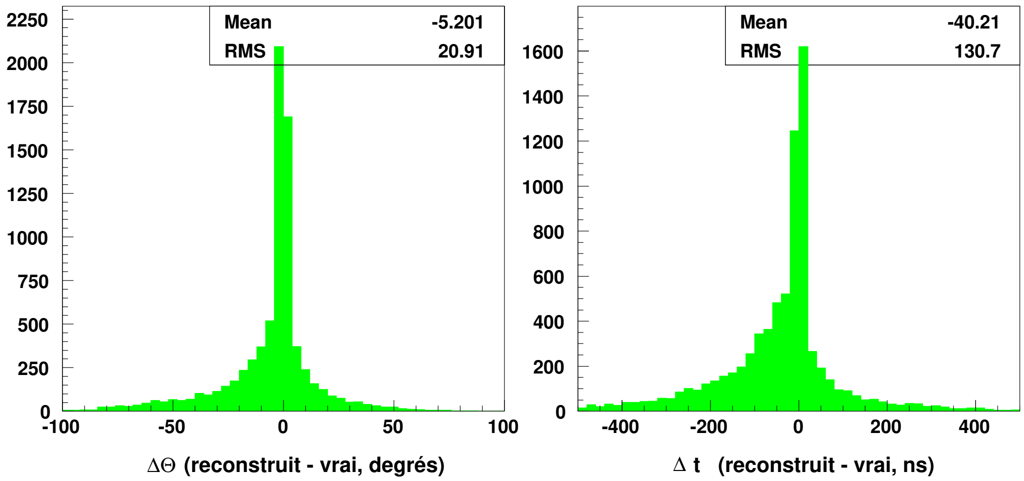

Figure 4.4 : *Distribution de l'erreur de la première reconstruction sur le zénith et le temps de la trace. La distribution n'est pas gaussienne et l'écart type qui apparaît sur la figure est dominé par les queues de distribution. A noter l'augmentation notable du nombre d'événements reconstruits avec une petite erreur angulaire par rapport au pré-ajustement.*

Une reconstruction de la trace muonique est possible en utilisant les coups sélectionnés et, comme point de départ pour l'algorithme d'ajustement, l'estimation de trace moyenne. La précision de cette première reconstruction est bonne (figure 4.4). Elle peut être améliorée en sélectionnant à nouveau les coups à partir de la trace reconstruite. En imposant une fenêtre temporelle sur Δt de $[-20\text{ns}, 40\text{ns}]$, un rejet supplémentaire de 40% des coups de bruit est possible, pour une perte correspondante pour les coups de signal de 10%.

La figure 4.5 montre qu'environ 90% des coups de signal sont gardés par ces sélections et le pourcentage des coups de bruits dans les coups sélectionnés est généralement inférieur à 20%. L'efficacité des sélections est donc satisfaisante, sauf pour des neutrinos de très basse énergie, qui pourraient bénéficier beaucoup d'un traitement différencié en fonction, par exemple, du nombre de coups de l'événement. Des sélections itératives, en vérifiant la stabilité de la reconstruction et des sélections-même à chaque niveau, représentent une autre amélioration possible pour les événements intéressants.

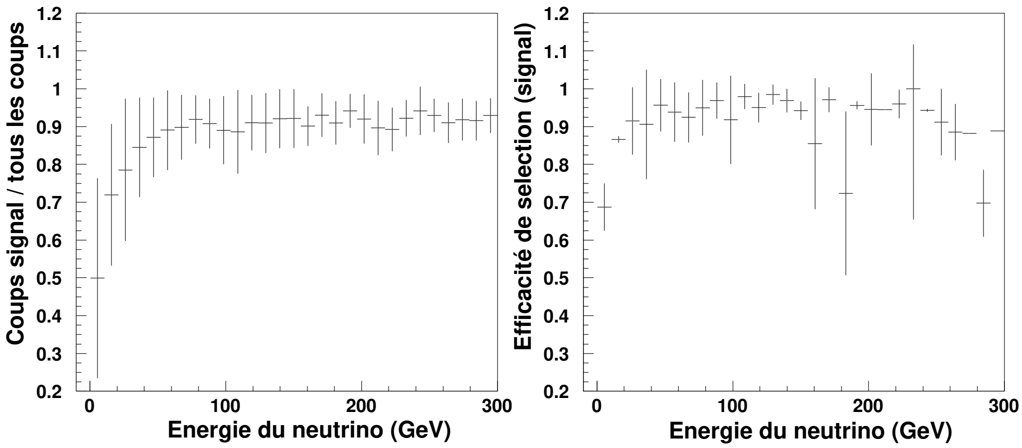

Figure 4.5 : *A gauche : fraction représentée par les coups de signal parmi tous les coups de l'événement, après les sélections, en fonction de l'énergie du neutrino. A droite, efficacité de la sélection pour les coups de signal en fonction de l'énergie du neutrino. Les barres d'erreur représentent la dispersion des points dans chaque intervalle de l'histogramme.*

Une seconde reconstruction de la trace est faite, en utilisant cette fois la première reconstruction comme point de départ pour l'algorithme d'ajustement et les signaux sélectionnés par le dernier filtre. Le résultat sera la trace "finale", utilisée par la suite dans l'analyse. La précision de cette reconstruction est donnée dans la figure 4.6. Pour cette trace et en utilisant l'ensemble des coups sélectionnés, nous retrouvons le point de départ de la trace, son point d'arrêt et, avec les estimateurs de point contenu, l'algorithme décide sur son caractère contenu (section 3.4.5).

La reconstruction des événements mono-ligne

La première étape d'une reconstruction mono-ligne consiste à identifier la ligne de détection qui porte la plupart de l'information enregistrée dans l'événement. Pour cela, les coups de chaque ligne qui passent le seuil de déclenchement décrit dans la section 4.2, sont sélectionnés en accord avec les critères de continuité le long de la ligne et de causalité. Si plusieurs lignes satisfont le seuil de déclenchement **après** le filtrage des coups, l'algorithme choisit celle avec la plus grande amplitude enregistrée dans les coups en coïncidence.

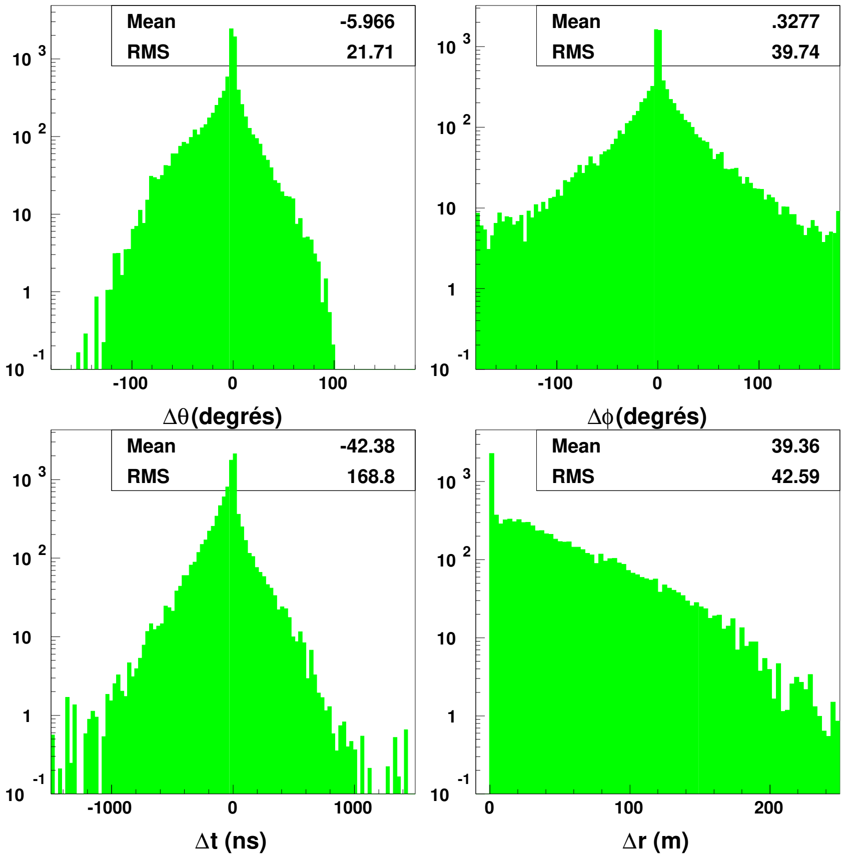

Figure 4.6 : *Distributions des erreurs de la procédure de reconstruction multi-ligne sur les angles de la trace (zénith et azimut), son temps et sa distance d'approche minimale au centre du détecteur.*

Après sélections, 95% des photomultiplicateurs touchés sur la ligne proviennent du signal. L'efficacité des sélections est très bonne pour les événements de basse énergie et ascendants (90% des coups sont gardés, comme nous pouvons voir sur la figure 4.7), mais elle se dégrade pour les événements de plus haute énergie et à grand angle zénithal.

La reconstruction proprement dite de l'événement se fait en utilisant seulement l'information sélectionnée sur la ligne principale. En principe, ceci implique une perte significative d'information mais, sur les lignes secondaires, les coups de signal sont "noyés" dans les coups de bruit de fond et nous n'avons pas réussi à trouver un moyen efficace de sélection.

La précision de la reconstruction mono-ligne est visible dans la figure 4.8. Il faut noter la nette détérioration par rapport à la reconstruction multi-ligne (figure 4.6) et la présence, dans la distribution de l'erreur de reconstruction sur le zénith de la trace, de pics secondaires à deux fois l'angle Čerenkov (84°). Ces pics correspondent à une dégénérescence géométrique entre une trace ascendante et une trace horizontale, quand seulement le front d'onde Čerenkov ascendant de la trace horizontale est enregisté dans le détecteur.

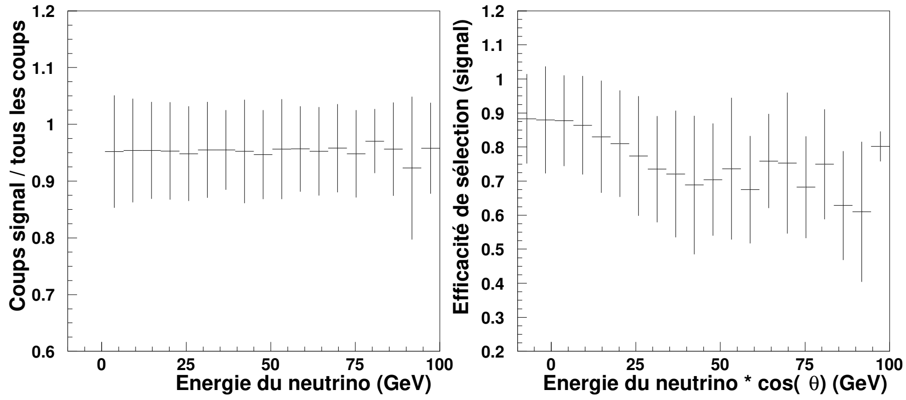

Figure 4.7 : *Fraction représentée par les coups de signal dans l'ensemble des coups sélectionnés de l'événement mono-ligne en fonction de l'énergie du neutrino (figure de gauche). A droite : efficacité de la sélection pour les coups de signal représentée en fonction de $E\cos(\theta)$ du neutrino. Les barres d'erreurs des histogrammes correspondent à la dispersion des points dans chaque intervalle.*

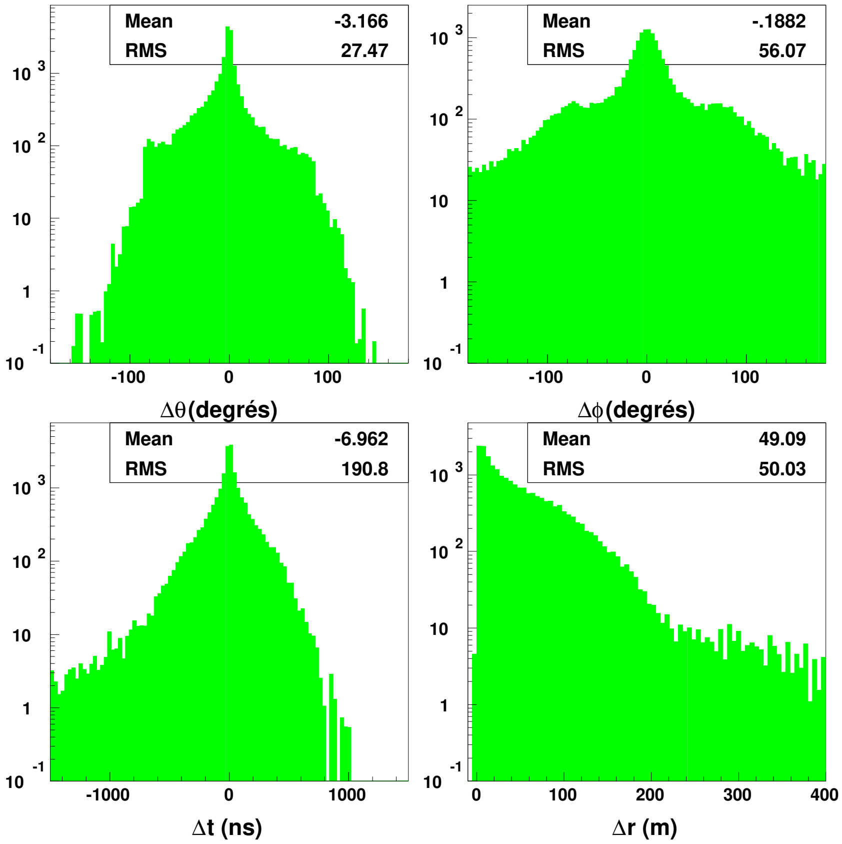

Figure 4.8 : *Distributions des erreurs de la procédure de reconstruction mono-ligne sur les angles de la trace (zénith et azimut), son temps et sa distance d'approche minimale au centre du détecteur.*

4.4 Sélection des événements bien reconstruits

Seules les traces reconstruites dans le "volume" du détecteur ($\sqrt{(x^2+y^2)} \leq 500$ m, $|t| \leq 500$ ns, $-300\text{m} \leq z \leq 250\text{m}$) sont acceptées par l'analyse ; une condition supplémentaire est imposée pour les événements mono-ligne, qui doivent être reconstruits avec un zénith inférieur à 45°. Beaucoup d'entre elles sont pourtant mal reconstruites. Une procédure de sélection des traces bien reconstruites s'impose.

Pour la définir, nous avons fait le choix de caractériser un événement bien reconstruit comme étant un événement avec une faible erreur sur le zénith de la trace, non seulement à cause de l'importance spéciale du zénith pour l'analyse d'oscillations, mais aussi parce que la résolution angulaire du détecteur détermine le rejet du bruit de fond. Nous appelons donc "signal" l'ensemble des événements bien reconstruits et "bruit de fond " l'ensemble des événements mal reconstruits (précisons que la nomenclature est spécifique à cette section) :

- **signal** : les événements reconstruits avec une erreur zénithale inférieure à 5°, pour les événements mono-ligne, et à 3°, pour les événements multi-ligne ;
- **bruit** : les événements reconstruits avec une erreur zénithale supérieure à 10°.

Nous allons maintenant détailler, pour les deux classes d'événements, les variables discriminantes, les coupures choisies et leurs performances. **Le choix précis des coupures a été dicté par une optimisation du rapport des efficacités pour le signal et pour le bruit, tout en imposant une efficacité minimale de 80% pour le signal, au niveau de chaque coupure.** Notons que les variables discriminantes que nous avons choisies ne sont pas complètement décorrélées et que l'utilisation de coupures multi-dimensionnelles pourrait apporter une amélioration notable de la sélection.

Les événements mono-ligne

- en demandant que le nombre de coups "directs" soit supérieur à 9, où les coups directs sont définis comme les coups avec un résidu temporel $-5\text{ns} \leq \Delta t \leq 10\text{ns}$, nous obtenons un rejet de 85% du fond, pour une perte de 45% pour le signal (figure 4.9, gauche).
- le volume de l'ellipsoïde des erreurs estimées par la procédure d'ajustement doit être inférieur à 3,2 (figure 4.9, droite).

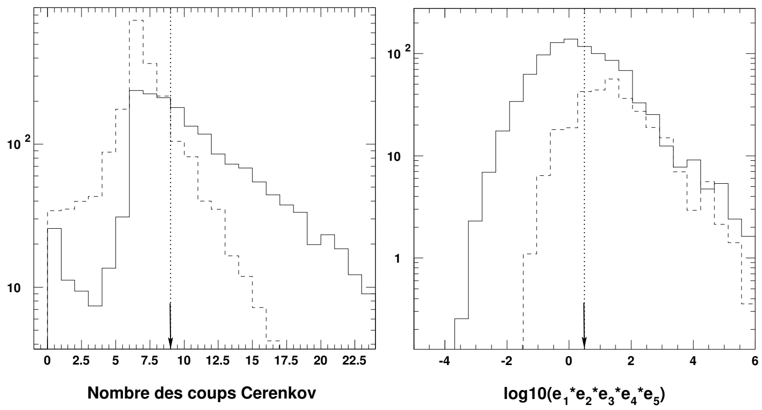

Figure 4.9 : *Distributions des variables discriminantes pour le signal (continu) et le bruit de fond (tirets), dans le cas des événements mono-ligne. Les flèches indiquent les coupures choisies.*

Les événements multi-ligne

- la vitesse du muon est estimée par l'algorithme de pré-ajustement. En demandant qu'elle soit supérieure à 0,25 m/ns, nous obtenons un rejet de 23% du bruit de fond, pour une perte de 8% du signal (Fig. 4.10) ;

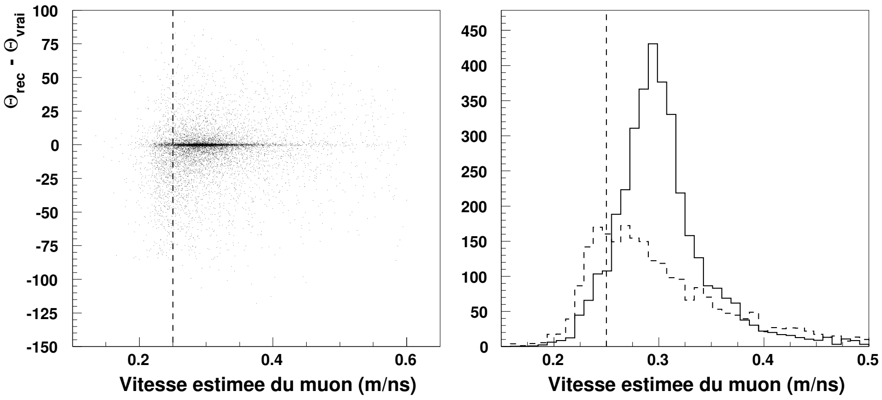

Figure 4.10 : *Une bonne partie des événements dangereux, parce qu'ils sont reconstruits plus verticaux qu'ils ne le sont, ont une faible vitesse estimée du muon (gauche). A droite, la distribution de la vitesse estimée du muon pour le signal (continu) et le bruit (tirets).*

- le volume de l'ellipsoïde des erreurs estimées par la procédure d'ajustement doit être inférieur à 0,2 ;
- le logarithme décimal du produit des erreurs estimées sur le zénith, l'azimut et le temps de la trace, $\log(e_3 * e_4 * e_5)$, doit être inférieur à 1,85 ;
- la différence entre l'estimation de trace moyenne et le résultat de l'ajustement pour le zénith de la trace ne doit pas dépasser 15° ;
- le logarithme décimal de la vraisemblance normalisée de la trace ajustée,

$$\log\left(\frac{lik_{mu1}}{\#\ hit - 5}\right) \leq 0,68.$$

La figure 4.11 montre les distributions des variables discriminantes pour le signal et le bruit de fond, ainsi que les efficacités des coupures pour le signal et les facteurs de rejet obtenus pour le bruit. L'efficacité de chaque coupure est calculée par rapport aux événements sélectionnés par les coupures qui la précèdent.

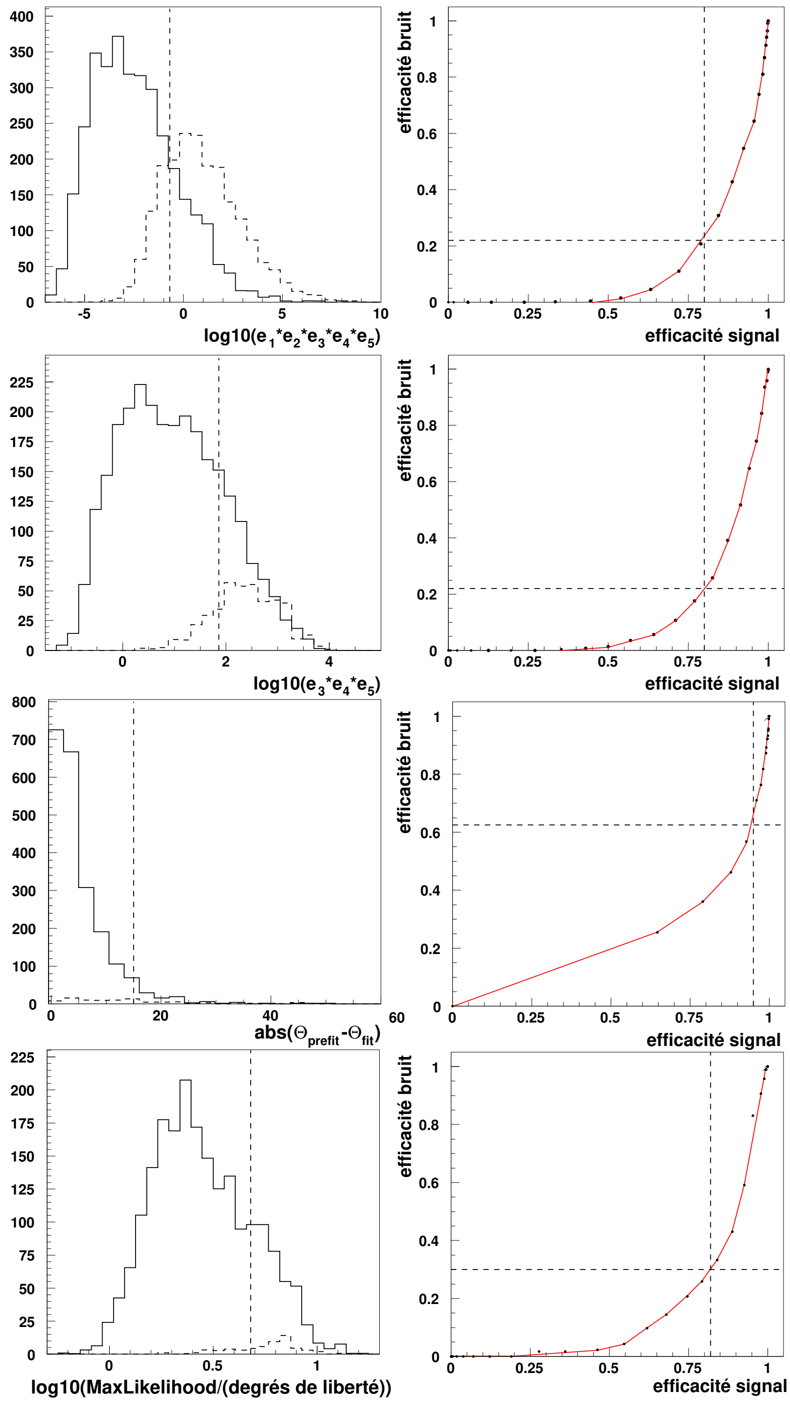

Figure 4.11 : *Les distributions des variables discriminantes pour les événements multi-ligne, dans le cas du signal (continu) et du bruit de fond (tirets) sont présentées dans les figures de gauche, ainsi que les coupures appliquées. A droite, les courbes d'efficacité du bruit par rapport au signal, en variant la valeur des coupures.*

Les performances des coupures pour les événements mono-ligne et multi-ligne sont présentées en figure 4.12. L'efficacité globale, définie comme le rapport entre le nombre d'événements de signal acceptés par les coupures et le nombre initial d'événements, est de 30% pour les événements mono-ligne et de 45% pour les multi-ligne.

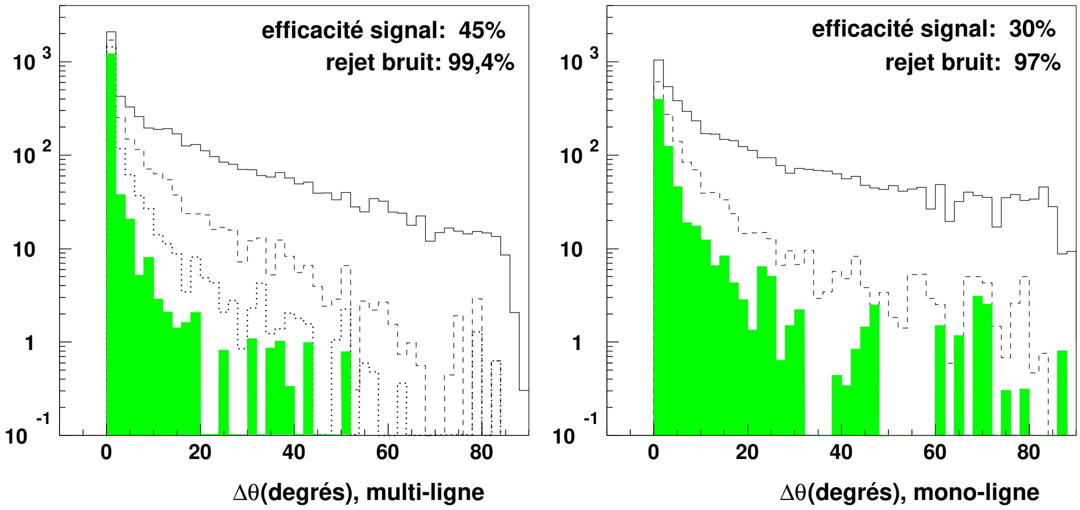

Figure 4.12 : *L'effet des sélections sur l'erreur de reconstruction du zénith pour les événements multi-ligne (gauche) et mono-ligne (droite).*

4.5 Résolution angulaire

La résolution angulaire est le paramètre critique de l'analyse. La sensibilité aux oscillations dépend directement de cette résolution, qui est aussi le facteur dominant dans la détermination de la résolution en énergie (section 4.7). D'une manière plus générale, une bonne résolution angulaire garantit le rejet du bruit de fond.

Dans le cas de l'astronomie neutrino, les deux angles du neutrino — le zénith et l'azimut — sont importants pour retrouver la source des neutrinos. La résolution angulaire sera donc la résolution sur la direction du neutrino. Pour l'étude des neutrinos atmosphériques, diffus et caractérisés par une parfaite symétrie azimutale au-delà de quelques GeV, seul le zénith du neutrino compte. Nous parlons donc de la résolution angulaire comme étant la résolution sur l'angle zénithal du neutrino.

La reconstruction du neutrino est basée sur la détection du muon qu'il engendre. La résolution angulaire comprend donc une partie physique, liée à la génération du muon (section 2.1.1) et une partie déterminée par la reconstruction du muon. Cette dernière est visible dans la figure 4.13, pour les deux classes d'événements: mono-ligne et multi-ligne. Une erreur médiane de 1,6° est atteinte pour les événements mono-ligne et de 0,28° pour les événements multi-ligne.

La résolution angulaire de reconstruction s'améliore avec l'énergie (figure 4.14, gauche). Notons aussi que la résolution totale est dominée par la reconstruction du muon en dessous de 40 GeV et les deux contributions sont comparables au-delà. Pour l'analyse d'oscillations, la variation de cette résolution en fonction de E/L est importante et sur la figure 4.14, à droite, nous observons une nette détérioration de cette résolution pour les petites valeurs de E/L, principalement à cause de l'énergie.

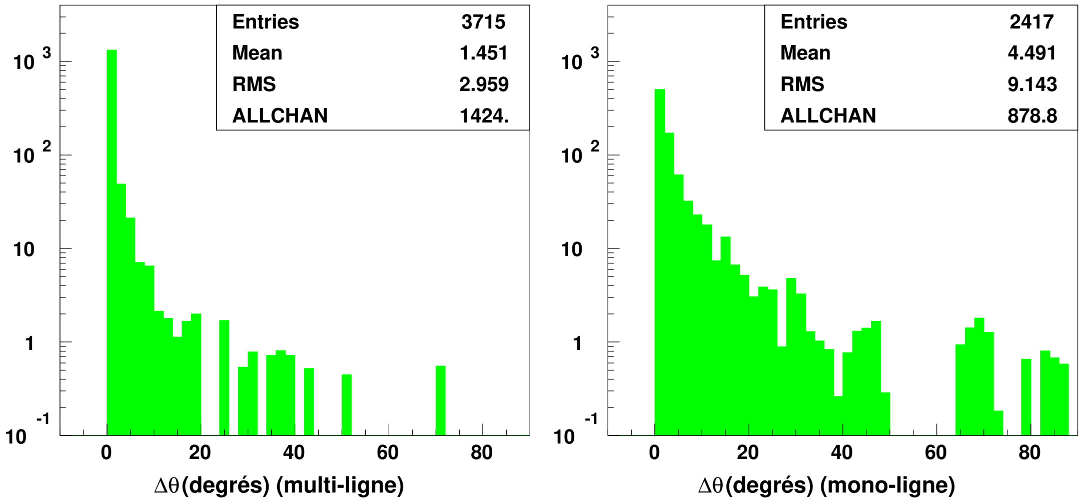

Figure 4.13 : *Résolution angulaire attendue pour les événements multi-ligne (gauche) et mono-ligne (droite).*

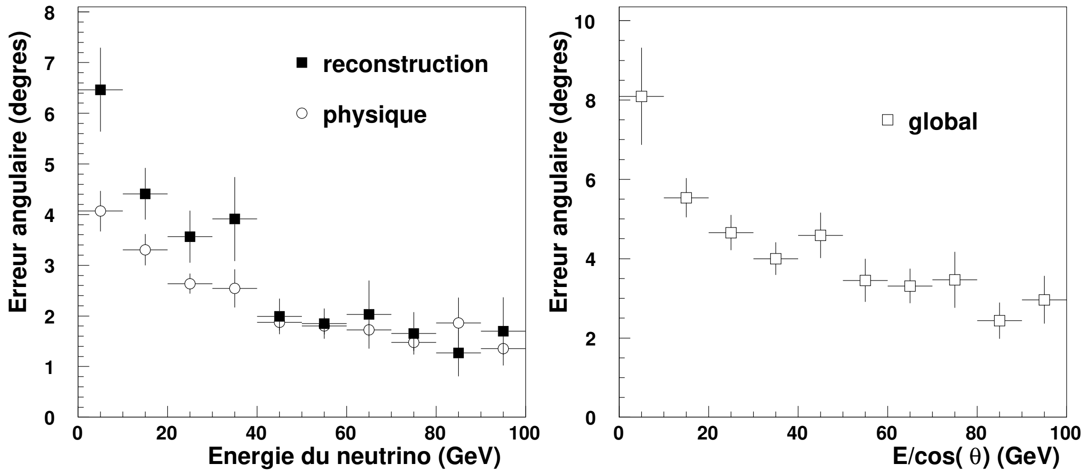

Figure 4.14 : *A gauche, $|\theta_\mu^{vrai} - \theta_\nu|$ (la résolution "physique") et $|\theta_\mu^{vrai} - \theta_\mu^{rec}|$ (la résolution "de reconstruction") sont représentés en fonction de l'énergie du neutrino. La convolution des deux (la résolution "globale") est représentée à droite en fonction de $E/\cos\theta$ du neutrino.*

4.6 Volume effectif et nombre attendu d'événements

La notion de "volume effectif" (section 2.2), ajoutée aux résolutions angulaire et en énergie du détecteur, permet de caractériser les performances du détecteur d'une manière suffisante pour presque tous les types de physique de basse énergie. A partir d'environ 500 GeV, les événements non-contenus dominent les événements contenus et la notion pertinente est celle de "surface effective". Pour l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques, ce régime n'est pas atteint et nous allons nous intéresser seulement aux volumes effectifs de détection.

Le volume effectif dépend de l'énergie et de la direction du neutrino. Pour des analyses particulières, il peut s'avérer convenable de le représenter en fonction d'une convolution de ces deux variables. Par exemple, dans le cas des oscillations des neutrinos atmosphériques, on peut s'intéresser à sa variation en fonction de L/E, ou L est la longueur d'oscillation des neutrinos et E leur énergie.

Rappelons que, pour éviter tout biais de simulation, les événements sont engendrés dans un grand volume de tirage entourant le détecteur (section 3.3). Le volume effectif à un certain niveau de détection est donné par

$$V_x(E_\nu, \theta_\nu) = \frac{N_x}{N_{\text{tirage}}} V_{\text{tirage}},$$

ou N_x représente le nombre d'événements enregistrés, N_{tirage} le nombre d'événements engendrés et V_{tirage} le volume de tirage. La convolution de ce volume effectif avec un certain flux de neutrinos $\Phi_\nu(E_\nu, \theta_\nu)$ permet d'estimer directement le taux d'événements enregistrés dans le détecteur au niveau correspondant de détection et pour les processus physiques considérés.

Nous avons représenté dans la figure 4.15 le volume effectif de reconstruction et de déclenchement "idéal" en fonction de l'énergie et du zénith du neutrino. Le déclenchement "idéal" demande 5 photomultiplicateurs touchés dans un événement et l'absence de bruit de fond optique. Avec une reconstruction parfaite cette information sera, dans la plupart des cas[1], suffisante pour reconstruire le muon.

Le volume de déclenchement est presque constant à partir de 100 GeV et il atteint $2{,}2{\cdot}10^7$ m^3 à 300 GeV. Une forte croissance est manifeste en dessous de 100 GeV : il passe de 10^5 m^3 à 5 GeV, à $5{\cdot}10^6$ m^3 à 20 GeV et $1{,}8{\cdot}10^7$ m^3 à 100 GeV. A cause de l'asymétrie du détecteur, il est presque constant pour des neutrinos ascendants, mais décroît fortement pour les neutrinos descendants.

Le volume de reconstruction présente un comportement similaire : forte croissance avant 100 GeV ($2 \cdot 10^6$ m^3 à 20 GeV, $9 \cdot 10^6$ m^3 à 100 GeV), faible croissance dans la région de 100 GeV et une région de saturation au-delà. Si nous définissons un seuil de déclenchement comme l'énergie à laquelle le volume effectif atteint 10% de sa valeur de palier, sa valeur se situe vers 10-15 GeV. Notons aussi que le volume géométrique du détecteur, défini comme le volume "strictement" instrumenté (rayon 112 m, longueur des lignes 324 m), de $1,3 \cdot 10^7$ m^3 est atteint par le volume effectif de reconstruction vers 160 GeV.

A cause du bruit de fond dû aux muons atmosphériques, nous nous intéressons seulement à des événements ascendants, caractérisés par[2] :

[1]Dans le cas des événements contenus, une fraction non-négligeable de la lumière provient de la gerbe hadronique (figure 3.27) et ne porte pas l'information directionnelle nécessaire pour reconstruire le muon.

[2]Dans l'optimisation de la sélection des événements bien reconstruits nous avons pourtant considéré tous les événements multi-ligne reconstruits, et pas seulement les ascendants.

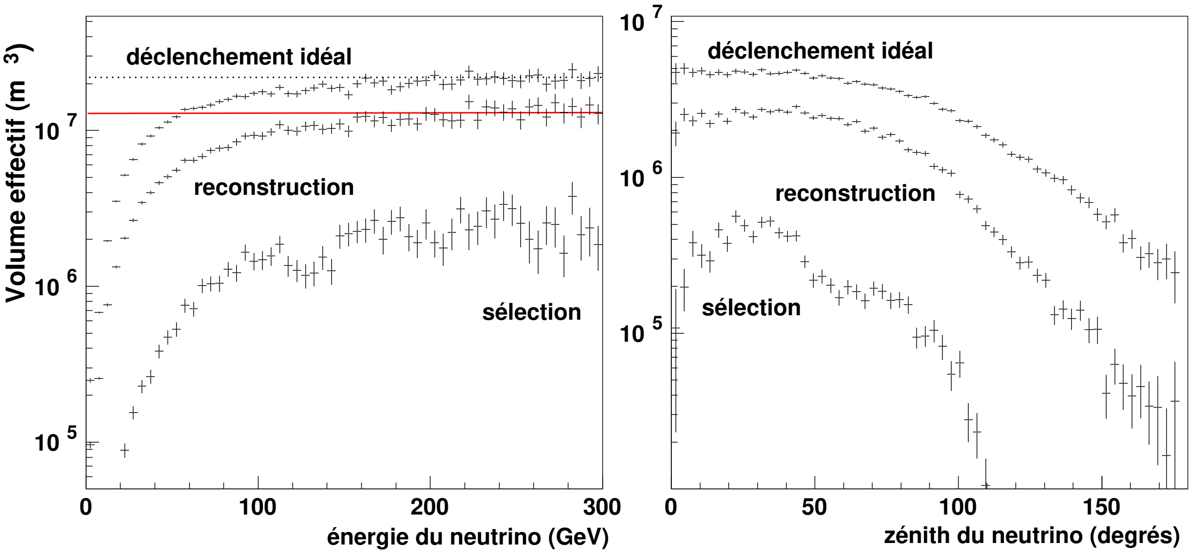

Figure 4.15 : *Volume effectif de déclenchement, de reconstruction et de sélection (seulement pour les événements ascendants) du détecteur, en fonction de l'énergie du neutrino (gauche) et de son zénith (droite). La ligne continue dans la figure de gauche représente le volume "géométrique" instrumenté du détecteur. En pointillé est représentée la valeur de palier du volume effectif de déclenchement idéal.*

- $\theta_{\mu_{rec}} \leq 80°$ pour les événements multi-ligne ;
- $\theta_{\mu_{rec}} \leq 45°$ pour les événements mono-ligne.

Le volume effectif de sélection pour ce lot restreint d'événements apparaît sur la même figure 4.15. Sa valeur de palier de $2,5 \cdot 10^6$ m^3 est atteinte vers 160 GeV.

La valeur de ce volume de sélection peut paraître très basse, mais l'effet n'est pas déterminé uniquement par les sélections. Rappelons que pour ce volume effectif nous considérons seulement les événements ascendants (zénith inférieur à 80° pour les événements multi-ligne et inférieur à 45° pour les mono-ligne). Même si le volume effectif de reconstruction est relativement haut, beaucoup d'événements sont reconstruits avec des erreurs angulaires importantes et rejetés après les sélections de qualité.

Les taux de comptage au niveau de la reconstruction et de la sélection pour les événements ascendants, et en supposant le flux de Bartol pour les neutrinos atmosphériques, sont donnés en figure 4.16 en fonction de l'énergie des neutrinos et de leur E/L.

4.7 Résolution en énergie

La dernière caractéristique importante du détecteur du point de vue de l'analyse d'oscillations est la résolution en énergie. L'énergie est reconstruite en utilisant le parcours détecté des muons ; par conséquence, seulement les événements contenus ou partiellement contenus pour lesquels nous pouvons estimer le parcours seront utilisés.

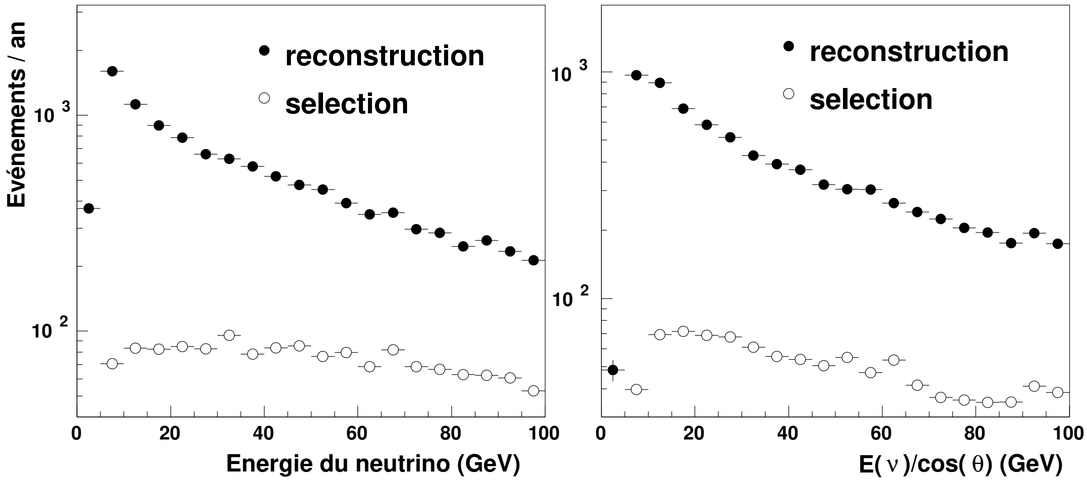

Figure 4.16 : *Taux attendus d'événements ascendants au niveau de la reconstruction et de la sélection, dans une année d'acquisition des données. La largeur des intervalles est de 10 GeV.*

Les parcours des muons sont estimés différemment pour les événements mono-ligne et multi-ligne. Dans le cas des événements multi-ligne, la bonne résolution sur la direction de la trace permet aussi une bonne reconstruction du point de départ et d'arrêt de la trace (figure 4.17). L'erreur moyenne sur la direction de la trace est beaucoup plus grande pour les événements mono-ligne, surtout à cause du peu d'information disponible dans le plan perpendiculaire à la ligne. Une manière de minimiser l'impact de la mauvaise résolution sur l'azimut de la trace est d'estimer le parcours du muon avec sa projection sur la ligne à la place de la reconstruction explicite du point de départ et d'arrêt de la trace.

Pour estimer l'efficacité de l'algorithme qui sélectionne les événements multi-ligne contenus, nous avons défini deux sous-classes d'événements :

- des événements avec le point de départ (arrêt) strictement contenu dans le volume de détection ($\sqrt{x^2+y^2} \leq 100$ m, $|z| \leq 160$ m) ;

- des événements avec le point de départ (point d'arrêt) en dehors du volume de détection ($\sqrt{x^2+y^2} \geq 150$ m).

La distribution de l'estimateur de point contenu est nettement différente pour les deux sous-classes (figure 4.18). Par exemple, en imposant que l'estimateur soit supérieur à 20 pour le point de départ de la trace, 96% des événements avec le point d'interaction réellement non-contenu sont rejetés, pour une perte de 33% des événements avec le point d'interaction réellement contenu.

Un choix similaire est possible pour la sélection des traces avec le point d'arrêt contenu. La perte de statistique serait pourtant trop importante et force à l'utilisation des traces semi-contenues. Dans la définition des critères de sélection de ces traces, il faut considérer non seulement la résolution sur le parcours du muon, mais aussi les bruits de fond : contrairement au point d'arrêt, un point de départ contenu dans le volume de détection assure aussi un rejet potentiel des bruits de fond qui sont, dans leur grande majorité, des événements non-contenus

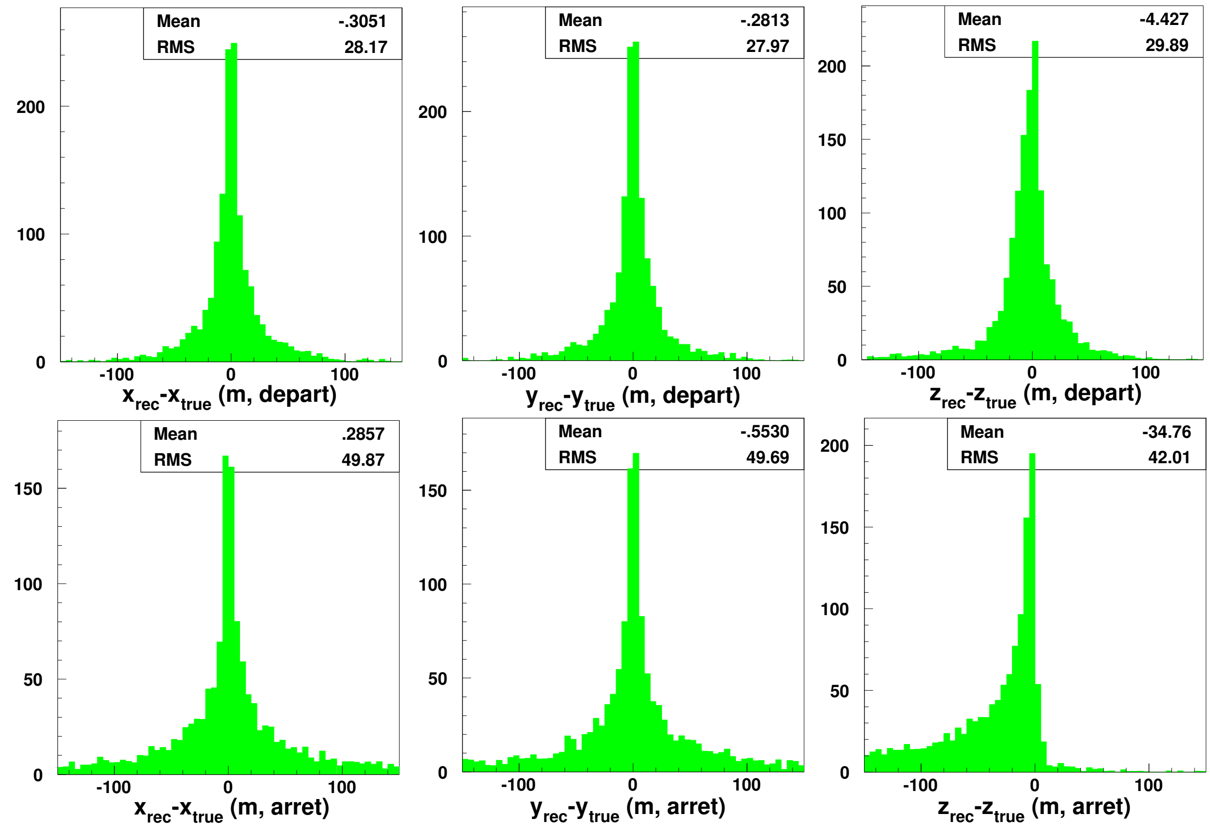

Figure 4.17 : *Résolutions sur les coordonnées du point de départ de la trace du muon (haut) et d'arrêt (bas).*

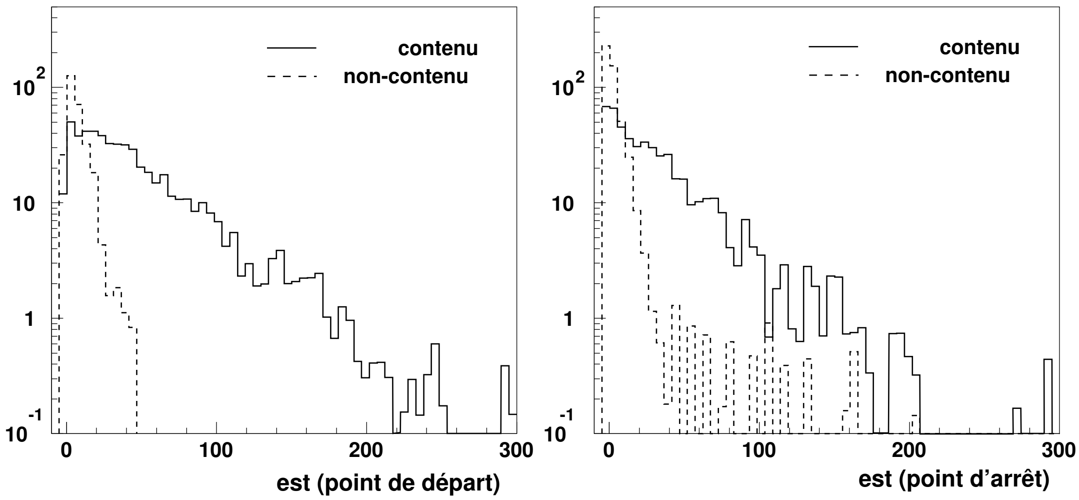

Figure 4.18 : *L'estimateur de point contenu pour le point de départ et le point d'arrêt de la trace.*

(section 4.8). Pour ce type d'événements, des analyses futures plus complètes pourraient envisager aussi la mesure de l'énergie hadronique.

L'énergie est donc reconstruite pour tous les événements avec le point de départ estimé contenu ($est \geq 20$). Des corrections sont apportées au parcours reconstruit du muon, en fonction de la valeur de l'estimateur de point contenu pour le point d'arrêt de la trace, pour que la moyenne de la distribution de la différence entre le vrai parcours et le parcours reconstruit soit proche de zéro :

- $est \geq 20$, correction 0 ;
- $5 \leq est < 20$, correction 10 m ;
- $1 \leq est < 5$, correction 50 m ;
- $est < 1$, correction 80 m.

Pour les événements mono-ligne, un critère de sélection des traces contenues est d'imposer que le premier et le dernier étage de la ligne ne soient pas touchés dans l'événement. En réduisant aussi l'espace de phase à des événements presque verticaux (zénith reconstruit de la trace inférieur à 30°) nous obtenons une bonne résolution en énergie (figure 4.19). Des biais inhérents à la méthode sont pourtant présents : le parcours des muons de basse énergie est surestimé à cause du bruit de fond optique et de la gerbe hadronique qui accompagne le muon ; à haute énergie, ces deux facteurs jouent beaucoup moins que les inefficacités de détection de la lumière qui conduisent à une sous-estimation de la trace du muon et à l'étiquetage des événements non-contenus comme contenus.

Globalement, la résolution en énergie est représentée sur la figure 4.20 en fonction de $E/\cos\theta$ du neutrino. Elle est presque constante au-delà de 20 GeV.

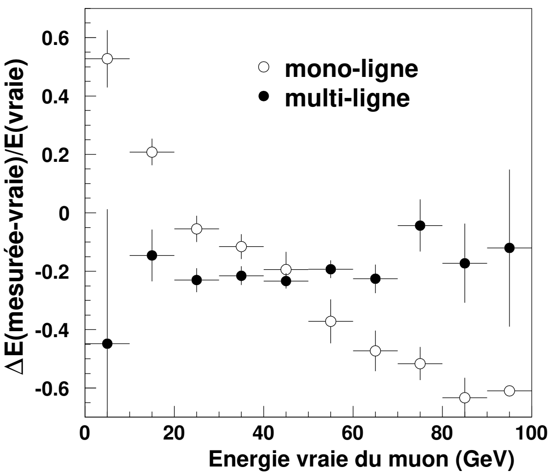

Figure 4.19 : *Résolution sur l'énergie du muon pour les événements mono-ligne et multi-ligne.*

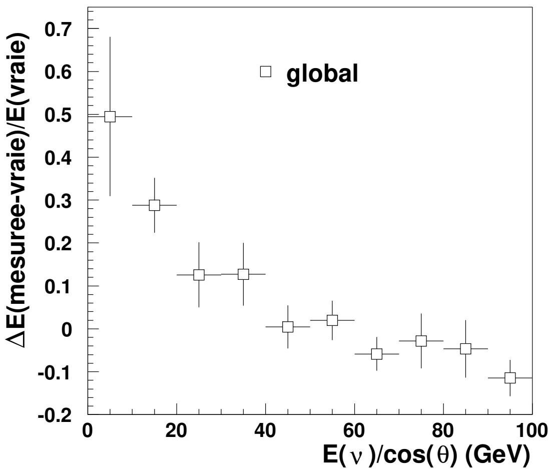

Figure 4.20 : *Résolution globale sur l'énergie du muon en fonction de $E/\cos\theta$ du neutrino.*

4.8 Rejet du bruit de fond

Nous nous sommes intéressés à la détection des événements contenus engendrés par des neutrinos muoniques et, pour ce type d'événements, il y a principalement deux types de bruit de fond potentiels :

- des événements non-contenus, c'est-à-dire des muons entrant dans le détecteur et qui sont reconstruits comme contenus à cause des inefficacités dans la détection de la lumière ;
- des vrais événements contenus, mais engendrés par d'autres saveurs (les neutrinos électroniques).

Les neutrinos électroniques

Aux énergies pertinentes, les flux sont dominés par les neutrinos atmosphériques (sauf, peut être sur des périodes très courtes qui suivraient des explosions de supernovae!). Une statistique qui correspond à 3 ans d'acquisition de données a été engendrée avec CONI, sur un intervalle d'énergie qui a été élargi jusqu'à 1 TeV. Nous n'enregistrons pas de faux événements après la sélection des événements bien reconstruits.

Les muons atmosphériques

A cause du grand taux d'événements attendus, il n'a pas été possible de simuler tout l'espace de phase comme pour les autres bruits de fond et notre approche a été d'identifier les régions les plus dangereuses pour pouvoir renforcer la statistique.

Dans le cas des mono-muons, les plus dangereux ont été identifiés comme étant les muons presque horizontaux parce qu'ils sont reconstruits avec une efficacité beaucoup plus grande que les muons verticaux et il est plus probable de les confondre avec les ascendants. Une statistique d'un jour d'acquisition de données a donc été simulée avec GEM : l'intervalle d'énergie s'étend jusqu'à 10 TeV (au détecteur) et le zénith des traces est inférieur à 125°. Nous n'avons pas enregistré de candidats après la sélection des événements bien reconstruits, ce qui nous permet d'estimer une limite supérieure à un degré de confiance de 90% d'environ 900 faux événements contenus par an. Elle est nettement inférieure au taux attendu d'événements de signal. De plus, le taux d'événements est la convolution du flux avec l'acceptance du détecteur, or la tombée de l'acceptance du détecteur pour les petits angles zénithaux est très importante et nous pouvons espérer qu'elle compense sur tout l'hémisphère supérieur la remontée du flux des neutrinos atmosphériques.

Le détecteur se trouve à 2300 m de profondeur et cette distance de propagation dans l'eau fait que les événements multi-muons qui arrivent au détecteur sont très similaires, en terme de distribution en énergie et spatiale des muons qui les constituent, indépendamment de l'énergie des primaires qui les engendrent [104]. Dans ces conditions, il suffit, pour gagner du temps CPU, de quantifier pour chaque intervalle d'énergie des primaires le pourcentage qu'il contribue au taux de déclenchement global dû aux multi-muons, et de générer une grande statistique pour l'intervalle le plus dangereux.

Cet intervalle a été identifié en [98] comme étant les multi-muons engendrés par des primaires avec une énergie supérieure à 200 TeV : ils représentent 22% du flux total mais ils sont responsables pour 52% du taux de déclenchement. Une statistique de 4 jours pour ces multi-muons a donc été simulée et analysée [105] (elle correspond à environ 2 jours d'acquisition de données pour l'ensemble des multi-muons). Nous n'enregistrons pas de faux événements après la sélection des événements bien reconstruits et nous pouvons donc mettre une limite supérieure à environ 450 événements multi-muons par an qui seraient reconstruits comme des événements contenus (avec un degré de confiance de 90%).

Les événements neutrinos atmosphériques non-contenus

Les neutrinos muoniques atmosphériques qui interagissent en dehors du volume de détection, mais pour lesquels le muon (de haute énergie) est reconstruit (à cause des inefficacités dans la détection de la lumière), comme étant de basse énergie et contenu dans le volume du détecteur, peuvent être aussi un bruit de fond dangereux.

La statistique qui correspond à 3 ans d'acquisition de données a été simulée avec GEM. Les tirages ont été isotropiques $(0,2\pi)$, et dans un domaine d'énergie de 10 GeV-10 TeV pour le muon sur la canette. Nous n'avons pas enregistré de faux événements contenus.

4.9 Performances d'une géométrie uniforme du détecteur

Le sujet de cette section est la comparaison des performances de la géométrie à cœur dense, proposée dans [70] et considérée dans nos simulations, et d'une géométrie uniforme du détecteur pour la détection des événements contenus.

Rappelons que la géométrie à cœur dense consiste en 13 lignes, avec une longueur instrumentée de 324 m et un espacement entre lignes d'environ 60 m (figure 4.21). Les quatre lignes intérieures ont 41 étages de modules optiques, espacés de 8 m, contre 21 étages (espacés de 16 m) sur les neuf autres lignes. Le nombre total de modules optiques est de 1059. L'idée serait de garder le même volume de détection (nombre de lignes, longueur et emplacement) et d'étudier l'effet d'une distribution uniforme des photomultiplicateurs. En gardant 28 étages de détection sur chaque ligne (espacés de 12 m), nous arrivons à une géométrie uniforme, avec presque le même nombre de modules optiques : 1092.

Une comparaison complète des performances des deux géométries serait trop coûteuse en terme de temps de calcul. Nous avons fait l'hypothèse que les deux détecteurs sont équivalents en première approximation. Si la géométrie à cœur dense assure un rejet suffisant du bruit de fond, la géométrie uniforme l'assurera aussi, pourvu que l'hypothèse précédente soit correcte et que la sélection des événements assure une résolution angulaire similaire pour les deux détecteurs. La comparaison des deux géométries se fera donc au niveau du signal de neutrinos atmosphériques. De plus, les données simulées qui ont été disponibles pour la géométrie uniforme n'incluaient pas les interactions quasi-élastiques et résonantes des neutrinos. Par conséquence, la statistique disponible pour la géométrie à cœur dense a été limitée aux neutrinos interagissant par courant chargé.

Nous avons varié les sélections décrites dans la section 4.4, pour aboutir à des résolutions angulaires similaires pour les deux détecteurs. Dans le cas des événements mono-ligne, il s'avère que les coupures retenues pour la géométrie à cœur dense sont valables aussi pour la géométrie uniforme. Pour les événements multi-ligne, les coupures qui changent sont :

- le volume de l'ellipsoïde des erreurs estimées par la procédure d'ajustement, qui doit être inférieur à 0,14 ;

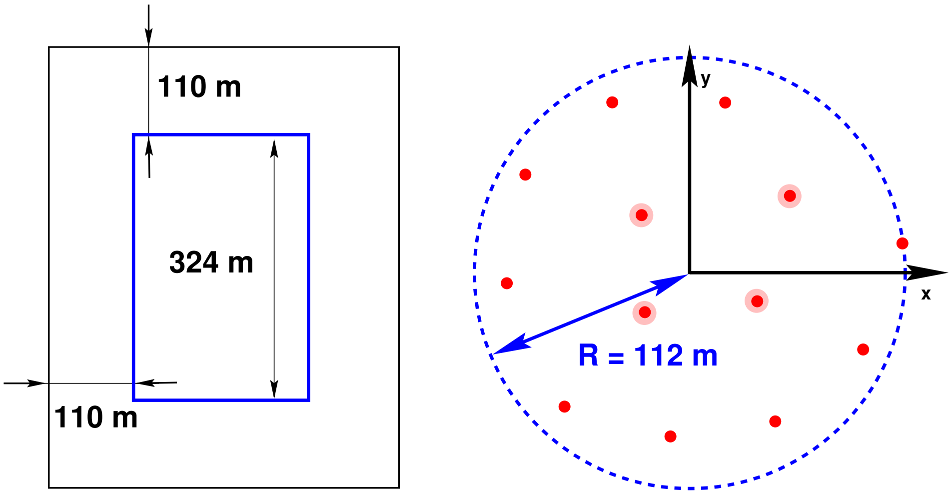

Figure 4.21 : *Vue latérale et de haut des géométries envisagées pour le détecteur. A noter que la "canette" de simulation (rectangle extérieur) a un rayon double par rapport au volume instrumenté (rectangle intérieur). A droite, les quatre lignes centrales, qui sont plus denses dans le cas de la géométrie à cœur dense sont soulignées.*

- le produit des erreurs estimées sur le zénith, l'azimut et le temps de la trace, qui doit être inférieur à 100 ;
- la vraisemblance normalisée de la trace ajustée, qui doit être inférieure à 6,3.

Les résolutions angulaires obtenues sont, comme témoigne la figure 4.22, très similaires à celles obtenues avec la géométrie à cœur dense.

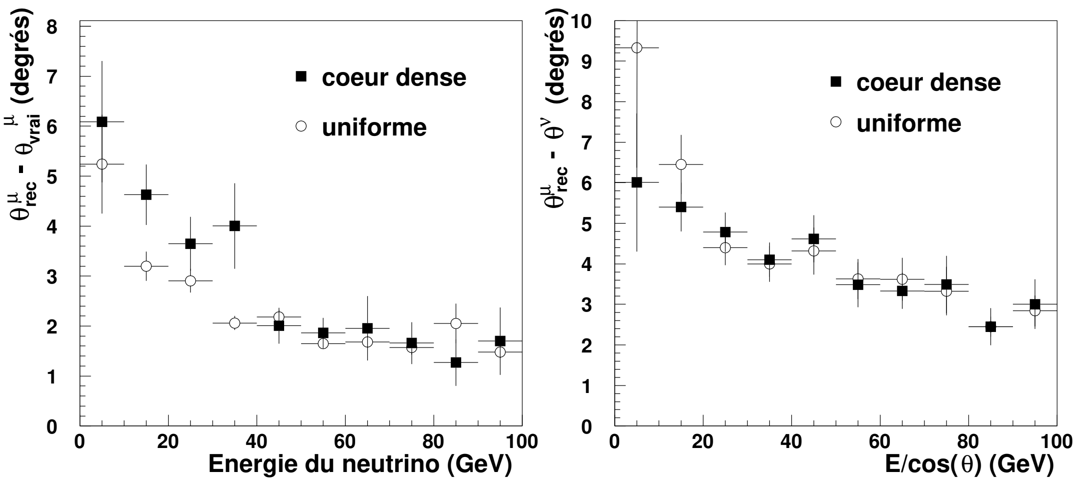

Figure 4.22 : *A gauche, $|\theta_\mu^{vrai} - \theta_\mu^{rec}|$ (la résolution "de reconstruction") est représentée en fonction de l'énergie du neutrino pour les deux géométries considérées. Toujours pour les deux géométries, la résolution globale sur le zénith du neutrino est représentée à droite en fonction de $E/\cos\theta$ du neutrino.*

La figure 4.23 présente le rapport, entre les deux géométries, du nombre d'événements reconstruits ou acceptés après les sélections, en fonction de l'énergie et du zénith du neutrino. Il est important de noter que les deux détecteurs ont la même acceptance angulaire. En fonction de l'énergie et au niveau de la reconstruction, les deux géométries sont équivalentes à 10% près. Elles se différencient pourtant après les sélections de qualité : à 5 GeV, la géométrie uniforme n'enregistre que 50% de la statistique de la géométrie de référence et, au-delà de 30 GeV, elle a en moyenne une augmentation de la statistique de 20%.

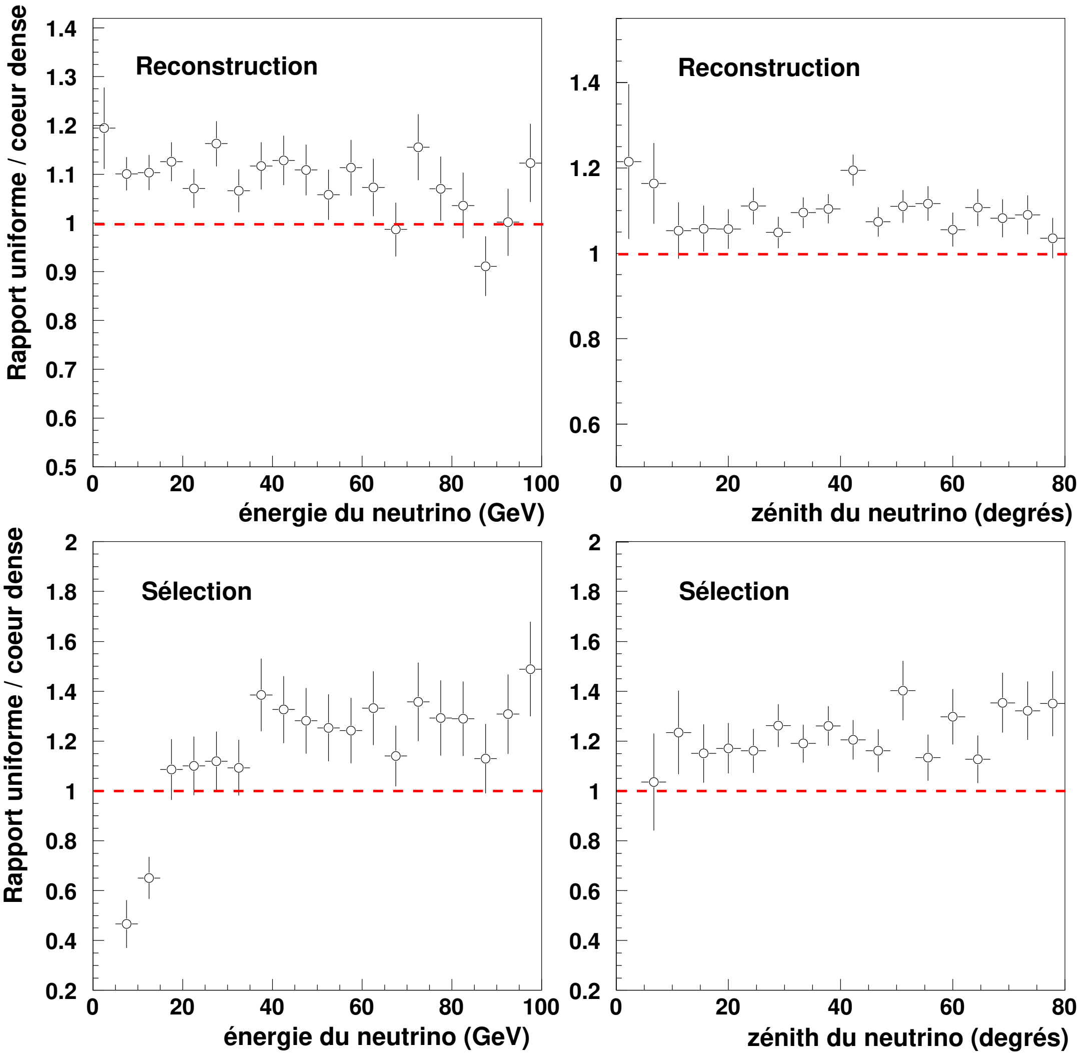

Figure 4.23 : *Rapport entre le nombre d'événements reconstruits (haut) ou sélectionnés (bas) avec la géométrie uniforme et avec la géométrie à cœur dense, en fonction de l'énergie du neutrino et de son angle zénithal. Seulement des événements ascendants sont considérés pour la comparaison : le zénith reconstruit de la trace doit être inférieur à 80° dans le cas des événements multi-ligne et à 45° dans le cas des événements mono-ligne.*

Au-delà de 20 GeV, la géométrie uniforme est donc meilleure pour la détection des événements contenus, mais, globalement, la différence entre les performances des deux détecteurs n'est pas très importante. La géométrie uniforme a pourtant de nombreuses avantages pour la construction proprement dite du détecteur [71] et la collaboration ANTARES a décidé de la substituer à la géométrie à cœur dense proposée en [70].

Chapitre 5

Étude des oscillations des neutrinos atmosphériques avec ANTARES

Les neutrinos atmosphériques offrent une opportunité unique de sonder les très petites valeurs de différence de masse entre les saveurs qui se mélangent, tout en disposant d'un flux "sûr" et relativement important.

Prenons le cas des neutrinos ascendants (figure 5.1) pour lesquels la longueur d'oscillation est de l'ordre du diamètre de la Terre. Leur probabilité de survie, dans l'hypothèse d'oscillation entre deux saveurs, caractérisée par un angle de mélange θ et une différence de masse carrée Δm^2 est :

$$\mathcal{P} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 \frac{L_\nu}{E_\nu}\right)$$

où L_ν est la longueur d'oscillation et E_ν l'énergie du neutrino. Pour des neutrinos avec un angle zénithal inférieur à 80°, les corrections liées à la non-sphéricité de la Terre sont négligeables et L_ν peut être calculé comme $L_0 \cos\theta_\nu$, avec $L_0 = 12740$ km, le diamètre moyen de la Terre :

$$\mathcal{P} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(16,5 \cdot 10^3 \frac{\Delta m^2(\mathrm{eV}^2)}{x}\right), \qquad (5.1)$$

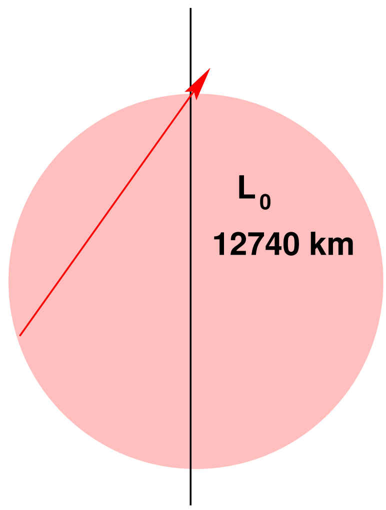

Figure 5.1 : *Longueur d'oscillation des neutrinos qui traversent la Terre.*

avec $x = E_\nu(\mathrm{GeV})/\cos\theta_\nu$. Particularisons maintenant cette probabilité de survie pour le cas des paramètres les plus probables de SuperKamiokande, $\Delta m^2 = 3,5 \cdot 10^{-3}$ eV^2, $\sin^2 2\theta = 1$. La figure 5.2 montre qu'à basse énergie l'effet des oscillations des neutrinos atmosphériques se réduit à une diminution du flux, à cause du caractère oscillatoire trop rapide. Par contre, une expérience sensible à des valeurs de x supérieures à 20 GeV peut enregistrer à la fois un maximum et un minimum de cette probabilité de survie, et prouver ainsi le caractère oscillatoire. Notons aussi que tous les détecteurs enregistrent des muons et non des neutrinos et que, à cause de la dispersion en angle et en énergie de ces muons par rapport aux neutrinos parents, le minimum de la probabilité de survie ne peut pas arriver à une valeur nulle et il est déplacé vers des valeurs plus basses de x (figure 5.2).

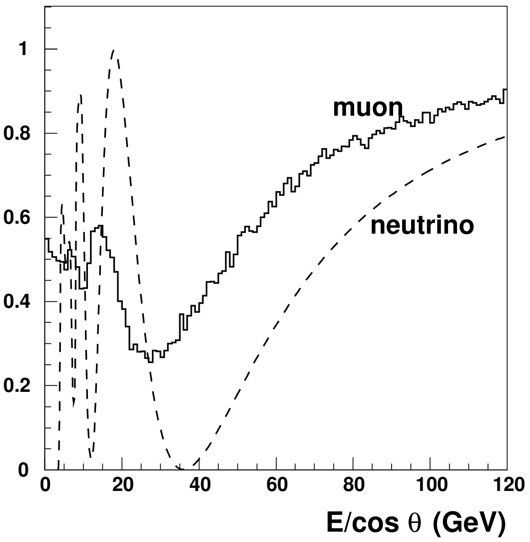

Figure 5.2 : *Probabilité de survie de neutrinos ascendants en fonction de $x = E/\cos\theta$, quand x est donné par les vraies valeurs des neutrinos ou par les valeurs correspondantes des muons qu'ils engendrent.*

Malheureusement, 40 GeV est une énergie trop élevée pour les détecteurs actuels de neutrinos. Le seuil supérieur en énergie de SuperKamiokande, MACRO [106] ou IMB [31] ne dépasse pas quelques GeV. Une nouvelle génération de détecteurs de neutrinos atmosphériques [107] ou des télescopes à neutrinos sont nécessaires pour offrir cette preuve d'oscillation. Pourtant, les télescopes à neutrinos ne sont pas optimisés pour la détection d'énergies aussi basses. Evaluer leur potentialité pour l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques est un sujet non-trivial qui sera étudié dans ce chapitre, pour le détecteur proposé par la collaboration ANTARES.

L'étude des oscillations par la mise en évidence du spectre d'oscillation ne dépend pas de la normalisation du flux des neutrinos incidents. Elle est donc beaucoup moins sensible aux prédictions du flux des neutrinos atmosphériques que les méthodes de "comptage", mais elle dépend du spectre en $E/\cos\theta$ prédit pour ces neutrinos. Pourtant, une dépendance indirecte de la méthode à la normalisation subsiste, à cause de l'importance statistique des observations, qui dépend des taux attendus d'événements qui sont déterminés par la normalisation du flux. Pour ces raisons, l'utilisation d'une certaine modélisation du flux des neutrinos atmosphériques doit être considérée attentivement et les incertitudes sur ce flux évaluées.

La section 5.1 propose donc un tour d'horizon des modèles de flux des neutrinos atmosphériques et tente de justifier notre choix qui s'est porté sur le flux calculé par le groupe de Bartol [109]. Pour des raisons de généralité et d'importance des évaluations du flux des neutrinos atmosphériques pour tout le programme de physique de l'expérience ANTARES, nous ne nous sommes pas limités à la modélisation du flux à basse énergie, pertinent pour l'étude des oscillations.

L'impact des incertitudes liées à ce flux sur l'analyse des oscillations sera étudié dans la section 5.4. D'autres sources d'effets systématiques pour l'étude des oscillations, liées à la technique de détection, seront discutées dans la même section.

5.1 Les neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont issus des désintégrations des mésons et hadrons produits par l'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère. La principale source de neutrinos d'énergie en dessous du GeV est la désintégration des muons; au-delà du GeV, les désintégrations des mésons légers π et K dominent (les neutrinos "conventionnels"), jusqu'à des énergies auxquelles leur probabilité d'interaction avant de se désintégrer soit tellement grande que le flux commence à être dominé par les désintégrations des hadrons contenant des quarks lourds (les neutrinos "prompts").

La méthode de calcul du flux de neutrinos, en principe simple, repose sur des modèles insuffisamment contraints par l'expérience : un certain flux de protons primaires est supposé à l'entrée dans l'atmosphère; les protons sont propagés et interagissent avec les noyaux atmosphériques; leurs interactions hadroniques sont modélisées et les produits d'interaction propagés dans l'atmosphère.

Cette propagation des particules dans l'atmosphère est complexe surtout pour les particules chargées de basse énergie, très sensibles au champ magnétique terrestre. Heureusement, pour les énergies auxquelles le détecteur ANTARES est sensible (des neutrinos au-delà de 5 GeV, produits par des primaires avec une énergie par nucléon environ dix fois plus grande [109]), le flux n'est pas sensible aux effets géomagnétiques : il est indépendant de la latitude du détecteur et il a une symétrie haut-bas, avec un maximum près de l'horizontale, qui reflète l'augmentation de la probabilité que les mésons se désintègrent à grand angle zénithal.

Une simplification de la propagation dans l'atmosphère est possible, et est généralement faite dans la littérature : le rayonnement cosmique est isotrope et, en supposant que les impulsions transverses de toutes les particules secondaires peuvent être négligées, la propagation tridimensionnelle peut être remplacée par une propagation linéaire. Des études approfondies [108] ont montré que, pour des énergies au-delà de 5 GeV, cette approximation n'affecte pas les spectres angulaires des neutrinos. Même pour les très basses énergies, les effets qui sont introduits n'engendrent pas de biais significatifs dans l'analyse d'oscillations, parce que la mauvaise distribution angulaire obtenue est de toute façon encore dégradée par l'absence de détection du recul des noyaux lors de leur interaction avec les neutrinos.

5.1.1 Les neutrinos conventionnels (1 GeV — 10 TeV)

En dehors du flux du groupe de Bartol, le calcul le plus cité dans la littérature est celui de Honda *et al.* [110]. Au-delà de 100 GeV, Volkova [111] propose aussi une modélisation du flux. La figure 5.3 montre une comparaison des différents modèles. Les principales incertitudes proviennent du flux des protons primaires et de la modélisation des interactions hadroniques.

L'influence du flux du rayonnement cosmique a été étudiée en détail dans [114]. La dispersion des mesures de flux est grande et trois paramétrisations possibles ont été considérées (les courbes en pointillés, tirets et continues de la figure 5.4, en haut). La courbe en continu correspond à la paramétrisation utilisée en [110] et celle en tirets à la modélisation du groupe de Bartol. L'influence du changement de paramétrisation sur le flux de neutrinos est importante, mais elle porte surtout sur sa normalisation (figure 5.4, en bas). De plus, l'expérience BESS [112] vient d'annoncer une mesure très précise (figure 5.5) en bon accord avec la modélisation du groupe de Bartol. Honda annonce un nouveau calcul du flux, basé sur ces nouvelles données pour le printemps 2000. La principale incertitude reste donc la modélisation des interactions

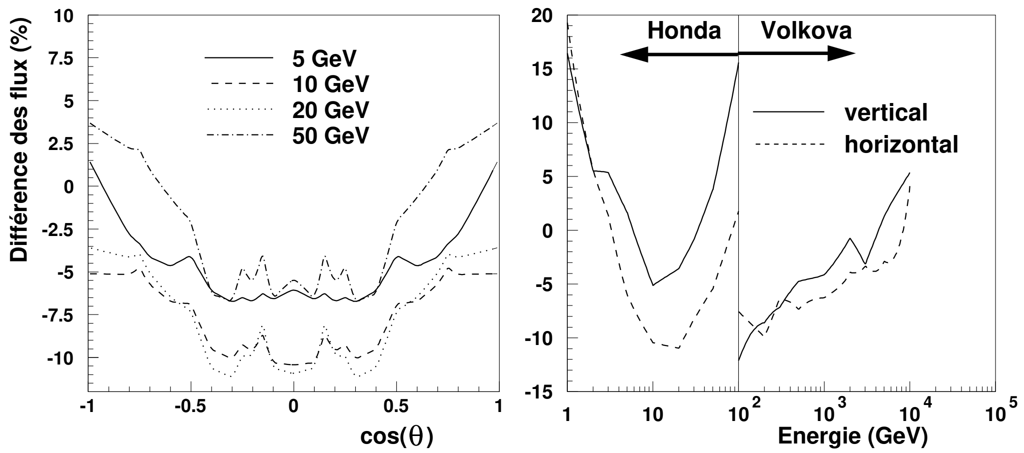

Figure 5.3 : *Comparaison des flux de neutrinos atmosphériques ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) calculés par Honda* et al., *Volkova* et al. *et le groupe de Bartol ($(\Phi_x - \Phi_{Bartol})/\Phi_{Bartol}$, %). A gauche, la dispersion du flux de Honda est représentée en fonction du cosinus du zénith des neutrinos, pour différentes énergies. A droite, la dispersion est calculée pour des neutrinos verticaux et horizontaux en fonction de l'énergie (inférieure à 100 GeV pour le calcul de Honda et supérieure à 100 GeV pour celui de Volkova).*

hadroniques.

La production des mésons légers est dominée par des processus non-perturbatifs, qui sont très difficilement modélisables. Les données expérimentales manquent aux énergies pertinentes, et les calculs sont basés sur des extrapolations de données de basse énergie. Notamment, dans le modèle du groupe de Bartol, les pions chargés sont produits avec un spectre plus dur et avec une multiplicité plus grande que dans le modèle de Honda. Les différences entre les modélisations des interactions hadroniques expliquent une différence de 20% entre les taux de neutrinos obtenus par les deux groupes, en utilisant le même flux de primaires. Comme dans le cas du spectre des primaires, les différences semblent porter sur la normalisation, plutôt que sur la forme du spectre.

Nous avons choisi le flux de Bartol comme flux de référence pour les neutrinos conventionnels.

5.1.2 Les neutrinos prompts ($\geq$ 10 TeV)

La principale incertitude dans le calcul du flux des neutrinos prompts provient de la section efficace différentielle de production du charme. Les calculs théoriques basés sur la QCD perturbative sont en bon accord avec les données jusqu'à des énergies de l'ordre d'une dizaine de GeV dans le référentiel du centre de masse [115], mais dans le cas du rayonnement cosmique les énergies pertinentes s'étendent bien au-delà de 10^8 GeV pour les protons incidents. En dehors des valeurs des échelles de factorisation et de renormalisation, la principale pièce manquante dans le calcul perturbatif de la section efficace est le comportement des fonctions de structure à petit x (la variable d'échelle de Bjorken).

Deux calculs récents des flux des neutrinos prompts, Pasquali *et al.* (PRS, [115]) et Thun-

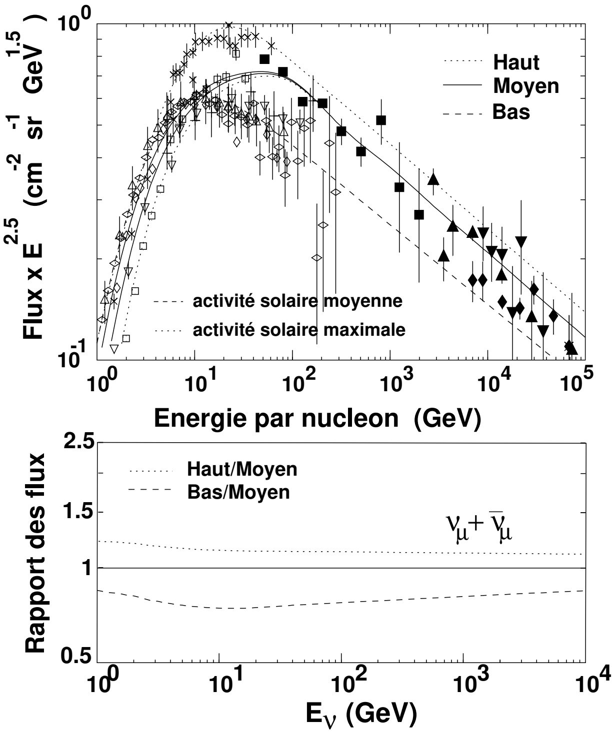

Figure 5.4 : *Les données expérimentales existantes avant l'été 1999 permettaient une grande variation des paramétrisations des flux (pour des références sur les mesures qui apparaissent dans la figure, voir [114]). Les trois qui sont présentées conduisent à des variations importantes du flux (figure en bas).*

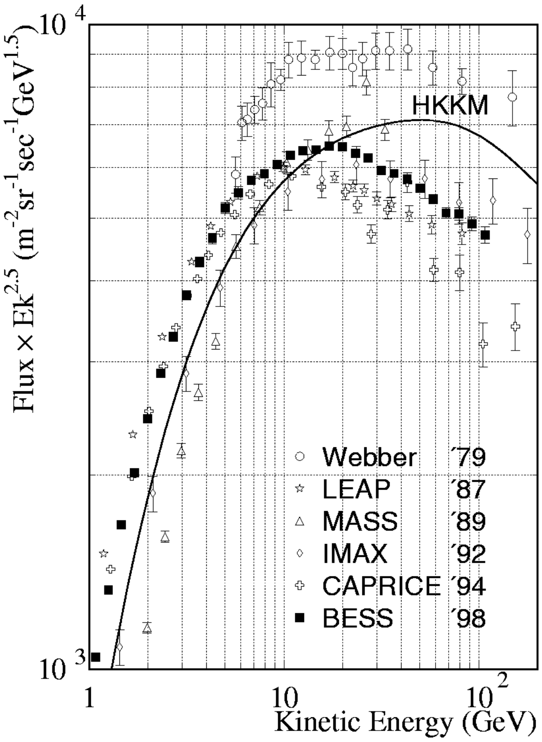

Figure 5.5 : *Les dernières mesures annoncées par la collaboration BESS à ICRC 1999 enlèvent la plupart des incertitudes sur le flux de primaires. La différence entre les données en dessous de 10 GeV est compatible avec les variations induites par l'activité solaire.*

man *et al.* (TIG, [116]) aboutissent à des résultats très différents (figure 5.6). La fragmentation est prise en compte pour TIG (en utilisant le modèle de fragmentation de LUND, inclus dans PYTHIA [117]) et conduit à un flux plus élevé pour $E_\nu \leq 1$ TeV; par contre, les corrections d'ordre supérieur à la section efficace de production du charme sont considérées d'une manière trop simplifiée et le choix différent des fonctions de structure (MRSD [119], contrairement à PRS qui utilise CTEQ3 [118]) expliquent les différences à haute énergie [115]. D'autres modélisations présentes dans la littérature sont présentées sur la figure 5.7.

Les paramétrisations CTEQ des fonctions de structure utilisent les dernières mesures à HERA et leur utilisation semble donc plus appropriée. Une attitude conservatrice impose aussi la surestimation du bruit de fond plutôt que sa sous-estimation et dans ce cadre le choix de la modélisation PRS comme flux de référence pour les neutrinos prompts semble raisonnable.

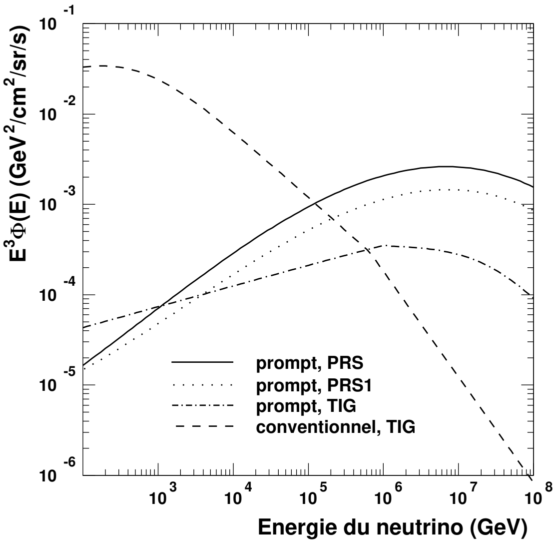

Figure 5.6 : *Modélisations PRS et TIG du flux de neutrinos prompts, et flux TIG pour les neutrinos conventionnels. Un autre flux, obtenu en [115], avec un choix différent pour l'échelle de renormalisation (PRS1), apparaît aussi sur la figure.*

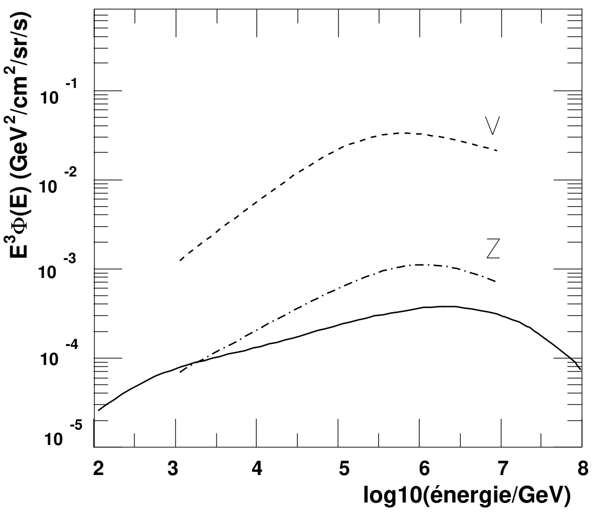

Figure 5.7 : *Modélisation TIG du flux des neutrinos prompts (continu) et deux autres calculs : Zas [120] (points-tirets) et Volkova [121] (tirets).*

5.2 Analyse du spectre des muons reconstruits : sensibilité aux oscillations

Nous analyserons maintenant, en utilisant la modélisation du groupe de Bartol et les performances du détecteur telles qu'elles ont été évaluées dans le chapitre précédent, la sensibilité de l'expérience ANTARES aux oscillations des neutrinos atmosphériques. Tous les événements ascendants sélectionnés comme bien reconstruits (section 4.4), pour lesquels l'énergie peut être reconstruite avec une bonne résolution seront utilisés :

- les événements multi-ligne avec un zénith inférieur à 80° et avec l'estimateur de point contenu pour le point de départ de la trace supérieur à 20;
- les événements mono-ligne avec un zénith inférieur à 30° et qui ne touchent ni l'étage le plus bas ni l'étage le plus haut de la ligne.

La méthode d'étude consiste à analyser la distorsion du spectre des neutrinos en fonction de $E/\cos\theta$. En absence d'oscillations et avec la statistique de 3 ans d'acquisition de données, ANTARES devrait enregistrer un spectre de muons comme celui représenté avec des carrés pleins sur la figure 5.8, à gauche, où E_μ et θ_μ sont l'énergie et le zénith reconstruits du muon. Les barres d'erreur sont gaussiennes et correspondent à la statistique de l'expérience avec 3 ans de prise de données. Celle-ci est légèrement différente de la statistique Monte Carlo disponible pour cette étude, ce qui implique que les fluctuations statistiques sur les moyennes ne correspondent pas parfaitement à l'expérience simulée.

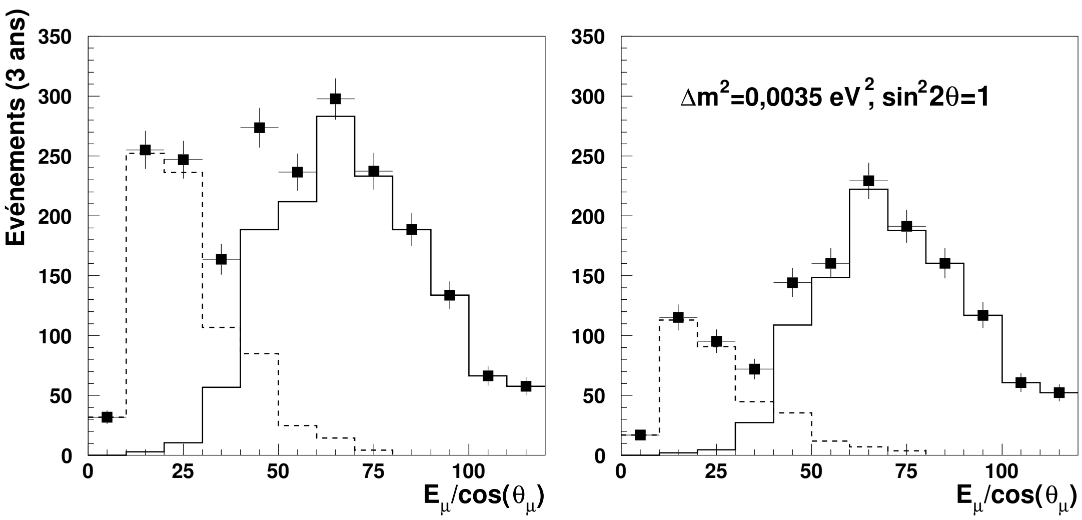

Figure 5.8 : *Distribution des événements sélectionnés pour l'analyse d'oscillations en fonction de $E/\cos\theta$ reconstruit du muon, en absence (à gauche) ou en présence (à droite) des oscillations, avec $\Delta m^2 = 3,5\cdot 10^{-3}$, $\sin^2 2\theta = 1$. Les histogrammes en tirets représentent la contribution des événements mono-ligne et les histogrammes en continu les événements multi-ligne. La somme est représentée par des points, avec des erreurs qui correspondent à une statistique de 3 ans d'acquisition de données.*

En supposant que les neutrinos atmosphériques oscillent avec les paramètres $\Delta m^2 = 3,5\cdot 10^{-3}$ eV^2, $\sin^2 2\theta = 1$ (les valeurs les plus probables de SuperKamiokande), le même spectre montrera une suppression à petit $E/\cos\theta$, comme dans la figure 5.8, droite, où chaque événement neutrino a été pondéré avec la probabilité de survie donnée par l'équation 5.1. A partir de cette déformation du spectre des muons reconstruits, il est possible d'estimer la sensibilité de l'analyse au phénomène d'oscillation; c'est-à-dire d'estimer les contours d'exclusion qu'ANTARES pourrait produire en absence d'oscillations et, dans le cas contraire, la région de l'espace des paramètres d'oscillations où ceux-ci pourraient être mesurés avec une certaine résolution.

Notons sur les deux histogrammes la présence des deux topologies d'événements, mono-ligne et multi-ligne, avec une région de recouvrement au niveau des queues des distributions. Ainsi, même en absence d'oscillation, le détecteur enregistre une baisse d'acceptance dans la région de recouvrement. Cependant, le problème n'est pas majeur, d'abord parce que l'acceptance du détecteur pour les deux topologies peut être étalonnée séparément et, deuxièmement, parce que l'acceptance pour les événements mono-ligne dépend de l'angle zénithal maximal qui est accepté. Pour cette analyse il a été fixé à 30°, mais il peut être varié et offre un moyen simple de vérifier la stabilité de l'analyse. En ce qui concerne l'étalonnage pour les deux catégories, les muons atmosphériques (généralement de basse énergie au niveau du détecteur) permettent l'étalonnage pour les événements mono-ligne, tandis que les neutrinos horizontaux, qui n'oscillent pas, peuvent être utilisés pour les événements multi-ligne.

Nous ne disposons évidemment pas de vraies données et, pour cela, nous utilisons des simulations qui sont étiquetées, certaines comme "données" de l'expérience simulée, et d'autres comme "données Monte Carlo" de la même expérience. Les "données" ont une statistique nécessairement limitée, contrairement aux "données Monte Carlo", qui bénéficient d'une très grande statistique. Dans ce dernier cas, les seules erreurs qui subsistent sont les erreurs systématiques induites par la mauvaise connaissance du flux des neutrinos atmosphériques ou par le mauvais étalonnage du détecteur.

L'estimation des contours — d'exclusion et de mesure — nécessite une approche typiquement bayesienne. Pour le premier, **on suppose que l'expérience ne mettra pas en évidence des oscillations**. Les "données" sont donc le lot qui n'oscille pas. Pour le deuxième, **on suppose que l'expérience mettra en évidence des distorsions du spectre**, et le lot des "données" correspond à l'histogramme de droite de la figure 5.8. Néanmoins, dans les deux cas, il faut comparer les deux histogrammes de la figure 5.8. Dans le premier cas, tous les jeux de paramètres (Δm^2, $\sin^2 2\theta$) pour lesquels les deux histogrammes seraient compatibles à moins de 10% peuvent être exclus avec un degré de confiance de 90%, ou, dans le second cas, se retrouveront dans la région où l'expérience est sensible aux oscillations. Le problème, pour un traitement statistique rigoureux, est que les deux lots — qui oscille, ou qui n'oscille pas — ne sont pas interchangeables : le spectre est déformé à cause des oscillations, et les erreurs estimées pour l'expérience ne sont pas identiques dans les deux cas. Nous estimons, pourtant, que la différence entre les deux régions — exclue et de sensibilité à 90% — est petite par rapport aux changements induits par des effets systématiques, encore mal étudiés. Par la suite, nous ferons donc référence seulement aux **contours de sensibilité** aux oscillations et aux **contours de mesure des paramètres d'oscillations.**

La méthode proprement dite d'estimation des contours de sensibilité qui a été choisie par la collaboration est la suivante : l'espace des paramètres (Δm^2, $\sin^2 2\theta$) est échantillonné et pour chaque point une série d'expériences avec les caractéristiques d'ANTARES est engendrée.

Chaque "expérience" dispose d'un lot de "données" et d'un lot de "données Monte Carlo", commun à toutes les expériences. Pour les engendrer, les neutrinos et les muons sont tirés en accord avec l'acceptance angulaire et en énergie du détecteur (figure 4.15). La génération des résolutions est relativement compliquée, à cause des dépendances multiples : par exemple, la résolution en énergie dépend de la vraie énergie du muon, ainsi que de son angle.

Pour chaque "expérience", l'algorithme retrouve le "spectre d'oscillation", qui n'est rien d'autre que le rapport entre les "données" et la distribution attendue des "données Monte Carlo". Un exemple typique de "spectre d'oscillation" est présenté dans la figure 5.9. Un test de χ^2 est fait par la suite pour vérifier la compatibilité du spectre d'oscillation avec un spectre plat, d'une valeur égale à sa moyenne. Si la probabilité que les deux soient compatibles est inférieure à 10%, "l'expérience" est sensible aux oscillations avec le jeu choisi des paramètres à plus de 90%. Les fluctuations statistiques font que les probabilités trouvées par les différentes expériences ne sont pas les mêmes. La convention utilisée choisit pour le contour de sensibilité d'ANTARES la région où 80% des "expériences" simulées seraient sensibles aux oscillations. Notons que, en dehors d'un traitement statistique rigoureux des erreurs, cette approche permet aussi de minimiser l'impact sur les résultats de l'hypothèse de départ (l'existence des oscillations) [122].

La figure 5.10 montre la région des paramètres d'oscillation où ANTARES pourrait exclure les oscillations avec un degré de confiance supérieur à 90%. Elle couvre complètement la région permise à 90% de degré de confiance par SuperKamiokande.

La méthode utilisée pour évaluer la sensibilité aux oscillations est totalement indépendante de la normalisation du flux : la déformation du spectre est évaluée par rapport à un niveau moyen et non par rapport à l'unité. Ceci se traduit par un manque de sensibilité de la méthode à grand Δm^2.

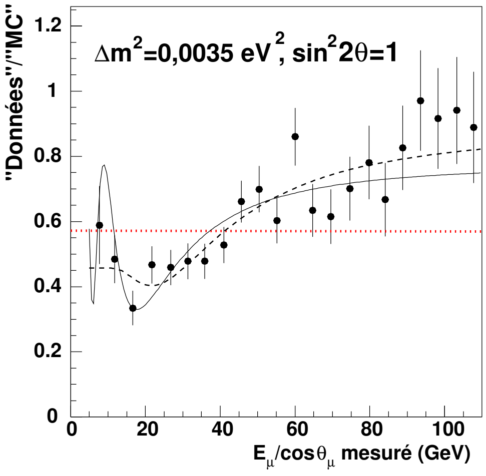

Figure 5.9 : *Spectre d'oscillation pour une "expérience" typique avec 3 ans d'acquisition de données et en supposant des oscillations avec* $\sin^2 2\theta = 1$ *et* $\Delta m^2 = 3,5 \cdot 10^{-3}$ eV^2*. La ligne horizontale est le niveau moyen utilisé pour tester la sensibilité aux oscillations et la ligne en tirets* $< \mathcal{P} >$ *(équation 5.3) utilisé pour obtenir les paramètres d'oscillations. La ligne continue est un autre exemple possible pour* $< \mathcal{P} >$ *(équation 5.2).*

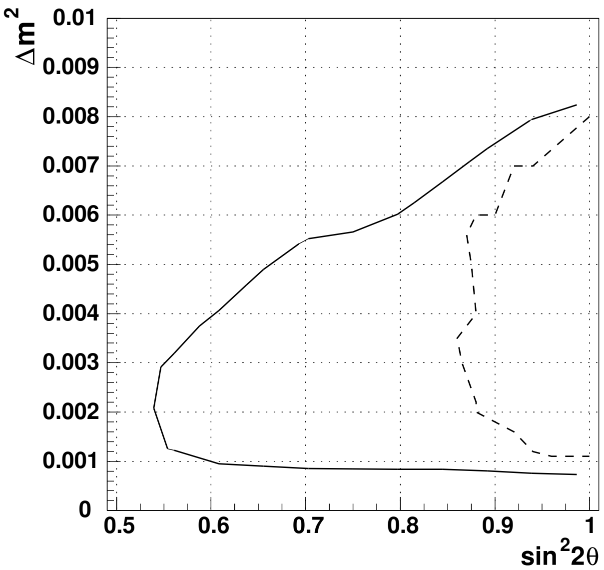

Figure 5.10 : *Dans la région des paramètres à droite de la ligne continue, l'expérience ANTARES pourrait exclure les oscillations avec un degré de confiance de plus de 90%, avec la statistique de 3 ans de prise de données. La région permise de SuperKamiokande avec un degré de confiance de 90% se trouve à droite des tirets.*

Détaillons maintenant la méthode de mesure des paramètres d'oscillation, qui utilise les mêmes "expériences" engendrées pour tester la sensibilité aux oscillations. Les spectres d'oscillations sont ajustés avec la probabilité de survie des neutrinos (équation 5.1), moyennée sur la distribution de L/E :

$$< \mathcal{P} >= 1 - \sin^2 2\theta < \sin^2 \left(1,27\Delta m^2 \frac{L_\nu}{E_\nu}\right) >$$

Soit $x = 1,27L/E$. Si x a une distribution gaussienne, avec un écart type σ_x autour de la moyenne x_m, $< \mathcal{P} >$ peut être calculée analytiquement [16] :

$$< \mathcal{P} >= 1 - \sin^2 2\theta \left[\frac{1}{2} - \left(\frac{1}{2} - sin^2 y\right) e^{-2\left(\frac{\sigma_x}{x_m}\right)^2 y^2}\right], \tag{5.2}$$

avec $y = x_{\rm m}\Delta m^2$. Une expression analogue peut être obtenue si $\Delta x/x = f \simeq$ constante :

$$< \mathcal{P} >= 1 - \sin^2 2\theta \left[\frac{1}{2} - \left(\frac{1}{2} - sin^2 y\right) e^{-2(fy)^2}\right], \tag{5.3}$$

avec, cette fois-ci $y = (x_{\rm m}\Delta m^2)/\sqrt{1+f^2}$.

Malheureusement, aucune des deux hypothèses précédentes ne s'applique entièrement pour la résolution du détecteur ANTARES (figure 4.20). A basse énergie, la première est une bonne approximation, mais, au-delà de 40 GeV, nous entrons dans le régime de $\Delta x/x$ constant.

Dans l'analyse, les "paramètres libres" σ_x ou f sont obtenus à partir d'un ajustement sur un lot de données simulées pour chaque jeu des paramètres d'oscillation. Par la suite, pour chaque "expérience", le spectre d'oscillation est ajusté avec Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ comme paramètres libres. Les deux approximations pour $< \mathcal{P} >$ sont visibles pour un certain jeu de Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ sur la figure 5.9. La deuxième hypothèse offre un meilleur ajustement pour une région plus grande dans l'espace des paramètres d'oscillation et nous l'avons choisie pour l'analyse présente. Notons cependant qu'une amélioration importante pourrait être obtenue en utilisant une combinaison des deux modèles.

Une bonne corrélation existe entre les vrais paramètres et ceux calculés pour une région large dans l'espace des paramètres (figure 5.11). Le biais pour Δm^2, déterminé par le fait que seulement l'énergie du muon est mesurée, est corrigé en utilisant des données simulées. Sur la figure 5.12 est représentée la région des paramètres d'oscillation où ANTARES pourrait mesurer $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 avec une précision meilleure que 33%. La convention utilisée pour l'estimation du contour de sensibilité — au moins 80% des expériences simulées retrouvent les paramètres avec la précision souhaitée — est gardée.

Notons que cette région de mesure couvre aussi la région permise à 90% de degré de confiance par SuperKamiokande.

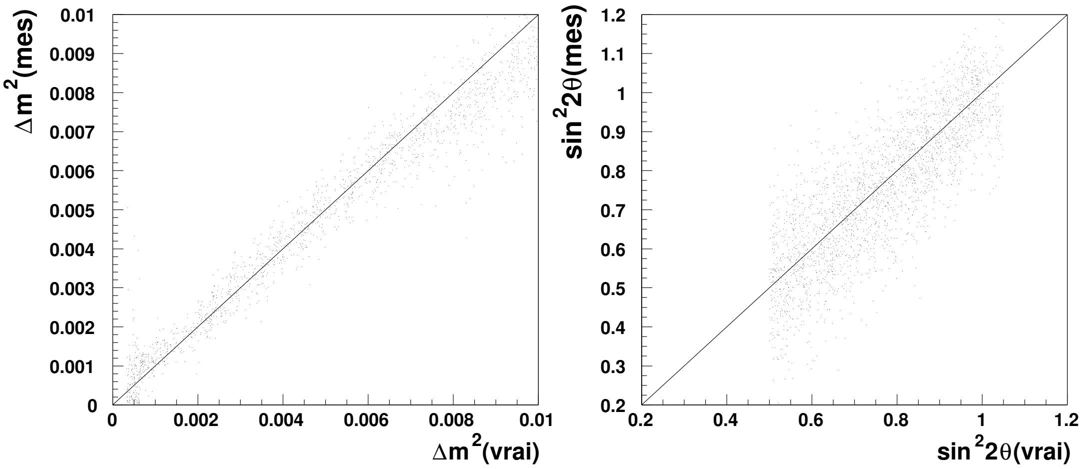

Figure 5.11 : *Gauche : valeur fournie par la technique d'ajustement pour Δm^2 comparée à la vraie valeur de Δm^2, pour $\sin^2 2\theta = 1$ (vrai). Droite : valeur fournie par la technique d'ajustement pour $\sin^2 2\theta$ comparée à sa vraie valeur, pour $\Delta m^2 = 3,5 \cdot 10^{-3}$ eV^2 (vrai).*

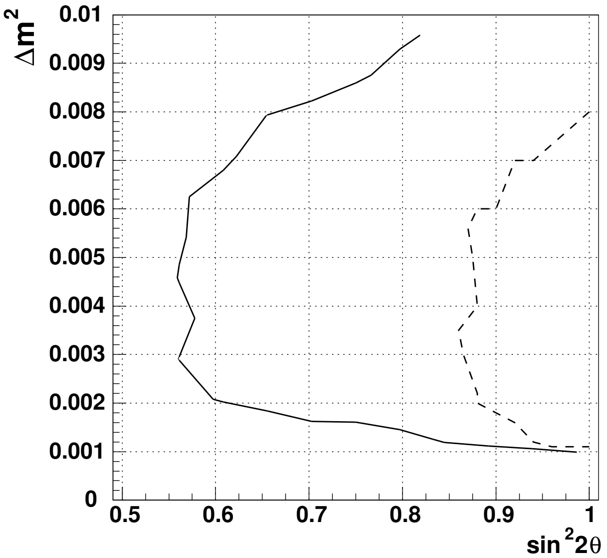

Figure 5.12 : *Dans la région à droite de la ligne continue, ANTARES pourrait mesurer les paramètres d'oscillation avec une précision meilleure que 33%, avec la statistique de 3 ans de prise de données. La région permise de SuperKamiokande avec un degré de confiance de 90% se trouve à droite des tirets.*

5.3 Performances d'une géométrie uniforme du détecteur

Dans le chapitre 4.9, nous nous sommes intéressés aux performances de basse énergie d'une géométrie uniforme du détecteur. En ce qui concerne les performances pour l'analyse des oscillations, elles sont le résultat d'une interdépendance complexe entre la statistique disponible et les résolutions en angle et en énergie. La figure 5.13 montre la région qui pourrait être exclue par un détecteur avec cette géométrie uniforme avec un degré de confiance de 90%. Notons que, pour comparer les deux géométries, nous avons utilisé seulement des événements neutrinos qui interagissent par courant chargé, ce qui explique la différence entre la figure 5.13 et la figure 5.10 au niveau de la géométrie à cœur dense.

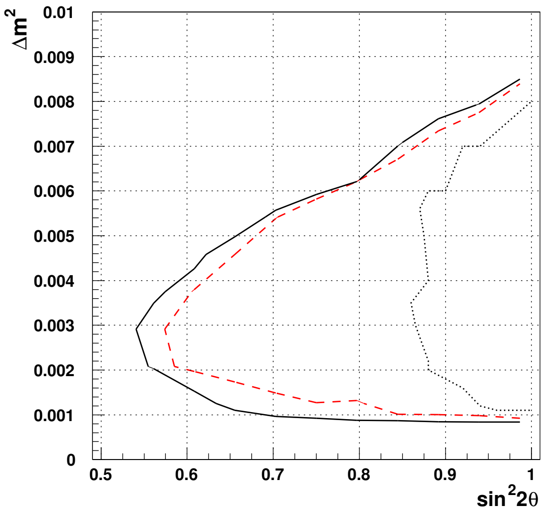

Figure 5.13 : *Dans la région des paramètres à droite de la ligne en tirets, un détecteur avec une géométrie uniforme, telle qu'elle est décrite dans la section 4.9, pourrait exclure les oscillations avec la statistique de 3 ans de prise de données. La ligne continue délimite la région correspondante pour la géométrie à cœur dense. La région probable à 90% de degré de confiance de SuperKamiokande se trouve à droite de la ligne en pointillé.*

La région qui pourrait être exclue avec un degré de confiance de 90% avec la géométrie à cœur dense est plus étendue dans la zone des Δm^2 petits que celle qui pourrait être exclue avec la géométrie uniforme. La différence entre les deux détecteurs est pourtant faible par rapport aux changements induits par des variations de la sélection des événements pour l'analyse et les effets systématiques [123].

5.4 Effets systématiques

Les effets systématiques les plus directs qui affectent notre analyse ont leur source dans la connaissance encore incomplète du détecteur et du milieu environnant. Ils portent sur l'estimation des paramètres du détecteur et ils sont donc communs pour tous les canaux de physique.

Dans l'état actuel, nous n'avons pas pu estimer d'une manière précise les erreurs systématiques. Nous discuterons seulement les variations estimées des principaux résultats, dues aux variations des paramètres sensibles.

Pour l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques, une source supplémentaire d'incertitude est liée à la modélisation de leur flux. Plus précisément, l'analyse que nous avons présentée est très sensible à la forme du spectre en E/L prédit pour ces neutrinos. Nous verrons, dans la section 5.4.5, comment l'incertitude sur ce spectre pourrait changer les courbes de sensibilité de l'expérience ANTARES aux oscillations.

5.4.1 Transparence de l'eau

La transparence de l'eau est probablement le paramètre le plus sensible et encore le plus mal connu, malgré des efforts soutenus de la collaboration ANTARES. Actuellement, nous disposons de trois mesures au pic de sensibilité d'ANTARES, qui est de 466 nm (section 3.2.3). Les différences entre les longueurs effectives d'atténuation trouvées par les trois mesures (40 m, 52 m et 60 m) pourraient indiquer une variation saisonnière de la qualité de l'eau.

Cette longueur effective d'atténuation est le paramètre qui influence le plus les performances du détecteur. La diffusion ne devrait pas affecter directement la qualité de la reconstruction, parce que les queues de la distribution du temps d'arrivée des photons diffusés à grand angle sont de l'ordre de grandeur des photons émis par les particules secondaires (figures 3.23 et 3.18). Moins de 10% des photons sont diffusés et arrivent avec un retard de plus de 20 ns sur 44 m. L'élargissement du pic des photons directs à cause de la diffusion à petit angle est aussi négligeable (figure 5.14), par rapport à l'élargissement dû aux erreurs de positionnement (section 5.4.4).

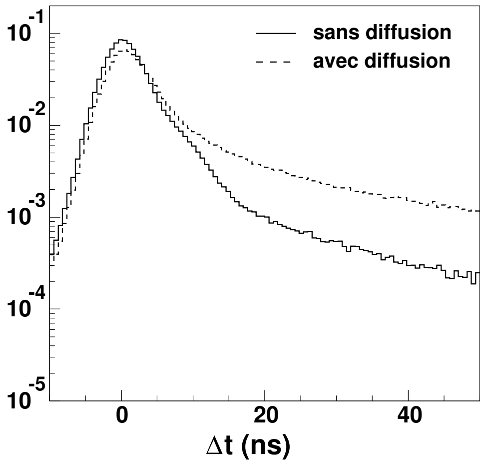

Figure 5.14 : *Temps d'arrivée des photons engendrés par des multi-muons simulés sans prendre en compte la diffusion dans l'eau ou avec un modèle de diffusion suggéré par les mesures ANTARES. La résolution temporelle des phototubes simulés pour ces multi-muons est moins bonne que pour ceux utilisés pour l'analyse d'oscillation, mais elle est meilleure que la résolution temporelle globale de l'appareillage.*

Le seul aspect que nous estimons être directement sensible à la diffusion est le rejet des muons et multi-muons atmosphériques descendants. Les photons directs provenant de ces muons sont mal "vus" par le détecteur, contrairement aux photons diffusés à grand angle. Si la diffusion à grand angle est importante, le poids statistique des photons retardés par rapport aux photons directs risque d'être très différent en comparaison avec les muons ascendants. Une étude est en cours pour vérifier l'impact de la diffusion sur les multi-muons atmosphériques.

En ce qui concerne la longueur d'atténuation effective, avec une valeur de 55 m dans les simulations, nous sommes confortablement au milieu de l'intervalle mesuré. S'il y a des variations saisonnières, les effets sur les efficacités de détection devraient se moyenner et le volume effectif du détecteur correspondra, en première approximation, à la moyenne de la longueur d'atténuation effective. Par contre, si les deux dernières mesures ne correspondent pas à la réalité et la longueur effective d'atténuation est de 40 m à 466 nm, le volume effectif du détecteur serait très fortement diminué. La perte d'efficacité pour des muons non-contenus de 100 GeV, quand la longueur d'atténuation simulée est de 40 m, par rapport à une longueur d'atténuation de 55 m, a été estimée à 50% [98].

5.4.2 Taux de bruit optique

Le taux de bruit optique continu utilisé dans nos simulations est de 40 kHz. Nous étudierons dans cette section l'effet d'une augmentation du taux du bruit à 60 kHz sur les performances du détecteur. Un exercice utile pour estimer la stabilité de la méthode est de simuler aussi des événements sans aucun bruit de fond optique.

Afin de comparer les résultats des simulations faites dans des conditions de taux de bruit de fond différents, nous avons fait la supposition que la quantité qui joue le rôle le plus important dans la reconstruction est l'information disponible pour le signal par rapport au bruit de fond. Les filtres discutés dans la section 4.3 ont donc été légèrement "durcis", pour les simulations avec un taux de 60 kHz, pour garder constant le rapport entre le nombre de coups de signal et le nombre de coups de bruit de fond utilisé dans l'algorithme de reconstruction. Seuls les signaux avec un résidu temporel Δt, calculé par rapport au résultat du pré-ajustement (respectivement de la première reconstruction de la trace), qui vérifie -100 ns $\leq \Delta t \leq 80$ ns (respectivement -10 ns $\leq \Delta t \leq 30$ ns) ont été utilisés.

Contrairement aux filtres qui ont été durcis pour les simulations à un taux de 60 kHz de bruit continu, la sélection des événements bien reconstruits a été la même pour les trois cas considérés.

Les résultats que nous avons obtenus sont schématisés dans les figures 5.15 et 5.16. La figure 5.15 montre la résolution angulaire obtenue pour les trois taux considérés de bruit de fond, en fonction de $E/\cos\theta$ du neutrino. Les résolutions sont similaires dans les trois cas. Une sélection spécifique, plus dure, pourrait garantir une résolution angulaire, à 60 kHz de bruit continu, identique à celle obtenue pour 40 kHz de bruit continu. Le prix à payer étant, bien sûr, une diminution du nombre d'événements attendu.

Le changement de volume effectif du détecteur à 0 ou 60 kHz de bruit optique est visible dans la figure 5.16, toujours en fonction de $E/\cos\theta$ des neutrinos. L'augmentation de 40 à 60 kHz de bruit n'entraine pas de modifications importantes dans le taux attendu d'événements et, plus important encore, n'entraine pas non plus de déformations de l'acceptance du détecteur en fonction de $E/\cos\theta$.

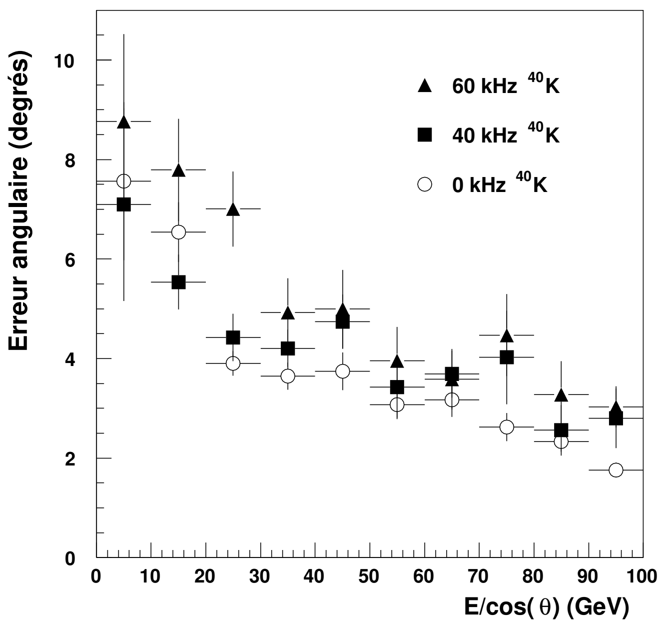

Figure 5.15 : *Résolution angulaire sur le zénith du neutrino obtenue en simulant 0, 40 et 60 kHz de bruit de fond optique, en fonction de l'énergie des neutrinos.*

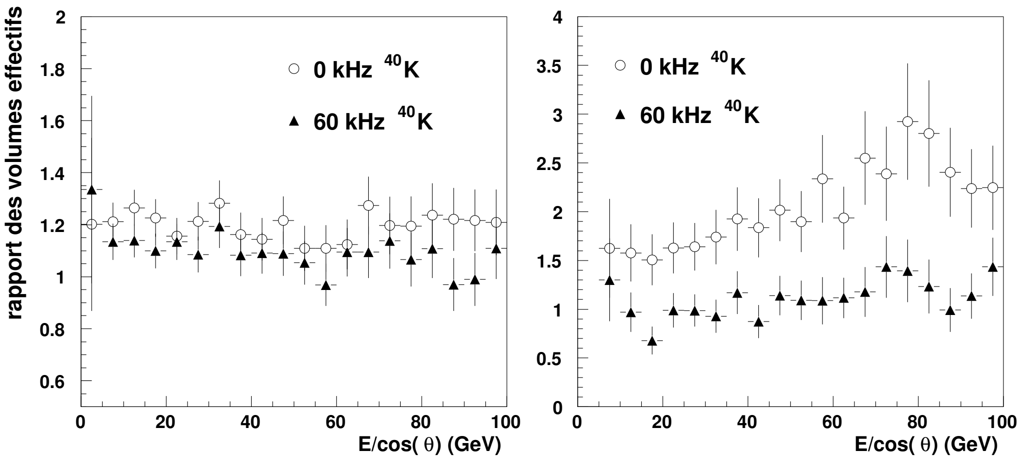

Figure 5.16 : *Rapport des volumes effectifs de détection obtenus en simulant un taux de 0 ou 60 kHz et un taux de 40 kHz, en fonction de $E/\cos\theta$ des neutrinos. A gauche : volume effectif de reconstruction, à droite : volume effectif de sélection.*

5.4.3 Modules optiques

La simulation des modules optiques repose sur l'équation 3.1 (section 3.3.2). La quantité d'information disponible dans le détecteur est déterminée par la fonction de réponse du module optique (figure 3.6). Sa qualité dépend d'autres caractéristiques du tube, principalement de sa résolution temporelle.

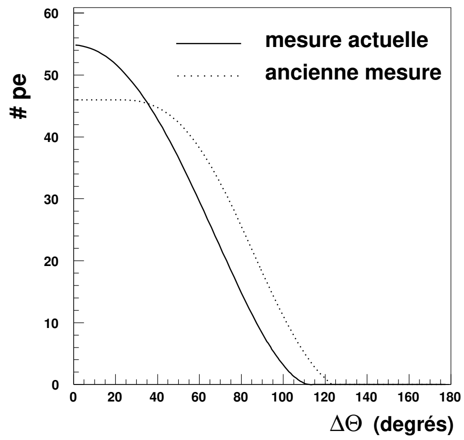

Figure 5.17 : *Réponse angulaire du module optique : le nombre de photoélectrons vus par un module optique situé à 1 m d'une trace muonique est représenté en fonction de l'angle d'incidence des photons sur le module optique.*

Les premières mesures ANTARES de la fonction de réponse des modules optiques (section 3.1.1) indiquaient une réponse angulaire plus large des tubes par rapport aux mesures actuelles, mais avec une réponse plus faible aux photons d'incidence normale sur le module optique (figure 5.17). Les deux facteurs — ouverture et normalisation — jouent dans des directions contraires sur l'efficacité de détection. Une grande ouverture assure un large volume de sensibilité pour les photomultiplicateurs, en même temps qu'une normalisation plus faible réduit la profondeur du champ visible.

Nous avons étudié l'effet du changement de la fonction de réponse sur des événements contenus mono-ligne [102]. Globalement, une fonction de réponse comme la première mesure ANTARES permettrait un gain de 30% sur le nombre d'événements ascendants.

La forte dépendance de ce paramètre soulève un problème d'optimisation de la géométrie du détecteur. L'actuelle configuration (3 PMT/étage, orientés vers le bas, à 45° par rapport à la verticale) ne couvre pas complètement l'hémisphère inférieur. Par exemple, une diminution de sensibilité est présente à 0°. Du point de vue du signal d'oscillation et d'autres canaux de physique caractérisés par la détection des muons verticaux, comme par exemple la recherche des neutralinos piégés au centre de la Terre, l'optimisation du détecteur imposerait des photomultiplicateurs plus proches de la verticale. Ceci réduirait pourtant d'une manière significative la sensibilité du détecteur à des événements horizontaux, particulièrement intéressants pour l'astrophysique. Une possibilité de résoudre l'apparente incompatibilité et de garder en même temps le nombre de photomultiplicateurs sur la ligne constant, serait d'utiliser des photomultiplicateurs avec une aire géométrique plus grande, ce qui induirait ainsi une acceptance angulaire plus uniforme du détecteur.

5.4.4 Positionnement et étalonnage temporel du détecteur

Dans la section 3.3.2 nous avons discuté la simulation du détecteur et nous avons vu que la résolution temporelle pour un signal à n photoélectrons est donnée par la somme quadratique des résolutions temporelles du photomultiplicateur et d'étalonnage :

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\mathrm{TTS}}}{\sqrt{n}}\right)^2 + (\sigma_{\mathrm{étal}})^2}$$

Pour les photomultiplicateurs Hamamatsu R7081-20 de 10″ considérés dans ces simulations, σ_{TTS} est de 1,26 ns. En [71], la résolution d'étalonnage à été estimée à 0,9 ns.

Nos simulations ont supposé que toute erreur temporelle autre que celle provenant du photomultiplicateur est nulle et nous avons abouti à une résolution angulaire de reconstruction pour les muons de 0,6° (l'angle médian). Une étude menée pour des événements de haute énergie [124] a montré que la résolution angulaire augmente linéairement avec la résolution temporelle globale de l'appareillage. En supposant que l'étude est extrapolable aux événements contenus de basse énergie, nous pouvons estimer, pour une erreur d'étalonnage de 0,9 ns, une résolution angulaire de :

$$0,6^\circ \times \sqrt{(\sigma_{\text{TTS}})^2 + (\sigma_{\text{étal}})^2} / \sqrt{(\sigma_{\text{TTS}})^2} \simeq 0,7^\circ$$

Nous avons fait, dans l'estimation précédente, **l'hypothèse** que la qualité de la reconstruction est déterminée principalement par les signaux à 1 photoélectron.

La prise en compte des erreurs d'étalonnage ne devrait donc pas apporter des modifications majeures aux performances obtenues.

5.4.5 Spectre des neutrinos atmosphériques

Tous les effets systématiques que nous avons discutés jusqu'ici portent plutôt sur le volume effectif du détecteur. L'analyse des oscillations repose sur l'étude de la forme du spectre des muons détectés et, en dehors d'une perte de statistique, elle ne devrait pas être beaucoup affectée. Par contre, une mauvaise modélisation théorique de la forme du spectre pourrait avoir des conséquences importantes.

L'évaluation de l'incertitude théorique sur le spectre des neutrinos atmosphériques n'est pas facile. Le moyen le plus direct que nous ayons trouvé a été de quantifier les changements induits par l'utilisation des différentes modélisations du flux dans les spectres en $E/\cos\theta$. La figure 5.18 montre que ces changements ne dépassent pas 10%. De plus, une bonne partie des différences provient de la modélisation du flux des primaires, or son incertitude a été fortement réduite, après les dernières mesures de BESS.

Par conséquence, la considération d'une incertitude systématique de 10% sur l'ensemble du spectre devrait permettre la prise en compte non seulement de l'effet systématique lié à la modélisation du flux, mais aussi d'une éventuelle mauvaise connaissance de l'acceptance du détecteur.

Le changement induit sur la région d'exclusion par la considération de cette incertitude de 10% sur la forme du spectre est important (voir la figure 5.19). Même dans ces conditions, une bonne partie de la région permise à 90% de degré de confiance par SuperKamiokande, pourrait être exclue en absence de signal d'oscillation. Notons aussi qu'une éventuelle prise en compte de la normalisation du spectre pourrait conduire à un recouvrement complet de la région de SuperKamiokande.

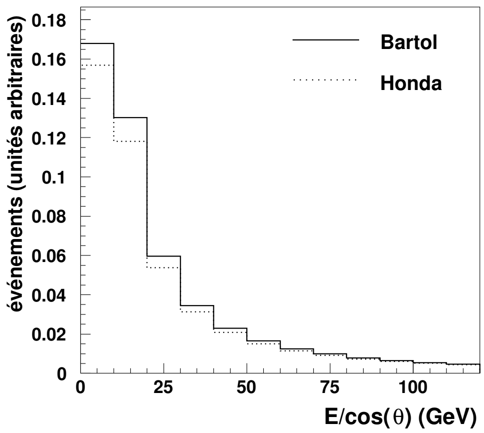

Figure 5.18 : *Changements dans le spectre en* $E/\cos\theta$ *induits par l'utilisation de la modélisation proposée par Honda* et al. *pour le flux des neutrinos atmosphériques, à la place de la modélisation du groupe de Bartol. Les différences ne dépassent pas les 10%.*

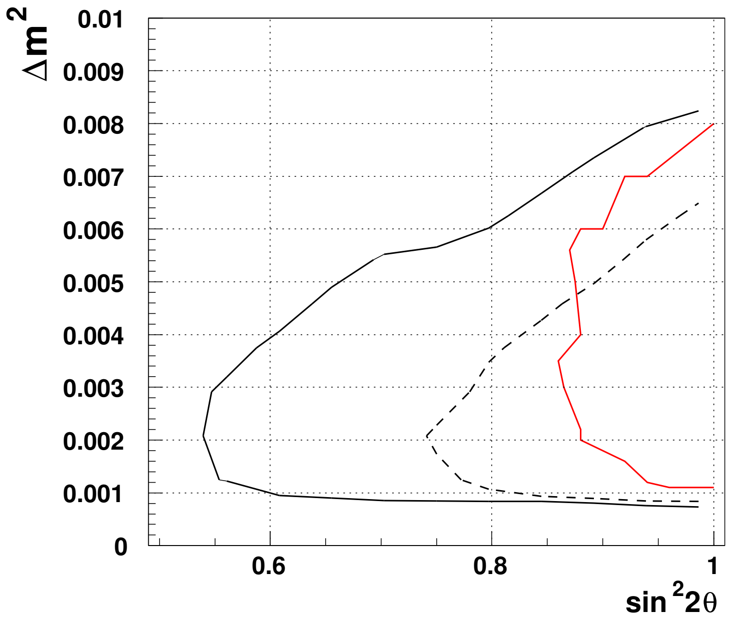

Figure 5.19 : *Région qu'ANTARES pourrait exclure avec la statistique de 3 ans de prise de données sans considérer un effet systématique sur la forme du spectre (continu) et en considérant une incertitude globale de 10% (tirets). La région permise par SuperKamiokande à 90% de degré de confiance est représentée en rouge.*

Conclusions

" ... le poème n'est point fait de ces lettres que je plante comme des clous, mais du blanc qui reste sur le papier."
P. Claudel, *"Cinq Grandes Odes"*

En avril 1999, une proposition d'expérience visant la construction d'un télescope sous-marin à neutrinos avec une surface effective de 0,1 km^2 a été soumise par la collaboration ANTARES.

Le détecteur proposé est le résultat d'une optimisation essentiellement orientée vers la détection des neutrinos de très haute énergie. Néanmoins, le travail exposé dans cette thèse a montré qu'il est aussi performant pour la détection des événements neutrinos contenus (avec des énergies comprises entre une dizaine de GeV et 300 GeV) :

- la résolution sur le zénith des neutrinos est d'environ 5° pour des neutrinos de 20 GeV et descend à environ 3° pour des énergies supérieures à 40 GeV;
- le volume effectif du détecteur est de $8 \cdot 10^4$ m^3 à 20 GeV et croît jusqu'à $2,5 \cdot 10^6$ m^3 à 160 GeV, pour rester ensuite constant;
- quand le point d'interaction du neutrino est contenu dans le volume actif du détecteur, l'énergie du muon est reconstruite par la mesure de son parcours. Une résolution relative meilleure que 30% est obtenue pour des muons avec une énergie supérieure à 20 GeV.

Ces performances rendent le futur détecteur ANTARES particulièrement adapté à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques. Avec environ 1430 événements/an d'une énergie inférieure à 100 GeV attendus en absence d'oscillations, ANTARES devrait être sensible à toute déformation du spectre due aux oscillations avec les paramètres suggérés par SuperKamiokande à 90% de degré de confiance.

En effet, l'analyse des oscillations a montré qu'avec la statistique de 3 ans d'acquisition de données et en l'absence de signal d'oscillation, ANTARES pourrait exclure entièrement la région probable de SuperKamiokande.

Avec une acceptance couvrant un large intervalle en énergie et en angle, ANTARES peut prouver le caractère oscillatoire en mettant en évidence à la fois un minimum et un maximum d'oscillation. Par conséquence, une mesure relativement précise des paramètres d'oscillation est aussi possible pour une vaste région des paramètres d'oscillation.

L'étude présentée dans ce travail est pourtant préliminaire et nécessite encore des améliorations au niveau des performances de l'analyse pour le signal d'oscillation, ainsi qu'en ce qui concerne les estimations des bruits de fond potentiels.

La méthode d'étude des oscillations repose sur l'analyse du spectre en E/L des neutrinos atmosphériques et est indépendante de la normalisation globale de ce flux. Ainsi, elle n'est pas affectée par des effets systématiques liés à cette normalisation. Elle est cependant sensible à toute déformation éventuelle du spectre causée par des effets systématiques produits par la modélisation du flux ou une mauvaise connaissance du détecteur.

Nous avons montré que, même en considérant une incertitude systématique sur la forme du spectre de 10%, le domaine des paramètres exclu par ANTARES couvre encore la plupart de la région probable de SuperKamiokande. Notons aussi que les effets systématiques de l'expérience seront radicalement différents des systématiques de SuperKamiokande, en raison du régime d'énergie beaucoup plus élevé.

Ce travail a montré qu'un télescope à neutrinos peut être un détecteur polyvalent. Il est sensible aux énergies allant d'une dizaine de GeV au-delà du PeV. Les potentiels de physique sont ainsi très importants, de la physique des neutrinos à l'astrophysique, en passant par la recherche indirecte de matière noire.

Annexe A

Les photomultiplicateurs

Un photomultiplicateur est un tube électronique qui convertit la lumière en un signal électrique par effet photoélectrique; pour que le signal électrique soit exploitable, il est amplifié par émission d'électrons secondaires.

La structure de principe d'un photomultiplicateur est présentée dans la figure A.1. Les principales composantes sont:

- une photocathode, qui effectue la conversion du flux des photons incidents en flux d'électrons;
- une optique d'entrée destinée à concentrer tous les électrons issus de la photocathode sur la première électrode du multiplicateur;
- un multiplicateur d'électrons consistant en une succession d'électrodes (dynodes);
- une anode chargée de recueillir le flux d'électrons issu de la dernière dynode du multiplicateur et sur laquelle est prélevé le signal de sortie.

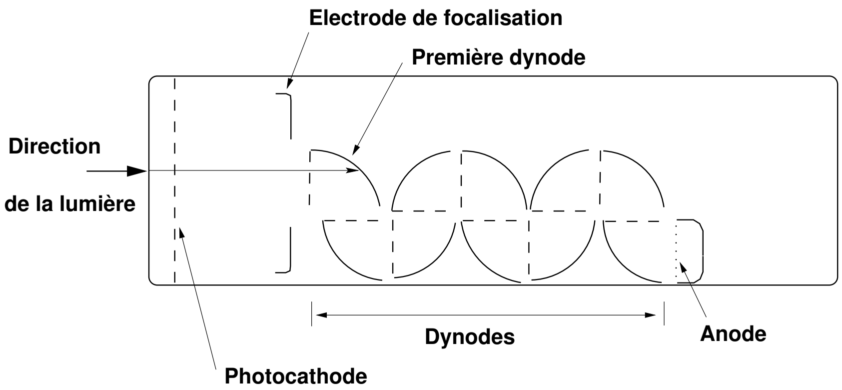

Figure A.1 : *Schéma de principe d'un photomultiplicateur.*

Les électrons émis en différents points de la photocathode sont accélérés par un champ électrique, puis concentrés sur une portion d'aire réduite de la première dynode. Les électrons issus de la première dynode sont accélérés et dirigés sur la deuxième dynode et ainsi de suite. Si le gain de la dynode i est g_i, le nombre d'électrons recueillis par l'anode est

$$n_a = n_k \prod_{i=1}^{N} g_i,$$

où N est le nombre de dynodes du phototube et n_k le nombre d'électrons primaires (émis par la photocathode).

Il est à souligner que le gain g_i de chaque étage du multiplicateur n'est déterminé qu'en valeur moyenne. Une deuxième variable aléatoire caractérisant le multiplicateur est le temps de transit des électrons entre la première dynode et l'anode.

Caractéristiques des photomultiplicateurs

Efficacité quantique — $\rho(\lambda)$

Elle est définie par le rapport entre le nombre moyen d'électrons émis par la cathode et le nombre moyen de photons reçus (rayonnement incident monochromatique).

Efficacité de collection de l'optique d'entrée — η

C'est le rapport entre le nombre moyen d'électrons atteignant la première dynode du multiplicateur et le nombre moyen d'électrons quittant la photocathode.

En dehors de la tension appliquée entre la photocathode et la première dynode, elle varie peu avec la longueur d'onde de la radiation incidente (reliée aux vitesses initiales des photoélectrons) et dépend surtout du point d'émission des électrons sur la photocathode.

Le gain du photomultiplicateur — G

C'est le rapport entre le courant anodique I_a et le courant photoélectrique I_k:

$$G = \frac{I_a}{I_k} = \eta \prod_{i=1}^{N} g_i$$

C'est une fonction qui croît rapidement avec la tension de fonctionnement du photomultiplicateur ($g_i \sim (\Delta U)^{0,7}$).

Temps de montée — t_r

Par convention, t_r est le temps requis pour que l'impulsion anodique augmente de 10% à 90% de sa valeur maximale lorsque le tube est éclairé par une impulsion lumineuse très brève.

Temps de transit — t_t

C'est le temps entre l'instant d'illumination du phototube par une impulsion lumineuse très brève et l'instant d'apparition à l'anode du tube de l'impulsion de courant correspondante.

Cet intervalle de temps fluctue d'une impulsion à l'autre et cela d'autant plus que le nombre d'électrons quittant la photocathode est petit. On définit, en conséquence, un temps de transit moyen t_t, évalué sur un grand nombre d'impulsions lumineuses.

Dispersion de temps de transit — *TTS*

Le temps de transit varie d'un événement à l'autre en fonction du point d'emission du photoélectron sur la photocathode. La dispersion est pratiquement proportionnelle à $1/\sqrt{n_k}$ et dépend aussi de la tension de travail et de la longueur d'onde.

Pour caractériser un phototube, cette dispersion est donnée pour des conditions de fonctionnement en électron-unique et pour toute la surface de photocathode éclairée. Dans ces conditions, la dispersion est maximale.

On considère que la densité de probabilité d'arrivée des électrons à l'anode est représentée par une gaussienne d'écart-type σ:

$$R(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp - \frac{(t - t_t)^2}{2\sigma^2}$$

Courant d'obscurité

C'est le courant enregistré à l'anode, en absence de tout rayonnement.

Résolution en énergie

La proportionnalité de la quantité de lumière avec la charge totale fournie à l'anode (q_a) est vérifiée seulement en moyenne, à cause principalement des fluctuations de gain du tube. Les fluctuations de charge fournie à quantité de lumière constante sont caractérisées par une distribution de probabilité à mi-hauteur Δq_a.

La résolution en énergie est définie par le rapport

$$R_e = \frac{\Delta q_a}{\bar{q}_a} \simeq \frac{1}{\sqrt{\#\mathrm{pe}}},$$

ou $\bar{q}_a$ est la quantité moyenne de charge reçue à l'anode. Elle est inversement proportionnelle à la quantité de lumière sur le photomultiplicateur.

Bibliographie

[1] C. Cowan, F. Reines, F. Harrison, H. Kruse and A. McGuire, Science **124**, 103 (1956).

[2] G. Danby, J-M Gaillard, K. Goulianos, L. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger, Phys. Rev. Lett. **9**, 36 (1962).

[3] M.L. Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **46B**, 121 (1973), M.L. Perl *et al.*, Phys. Lett. B **63**, 466 (1976).

[4] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998); Phys. Lett. B **436**, 25 (1998); hep-ex/9908049, à paraître dans Phys. Lett.

[5] M.S. Longair, "High Energy Astrophysics", Cambridge University Press, 1992.

[6] http://cossc.gsfc.nasa.gov/ ; R.C. Hartman *et al.*, ApJS, 123, 79H (1999).

[7] M. Catanese, T.C. Weekes, astro-ph/9906501 et ses références.

[8] D. Harari, S. Mollerach, E. Roulet, JHEP **08**, 22 (1999).

[9] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966); G.T. Zatsepin et V.A. Kuzmin, JETP Lett. **4**, 78 (1966); R.J. Gould et G.P. Schreder, Phys. Rev. Lett. **16**, 252 (1966).

[10] S. Pelmutter *et al.*, LBL-42230 (1998), astro-ph/9812473; astro-ph/9812133, à paraître dans Ap.J.; A.G. Riess *et al.*, A.J. **116**, 1009 (1998).

[11] E. Andres *et al.*, "The AMANDA Neutrino Telescope : Principle of Operation and First Results", astro-ph/9906205, à paraître dans Astropart. Phys.;
I.A. Belolaptikov *et al.*, Astropart. Phys. **7**, 263 (1997);
S.Bottai, " NESTOR : a Status Report", proceedings ICRC 1999, HE 6.3.08.

[12] The LEP Electroweak Working group, CERN/PPE/95-172.

[13] S.M. Bilenky, C. Giunti, W. Grimus, "Phenomenology of Neutrino Oscillation", hep-ph/9812360.

[14] R.D. Peccei, "Neutrino Physics", hep-ph/9906509, 8th Mexican School of Particles and Fields, Oaxaca de Juarez, Mexico, 20 - 29 Nov 1998.

[15] R. N. Mohapatra, hep-ph/9910365, à paraître dans "Current Aspects of Neutrino Physics", ed. D. Caldwell (Springer-Verlag).

[16] C. Caso et al, The European Physical Journal C3 (1998) mise à jour disponible sur le Web, URL: http://pdg.lbl.gov/.

[17] S.P. Mikheyev, A.Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (441) 1985; Nuovo Cim. C **9**, 17 (1986); L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978).

[18] P. Fischer, B. Kayser, K.S. McFarland, hep-ph/9906244.

[19] B.T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. **496**, 505 (1998).

[20] W. Hampel *et al.*, Phys. Lett. B **447**, 127 (1999).

[21] D.N. Abdurashitov, Phys. Rev. Lett. **77**, 4708 (1996).

[22] K.S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. D **44**, 2241 (1991); Phys. Rev. D **45**, 2170E (1992).

[23] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81**, 1158 (1998).

[24] J. N. Bahcall, P.I. Krastev, A. Yu. Smirnov, Phys. Rev. D **58**, 096016 (1998).

[25] S. Biller, proceedings ICRC 1999, HE 4.1.17.

[26] Borexino Collaboration, Astropart. Phys. **8**, 141 (1998); Phys. Lett. B **422**, 349 (1998).

[27] T. Stanev, astro-ph/9907018.

[28] M. Aglietta *et al.*, Europhys. Lett. **8**, 611 (1989).

[29] K. Daum *et al.*, Z. Phys. **C66**, 417 (1995).

[30] W.W.M. Allison *et al.*, Phys. Lett. B **391**, 491 (1997); hep-ex/9901024, à paraître dans Phys. Lett. B.

[31] R. Becker-Szendy *et al.*, Phys. Rev. D **46**, 3720 (1992).

[32] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B **433**, 9 (1998).

[33] M. Messier, "Evidence for Neutrino Mass from Observations of Atmospheric Neutrinos with Super Kamiokande", thèse de doctorat, Boston University (1999).

[34] G.L. Fogli *et al.*, Phys. Rev. D **59**, 117303 (1999).

[35] P. Lipari, M. Lusignoli, hep-ph/9907421.

[36] M. Apollonio *et al.*, Phys. Lett. B **420**, 397 (1998) et hep-ex/9907037.

[37] G. Gratta, "Neutrino Oscillation Experiments at Nuclear Reactors" in "Sixth Topical Seminar on Neutrino and Astro-Particle Physics", San Miniato 1999, à paraître dans Nuclear Physics B (Proc. Suppl.).

[38] P. Astier *et al.*, Phys. Lett. B **424**, 16 (1999)

[39] CHORUS Collaboration, "New results on the $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillation search with the CHORUS detector", hep-ex/9907015 à paraître dans " 19th International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy : LP '99 Stanford, CA, USA".

[40] C. Athanassopoulos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1774 (1998); Phys. Rev. **C 58**, 2489 (1998).

[41] T. Jannakos (KARMEN Collaboration), "The KARMEN limit on $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ oscillation and its implication for the LSND result" dans "Sixth Topical Seminar on Neutrino and Astro-Particle Physics", San Miniato 1999, à paraître dans Nuclear Physics B (Proc. Suppl.).

[42] K. Eitel, hep-ex/9909036.

[43] Y. Declais *et al.*, Nucl. Phys. B **434**, 503 (1995).

[44] G.G. Raffelt, "Stars as Laboratories for Fundamental Physics", The University of Chicago Press, Chicago, 1996.

[45] 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 Paris VII (1999).

[46] G. Ingelman, M. Thunman, Phys. Rev. D **54**, 4385 (1996).

[47] F. Montanet, "Neutrinos from cosmic rays interaction with galactic matter", ANTARES-Phys/1999-018 et ses références.

[48] S. Yoshida *et al.*, Astrophys. J. **479**, 547 (1997).

[49] E. Waxman, J. Bahcall, Phys. Rev. D **59**, 023002 (1999) et E. Waxman, "High Energy Cosmic Rays and Neutrinos", dans "Sixième atelier international de physique souterraine et d'astro-particules", TAUP99.

[50] F.W. Stecker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2697 (1991), Erratum **69**, 2738 (1992); R.J. Protheroe, astro-ph/9607165.

[51] G. Sigl *et al.*, Phys. Lett. B **392**, 129 (1997); U.F. Wichoski *et al.*, hep-ph/9805419.

[52] R. Porrata, "The Energy Spectrum of Pointlike Events in AMANDA-A", thèse de doctorat, University of California (1997).

[53] F. Bernard, "Rates of different types of contained events in a deep underwater neutrino telescope", ANTARES-Phys/1999-015.

[54] S. Basa, "On the possibility to detect supernovae explosions with a deep underwater neutrino telescope", ANTARES-Phys/1998-003.

[55] F. Bernard, thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, en préparation.

[56] R. Gandhi *et al.*, Phys. Rev. D **58**, 93009 9 (1998).

[57] R. Gandhi *et al.*, Astropart. Phys. **5**, 81 (1996).

[58] G. Sigl, Phys. Rev. D **57**, 3786 6 (1998).

[59] M. Carena *et al.*, Phys. Rev. D **58**, 95003 (1998); A. Doncheski, R. W. Robinett, Phys. Rev. D **56**, 7412 (1997) et ses références.

[60] H. L. Lai *et al.*, Phys. Rev. D **51**, 4763 (1995) et Phys. Rev. D **55**, 1280 (1997).

[61] K. Woschnagg, "Optical Properties of South Pole Ice at Depths from 140 to 2300 Meters", proceedings ICRC 1999, HE.4.1.15.

[62] J. R. Zaneveld, "Optical Properties of the Keahole-DUMAND site", dans "Proceedings of the 1980 International DUMAND Symposium", Vol. I, ed. V.J. Stenger, pp. 1-8.

[63] E. G. Anassontzis *et al.*, "Light transmissivity in the NESTOR site", Nucl. Instr. Meth. A **349**, 242 (1994).

[64] P. Bauleo, A. Goobar, J. Rodriguez Martino , "UV-enhancement of Photomultiplier Response: A Study of Wavelength Shifters for the AMANDA/IceCube Detector", à paraître dans Nucl. Instr. Meth. A.

[65] J. Jacobsen, "Simulating the Detection of Muons and Neutrinos in Deep Antarctic Ice", Ph. D. thesis, University of Wisconsin-Madison (1996).

[66] C. Cârloganu, "Muon Interactions at High Energies", ANTARES-Phys/1998-013 et ses références.

[67] E.V. Bugaev *et al.*, hep-ph/9803488.

[68] A. Dziewonski, "Earth Structure, Global", in "The Encyclopedia of Solid Earth Geophysics", édité par D. E. James (Van Nostrand Reinhold, New York, 1989), p. 331.

[69] F. Montanet, communication privée.

[70] ANTARES proposal, astro-ph/9907432.

[71] ANTARES Conceptual Design Report, en préparation.

[72] S. Basa, H. Lafoux, "Photomultiplier Specifications for the ANTARES project", ANTARES-Opmo/1999-001.

[73] D. Lachartre, F. Feinstein, N. de Botton, "Introduction à l'ARS1 Analogue Ring Sampler", ANTARES-Elec/1999-001.

[74] F. Cassol, "Line 4 data analysis", ANTARES-Slow/1998-001.

[75] J. Carr, F. Feinstein, A. Pohl, ANTARES-Elec/1999-002 et J. Carr, A. Pohl, ANTARES-Elec/1999-003.

[76] R. Bland, D. Hubbard, H. Le Provost, S. Loucatos, ANTARES-Elec/1999-004.

[77] N. Palanque-Delabrouille, proceedings ICRC 1999, HE 6.3.18.

[78] The ANTARES collaboration, astro-ph/9910170, à paraître dans Astropart. Phys.

[79] N. Palanque-Delabrouille, proceedings ICRC 1999, HE 6.3.20.

[80] N. Palanque-Delabrouille, communication privée.

[81] C.D. Mobley, "Light and Water. Radiative Transfer in Natural Waters", Academic Press, 1994.

[82] P.B. Price, Apl. Optics 36, 1965 (1997).

[83] F. Bernard, ANTARES Software Meeting, 6.11.1998.

[84] G. Ingelman, J. Rathsman, A. Edin, "LEPTO version 6.3 — The Lund Monte Carlo for Deep Ineslastic Lepton-Nucleon Scattering", ISSN 0418-9833 (1995).

[85] J. Brunner, ANTARES-Soft/1998-005 et ses références.

[86] A. Kouchner et L. Moscoso, "A generator of muon fluxes: GEM (GEnerator of Muons) V1_0", ANTARES-Soft/1999-001.

[87] A. Okada, ICRR-Report-319-94-14, ISSN 1340-3745 (1994).

[88] C. Forti *et al.*, Phys. Rev. D **42**, 3668 (1990).

[89] C. Cârloganu, "An Event Generator for High Energy Neutrinos : PointX", ANTARES Internal Note, en préparation.

[90] P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. D **44**, 3543 (1991).

[91] W. Rhode, C. Cârloganu, in "Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes", DESY-Zeuthen, Germany, July 6-9, 1998, ed. C. Spiering, DESY-PROC-1999-01, July 1999.

[92] GEANT, "Detector Description and Simulation Tool", CERN program library W5013.

[93] C. Cârloganu, ANTARES Software meeting, 10.12.1997.

[94] P. Antonioli *et al.*, hep-ph/9705408.

[95] J. Brunner, ANTARES Software Meeting, 6.11.1998.

[96] C. Wiebusch, "The Detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes", thèse de doctorat, PITHA/95/37, RWTH-Aachen (1995).

[97] S. Navas, L. Thomson, "KM3 User Guide and Reference Manual", ANTARES-Soft/1999-011.

[98] 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 (1999).

[99] S. Navas, "A Comparison between GEASIM and KM3 Generators", ANTARES-Soft/1999-002.

[100] H. Lafoux, "K40 Simulation", ANTARES-Opmo/1999-002.

[101] P. Payre, ANTARES Software Meetings, 6.05.1997, 10.12.1997.

[102] C. Cârloganu, J. Carr, "On the Atmospheric Neutrino Oscillation Study in ANTARES", ANTARES-Phys/1999-014.

[103] V. Stenger, "Track Fitting for the Dumand Octogon, HDC-1090", Univ. Hawaii (1990).

[104] F. Bernard, "Simulations 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 (1997).

[105] F. Cassol, ANTARES Software Meeting, 6.07.1999.

[106] M. Ambrosio *et al.*, Phys. Lett. B **434**, 451 (1998); hep-ex/9807009 à paraître dans Astropart. Phys.

[107] MONOLITH Progress Report soumis à SPSC et Gran Sasso (LNGS-LOI 20/99, CERN/SPSC 99-24, 26/08/1999).

[108] Y. Tserkovnyak *et al.*, hep-ph/9907450 et G. Battistoni *et al.*, hep-ph/9907408, à paraître dans Astropart. Phys.

[109] V. Agrawal, T.K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. D **53**, 1314-1323 (1996).

[110] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, S. Midorikawa, Phys. Rev. D **52**, 4985-5005 (1995).

[111] L. V. Volkova, Sov. J. Nucl. Phys. **31** (1980) 784.

[112] T. Sanuki *et al.*, "A Precise Measurement of Cosmic-Ray Proton Spectrum with BESS Spectrometer", ICRC 1999.

[113] P. Lipari, hep-ph/9905506.

[114] M. Honda, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **77**, 140-145 (1999).

[115] L. Pasquali, M.H. Reno, I. Sarcevic, Phys. Rev. D **59**, 093003 (1999).

[116] M. Thunman, P. Gondolo, G. Ingelman, Astropart. Phys. **5**, 309 (1996).

[117] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).

[118] CTEQ Collaboration, H. Lai *et al.*, Phys. Rev. D **51**, 4673 (1995).

[119] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts, Phys. Lett. B **306**, 145 (1993).

[120] E. Zas, F. Halzen, R.A. Vázques, Astropart. Phys. **1**, 297 (1993).

[121] L.V. Volkova, W. Fulgione, P. Galeotti, O. Saavedra, Nuovo Cim. C **10**, 465 (1987).

[122] D. S. Sivia, "Data Analysis, A Bayesian Tutorial", Oxford University Press, 1998.

[123] C. Cârloganu, " Expected performances of two multistring detector geometries for oscillation studies", ANTARES-Phys-99-017.

[124] P. Payre, "Etude d'étalonnage", ANTARES Software meeting, 14.10.1998.

Caractérisation des performances à basse énergie du futur télescope sous-marin à neutrinos ANTARES et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques

Résumé :

Les potentiels de découverte des télescopes à neutrinos sont très importants en astrophysique, physique des neutrinos ainsi que dans la recherche de matière noire. Une proposition d'expérience pour la construction d'un tel télescope sous-marin a été soumise en avril 1999 par la collaboration ANTARES. Les performances à basse énergie (d'une dizaine de GeV à 300 GeV) du détecteur envisagé sont caractérisées. La résolution sur le zénith des neutrinos est d'environ 5° pour des neutrinos avec une énergie de 20 GeV et descend à 3° pour des énergies entre 40 et 300 GeV. Le volume effectif du détecteur varie entre $8 \cdot 10^4$ m^3 à 20 GeV et $2,5 \cdot 10^6$ m^3 entre 160 et 300 GeV. Une résolution en énergie meilleure que 30% est obtenue pour des muons avec une énergie supérieure à 20 GeV, engendrés par des neutrinos interagissant dans le volume du détecteur. De telles performances rendent le futur détecteur ANTARES particulièrement adapté pour l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques. Avec la statistique de 3 ans d'acquisition de données, ANTARES peut mesurer les paramètres d'oscillation avec une précision meilleure que 33% (meilleure que la précision possible pour SuperKamiokande) pour une vaste région des paramètres d'oscillation.

Mots-clés : ANTARES, neutrino, télescope, oscillations, muons, astrophysique, matière noire

The low energy performance of the future neutrino telescope ANTARES and its application to the study of atmospheric neutrino oscillations

Abstract :

The neutrino telescopes have important discovery potentials in astrophysics, neutrino physics and dark matter searches. A proposal for the construction of such a telescope in the Mediterranean Sea was made in April 1999 by the ANTARES collaboration. The low energy performance (tens of GeV - 300 GeV) of the proposed detector is characterised. The resolution on the neutrino zenith angle is about 5° for 20 GeV neutrinos and improves to 3° between 160 and 300 GeV. The detector effective volume varies between $8 \cdot 10^4$ m^3 at 20 GeV and $2.5 \cdot 10^6$ m^3 between 160 and 300 GeV. An energy resolution better than 30% is obtained for muons with energies higher than 20 GeV, for neutrinos interacting in the detector volume. The detector is therefore well suited for the study of atmospheric neutrino oscillations. With 3 years of data taking, ANTARES can measure the oscillation parameters with a precision better than 33% (better than the SuperKamiokande precision) for a large region of the parameter space.

Keywords: ANTARES, neutrino, telescope, oscillations, muons, astrophysics, dark matter