Université de Paris 7 - Denis Diderot
UFR de Physique

THESE

présentée par

Antoine Kouchner

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS VII

Spécialité : Champs, Particules, Matières

POSSIBILITÉ D'OBSERVATION, PAR LE TÉLESCOPE ANTARES, DE NEUTRINOS DE HAUTE ÉNERGIE ASSOCIÉS AUX SURSAUTS GAMMA ET VALIDATION DES TECHNIQUES DE DÉTECTION À L'AIDE D'UN PROTOTYPE

soutenue le 23 avril 2001, devant le jury composé de

MM.	François Vannucci	*président*
	John Carr	*rapporteur*
	Bernard Degrange	
	Luciano Moscoso	*directeur de thèse*
	Michel Spiro	*rapporteur*

Remerciements

Tout d'abord, je souhaite sincèrement remercier Luciano Moscoso, mon directeur de thèse. Dès notre première rencontre, il a su m'enseigner les enjeux d'Antares et m'inciter ainsi à transformer mon intêret pour l'expérience en une très belle aventure. Durant ces trois années de confiance, son ouverture d'esprit et son enthousiasme n'ont cessé de me porter. Je le remercie d'avoir été si attentif et stimulant. Luciano est pour moi un exemple.

Je remercie Michel Spiro, Pascal Debu et Joël Feltesse pour leur acceuil au service de physique des particules du DAPNIA.

J'exprime également toute ma gratitude aux membres du Jury. Merci à François Vannucci d'avoir bien voulu en prendre la présidence. Bien qu'après tout, il soit en partie «coupable», avec Luc Valentin, de m'avoir initié au «monde subatomique». Merci infiniment aux rapporteurs : à Michel Spiro qui, malgré un emploi du temps chargé, a accepté de jeter un regard critique sur le manuscrit, et à John Carr qui a suivi attentivement le déroulement de ma thèse en me communiquant régulièrement ses encouragements. Merci enfin à Bernard Degrange d'avoir gentiment accepté de prêter son temps à mes travaux.

Je voudrais aussi témoigner ma reconnaissance envers tous ceux avec qui j'ai travaillé pendant cette thèse et notamment l'équipe toute entière qui a participé au déploiement et à l'exploitation du prototype. Merci plus particulièrement à Patrice Payre dont les idées fulgurantes m'ont beaucoup impressionné et à Charling Tao qui a mis toute son énergie à essayer de comprendre les problèmes qui n'ont pas manqué de surgir.
Merci également au groupe de Saclay au sein duquel je me suis senti parfaitement à l'aise. Merci à Thierry Stolarczyk, toujours présent, de m'avoir incité, jour après jour, à soigner aussi la forme et à lire les manuels avant de tenter quelque chose. Je remercie également sincèrement Nathalie Palanque-Delabrouille avec qui j'ai eu plaisir en plusieurs occasions de travailler et qui m'a fait l'amitié de relire le manuscrit. Merci à Dick pour ses discussions passionantes et sympathiques et à Sotiris pour son soutien. Merci à Jean-Pierre Schuller et Patrick Lamare d'avoir fait appel à mois plusieurs fois pour les sorties en mer, ce qui m'a permis de porter un regard différent sur l'expérience.

Merci encore à tous ceux qui, sans le savoir, m'ont aidé et avec qui j'ai passé de bon moments, à Saclay, en réunion de collaboration, ou en d'autres lieux : merci à Anne, alter ego s'il en est, à Cristina, Olga, Doriane, Yan, Alain. Merci aux plus jeunes de Saclay : Andrea, Bruno, Frédéric Dé., Frédéric De., Gianni, Gilles, Mélanie, Nathalie, Raphaël et Vincent ainsi qu'à mes autres camarades de DEA : Sophie, Benjamin et bien d'autres encore... Et puis merci surtout à mon ami Yahya qui ne sait sans doute pas assez tout le bien que je pense de lui.

Merci enfin à ma soeur Camille et à mon frère Julien pour leur complicité quotidienne. Et Merci avec un grand «aime» à Céline.

Table des matières

Introduction

La détection de neutrinos issus de la supernova 1987A, fin février 1987, a constitué la première observation de neutrinos émis hors du système solaire. Cet événement exceptionnel est considéré comme la première observation astronomique au moyen de neutrinos[1]. Elle a révélé de nombreuses informations sur les mécanismes de la mort des étoiles et a conforté la communauté scientifique dans l'idée d'utiliser les neutrinos, notamment à plus haute énergie, pour observer le ciel.
Les neutrinos sont le seul recours pour une astronomie de précision à haute énergie et sur des distances cosmologiques. Les sources potentielles de neutrinos cosmiques, de par leur éloignement et la quantité d'énergie qu'elles dégagent, sont des objets d'observation utiles pour tenter de comprendre les origines de l'Univers et la physique des énergies extrêmes. Les neutrinos offrent ainsi la possibilité d'ouvrir une nouvelle fenêtre en énergie ($E > TeV$) sur l'Univers, ce que les photons, messagers plus traditionnels en astrophysique, ne permettent pas.

La première partie de la thèse débute par un résumé des enjeux de l'«astronomie neutrino» de haute énergie. Les mécanismes d'émission de neutrinos sont brièvement exposés, ainsi que les principales sources potentielles de neutrinos, telles que les vestiges de supernovae ou les galaxies à noyau actif.
La méthode de détection fait l'objet du second chapitre. Il y est question de l'interaction des neutrinos et des muons avec la matière, et la technique de Tcherenkov à eau y est décrite. C'est également dans ce chapitre que sont présentés les différents projets en cours, l'accent étant naturellement mis sur la description du télescope Antarès (acronyme de «Astronomy Neutrino Telescope with Abyss environmental RESearch» et nom d'une géante rouge de la constellation du Scorpion, visible dans l'hémisphère sud).
Les performances du télescope sont exposées, en termes de résolution angulaire, de résolution spectrale, de surface de détection et d'efficacité de reconstruction dans le troisième chapitre. Elles sont établies à partir de nouvelles simulations, plus complètes que celles qui ont servi pour la proposition d'expérience, et de nouveaux algorithmes de reconstruction, encore en cours d'amélioration.
Dans cette première partie de la thèse, il est plus particulièrement question des possibilités de mise en évidence de corrélations entre la détection de neutrinos de

[1] A l'exception des neutrinos solaires, observés depuis la fin des années soixante.

haute énergie et celle de sursauts gamma. Les sursauts gamma sont de très courtes émissions ($\sim$ 10 s) de rayons gamma aux alentours de 100 keV dont l'origine reste énigmatique. Le modèle le plus favorisé (modèle de la «boule de feu») invoque des mécanismes de production hadroniques auxquels devrait s'associer une émission de neutrinos de haute énergie ($\sim 10^{14}$ eV). Le chapitre 4 est donc consacré à la détection de neutrinos issus des sources de sursauts gamma. Une étude détaillée des propriétés temporelles des sursauts du 4^{e} catalogue de BATSE y est entreprise afin d'optimiser les paramètres de la détection.

La construction d'un télescope à neutrinos comme Antarès constitue un véritable défi technique. Les principales difficultés résident dans le déploiement des éléments du télescope -les lignes de détection, hautes de plusieurs centaines de mètres- et dans l'agencement global du détecteur, incluant les connexions sous-marines à une profondeur inaccessible aux plongeurs. Compte tenu des courants marins et du temps nécessaire au déploiment des lignes dans des conditions météorologiques toujours changeantes, il semble imprudent de déployer d'aussi grandes structures sous forme d'un bloc rigide. Les lignes de détection du télescope Antarès sont des lignes autonomes, souples et donc sujettes à se déformer sous l'influence des courants. Aussi, elles doivent être equipées d'appareils de surveillance acoustique afin de connaître la position spatiale relative de chaque sous-élément avec une précision de l'ordre de quelques cm, condition nécessaire pour la reconstruction des trajectoires des muons avec une résolution angulaire meilleure que le degré.

Pour se convaincre de la faisabilité technique du projet, la collaboration Antarès a procédé à l'immersion, fin 1999, d'une ligne prototype, de conception comparable aux prochaines lignes. Les résultats obtenus à l'aide de cette ligne sont exposés dans la deuxième partie de la thèse.
Une description générale du démonstrateur, relié à la côte par un câble électro-optique de $\sim$ 40km, est donnée au chapitre 5, ainsi que les résultats du système de positionnement acoustique.
Un jeu de 7 photomultiplicateurs, disposés le long de la ligne, a pu être utilisé pour la reconstruction de traces de muons atmosphériques descendants. La méthode de décodage des signaux analogiques, après transmission à travers le câble, est décrite dans le chapitre 6.
Enfin, le septième chapitre présente les résultats de la reconstruction. La méthode d'ajustement y est expliquée. Les données sont comparées aux événements simulés, engendrés dans la haute atmosphère et propagés jusqu'au détecteur avant d'être reconstruits.

Première partie

Astronomie de haute énergie. L'exemple des sursauts gamma

Chapitre 1

Neutrinos astrophysiques

La physique des neutrinos s'étend sur plus de 20 ordres de grandeur en énergie comme le montre la figure 1.1 où sont représentés les flux issus de certaines sources. Les domaines scientifiques qui y sont associés concernent à la fois la physique des particules, la physique nucléaire, l'astrophysique et la cosmologie. Les propriétés singulières du neutrino lui confèrent un statut exceptionnel. Il est à la fois candidat à la matière sombre, un moyen indirect de rechercher cette matière sombre, et un messager unique pour l'observation du ciel à haute énergie.
Ce chapitre est une présentation [1] rapide des neutrinos et des enjeux scientifiques qui s'y rattachent, plus spécifiquement à haute énergie.

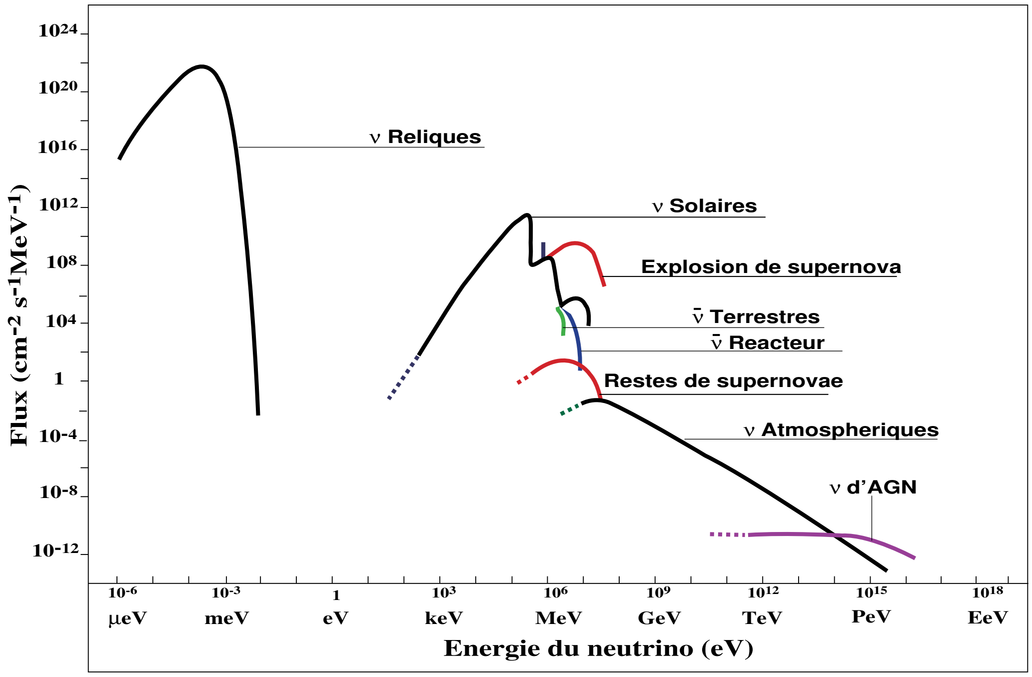

FIG. 1.1: *Le spectre des neutrinos s'étend sur plus de 20 décades en énergie.*

1.1 Les neutrinos

1.1.1 Découverte des neutrinos

Découverte des neutrinos électronique ν_e

Lors des recherches sur la désintégration β, à la fin de l'année 1930, la communauté des physiciens se trouve confrontée à un problème délicat : l'énergie des électrons émis par les noyaux radioactifs présente un spectre continu, alors qu'on s'attendait, selon le principe de conservation de l'énergie, à ce qu'il soit discret. Et tandis que Niels Bohr suggère de remettre en question ce principe, Wolfang Pauli a une toute autre idée : une autre particule que l'électron, échappant à la détection, est émise. Pauli nomme cette particule le neutron. Le neutron actuel est découvert par Chadwick en février 1932, et c'est à cette occasion qu'Enrico Fermi propose le nom de neutrino pour la particule suggérée par Pauli, avant d'achever la rédaction de sa théorie de la désintégration β. Dès lors quelques physiciens tentent de mettre en évidence cette particule. Cela prendra un certain temps, mais assez tôt quelques propriétés sont énoncées : son spin est 1/2, sa masse est très petite et sa section efficace d'interaction «fantastiquement faible» selon les affirmations de Hans Bethe et Rudolf Peierls en 1934. A l'époque, ils la jugent inférieure à 10^{-44} cm^2.
Au départ, les recherches se concentrent essentiellement sur la détection indirecte du neutrino, notamment avec la première expérience souterraine à laquelle participent Allen et Crane, dans le métro de Londres à 30 m sous terre. Ces efforts fournissent bien sûr des limites, mais ne permettent pas de trancher sur l'existence du neutrino. Aussi, sous l'impulsion du physicien américain Luis Alvarez, en 1949, l'idée d'une tentative de détection directe prend naissance.
Au printemps 1953, Reines et Cowan montent une expérience dans ce sens à l'aide de scintillateurs. Le dispositif est installé auprès du réacteur nucléaire de Hanford. Le principe est le suivant : les (anti)neutrinos constituent un faisceau qui vient heurter les protons du scintillateur, qui se transforment en neutrons en émettant un positron (réaction β-inverse). Les signaux lumineux sont mis en évidence par des photomultiplicateurs. Une coïncidence retardée entre le signal du positron et celui de la capture du neutron constitue la signature du neutrino. Reines et Cowan sont sur la bonne voie (ils annoncent d'ailleurs leur résultat en 1953), mais le bruit de fond résiduel reste trop important pour conclure définitivement. Sur le même principe qu'à Hanford, ils se remettent à l'ouvrage et construisent un détecteur plus grand à Savannah River, achevé en 1956. Le neutrino électronique est alors mis en évidence [2].
Sur le plan théorique, une question majeure est soulevée en 1937 par Ettore Majorana. Il s'agit de savoir si, comme l'affirme ce dernier, le neutrino est sa propre anti-particule, contrairement à ce que propose la théorie de Paul Dirac. La question reste toujours ouverte de nos jours, même si des tentatives de réponses sont abordées, grâce aux expériences de désintégration $\beta\beta$ [3].

Découverte du neutrino muonique ν_μ

Le neutrino muonique ν_μ, celui que nous cherchons principalement à détecter dans le cadre de l'expérience Antarès, n'est mis en évidence qu'en 1962 [4]. A cette époque, en effet, on en connaît davantage sur les interactions faibles. On sait en particulier que les mésons π et K se désintègrent en μ en émettant un neutrino, et que ce μ se désintègre à son tour en électron en libérant deux neutrinos (il s'agit là du mécanisme classique de production de neutrinos à la fois dans les gerbes atmosphériques et au niveau des sources astrophysiques ; nous y revenons en détail au paragraphe 1.2.2). Dès 1959, Melvin Schwartz propose d'étudier l'interaction avec la matière des neutrinos résultants de la désintégration des pions produits auprès d'un accélérateur. L'idée est simple : un faisceau de proton de 15 GeV est envoyé sur une cible de béryllium. Les pions produits, instables, se désintègrent environ 2 μs après en libérant un μ et un ν. En interposant d'épais blindages de fer sur plus de 10 mètres, on est sûr que seuls les neutrinos subsistent. Reste à mettre en évidence les produits de l'interaction de ces neutrinos avec la matière. Cette étape est assurée dans un détecteur composé de couches alternatives d'aluminium et de chambres à étincelles. Les traces laissées sont celles de μ et il n'y a aucun signe d'électrons. On en déduit que le neutrino produit en association avec le muon a une nature différente du ν_e. Le ν_μ est ainsi identifié à Brookhaven.

Découverte du neutrino tauique ν_τ

L'existence du neutrino tauique a été postulée en 1975, après la découverte du lepton τ [5]. Il a fallu attendre 25 années avant la mise en évidence [6] par la collaboration DONUT[1] (Fermilab E872). Elle utilise un faisceau de protons de 800 GeV qui interagit sur un blindage de tungstène de 36 m d'épaisseur. La désintégration des mésons charmés issus de l'interaction des protons est à l'origine du faisceau de neutrinos ν_τ. Ces neutrinos sont ensuite suceptibles d'interagir dans des émulsions qui sont analysées ultérieurement lors de la recherche de vertex. La topologie recherchée est celle de la réaction :

$$\nu_\tau + N \longrightarrow \tau + X \tag{1.1}$$

puis de la désintégration du τ en μ + énergie manquante.
Environ 4 millions de déclenchements ont été enregistrés pour $3,54 \times 10^{17}$ protons sur cible, ce qui a conduit à l'examen de 898 candidats. Le recherche précise d'un vertex adapté a fait chuter la statistque à 262 événements.
L'analyse de 203 d'entre eux a enfin conduit à 4 topologies satisfaisantes, autrement dit à la découverte de 4 ν_τ.

[1]Direct Observation of Neutrino Tau

1.1.2 Les trois familles de neutrinos

Existe-t-il encore d'autres neutrinos associés à des saveurs différentes ? Des éléments de réponse ont été donnés par l'astrophysique et par la cosmologie, et la physique des particules a précisé le tout en 1990. Exposons rapidement les trois argumentations :

- Presque toute l'énergie dégagée par l'explosion d'une étoile (supernova) est emportée sous forme de neutrinos. En supposant que cette énergie se partage équitablement entre les neutrinos des différentes familles, et en tenant compte de la section efficace d'interaction de chacun d'entre eux, on déduit facilement un nombre de familles. Ce calcul a été effectué en février 1987 quand la supernova SN1987A à été observée : le nombre de saveurs est inférieur à 4.
- En cosmologie on peut déduire ce nombre de la nucléosynthèse primordiale et plus exactement de l'abondance de ^4He à l'instant où le proton et le neutron se découplent des interactions faibles. En effet l'abondance d'hélium est fonction du rapport η du nombre de baryons au nombre de photons, lui-même fonction du nombre de familles de neutrinos. La conjonction des valeurs de η favorisées par les quantités observées de ^3He, ^7Li et D, avec l'abondance de ^4He favorise 2, plutôt 3 et en tous cas moins de 4 familles de neutrinos.
- Le mystère sur le nombre de familles de neutrinos est levé par la précision des mesures effectuées au LEP sur la masse du Z et sur sa durée de vie. Le Z est susceptible de se désintégrer en une paire de $\nu\overline{\nu}$. Plus le nombre de familles augmente et plus la durée de vie du Z diminue. Or en vertu du principe d'incertitude on a la relation

$$\Gamma.\tau = \hbar$$

  où τ est le temps de vie moyen de la particule et Γ sa largeur naturelle. Aussi, en observant la distribution du nombre d'événements mesurée au LEP en fonction de l'énergie initiale autour du pic correspondant à la masse du Z ($91,2$ GeV), on accède aisément à sa durée de vie. En 1992 le chiffre officiel était de $3,02 \pm 0,04$ familles de neutrinos ayant une masse inférieure à $M_Z/2$. Aujourd'hui les mesures se sont encore affinées et le nombre de familles de neutrinos établi par le LEP est de $2,99 \pm 0,01$.

Malgré ces succcès, de nombreux mystères entourent encore les neutrinos (masse, nature). Ces interrogations fondamantales ont d'importantes conséquences et pourraient bien aider à mieux comprendre, non seulement le devenir, mais la nature de l'Univers. Une displine récente, l'«astronomie neutrino», est en voie d'apporter sa propre contribution à cette tâche immense. Ses enjeux sont résumés dans le paragraphe suivant.

1.2 Astronomie avec des neutrinos

Observer le ciel à haute énergie et sur des distances cosmologiques exige que les messagers de l'observation aient des propriétés bien spécifiques que seuls les neutrinos possèdent.
Pourtant le photon a toujours constitué pour les astronomes un intermédiaire privilégié et irremplaçable. Il a permis de faire des découvertes majeures sur plus de 18 ordres de grandeur tout au long du spectre électromagnétique. A haute énergie ($\sim$TeV), il a récemment conduit à la mise en évidence de phénomènes parmi les plus violents de l'Univers et encore mal compris : l'observation de sursauts gamma, la probable présence de trous noirs supermassifs au sein de certaines galaxies, la diversité des pulsars et des quasars... Mais plus les énergies mises en jeu sont importantes et plus le potentiel d'observation des photons diminue. Ce phénomène s'explique par l'interaction des photons avec la matière interstellaire (gaz, poussière...), sur le fond micro-onde, relique du «big-bang», sur le fond infra-rouge (résidu de la formation des galaxies), ainsi que sur le fond radioélectrique. Ce phénomène appelé effet «GZK» (Greisen-Zatsepin-Kuz'min) [7, 8] est illustré figure 1.2.

A titre indicatif, un photon γ de 1 TeV, peut difficilement provenir d'une source d'éloignement supérieur à 700 Mpc [2]. La distance minimale est atteinte aux alentours du PeV : le libre parcours moyen n'est alors que de l'ordre des dimensions de la galaxie[3] ! Les observations en rayons γ de haute énergie se cantonnent donc à des zones relativement proches de l'Univers. En outre, à cause de l'absorption par la matière, les photons ne permettent pas l'exploration des milieux denses (donc opaques). Pour contourner ces obstacles, il faut utiliser des messagers interagissant peu.
Une autre possibilité est offerte par les rayons cosmiques hadroniques. Mais les particules chargées sont déviées par les champs magnétiques galactique et extragalactique, ce qui emphêche de connaître la direction de la source observée. L'influence des champs magnétiques devient négligeable aux énergies extrêmes ($\gtrsim 10^{20}$ eV), mais se pose alors de nouveau le problème de l'effet GZK qui réduit le champ d'observation. Par ailleurs, si à ultra-haute énergie, la trajectoire d'un proton est globalement rectiligne, le temps de parcours des particules, lui, ne peut être connu avec précision, ce qui empèche par exemple de confronter les observations avec les données recueillies auprès d'autres expériences et de faire des corrélations avec d'autres messagers. Il faudrait pour cela une particule neutre. Le neutron n'est pas un candidat satisfaisant dans la mesure où son temps de vie ($\sim$ 15 minutes pour un neutron au repos) est trop court pour qu'il puisse parcourir de longue distance : à titre d'exemple, un neutron de 10^{20} eV ne parcourt qu'environ 1 Mpc.
En somme, l'astronomie de haute énergie requiert, pour sonder l'Univers sur de grandes distances, des messagers neutres pour préserver la directionnalité, et interagis-

[2] $1 \text{ pc} = 3,262 \text{ années} - \text{lumière} = 3,0856 \times 10^{16} \text{ m} = 206265$ unités astronomiques

[3] Cette effet maximum correspond au seuil de création de paires e^+e^- d'un photon de haute énergie sur un photon de 2, 7 K

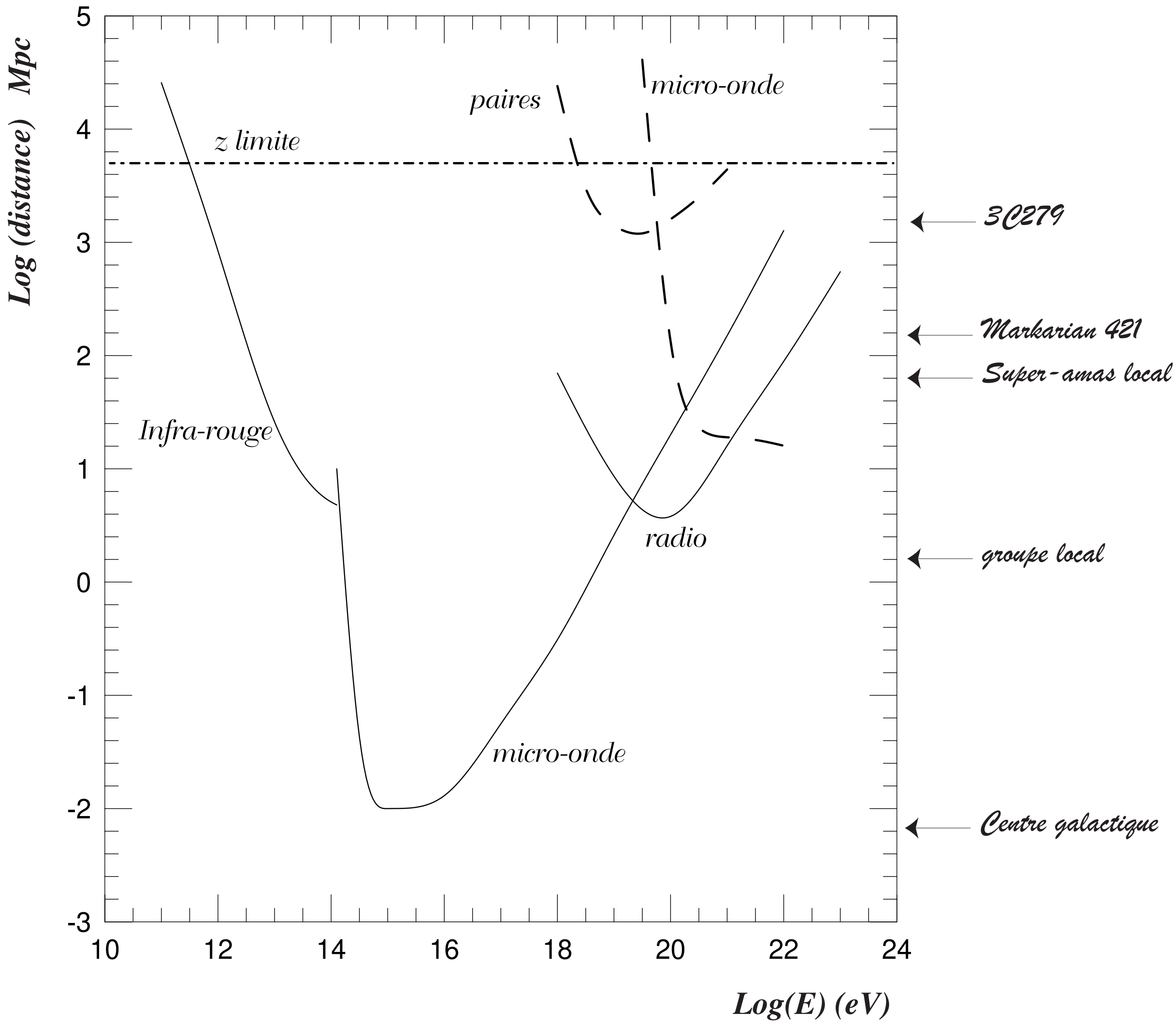

FIG. 1.2: *Illustration de l'effet «GZK» : les courbes en trait plein représentent la longueur d'interaction sur les fonds cosmologiques (infra-rouge, micro-onde et radio), d'un photon en fonction de son énergie. Les courbes en pointillés concernent l'interaction de protons : à plus basse énergie, les phénomènes de création de paires ($e^+ e^-$) dûs aux champs magnétiques de l'Univers dominent, tandis qu'à plus haute énergie c'est l'interaction sur le corps noir qui contraint le libre parcours moyen. Pour fixer les idées, les distances à des objets connus sont indiquées sur l'échelle de droite. La limite sur le décalage spectral z correspond à la limite de validité de la correspondance linéaire entre le décalage spectral et la distance. Au delà, il faut tenir compte de la courbure du continuum espace-temps.*

sant faiblement de façon à favoriser l'exploration des régions denses, et éloignées. Le neutrino est un candidat naturellement adapté : il permet ainsi d'ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation sur l'Univers (avec le potentiel de découverte que cela suppose) représentée schématiquement sur la figure 1.3

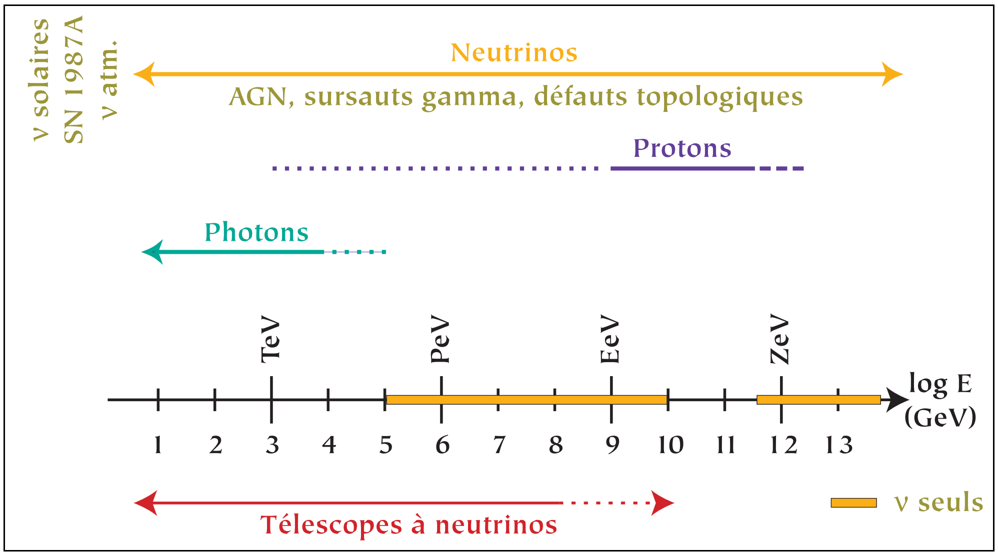

FIG. 1.3: *Panorama des messagers permettant de sonder l'Univers sur de grandes distances, en fonction de l'énergie. Les neutrinos sont présents partout, et, sur toute une zone du spectre, ils sont les seuls à permettre des observations astronomiques.*

1.2.1 Rayons cosmiques

Les rayons cosmiques primaires constituent un flux isotrope de noyaux atomiques et de particules élémentaires qui bombardent l'atmosphère terrestre au rythme d'environ 1000 par mètre carré et par seconde. Lorsque ces particules pénètrent l'atmosphère et entrent en collision avec les noyaux d'azote et d'oxygène, elles produisent des générations successives de particules secondaires, détectables au sol.

Le spectre en énergie des particules observées (figure 1.4), qui s'étend sur une très grande gamme et varie sur plus de 23 ordres de grandeur est caractérisé par une loi de puissance d'indice spectral γ :

$$I(E) = \frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad \text{où} \quad \gamma \simeq \begin{cases} 2,7 & \text{pour } E < E_1 \\ 3,0 & \text{pour } E_1 < E < E_2 \\ 2,7 & \text{pour } E > E_2 \end{cases} \tag{1.2}$$

On observe expérimentalement deux changements d'indice spectral. Le premier survient aux alentours de 10^{15} eV (E_1) et est nommé «genou», tandis que le second intervient à environ 10^{19} eV (E_2) et est appelé «cheville» (voir aussi figure 1.10 pour un schéma plus explicite de ces appellations).

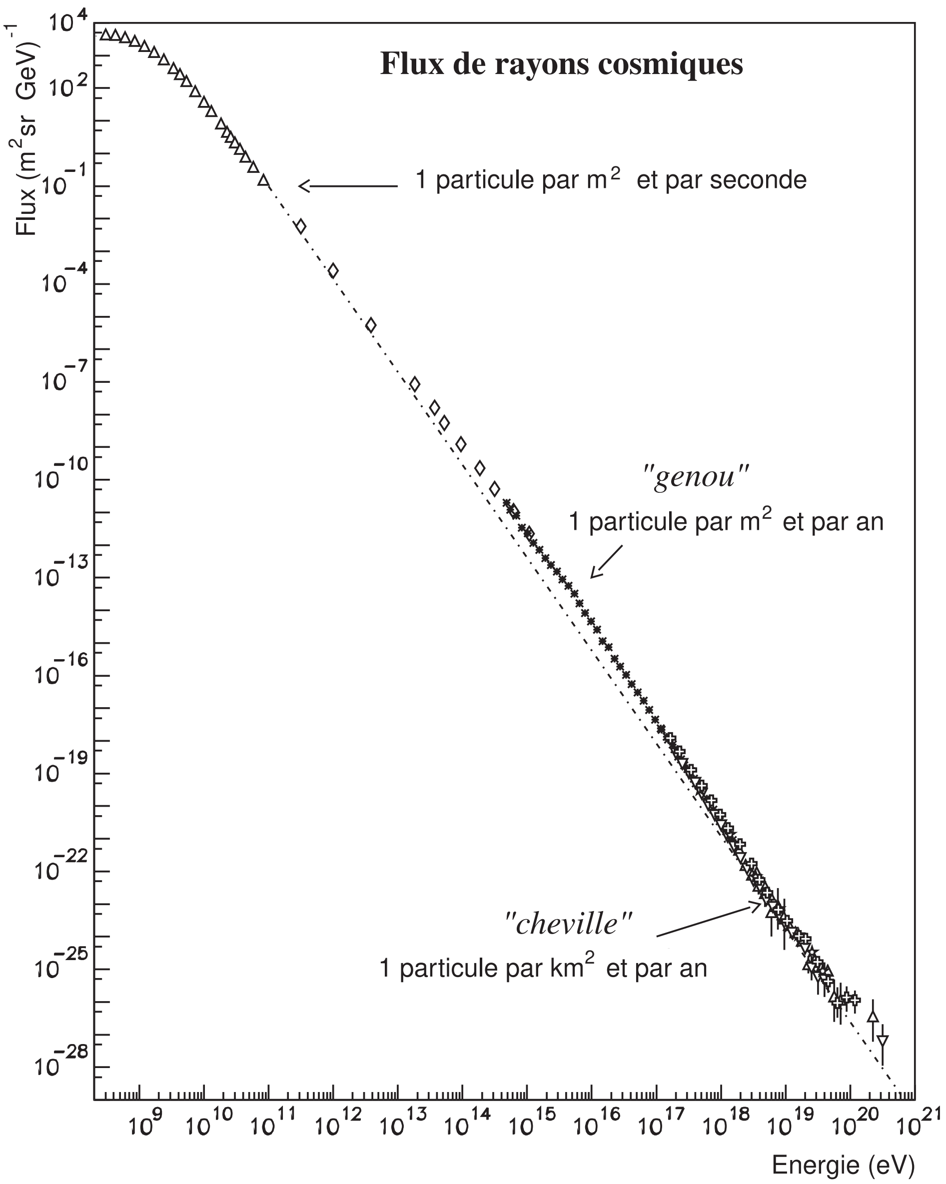

FIG. 1.4: *Spectre des rayons cosmiques [9] (toutes particules) en échelle* $\log - \log$. *La ligne droite en pointillés représente un spectre en* E^{-3} *pour fixer les idées. Les données expérimentales proviennent des expériences : LEAP, Proton, Akeno, AGASA, fly's eyes, Averah park, Yakutsk.*

La mise en évidence des rayons cosmiques de plus de 10^{15} eV a été établie, via l'observation des grandes gerbes atmosphériques, en 1938 par P. Auger et R. Maze. Il est généralement admis que les particules d'énergie inférieure au «genou» sont d'origine galactique tandis qu'au-delà de la «cheville» les particules sont de provenance extragalactique. La valeur la plus élevée (3.0) de l'indice spectral pourrait être due aux rayons cosmiques qui se libèrent du champ magnétique galactique.
A plus basse énergie, la composition des particules primaires est relativement bien connue. Entre le TeV et le PeV, elle est d'environ [10] :

- 50% de protons,
- 25% de particules α,
- 13% de C, N, O,
- 13% de fer,
- $< 1\%$ d'électrons,
- $\sim 0.1\%$ de photons.

A plus haute énergie, seule l'énergie totale de la gerbe peut être reconstruite et la composition initiale est difficile à déterminer. Les récentes observations font état d'un changement dans la composition massique des éléments entre 10^{17} et 10^{18} eV ; tendant ainsi à montrer que les particules présentes au-delà de la «cheville» sont vraisemblablement des protons d'origine extragalactique [11]. Ceci d'autant que la composante régulière du champ magnétique galactique courbe la trajectoire des rayons cosmiques de sorte que le rayon de gyration d'une particule de charge Ze est donné par :

$$\rho \simeq 10^2 \frac{E}{ZB} \tag{1.3}$$

où ρ s'exprime en kpc, E en unité de 10^{20} eV, et B en μG[4]. Il en découle qu'aux grandes énergies ($E > 10^{19}$ eV), les rayons de courbure deviennent supérieurs aux dimensions caractéristiques de la galaxie (10 kpc) : les particules s'échappent et ne peuvent être observées à l'intérieur de la galaxie. En ce sens les observations au delà de la cheville serait d'origine extragalactique.
Une autre interrogation majeure réside dans les mécanismes d'accélération des particules. En deça du «genou», on parvient à expliquer les données expérimentales par l'accélération, via le mécanisme de Fermi du 1^er^ ordre [12] de particules chargées par des ondes de chocs répétitives sur des objets magnétisés tels que des plasmas relativistes. Mais ce mécanisme ne peut parvenir à expliquer les particules observées à des énergies macroscopiques[5].

Les nouveaux projets de télescope, comme le projet au sol Auger [13] et le projet de satellite EUSO [14], qui devraient voir le jour dans les années à venir devraient aider à lever le voile sur ces questions encore très mystérieuses. De même, l'analyse de

[4]Dans la voie lactée, le module du champ magnétique vaut environ $3\,\mu$G, les directions sont désordonnées. Le module du champ intergalactique est inférieur 1 nG

[5]A ce jour, l'événement le plus énergétique a été observé par le télescope Fly's eye. Son énergie est estimée à 3×10^{20} eV $\simeq 50$ J.

la contribution de neutrinos de haute énergie au flux des particules cosmiques devrait permettre d'éclairer nos connaissances sur les mécanismes d'accélération et les sources de production de ces rayons cosmiques.

1.2.2 Mécanismes de production

Les mécanismes susceptibles de produire des neutrinos de haute énergie sont toujours des processus hadroniques : un proton de haute énergie interagit avec une particule cible de plus faible énergie (un noyau ou un photon), ce qui engendre des mésons (en majorité des pions) dont les produits de désintégration libèrent des neutrinos. Ce mécanisme est schématisé par les réactions ci-après :

$$
\begin{array}{llllllll}
p/A + p/\gamma \longrightarrow & \pi^0 & + & \pi^+ & + & \pi^- & + \ldots \\
& \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & \\
& \gamma + \gamma & & \mu^+ + \nu_\mu & & \mu^- + \overline{\nu}_\mu & \\
& & & \downarrow & & \downarrow & \\
& & & e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu & & e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu &
\end{array}
$$

Ce mécanisme requiert généralement la présence de champs magnétiques intenses susceptibles de piéger les particules accélérées (électrons, protons, ions) dans des zones de confinement. Les électrons perdent leur énergie par rayonnement synchrotron et produisent ainsi des photons de basse énergie qui constituent alors une cible pour les protons de haute énergie. Les réactions photo-hadroniques nécessitent de franchir un certain seuil (le seuil de production d'un pion par un proton sur un photon de 3 keV est de l'ordre de 100 TeV) ; les pions produits sont donc quasiment au repos dans le référentiel du plasma de particules, souvent ultra-relativiste.
Le flux de neutrinos issus de ces désintégrations peut être décrit par la relation [12] :

$$
\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{I(E_\nu)}{1 - Z_{NN}} \left(1.0 + \frac{A_{\pi,\nu}}{1 + B_{\pi,\nu}(\cos\theta)\frac{E_\nu}{\epsilon^c_\pi}} + 0.635 \; \frac{A_{K,\nu}}{1 + B_{K,\nu}(\cos\theta)\frac{E_\nu}{\epsilon^c_K}} + X \right) \tag{1.4}
$$

où

- I représente le flux de particules primaires,
- θ est leur angle d'incidence (par rapport à la cible),
- A, B et Z_{NN} sont des constantes caractéristiques des interactions et dépendantes du spectre initial.

Les contributions les plus importantes de l'équation 1.4 proviennent de la désintégration des pions et des kaons. Le terme X rend compte de la désintégration des mésons de saveurs lourdes.
Le rapport des flux de neutrinos $\Phi_{\nu_\mu+\overline{\nu}_\mu}$ et de photons Φ_γ est variable suivant les

contraintes cinématiques et la densité de la cible. Les simulations permettent d'aboutir, indépendamment de l'énergie, à la relation :

$$\Phi_{\nu_\mu+\overline{\nu}_\mu} = A\,\Phi_\gamma \tag{1.5}$$

où $A \sim 0,5$ dépend de l'indice spectral initial [15]. La relation 1.5 peut être utilisée pour estimer les flux de neutrinos attendus par extrapolation des données des catalogues d'observation en photons.
Lorsque les pions se désintègrent, ils libèrent ainsi des particules de très haute énergie. Les photons issus de la désintégration des π^0 ne peuvent pas tous s'échapper (le plasma est opaque pour les photons de haute énergie), tandis que les neutrinos se libèrent presque sans contraintes. C'est pourquoi, si l'opacité de la source n'est pas convenablement traitée, normaliser les flux de neutrinos prédits sur la base des observations de photons de haute énergie pourrait, dans certains cas, revenir à sous-estimer la contribution réelle des neutrinos.
En supposant que les photons de haute énergie créés par les processus photo-hadroniques soient à l'origine du fond diffus de photons extragalactiques de haute énergie, on peut fixer des limites supérieures sur le flux de neutrinos associés [16]. De même, on peut supposer que les rayons cosmiques de très haute énergie sont produits par ce même processus et fixer également des limites supérieures sur les flux de neutrinos. Mais ces limites sont pour le moment très controversées. Nous y revenons au paragraphe 1.2.4. Auparavant, il convient de citer les objets les plus fréquemment évoqués pouvant produire des neutrinos de haute énergie.

1.2.3 Les sources potentielles

Sources galactiques

Vestiges de supernovae Le phénomène de la supernova est rare ; il ne se produit dans une galaxie qu'une à deux fois par siècle. Il s'agit de l'explosion spectaculaire d'une étoile, qui libère alors une quantité d'énergie de l'ordre de 10 % de la luminosité totale de la galaxie. Dans notre voisinage immédiat, les deux cas les plus connus sont le Crabe dont l'explosion, survenue en 1054, a été rapportée dans les écrits des astronomes chinois, et beaucoup plus récemment SN 1987A. Lors de l'explosion[6], une importante quantité de matière est libérée (ejecta). Les ondes de choc associées accélèrent les particules jusqu'à des énergies de l'ordre du PeV en suivant le mécanisme de Fermi du premier ordre, de sorte que les supernovae sont fréquemment évoquées comme les sources principales de rayons cosmiques jusqu'au «genou». De même elles sont a l'origine de rayons gamma de haute énergie [20] et pourraient être à l'origine

[6] Les télescopes à neutrinos ont un seuil en énergie trop haut pour observer les traces de neutrinos issus de l'explosion elle-même de l'étoile. Néanmoins, l'observation, en corrélation avec plusieurs détecteurs, d'un excès sur la majorité des cellules élémentaires du détecteur, des taux de comptage (dûs à la lumière Tcherenkov émise consécutivement à l'interaction de neutrinos électroniques) pourrait, comme ce fut le cas pour SN 1987A, signer l'explosion [17, 18, 19]

d'un flux détectable de neutrinos [21].
Le rapport du flux de neutrinos au flux de photons $\frac{\Phi_{\nu_\mu+\overline{\nu}_\mu}}{\Phi_\gamma}$ dépend de l'indice spectral associé au flux de photons. Son estimation varie entre $0,4$ et $0,9$. Pour la nébuleuse du Crabe, par exemple, le flux de neutrinos induits par interaction $p-p$, au dessus d'un seuil d'énergie E, et pour un spectre de proton dans l'ejecta $\propto E_p^{-2,2}$, peut s'écrire [22] :

$$\phi_\nu \sim 8,3 \times 10^{-13} \left(\frac{E}{TeV}\right)^{-1.2} \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$$

ce qui pourrait impliquer, pour un télescope d'une surface de détection de l'ordre de 1 km^2, un taux d'événements compris entre 1 et 30 par an (selon la valeur de l'indice spectral).
D'autres mécanismes, associés aux jeunes supernovae, sont suceptibles d'aboutir à l'émission de neutrinos. Dans certains cas, en effet, après l'explosion, l'étoile termine sa vie sous forme de pulsar (souvent une étoile à neutrons) au sein de la nébuleuse (c'est la cas du Crabe), engendrant alors un puissant champ magnétique ($B \sim 10^{12}$ G). Les noyaux libérés par l'explosion peuvent alors se désintègrer par interaction avec le champ magnétique et conduire à des neutrons qui s'échappent de la coquille et se désintègrent en protons produisant, par le mécanisme exposé au paragraphe 1.2.2, un flux de photons et de neutrinos observables. La courbe étiquetée «jeune SNR» de la figure 1.8 est un exemple de prédiction de flux de neutrinos pour une source localisée à 10 kpc (le crabe se situe à 2 kpc), 0,1 année après l'explosion, et pour une période de pulsation de 5 ms [22].

Systèmes binaires D'autres objets galactiques pourraient être à l'origine de neutrinos de très haute énergie. C'est le cas des systèmes binaires émettant du rayonnement X. Il s'agit là d'un objet compact (le plus souvent une étoile à neutrons ou un trou noir) à l'origine d'un champ magnétique, bien plus important que le champ magnétique interstellaire, et d'une étoile compagnon lui transférant une importante quantité de masse, faisant ainsi naître un disque d'accrétion (figure 1.5). Les protons accélérés peuvent ainsi entrer en collision avec les cibles que constituent le disque lui-même ou l'étoile compagnon, libérant alors des neutrinos et des photons. Au début des années 80, des γ très énergétiques (10^{14}

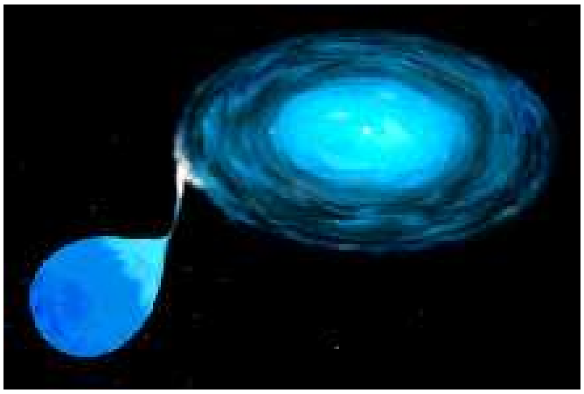

FIG. 1.5: *Exemple de système binaire avec disque d'accrétion. Généralement, ce disque se forme autour d'un objet compact plus massif. L'étoile compagnon, de masse inférieure, est attirée vers l'objet compact jusqu'à ce que son atmosphère soit happée et commence à former le disque.*

eV) ont en effet été détectés en provenance des systèmes binaires «Cygnus-X3» [23, 24] et «Hercule-X1 ».
Pour expliquer l'accélération des protons à de hautes énergies, il existe plusieurs hypothèses :

- l'une repose sur la conversion de l'énergie libérée par l'accrétion (grâce à la différence de vitesse entre l'étoile à neutron et le disque d'accrétion) en énergie cinétique. L'idée générale est la suivante : les lignes de champ interceptent le disque d'accrétion, donnant ainsi naissance à un champ électrique $\vec{E} \propto \vec{v} \wedge \vec{B}$, ce qui conférerait aux particules chargées une énergie au delà de 10^{16} eV. Ce modèle est connu sous le nom de mécanisme de dynamo [25].
- d'autres s'affranchissent du disque d'accrétion dont la formation peut, dans certains cas, être empêchée par le vent violent de particules provenant de l'étoile à neutrons : ce même vent peut être à l'origine de collisions ultra-énergétiques avec l'atmosphère de l'étoile compagnon par exemple, et de ce fait engendrer des particules aux énergies qui nous intéressent.

Régions denses De manière générale, toutes les régions denses de la galaxie sont des sources potentielles de neutrinos de hautes énergie puisque les rayons cosmiques peuvent y interagir (interaction $p-p$) et déclencher les cascades d'interactions secondaires aboutissant aux neutrinos.

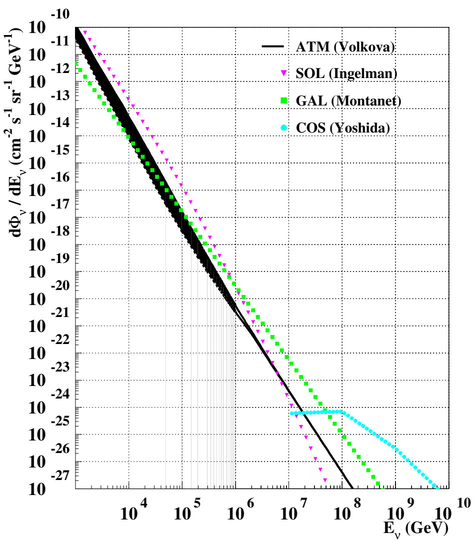

FIG. 1.6: *Neutrinos issus de l'interaction des rayons cosmiques sur des régions denses de la galaxie (Soleil [27], plan galactique [28]) et sur le rayonnement fossile [29]. Le flux des neutrinos atmoshériques est également représenté [30].*

Deux sources requièrent une attention particulière :

- le Soleil, d'une part, a fait l'objet de plusieurs calculs aboutissant à une prédiction du flux de neutrinos avec [26] ou sans [27] oscillations de neutrinos. Un exemple de flux est montré figure 1.6. Il se fonde sur l'interaction des particules cosmiques avec l'atmosphère solaire et tient également compte de l'absoption des neutrinos dans les régions denses du Soleil. Pour des énergies supérieures à 100 GeV, il est raisonnable de faire l'hypothèse $\Phi_{\nu_\mu} \propto E_{\nu_\mu}^{-\gamma}$ avec $1.75 < \gamma < 2.45$; l'incertitude étant essentiellement due aux fluctuations du champ magnétique solaire. Même si la valeur la plus faible semble être plus volontiers acceptée [31], toute la gamme reste compatible avec les obervations de EGRET et la limite fournie sur le flux de rayons gamma en provenance du Soleil [32].

- le centre galactique, d'autre part, visible uniquement dans l'hémisphère sud. En effet, le spectre de rayons gamma (> 1 GeV) semble dominé par les photons issus de la désintégration des π^0 produits par l'interaction des rayons cosmiques avec le milieu interstellaire. Le signal attendu, qui est fonction de l'épaisseur de la colonne-cible, a été estimé à partir de la méthode exposée dans le manuel [12] et en prenant pour hypothèse un flux constant sur le disque galactique et un indice spectral équivalent à celui mesuré localement [28] (voir aussi figure 1.6).

En suivant le même raisonnement, il convient de citer également les neutrinos issus de l'interaction des rayons cosmiques sur les fonds cosmologiques. Il ne s'agit plus ici de sources galactiques, ni de sources localisées, mais d'un fond diffus isotrope. Plusieurs prédictions sont représentées sur la figure 1.6.

Sources extragalactiques

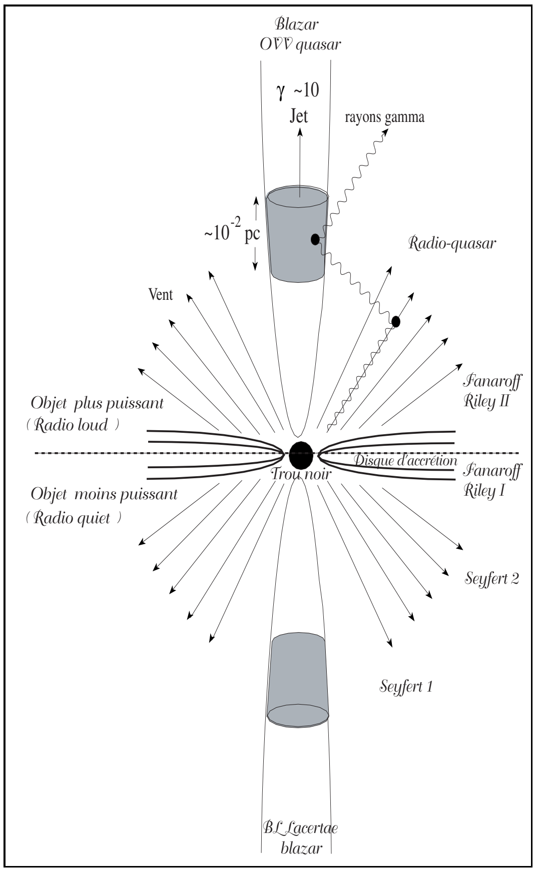

FIG. 1.7: *Classification des différents types de noyaux actifs de galaxie en fonction de leur intensité et de la ligne de visée de l'observateur.*

Noyaux actifs de galaxie (AGN pour «Active Galactic Nuclei») Ces galaxies d'un nouveau type ont été découvertes en 1963 grâce à leur émission radioélectrique. Elles sont impossibles à distinguer des étoiles sur les clichés du ciel. C'est pourquoi nombre d'entre elles ont été appelées des quasars (pour «quasi-stellar sources»). Dans le domaine des ondes radio, elles se caractérisent par une émission très intense en provenance d'une région très localisée au centre des galaxies. Il est aujourd'hui admis que se trouve dans cette région un trou noir supermassif (de masse 10^4 à 10^{10} fois la masse du Soleil). Les extrêmes luminosités observées (10^{42} à 10^{48} erg.s^{-1} [33]) seraient dues à l'accrétion de matière autour de ce trou noir. Grâce à ces luminosités intrinsèques très grandes, qui en font les objets les plus puissants de l'Univers, on peut détecter les AGN à des distances bien plus grandes que les autres galaxies : les décalages spectraux mesurés sont souvent plus grands que l'unité. A la perpendiculaire du plan d'accrétion, un jet de particules intense et variable est expulsé, qui peut produire des émis-

sions de photons très énergétiques dans le domaine gamma. Les AGN proches Mkr 501 et Mkr 421 (de décalage spectral respectif $z = 0,034$ et $z = 0,031$) ont par exemple été observés par les télescopes Tcherenkov au sol à plusieurs dizaines de TeV [34, 35, 36, 37]. Lorsque les jets sont orientés vers l'observateur, comme pour ces exemples, on parle alors de «blazar». La terminologie des noyaux actifs de galaxie est assez complexe ; elle dépend entre autres de la direction de visée de l'observateur par rapport au disque d'accrétion et de l'intensité de l'émission. Néanmoins des tentatives d'unification de ces objets ont été entreprises. Un résumé est illustré figure 1.7. Les noyaux actifs de galaxie constituent une des sources extragalactiques les plus prometteuses quant à l'emission de rayons cosmiques et de neutrinos de haute énergie. Leur étude est d'autant plus importante que les mécanismes sous-jacents d'accélération sont encore peu connus et ne sauraient refléter pour le moment une théorie consensuelle. Certains modèles favorisent des mécanismes de production hadronique similaires à ceux décrits au paragraphe 1.2.2, tandis que d'autres ne mettent en jeu que des processus électromagnétiques. La production de neutrinos par les modèles hadroniques pourrait avoir lieu soit dans les jets [38, 39, 40] soit au coeur de l'AGN [41]. Des hypothèses différentes fournissent des prédictions variant sur plusieurs ordres de grandeur. Les données γ (et les contreparties X ou visible) actuellement disponibles ne permettent pas de trancher entre ces modèles, ni même de distinguer une production hadronique d'une production électromagnétique (voir par exemple les interprétations des émissions corrélées en X et en γ de Mkr 501 [42, 43]). En effet, les récentes observations établies avec les télescopes au sol sont compatibles avec une production entièrement électromagnétique dûe aux électrons accélérés par le trou noir : à basse énergie, les émissions pourraient être attribuées au rayonnement synchrotron des électrons, à plus haute énergie, c'est par effet «Compton inverse»[7] qu'on pourrait expliquer les observations.
Il va sans dire que l'indication la plus convaincante permettant de dissocier les deux modèles sera donnée par l'observation ou non d'un flux de neutrinos associé.

Phénomènes inattendus

L'observation du ciel sur toutes les longueurs d'onde du spectre électromagnétique a permis d'affuter notre connnaissance des objets cosmiques qui nous entourent, mais elle a surtout été la source de découvertes inattendues. L'observation du ciel en micro-ondes a, par exemple, abouti de façon fortuite à la découverte du rayonnement fossile (1965). En radio, ce sont les radio-galaxies (1966) puis les pulsars (1968) qui ont été découverts, tandis que l'observation en rayons gamma a permis la mise en évidence des sursaut gamma (voir le chapitre 4 pour plus de détails sur les circonstances de cette découverte). Compte-tenu du potentiel de découverte des neutrinos de haute énergie (schématisé figure 1.3), on peut paradoxalement s'attendre à observer des phé-

[7]Réaction inverse de l'effet Compton. Les électrons de haute énergie entrent en collision avec les photons mous (issus du synchrotron de ces mêmes électrons), leur fournissant ainsi une énergie supérieure.

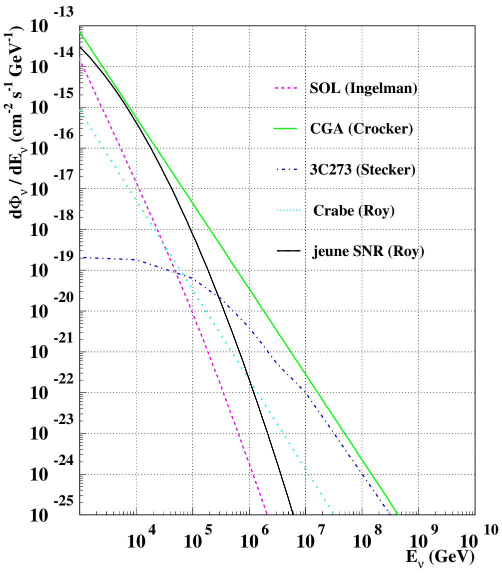

FIG. 1.8: *Flux de neutrinos issus de sources ponctuelles identifiables en tant que telles. Sont représentés le centre galactique (CGA [44]), le Soleil [27], la galaxie 3C273 [45], le Crabe [22], et un flux générique de neutrinos issus d'une jeune supernova [22].*

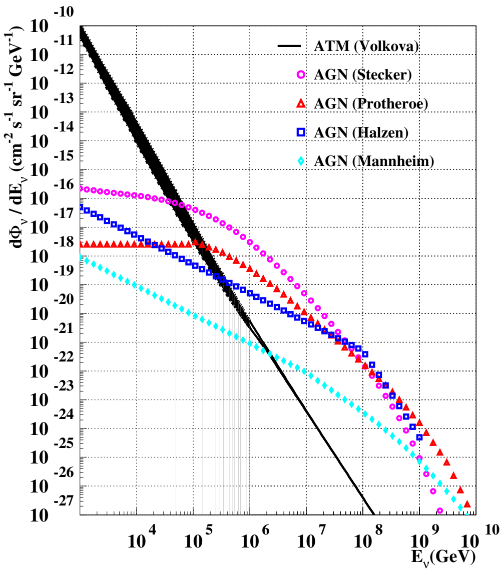

FIG. 1.9: *Flux diffus de neutrinos issus de galaxies à noyaux actifs. les références de chacun des flux présentés sont données dans le texte. Le flux de neutrinos atmosphériques est donné par [30].*

nomènes inattendus, ce qui constitue une motivation suplémentaire à la construction de télescopes à neutrinos cosmiques.

1.2.4 Limites supérieures sur les flux de neutrinos ?

Les observations actuelles des flux de rayons γ de haute énergie (EGRET, $E_\gamma >$ MeV) et de rayons cosmiques (figure 1.10) permettent d'établir des limites supérieures sur les flux de neutrinos issus de sources diffuses comme les galaxies à noyaux actifs ou les sources de sursauts gamma.

Le spectre observable de rayons cosmiques fournit généralement la limite la plus restrictive. Récemment Waxman et Bahcall [46] (WB) ont établi sur ce mode une limite qu'ils considèrent indépendante des modèles. Cette limite, si elle est valide, pourrait exclure la plupart des modèles présentés au paragraphe 1.2.3. En particulier, elle impliquerait que les processus hadroniques (décrits au paragraphe 1.2.2) ayant lieu dans les jets des noyaux actifs de galaxie ne sont pas à l'origine du fond diffus gamma observé, et par conséquent que les flux de neutrinos établis sur ces observations sont surestimés. Mais cette limite n'est pas consensuellement acceptée [47]. Un large débat est ouvert, et plusieurs limites différentes (sur plus de deux ordres de grandeurs) sont

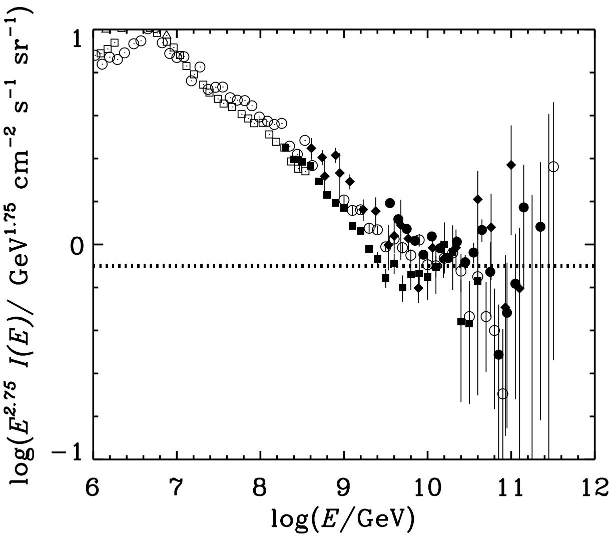

FIG. 1.10: *Spectre des rayons cosmiques au delà du genou. La droite en pointillés représente la quantité maximale de protons dans le spectre des rayons cosmiques, d'après les travaux de Mannheim et al. [49]. Elle correspond à l'équation 1.7.*

proposées.
Dans tous les cas les limites sont établies en utilisant les hypothèses suivantes :

1. Ce sont les neutrons, non prisonniers des champs magnétiques, qui s'échappent des zones de confinement des sources et se convertissent en protons observables ($\Phi_{rc}(E)$) par désintégration β ;
2. Les champs magnétiques qui règnent dans l'Univers n'ont pas d'influence sur le flux de protons observés à haute énergie ;
3. Le spectre des rayons cosmiques (protons) extra-galactiques injectés par les sources suit une loi de puissance (spectre $\propto E^{-\eta}$).
4. Le spectre doit être ensuite normalisé au moyen des observations expérimentales.

La première hypothèse n'est généralement pas contestée, même si les différents auteurs mettent en garde sur ses implications : certaines sources pourraient être opaques aux rayons cosmiques et par là-même induire des flux de neutrinos bien supérieurs aux limites présentées. C'est pourquoi Mannheim, Protheroe et Rachen [49] (MPR) fournissent une large bande pour limite supérieure sur le flux de neutrinos en jouant sur l'opacité aux neutrons de la source, et donnent également une limite établie sur la base des observations des satellites gamma.
La seconde hypothèse est également commune aux limites de WB et MPR. Cependant, ces derniers précisent que pour des énergies inférieures à $\sim 10^8$ GeV l'influence des champs magnétiques sur des grandes distances pourrait jouer un rôle plus important, du fait des pertes en énergie des protons. Les observations s'en trouveraient biaisées et les flux de neutrinos augmentés.

Enfin, la troisième hypothése est la plus controversée. Mannheim, Protheroe et Rachen reprochent à Waxman et Bahcall d'utiliser un spectre particulier en E^{-2}, qui selon eux s'applique sans doute aux objets de plus basse luminosité de type *BL lacertae* comme Mkr 501, mais sans doute pas à toutes les sources. C'est pourquoi MPR préfèrent un spectre établi à partir de l'hypothèse 1 et qui se traduit par la relation :

$$\Phi_{\nu_\mu}(E) \propto A\,\Phi_{rc}(E/\zeta) \tag{1.6}$$

où A et ζ dépendent des facteurs de conversion de l'énergie des protons primaires en neutrons et neutrinos et de la densité de photons-cibles dans les sources, qui varie avec l'énergie comme $n(E) \propto E^{-\alpha-1}$ (α étant généralement pris égal à 1 pour les galaxies à noyaux actifs et nul pour les sources de sursauts gamma.)
Le quatrième point diffère également entre WB et MPR. Les premiers normalisent leur spectre en E^{-2} en utilisant les données disponibles au delà de 10^{10} GeV [8] formulant ainsi l'hypothèse que toutes les sources susceptibles de produire des neutrinos émettent des rayons cosmiques jusqu'à ces énergies extrêmes [48], tandis que les seconds préfèrent étendre la normalisation sur plusieurs ordres de grandeur à plus basse énergie. Le spectre utilisé (valable pour $3 \times 10^6 < E\,(\mathrm{GeV}) < 10^{12}$) :

$$N_{p,obs} = 0,8 \times \left(\frac{E}{\mathrm{GeV}}\right)^{-2,75} \qquad \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}\,\mathrm{GeV}^{-1} \tag{1.7}$$

est représenté en pointillés sur la figure 1.10.

Les limites supérieures sont représentées figure 1.11. Ces discussions autour des limites supérieures théoriques soulignent largement l'importance de la construction de télescopes à neutrinos pour obtenir de véritables valeurs expérimentales qui permetteront de valider ou d'infirmer les hypothèses de départ.

1.2.5 Physique exotique

D'autres types de sources de neutrinos de très haute énergie, comme les défauts topologiques, peuvent être pris en compte. Engendrés par la transition de phase brisant la symétrie intervenue lors de l'Univers primordial, ces défauts topologiques peuvent être de natures diverses : monopôles magnétiques ou encore cordes cosmiques.
Différents modèles ont été proposés pour expliquer la présence d'un flux de neutrinos associés à ces hypothétiques sources. Les cordes cosmiques peuvent par exemple perdre leur énergie par émission d'ondes gravitationnelles ou bien encore s'effondrer sur elles-mêmes. Ces processus engendrent l'emisson de particules A supermassives (jusqu'à 10^{16} GeV/c^2) se désintégrant rapidement en leptons et en quarks et produisant ainsi par émission secondaire un flux de neutrinos d'énergie typique $\sim m_A$ [51, 52, 53].

[8]Waxman et Bahcall partent d'un taux de production local ($z = 0$) d'énergie de 10^{44} erg Mpc^{-3} an^{-1} et le font évoluer avec le décalage spectral de manière à obtenir une limite minimale, à partir de laquelle ils dérivent leur limite sur le flux de neutrinos.

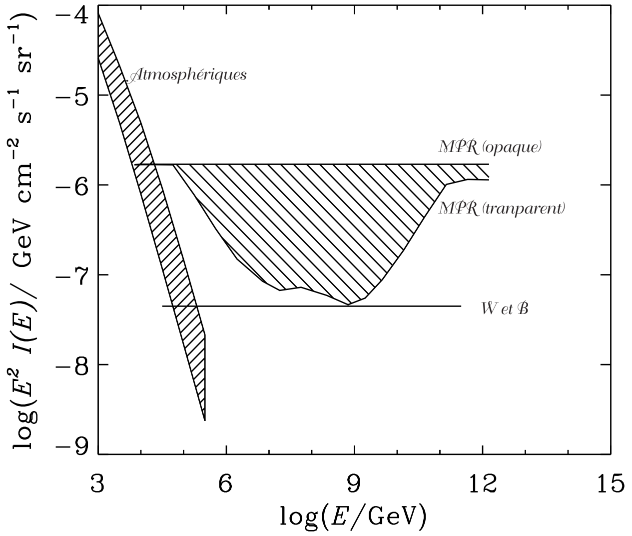

FIG. 1.11: *Limites supérieures sur les flux de neutrinos induits par les sources de type « Noyaux actifs de galaxie». La limite la plus restrictive est celle de Waxman et Bahcall. Les autres limites sont celles de Mannheim et al. La limite en E^{-2} (opaque) est obtenue à partir de la normalisation sur les observations de rayons gamma. Elle est valable pour les sources opaques aux neutrons et donc aux rayons cosmiques. Le bruit de fond atmosphérique est également représenté [50].*

1.3 Etudes complémentaires annexes

Les études astrophysiques constituent la motivation scientifique principale à la construction de télescopes à neutrinos de haute énergie. D'autres thèmes scientifiques peuvent néanmoins être abordés. A plus basse énergie ($10 \lesssim E \lesssim 100$ GeV) en particulier, la détection de neutrinos pourrait permettre la recherche indirecte de matière noire non baryonique, qui reste un thème cher à l'astrophysique, et l'étude des paramètres d'oscillation des neutrinos atmosphériques, thème plus spécifique à la physique des particules. Ces deux sujets plus annexes sont présentés brièvement ici.

1.3.1 Matière noire non baryonique

La densité d'énergie présente dans l'Univers est représentée par le paramètre cosmologique Ω défini comme :

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \tag{1.8}$$

où ρ est la densité moyenne de l'Univers et ρ_c la densité critique[9]. Les observations des décalages spectraux des objets cosmiques montrent que l'Univers poursuit actuellement une phase d'expansion consécutive à l'explosion initiale («big-bang»), et que cette expansion continue de s'accélérer [54]. Mais cette expansion va-t-elle cesser et s'inverser ou bien perdurer indéfiniment ? La réponse à cette question se trouve intrinsèquement reliée au paramètre Ω :

- $\Omega < 1$ implique un «Univers ouvert» toujours en expansion ;
- $\Omega > 1$ décrit au contraire un «Univers fermé» se terminant par une implosion finale («big-crunch») par accrétion ;
- $\Omega = 1$ représente enfin un «Univers plat».

Les connaissances actuelles favorisent la troisième solution pour plusieurs raisons. D'abord, à cause des observations [55] des anisotropies du fond cosmologique de photons à $2,7$ K qui donnent $\Omega = 1,07 \pm 0,06$. D'autre part, la théorie de l'infation, qui résout par ailleurs d'autres problèmes, prédit également une valeur de Ω unitaire.

Or toutes les observations dont nous disposons aujourd'hui imposent à la matière présente dans l'Univers une contribution $\Omega_m \sim 0,3$ (incluant l'énergie des fonds cosmologiques) à la densité d'énergie totale, largement insuffisante à reproduire $\Omega = 1$ (figure 1.12). Le complément serait sous forme d'énergie du vide (en introduisant la constante cosmologique d'Einstein Ω_Λ) :

$$\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda \tag{1.9}$$

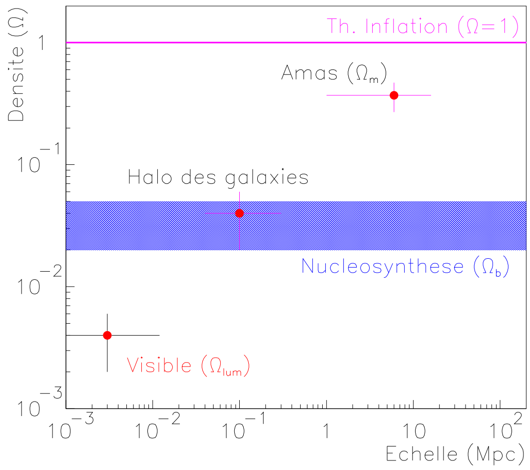

FIG. 1.12: *Indication de la présence de matière noire, à plusieurs échelles, par la valeur du paramètre cosmologique* Ω

La dispersion des vitesses des galaxies de certains amas (comme Coma [56]) indiquent que la densité de masse (Ω_m) impliquée peut être jusqu'à cent fois supérieure à la densité masse correspondant au contenu en étoiles et en gaz des galaxies (Ω_{lum}). On parle de matière noire (ou encore de matière cachée) : une forme de matière dont on détecte les effets gravitationnels, mais que l'on ne voit pas directement. La composante baryonique de cette matière noire peut être cherchée de façon directe ou indirecte. Les objets astrophysiques faiblement lumineux, comme les naines rouges ou blanches dans notre

[9]La valeur de ρ_c est donnée par :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1,88h^2 \times 10^{-29}\,\mathrm{g\,m^{-3}}$$

où H_0 est la constante de Hubble, et G la constante gravitationnelle.

propre Galaxie peuvent être des candidats à l'observation directe. Les objets massifs non lumineux, comme les trous noirs ou les étoiles avortées, peuvent être observés indirectement par leurs effets gravitationnels [57, 58, 59, 60]. Cependant la nucléosynthèse primordiale limite la contribution baryonique à $\Omega_b < 0,1$; ce qui signifie qu'il existe également de la matière sombre sous forme non baryonique.
Les candidats les plus probables à cette matière sombre non baryonique sont des particules massives interagissant très peu avec la matière : les WIMPS (pour «Weakly interacting massive particles»). Les neutrinos eux-même, s'ils sont massifs, sont des candidats, mais les contraintes directes sur leurs masses[10] limitent leur contribution à hauteur de $\Omega_\nu \sim 0,001$. D'autres particules, comme le neutralino[11], sont plus prometteuses. Une partie de l'ensemble de ces particules se serait retrouvée piégée gravitationnellement au centre d'objets massifs, après avoir perdu de l'énergie par des séries de collisions élastiques. Lorsque la concentration des particules devient importante, elles peuvent s'annihiler et livrer ainsi, dans les produits secondaires de l'interaction, un flux de neutrinos détectables. Des excès d'événements seraient donc attendus en provenance du Soleil [62, 63], du centre de la Terre [62, 64], et du centre galactique [65]. Les prédictions sont très variables selon les modèles supersymétriques, mais peuvent aller, pour le centre galactique, jusqu'à trois ordres de grandeur au delà du bruit de fond des neutrinos produits par l'interaction des rayons cosmiques avec les noyaux de l'atmosphère (neutrinos atmosphériques).

1.3.2 Oscillations des neutrinos

Les récents résultats de l'expérience japonaise Superkamiokande [66, 67] font état d'un déficit de neutrinos atmosphériques par apoort aux prédictions théoriques. Il serait imputable au phénomène d'oscillation quantique qui survient entre particules dont les états propres de masse diffèrent des états propres de saveur [68], ce qui implique inévitablement que les neutrinos sont massifs.
Dans le cas simple d'un mélange de deux saveurs de neutrinos ν_α et ν_β, les états propres de saveurs peuvent se décomposer en une combinaison linéaire des états propres de masse ν_1 et ν_2 (de masse respective m_1 et m_2) via une matrice de mélange

---

[10] Les limites actuelles [61] font état de :

$$m_{\nu_e} < 3\,\mathrm{eV/c^2} \tag{1.10}$$
$$m_{\nu_\mu} < 0,19\,\mathrm{MeV/c^2} \tag{1.11}$$
$$m_{\nu_\tau} < 18,2\,\mathrm{MeV/c^2} \tag{1.12}$$

[11] Considéré ici comme la particule supersymétrique la plus légère. Le neutralino est une combinaison linéaire du photino $\tilde{\gamma}$ (partenaire supersymétrique du photon), du zino $\tilde{z}$ (partenaire supersymétrique du boson neutre Z) et des deux higgsinos $\tilde{H}_1^0$ et $\tilde{H}_2^0$ (partenaires supersymétriques des champs de Higgs scalaires lourd et léger). Il est sa propre anti-particule.

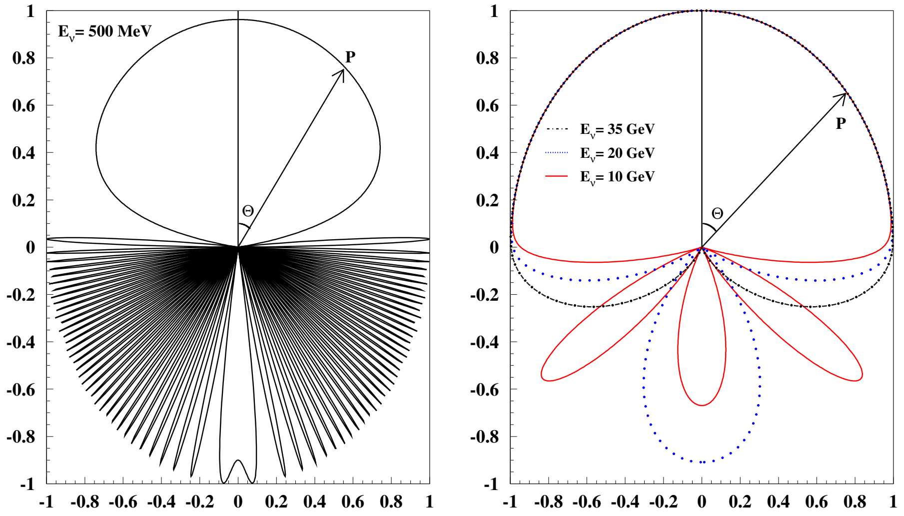

FIG. 1.13: . *Ces courbes représentent, en coordonnées polaires, la probabilité de survie d'un neutrino en fonction de l'angle zénithal, c'est à dire de la distance de vol. Les paramètres injectés sont ceux indiqués par Superkamiokande :* $\Delta m^2 = 3,5 \times 10^{-3}$ eV^2 *et* $\sin^2(2\theta) = 1$. *A gauche (i.e à plus basse énergie), les structures d'oscillations ne sont discernables qu'à l'horizon où la mesure de la distance de vol est très délicate, tandis qu'à droite (i.e à plus haute énergie), les structures sont plus facilement discernables.*

unitaire U (matrice MNS analogue à la matrice CKM dans le secteur des quarks) :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

où θ est l'angle de mélange. L'équation (de Schrödinger) d'évolution dans le temps appliquée à ν_1 et ν_2 permet de calculer l'amplitude de transition de ν_α vers ν_β :

$$\langle \nu_\beta \mid \nu_\alpha \rangle = -\cos\theta \sin\theta \exp\left(\frac{-iE_1 t}{\hbar}\right) + \sin\theta\cos\theta\exp\left(\frac{-iE_2 t}{\hbar}\right) \tag{1.14}$$

et de déduire la probabilité de transition P :

$$P(\nu_\alpha \to \nu_\beta) = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(1,27\frac{\Delta m^2(\mathrm{eV}^2)\mathrm{L(km)}}{E_\nu(\mathrm{GeV})}\right) \tag{1.15}$$

où $\Delta m^2 =\mid m_1^2 - m_2^2 \mid$ représente la différence des carrés de masse. Les études actuelles sur les neutrinos atmosphériques (voir [69] pour une revue détaillée sur les oscillations de neutrinos solaires et atmosphériques) favorisent un mélange $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ total ($\sin^2(2\theta) = 1$) et une valeur de Δm^2 proche de $3,5 \times 10^{-3}$ eV^2. Les figures 1.13 illustrent l'influence des oscillations à différentes énergies du neutrino en fonction de la direction d'incidence de la particule et donc de la distance parcourue. Le formalisme se généralise à trois familles de neutrinos ou plus. Les déficits observés de ν_μ atmosphériques et de ν_e solaires et l'absence d'oscillation dans d'autres expériences (hormis l'effet incertain de LSND [70]) favorise un schéma d'oscillation entre les trois saveurs de neutrinos. Pour les neutrinos atmosphériques, seule l'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ rentrerait en jeu et le formalisme à deux familles exposé ici reste valable.

Pour un détecteur comme Antarès, qui peut observer des neutrinos atmosphériques provenant des antipodes (figure 1.14), c'est à dire ayant parcouru des distances de l'ordre du diamètre terrestre (12740 km), les structures des oscillations (disparition et réapparition) deviennent parfaitement discernables à partir de 5 GeV et jusqu'à environ 100 GeV. En revanche, à plus basse énergie, le rapport L/E impose une fréquence d'oscillation trop rapide : les détecteurs ne sont sensibles qu'à un déficit global (à cause de la dispersion des énergies et de la précision de mesure). Cet état des lieux fait d'Antarès un détecteur unique pour confirmer les résultats établis par Superkamiokande, Macro [71], ou Soudan 2 [72], en distinguant des structures dans le spectre en énergie des événements détectés à basse énergie ($E < 100$ GeV) [73].

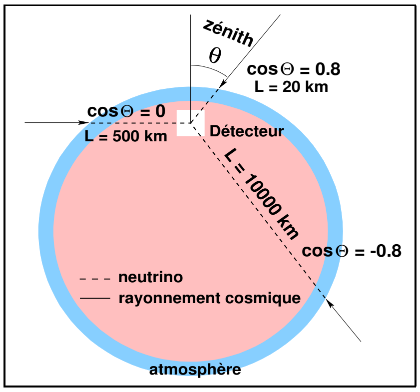

FIG. 1.14: *Représentation schématique de la détection de neutrinos atmosphériques.*

Chapitre 2

Principes de détection

D'une façon générale, la détection des neutrinos s'effectue grâce à l'observation de leur interaction avec la matière. Les neutrinos muoniques de haute énergie ont ceci de particulier qu'en raison de la longueur de propagation du muon produit par échange de courant chargé, l'interaction du neutrino peut être repérée même si elle se produit loin du détecteur. La cible potentielle a donc une profondeur comparable au parcours du muon et est donc beaucoup plus massive que le volume instrumenté. La majorité des événements détectés sont constitués de muons induits par les interactions de neutrinos se produisant à l'extérieur du détecteur. L'idée de la détection de muons de haute énergie issus de neutrinos a été originellement proposée il y a plus de quarante ans [74]. Elle constitue essentiellement un défi technique. En principe, il existe plusieurs approches pour détecter les muons, mais la seule qui permette d'instrumenter les volumes nécessaires, de l'ordre du km^3, est celle du Tcherenkov à eau. Il s'agit donc d'installer un réseau de photomultiplicateurs au fond de la mer, d'un lac ou de la glace polaire. Le muon est détecté par l'intermédiaire de la lumière Tcherenkov qu'il émet.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux principes de détection des neutrinos muoniques de haute énergie et à la manière dont on peut évaluer le nombre d'événements attendus dans le détecteur. Ce nombre est bien sûr fonction du flux de neutrinos primaires, mais plus encore de leur énergie et de leur direction. En effet la section efficace d'interaction des neutrinos dépend fortement de leur énergie (figure 2.2) : pour une cible de densité donnée, plus l'énergie du neutrino est importante, plus la probabilité d'interaction de celui-ci augmente. Puisque la Terre n'est pas une cible homogène, la direction d'incidence du neutrino devient également un paramètre important : la Terre devient par exemple opaque aux neutrinos de direction radiale à partir de 1 PeV environ. Enfin, le libre parcours moyen du muon induit, qui dépend évidemment de son énergie, est aussi un paramètre du problème.

Il est donc nécessaire de connaître au mieux la section efficace d'interaction des neutrinos et le profil de densité terrestre, sans oublier les caractéristiques de la propagation du muon dans la matière. C'est l'objet des trois paragraphes suivants. Les trois étapes qui sont décrites ici sont retranscrites dans un générateur d'événements (μ^+,

μ^-) nommé GEMINI [75] («GEnerator of Muon Induced by Neutrino Interactions»), écrit dans le but de pouvoir, par la suite, étudier la sensibilité du détecteur à plusieurs types de flux de neutrinos. La question des efficacités de reconstruction, intrinsèquement liées au détecteur, est abordée dans le chapitre suivant.
Le présent chapitre donne également une description du détecteur Antarès ainsi que des divers projets en cours.

2.1 Interaction des neutrinos

On ne considère dans ce paragraphe que les processus d'interaction profondément inélastique par courant chargé (voir exemple figure 2.1).

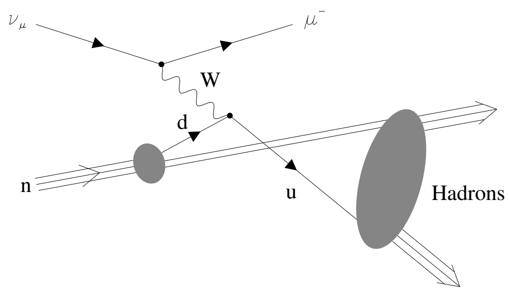

FIG. 2.1: *Diagramme de Feynman de l'interaction d'un neutrino muonique sur neutron par courant chargé.*

Nous avons distingué deux types de milieu pour l'interaction : la roche standard, qui contient autant de neutrons que de protons, et l'eau où la cible est constituée de 8 neutrons n pour 10 protons p.
Cette distinction est nécessaire dans la mesure où les neutrinos n'interagissent, par courant chargé, qu'avec les quarks de charge négative tandis que les anti-neutrinos interagissent avec les quarks de charge positive. Ce qui par conséquent favorise l'interaction des anti-neutrinos dans l'eau par rapport à la roche et défavorise celle des neutrinos. Au delà de 10 GeV, la différence globale est de l'ordre de 2%.
Pour un neutrino, on peut donc écrire (voir [61]) les sections efficaces différentielles, dans la roche et dans l'eau respectivement, comme :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2(s-M_N^2)}{2\pi}\frac{M_W^4}{(Q^2+M_W^2)^2} \times 2x \times \left[\frac{T_n+T_p}{2}\right] \tag{2.1}$$

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2(s-M_N^2)}{2\pi}\frac{M_W^4}{(Q^2+M_W^2)^2} \times 2x \times \left[\frac{8T_n+10T_p}{18}\right] \tag{2.2}$$

où M_N est la masse de la cible, M_W est la masse du boson W, Q^2 est le carré du quadrimoment transféré entre le neutrino et le lepton sortant, $y = 1 - \frac{E_\mu}{E_{\nu_\mu}}$ et

$x = \frac{Q^2}{2E_\nu M_N y}$ sont les variables d'échelle de Bjorken, et $s = M_N(2E_\nu + M_N)$ est le carré de la masse effective. Quant aux termes T_n et T_p, ils correspondent à l'interaction sur neutron et proton et s'expriment :

$$T_{n,p} = 2x\left(1 - y - \frac{M_N^2 xy}{(s - M_N^2)}\right)F_{2n,p} + y^2 x F_{1n,p} + \left(y - \frac{y^2}{2}\right)x F_{3n,p} \tag{2.3}$$

Les termes $F_{in,p}$ sont les fonctions de structure du neutron et du proton. Elles sont paramétisables par les fonctions de distribution de partons qui dépendent de x et de Q^2. En faisant l'hypothèse que ces fonctions de distribution sont les mêmes pour les quarks et les anti-quarks ($q = \overline{q}$), on peut écrire pour une interaction νN :

$$F_{1n} = (u_{val} + u_{mer} + s + b + d_{mer} + c + t) \tag{2.4}$$
$$F_{1p} = (d_{val} + d_{mer} + s + b + u_{mer} + c + t) \tag{2.5}$$
$$F_{2n} = 2xF_{1n} \tag{2.6}$$
$$F_{2p} = 2xF_{1p} \tag{2.7}$$
$$F_{3n} = 2(u_{val} + u_{mer} + s + b - d_{mer} - c - t) \tag{2.8}$$
$$F_{3p} = 2(d_{val} + d_{mer} + s + b - u_{mer} - c - t) \tag{2.9}$$

Pour obtenir les sections efficaces différentielles d'interaction des anti-neutrinos dans la roche et l'eau ($\overline{\nu}N$), il suffit de reprendre les équations précédentes et d'effectuer les permutations $d \Leftrightarrow u$, $c \Leftrightarrow s$ et $b \Leftrightarrow t$.
Les mesures actuelles sur accélérateur ont permis au groupe $CTEQ$ 5 ([76]) de fournir des valeurs des fonctions de distribution de partons à l'intérieur des intervalles $10^{-5} < x < 1$ et $1 < Q(\mathrm{GeV}) < 10^4$. Au delà, une extrapolation est nécessaire. Dans le scénario qui nous intéresse, la contribution du quark top est négligeable [76].
Ces équations peuvent être injectées dans des programmes de simulations dont on peut ensuite extraire les sections efficaces totales en fonction de l'énergie du neutrino (anti-neutrino) : figure 2.2.

Le comportement asymptotique des sections efficaces est du type :

$$\sigma \propto E_\nu \qquad E_\nu > 10\,\mathrm{TeV} \tag{2.10}$$
$$\sigma \propto E_\nu^{0,4} \qquad E_\nu > 1\,\mathrm{PeV} \tag{2.11}$$

On peut donc ajuster une fonction hyperbolique à la courbe de $\ln \sigma$ en fonction de $\log E_\nu$:

$$\ln(\sigma_{\mathrm{cc}}) = \alpha \log \mathrm{E}_\nu + \beta - \sqrt{\gamma \log^2 \mathrm{E}_\nu + \delta \log \mathrm{E}_\nu + \epsilon} \tag{2.12}$$

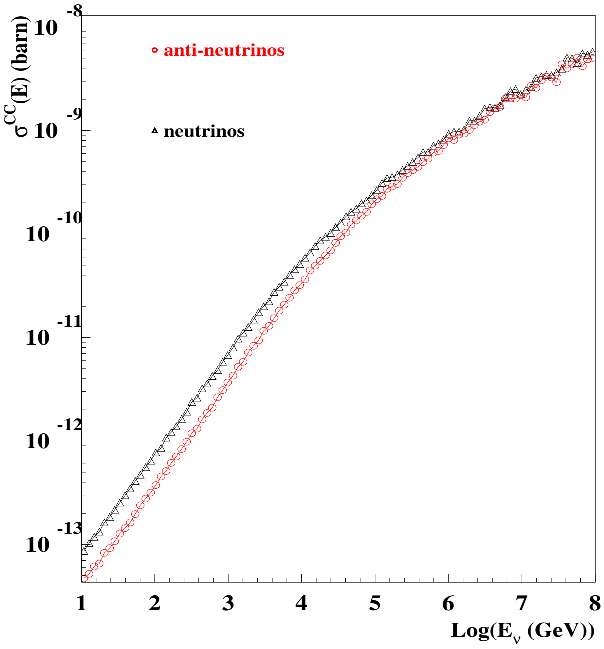

FIG. 2.2: *Section efficace d'interaction $\nu_\mu N$ et $\overline{\nu}_\mu N$ par courant chargé avec $N = \frac{n+p}{2}$*

Les valeurs trouvées par ajustement sont :

$$\alpha = \begin{cases} 0,70454 & \nu_\mu \\ 0,71788 & \overline{\nu}_\mu \end{cases} \tag{2.13}$$

$$\beta = \begin{cases} -36,79800 & \nu_\mu \\ -37,00100 & \overline{\nu}_\mu \end{cases} \tag{2.14}$$

$$\gamma = \begin{cases} 0,07782 & \nu_\mu \\ 0,08601 & \overline{\nu}_\mu \end{cases} \tag{2.15}$$

$$\delta = \begin{cases} -0,69219 & \nu_\mu \\ -0,82943 & \overline{\nu}_\mu \end{cases} \tag{2.16}$$

$$\epsilon = \begin{cases} 1,60440 & \nu_\mu \\ 2,07200 & \overline{\nu}_\mu \end{cases} \tag{2.17}$$

Les techniques de Monte Carlo que nous avons développées permettent également de représenter la déviation moyenne entre le neutrino incident et le muon sortant (pour tout événement qui atteint le détecteur). Ces distributions sont représentées figure 2.3.

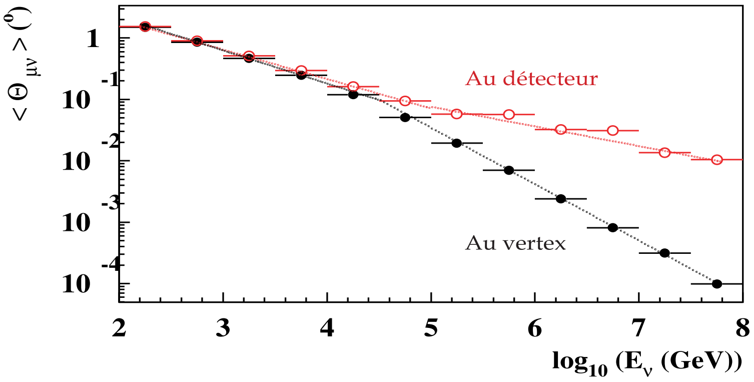

FIG. 2.3: *Angle moyen formé par les trajectoires du neutrino incident et du muon induit au vertex et au détecteur. La différence entre les deux courbes est imputable aux différentes diffusions subies par le muon au cours de sa propagation jusqu'au détecteur.*

Elles montrent qu'à hauteur du vertex d'interaction, la différence d'angle entre le neutrino incident et le muon induit varie à peu près comme :

$$\langle\theta_{\mu\nu}\rangle = \frac{0,64^\circ}{(E_\nu/TeV)^{0,56}} \qquad E_\nu > 10\,\mathrm{TeV} \tag{2.18}$$

conformément aux calculs cinématiques qui prédisent :

$$\sqrt{\langle\theta^2_{\mu\nu}\rangle} \approx \sqrt{\frac{m_N}{E_\nu}} \tag{2.19}$$

Tandis qu'au niveau du détecteur, la déviation diminue avec l'énergie en suivant à peu près la loi :

$$\langle\theta_{\mu\nu}\rangle = \begin{cases} \frac{0,65^\circ}{(E_\nu/TeV)^{0,48}} & E_\nu < 100\,\mathrm{TeV} \\ \frac{0,33^\circ}{(E_\nu/TeV)^{0,32}} & E_\nu > 100\,\mathrm{TeV} \end{cases} \tag{2.20}$$

A 1 TeV, la résolution angulaire globale est ainsi dominée par cette déviation et non par la résolution du télescope. Nous y reviendrons plus en détail au chapitre suivant.

2.2 Absorption dans la terre

A haute énergie, compte tenu de l'évolution de la section efficace, les neutrinos sont susceptibles d'être absorbés : la Terre devient opaque aux neutrinos. Pour quantifier plus précisément ce phénomène, il faut connaître le profil de densité terrestre. On peut ensuite évaluer le nombre de muons attendus en fonction de l'emplacement potentiel

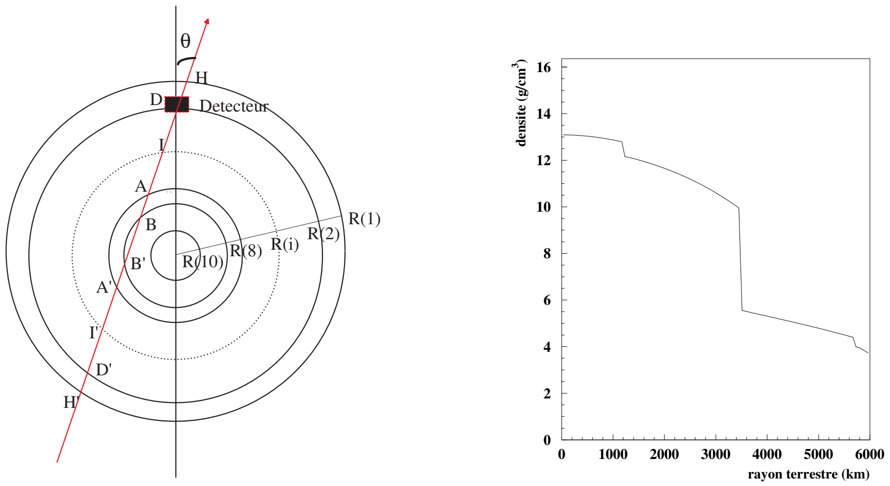

FIG. 2.4: *Coupe schématique des couches de différente densité de la Terre et représentation de la densité de matière terrestre en fonction de la distance au centre.*

des sources de neutrinos. Le profil que nous utilisons est donné dans [77]. Le modèle fait état de 10 différentes couches concentriques dont la densité (voir les figures de référence 2.4), donnée en $\mathrm{g\,cm^{-3}}$ dépend de la distance radiale r (en km) au centre de la Terre, et s'exprime en fonction de x ($x = r/R_\oplus$) comme :

$$\rho_{1,11} = \begin{cases} \rho_{10,11} = 13,0885 - 8,8381x^2 & r < 1221,5 \\ \rho_{9,10} = 12,5815 - 1,2638x - 3,6426x^2 - 5,5281x^3 & 1221,5 < r < 3480,0 \\ \rho_{8,9} = 7,9565 - 6,4761x - 5,5283x^2 - 3,0807x^3 & 3480,0 < r < 5701,0 \\ \rho_{7,8} = 5,3197 - 1,4836x & 5701,0 < r < 5771,0 \\ \rho_{6,7} = 11,2494 - 8,0298x & 5771,0 < r < 5971,0 \\ \rho_{5,6} = 7,1089 - 3.8045x & 5971,0 < r < 6151,0 \\ \rho_{4,5} = 2,6910 - 0,6924x & 6151,0 < r < 6346,6 \\ \rho_{3,4} = 2,9000 & 6346,6 < r < 6356,0 \\ \rho_{2,3} = 2,6000 & 6356,0 < r < 6368,0 \\ \rho_{1,2} = 1,0200 & 6368,0 < r \leq R_\oplus \end{cases} \tag{2.21}$$

où $R_\oplus = 6371,0$ km. $\rho_{1,11}$ est normalisé par la suite à la densité de l'eau.
Pour un flux de neutrinos isotrope, le terme d'absorption dans la terre, pour les particules montantes, s'exprime comme :

$$\mathcal{A}(E_\nu) = \frac{1}{2\pi}\int_{-1}^{0} d\left(\cos\theta\right)\int d\phi\; e^{-\frac{\int\rho(\theta)dl}{\mathcal{L}_{int}}} = \frac{1}{2\pi}\int_{-1}^{0} d\left(\cos\theta\right)\int d\phi\; e^{-\mathcal{N}\sigma_{\rm cc}\int\rho dl} \quad (2.22)$$

où θ et ϕ sont les angles zénithal et azimutal, $\mathcal{L}_{int}$ la longueur d'interaction, $\mathcal{N}$ le nombre d'Avogadro, $\sigma_{\rm cc}$ la section efficace (figure 2.2) et ρ la densité du milieu (équation 2.21). Il convient donc de calculer l'intégrale $\mathcal{Z}(\theta) = \int\rho(\theta)\;dl$ le long du parcours du neutrino («column depth») qui, par convention de calcul, commence en haut de l'atmosphère (altitude $R(1)$) et s'arrête au vertex d'interaction. Pour simplifier les calculs le détecteur est supposé se trouver à 3000 m de fond, soit à $R_{détecteur} = R(2) = 6368\,\mathrm{km}$. On peut alors exprimer l en fonction de r par :

$$l^2 = r^2 - R(2)^2 + 2lR(2)cos\theta \quad (2.23)$$

$$l = R(2)cos\theta \pm \sqrt{r^2 - R(2)^2 sin^2\theta} \quad (2.24)$$

où l est la distance d'un point au détecteur et r la distance de ce point au centre de la terre. Dans l'exemple de la figure 2.4, le neutrino traverse 9 couches distinctes de H' à D ($R(10)/R(2) \leq sin\theta < (R(9)/R(2))$. Ce qui conduit à

$$\mathcal{Z} = \int_D^{H'} \rho\;dl \quad (2.25)$$

$$\mathcal{Z} = 2\int_D^{I} \rho_{2,i}\;dl + 2\times\int_I^{A}\rho_{i,8}\;dl + 2\times\int_A^{B}\rho_{8,9}\;dl + \int_B^{B'}\rho_{9,10}\;dl + \int_{D'}^{H'}\rho_{10,11}\;dl \quad (2.26)$$

où les limites d'intégration I et I' sont données par (2.24) :

$$I = R(2)cos\theta - \sqrt{R(i)^2 - R(2)^2 sin^2\theta} \quad (2.27)$$

$$I' = R(2)cos\theta + \sqrt{R(i)^2 - R(2)^2 sin^2\theta} \quad (2.28)$$

L'épaisseur $\mathcal{Z}(\theta)$ (en mètres équivalent eau) que doit traverser une particule avant d'arriver au détecteur (représentée sur la figure 2.5) ne dépend donc que de la densité du milieu traversé le long du parcours. Cette distance peut être comparée avec la longueur d'interaction $\mathcal{L}_{\rm int}$ des neutrinos représentée, en fonction de l'énergie, sur la figure 2.6. Le coefficient de transmissibilité, lui, dépend à la fois de la direction d'incidence des particules et de leur énergie. Il est représenté en fonction de ces deux variables figure 2.7. Ses effets moyens en fonction de l'énergie et de la direction d'incidence sont illustrés respectivement sur les figures 2.8 et 2.9. Le problème peut donc être entièrement traîté de façon numérique. Il est important de préciser que les calculs ci-dessus ne tiennent pas compte du facteur de «régénération» par courant neutre. On peut, en effet, s'attendre à ce que certains neutrinos interagissent par courant neutre donnant alors un muon de plus faible énergie susceptible à nouveau d'interagir par courant chargé et de produire un muon détectable.

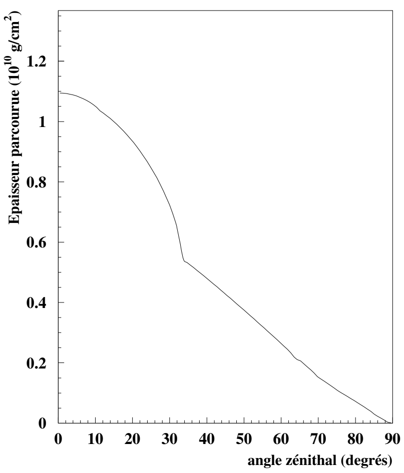

FIG. 2.5: *Epaisseur à traverser pour atteindre le détecteur en fonction de l'angle zénithal d'incidence.*

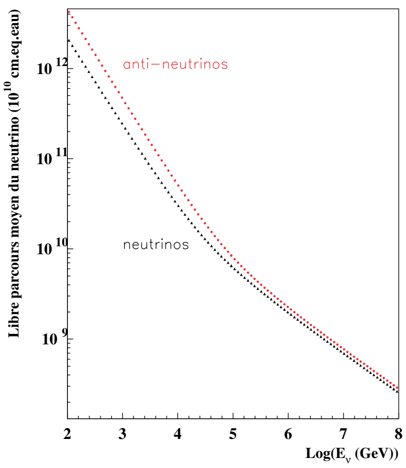

FIG. 2.6: *Longueur d'interaction (par courant chargé) $\mathcal{L}_{int}$ en fonction de l'énergie des (anti-) neutrinos*

La section efficace d'interaction du neutrino, convoluée avec la distance parcourue par le muon induit permet d'évaluer la probabilité $\mathcal{P}$ qu'un neutrino d'énergie E_ν dirigé vers le télescope produise un muon qui atteigne le détecteur avec $E_\mu > E_{\min}$:

$$\mathcal{P}(E_\nu, E_{\min}) = \mathcal{N}\sigma_{cc} \otimes \mathcal{R}(E_\nu, E_{\min}) \tag{2.29}$$

où $\mathcal{R}(E_\nu, E_{\min})$ est le parcours moyen que suit le muon pour que son énergie passe de E_ν à $E_{\min}$. La manière dont est estimé ce facteur fait l'objet du paragraphe suivant. $\mathcal{P}$ est représentée figure 2.10 en fonction de l'énergie du neutrino.

2.3 Propagation des muons dans la matière

Un fois simulée l'interaction du neutrino, il faut propager le muon depuis le vertex jusqu'au détecteur et prendre en compte les diffusions et la perte d'énergie le long du parcours. Les caractéristiques de la perte d'énergie du muon le long de son parcours sont données ci-après.

2.3.1 Interactions dominantes

La perte d'énergie d'une particule est souvent attribuée au phénomène d'ionisation. Ceci ne constitue pourtant pas le phénomène le plus influent à haute énergie

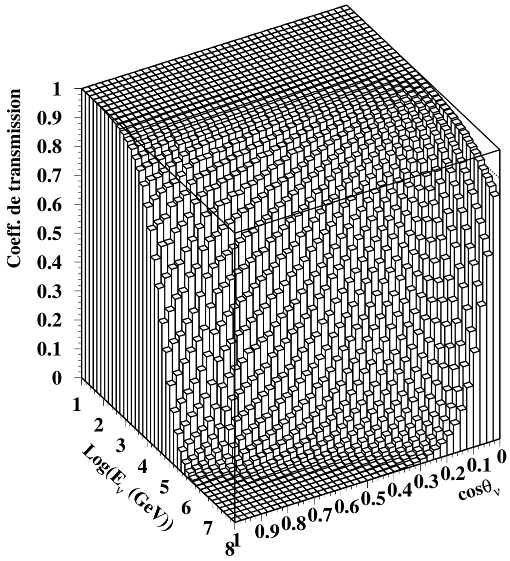

FIG. 2.7: Coefficient de transmissibilité de la terre en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal d'incidence

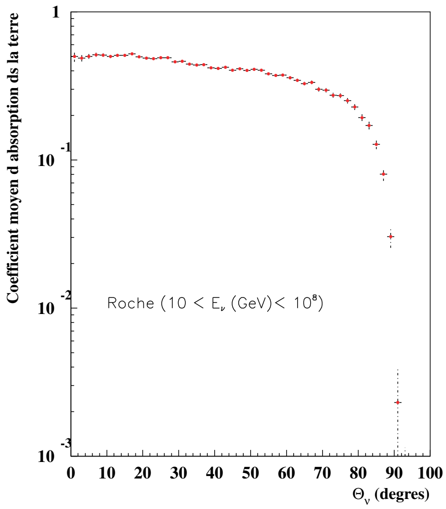

FIG. 2.8: *Effet moyen de l'absorption de neutrinos d'énergie* $10 < E_\nu$ (GeV) $< 10^8$ *en fonction de leur angle zénithal d'incidence.*

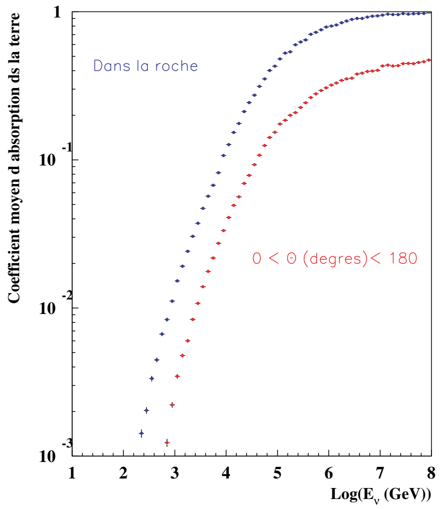

FIG. 2.9: *Absorption moyennée pour les neutrinos montants (dans la roche) et pour les deux hémisphères en fonction de l'énergie.*

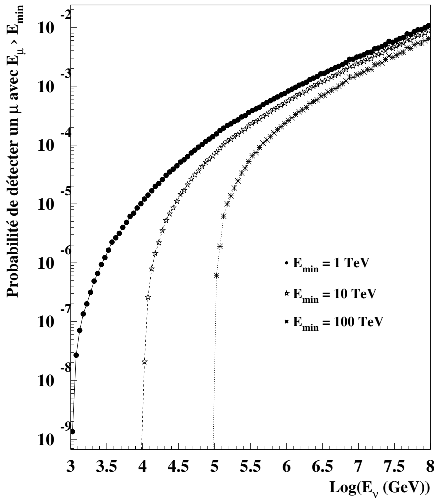

FIG. 2.10: *Probabilité qu'un neutrino d'énergie* E_ν *produise un muon visible d'énergie* $E_\mu > E_{\rm min}$. *L'absorption dans la terre n'est pas prise en compte.*

où les processus radiatifs commencent à jouer un rôle prépondérant pour dominer finalement la perte d'énergie par plus de 3 ordres de grandeur ($\sim$ PeV). Les principaux types d'interaction [78] sont rapidement répertoriés ci-après, leur contribution respective à la perte d'énergie du muon est résumée dans la figure 2.11.

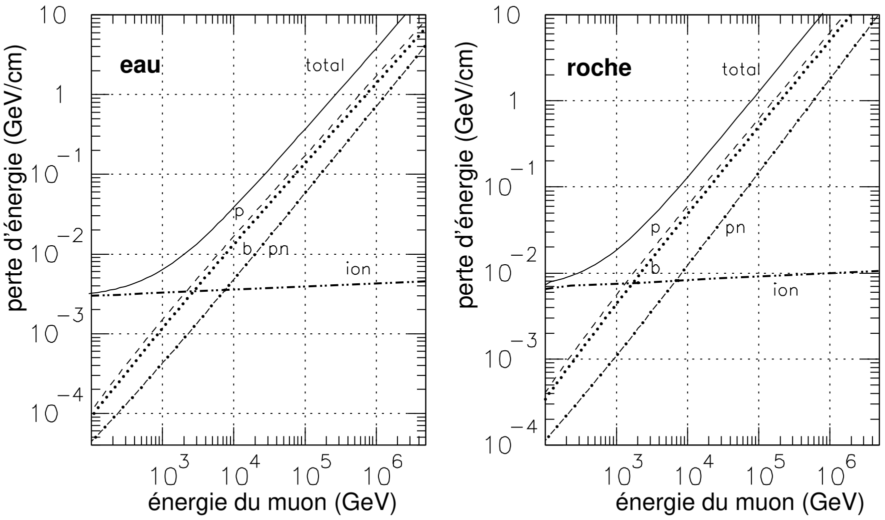

FIG. 2.11: *Contribution à la perte d'énergie des principaux types de processus radiatifs engendrés par le passage d'un muon dans l'eau (gauche) et dans la roche (droite)*

Ionisation (ion) Lorsque l'énergie cinétique n'est pas encore assez conséquente pour initier les processus radiatifs, mais suffisamment élevée par rapport à la vitesse orbitale des électrons, les muons interagissent par diffusion élastique avec les électrons du cortège, leur cédant une petite quantité d'énergie, néanmoins suffisante pour les délier du noyau. La matière, le long du parcours du muon se retrouve ionisée. La quantité d'énergie transmise par ionisation est caractérisée par le formule de Bethe-Bloch [79]. La quantité d'énergie minimale échangée par ionisation est appelée «MIP» pour «minimum ionizing particle».

Création de paires (p) Elles constituent la part la plus importante de la perte d'énergie du muon au delà du TeV. Les conséquences sont assimilables à des cascades électromagnétiques que les particules secondaires (électrons et positrons) contribuent à alimenter.

Bremsstrahlung (b) C'est le rayonnement de freinage que subit le muon lorsqu'il passe à proximité d'un centre diffuseur. Le rayonnement par bremsstrahlung peut également être assimilé à l'initiation d'une cascade électromagnétique.

Interactions photo-nucléaires (pn) Il s'agit de la contribution la plus modeste. Ce genre d'interaction hadronique (collision entre le muon et un nucléon par échange d'un photon virtuel) est rare. Néanmoins, lorsqu'elles se produisent, la perte d'énergie est importante, si bien qu'aux alentours du TeV, elles participent à hauteur de 10% à la perte d'énergie globale dans la roche.

La contribution globale de tous ces processus se résume par la relation :

$$\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle \propto \alpha + \beta E \tag{2.30}$$

avec $\alpha \simeq 2,2$ Mev.g^{-1}.cm^2 et $\beta \simeq 4 \times 10^{-6}$ g^{-1}.cm^2.
A plus basse énergie (< 1 TeV), le terme dominant provient de l'ionisation : le parcours du muon est proportionnel à son énergie (figure 2.12). On tirera avantage de cette propriété pour les études de plus basse énergie comme la recherche de WIMPs ou les oscillations de neutrinos. En étudiant les événements contenus ou semi-contenus dans le détecteur, on pourra utiliser cette propriété pour reconstruire l'énergie de la particule.

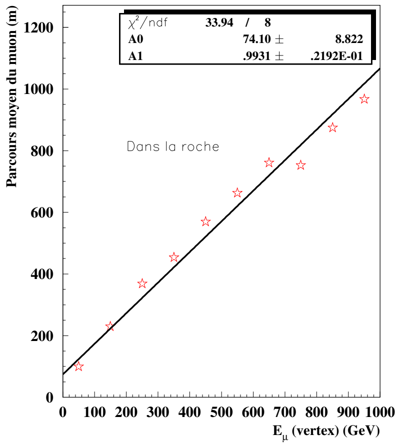

FIG. 2.12: *Libre parcours moyen du muon en fonction de l'énergie au vertex d'interaction. A basse énergie le parcours du muon varie linéairement avec l'énergie.*

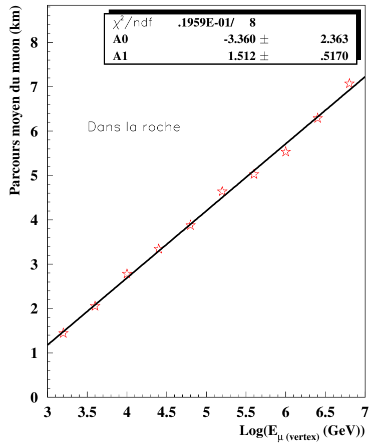

FIG. 2.13: *Libre parcours moyen du muon en fonction de l'énergie au vertex d'interaction. A haute énergie le parcours du muon varie linéairement avec le logarithme de l'énergie.*

Au delà de 1 TeV environ, c'est le second terme qui domine la relation 2.30 (figure 2.13). La perte d'énergie moyenne est proportionnelle à l'énergie. Néanmoins, les écarts à cette relation sont importants, des processus catastrophiques comme les cascades électromagnétiques peuvent se produire en engendrant soudainement beaucoup de lumière, ce qui contribue à détériorer la résolution globale en énergie. La reconstruction de l'énergie, pour ce régime est exposée brièvement au paragraphe 3.2.4. Elle repose sur l'observation de la quantité de lumière recueillie dans les photomultiplicateurs, issue des processus radiatifs consécutifs au passage du muon.

La somme de ces processus doit être prise en compte pour propager le muon jusqu'au détecteur. Le muon observé a en moyenne pour énergie 1/3 de l'énergie du neutrino incident. La différence de l'énergie provient à la fois de l'interaction elle-même et de la propagation, comme le montre la figure 2.14.

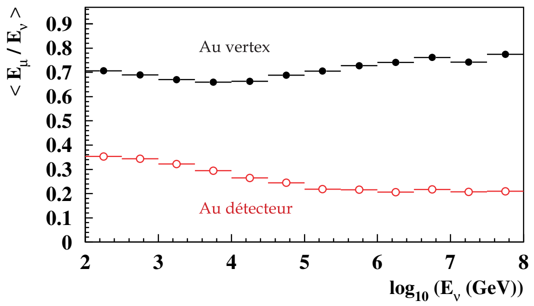

FIG. 2.14: *Energie du muon induit, au niveau du vertex d'interaction et au niveau du détecteur, en fonction du l'énergie du neutrino père.*

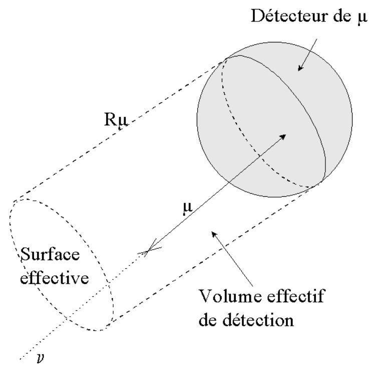

FIG. 2.15: *Définition du volume effectif de détection, largement supérieur aux dimensions du détecteur lui-même.*

La distance parcourue par le muon depuis l'interaction est une donnée majeure pour calculer le taux d'événements attendus dans le détecteur : elle augmente considérablement le volume effectif de détection $\mathcal{S} \times \mathcal{R}_\mu$ comme il est illustré figure 2.15. La relation 2.30 permet de calculer le parcours $\mathcal{R}_\mu$ suivant :

$$\mathcal{R}(E_\mu, E_{\min}) = \frac{1}{\beta} \ln \frac{\alpha + \beta \mathrm{E}_\mu}{\alpha + \beta \mathrm{E}_{\min}} \tag{2.31}$$

Ce qui permet finalement d'exprimer le taux $\mathcal{T}$ d'événements attendus dans le détecteur, pour une surface de détection $\mathcal{S}$ et pour un flux de neutrinos $\frac{dN}{dE_\nu}$ par :

$$\mathcal{T} = \mathcal{S} \int dE_\nu \mathcal{P}(E_\nu, E_{\min}) \mathcal{A}(E_\nu) \frac{dN}{dE_\nu} \tag{2.32}$$

2.3.2 Effet Tcherenkov

Le passage de particules chargées à travers la matière donne lieu à une émission de radiation électromagnétique appelée effet Tcherenkov. Dans les milieux transparents, il apparaît sous la forme d'un éclair lumineux dont les propriétés sont liées à la trajectoire et à la vitesse de la particule émettrice. Cette émission particulière revêt certaines caractéristiques des ondes de choc qui ne se produisent que lorsque la vitesse du projectile dépasse un certain seuil. Les physiciens Pavel Alexeïevitch Tcherenkov et Sergey Ivanovich Vavilov en ont énoncé les principales propriétés en 1934 :

- l'émission se produit dans tous les milieux transparents sous la forme d'un spectre continu, contrairement aux phénomènes de phosphorescence ;
- la lumière, fortement polarisée, est émise dans une direction déterminée par rapport à la source du rayonnement.

A partir de ces constatations expérimentales, les théoriciens russes Ilya M. Frank et Igor Ievghenievitch Tamm ont proposé une théorie qui, s'appuyant sur l'électrodynamique classique, rend compte des observations et prédit de nouveaux phénomènes. Lors de son déplacement dans un milieu transparent d'indice de réfraction n, une particule agit sur les champs électrique et magnétique comme une série d'éclairs successifs équivalents à des sources émettant à des fréquences f différentes, chacune étant décalée différemment dans le temps. Ce décalage de temps Δt correspond au temps que met la particule pour aller d'un point à un autre de sa trajectoire (figure 2.16) : $\Delta t_1 = L/v$ où v est la vitesse de la particule. Lorsqu'un observateur regarde la particule incidente sous un angle θ, il voit ces sources avec un retard différent à cause du temps que met la lumière pour venir jusqu'à lui : $\Delta t_2 = \frac{nL\cos\theta}{c}$. Ce retard diminue lorsque la particule se rapproche. En d'autres termes, l'observateur verra une série d'éclairs émis successivement et se décalant comme $\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = L\left(\frac{1}{v} - \frac{n\cos\theta}{c}\right)$.

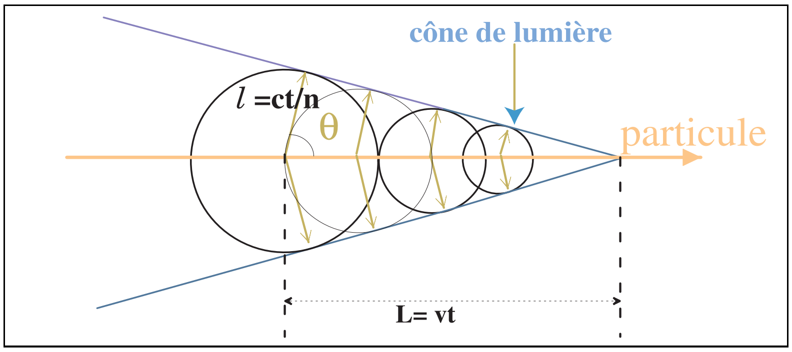

FIG. 2.16: *Sillage conique de lumière Tcherenkov émise par une particule de vitesse* $v > c/n$

Lorsque la particule se déplace à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu, on peut trouver un angle d'observation pour lequel les deux effets se compensent exactement :

$$\frac{1}{v} - \frac{n\cos\theta}{c} = 0$$

Alors, toutes les sources fictives sont synchronisées ; il y a émission et détection possible de lumière Tchérenkov. Dans tous les autres cas, les variations des champs électrique et magnétique agissent en désordre et s'annulent globalement par interférences destructrices. Enfin, la condition d'émission s'écrit donc

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \tag{2.33}$$

où $\beta = v/c$ est le facteur de Lorentz. La quantification de ce phénomène est donc directement liée aux constantes fondamentales de la physique et permet une mesure directe de la vitesse des particules. Les équations de Maxwell suffisent à la décrire entièrement. En particulier, elles conduisent à la relation donnant le nombre de photons $N(\Delta f)$ émis lors d'un déplacement L de la particule émettrice et pour un intervalle Δf de fréquence :

$$N(\Delta f) = 2\pi\alpha Z^2 e^2 \sin^2\theta_c \Delta f \tag{2.34}$$

où α est la constante de structure fine et Z le nombre de charges élémentaires e portées par la particule. Typiquement, pour l'intervalle de fréquence correspondant aux longueurs d'onde comprises entre 330 nm et 600 nm, on trouve environ 300 photons/cm. Ceci équivaut à une perte d'énergie $\frac{dE}{dx} \sim 0.85$ keV cm^{-1} négligeable par rapport aux pertes subies par ionisation, création de paires ou Bremsstrahlung.

Le principe de la reconstruction des traces de muons repose entièrement sur ce phénomène ; il s'agit de détecter la lumière Tcherenkov émise à l'aide d'un ensemble de photomultiplicateurs dont le positionnement spatial est parfaitement connu. La connaissance du temps auquel les photons sont détectés permet ensuite de reconstruire la trajectoire du muon. Quant à la quantité de lumière recueillie, elle permet d'estimer l'énergie de la particule mère. Les techniques de reconstruction utilisées par la collaboration Antarès sont exposées plus en détail au chapitre 3.

2.4 Le bruit de fond muonique

Pour la détection des neutrinos, qui passe par celle des muons, les télescopes sont soumis à deux types de bruit de fond :

- le premier est irréductible. Il s'agit des muons induits par les neutrinos crées dans les gerbes atmosphériques. Les mécanismes de production des neutrinos sont identiques à ceux présentés au paragraphe 1.2.2. Le flux de muons induits est le même pour chaque hémisphère (figure 2.17). Son évolution en fonction de l'énergie peut être par exemple observée sur la figure 1.6. L'observation de ces neutrinos atmosphériques permet l'étude des paramètres d'oscillation.
- une autre source de bruit de fond provient des muons atmosphériques eux-mêmes. Leur origine est la même que celles des neutrinos atmosphériques, mais les muons perdent toute leur énergie en pénétrant la terre : ce bruit de fond est donc exclusivement constitué de particules descendantes (figure 2.17). Il domine de plusieurs ordres de grandeur le flux de muons induits par les neutrinos et exige de restreindre le domaine d'observation aux traces reconstruites ascendantes.

  Il est possible de réduire significativement ce bruit de fond en plaçant le détecteur à des profondeur de plus en plus importante. C'est ce que décrit la figure 2.18 : du fait des effets de l'horizon, la composante rasante ($\theta \sim 90°$) diminue plus vite avec la profondeur que la composante verticale. Aussi, le bruit de fond horizontal pourraît atteindre le niveau irréductible associé aux muons induits par les neutrinos atmosphériques, en augmentant la profondeur du site d'immersion. Ceci permettrait d'élargir davantage l'acceptance effective du détecteur. C'est en tous cas, une propriété importante qu'il ne faut pas négliger lors de la recherche d'un site adapté pour un télescope à l'échelle du km^3.

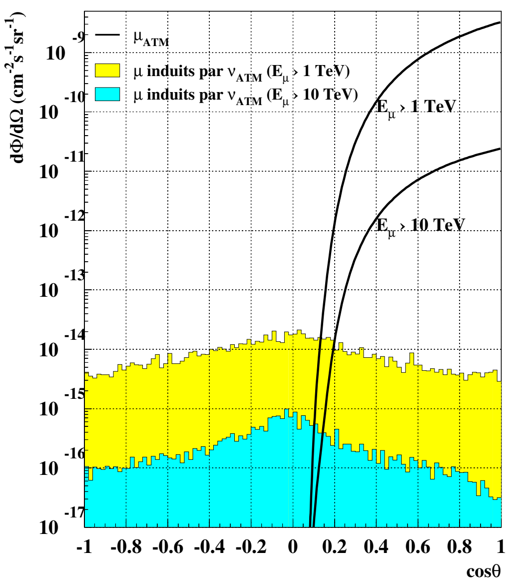

FIG. 2.17: *Les différentes composantes de bruit de fond de muons.*

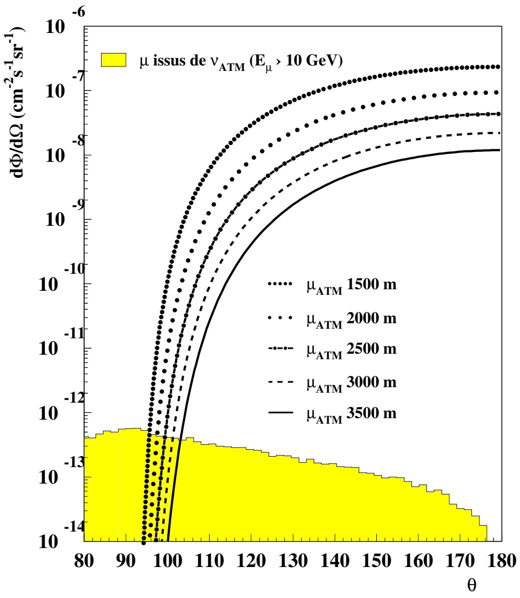

FIG. 2.18: *Evolution du bruit de fond suivant la profondeur*

2.5 Les Projets en cours

Ce paragraphe a pour but de faire un rapide tour d'horizon des projets de télescope à neutrinos existants. Le détail de la description du projet Antarès est donné dans les sections suivantes.

Comme il vient d'être exposé, le bruit de fond des muons atmosphériques impose aux détecteurs de restreindre leur sensibilité aux particules montantes. Ceci justifie donc, à long terme, la construction d'un télescope à l'échelle du km^3 dans chaque hémisphère pour couvrir l'ensemble de la voûte céleste.

L'expérience DUMAND [80] (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) est l'une des premières a avoir tenté la construction d'un télescope à neutrinos sous-marin. Le site choisi pour le déploiement, au large de la grande île d'Hawaii, présentait l'avantage d'être très profond (4800 m). Le travail effectué a permis une bonne caractérisation du site, et une ligne prototype a pu être immergée en 1993, permettant ainsi la reconstruction de traces de muons atmosphériques. Mais cette ligne n'a pu fonctionner que 10 heures, une fuite s'étant déclarée dans l'une des unités électriques. Cet incident témoigne, s'il en faut, de l'extrême difficulté technique que représente le déploiement dans de telles conditions d'un détecteur de particules, et souligne l'importance d'une étroite collaboration avec les spécialistes des milieux océaniques. L'expérience a finalement été définitivement arrêtée en 1996, par manque de financement, et après 18 années de travaux.

L'expérience en eau douce BAïKAL [81] est une collaboration entre laboratoires russes et allemands. Il s'agit d'un détecteur de neutrinos immergé à 1380 m de fond, dans le lac Baïkal, en Sibérie. Le déploiement du détecteur est facilité, en hiver, par l'épaisse couche de glace qui recouvre le lac et offre un support rigide adapté à l'installation et à la récupération des lignes.

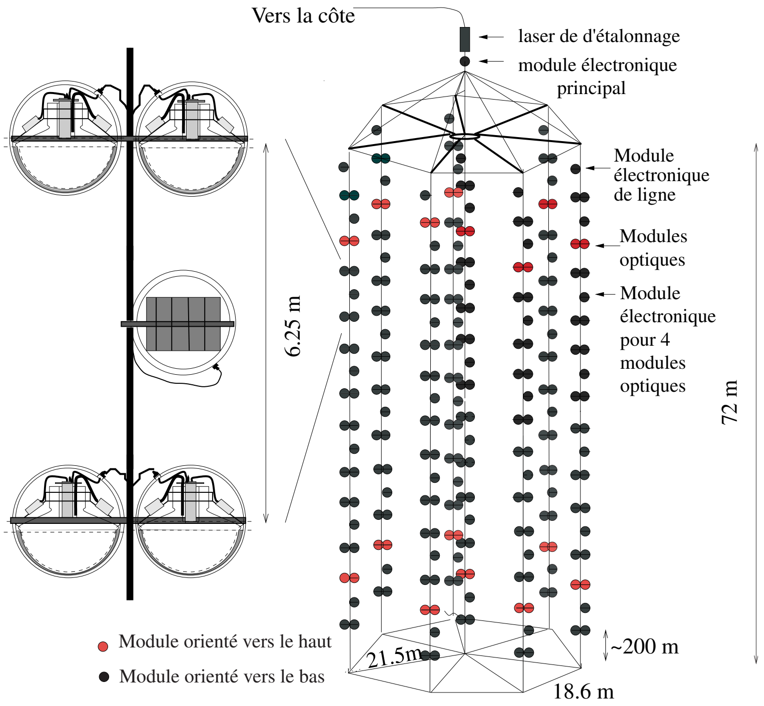

FIG. 2.19: *Schéma du détecteur Baïkal. Certains modules optiques sont orientés vers le haut, ce qui permet ainsi l'établissement d'un meilleur véto pour rejeter le bruit de fond. Le détecteur est largement exposé aux salissures en suspension dans le lac, mais la couche de glace qui se forme chaque hiver permet de récupérer les lignes et de nettoyer les modules optiques.*

A ce jour, 192 modules optiques, contenant des photomultiplicateurs de 15 pouces, répartis sur 8 lignes sont en service (figure 2.19), permettant ainsi à la collaboration de fournir des résultats de physique, notamment sur la recherche de matière sombre sous forme de WIMPs, parmi les plus compétitifs. Le calibrage du détecteur est as-

suré par des lasers situés au dessus et en dessous des lignes. Le positionnement[1] de celles-ci est obtenu par un système à ultra-son de résolution $\sim$ 20 cm.
Les propriétés optiques de l'eau du lac d'une part, et les faibles perspectives d'extension dûes à sa profondeur, conduisent d'autre part à penser que le télescope ne pourra jamais concurrencer les projets méditerranéens. En effet, la transparence de l'eau est très réduite par les diverses salissures et la longueur d'absorption est estimée à environ 22 m, ce qui offre une faible surface effective de détection.

AMANDA [82] (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array) réunit des instituts de physique américains, allemands et suédois. Comme son nom l'indique, le décteur AMANDA est enfoui dans la glace de l'Antarctique, au Pôle Sud, très exactement. A l'instar du télescope du lac Baïkal, la glace constitue un milieu adapté au déploiement des lignes de détection, même dans un milieu aussi hostile que le pôle. La technique consiste à creuser un trou profond dans la glace par envoi d'eau chaude sous pression, à y installer une ligne de détection et laisser ensuite l'eau geler rapidemment. Les modules optiques contiennent des photomultiplicateurs de 8 pouces de diamêtre et sont disposés le long de la verticale comme l'indique la figure 2.20.Les signaux des photomultiplicateurs sont acheminés par des câbles électriques à la station d'observation située à la verticale du détecteur.

Les 4 premières lignes de détection (AMANDA-A) ont été déployées entre 1993 et 1994, à 900 m de fond environ. A cette profondeur, la couche de glace renferme de nombreuses bulles d'air, ce qui provoque une forte diffusion de la lumière et rend très difficile la reconstruction de la trajectoire des particules. Pour cette raison, à partir de 1995, la collaboration a choisi d'enfouir l'extension du détecteur (AMANDA-B) entre 1500 et 2000 m de fond.
En 1997, une autre phase (AMANDA-II) a débuté, avec l'installation de 3 lignes plus longues. Cette phase de l'expérience correspond à la mise en place d'environ 700 photomultiplicateurs sur 19 lignes.
L'étalonnage de l'appareil est assuré par un systéme combinant lasers et LED dans tout le détecteur, ce qui permet de connaître avec une précision de l'ordre du mètre la position des modules optiques.
Si la diffusion est moins forte à ces profondeurs, elle reste un phénomène important qui restreint très fortement les performances du détecteur. En particulier, on ne peut espérer une résolution angulaire inférieur à quelques degrés, ce qui rend délicat l'étude des sources ponctuelles.
Quoi qu'il en soit, AMANDA est le seul détecteur de neutrinos de cette envergure en fonctionnement. Les résultats publiés à ce jour, corrrespondant aux deux premières années de prise de données, jusqu'en 1997, constituent les meilleures mesures disponibles sur les neutrinos atmosphériques de haute énergie et les meilleures limites sur les flux de neutrinos cosmiques [83].

[1] les courants peuvent être assez importants dans le lac Baïkal

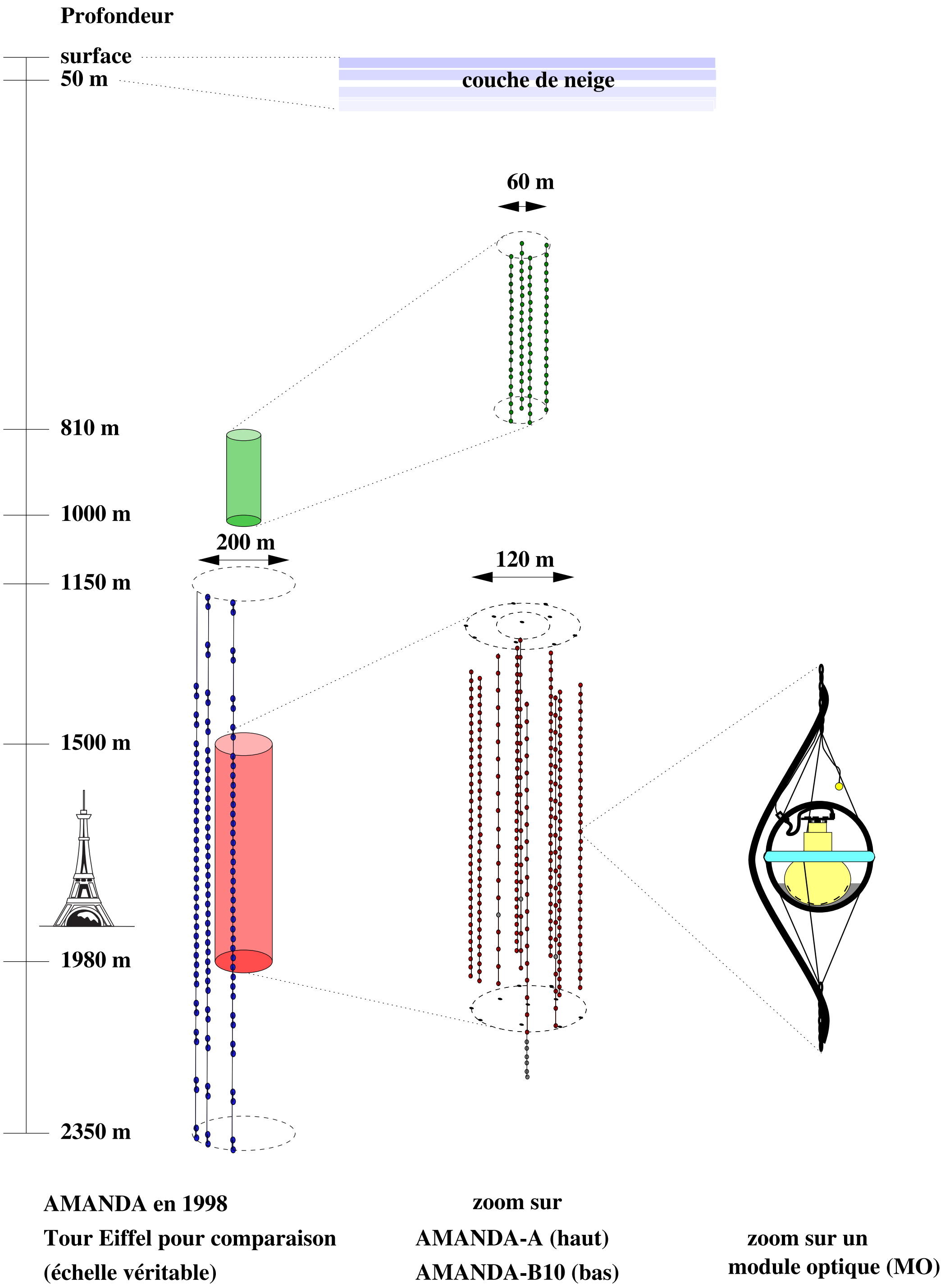

FIG. 2.20: *Schéma du détecteur AMANDA.*

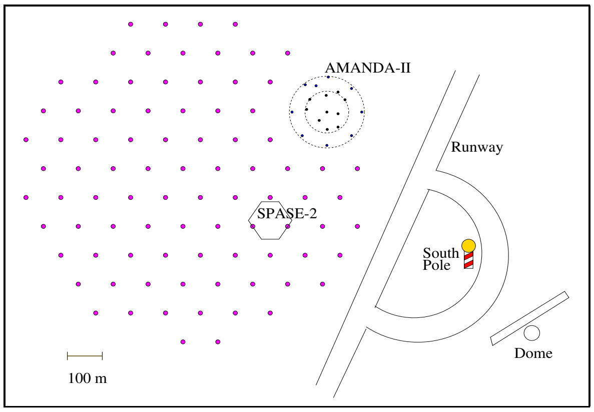

FIG. 2.21: *Configuration choisie pour le futur détecteur de* 1 km^3 *IceCube.*

Le projet IceCube [84] est à l'étude. Il prévoit l'installation, sur le même site qu'AMANDA, de 4800 modules optiques répartis sur 80 lignes distantes de 125 m chacune (figure 2.21). L'agenda officiel mentionne un déploiement de 16 lignes par été austral, ce qui devrait permettre la mise en service complète du détecteur dans les cinq prochaines années.
En dépit de la diffusion, et grâce aux dimensions du détecteur, la collaboration pense pouvoir atteindre une résolution angulaire $\lesssim 1^\circ$ qui devrait faciliter l'étude des sources ponctuelles et diminuer le taux de bruit de fond par plus de deux ordres de grandeur (pour la recherche des sources ponctuelles). IceCube sera probablement le détecteur d'un km^3 de l'hémisphère sud[2].

Le projet NESTOR [85] (Neutrino Experimental Submarine Telescope with Oceanographic Research) qui a débuté en 1989, est en phase de Recherche et Développement. Il a pour ambition de déployer un détecteur en Méditerranée, au large de Pylos par 3800 m de fond. Il s'agit ici de déployer en une seule fois un détecteur de taille importante, une «tour» héxagonale semi-rigide de 32 m de diamêtre, comportant 168 modules optiques répartis sur 12 étages. Les propriétés du site ont fait l'objet de diverses études [86].

Le projet NEMO [87] (NEutrino Mediterranean Observatory), apparu en 1999, regroupe exclusivement des instituts italiens qui travaillent à la recherche d'un site adapté à l'installation, en mer Méditerrannée, d'un télescope à neutrinos de large dimension $\sim$ km. Une partie de l'équipe NEMO travaille également avec le projet Antarès.

2.6 Le projet Antarès

Le projet Antarès est né en 1996. En cinq ans la collaboration est passée du statut d'expérience française à celui de collaboration internationnale. De nombreuses activités ont été entreprises, notamment dans le but de caractériser les propriétés du site d'immersion du détecteur. La configuration du détecteur a également fait l'objet d'études approfondies. Cette partie du chapitre donne un aperçu de l'ensemble de ces

[2]AMANDA et IceCube étant situé au pôle sud, ils ne peuvent pas observer le centre galactique

travaux. L'étude des performances escomptées du détecteur est l'objet du chapitre suivant.

2.6.1 La collaboration Antarès

Antarès est une collaboration européenne qui réunit environ 170 physiciens, ingénieurs, océanologues et astronomes. Elle regroupe des instituts français, anglais, espagnol, hollandais, italiens et russe. Parmi ces instituts se trouvent évidemment des laboratoires de physique des particules, mais aussi d'astrophysique.
La collaboration bénéficie également du soutien logistique précieux de l'Ifremer[3] dont les submersibles sont et seront utilisés pour les deploiements, de l'INSU[4] qui fournit les bateaux lors des campagnes de tests en mer et de France Télécom, dont les compétences en matière de câbles électro-optiques sont un véritable atout.

2.6.2 Evaluation des sites

Emplacement géoraphique

Le site du futur détecteur a été continuellement étudié depuis 1996. Il se situe à 20 milles marins au sud-est de La Seyne-sur-Mer où se trouvent les installations de l'Ifremer. Ses coordonnées géographiques sont $42°50'N, 6°10'E$, sa profondeur est d'environ 2500 m (figure 2.22).

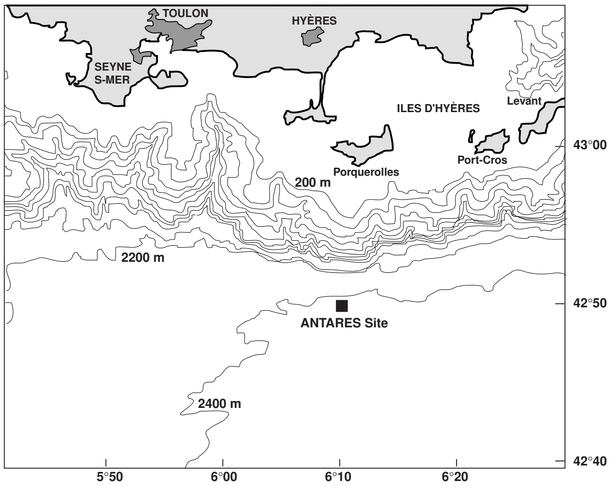

FIG. 2.22: *Carte géographique du site Antarès.*

Les conditions météorologiques ont été évaluées grâce à quatre années de données recueillies sur la proche île de Porquerolles. Les données fournissent des informa-

[3]Institut français de recherche pour l'exploitation de la mer

[4]Institut national des sciences de l'Univers

tions sur la vitesse et la direction du vent ainsi que sur la hauteur de la houle. Les conditions requises pour les opérations de déploiement ou de recupération des lignes sur le site exigent pendant trois jours consécutifs une hauteur de houle inférieure à $1,5$ m et une intensité de vent inférieure à 25 noeuds. D'après les statisques dont nous disposons, de telles conditions sont réunies moins de 5 fois par mois entre octobre et avril et plus de 5 fois par mois le reste de l'année. C'est donc essentiellement de mai à septembre inclus que peuvent se faire les opérations en mer.
Une exploration complète du lit du site a été entreprise avec le submersible «NAUTILE» de l'Ifremer. Elle a permis d'établir la carte 2.23 : la zone retenue est en pente douce (~ 5 m de dénivelé sur un carré de 300 m de côté) et aucun accident topographique n'est à déplorer. Au cours de cette plongée, des carottages ont été pratiqués. L'analyse des échantillons révèle que le sol est constitué de boue solide adaptée à l'immersion de structures telles que les lignes que la collaboration souhaite installer.

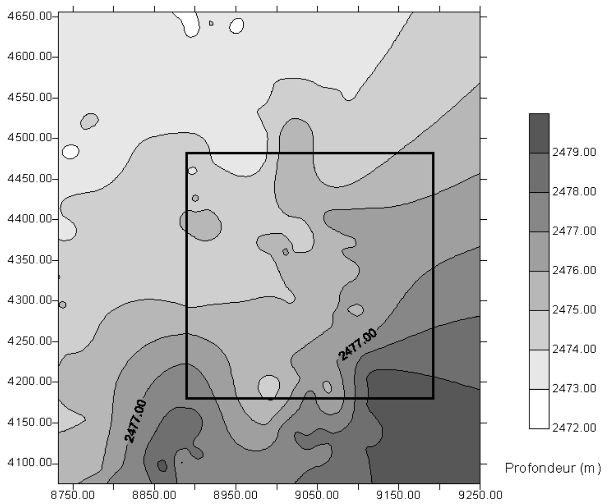

FIG. 2.23: *Carte du fond de mer du site Antarès. Les dénivelés sont très faibles et satisfont aux critères d'immersion du détecteur.*

La mesure des paramètres du site comme la conductivité, la température et la vitesse du courant ont fait l'objet de 14 sorties en mer permettant ainsi de se faire une idée globale des variations saisonnières. La salinité (dont dépend la vitesse du son qu'il est indispensable de connaître avec précision pour le système de reconstruction acoustique) et la température sont très stables : $38,44°/_{\circ\circ}$ (g de sel par kg d'eau) et $13,2°C$. Quant à la vitesse du courant, en moyenne, elle est de $6,8$ cm.s^{-1}. La vitesse maximale jamais mesurée sur le site est de 19 cm.s^{-1}, mais par mesure de précaution, la construction mécanique des lignes et leur distance relative est prévue pour faire face à des courants pouvant atteindre 30 cm.s^{-1}. La figure 2.24 représente les variation de la direction du courant sur une période de 76 jours.

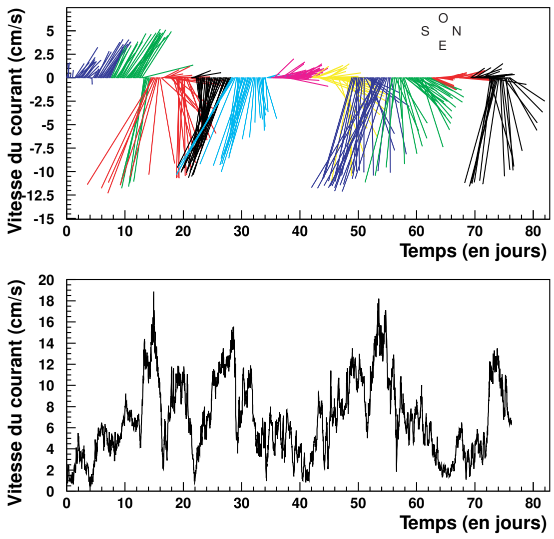

FIG. 2.24: *Variation sur un total de 76 jours de données des courants mesurés. Les différentes teintes indiquent différentes semaines. On peut observer une direction privilégiée Est-Ouest.*

Propriétés optiques

Une attention particulière a été portée à l'étude des propriétés optiques de l'eau, car elles sont directement liées aux performances de détection du télescope. D'elles dépendent également les choix portant sur la distance entre les lignes et sur l'orientation des modules optiques.

La prolifération de bactéries et le dépot de salissures provenant de la surface sur les modules optiques affectent la qualité de la transmission des signaux lumineux. Une mince couche de sédiment se développe peu à peu autour des sphères. Les taux de formation de cette couche en fonction du temps et de la latitude du module optique ont été étudiés. La transmissivité peut chuter de 40% près du pôle supérieur du module optique en un mois. Il est donc exclu d'orienter certains photomultiplicateurs vers le haut. En revanche, dans les régions équatoriales de la sphère, l'efficacité de transmission reste $> 98\%$ après des mois d'immersion, comme l'indique la figure 2.25. A l'équateur, la perte est de l'ordre de $1,5\%$ après huit mois d'immersion du test et semble se stabiliser. En effet les courants marins, s'il déforment les lignes, présentent l'avantage de nettoyer les sphères. On peut donc tabler à long terme sur une faible perte de transmissivité, et ce d'autant plus que les photomultiplicateurs seront orientés à 135° de la verticale et souffriront donc une perte d'efficacité encore inférieure à celle mesurée à l'équateur.

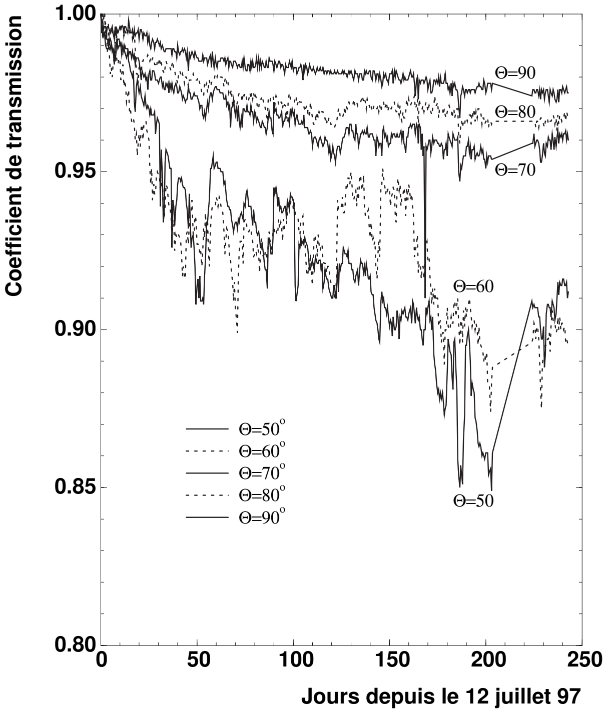

FIG. 2.25: *Perte de transmissivité sur une région plus ou moins proche de l'équateur d'un module optique et sur une période de 8 mois.*

Le bruit de fond optique sur le site Antarès a fait l'objet de plusieurs mesures [88]. Il est constitué de trois composantes principales :

- une contribution à peu près stable de $\sim$ 30 kHz (pour un photomultiplicateur de 10 pouces de diamètre) due à l'émission Tcherenkov d'électrons produits lors de la désintégration β^- du ^{40}K [5] selon :

$$^{40}_{19}K \rightarrow^{40}_{20} Ca + e^- + \overline{\nu}_e \tag{2.35}$$

  Les électrons induits ont une énergie maximale de $1,3$ MeV, largement supérieure au seuil d'émission Tcherenkov des électrons ($0,768$ MeV).
- une composante variable sur une courte durée (quelques heures) et pouvant atteindre plus d'une vingtaine de kHz. Elle est généralement attribuée à des colonies de bactéries luminescentes. Cette composante est susceptible de varier de plus de 50% en fonction de la période de prise de données. Il semblerait que ces variations soient saisonnières.
- une contribution plus spectaculaire, sans doute le fruit des mécanismes de défense de créatures sous-marines, se manifestant par des sursauts d'activité pouvant dépasser plusieurs dizaines de MHz, mais ne durant que quelques secondes.

[5]Le ^{40}K est un isotope radioactif du ^{38}K. Il est présent à hauteur 0.0118% (abondance isotopique) dans la nature. Son mode principal de désintégration (89,3%) est la radioactivité β.

Au delà de 200 kHz le temps mort de l'électronique devient significatif et le détecteur localement aveugle. Le taux de ces sursauts dépend de la vitesse du courant et de la saison. En intégrant sur les distributions mesurées, le temps mort[6] induit sur le détecteur est inférieur à 5% du temps d'observation de chaque photomultiplicateur. Il est distribué uniformément sur tout le télescope et peut être éliminé par une stratégie de déclenchement adéquate (coïncidences locales). Une façon plus radicale encore de l'éliminer consiste à augmenter les seuils des photo-tubes. En passant de $0,3$ à 2 photo-électrons, on diminue les taux de comptage d'un facteur ~ 100, en ne perdant qu'une moindre partie du signal.

La transparence de l'eau sur le site a été particulièrement étudié. Il s'agit d'évaluer avec précision la longueur effective d'atténuation d'une part, et d'estimer d'autre part la contribution relative des deux phénomènes qui entrent en jeu : l'absorption et la diffusion. La relation entre la longueur d'atténuation et les longueurs d'absorption et de diffusion est donnée par :

$$\frac{1}{\lambda_{att}} = \frac{1}{\lambda_{abs}} + \frac{1}{\lambda_{diff}} \tag{2.36}$$

La mesure de λ_{att} a été obtenue grâce à un test déployé en décembre 1997. En utilisant un photomultiplicateur 8 pouces et une source collimée d'intensité réglable, et en variant la distance entre le photomultiplicateur et la source, le résultat suivant a été obtenu à la longueur d'onde de $\lambda = 466$ nm :

$$\lambda_{att} = 41 \pm 1(\text{stat.}) \pm 1(\text{syst.})\ \text{m} \tag{2.37}$$

Pour dissocier l'absorption de la diffusion, d'autres tests ont été immergés, utilisant cette fois-ci une source pulsée de lumière isotrope de largeur à mi-hauteur de 11 ns, illuminant un photomultiplicateur placé à différentes distances (24 m ou 44 m). Les données sont représentées figure 2.26 : 95% des photons qui sont détectés à 24 m arrivent avec un retard inférieur à 10 ns par rapport à ce qui est attendu en absence de diffusion contre 45 ns à 44 m. Ceci montre que la diffusion prend davantage d'importance à grande distance. Compte tenu de la largeur de la source utilisée, elle reste toutefois globalement peu importante.

Les caractéristiques de l'absorption peuvent être extraites en comparant les hauteurs des pics de photons directs. Un ajustement sur les distributions mesurées permet d'estimer la longueur de diffusion. Cet ajustement se fonde sur une description générale du milieu donnée par [89]. Sur ces critères, on peut écrire la densité de probabilité pour un photon ayant parcouru une distance l sans être absorbé, de diffuser pour la première fois dans une direction θ comme :

$$\frac{d^2P}{dl\, d(\cos\theta)} = 2\pi e^{-l/\lambda_{diff}} \frac{1}{\lambda_{diff}} \tilde{\beta}(\theta) \tag{2.38}$$

[6]temps où les taux de comptage excèdent 200 kHz

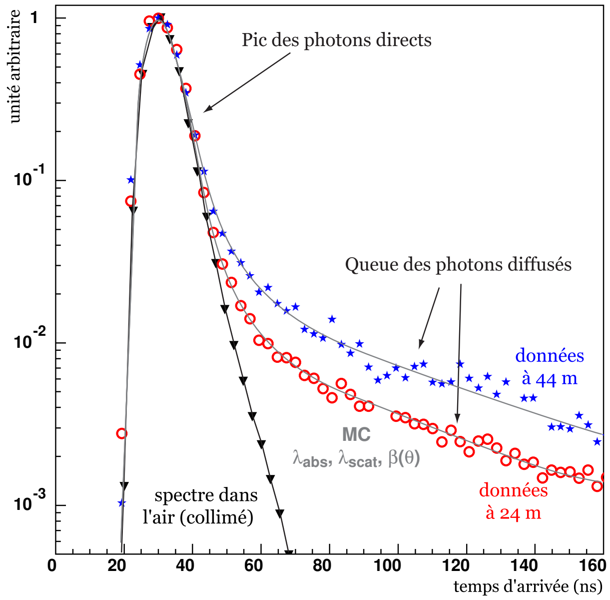

FIG. 2.26: *Distributions normalisées des temps d'arrivée des photons dans les photomultiplicateurs pour différentes distances à la source. L'influence des queues de diffusion augmente avec la distance.*

où $\tilde{\beta}(\theta)$ est une fonction de phase qui décrit la distribution des angles de diffusion. Dans le cadre de cette analyse, elle est décomposée en deux parties distinctes :

$$\tilde{\beta}(\theta) = \eta\tilde{\beta}_R(\theta) + (1-\eta)\tilde{\beta}_P(\theta)$$

qui décrivent respectivement la diffusion sur les molécules d'eau («distribution Rayleigh») et sur les particules en suspension. Le terme η en fournit les contributions relatives. Il est attendu entre 10 et 20%. L'angle de diffusion moyen peut être également décrit par l'intermédiaire de η comme :

$$< \cos\theta > = \eta < \cos\theta >_R + (1-\eta) < \cos\theta >_P \quad (2.39)$$
$$= (1-\eta) < \cos\theta >_P \quad (2.40)$$

dans la mesure où la diffusion Rayleigh est isotrope ($< \cos\theta >_R = 0$). Cette modélisation a permis d'aboutir aux résultats rassemblés dans le tableau 2.1 :

Couleur	*Période*	λ_{abs} *(en m)*	λ_{diff} *(en m)*	η
Bleu (466 nm)	Juil 98	$67,3 \pm 1,3$	$66,6 \pm 6,1$	$0,19 \pm 0,03$
	Mars 99	$58,7 \pm 0,7$	$51,4 \pm 5,9$	$0,14 \pm 0,03$
UV (370 nm)	Juil 99	$22,3 \pm 0.1$	$22,9 \pm 1,4$	$0,13 \pm 0,01$
	Sept 99	$25,1 \pm 0,1$	$23,1 \pm 0,9$	$0,13 \pm 0,01$

TAB. 2.1: *Résumé des résultats des mesures de la transparence de l'eau du site Antarès.*

Une façon plus parlante d'exprimer la moindre importance de la diffusion par rapport à l'absorption sur le site Antarès est d'introduire une longueur de diffusion «effective» :

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

En effet, pour $\cos\theta = 1$, c'est-à-dire dans le cas d'une diffusion vers l'avant, $\lambda_{diff,eff} \to \infty$: l'effet de la diffusion est insignifiant, le photon est à peine retardé. Les mesures sur le site Antarès aboutissent à :

$$\lambda_{diff,eff} \sim 300 \text{ m} >> \lambda_{\text{abs}} \quad \text{(bleu)} \tag{2.41}$$

$$\lambda_{diff,eff} \sim 100 \text{ m} >> \lambda_{\text{abs}} \quad \text{(UV)} \tag{2.42}$$

L'absorption est donc effectivement le facteur dominant pour Antarès, contrairement à AMANDA où le facteur dominant est la diffusion.

L'ensemble des mesures établies sur le site Antarès satisfait aux critères d'immersion du prototype. La connaissance de tous ces paramètres a permis à la collaboration d'établir une configuration optimisée pour le futur détecteur. Elle est résumée dans les paragraphes suivants.

2.6.3 Description du détecteur

Une description détaillée du détecteur est proposée dans le rapport technique d'agencement (« technical design report») [90].
Le télescope se compose de plusieurs éléments identiques qui forment des sous ensembles indépendants. Une ligne de détection constitue un des ces composants. Le nombre total de lignes, à ce jour, est encore incertain. Il dépend des fonds financiers disponibles. On peut d'ores et déjà affirmer qu'il est de 10 au minimum et pourrait augmenter jusqu'à 14. Chacune des lignes est équipée de modules optiques qui constituent les cellules élémentaires du télescope. Une attention particulière sera donc portée à la description des lignes elles-mêmes d'une part, et des modules optiques d'autre part.
La figure 2.27 schématise le principe du détecteur. Un certain nombre de lignes y est représenté. Elles sont toutes reliées, par l'intermédiaire de câbles électro-optiques, à la boîte de jonction qui assure l'alimentation de chacune d'entre elles ($\sim$ 400 V) au moyen de convertisseurs de puissance. Les connections sont assurées par le submersible télécommandé «Victor» de l'Ifremer. C'est à ce niveau également qu'est assurée la liaison avec le câble électro-optique principal, long de 40 km, qui relie le détecteur à la côte. C'est un câble de télécommunication standard.
Autour du détecteur, sont disposées plusieurs balises acoustiques qui permettent de pratiquer des triangulations et de contrôler ainsi la position des éléments de la ligne («contrôle lent»). L'ensemble des données, acoustiques ou électriques, est converti

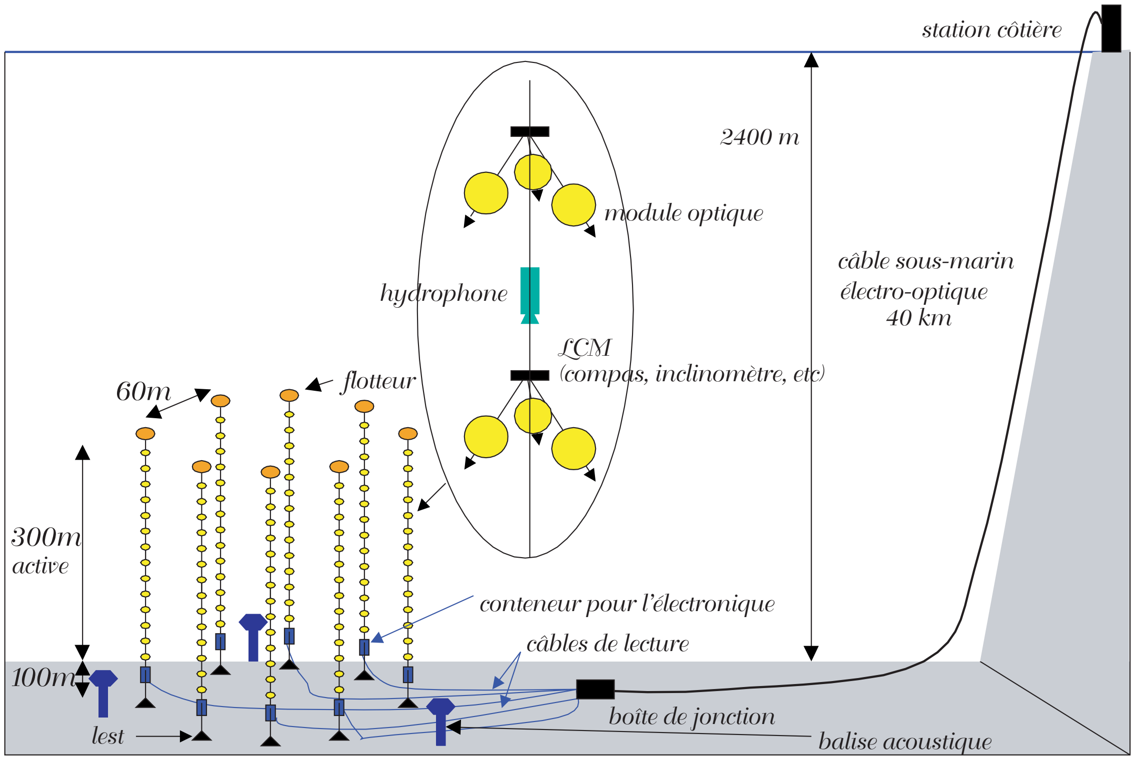

FIG. 2.27: *Schéma du futur détecteur.*

en signaux lumineux. Toute l'information est transportée à travers le câble électro-optique, qui constitue donc un des éléments clefs du détecteur.
Les conditions extrêmes dans lesquelles est placé le détecteur imposent une fiabilité très importante des éléments avant l'immersion et une durée de vie $\sim$ 10 ans. En effet, si la récupération d'un élément défectueux n'est pas exclue, elle reste une opération lourde et coûteuse qu'il convient de prévenir le plus possible.
Dans la deuxième partie de la thèse sont présentés les résultats d'un prototype constitué d'une ligne et relié à la côte par un câble similaire à celui du futur détecteur. Ils attestent de la possibilité de faire fonctionner des telles structures de détection plongées en profondeur.

2.6.4 Les lignes de détection

Une des premières caractéristiques de ces lignes est leur souplesse. Placer une structure rigide d'une telle dimension ($\sim$ 450 m de long) pourrait entraîner des dommages importants lors de tempêtes sous-marines. Aussi les lignes sont elles accrochées au sol par des lests éjectables et maintenues plus ou moins verticales par des bouées, libres d'épouser la forme que leur imposent les courants. Dans ces conditions, et puisque la reconstruction des trajectoires de muons nécessite de connaître avec précision l'emplacement des cellules de détection, toutes les lignes sont pareillement équipées des senseurs acoustiques (hydrophones) et autres appareils de mesure (compas et inclinomètres) pour établir un contrôle sur le positionnement du détecteur.

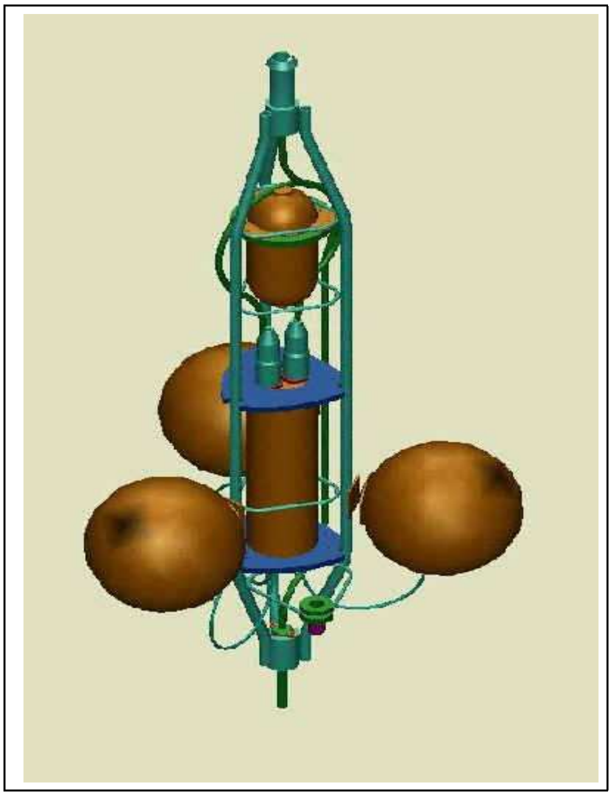

FIG. 2.28: *Schéma d'un étage d'une ligne du télescope. On distingue les trois modules optiques. Au milieu des trois modules, dans le cylindre, se trouve le conteneur électronique principal. Au dessus, le dernier conteneur cylindrique abritent les sources de lumière utiles à la calibration en temps.*

Les lignes comportent 30 étages distants de 12 m. Ces étages sont reliés par un câble électro-mécanique qui assure les connections électro-optiques entre étages (figure 2.28) au niveau d'un conteneur électronique local en titane (voir LCM sur le schéma 2.27). Trois modules optiques sont présents à chaque étage, dépendant ainsi du même module électronique local. Les modules optiques sont inclinés à 135° de la verticale, augmentant ainsi la sensibilité du détecteur pour les particules montantes.
Pour assurer un étalonnage temporel, des lasers seront placés au sol et des «boules de LED» (des cylindres transparents contenant des sources isotropes lumineuses) seront disposées tout au long de chaque ligne, à raison de 1 «boule» par étage.
Les lignes sont distantes les unes des autres de 60 m (une distance minimale doit être observée pour la sécurité du sous-marin qui assure les connexions) et sont disposées au sol suivant un octogone régulier (figure 2.29). Au pied de chaque ligne se trouve un conteneur électronique principal, ainsi que le système de connexion avec la boîte de jonction.

2.6.5 Modules optiques

Le module optique se compose principalement d'un photomultiplicateur Hamamatsu 10 pouces de type R7081-20 à 14 étages d'amplification placé à l'intérieur d'une sphère de verre transparente de 43 cm de diamètre. Les caractéristiques principales [91] sont rassemblées dans le tableau 2.2.

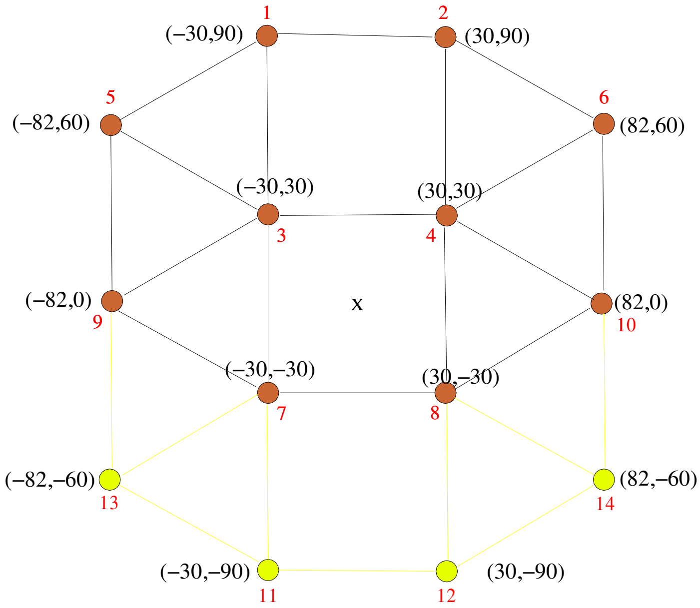

FIG. 2.29: *Disposition au sol des lignes du futur télescope. Les lignes sont espacées de* 60 *m et constituent un octogone adapté aux manoeuvres du submersible. Dans un premier temps 10 lignes seront déployées suivies éventuellement de 4 autres.*

Tension (V)	1430 (170)
Rapport Pic/Vallée	2,0 (0,4)
TT (ns)	3,4 (0,4)
TTS (ns)	1,3
S_{coll} (cm^2)	440
S_{eff} (cm^2)	390

TAB. 2.2: *Caractéristiques principales des photomultiplicateurs 10 pouces Hamamatsu R7081-20, mesurées par la collaboration Antarès sur 80 photomultiplicateurs à un gain* $G = 10^8$ *(voir paragraphe 2.6.6). Les valeurs entre parenthèses indiquent la dispersion des mesures. Le Temps de transit TS est le temps entre l'instant d'illumination et l'instant d'apparition de l'impulsion de courant associée. La dispersion sur ce temps de transit TTS («Transit Time Spread») varie en fonction du point d'illumination sur la photocathode. La surface de collection est la surface de la photocathode, la surface effective, son projeté suivant la direction du photon incident.*

A l'intérieur de la sphère, suffisamment résistante pour faire face à la pression environnante à 2400 m de fond, se trouve également l'électronique associée au photomultiplicateur.

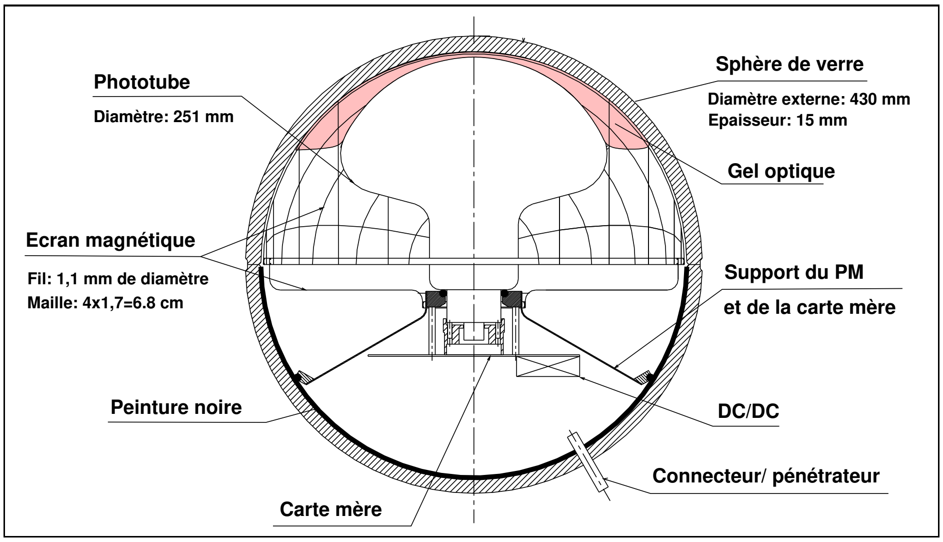

FIG. 2.30: *Schéma de constitution d'un module optique*

Le schéma 2.30 offre un aperçu de la disposition des éléments dans la sphère. L'adhésion entre les deux hémisphères du module optique est obtenue grâce à la l'établissement d'une dépression interne de 200 mb. Pour assurer la continuité du contact optique entre la sphère et la surface de la photocathode, on trouve un gel optique compact qui aide par ailleurs au maintien du photomultiplicateur à l'intérieur de la sphère.
Une cage en mu-métal est disposée autour du PM pour le protéger des perturbations provoquées par le champ magnétique terrestre. L'ombre globale portée sur la photocathode est estimée à 9% [92].
L'hémisphère intérieur, opposé à la surface de détection du photomultiplicateur, est recouvert d'une peinture noire qui absorbe la lumière et minimise les risques de réflexions internes.

2.6.6 Caractérisation des photo-tubes

Les modules optiques ont été étudiés au moyen d'un dispositif expérimental spécialement conçu pour approcher les conditions réelles de l'immersion : la «gamelle» [93]. La «gamelle» est un volume cylindrique isolé de toute pollution lumineuse extérieure (cf fig 2.31). Le cylindre mesure $1,5$ m de haut pour un rayon de 70 cm. Il contient ainsi $2,3$ m^3 d'eau pure recyclée, afin de maintenir un pH constant et neutre.

Un module optique y est immergé et peut détecter la lumière Tcherenkov induite par les muons atmosphériques traversant, ou bien la lumière envoyée par une source installée sur le capot du dispositif.
Au dessus et au dessous du cylindre (à $3,6$ m de distance) sont installés deux réseaux

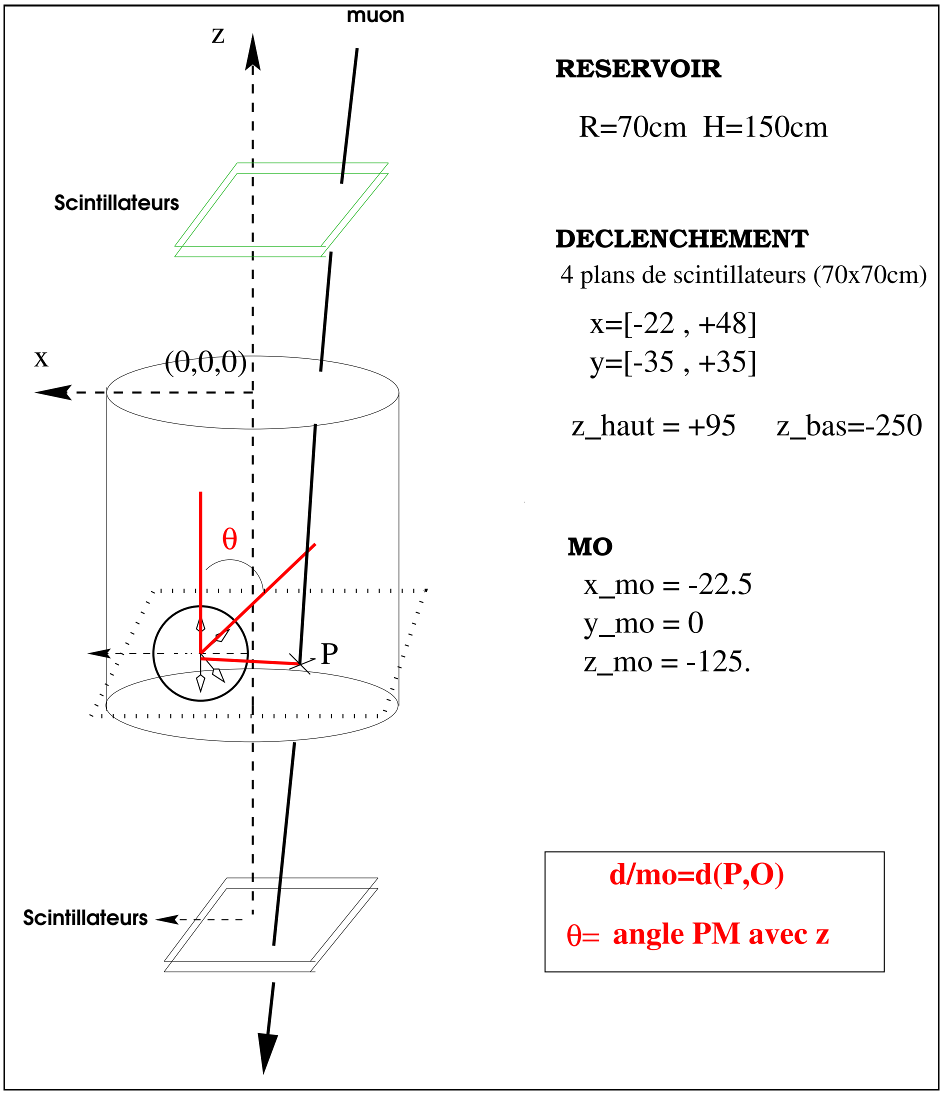

FIG. 2.31: *Dispositif de test : la «gamelle»*

de scintillateurs (24 au total) de 12 cm de large et 70 cm de long. Ces 24 scintillateurs sont reliés à autant de photomultiplicateurs. Chaque réseau se compose de deux plans croisés de 6 scintillateurs, permettant ainsi de reconstruire avec une précision de $\sim$ 6 cm les coordonnées des points d'entrée et de sortie des muons. L'ensemble constitue le système principal de déclenchement. Le réseau inférieur est recouvert de briques de plomb formant ainsi une couche d'une épaisseur de 15 cm, de façon à ce que seuls les μ ayant une énergie supérieure à $\sim 0,6$ GeV puissent établir le déclenchement. Compte tenu de la disposition des plans de scintillations, seuls les muons à moins de 5° de la verticale sont détectés. A l'intérieur du système, un moteur permet la rotation du module optique sur lui-même, de manière à ce que l'angle formé par la verticale et la direction de visée du photo-tube (θ_{OM}) varie entre 0^{o} (le PM est orienté vers le haut) et 180° (le PM est orienté vers le bas). θ_{OM} est repérable au moyen d'un potentiomètre.
Les PMs testés ont fonctionné dans des conditions telles que le gain soit de l'ordre de 10^{8}, c'est-à-dire soumis à des tensions comprises entre 1200 V et 1400 V. Dans ces conditions, chaque photomultiplicateur reste dans un régime linéaire jusqu'à environ 40 photo-électrons (p.e.). L'analyse des données de la gamelle permet de représenter le nombre de photo-électrons recueillis en fonction de deux paramètres : la distance entre la trace du muon incident et le centre du module optique d'une part, et l'angle θ_{OM} d'autre part. Les résultats obtenus pour un module optique équipé d'un PM 8 pouces sont rassemblés figure 2.32.

On vérifie expérimentalement que la quantité de lumière observée diminue comme l'inverse de la distance à la trace[7]. Les courbes montrent également clairement l'existence d'une orientation optimale du photomultiplicateur. La quantité maximale de lumière recueillie est atteinte pour une valeur de θ_{OM} de $\sim 43^{o}$. Puisque les muons sélectionnés dans la gamelle sont quasi verticaux et que la quantité de lumière recueillie atteint sa valeur optimale lorsque les photons viennent frapper la photo-cathode parallèlement à l'axe du photo-tube, on peut considérer qu'il s'agit là d'une mesure de l'angle Tcherenkov dans l'eau pure.
Ces considérations influent naturellement sur l'agencement mécanique du détecteur. Le futur projet devant être sensible aux traces montantes, les PMs seront orientés à 135° de la verticale. Cette disposition constitue un bon compromis entre le besoin de couvrir le plus grand angle solide avec les PM d'un même étage et celui de maximiser le champ commun de vision de deux modules optiques pour les coïncidences locales.

2.6.7 Numérisation de signaux

La transmission de données analogiques sur une distance de 40 km n'est pas une solution valable à cause des distorsions du signal et de l'atténuation dans les fibres. Il est préférable de numériser les signaux des photomultiplicateurs avant de les envoyer

[7] La lumière est émise sur un cône circulaire. La quantité totale de lumière reçue en un point distant de r à la trace varie donc comme $\frac{1}{2\pi r}$

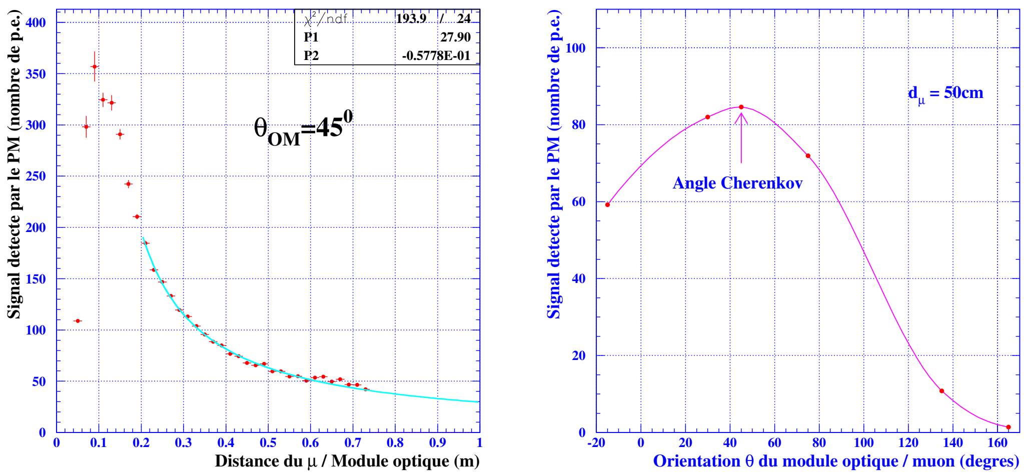

FIG. 2.32: *L'histogramme de gauche représente le nombre de photo-électrons détectés en fonction de la distance à la trace lorsque l'angle entre celle-ci et le module optique est de 45 degrés. Compte tenu des dimensions de la gamelle, les données ne sont disponibles que pour un éloignement maximal de* 70 *cm. Le schéma montre une extrapolation jusqu'à un mètre. L'histogramme de droite représente le nombre de photo-électrons détectés en fonction de l'angle formé par la direction de visée du module optique et la direction du μ incident, pour des traces éloignées de 50 cm de la photo-cathode. Un maximum est atteint vers 43 degrés (angle Tcherenkov dans l'eau), c'est à dire lorsque la direction du photon est parallèle à l'axe du photo-tube.*

à la terre. Cette tâche est celle du circuit intégré ARS[8] [94]. Ces circuits sont placés à l'intérieur des conteneurs électroniques locaux.

Deux ARS sont utilisés pour chaque photomultiplicateur. Une numérisation généralisée des signaux est peu réaliste ; elle induirait un taux de données trop important (en grande partie à cause du bruit de fond optique) et risquerait de saturer les systèmes d'acquisition. La grande majorité des signaux (> 98%) se situant au niveau du photoélectron-unique, d'un gabarit standard et facile à reconnaître, il a été décidé que lorsque ce cas se présenterait, seuls la charge et le temps de passage du signal au dessus d'un certain seuil seraient gardés en mémoire, et envoyés à terre. En revanche, dans le cas de signaux de gabarit différents, l'ensemble de la forme du signal est échan-

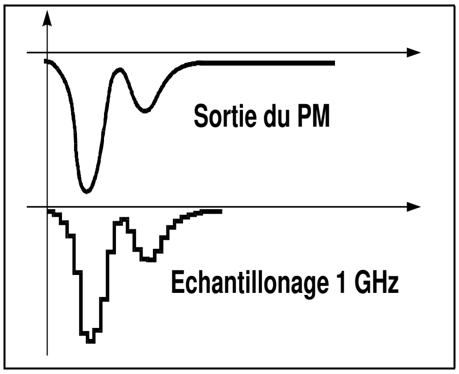

FIG. 2.33: *L'ARS échantillonne les signaux de modules optiques en permanence.*

[8] Analog Ring Sampler

tillonnée (avec un échantillonage de $0,3$ à 1 GHz, voir figure 2.33) et transmise à la côte pour une analyse complète.
Le choix de numériser ou pas un signal incombe au comparateur PSD[9]. Le fonctionnement global se fait donc suivant deux modes distincts : le mode «SPE[10]» ou «mode simple» et le mode «Wave Form (WF)» ou «mode complexe» qui stocke l'information, incessamment échantillonnée dans 128 condensateurs auxquels sont associés autant de convertisseurs analogiques numériques.

2.6.8 Déclenchement de l'acquisition

Une description détaillée des diverses propositions de déclenchement de lecture des données est exposée dans [95]. En résumé, la philosophie du déclenchement repose sur trois niveaux consécutifs :

- Des coups simples de type «SPE» forment le niveau 0.
- Le second niveau (type 1) est initié par des coïncidences locales (sur un même étage) de type 0, ou encore par l'observation de signaux simples d'amplitude élevée ($> 1,5$ p.e).
- Le dernier niveau (type 2) demande deux coïncidences de type 1 avant d'ordonner une lecture intégrale du détecteur.

Une estimation des taux de déclenchements à chacune de ces étapes est donnée dans le tableau 2.3.

Niveau 0 (0,3 pe) (par OM)	70 kHz
Niveau 1 (1,5 pe) (par LCM)	$4,5$ kHz
Niveau 1 (40 ns)	14 kHz
Niveau 2 (3,5 μs)	55 kHz
TOTAL	69 kHz
Volume des données (par OM)	$1,4$ Mb/s

TAB. 2.3: *Taux de déclenchement et volume des données pour un télescope de* $\sim$ $0.1\ \mathrm{km}^2$ *équipé de photomultiplicateurs 10 pouces. Les chiffres sont extraits de [95].*

[9] Pulse Shape Discriminator
[10] Single Photo-Electron

Chapitre 3

Performances du détecteur Antarès

La configuration du futur détecteur est décrite au chapitre précédent. Elle est différente de ce qui est indiqué dans la proposition d'expérience [96]. Les changements viennent essentiellement des contraintes imposées pour faciliter les connexions par le submersible de l'Ifremer ainsi que des contraintes financières. Ce chapitre est donc un aperçu des performances du détecteur revu au regard de la nouvelle géométrie du détecteur et mis à jour en utilisant des simulations plus réalistes prenant notamment en compte les phénomènes de diffusions.
Les caractéristiques qui sont exposées dans ce chapitre ne s'appliquent en général que dans le régime de haute énergie associé aux études d'astrophysique. Les caractéristiques à basse énergie sont étudiées dans [73].

3.1 Outils de simulations

La collaboration dispose de plusieurs outils de simulations qu'il s'agisse de la génération des événements, de la propagation des muons dans le détecteur ou même de la reconstruction (de nouvelles techniques étant actuellement à l'étude). Ce qui est proposé ici est d'utiliser les techniques développées le plus récemment. Les programmes ne sont pas forcément optimisés mais présentent l'avantage de n'être pas encore dépassés par l'évolution incessante des outils informatiques de la collaboration. En d'autres mots, les résultats présentés dans ce chapitre sont les plus récents. Au fur et à mesure de la description des étapes de la simulation, nous nous efforcerons de souligner les particularités des programmes et les lacunes qui restent à combler.

3.1.1 Génération des événements

Plusieurs types de générateurs sont utilisés par la collaboration Antarès. Certains sont conçus pour les hautes énergies et engendrent des événements traversant le détecteur tandis que d'autres, plus spécifiquement adaptés aux basses énergies, engendrent des événements contenus dans le détecteur, ou suffisamment proches de celui-ci pour que la gerbe produite au point d'interaction illumine certains modules optiques.

Le détecteur est défini comme le cylindre dont le centre coïncide avec le barycentre des modules optiques, et dont le rayon et la hauteur ont les valeurs minimales qui permettent aux modules optiques d'y être tous contenus. Ce détecteur est plongé dans un milieu transparent et indéfini. C'est pourquoi on est amené à définir une région sensible, à l'intérieur de laquelle les chances que les photons Tcherenkov produits soient détectées sont non négligeables. Par la suite, nous appellerons «canette», ce volume sensible. Le centre de la canette coïncide avec le centre du détecteur. Son rayon R_c est pris comme

$$
\begin{aligned}
R_c &= R_d + L && (3.1)\\
&= R_d + 2,5 \times \lambda_{abs} && (3.2)
\end{aligned}
$$

où R_d est le rayon du détecteur et λ_{abs} est proche de la longueur d'absorption mesurée, à 466 nm de longueur d'onde, sur le site Antarès (cf paragraphe 2.6.2). De même, la hauteur de la canette correspond à la hauteur des lignes de détection, à laquelle on ajoute, de part et d'autre la longueur L (figure 3.1). Ainsi le volume de génération, délimité par la surface de la canette, est suffisamment grand pour ne pas biaiser les simulations. La figure 3.2 représente les dimensions de la surface du cylindre projetée sur le plan perpendiculaire à la direction du neutrino -du muon- en fonction de son énergie et de son cosinus directeur.

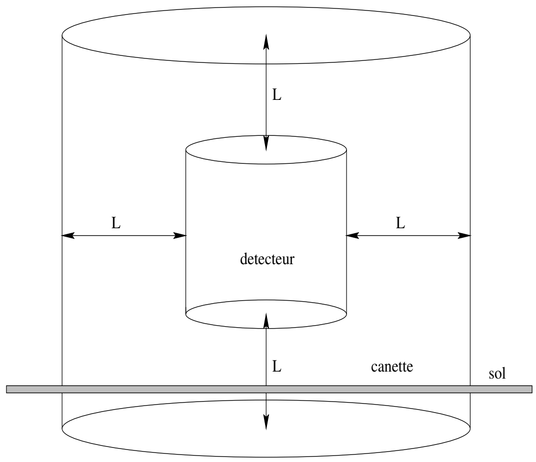

FIG. 3.1: *Cylindre de génération des événements. Les dimensions du cylindre doivent être suffisamment grandes pour ne pas fausser les simulations, et suffisamment restreintes pour ne pas gaspiller du temps de calcul.*

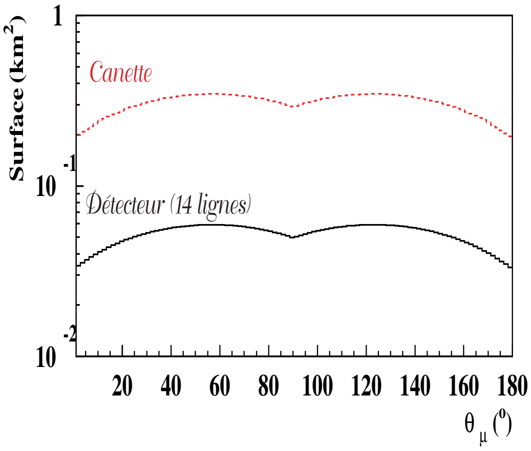

FIG. 3.2: *Surfaces projetées de la canette et du détecteur (14 lignes) sur le plan perpendiculaire à la direction du muon incident, en fonction de son angle zénithal.*

Le programme GEMINI [75], développé dans le cadre de cette thèse, simule l'interaction profondément inélastique par courant chargé de neutrinos muoniques à l'extérieur du cylindre. L'énergie des neutrinos est tirée de façon aléatoire avec une densité de probabilité inversement proportionnelle à l'énergie de manière à simuler le même nombre d'événements dans chaque décade d'énergie et de préserver, de la sorte, un lot statistique suffisant à haute énergie. La distribution angulaire des neutrinos est isotrope. L'utilisateur est néanmoins libre de choisir les limites zénithales de génération. Pour chaque neutrino engendré, la cinématique, de même que les effets d'absorption dans la terre, sont pris en compte par les formules données au paragraphe 2.1. L'énergie du muon induit sert à estimer la distance maximale $D_{\max}$ qu'il peut parcourir (dans l'eau). La distance entre le vertex d'interaction et la canette, le long de la direction du muon est ensuite choisie de façon aléatoire entre 0 et $D_{\max}$, de manière à ne pas gaspiller le temps de calcul en propageant un muon qui ne pourrait pas atteindre le cylindre de génération. Cette étape est assurée par le programme TRAM [97]. Ce programme est une version modifiée du programme PROPMU [98]. Il permet de propager les muons d'abord dans la roche, puis dans l'eau de mer, lorsqu'ils rencontrent les deux milieux le long de leur parcours, tout en simulant les diffusions successives qu'ils subissent en route (figure 3.3).

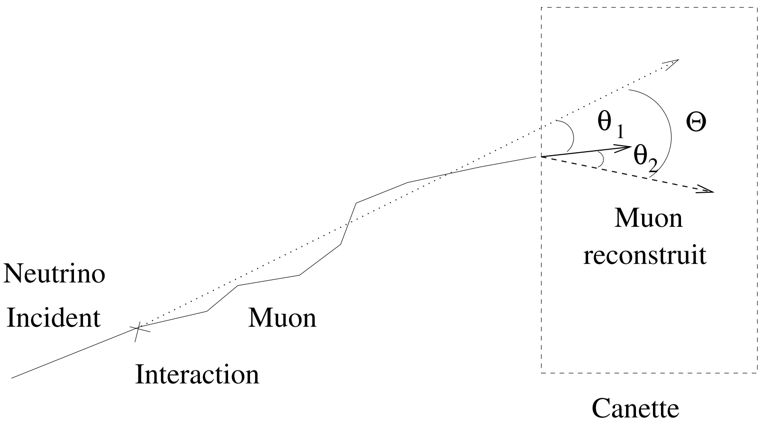

FIG. 3.3: *Représentation schématique de la méthode de génération des événements simulés. Après l'interaction du neutrino, le muon induit est propagé jusqu'à la canette en tenant compte des diffusions multiples le long de son parcours.*

Le parcours moyen du muon dans la roche est illustré par les figures 2.12 et 2.13. Les biais induits par la méthode de génération sont compensés à posteriori en pondérant les événements par les facteurs correctifs appropriés. Le choix du spectre de neutrinos intervient en dernier lieu, au moment de l'analyse des événements simulés : chacun est libre d'appliquer une normalisation globale qui peut dépendre de l'énergie et de la direction, soit du neutrino père, soit du muon fils. L'inconvénient majeur de cette méthode se fait ressentir lorsque la statistique est faible. En effet les poids associés aux événements comprennent entre autres : la section efficace du neutrino, le parcours du muon, le coefficient d'absorption dans la terre et la surface projetée de la canette sur le plan perpendiculaire à la direction du muon. En conséquence, les dispersions sur ces poids varient sur plusieurs ordres de grandeur. Quand le nombre d'entrées des histogrammes est peu important, ceci rend l'analyse délicate. C'est le cas en particulier pour les événements de bruit de fond dont le nombre est rendu minimal par les coupures de sélection. Par exemple, il est possible d'étudier le bruit de fond de muons induits par des neutrinos atmosphériques en appliquant, sur les événements engendrés avec GEMINI, une normalisation fidèle au flux de neutrinos atmosphériques. Cependant, pour les raisons qui viennent d'être évoquées, il est préférable d'utiliser directement une génération de muons selon la loi qu'ils suivent effectivement. C'est le rôle du programme GEM [99], également développé dans le cadre de cette thèse, qui engendre sur la canette, à la fois des muons issus spécifiquement de neutrinos atmosphériques et des muons issus de gerbes atmosphériques. Le détail de cette génération est donné dans l'annexe A.

3.1.2 Bruit de fond atmosphérique

L'étude du bruit de fond des muons atmosphériques est donc réalisée avec le générateur GEM. La production est longue, car la statistique résiduelle est faible, à cause des coupures d'une part, et à cause de l'inefficacité (souhaitée) de la reconstruction pour les traces descendantes (les modules optiques sont inclinés vers le bas).
Le nombre de muons simulés (42 millions au total) représente une journée de prise de données et équivaut à environ $1,5$ milliard de secondes CPU sur des PC-linux et plus de 60 GO de données à stocker.
Dans le souci de prendre aussi en compte la composante du bruit de fond des multi-muons issus des gerbes atmosphériques qui sont susceptibles, à cause de leur multiplicité, de satisfaire plus facilement les critères de déclenchement, nous avons étudié un échantillon représentant environ 1 heure et 20 minutes de prise de données. Ces évènements sont plus difficiles à engendrer. Il est d'abord nécessaire de simuler l'interaction des rayons cosmiques primaires avec les noyaux de la haute atmosphère et de suivre les muons produits dans la cascade d'interaction jusqu'au niveau de la mer. Cette étape est assurée par le programme HEMAS [100] dont une description plus détaillée est donnée dans la seconde partie du manuscrit (paragraphe 7.2). Les muons sont ensuite propagés jusqu'au cylindre de génération par le programme PROPMU. La production d'une statistique plus significative de muons atmosphériques utilisant ces programmes demande plusieurs mois de temps de calcul et un espace de stockage colossal. Elle est actuellement en cours. L'échantillon de multi-muons que nous utilisons ne contient que les événements[1] ayant au moins deux traces de muons. Les autres, $\sim 85\%$ de l'ensemble des muons qui arrivent au détecteur et $\sim 95\%$ de l'ensemble des évènements, sont pris en compte par GEM.

[1]Un événement = un rayon cosmique primaire = une gerbe atmosphérique = un ou plusieurs muons dans le détecteur

3.1.3 Propagation des événements dans le détecteur

La propagation des muons à l'intérieur de la canette est assurée par le programme KM3 [101] qui simule par des techniques de Monte Carlo, la lumière émise par les muons et par les particules secondaires. La réponse du photomultiplicateur est également prise en charge à ce niveau. La simulation se divise en trois parties distinctes :

1. La génération de la lumière Tcherenkov est tabulée après une simulation complète avec GEANT [102]. Les photons émis sont suivis dans tout l'espace, chacun d'entre eux ayant une énergie distincte. Les phénomènes d'absorption et de diffusion sont pris en compte selon les résultats des tests effectués sur le site Antarès. La position, la direction et le temps d'arrivée des photons directs comme des photons diffusés sont sauvegardés pour plusieurs valeurs de la distance à la source.
2. Cette information est ensuite utilisée lors de la seconde étape qui convertit les champs de photons ainsi obtenus en distributions de probabilité de coups dans des unités de détection analogues aux photomultiplicateurs. Quatre distributions sont engendrées pour chaque type de trace initiale (muon ou gerbe électromagnétique) : la probabilité de voir un photon direct et la distribution des temps associée, ainsi que la probabilité de voir un photon ayant diffusé et la distribution des temps associée.
3. La dernière étape consiste à suivre les muons préalablement engendrés sur la surface de la canette et à simuler les coups dans les photomultiplicateurs grâce aux distributions de probabilité. Des segments d'environ un mètre sont examinés pas à pas, prenant ainsi en considération la perte d'énergie du muon. Au cours de cet examen, si la perte d'énergie est largement supérieure à la perte moyenne par ionisation[2], une gerbe électromagnétique est susceptible de se produire aléatoirement le long du segment. Elle sera ensuite examinée indépendemment et traitée grâce aux tables des électrons. Les coups induits par la lumière Tcherenkov émise par les électrons de désintégration du ^{40}K sont ajoutés sur toutes les cellules élémentaires du détecteur. Un taux effectif de 60 kHz permet ainsi de rendre compte à la fois du taux d'activité effectif dû au ^{40}K et de la composante variable induite par la bioluminescence (cf. paragraphe 2.6.2). Dans tous les cas, les impulsions de photomultiplicateur ne sont gardées que lorsque la charge est supérieure à 1/2 photo-électron, ce qui permet de diminuer le volume d'information et reste largement suffisant pour les études de haute énergie.

Les dernières versions utilisées pour caractériser les performances du détecteur simulent, en plus de la réponse des modules optiques (issue de mesures présentées au paragraphe 2.6.6) résumée sur le figures 3.4, les effets de l'électronique de numérisation (voir paragraphe 2.6.7). Seul le mode simple (photo-électron) est incorporé dans les programmes. Cette limitation n'existe pas dans la réalité, ce qui signifie que les

[2]minimum d'ionisation : $\frac{dE}{dx} \simeq 0,22\ \mathrm{GeV\,m^{-1}}$ voir paragraphe 2.3

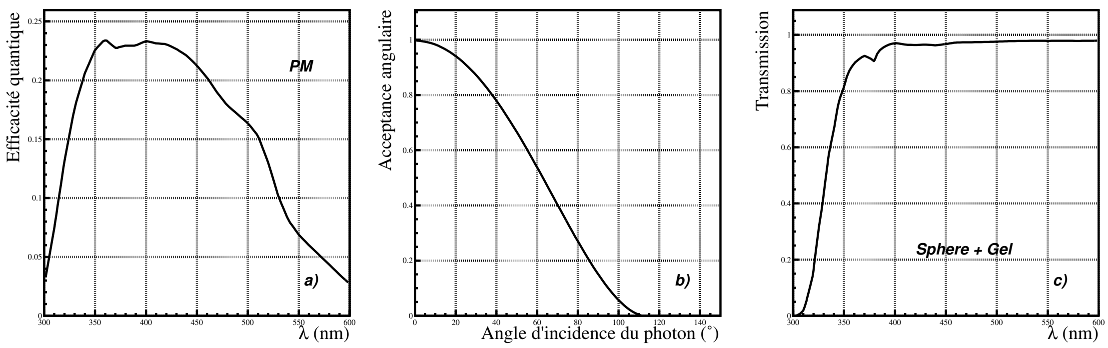

FIG. 3.4: *Distributions de : a) l'efficacité quantique du photo-tube en fonction de la longueur d'onde, b) l'acceptance angulaire en fonction de l'angle d'incidence du photon , c) du coefficient de transmission combiné de la sphère et du gel en fonction de la longueur d'onde. Le produit de ces trois facteurs de restriction est inclus dans la troisième étape de KM3. D'après ces figures, on constate que le domaine de sensibilité des modules optiques se situe entre* 300 *et* 600 *nm. A basse fréquence la limitation vient de l'efficacité quantique du PM, tandis qu'à haute fréquence, elle est essentiellement le fait de la perte de transmission de la sphère. Une autre contribution, qui n'est pas représentée mais dont les programmes tiennent compte, vient de l'ombre de la cage en mu-métal (*$\sim$ 9%*) (voir paragraphe 2.6.6).*

résultats obtenus avec ces simulations peuvent être sans aucun doute améliorés. En particulier, la présence du second mode (impulsions de grand gabarit) permettra sans doute de distinguer des impulsions multiples consécutives aux signaux de multi-muons et donc de rejeter avec davantage d'efficacité les événements de bruit de fond. Deux ARS sont simulés pour chaque module optique. Elles peuvent fonctionner en relais. Le temps d'intégration [94] est de 25 ns par ARS. Durant cet intervalle de temps, les amplitudes des signaux sont sommées. Le temps mort consécutif à l'intégration est de 250 ns. En conséquence, le nombre de signaux effectivement détectés est largement inférieur au nombre de coups simulés. En revanche, la quantité totale de lumière est proche de la réalité, grâce au mode d'intégration [95].

3.2 Reconstruction

Le programme de reconstruction officiel de la collaboration Antarès se nomme RECO [103, 104]. Les algorithmes sont tirés du programme original Seaweed [105].

3.2.1 Conditions de reconstruction

Pour s'affranchir au maximum de l'influence du bruit de fond optique, seuls les événements dont les coups observés forment des coïncidences locales entres les photomultiplicateurs voisins sont pris en compte. On parle de «conditions minimales» pour la reconstruction. Plus précisément, six coups au minimum sont exigés sur au moins cinq modules optiques différents. Au moins deux modules appartenant au même étage d'une ligne doivent être touchés. Les modules optiques touchés doivent également appartenir à au moins deux lignes distinctes.

3.2.2 Ajustement

Le temps d'arrivée d'un photon Tcherenkov (issu d'une trace de muon) sur un photomultiplicateur peut être facilement trouvé par un raisonnement géométrique. En prenant pour convention les notations de la figure 3.5, le temps t_i d'arrivée du photon Tcherenkov sur la photocathode s'exprime[3] comme :

$$t_i = t_0 + \frac{1}{c}\left(L_i + d_i \tan\theta_c\right) \qquad (3.5)$$

où c est la vitesse de propagation de la lumière dans le vide (les muons qui émettent de la lumière Tcherenkov sont relativistes).

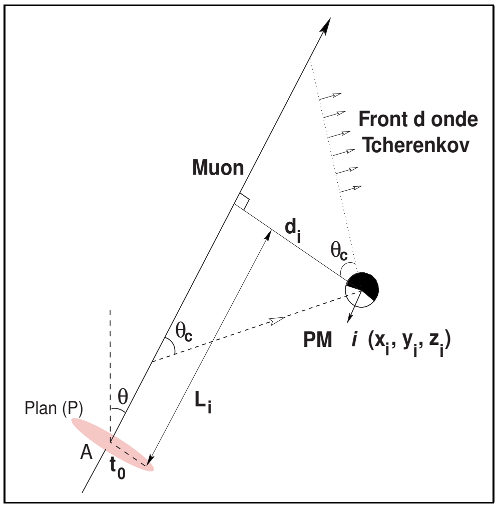

FIG. 3.5: *Les paramètres de la trace sont représentés sur ce schéma qui illustre l'émission d'un photon Tcherenkov à partir d'une trace de muon et en direction d'un PM.*

Cinq paramètres p_α sont nécessaires pour reconstruire une trace physique. Dans le cadre de la reconstruction, ils ont été choisis de la façon suivante :

- le zénith θ et l'azimut ϕ indiqués sur la figure 3.6
- deux coordonnées x et y pour repérer le point A défini par l'intersection de la trace et du plan (P) perpendiculaire à celle-ci et contenant (par convention) le centre du détecteur (voir la figure 3.6).
- le temps t_0 de passage de la trace par le plan (P)

[3]Un calcul plus rigoureux doit prendre en compte le fait que la propagation de la lumière dans un milieu dispersif comme l'eau de mer s'opère avec la vitesse du paquet d'onde (v_g vitesse de groupe) et non pas à la vitesse de phase $v_\phi = c/n$ [106].
Une correction dépendante de la longueur d'onde, doit donc être appliquée suivant :

$$v_g = \frac{c}{n} \times \left(1 + \frac{dn/n}{d\lambda/\lambda}\right) \qquad (3.3)$$

L'écart moyen par rapport au temps d'arrivée de la lumière Tcherenkov sur les photomultiplicateurs donné par 3.5 est de l'ordre de 2% et la nouvelle formulation est décrite par :

$$t_i = t_0 + \frac{1}{c}\left(L_i - d_i \mathrm{cotan}\theta_c\right) + \frac{d_i}{v_g \sin\theta_c} \qquad (3.4)$$

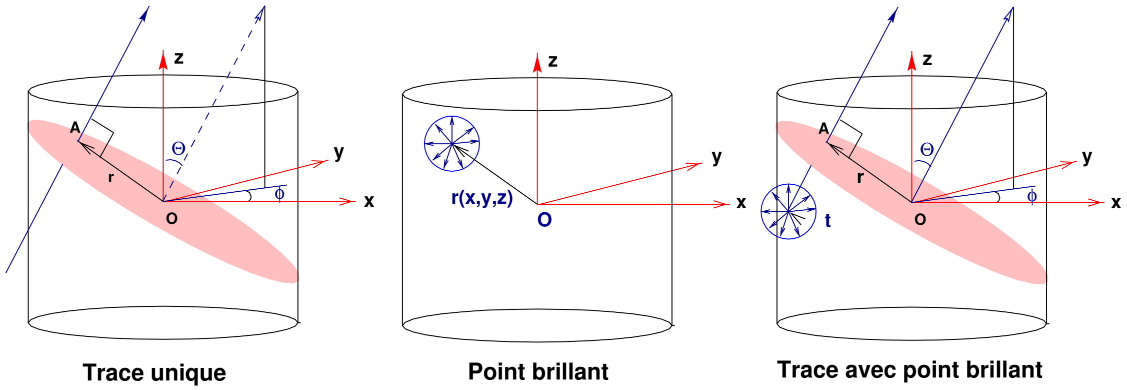

FIG. 3.6: *Schéma des différentes topologies d'événements détectables. Le premier schéma correspond aux études de haute énergie. Les deux autres, qui montrent des gerbes hadroniques, ont trait aux études de plus basse énergie. En grisé, on distingue le plan, perpendiculaire à la trace, qui passe par le centre du détecteur.*

La reconstruction des traces est obtenue en évaluant, à partir d'un jeu de paramètres initiaux et pour chaque coup, le temps théorique d'arrivée du photon sur le module optique. En utilisant la différence δt_i entre ce temps attendu et le temps observé, on calcule la probabilité, pour un coup donné, de provenir de la trace. Les paramètres les plus probables sont obtenus en maximisant la fonction de vraisemblance L définie par :

$$L = \prod_{i}^{n} fdp(\delta t_i, p_\alpha) \tag{3.6}$$

La fonction de densité de probabilité fdp est représentée figure 3.7. Pour l'ajustement c'est celle correspondant à une énergie de 10 TeV qui est utilisée.

Avant l'ajustement, une pré-ajustement s'impose pour faciliter la maximisation. Les maxima secondaires étant nombreux, il est important de partir de valeurs initiales crédibles pour éviter des solutions erronées.

3.2.3 Pré-ajustement

La méthode de pré-ajustement [107] se fonde sur une recherche systématique de l'espace des paramètres. La première étape de la méthode suppose que les paramètres θ et ϕ sont connus. A partir de là, les deux coordonnées x et y sont recherchées, suivies finalement de t_0. L'équation 3.5 peut être réécrite :

$$d_i = \frac{ct_i - ct_0 - L_i}{\tan\theta_c} \tag{3.7}$$

En combinant 2 coups différents, on élimine t_0 :

$$d_{ij} = \frac{ct_{ij} - L_{ij}}{\tan\theta_c} \tag{3.8}$$

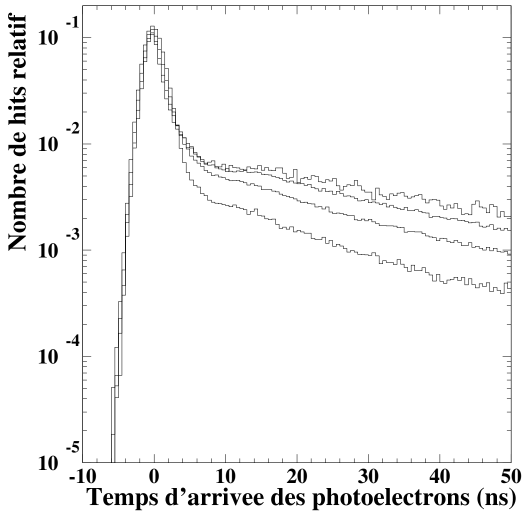

FIG. 3.7: *Fonction de densité de probabilité. On distingue ici* 4 *énergies différentes : du plus haut vers le plus bas dans la queue de distribution :* 250, 50, 10 *et* 2 *TeV.*

où X_{ij} désigne $X_i - X_j$.
La position du point A est donnée par l'intersection de deux hyperboles. Il y a donc 4 solutions en général. L'utilisation d'un troisième coup permet, en principe de lever l'ambiguité. En répétant l'exercice avec plusieurs combinaisons de triplets d'impulsions, le bon candidat peut être trouvé.
Reste ensuite à évaluer t_0. Puisque les 4 autres paramètres sont connus, chaque temps t_i fournit, via l'équation 3.5, un temps $t_{0,i}$ associé. La valeur retenue pour t_0 correspond à celle qui fournit la plus nette accumulation dans la distribution des $t_{0,i}$.
L'ensemble de la méthode est de nouveau appliqué en faisant varier θ et ϕ. Le meilleur résultat final est celui qui donne l'accumulation la plus prononcée pour t_0.
En outre, les coups qui fournissent une valeur de t_0 trop éloignées de l'accumulation (> 20 ns) peuvent être considérés comme provenant du bruit de fond optique et sont rejetés.
L'inconvénient majeur de cette méthode est son importante consommation de temps de calcul. Pour la réduire il convient au préalable de sélectionner les coups qui serviront effectivement pour les calculs. La réduction du nombre de coups est expliquée en détail dans [107]. Au final, seuls 28 coups sont gardés, ce qui permet l'analyse de $C_{28}^3 = 3276$ triplets.
La recherche systématique des paramètres de la trace au niveau du pré-ajustement relègue ensuite l'ajustement final à un réglage fin des valeurs des paramètres.

Ce pré-ajustement est encore à l'étude. Il apporte une amélioration nette des performances pour la reconstruction du signal (l'amélioration due à l'utilisation de cette méthode est illustrée plus loin figure 3.16). Mais son effet sur le bruit de fond n'est pas encore parfaitement connu. Il a été jugé préférable de maintenir en parallèle le pré-ajustement précédent. Ceci permet en particulier d'utiliser les informations de l'«ancien» pré-ajustement pour établir des coupures de sélections sur le signal et le bruit de fond.

L'«ancien» pré-ajustement est plus rudimentaire. L'idée de base repose sur le fait que le libre parcours moyen d'un muon de haute énergie est largement supérieur aux dimensions du détecteur (cf. paragraphe 2.3). Dans ces conditions on peut supposer que les impulsions sont détectées proches de la trace et faire l'hypothèse que les photons sont émis suivant une onde plane (plutôt qu'un cône) de long de la trace. En supposant que l'émission de photon ait lieu en un point $\vec{X_0}$ de la trace au temps t_0 et soit détectée en un point X_i (module optique i) au temps t_i on fera donc l'approximation :

$$\vec{X_i} \sim \vec{X_0} + \vec{v}(t_i - t_0) \tag{3.9}$$

où $\vec{v}$ est le vecteur vitesse du muon, paramètre libre dans la minimisation du χ^2, défini par :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\vec{X_i} - \vec{X_0} - \vec{v}(t_i - t_0)\right)^2 \tag{3.10}$$

et permet d'estimer la direction de la trace incidente. Les résultats de ce pré-ajustement sont donc gardés pour servir à établir des critères de rejet de bruit de fond.

3.2.4 Estimation de l'énergie

Evaluer l'énergie des traces reconstruites est une étape importante, pour permettre notamment de restreindre l'observation au delà d'un certain seuil et s'affranchir du bruit de fond des muons induits par les neutrinos atmosphériques. Cette étape est conduite après la reconstruction, en dehors du programme principal. Pour estimer l'énergie d'une trace, dans le cadre des études d'astrophysique, l'estimateur utilisé est l'amplitude des coups détectés. Une description détaillée de la méthode peut être trouvée dans [108]. Elle se fonde sur la propriété, exposée au paragraphe 2.3, que pour une particule au delà des processus d'ionisation faible, l'énergie rayonnée augmente avec l'impulsion de la particule. De ce fait, le nombre de photo-électrons vus par les photomultiplicateurs croît avec l'énergie du muon qui traverse le détecteur. Soit a_i l'amplitude du signal vu par le PM i et $(a_0)_i$ l'amplitude attendue pour un muon au minimum d'ionisation, compte tenu de la distance du module optique à la trace. Les simulations montrent que «l'excès de brillance moyen» X défini, pour un événement à n_{coups}, par :

$$X = \frac{\sum_i a_i}{\sum_i (a_0)_i} - 1 \tag{3.11}$$

est en moyenne proportionnel à l'énergie du muon. Aussi, en sélectionnant les coups compatibles avec la trace (n_{comp}), on peut utiliser X comme estimateur de l'énergie. On améliore la résolution [108], en pondérant cet estimateur par le nombre total de coups associé à l'événement :

$$\tilde{E} \propto n_{coups} \times \left(\frac{\sum_i^{n_{comp}} a_i}{\sum_i^{n_{comp}} (a_0)_i} - 1 \right) \tag{3.12}$$

Deux régimes distincts sont considérés pour chaque photomultiplicateur. Lorsque jusqu'à 90% des impulsions détectées satisfont à la condition $(x_i + 1) \in [0,1;100]$, on parle de régime «basse énergie». On ne somme alors que sur ces coups dans le calcul 3.12. Si en revanche, plus de 10% des coups satisfont à la condition $(x_i + 1) \in [10;1000]$, le régime de «haute énergie» est atteint, et seuls ces coups sont utilisés. Cette distinction des régimes permet de prolonger le domaine de validité de l'estimateur, comme le montre la figure 3.8. Un ajustement peut être établi, pour les deux domaines, par la relation :

$$\mathrm{LogE}_\mu = \mathrm{a} + \mathrm{b\,LogX} \tag{3.13}$$

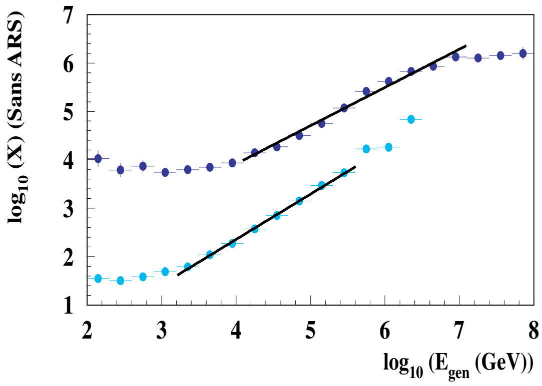

FIG. 3.8: *Ajustement de l'énergie reconstruite pour les 2 régimes considérés («haute énergie» en haut et «basse énergie» en bas). La simulation du mode simple de la numérisation n'est pas prise en compte.*

En deçà de 1 TeV, l'estimation de l'énergie devient très délicate. Ce ne sont plus les processus radiatifs qui dominent la perte en énergie de la trace qui devient quasi-constante. Néanmoins, à plus basse énergie une estimation robuste peut se faire à partir du parcours du muon dans le détecteur [73].
La valeur de l'énergie obtenue, en incluant la simulation de la numérisation des signaux, est déterminée à un facteur $4-5$ près, comme l'indiquent les figures 3.9. La précision devrait être améliorée par les travaux en cours [109]. Les distributions des logarithmes du rapport des énergies reconstruites sur les énergies vraies sont centrées autour d'une valeur moyenne nulle, attestant ainsi que la méthode est sans biais.

Les résultats obtenus avec cette méthode permettent par la suite de déconvoluer le spectre mesuré en spectre physique. En effet, le spectre muonique reconstruit est la convolution du spectre initial et de la précision de mesure atteinte sur l'énergie que nous caractériserons par une gaussienne de largeur ~ 0.7 pour le logarithme de l'énergie. Ce terme gaussien induit un décalage d'autant plus important que l'indice spectral est grand. C'est le cas des muons induits par les neutrinos atmosphériques $\gamma \sim 2,7$ pour lesquels la méthode n'est donc pas entièrement satisfaisante et demande davantage de développement. Pour les flux de muons induits par des neutrinos de

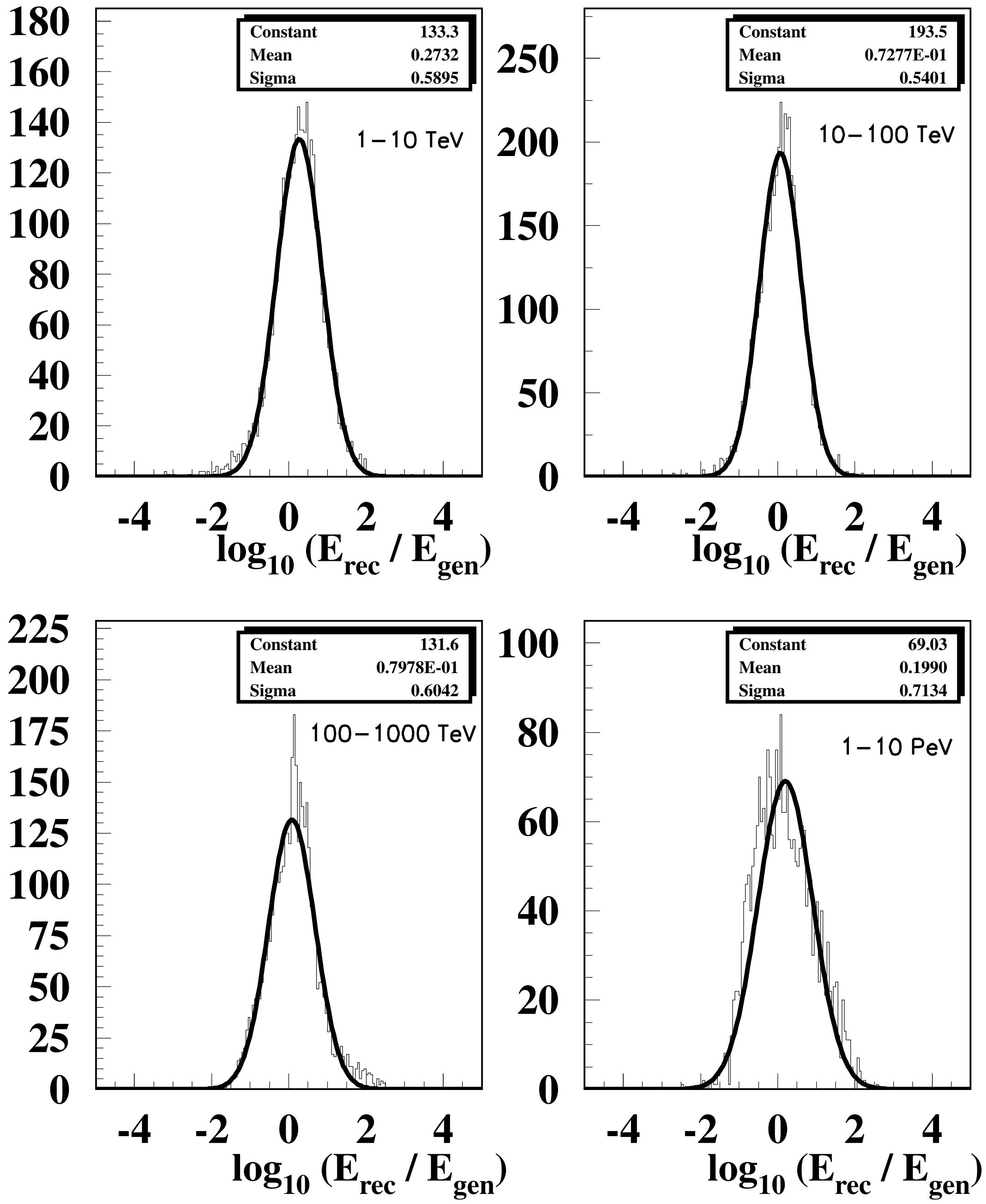

Fig. 3.9: *Résolution en énergie du détecteur pour différents domaines d'énergie du muon.*

sources astrophysiques, dont les spectres sont généralement plus durs ($\gamma \sim 1 - 2$), la méthode semble bien adaptée comme l'indique la figure 3.10 : il apparaît possible d'estimer le spectre vrai en déconvoluant le spectre reconstruit.

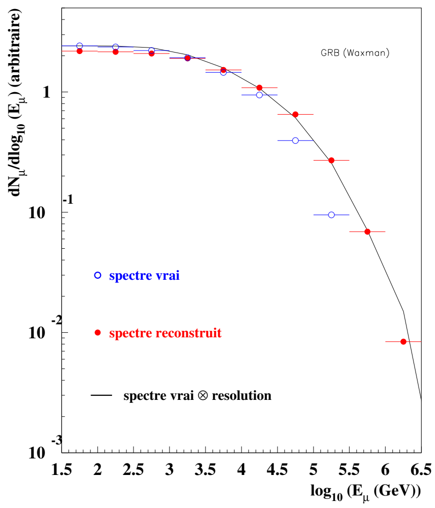

FIG. 3.10: *Exemple du spectre de muons issus de neutrinos émis par des sources de sursauts gamma, dans le modèle de Waxman et Bahcall de la «boule de feu» (Cf. chapitre suivant). Sont représentés le spectre vrai de la simulation, le spectre reconstruit et le spectre établi à partir de la convolution du spectre vrai et de la résolution spectrale.*

3.2.5 Sélection des événements et rejet du bruit de fond

La sélection des événements dépend du type d'étude de physique envisagé. En particulier, la recherche de signaux provenant des divers fond diffus de sources astrophysiques, dissociables du bruit de fond au dessus d'un certain seuil en énergie ne nécessite pas forcément une excellente qualité de reconstruction. A contrario, la détection de sources ponctuelles requiert non seulement une importante précision angulaire pour une bonne localisation de la source, mais également l'ouverture d'une fenêtre d'observation adaptée pour améliorer le rapport signal/bruit.
C'est dans ce but que nous proposons ici un certain nombre de critères de sélection qui permettent à la fois d'attester d'un certain niveau de qualité atteint par la reconstruction et de se débarrasser des évènements de bruit de fond atmosphérique décrits au paragraphe 3.1.2. L'exemple qui est donné ici n'est pas optimal. Ce n'est qu'une possibilité parmi d'autres pour s'affranchir totalement (pour la durée disponible des simulations) d'événements descendants reconstruits montants et pour obtenir une

bonne résolution angulaire (voir paragraphe suivant). Les variables pertinentes pour la sélection des évènements sont :

1. Les estimations d'erreurs sur les 5 paramètres de l'algorithme de reconstruction (voir paragraphe 3.2.2). Les paramètres x, y, θ, ϕ et t_0 n'étant pas indépendants, les erreurs sur ces paramètres ne le sont pas non plus. Pour faciliter les coupures, la matrice de covariance a été diagonalisée pour aboutir finalement aux erreurs e_i ($i \in [1;5]$) sur 5 paramètres indépendants P_i, combinaison linéaire des paramètres de l'ajustement. Les erreurs e_i, sur lesquelles sont pratiquées les coupures, sont donc des combinaisons linéaires des erreurs sur les paramètres de l'ajustement :

$$e_i = A_i\delta_x + B_i\delta_y + C_i\delta_\theta + D_i\delta_\phi + E_i\delta_{t_0}$$

   où les valeurs de A_i, B_i, C_i, D_i et E_i sont les éléments de la matrice de passage des paramètres x, y, θ, ϕ et t_0 aux paramètres P_i.

2. La différence d'angle zénithal entre le résultat du pré-ajustement (l'ancien) et le résultat de l'ajustement lui-même est également un indicateur de la qualité de la reconstruction. Lorsque les valeurs sont trop éloignées, les risques de convergence vers des minima secondaires sont plus importants.
3. Le nombre d'impulsions total dans le détecteur (après simulation du mode simple de l'ARS) n'est pas un critère de qualité de la reconstruction, mais permet de séparer efficacement le signal du bruit de fond atmosphérique : le spectre étant plus dur, la majorité des évènements font moins de lumière et les photomultiplicateurs étant orientés à 45° vers le bas, la détection de la lumière est de toute façon moins efficace pour les traces descendantes. En d'autres termes, la qualité de la reconstruction est moins bonne.

Dans la suite de ce chapitre, nous qualifierons de «sélectionnés» ceux d'entre les événements qui passent les critères suivants :

$$\left\{\begin{array}{lllll} (i) & e_1 \times e_2 < 3,16 \times 10^{-4} & \text{et} & e_4 < 1,4 & \\ (ii) & \theta_{\text{prefit}} < 90^\circ \text{ et } \theta_{\text{fit}} < 90^\circ & \text{avec} & |\theta_{\text{prefit}} - \theta_{\text{fit}}| < 20^\circ & \\ (iii) & N_{\text{impulsions}} > 200 & & & \end{array}\right. \tag{3.14}$$

Les coupures (i) et (ii) permettent à la fois de sélectionner les événements les mieux reconstruits (on peut se faire une idée de leur pertinence en étudiant les figures 3.11, les distributions à une dimension sont également données dans le chapitre suivant figure 4.13) et de rejeter une partie du bruit de fond puisque les traces descendantes sont moins bien reconstruites que les traces montantes. Le troisième critère (iii) est essentiellement utile pour écarter le bruit de fond (voir figure 3.12).

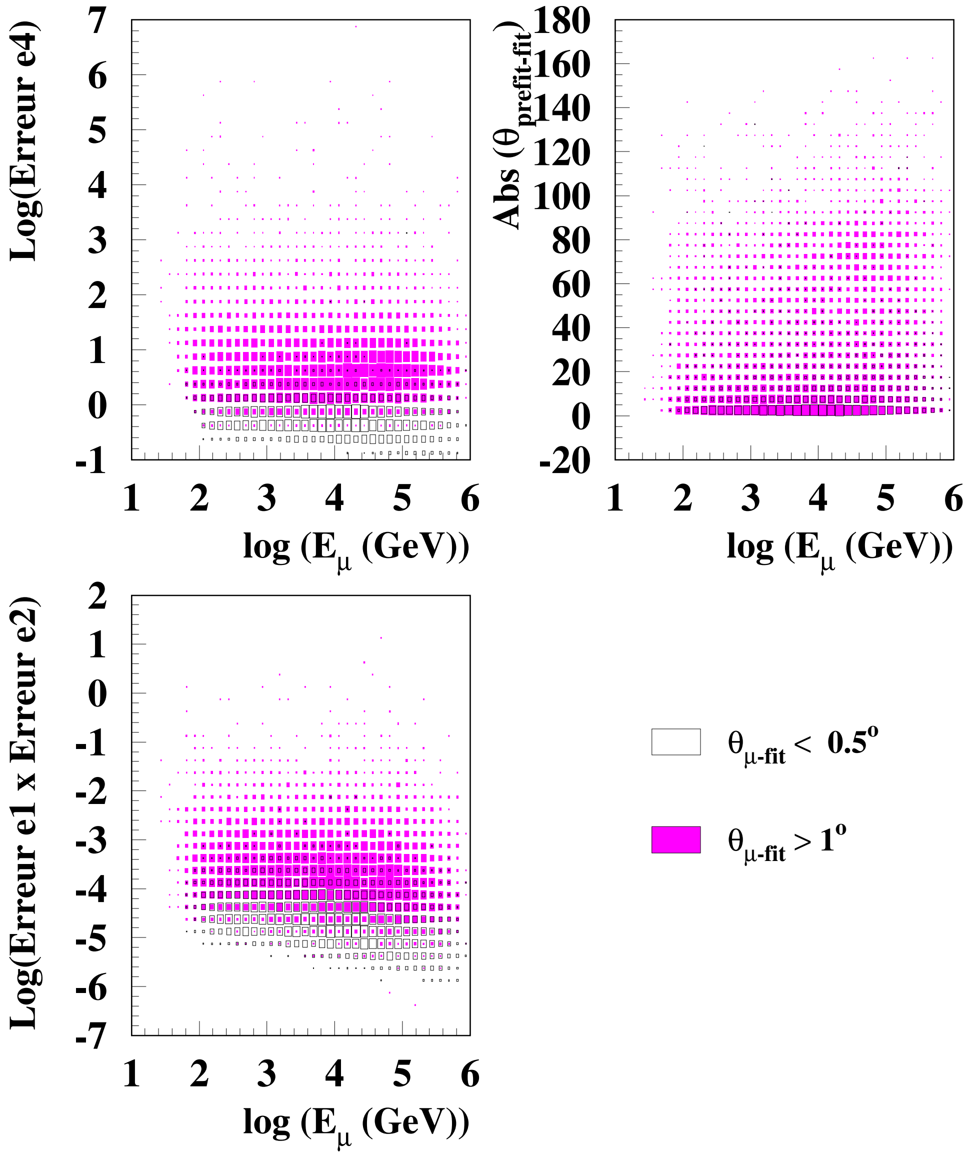

FIG. 3.11: *Exemple de distributions de variables pouvant être utilisées afin d'établir des critères de sélection des événements. On distingue, pour mieux juger de l'impact des coupures potentielles, une catégorie d'événements reconstruits avec une différence de direction par rapport au muon inférieure à* $0,5^{\circ}$ *ou supérieure à* 1°.

En utilisant ces coupures, aucun événement de bruit de fond simulé reconstruit montant ne survit. La statistique que nous possédons ne permet pas d'assurer la validité de ces coupures sur un long terme. Cependant il est important de rappeler ici que les conditions de simulations utilisées sont pessimistes. L'utilisation prochaine du mode complexe des signaux de l'ARS devrait permettre d'apporter une garantie supplémentaire quant à l'élimination du bruit de fond.

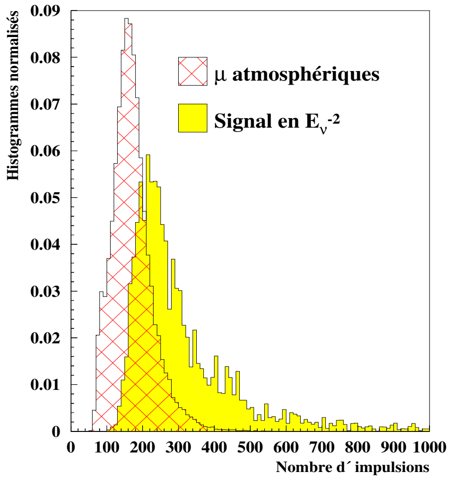

FIG. 3.12: *Distribution du nombre moyenne d'impulsions détectées avec un détecteur de 14 lignes après simulation du mode simple de l'ARS pour les muons atmosphériques (mono-muons) et pour un spectre en* E_ν^{-2}.

3.3 Performances

Dans ce paragraphe sont présentées les performances pour un détecteur à 14 lignes et un détecteur à 10 lignes. Les caractéristiques évoquées sont la résolution angulaire et la surface effective de détection moyenne pour des traces montantes. Le taux d'événements attendus dans ces conditions pour différents modèles d'émissions de neutrinos de haute énergie par des noyaux actifs de galaxie est donné à titre indicatif en fin de chapitre.

Résolution angulaire et ciel visible

Sauf pour des études très particulières comme par exemple l'observation dans le flux de muons atmosphériques descendants de l'ombre de la lune [95], les télescopes à neutrinos restreignent leur champ de vision à un seul hémisphère. De ce fait, seule une partie de la sphère céleste est observable. En vertu des mouvements de rotation de la terre, l'observation varie en fonction des coordonnées géographiques du télescope (latitude et longitude) et de l'heure sidérale comme le montre la figure 3.13 qui représente la fraction du ciel visible (en neutrinos ascendants) intégrée sur le temps pour un télescope situé au point de coordonnées $(42^\circ\ \mathrm{N}, 8^\circ\ \mathrm{E})$. L'ensemble de la zone visible représente un angle solide total de $3,5\pi$ sr. Un télescope comme AMANDA ou IceCube, situé au pôle sud, est en permanence sensible à l'ensemble du ciel de l'hémisphère nord[4]. Ce qui offre une complémentarité évidente et fournit aussi la possibilité de confronter les observations communes sur un total de 0.5π sr.

Cette acceptance angulaire importante permet aux télescopes à neutrinos de répertorier de nombreuses sources ponctuelles en un temps restreint (voir par exemple

[4]De tels télescopes sont aveugles au centre galactique d'où pourrait pourtant provenir un important excès de neutrinos issus des produits de l'annihilation de neutralinos [65].

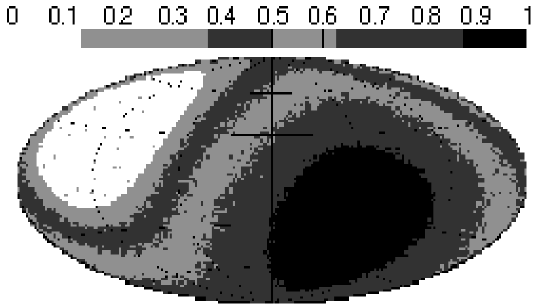

Fig. 3.13: *Echelle de visibilité de la voûte céleste pour un détecteur situé (42° N, 8° E) : la zone noire est vue en permamence, tandis que la zone blanche n'est jamais vue.*

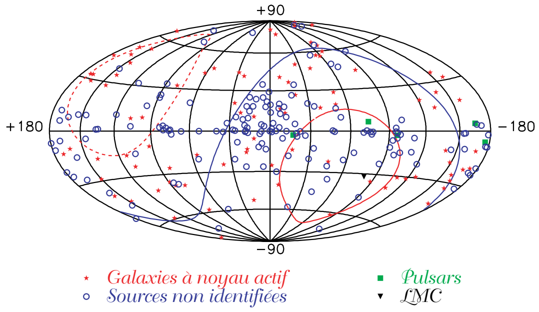

Fig. 3.14: *Emplacement en coordonnées galactiques des sources du troisième catalogue d'EGRET [110]. ces sources, en particulier les galaxies à noyau actif, sont susceptibles d'émettre des neutrinos de haute énergie.*

l'emplacement des sources du 3^{e} catalogue d'EGRET figure 3.14). En effet, les télescopes gamma au sol, qui utilisent la technique Tcherenkov atmosphérique [111], doivent pointer dans la direction de la source pour faire des observations, ce qui restreint leur champ de vision à une région inférieure à $\sim 5 \times 10^{-3}$ sr. En outre les observations sont limitées aux nuits sans lune et sans nuage.

L'observation des sources ponctuelles n'est possible qu'à la condition d'atteindre une résolution angulaire suffisamment précise pour localiser convenablement la source émettrice et pour s'affranchir du buit de fond irréductible des muons induit par les neutrinos atmosphériques. La précision angulaire (intrinsèque) est définie par la distribution des écarts angulaires entre le muon incident et le muon reconstruit. Les critères de sélection exposés au paragraphe précédent permettent de rejeter la plupart des événements mal reconstruits et d'augmenter la précision angulaire. La figure 3.15 indique les variations de l'angle médian entre le muon vrai et le muon reconstruit, après les coupures de sélection, en fonction de l'énergie. Il apparaît que la résolution angulaire, c'est-à-dire l'écart angulaire entre le neutrino incident et le muon reconstruit est dominée, en déça de ~ 10 TeV, par la cinématique de l'interaction $\nu + N \to \mu + X$. Finalement, la précision intrinsèque du détecteur (10 lignes), pour les traces montantes d'énergie $E_\mu > 300$ GeV est évaluée à :

$$\Delta\theta = 0,2 \pm 0,01 \text{ (stat)} \pm 0,04 \text{ (syst)} \;\; (^\circ) \tag{3.15}$$

où les erreurs systématiques sont induites par les différents modèles de diffusion de la lumière dans l'eau [112].

Surfaces effectives de détection

La surface effective de déclenchement (de reconstruction, de sélection) est le produit de la surface de génération et de l'efficacité de déclenchement (de reconstruction,

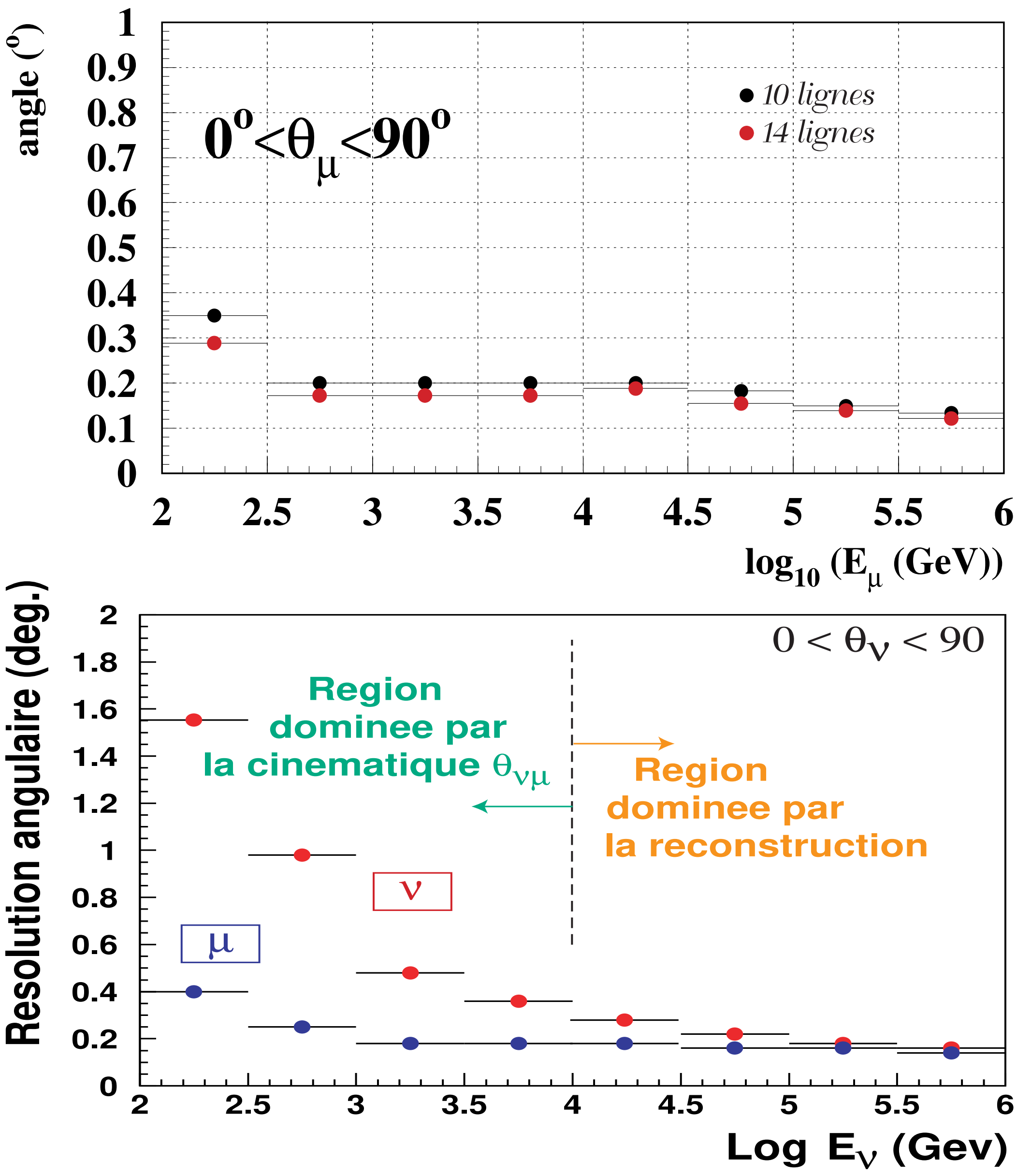

FIG. 3.15: ***En haut :*** *Angle (médian) entre le muon vrai et le muon reconstruit en fonction de l'énergie du muon initial (résolution intrinsèque).* ***En bas :*** *Angle (médian) entre le muon reconstruit et le muon initial ainsi que le neutrino initial, en fonction de l'énergie du neutrino (les résulats sont donnés pour 10 lignes).*

de sélection). Elle permet de comparer les performances de différents algorithmes. Convoluée avec un flux donné de particules incidentes, elle permet de calculer rapidement le taux moyen d'événements attendus.
Soit $\mathcal{N}$ le nombre d'événements tirés initialement sur le cylindre de génération. Soit $\mathcal{S}(E_\mu, \theta_\mu)$ la surface projetée du cylindre sur le plan perpendiculaire à la direction du muon incident (cf. figure 3.2) et $N_{\mathrm{d,r,s}}$ le nombre d'événement ayant passé le déclenchement, la reconstruction, ou la sélection. La surface effective est donc donnée par $S_{\mathrm{eff,d,r,s}}(E_\mu, \theta_\mu)$:

$$S_{\mathrm{eff,d,r,s}}(E_\mu, \theta_\mu) = \frac{N_{\mathrm{d,r,s}}}{\mathcal{N}} \times \mathcal{S}(E_\mu, \theta_\mu) \tag{3.16}$$

Les surfaces effectives pour les conditions minimales de la reconstruction (définies au paragraphe 3.2.1), après reconstruction et après la sélection sont représentées sur les figures 3.16 et 3.17. Elles correspondent à un détecteur de 14 lignes et à un détecteur de 10 lignes.
La première figure représente la dépendance, moyennée sur l'ensemble des traces montantes, de la surface effective en fonction de l'énergie initiale du muon : les efficacités sont toutes plus importantes à haute énergie. Pour le détecteur à 14 lignes, les surfaces obtenues avec l'«ancienne» reconstruction (c'est-à-dire en n'utilisant que l'«ancien» pré-ajustement comme départ pour la minimisation) sont également représentées. Le nouveau pré-ajustement offre un gain d'un facteur 2 à la reconstruction et, pour le jeu de coupures que nous avons employé, d'un facteur > 3 à la sélection.
La figure 3.17 rend compte de la dépendance, pour des muons d'énergie supérieure à 300 GeV, de la surface en fonction de l'angle zénithal. Les traces descendantes produisent moins de lumière dans les modules optiques, ce qui explique que les conditions minimales de la reconstruction soient moins souvent réunies (environ deux fois moins souvent) que pour les traces montantes. On observe à peu près le même effet à la reconstruction. Pour les événements sélectionnés, l'efficacité est beaucoup plus faible. Cet effet est dû à la fois à la qualité de la reconstruction qui est toujours meilleure pour les traces montantes et à la coupure sur le nombre d'impulsions observées qui est plus sévère pour les muons descendants que pour les traces montantes.

Taux d'événements

Les taux de muons attendus, issus des émissions diffuses de neutrinos pour différents modèles de noyaux actifs de galaxie sont résumés, pour un détecteur à 10 lignes, dans le tableau 3.1. Ils sont obtenus à partir d'une extrapolation jusqu'à $E_\mu = 10^8$ GeV de la surface effective représentée figure 3.16 [113]. Au delà de 1 TeV environ, un excès significatif d'événements devrait être observable.

Performances comparées avec d'autres détecteurs

Les résultats des simulations qui sont exposés dans ce chapitre peuvent être comparés avec ceux des autres projets. Le tableau 3.2 rassemble les caractéristiques prin-

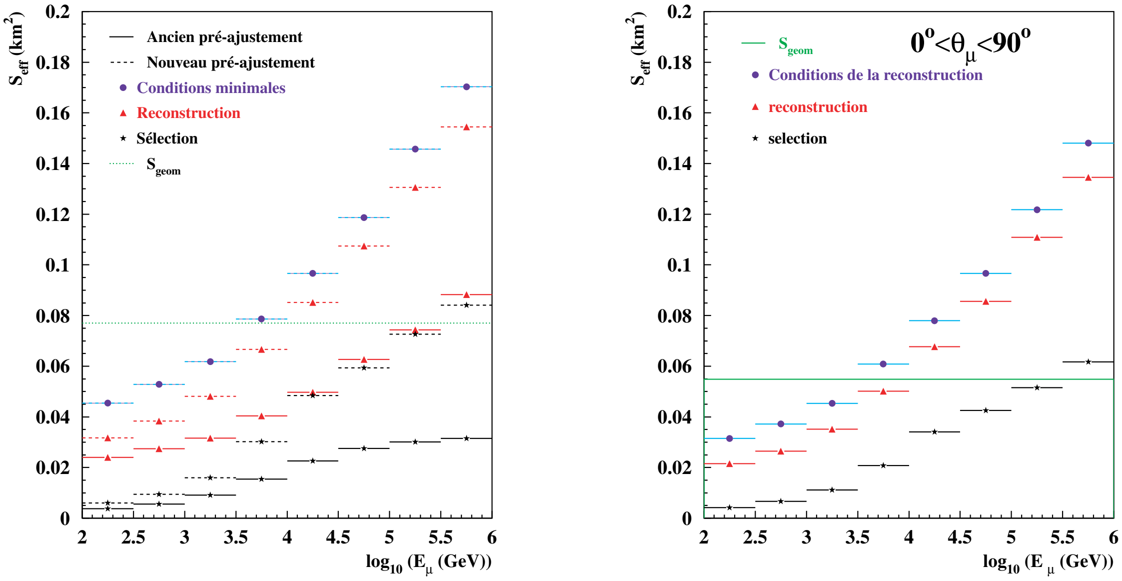

FIG. 3.16: *Surface effective pour des muons ascendants en fonction de leur énergie pour un détecteur de 14 lignes (à gauche) et pour un détecteur de 10 lignes (à droite). Les lignes en pointillés représentent les variations de la surface géométrique.*

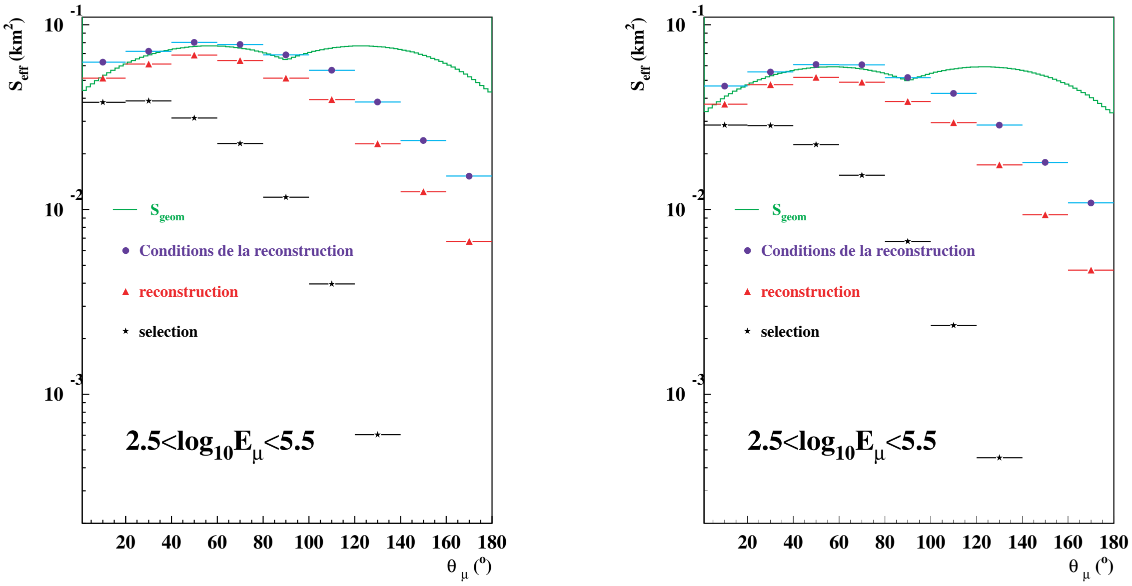

FIG. 3.17: *Surface effective pour des muons d'énergie* $300\,\mathrm{GeV} < E_\mu < 300\,\mathrm{TeV}$ *avec un détecteur de 14 lignes (à gauche) et un détecteur de 10 lignes (à droite). Les lignes en pointillés représentent les variations de la surface géométrique.*

Model	$N_\mu(E_\mu > E_\mu^{min})$		
	$E_\mu^{min} = 1$ TeV	$E_\mu^{min} = 10$ TeV	$E_\mu^{min} = 100$ T eV
ATM (Volkova) [30]	191.0 ± 3.7	12.1 ± 0.4	0.26 ± 0.02
AGN (Stecker) [41]	172.6 ± 3.0	146.0 ± 2.9	80.0 ± 2.6
AGN (Protheroe) [40]	22.8 ± 0.6	20.0 ± 0.6	12.6 ± 0.6
AGN (Halzen) [38]	8.4 ± 0.5	7.6 ± 0.5	5.7 ± 0.5

TAB. 3.1: *Tableau récapitulatif des taux annuels d'événements attendus selon différents modèles d'émission et au dessus de plusieurs seuils en énergie.*

cipales des détecteurs Antarès (10 lignes), AMANDA II et Baïkal. Les différences sont essentiellement dues aux propriétés optiques de l'eau. Dans le cas d'AMANDA, la diffusion est dominante : la longueur de diffusion effective est inférieure à 25 m, ce qui réduit la surface effective de détection et dégrade la résolution angulaire (50% seulement des événements sont reconstruits à mieux que 3°). Dans le cas du lac Baïkal, la diffusion est comparable à celle du site Antarès, mais l'absorption, plus importante, impose que les lignes soient plus proches les unes des autres, ce qui implique une surface de détection plus faible.
Or résolution angulaire et surface de détection sont deux caractéristiques complémentaires. Une bonne résolution angulaire permet de réduire le bruit de fond (notamment pour l'étude de sources ponctuelles), tandis qu'une grande surface de détection permet d'augmenter l'acceptance du détecteur (notamment pour l'étude des fonds diffus). Un des avantages d'Antarès est donc de concilier ces deux caractéristiques.

Expérience	Propriétés optiques	Précision angulaire	Surface effective	
			$E_\mu = 1$ TeV	$E_\mu = 100$ TeV
Antarès 10 lignes	$\lambda_{\text{abs}} \approx 55$ m $\lambda_{\text{diff}} \approx 52$ m	$\sim 0,2^\circ$	~ 10000 m^2	~ 55000 m^2
AMANDA II 19 lignes	$\lambda_{\text{abs}} \lesssim 100$ m $\lambda_{\text{diff}} < 25$ m	$\sim 3,0^\circ$	~ 30000 m^2	~ 50000 m^2
Baikal 8 lignes	$\lambda_{\text{abs}} \gtrsim 15$ m $\lambda_{\text{diff}} \lesssim 50$ m	$\sim 1,5^\circ$	~ 800 m^2	~ 1360 m^2

TAB. 3.2: *Comparaisons des performances d'Antarès, AMANDA [83] et Baïkal [114]. Les longueurs d'absorption et de diffusion sont données pour de la lumière bleue (autour de 460nm). Les résolutions angulaires correspondent à la médiane des distributions des angles formés par les directions reconstruites avec celles des muons initiaux.*

Chapitre 4

Détection des sursauts gamma avec le télescope Antarès

L'étude des sursauts gamma suscite actuellement un effort extrêmement important. De nombreux projets de satellites équipés de détecteurs gamma sont en cours (Hete-2 [115] en orbite depuis de 12 octobre 2000, Agile [116], Integral [117], Swift [118], Glast [119]...) et devraient participer à lever une partie du mystère qui entoure ces émissions très énergétiques. Ces détecteurs devraient pouvoir livrer des informations dans les mêmes délais qu'Antarès et avec une précision angulaire de l'ordre du degré. La détection corrélée (en temps et en direction) de neutrinos de haute énergie et de photons gamma constituerait une première dans le domaine et devrait permettre d'améliorer considérablement les connaissances sur les sources de sursauts. En attendant le développement de télescopes à neutrinos à l'échelle du km, seul Antarès, qui bénéficie d'une résolution angulaire bien meilleure que les autres détecteurs, pourrait commencer ce type d'étude.
Ce chapitre expose brièvement l'état des connaissances sur les sursauts gamma. L'accent est mis plus particulièrement sur le modèle de la «boule de feu» dont le cadre théorique prédit des émissions de neutrinos de haute énergie. Les flux escomptés sont néanmoins très faibles ce qui exige à la fois une bonne efficacité de détection et une forte réduction du bruit de fond. Cette réduction est en partie facilitée par la connaissance de la durée des sursauts. Une étude des propriétés temporelles des sursauts déjà détectés est donc entreprise pour améliorer les possibilités de détection qui sont analysées en fin de chapitre.

4.1 Les sursauts gamma

Les sursauts gamma (GRB pour «Gamma Ray Burst») sont de courtes (~ 10 s) et intenses émissions de photons γ détectés à des énergies proches de 100 keV. Ils ont été découverts accidentellement à la fin des années 60 par les satellites VELA [120]. Ces satellites avaient été lancés en 1963 par les autorités américaines qui souhaitaient

vérifier que l'Union Soviétique respecterait vraiment les jeunes accords de non prolifération des essais nucléaires («Limited Test Ban Treaty») et ne se livrerait pas à des essais dans l'espace. En 1967, les premières émissions furent détectées. Après études, il fut conclu qu'elles ne provenaient ni de la Terre ni du Soleil, mais ce n'est qu'en 1973 que les observations furent révélées à la communauté scientifique.
Depuis, de nombreux satellites ont été lancés et placés en orbite dans le but d'étudier et de répertorier ces sursauts. Beaucoup de théories ont été avancées pour expliquer l'origine de ces émissions γ. L'observation des contreparties visibles au milieu des années 80 a mené à un premier consensus : on s'accordait à penser à l'époque que les sursauts gamma venaient d'étoiles à neutrons galactiques.
En 1991, le détecteur BATSE (Burst And Transient Source Experiment) fut placé en orbite sur le satellite-observatoire COMPTON-GRO (Gamma Ray Observatory) afin de confirmer cette interprétation. Mais les observations ont radicalement bouleversé ce qui était présumé acquis. En particulier, les données de BATSE ont vite montré une répartition isotrope (figure 4.1) des sources sur la voûte céleste. Dès lors deux interprétations restaient possibles : il s'agissait soit d'émissions cosmologiques [121], soit de signaux émis par des sources réparties dans le halo galactique [122].
L'hypothèse extragalactique semble désormais corroborée par la récente détection des contreparties X (puis visibles et radios) de certains sursauts gamma par le satellite BeppoSaX [123] qui a permis d'établir l'éloignement de la source. L'observation de ces contreparties intervient un certain temps après la détection du sursaut (émission prompte) ce qui explique qu'on leur ait donné le nom de «dernières lueurs»[1]. La luminosité de cette émission tardive décroît fortement avec le temps (loi de puissance), de même que l'énergie qui passe ainsi des rayons X au domaine visible puis aux ondes radios.
La première distance mesurée a été celle du sursaut GRB970508 à un décalage spectral $z = 0,835$ [124]. Depuis plus d'une dizaine d'autres ont suivi (voir tableau 4.1). Il n'y a donc désormais plus guère de doute quant à l'origine cosmologique des sursauts gamma.

Le télescope BATSE distingue deux catégories de sursauts gamma : les SGRs (pour «Soft Gamma Repeaters») qui peuvent émettre sporadiquement et les sursauts dits «classiques» qui n'ont jamais été observés deux fois de suite. L'énergie totale observée est en moyenne moins importante pour les SGRs que celle des sursauts classiques auxquels nous nous intéressons dans la suite.
Les caractéristiques énergétiques des sursauts sont souvent données par la fluence F définie comme :

$$F = T \times P \times E \tag{4.1}$$

où T est la durée au cours de laquelle la fluence est estimée, P est le flux moyen de photons observé dans le temps T, et E est l'énergie moyenne (estimée dans l'intervalle

[1] afterglows

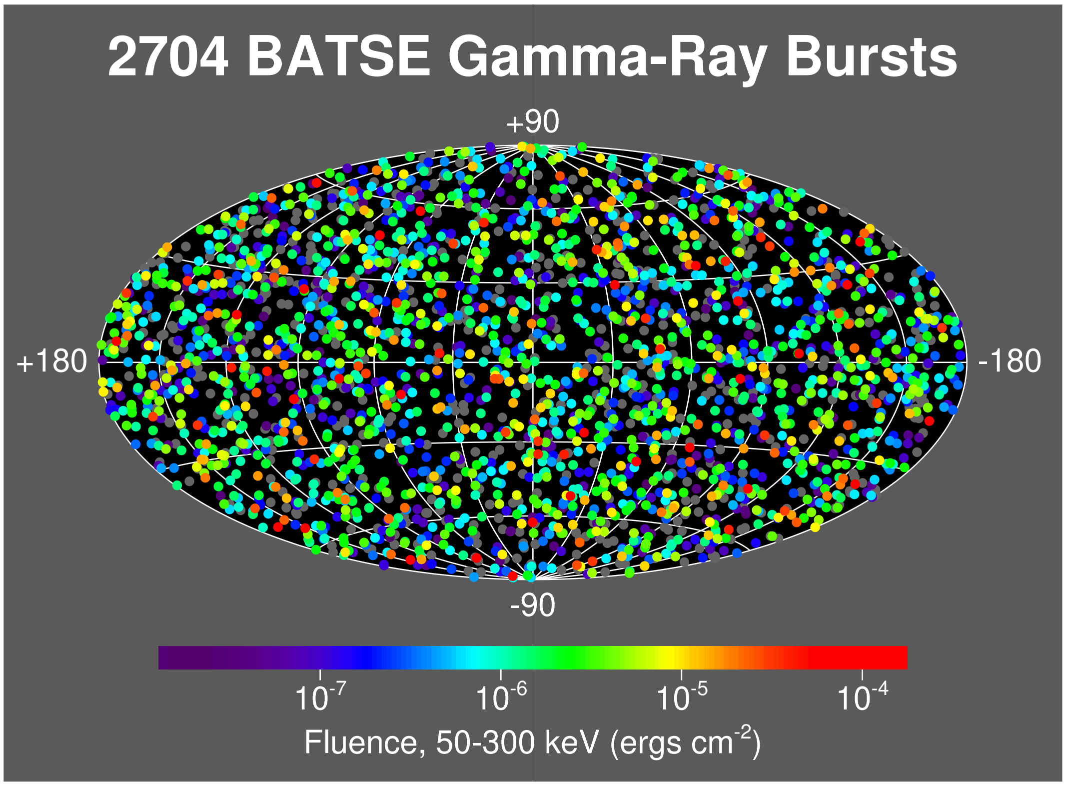

FIG. 4.1: *La carte représente l'emplacement des 2704 sursauts gamma enregistrés par BATSE durant les neuf années de fonctionnement. Il s'agit de projections sur les coordonnées galactiques. L'échelle de couleur dépend de la fluence (voir équation 4.1) qui représente le flux en énergie du sursaut, intégré sur la durée totale de l'événement.*

[50 − 300] keV pour BATSE). La fluence donne donc une estimation globale de l'énergie totale détectée.
A l'inverse des profils temporels des sursauts qui révèlent une rare diversité (voir paragraphe 4.3), les caractéristiques spectrales sont presque toutes identiques. Le spectre en énergie $P(E)$ peut s'écrire [126] sous la forme de la fonction :

$$P(E)\left(\frac{\text{photons}}{\text{keV s cm}^2}\right) = \begin{cases} A\left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^{\alpha} e^{-E/E_0} & E \leq (\alpha-\beta)E_0 \\ A'\left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^{\beta} & E > (\alpha-\beta)E_0 \end{cases} \tag{4.2}$$

où A, α, β, et E_0 sont ajustés sur les données et A' est choisi de manière à ce que la fonction soit continue en tout point. La figure 4.2 en est un exemple typique (sursaut GRB911003). L'énergie de pic E_p est définie par le maximum de la fonction $E^2N(E)$: la plupart de l'énergie est émise autour de quelques centaines de keV.

Sursaut gamma GRB	décalage spectral z	Fluence $\times 10^5$ erg cm^{-2}
970228	0.695	0,17
970508	0.835	0,31
970828	0.957	7,40
971214	3.418	1,10
980425	0.0085	0,44
980613	1,096	0,17
980703	0,966	3,70
990123	1,6	26,50
990510	1,619	2,30
990712	0,430	–
991208	0,706	10,0
991216	1,020	25,60
000301c	2,040	2,00
000418	1,119	1,30

TAB. 4.1: *Tableau des sursauts gamma dont le décalage spectral a pu être établi. La fluence des sursauts est également indiquée. La liste des sursauts est tirée de [125] où les références associées à chacun des sursauts sont données.*

L'origine extragalactique des sursauts gamma instaure de fortes contraintes sur les observables, à commencer par la luminosité. L'énergie libérée, en quelques secondes, de $10^{51} - 10^{53}$ erg en fait les objets les plus puissants de l'Univers et les conditions de libération d'une telle quantité d'énergie en un temps aussi court sont encore énigmatiques. Cette caractéristique exceptionnelle s'accompagne d'une autre, jumelle : il s'agit de phénomènes rares. BATSE en détecte un par jour environ. Ce qui conduirait à un sursaut tous les millions d'années par galaxie [2] !
L'ensemble de ces contraintes font de la compréhension des sursauts gamma l'un de problèmes les plus mystérieux de l'astrophysique contemporaine. Plus de trente ans après leur découverte, leur origine n'est toujours pas connue avec certitude [127] et les mécanismes d'émission sont à peine supputés. Alors que d'autres phénomènes astrophysiques comme l'origine des pulsars et autres émetteurs-X ont été expliqués en peu de temps, le statut des sursauts gamma est singulier et l'étude de ces phénomènes particulièrement excitante.

4.1.1 Modèle de la boule de feu relativiste

Plusieurs modèles sont évoqués pour rendre compte des observations des sursauts gamma. Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons au modèle de «la boule de

[2] Notre Univers contient néanmoins plusieurs milliards de galaxies et les télescopes, aussi loin que leur puissance permette de porter dans la profondeur de l'espace n'ont pas encore rencontré la région au-delà de laquelle il ne s'en trouverait plus...

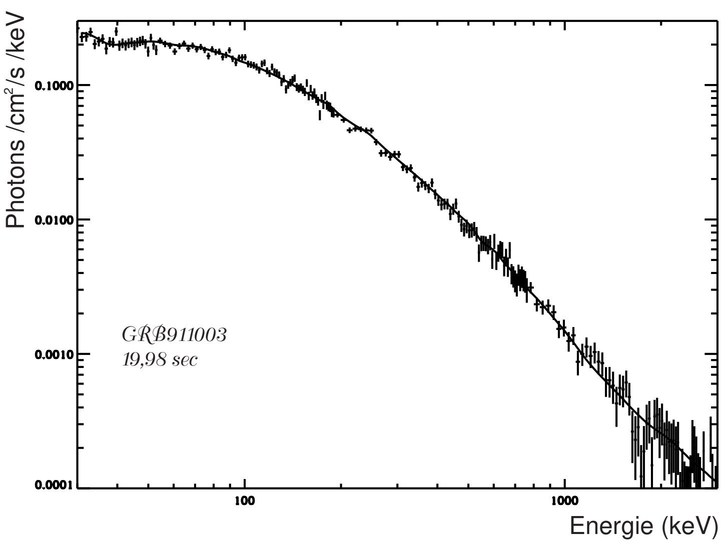

FIG. 4.2: *Spectre en énergie du sursaut GRB911003, caractéristique de l'ensemble des sursauts détectés par BATSE.*

feu» [132] qui semble, de l'avis de la majorité des spécialistes, le mieux adapté. Selon ce modèle, les photons γ sont émis lors de la conversion d'un flux ultra-relativiste d'énergie en rayonnement. Cette conversion pourrait être produite soit lors de chocs avec le milieu externe soit au cours de processus internes, la deuxième hypothèse étant la plus favorisée.
En ce qui concerne l'objet interne, source du flux relativiste d'énergie, peu de choses sont proposées. Les observations imposent pourtant certaines caractéristiques :

- c'est un objet compact (il montre des variations de courte période dans sa courbe de lumière)
- il est à l'origine d'un jet, d'un vent, qui peut s'éloigner à des distances beaucoup plus importantes que sa dimension caractéristique. L'hypothèse d'une explosion (isotrope) dont la taille caractéristique serait comparable à celle du cœur compact est également avancée, mais semble moins adaptée à résoudre le problème de l'émission d'une telle quantité d'énergie.
- toute l'énergie ne pouvant pas s'échapper par rayonnement, il apparaît vraisemblable que la partie restante soit dissipée par des chocs externes, rendant ainsi compte de l'observation des «dernières lueurs».

Il semble que rien de plus ne puisse être affirmé quant à la nature de la boule de feu. Les trous noirs ainsi que les systèmes binaires comportant une étoile à neutron sont des candidats souvent évoqués.

Accélération et opacité

Avant de s'intéresser à la question de la conversion de l'énergie en rayonnement, on peut s'interroger sur les mécanismes susceptibles de produire une quantité aussi importante d'énergie. Différents modèles ont été proposés. En dépit de leur disparité, ils se fondent sur une hypothèse commune : ce que l'on nomme boule de feu est en fait une petite région de l'espace, opaque aux photons et aux leptons, où règne une très importante concentration d'énergie sous forme de radiation. Certains évoquent une explosion libérant soudainement une fabuleuse quantité d'énergie dans un rayon donné [130], tandis que d'autres suggèrent que la boule de feu provienne d'un jet de particules relativistes (essentiellement des électrons, des positrons et des photons ainsi que des baryons en moindre quantité [128, 129]) libéré par un objet compact [130, 131].

Pour illustrer le modèle de la boule de feu, T. Piran [132] suggère une analogie avec les prémices de l'Univers. Il considère en premier lieu une boule uniquement radiative : si la température initiale est suffisante, des paires $e^+ e^-$ sont créées et la boule devient un plasma de photons et de leptons avec pour équation d'état celle du fluide parfait ($P = \rho/3$). La présence des leptons rend la boule opaque aux photons. Mais au fur et à mesure de l'expansion, la température baisse jusqu'en deçà du seuil de création de paires ; les réactions $e^+e^- \to \gamma\gamma$ prennent le dessus et le plasma devient transparent aux photons. Pour un observateur la température sera $T_{obs} \propto \gamma\tau$ où τ est la température locale et γ est le facteur de Lorentz. Or, au cours de l'expansion τ diminue comme l'inverse du rayon de la boule R et puisque $\gamma \propto R$, finalement la température observée est proche de la température initiale.
La présence des baryons peut influencer ce scénario de manière radicale : l'opacité, plus grande au départ, entraîne une transition boule opaque / boule transparente plus tardive (à une température plus faible). En résumé, 4 différentes évolutions sont envisageables :

1. L'effet de la présence des baryons est négligeable. L'opacité est dûe aux créations de paires jusqu'à ce que la température baisse et que la boule de feu soit dominée par le rayonnement.
2. L'opacité est dûe aux électrons libres et aux baryons présents dans le plasma. La boule rayonne moins et plus tard.
3. La boule est dominée par la matière avant de devenir transparente. La plupart de l'énergie est transformée (grâce à la présence des baryons) en énergie cinétique avec un facteur de Lorentz $\gamma \sim \frac{E}{Mc^2}$ où E est l'énergie libérée et M la quantité de masse présente originellement. C'est le modèle de la boule de feu baryonique relativiste que nous étudions dans la suite.
4. L'énergie sous forme de matière Mc^2 est plus importante que l'énergie de radiation. La boule de feu n'est pas relativiste. On parle de régime newtonien, comme pour les supernovae.

Conversion de l'énergie

L'approche la plus simple pour se représenter la bouffée d'énergie est de considérer l'énergie cinétique d'un ensemble de particules relativistes. Une alternative que nous ne développerons pas consisterait cependant à considérer l'énergie emportée par le flux de Poynting[3] (cf par exemple [133]). Deux scénarios de conversion sont généralement évoqués :

- le premier se fonde sur l'hypothèse de collisions avec le milieu extérieur à la boule de feu, comme le milieu interstellaire ;
- le second repose sur l'hypothèse de chocs internes et plus particulièrement d'interaction avec les fronts successifs de propagation de la bouffée d'énergie, un peu comme le suggère le mécanisme de Fermi du premier ordre, mais pour des particules relativistes.

Quel que soit le modèle, un consensus se dégage quant à la distance au centre de la boule de feu, où se produit la conversion de l'énergie. Elle serait de l'ordre de 10^{12} à 10^{15} cm pour un schéma de conversion interne et de 10^{16} cm et plus lors d'une conversion externe. Dans les deux cas 2 à 20% de l'énergie cinétique est finalement emportée par des particules relativistes.
A l'heure actuelle, l'hypothèse de chocs internes s'accommode le mieux des observations. Après les chocs, une importante partie de l'énergie du flot primaire est toujours piégée, avec un facteur de Lorentz comparable à celui du vent initial. Si le flot est en expansion dans le milieu interstellaire, il peut dissiper une partie de son énergie par des chocs externes, entraînant ainsi un autre sursaut [134], moins impressionnant que le premier mais néanmoins observable. Ce second choc serait à l'origine de la dernière lueur.

Les dernières lueurs

Là encore, plusieurs scénarios se présentent. Une première hypothèse pour expliquer l'observation des dernières lueurs est le freinage du vent ultra-relativiste par interaction avec le milieu interstellaire ; c'est à dire par chocs externes successifs. C'est le processus le plus souvent envisagé : un modèle simple consiste à imaginer une série de collisions inélastiques infinitésimales sur des masses externes. Néanmoins, une alternative à ce processus consisterait à dire qu'il s'agit en fait d'une émission continue produite par la source interne, à l'origine de la boule de feu. Mais le modèle des chocs externes permet d'avancer un élément de réponse à la question : pourquoi les dernières lueurs ont-elles pu être associées à certains sursauts et pas à d'autres ? En effet, puisqu'il s'agit de chocs externes, il s'agit d'un processus dépendant des conditions environnementales, et il apparaît naturel qu'il puisse se produire de manière variable, en fonction par exemple de la densité locale de matière interstellaire. Une liste des possibilités se trouve dans [135].
Les observations γ qui ont été rapportées concernant les dernières lueurs semblent corroborer le modèle de la boule de feu pour les sursauts gamma. On ne peut cependant pas encore distinguer un modèle spécifique parmi les autres. Davantage d'observations

[3]Le flux sortant du *vecteur de Poynting* $\vec{P}$ à travers une surface fermée, orientée, S, pendant un intervalle de temps, est égal à la diminution pendant ce même temps de l'énergie électromagnétique à l'intérieur du volume contenu dans S

sont nécessaires.

4.2 «Sursauts neutrinos»

D'après le modèle de la boule de feu, les sursauts gamma seraient donc des sources cosmologiques capables d'émettre des protons, accélérés par un mécanisme similaire au mécanisme de Fermi, à des énergies supérieures à 10^{20} eV. L'interaction de protons d'énergie inférieure (présents en plus grande quantité), de l'ordre de 10^{15} eV, avec les photons d'énergie proche de 1 MeV qui composent la plus importante partie de la boule de feu, serait à l'origine de neutrinos d'énergie $\sim 10^{14}$ eV par le mécanisme classique $p\gamma \to \pi \to \nu$ décrit au paragraphe 1.2.2.

4.2.1 Flux de neutrinos

E. Waxman et J. Bahcall ont récemment proposé un flux générique diffus de neutrinos muoniques issus de sources de sursauts gamma du type «boule de feu» [136].
La production de neutrinos aurait lieu grâce à la dissipation de l'énergie cinétique libérée par la boule de feu. Dans les travaux de Waxman et Bahcall, le vent de particules éjecté dans le milieu interstellaire est caractérisé par une luminosité moyenne $L \sim 10^{51}$erg.s^{-1} et un facteur de Lorentz de l'ordre de $\gamma \sim 300$. Des fluctuations résultant du comportement variable de la source interne entraîneraient des processus de chocs internes équivalents aux conditions d'accélération par mécanisme de Fermi (figure 4.3). Le spectre des photons-cible est tiré des données observationnelles de BATSE. Il révèle un changement de pente (voir équation 4.2), qu'on retrouve naturellement dans le spectre des neutrinos.

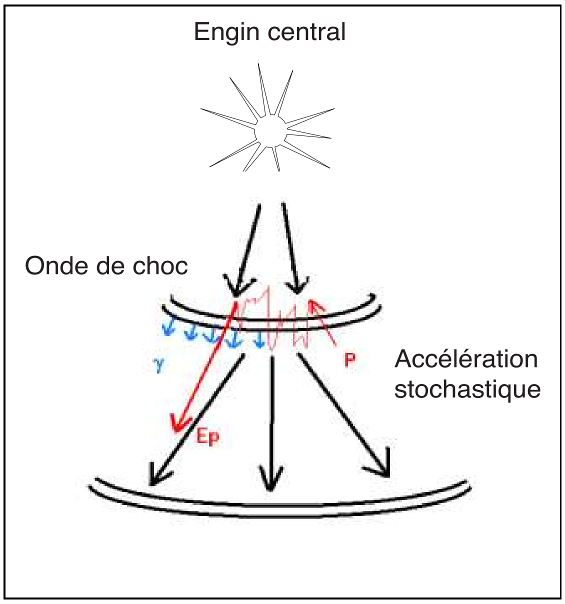

FIG. 4.3: *Schéma du processus d'accélération à haute énergie de protons dans le modèle de la boule de feu.*

En ce qui concerne le spectre de protons, il est supposé proportionnel à E_p^{-2}. La normalisation de ce flux est obtenue à partir des données disponibles de rayons cosmiques au dessus de 10^{19} eV (voir chapitre 1). Les auteurs affirment que le taux d'émission d'énergie associé aux photons gamma est similaire à celui associé aux rayons cosmiques [137] et partent d'un taux d'émission[4], à décalage spectral nul, de :

$$E^2 \left(\frac{d\dot{n}_{rc}}{dE} \right)_{z=0} \simeq 10^{44} \, \mathrm{erg} \, \mathrm{Mpc}^{-3} \, \mathrm{an}^{-1} \tag{4.3}$$

où $\frac{d\dot{n}_{rc}}{dE}$ représente la variation de densité d'énergie par unité de temps des rayons cosmiques.
Les calculs aboutissent à un flux de neutrinos muoniques donné par (voir figure 4.4) :

$$\frac{d\Phi_{\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu}}{dE_\nu} = \begin{cases} \frac{A}{E_b} \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-\alpha} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1} & E < E_b \\ A \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-\beta} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1} & E_b < E < 10^7 \mathrm{GeV} \\ AE_b \left(\frac{E_\nu}{GeV}\right)^{-\gamma} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} GeV^{-1} & E > 10^7 \mathrm{GeV} \end{cases} \tag{4.4}$$

où $A = 3 \times 10^{-9}$, $\alpha = 1$, $\beta = 2$, $\gamma = 3$ et où $E_b (= 100$ TeV) correspond au changement de pente visible dans le spectre des photons gamma (équation 4.2) autour de 100 keV (E_p). Au dessus de 10^7GeV le flux diminue considérablement à cause de la perte d'énergie par rayonnement synchrotron des pions qui devient prédominante. Le flux 4.4 est celui que nous allons considérer pour évaluer le nombre d'événéments susceptibles d'être détectés par Antarès, en corrélation avec des observations gamma. Il correspond au fond diffus de neutrinos produits par 3 sursauts observables par jour : BATSE, sensible à un tiers de la voûte céleste, en détecte en effet environ 1 par jour. Sur la figure 4.4 est également représenté un autre flux générique de neutrinos. Il est calculé par K. Mannheim [138] sur la base de l'hypothèse formulée par M. Milgrom et V. Usov [139] selon laquelle le flux de rayons cosmiques observables au dessus de 10^9 GeV serait dû aux émissions associées aux sursauts gamma. L'auteur lui-même affirme que cette hypothèse n'est pas très vraisemblable dans la mesure où elle impliquerait des sursauts plus puissants que ce qui est observé actuellement. Néanmoins cette éventualité n'est pas totalement exclue, en particulier si l'on suppose l'existence d'une composante d'émission gamma plus énergétique[5], et non détectée jusqu'à lors en raison de l'opacité des sources.

Limite supérieure

La limite supérieure présentée figure 4.4 est établie de la même façon que Mannheim, Protheroe et Rachen ont établi une limite supérieure sur les flux de neutrinos émis par l'ensemble des noyaux actifs de galaxie (paragraphe 1.2.4). La relation 1.6, adaptée aux sources de sursauts gamma, est utilisée. La normalisation du flux est obtenue grâce au spectre de protons décrit par l'équation 1.7.

---

[4] C'est également à partir de ce taux que les mêmes auteurs établissent leur limite supérieure sur le flux de neutrinos induits par les noyaux actifs de galaxie (voir paragraphe 1.2.4)

[5] analogue aux émissions simultanées MeV-TeV en provenance de Mkr 501.

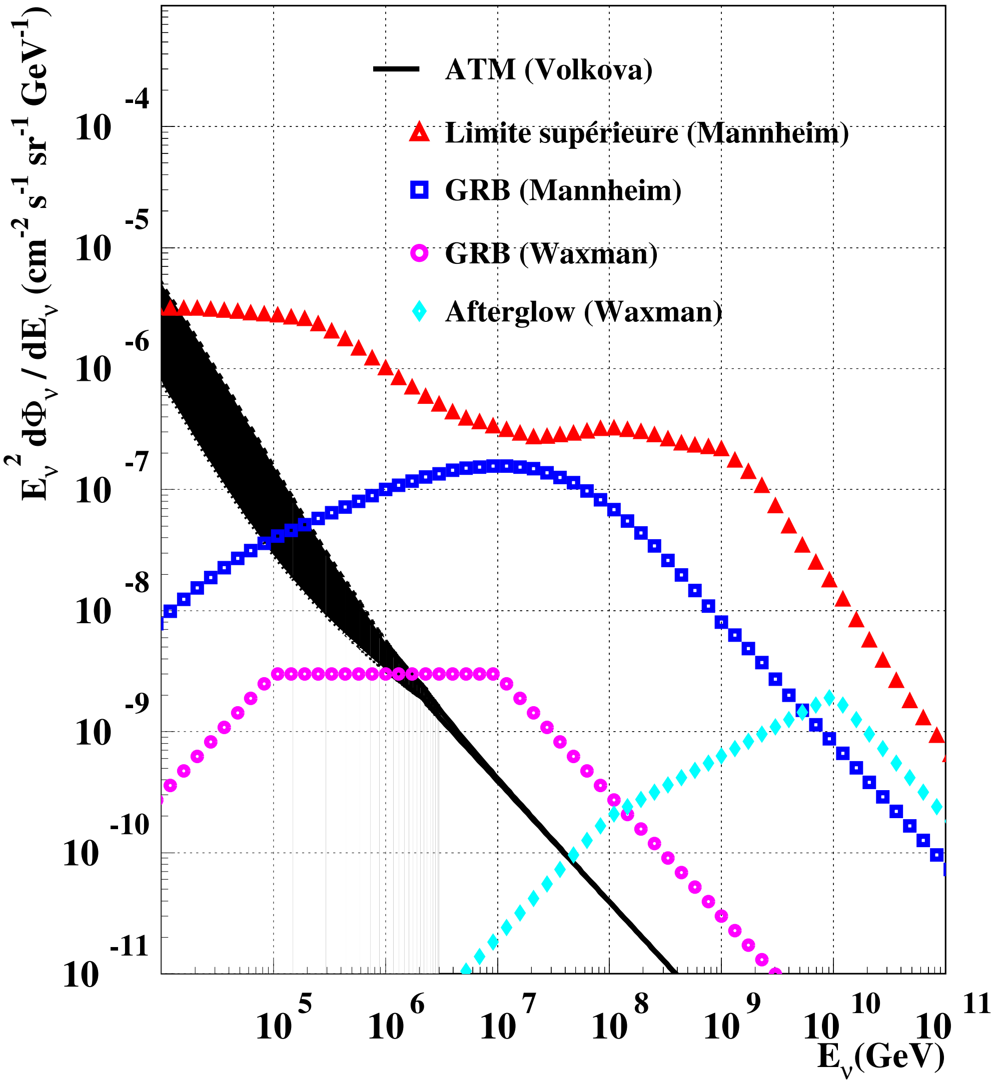

FIG. 4.4: *Flux génériques diffus de neutrinos issus de sursauts gamma et limite supérieure. Plusieurs scénarios sont présentés.*

Dernières lueurs

Le modèle de la boule de feu est compatible avec l'observation des dernières lueurs. Ces émissions tardives (la durée de l'émission est du même ordre de grandeur que les sursauts eux-mêmes, et le retard varie entre quelques secondes et quelques heures), devraient également être associées à des émissions de neutrinos de très haute énergie ($E_\nu\,(\mathrm{eV}) \in [10^{17}, 10^{19}]$) [140] : le flux prédit est représenté figure 4.4.
Les électrons sont accélérés lors des chocs internes par le même mécanisme que les protons, et peuvent atteindre de très hautes énergies. Ces électrons rayonnent dans le milieu interstellaire des photons ($E_\gamma\,(\mathrm{eV}) \in [10, 10^3]$) avec lesquels interagissent les protons les plus énergétiques ($E_p > 10^{19}$ eV), produisant ainsi des neutrinos d'énergie $\sim 10^{18}$ eV. La détection de ces neutrinos est plus délicate encore que celle des neutrinos issus des chocs internes (émission prompte) : le flux est très faible et la détection corrélée des rayons gamma de très haute énergie, qui pourraît fournir le départ de l'observation, très rare (effet GZK). En contrepartie, le bruit de fond, à de telles énergies est négligeable.

4.2.2 Implications

Une observation des neutrinos pourrait apporter des informations directes sur le mécanisme d'explosion initiale (ce qui n'est pas le cas avec l'observation des gamma : la boule de feu est opaque aux photons) et sur celui de l'accélération des particules par ondes de choc. En outre, les observations pourraient permettre d'identifer les sources de sursauts gamma comme étant à l'origine des rayons cosmiques de très haute énergie.
Les tests de simultanéité des observations entre photons et neutrinos devraient également apporter de nouvelles contraintes sur la théorie de la relativité restreinte et sur le principe d'équivalence faible selon lequel les photons et les neutrinos devraient être influencés par les puits de potentiel gravitationnel de manière identique.
Enfin la détection de neutrinos ν_τ corrélée avec la détection de sursauts gamma constiturait une expérience d'apparition capable de tester des $\Delta m^2 \gtrsim 10^{-17}\mathrm{eV}^2$.

4.3 Etude du 4^e catalogue de BATSE

Propriétés temporelles

Les sursauts gamma sont, comme leur nom l'indique, des phénomènes très brefs. Néanmoins leur durée peut s'étaler sur plusieurs ordres de grandeur comme l'attestent les courbes de la figure 4.5 dressée à partir des données publiques [141] du catalogue $4B$ [142] du détecteur BATSE. Ce catalogue rassemble les événements observés entre le 19 Avril 1991 et le 29 Août 1996.

Seule la durée de 1234 d'entre eux a pu être établie. En conséquence, c'est exclusivement à partir de ce sous-ensemble d'événements que repose notre étude sur la durée

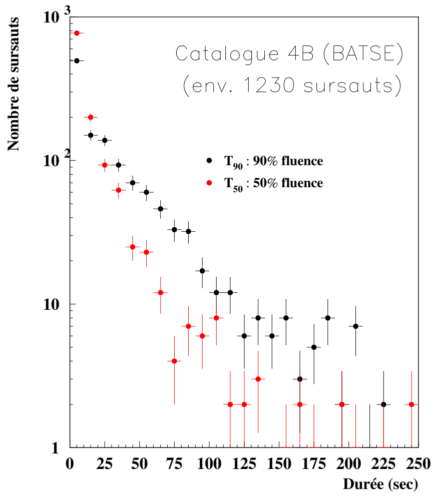

FIG. 4.5: *Durées des sursauts du 4e catalogue de BATSE. Deux distributions sont visibles : l'une correspond à l'observation de 90% de l'intensité totale du sursaut, l'autre à 50%*

des sursauts et la quantité d'information accessible en un temps donné d'observation. Deux types de durée sont fournies par la collaboration BATSE : T_{50} et T_{90}. Ces durées correspondent au temps nécessaire pour observer 50% (resp. 90%) de la fluence du sursaut à partir du moment où 25% (resp. 5%) ont déjà été observés.
La figure 4.5 montre clairement que la majeure partie des sursauts sont courts, tandis que la figure 4.6 dévoile une distribution temporelle bimodale avec un premier groupe de sursauts courts ($T_{90} \lesssim 2$ s) et un deuxième groupe de sursauts plus longs. Pour la suite de notre étude, le temps des sursauts sera pris égal à T_{90}. Avec cette définition, la durée moyenne d'un sursaut est de $36,8$ secondes.

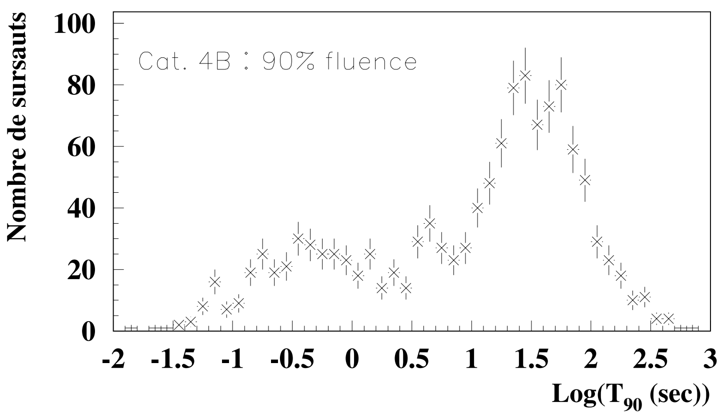

FIG. 4.6: *Distribution de durées des sursauts. On distingue deux populations : des sursauts courts ($\lesssim 2$ s), et des sursauts plus longs.*

La figure 4.7, quant à elle, montre que $\sim$ 40% des sursauts ont une durée inférieure à 10 s et que $\sim$ 95% d'entre eux ont une durée inférieure à 100 s.

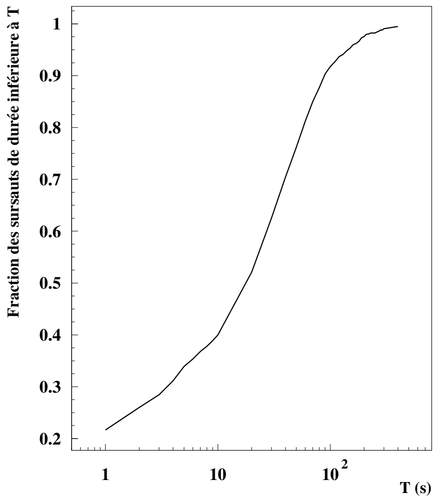

FIG. 4.7: *Pourcentage d'événements de durée inférieure à un temps T donné.*

La caractéristique la plus frappante des sursauts observés par BATSE reste leur diversité temporelle. On peut certes distinguer une distribution temporelle bimodale, mais une classification plus minutieuse demeure très difficile (bien que des tentatives de distinguer des sous classes en fonction de la fluence, de la durée du sursaut et de la pente du spectre observé aient été effectuées [143]).
Les différentes courbes de lumières représentées sur la figure 4.8 attestent de la diversités des sursauts. Ils sont représentés par ordre croissant de durée. On remarquera une propriété importante, notamment pour l'étude des contreparties neutrinos : les sursauts les plus courts sont généralement les plus intenses. C'est à partir de ce constat qu'il nous a semblé important de connaître, avec plus de précision quelle était la quantité de signal intégrée sur une durée plus ou moins courte d'observation.

Optimisation du temps d'observation

Le but de ce qui va suivre est d'estimer la potentialité d'Antarès pour mettre en évidence des corrélations entre les émissions de neutrinos de haute énergie et les sursauts gamma. L'idée de départ est de sélectionner les régions du ciel où les sursauts ont lieu et d'estimer le flux de neutrinos provenant de ces régions pendant un laps de temps comparable aux durées des sursauts. L'hypothèse utilisée est que les variations du flux de neutrinos sont identiques à celles des rayons gamma. Cette hypothèse en vaut une autre. Elle pourrait être trop optimiste comme trop pessimiste. Elle a été adoptée faute de mieux.

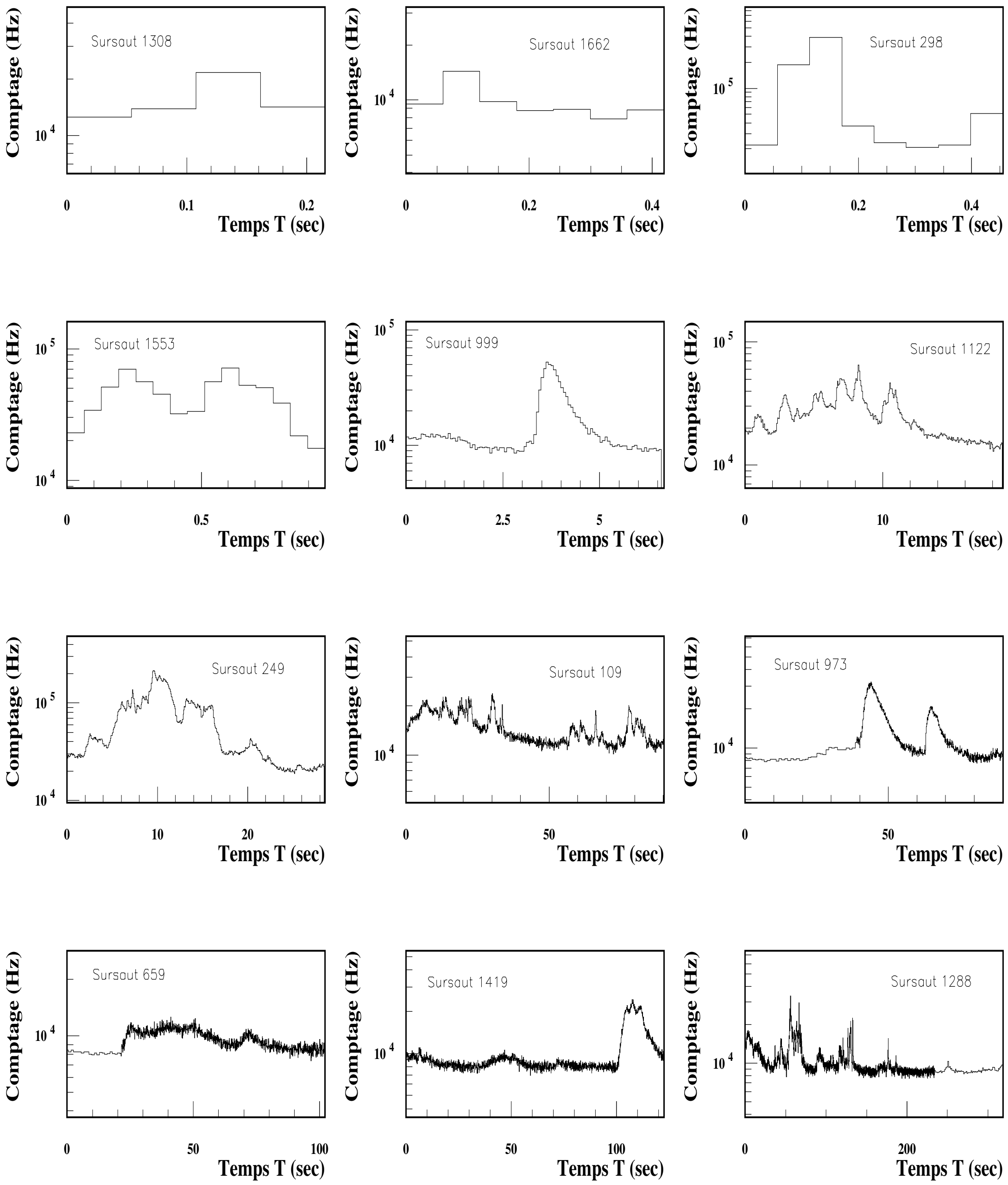

FIG. 4.8: *Exemple de courbes de lumière du* 4^e *catalogue de BATSE. Les sursauts sont représentés ici sur leur durée* T_{90}.

On considère donc que l'observateur a accès à chacun des signaux et que le catalogue est représentatif de l'ensemble des sursauts. Cet exercice ne peut se faire qu'à la condition que les sursauts aient été préalablement observés par un satellite. En d'autres termes, on suppose que sa direction est connue avec une précision comparable à la résolution angulaire d'Antarès et que sa date ainsi que sa durée sont parfaitement connues. En outre, il est supposé dans le cadre de cette étude que non seulement l'émission des photons et celle des neutrinos sont simultanées mais aussi que leur temps d'arrivée sur terre sont les mêmes (voir le paragraphe 4.6). La façon dont on procède pour quantifier la part des sursauts qui est observable en un temps fixe est résumée à partir de 3 exemples de sursauts sur la figure 4.9.

A partir d'un temps maximum d'observation $T_{\max}$, qu'on fera varier, on définit un temps d'observation :

$$T_{\text{obs}} = \min(\mathrm{T}_{90}, \mathrm{T}_{\max}) \tag{4.5}$$

Pour tous les 1234 sursauts catalogués et dont la durée est connue, on calcule le pourcentage (en terme de taux de comptage) du signal observé dans le temps T_{obs}. La fraction du total des signaux est ensuite évaluée. Les résultats sont indiqués sur les figures 4.10 et 4.11. La première représente la fraction du signal intégrée en fonction de $T_{\max}$. Elle montre que dès 100 s, 80% des photons sont vus. On atteint ensuite 90% à 200 s et environ 100% à 300 s. La seconde figure représente le temps d'observation moyen par sursaut en fonction de $T_{\max}$. Un temps maximal de 300 s par sursaut équivaut à un temps effectif d'environ 35 s par sursaut.
Cette propriété est des plus importantes car la quantité de bruit de fond intégrée, dans le cadre de l'étude de «sursauts neutrino» est directement proportionnelle au temps d'observation. En s'accordant, une observation maximale de l'ordre de 300 s par sursaut, le bruit de fond intégré est donc équivalent par sursaut à une fenêtre d'observation environ 10 fois inférieure. Ceci est dû au fait que les sursauts de faible durée sont dominants.

4.4 Observation de corrélations par Antarès

Comme il a déjà été indiqué, il s'agit de décrire la sensibilité que pourrait atteindre Antarès pour la détection de neutrinos associés aux sursauts gamma. Deux paramètres sont fondamentaux dans cette approche : la coupure angulaire qu'on va effectuer pour définir les régions des sursauts et la durée de l'intervalle de temps qu'on va utiliser. Ces coupures doivent être optimisées pour obtenir la meilleure sensibilité en cherchant le meilleur compromis entre un faible bruit de fond et une bonne acceptance du signal.

4.4.1 Probabilité de détection

Les figures 4.10 et 4.11 permettent de connaître la fraction de signal issus de N_{GRB} sursauts gamma observables dans le temps $T = N_{\text{GRB}} \times T_{\text{moy}}$, la quantité de bruit de

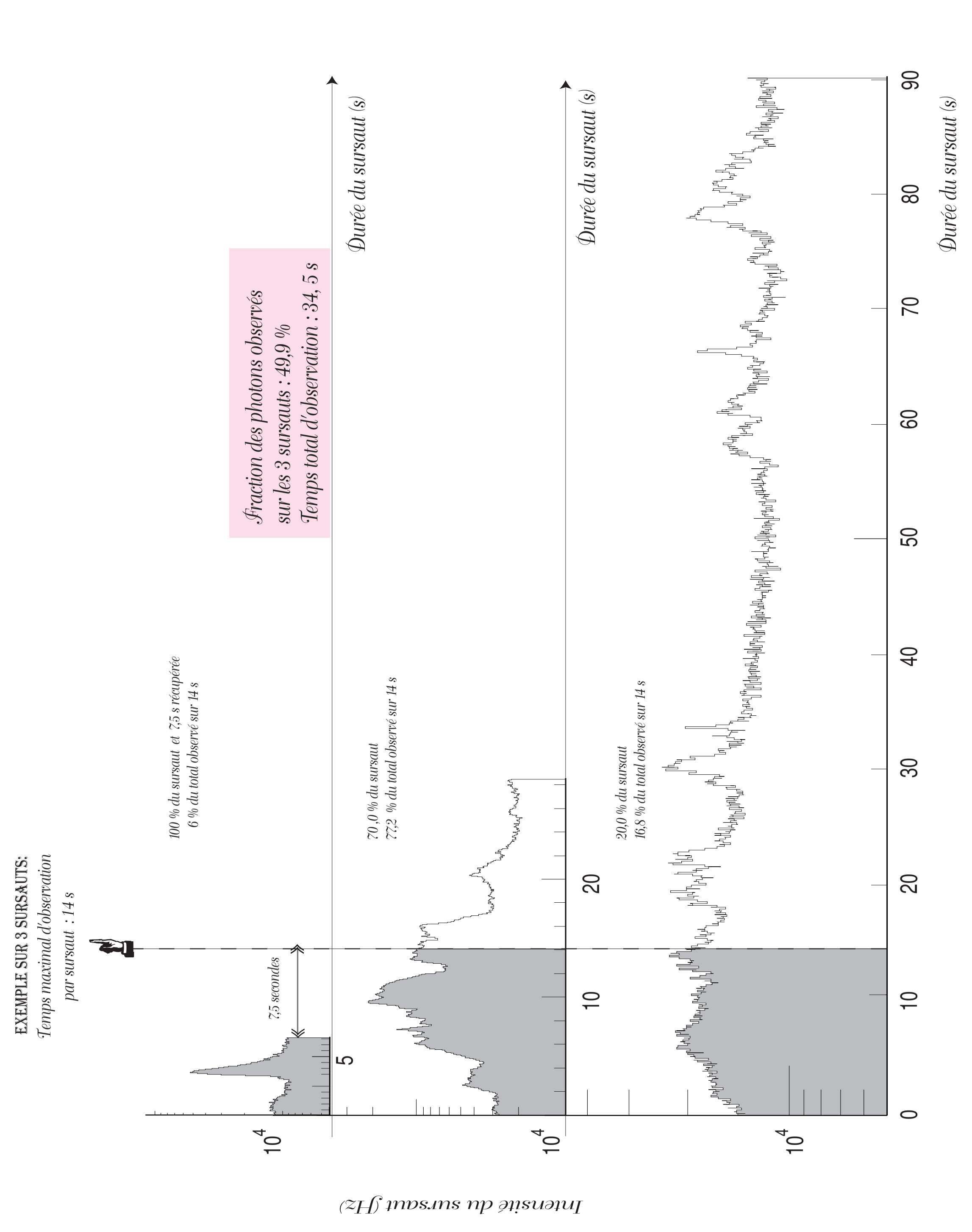

FIG. 4.9: *Résumé de la méthode utilisée pour optimiser le rapport signal/bruit pour la détection de «sursauts neutrino».*

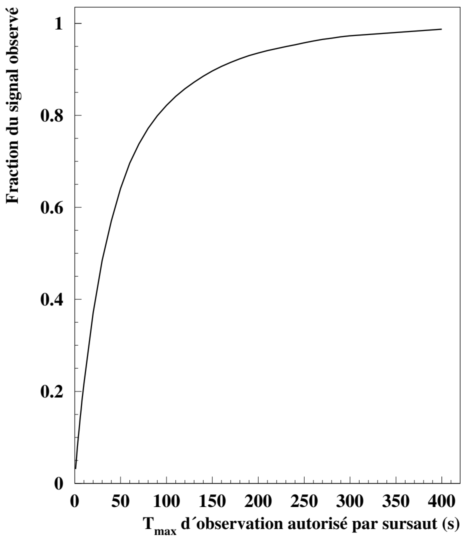

FIG. 4.10: *Pourcentage des signaux de sursauts du catalogue intégrés en fonction du temps maximal d'observation fixé.*

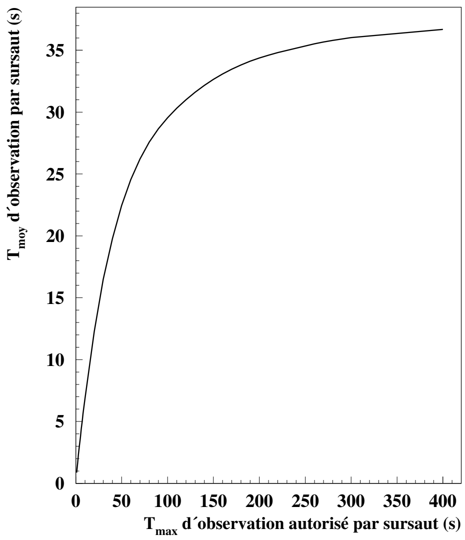

FIG. 4.11: *Temps moyen d'observation par sursaut équivalent à une durée fixe maximale d'observation* $T_{\max}$.

fond observable dans le même temps étant directement proportionnelle à T.
Soit S la quantité de signal attendu en un temps fixe et B la quantité de bruit associée. La probabilité $P_N(n)$ d'observer N événements lorsque n sont attendus est donnée par la loi de Poisson :

$$P_N(n) = \frac{n^N}{N!} e^{-n} \tag{4.6}$$

Pour une valeur observée de N, le niveau de confiance $C_N(n)$ de cette observation est défini comme étant la probabilité d'observer N ou plus :

$$C_N(n) = \sum_{i=N}^{\infty} P_i(n) \tag{4.7}$$

Pour rejeter l'hypothèse d'une fluctuation statistique du bruit de fond, on se fixe une valeur limite du niveau de confiance C_l en dessous de laquelle on estime que l'effet observé ne vient pas du bruit. On doit donc chercher le nombre N_l qui satisfait à la condition :

$$C_{N_l}(B) = \sum_{i=N_l}^{\infty} P_i(B) \leq C_l \tag{4.8}$$

La probabilité de détection d'un signal de sursaut gamma est donnée par la probabilité d'observer un nombre d'événements égal ou supérieur au nombre N_l satisfaisant la relation 4.8 :

$$P(S) = \sum_{i=N_l}^{\infty} P_i(S+B) \tag{4.9}$$

C'est en ces termes qu'il convient d'évaluer la sensibilité du détecteur aux «sursauts neutrino». Les paragraphes qui suivent sont consacrés au calcul des quantités S de signal et B de bruit attendues et à l'optimisation de la probabilité de détection en fonction des différentes valeurs de S et B qui varient avec les coupures de sélection.

4.4.2 Le flux de muons induits

Simulations

Les données de simulations utilisées pour obtenir la quantité de signal attendue dans le détecteur ont été produites avec le programme GEMINI. Une description plus détaillée en est faite au paragraphe 3.1.1. La propagation des événements dans le détecteur est faite avec KM3 (voir le paragraphe 3.1.3). Elle prend en compte la diffusion de la lumière, la réponse du module optique et une part de la numérisation des signaux (mode simple de l'ARS, voir paragraphe 2.6.7). Le taux de lumière induit dans les photomultiplicateurs par le bruit de fond optique est fixé à 60 kHz.

Taux d'événements

La convolution du flux de neutrinos prédits par Waxman et Bahcall, de la section efficace d'interaction des neutrinos, de l'absorption dans la terre et du parcours du muon jusqu'au cylindre de génération aboutit au flux de muon représenté figure 4.12 («Génération»). Le flux représenté équivaut à un nombre de ~ 10 muons par an (~ 5 par hémisphère).
La reconstruction utilisée pour étudier ces événements est présentée au chapitre précédent. La figure 4.12 indique également le flux d'événements reconstruits ascendant en fonction de l'énergie des muons, ainsi que le flux des évènements dont la trace reconstruite forme un angle $\theta < 1,5^{\circ}$ avec la vraie trace (condition A). Ces sont ces événements qui définissent le signal de neutrinos issus de sursauts gamma. La condition «$\theta < 1,5^{\circ}$» n'est pas arbitraire. Elle a été choisie dans le souci à la fois d'être compatible avec la résolution angulaire des prochains détecteurs embarqués sur satellite et de maintenir un bon rapport signal/bruit. Différentes coupures de sélection sont essayées. Elles sont présentées au paragraphe 4.4.4. Le passage de la reconstruction brute à la condition A représente une perte d'un facteur ~ 2.

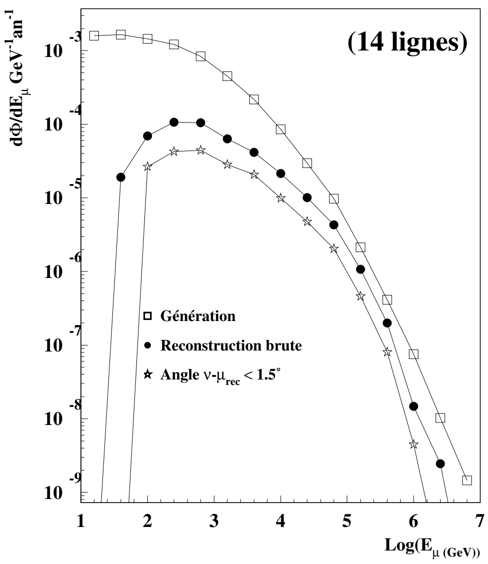

FIG. 4.12: *Flux différentiels de muons induits par les neutrinos issus de sources de sursauts gamma (selon de modèle de Waxman et Bahcall). Les flux sont représentés à la génération et après la reconstruction (sans coupure de sélection). La courbe du centre indique l'ensemble des événements reconstruits. Au dessous une condition supplémentaire est demandée : les événements doivent être reconstruits à mieux que* $1,5^\circ$.

4.4.3 Spécificité du bruit de fond

L'étude de corrélation entre neutrinos de haute énergie et sursauts gamma a ceci de particulier que non seulement l'emplacement de la source est connu, mais aussi la durée d'émission. Ces deux éléments contribuent indépendemment à la réduction du bruit de fond. Ils sont exposés dans ce paragraphe.

Facteur de réduction

Le premier facteur de réduction est dû à la restriction de l'observation sur une toute petite partie $\delta\Omega$ de la voûte céleste. L'emplacement de la source étant connue avec une résolution θ, on peut en effet se contenter de rechercher les événements de signal dans l'angle solide

$$\delta\Omega = 2\pi \int_0^\theta \sin\alpha \, d\alpha = 2\pi\,(1 - \cos\theta)$$

Si on connaît le nombre $\mathcal{N}$ d'événements de bruit de fond attendus dans l'angle solide Ω, le nombre moyen d'événements attendus dans le même temps T dans la fenêtre associée à la source s'exprime comme $\mathcal{N} \times r_\Omega$ où

$$r_\Omega = \frac{\delta\Omega}{\Omega} \tag{4.10}$$

est le facteur de réduction associé à la localisation de la source. Cette réduction du bruit de fond est commune à toutes les études de sources ponctuelles.

Dans le cadre de notre l'étude, c'est le second moyen de réduction du bruit de fond qui en fait l'originalité. Il provient de la connaissance de la durée de l'émission. Il a été montré que les études menées à partir des données de BATSE permettent d'associer une durée moyenne $T_{\rm moy}$ par sursaut à une certaine fraction du signal attendu (figure 4.10). $N_{\rm GRB}$ étant le nombre de sursauts visibles (dans Ω) pendant toute la durée T, La quantité de bruit de fond associée devient donc $\mathcal{N} \times r_\Omega \times N_{\rm GRB} \times r_T$ où

$$r_T = \frac{T_{\rm moy}}{T} \tag{4.11}$$

est le facteur de réduction, par sursaut, associé à la durée de l'émission.

Le facteur global de réduction du bruit de fond pour $N_{\rm GRB}$ sursauts est donc :

$$R = N_{\rm GRB} \times r_T \times r_\Omega \tag{4.12}$$

Simulations

Compte tenu de l'important facteur de réduction du bruit de fond dont nous disposons dans cette étude et du faible nombre d'événements de signal attendu, il est souhaitable de relâcher légèrement les coupures de qualité de manière à intégrer le plus possible de signal. Dans ces conditions, le bruit de fond associé ne provient pas des muons induits par les neutrinos atmosphériques montants, mais des muons atmosphériques mal reconstruits qui sont interprétés comme des particules ascendantes[6] : la part des muons induits par les neutrinos atmosphériques est d'environ quatre ordres de grandeur inférieur à celle des muons atmosphériques à la reconstruction. La génération est décrite au paragraphe 3.1.2. En résumé, elle comprend une journée de mono-muons et environ 1 heure et 20 minutes de muons multiples.

4.4.4 Coupures de sélection

Les conditions de l'analyse suggèrent donc de relâcher légèrement les coupures de sélections par rapport à ce qui est présenté au chapitre précédent. Un jeu de

[6] On rappelle (figure 2.17), que le flux de particules descendantes est environ un million de fois supérieur à celui des particules montantes ; aussi, lorsque la reconstruction est moins sévère, ces sont bien les muons descendants, reconstruits ascendants qui dominent.

64 coupures a été essayé pour optimiser la détection. La meilleure configuration est présentée ici. Quatre parmi les cinq erreurs e_i associées aux 5 paramètres de l'ajustement sont utilisées, ainsi que la différence entre l'angle zénithal ajusté et pré-ajusté (les définitions sont données au paragraphe 3.2.5). Les coupures sont présentées figure 4.13.

Leur influence sur le signal et les deux «différentes» composantes de bruit de fond est présenté dans le tableau 4.2. Les effets indépendants de chaque coupure sont indiqués, ainsi que l'effet global.

		Facteur de réduction des coupures		
		Signal	Bruit de fond	
			mono-muons	multi-muons
Coupures (indépendantes)	Erreur 4	$0,96$	$1,95 \times 10^{-2}$	$2,47 \times 10^{-2}$
	Erreur 1 $\times$ Erreur 2	$0,97$	$0,18$	$0,54$
	$\theta_{\text{fit}} - \theta_{\text{pre-fit}}$	$0,91$	$0,15$	$9,27 \times 10^{-2}$
Combinaison		$0,87$	$7,07 \times 10^{-4}$	$2,65 \times 10^{-3}$

TAB. 4.2: *Evolution des quantités de signal et de bruit en fonction des coupures appliquées. Les deux composantes de bruit de fond sont distinguées.*

Après coupure, la statistique résiduelle des bruits de fond est faible. Soit T la durée simulée d'une composante de bruit de fond (un jour pour les mono-muons et une heure et 20 minutes pour les multi-muons) et N le nombre d'événements reconstruit dans ce temps. On extrapole prudemment la quantité de bruit attendu en une année, en tenant compte des possibles fluctuations statistiques.

4.4.5 Résultats

Dans ces conditions, et après coupures globales, le nombre d'événements reconstruits montants, issus du bruit de fond, est de 27920 par an pour un détecteur à 14 lignes. Environ les 2/3 de ces événements proviennent des multi-muons. Par conséquent les résultats exposés ici sont plutôt pessimistes, car les multi-muons ont été traités de la même façon que les mono-muons, alors qu'une simulation complète des impulsions de photomultiplicateurs et une analyse plus poussée devraient permettre de les différencier des simples traces [109].
Avec une sensibilité angulaire de $1,5^{\circ}$, et pour les traces reconstruites montantes, le facteur de réduction r_Ω (équation 4.10) prend la valeur $r_\Omega \simeq 3,45 \times 10^{-4}$.
A titre d'exemple, en s'accordant un temps limite d'observation de 230 s par sursaut, ce qui revient à une durée moyenne de 35 s par sursaut (equation 4.5), le facteur de réduction temporel (équation 4.11) pour une année et pour un sursaut est de $r_T \simeq 1,11 \times 10^{-6}$. Dans ce cas particulier le facteur de réduction total (équation 4.12) pour les sursauts visibles sur la moitié de la voûte céleste (on ne regarde que les traces montantes) devient donc $R \simeq 2,1 \times 10^{-7}$, soit à peu près 1 événement de bruit

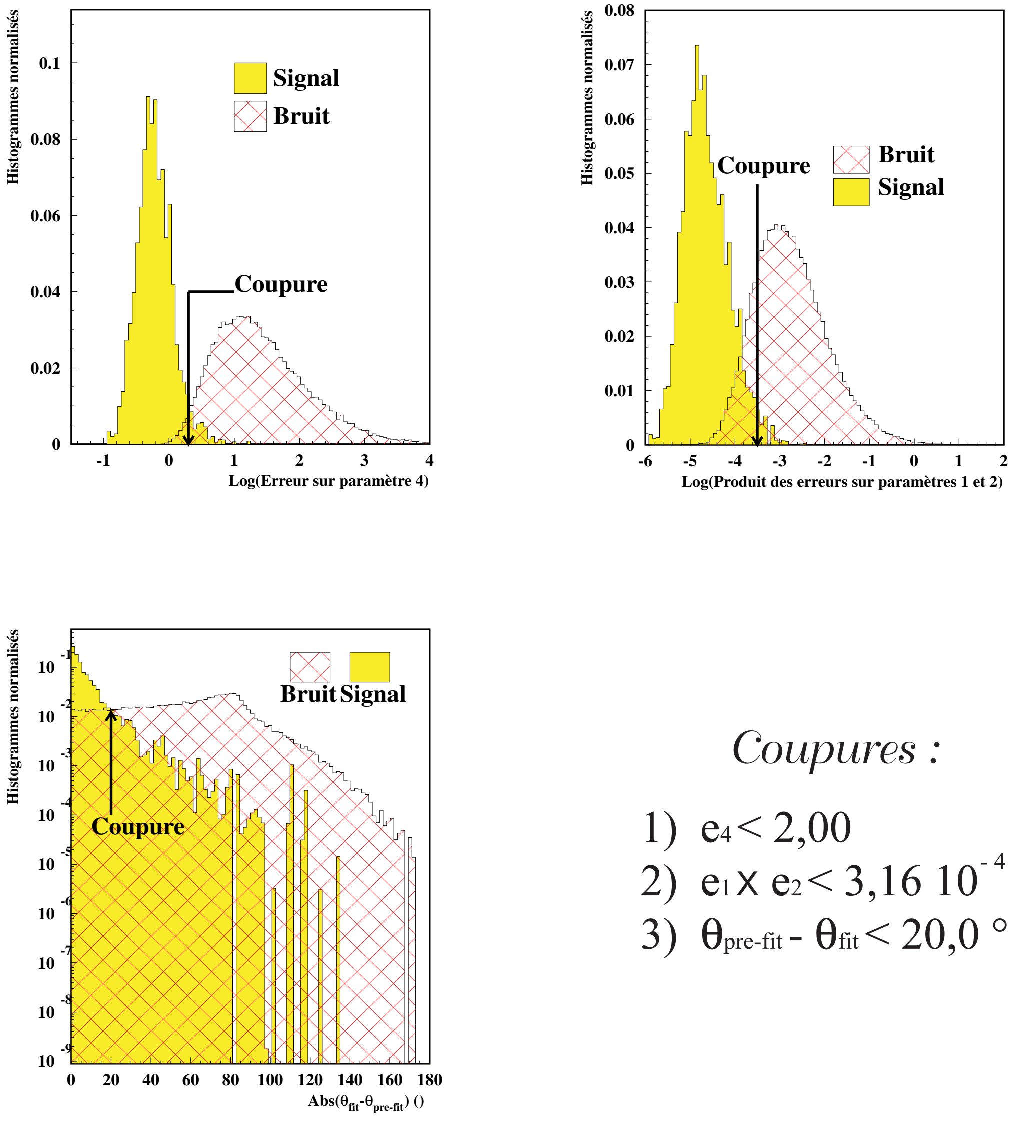

FIG. 4.13: *Illustration des coupures utilisées pour optimiser la probabilité de détection. Les histogrammes représentent les distributions des variables sur lesquelles sont pratiquées les coupures à la fois pour le signal et le bruit de fond.*

de fond tous les 170 ans ($B = 5,86 \times 10^{-3}$ événements par an).

Pour ce qui concerne le signal, les taux d'événements sont représentés figure 4.14. Après coupures, on attend un maximum de 0,48 événements par an. En reprenant l'exemple précédent à 230 s d'observation maximale, on est sensible à 95% du signal, soit environ à $S = 0,46$ «sursaut neutrino» visible par an pour Antarès (14 lignes).

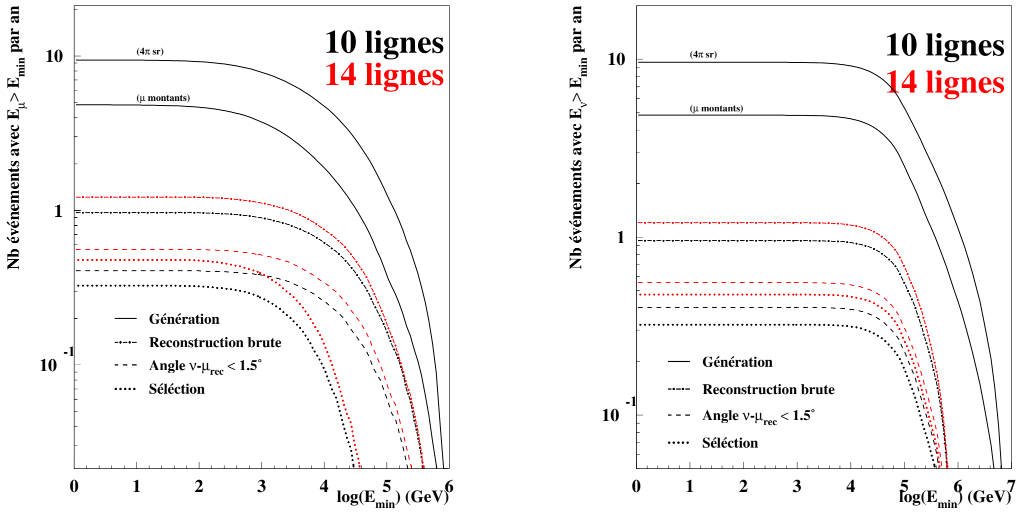

FIG. 4.14: *Taux de muons issus de neutrinos de sources de sursauts gamma pour un détecteur à 14 lignes et 10 lignes à différents niveaux d'études (le cylindre de génération est le même pour les deux détecteurs). A gauche, les taux sont présentés en fonction d'un seuil sur l'énergie du muon, à droite, sur l'énergie du neutrino.*

En se fixant un niveau de confiance (cf équation 4.8) de $C_l = 10^{-3}$ pour rejeter l'hypothèse d'une fluctuation de bruit de fond, 2 événements doivent être observés en 5 ans. La probabilité de mettre en évidence un tel effet est 67% en 5 ans comme l'indique la figure 4.15. Elles passe à 83% en 7 ans. En demandant un niveau de confiance plus stricte pour rejeter le bruit de fond de $C_l = 5,7 \times 10^{-5}$ (probabilité qui correspont à 5 déviations standarts pour une distribution gaussienne), il faut observer 3 événements au moins, ce qui implique une probabilité de décourverte à 5 et 7 ans respectivement de 42% et 64%.

Les résultats exposés ici sont obtenus suivant les hypothèses formulées par Waxman et Bahcall. Les incertitudes théoriques sur les flux de neutrinos dominent largement les erreurs systématiques de la détection. Dans l'hypothèse mentionnée par Mannheim (figure 4.4), le nombre de neutrinos attendus, dans les conditions qui viennent d'être exposées est de $S \simeq 10$ neutrinos par an ; ce qui permettrait une détection en quelques mois.

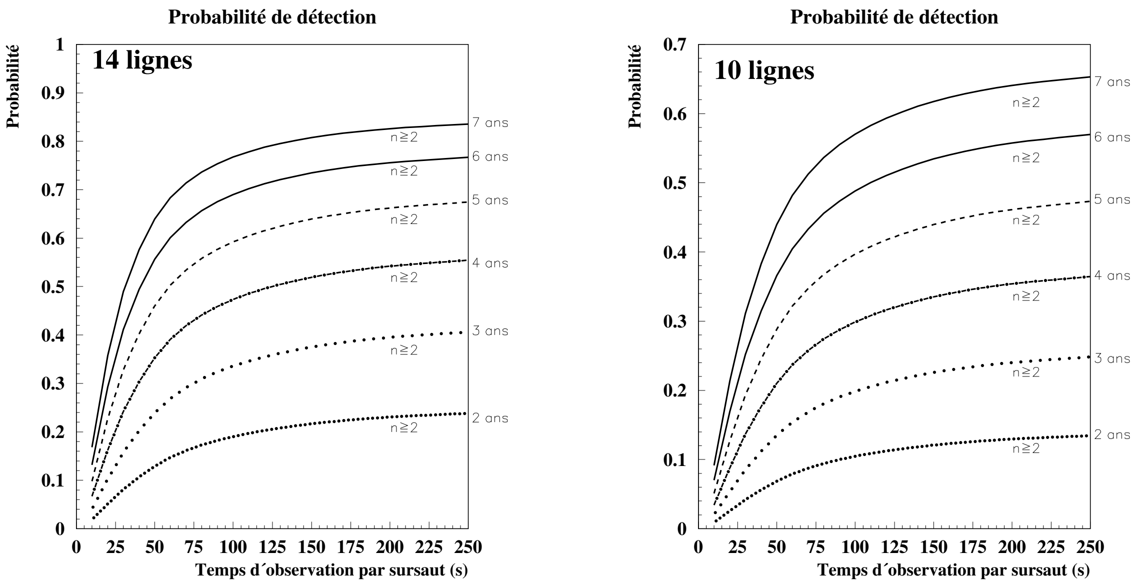

FIG. 4.15: *Probabilité de mise en évidence de corrélation entre la détection de neutrinos de haute énergie par un détecteur de 14 lignes (à gauche) -10 lignes (à droite)- et de sursauts gamma, en fonction du temps maximum fixé par sursaut. Les probabilités sont donnés à échéance de plusieurs années d'observation.*

4.5 Sensibilité aux paramètres du spectre

Le flux (équation 4.4) de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma a été obtenu par Waxman et Bahcall en supposant un taux d'émission d'énergie fixe, sur la base des observation des flux de rayons cosmiques au delà de 10^{19} eV (équation 4.3). En maintenant cette hypothèse et en supposant que la luminosité totale reste inchangée :

$$L_{\text{tot}} = cte = \int_{\mathrm{E_{min}}}^{\mathrm{E_{max}}} E \frac{d\Phi}{dE} \tag{4.13}$$

on peut faire varier les paramètres α, β et E_b indépendemment (ce qui modifie la valeur de A) et observer les conséquences sur le taux d'événements attendus. Les résultats sont montrés dans le tableau 4.3.

Ces résultats montrent qu'en supposant des flux moins durs, et en maintenant la condition que l'énergie totale reste inchangée, le nombre d'événements attendus augmente légèrement.

Un effet plus spectaculaire pourrait provenir de la variation de l'énergie totale. Selon Waxman[144], le taux (eq. 4.3) utilisé est valable à un facteur ~ 4 près, ce qui signifie, toute chose restant égale par ailleurs, que le nombre d'événements attendus pourrait augmenter ou diminuer de ce même facteur. En particulier, l'énergie pourrait se trouver augmentée si la valeur du facteur de Lorentz initiale était moins importante que

Paramètre $\alpha = 1,0$	$\alpha = 1,1$	$\alpha = 1,2$	$\alpha = 1,5$	$\alpha = 0,9$	$\alpha = 0,8$	$\alpha = 0,5$
Taux d'événements (an^{-1})	$0,4877$	$0,4968$	$0,5215$	$0,4711$	$0,4638$	$0,4460$
Paramètre $\beta = 2,0$	$\beta = 2,1$	$\beta = 2,2$	$\beta = 2,5$	$\beta = 1,9$	$\beta = 1,8$	$\beta = 1,5$
Taux d'événements (an^{-1})	$0,56$	$0,65$	$0,85$	$0,40$	$0,33$	$0,16$
Paramètre $E_b = 100$ TeV	$E_b = 500$	$E_b = 700$	$E_b = 10^3$	$E_b = 20$	$E_b \simeq 14,3$	$E_b = 10$
Taux d'événements (an^{-1})	0,27	0,23	0,18	0,60	0,61	0,62

TAB. 4.3: *Taux d'événements pour différentes valeurs des paramètres du flux de neutrinos. La valeur des paramètres est changée de manière indépendante. La luminosité totale est conservée. La «valeur standard» du paramètre est rapellée dans la colonne de gauche.*

la valeur canonique $\gamma = 300$ prise par Waxman. Cet effet est la source d'incertitude la plus importante sur le taux d'événements attendus.

4.6 Limitations

Oscillations de neutrinos Les déficits de neutrinos atmosphériques et solaires observés par plusieurs expériences suggèrent que les neutrinos soient massifs. Dans ce cas l'étude précédente doit être revue.
Du fait que la distance à la source est beaucoup plus grande que la longueur d'oscillation, les phases des effets d'interférence entre les 3 familles de neutrinos sont moyennées et seul un changement dans la composition du flux est attendu. En résumé, les effets d'oscillations devraient entraîner une diminution d'un facteur ~ 2 du taux d'événements attendus, ce qui double le temps de prise de données nécessaire à la mise en évidence de l'effet.

Masses des neutrinos De plus, en admettant que les sources de sursauts gamma émettent des photons et des neutrinos simultanément, ces derniers devraient nous parvenir avec un retard qui dépend de leur masse et de leur énergie. Les effets peuvent être très importants comme négligeables. Soit m la masse du neutrino, E son énergie et R la distance à la source. Le retard entre photon et neutrino massif s'exprime donc par :

$$\Delta t = \frac{R}{\beta c} - \frac{R}{c}$$

où

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{m^2c^4}{E^2}\right)} \simeq 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{m^2c^4}{E^2}\right)$$

est le facteur de Lorentz. Ce qui permet d'écrire finalement :

$$\Delta t = \frac{1}{2}\frac{R}{c}\frac{m^2c^4}{E^2} \tag{4.14}$$

Les figures 4.16 et 4.17 illustrent ce retard en fonction des différentes valeurs possibles pour la masse des neutrinos, d'une part, et en fonction de l'énergie pour un neutrino de masse $m = 0.18$ MeV (proche de la limite actuelle donnée par [61]) d'autre part. Dans les deux cas, la distance à la source est de 2 Gpc (légèrement supérieure à la moyenne des distances des sursauts dont le décalage spectral a pu être évalué).

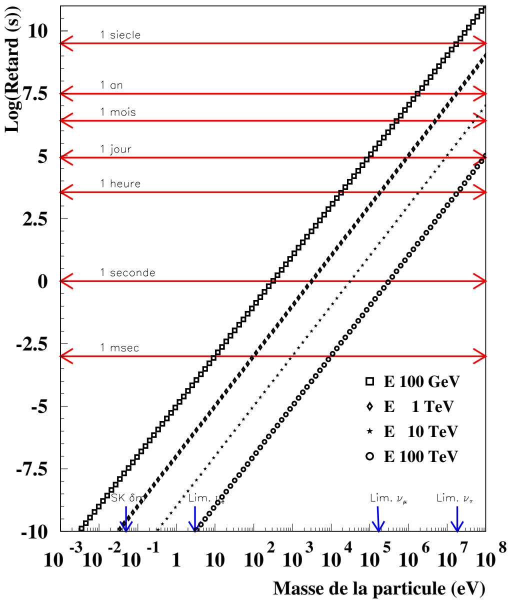

FIG. 4.16: *Retard entre une particule massive et un photon en fonction de la valeur de la masse.*

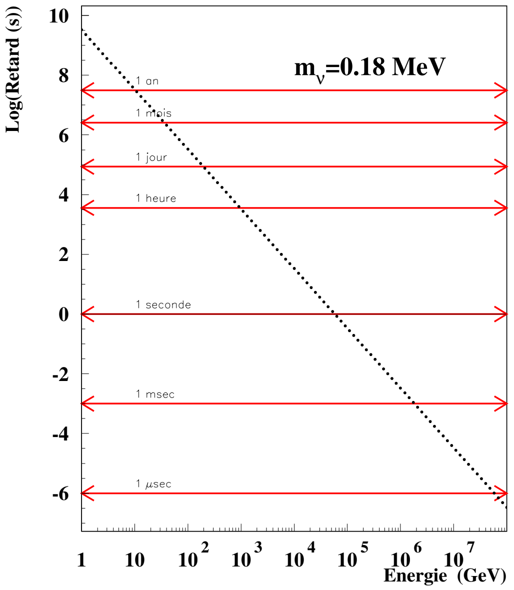

FIG. 4.17: *Retard entre une particule massive de masse $m = 0.18$ MeV et un photon, en fonction de l'énergie.*

Les résultats présentés figure 4.14 montrent que les neutrinos détectés ont tous ou presque une énergie supérieure à 10 TeV. Aussi, dans les pires conditions, c'est-à-dire en prenant la limite actuelle sur la masse du neutrino muonique, le temps observation nécessaire par sursaut pourrait augmenter de ~ 30 s. Le bruit de fond attendu passerait à $\sim 1,5 \times 10^{-2}$ événements par an (dans un détecteur de 14 lignes), ce qui reste largement inférieur au taux de signal attendu. Le retard induit par la masse du neutrino, s'il en possède, ne devrait donc par modifier le scénario de la détection.

Simultanéité des émissions Outre le retard induit par la masse du neutrino, rien ne garantit pour le moment la simultanéité de l'émission des neutrinos et des photons gamma. Il est plausible que les photons soient retardés pour des raisons d'opacité. Quoi qu'il en soit, les prochaines observations devraient à ce titre donner des précisions importantes et permettre de contraindre davantage les modèles d'émission.

4.7 Autre modèle

Le modèle de la boule de feu est le plus fréquemment évoqué. Il en existe néanmoins d'autres dont une proposition très récente de A. Dar et A. de Rújula : le modèle de la boule de canon [125, 145, 146].
Le modèle de la boule de canon est associé aux supernovae de type II. Quelque temps après l'explosion de la supernova ($\sim$ 1 jour), la matière éjectée retombe vers l'objet compact (étoile à neutron ou trou noir). Ce phénomène s'accompagne de l'expulsion d'une quantité discrète de matière baryonique ultra-relativiste avec un facteur de Lorentz $\Gamma \sim 3000$: la boule de canon. L'émission de 5 à 10 boules de canon par supernova pourrait ainsi expliquer les structures temporelles des sursauts observées (voir les courbes de lumière figure 4.8). Toutes les supernove de type II pourraient ainsi être à l'origine de sursauts gamma. Compte tenu de la focalisation étroite de l'émission, seule une faible fraction des signaux (environ 1 pour 1 million) serait visible sur Terre.
Dans ce modèle, les sursauts gamma seraient dûs à la désintégration de π neutres crées par interaction des protons de la boule de canon avec la matière de environnante (ejecta). De même, les pions chargés produits de façon analogue devraient conduire à une émission de neutrinos d'énergie $\lesssim 100$ GeV. Le flux de neutrinos associés n'est pas encore donné par les auteurs. Un calcul approché semble conduire à $\sim$ 1 neutrino détectable par an avec un détecteur comme Antares.
Le modèle doit encore être affiné. Cependant, si les premières estimations s'avèrent réalistes, ceci pourrait constituer un sujet d'étude très important. En outre, Antares, avec son bas seuil en énergie et sa bonne résolution angulaire, serait alors le télescope le mieux adapté pour mettre en évidence les neutrinos de la boule de canon.

4.8 Résultats d'AMANDA

La collaboration AMANDA a procédé à l'analyse des données enregistrées en 1987 avec le détecteur AMANDA B-10 [83, 147]. Un total de 88 sursauts gamma survenus dans l'hémisphère nord et répertoriés par BATSE (avec une résolution angulaire de l'ordre de 5°) a été étudié. Le nombre d'événements observés, pour l'ensemble des sursauts et dans des fenêtres angulaires de $\sim 10^\circ$ (dépendant en fait de l'angle zénithal d'incidence) est compatible avec le bruit de fond attendu et permet de poser une limite supérieure largement au dessus du flux proposés par Waxman et Bahcall (pour le modèle de la «boule de feu»). A moins d'observer, pour un sursaut particulier, un excès notoire d'évènements, il semble que ces résultats ne puissent être améliorés à moyen terme qu'au moyen d'une meilleure localisation de la source, ce dont Antarès d'une part et les futurs détecteurs embarqués d'autre part, semblent pouvoir bénéficier.

4.9 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre sont encourageants. Ils montrent qu'Antarès devrait pouvoir observer, après quelques années, des corrélations sinificatives entre neutrinos de haute énergie et sursauts gamma. Cependant les incertitudes théoriques sur les flux de neutrinos sont importantes. Le taux de neutrinos pourrait être superieur à celui que nous avons calculé ici, ce qu'Antarès pourrait vérifier rapidemment. A l'inverse, le flux pourrait être inférieur. Dans ce cas Antarès pourrait placer une limite supérieure plus restrictive qu'AMANDA, mais seule la construction d'un télescope de plus grande dimension (à l'échelle du km) pourrait permettre de trancher sans ambiguité sur la validité du modèle de la «boule de feu».

Deuxième partie

Le démonstrateur d'Antarès

Chapitre 5

Présentation du démonstrateur

La collaboration Antarès a choisi de procéder par étapes. Après l'immersion de plusieurs tests déstinés à l'étude de l'environnement marin et d'une première ligne destinée aux mesures de positionnement acoustique, une étape importante a consisté en l'immersion d'une ligne comportant un équipement complet d'inclinomètres, compas, système de positionnement acoustique, courantomètre et, pour la toute première fois, reliée à la côte par un câble électro-optique d'une quarantaine de kilomètres. Cette ligne de détection a été baptisée **ligne 5**. Le but était d'effectuer un test complet de chaque système et d'exploiter la ligne dans sa globalité. Elle a été déployée le 25 novembre 1999 [148] et récupérée pour inspection le 21 juillet 2000. Des informations ont été enregistrées jusqu'au début du mois de février en alternant :

- des prises de données acoustiques destinées à la détermination du positionnement du détecteur et à l'étude de la courbure adoptée par la ligne sous l'influence des courants ;
- des enregistrements d'étalonnage nécessaires à la compréhension de la chaîne d'analyse ;
- des enregistrements de bruit de fond optique ;
- des déclenchements destinés à la reconstruction de muons atmosphériques.

Il s'agit là d'un double baptême pour la collaboration Antarès. D'une part, c'est la première fois que toutes les données (depuis les enregistrements acoustiques jusqu'aux signaux de photomultiplicateurs) sont envoyées à terre à travers un câble électro-optique. D'autre part, c'est également la première fois que des signaux physiques induits par des muons atmosphériques sont enregistrés : ce sont les premières trajectoires de muons reconstruites par la collaboration. La reconstruction de ces traces valide ainsi le principe de détection adopté pour le futur détecteur. Plus de 50000 événements ont été enregistrés.

Une présentation générale de la ligne et les résultats des études sur son positionnement sont exposés dans ce chapitre ainsi qu'une description des appareils qui la composent et du protocole d'acquisition. Le décodage des données des photomultiplicateurs, la méthode d'analyse et les résultats obtenus font l'objet des chapitres suivants.

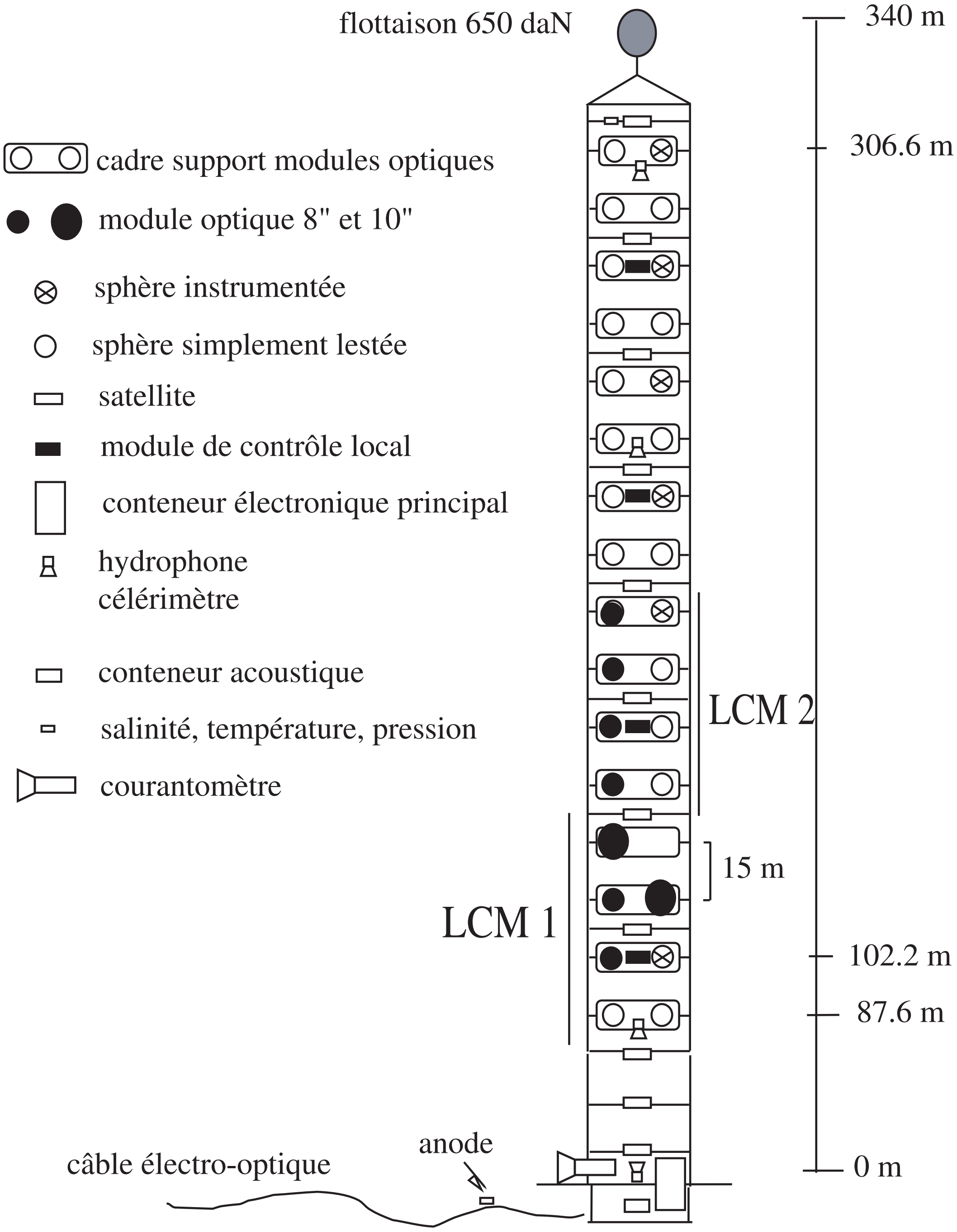

Fig. 5.1: *Schéma du démonstrateur.*

5.1 Description générale

La figure 5.1 représente une vue schématique de la ligne 5. Au bas de la ligne se trouve le lest (schématisé en détail sur la figure 5.2).

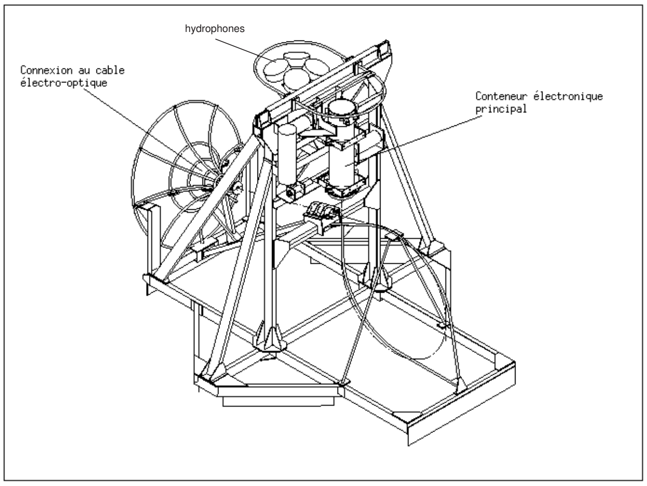

FIG. 5.2: *Le lest de la ligne 5 mesure environ 4 m de hauteur. Il permet la connexion avec le câble électro-optique (à gauche) et sert de support au contrôleur électronique principal. On distingue également un jeu de 4 hydrophones installés sur la partie supérieure, utilisé pour évaluer les déformations de la ligne.*

C'est à son niveau qu'est assurée la connexion entre la ligne et le câble électro-optique et qu'est installé le contrôleur électronique principal (MEC). Le câble contient quatre fibres optiques. Les mesures faites, fin novembre, entre le bateau et la station côtière correspondent a des atténuations à 1550 nm de $13,5$ $14,9$ $16,6$ et $19,3$ dB. Le signaux sont en fait transmis à une longueur d'onde de 1310 nm, ce qui augmente légèrement ces valeurs. Les deux meilleures fibres sont réservées pour le contrôle de l'alimentation du détecteur et le retour des signaux de positionnement. La transmission des données des photomultiplicateurs est assurée par les deux fibres restantes.

La flottaison est assurée en partie par la bouée principale située tout à fait à l'extrêmité de la ligne. Le reste est pris en charge par la flottaison des sphères Benthos qui sont installées par paire à chaque étage de la ligne. Il y a 16 étages en tout. Le premier se situe à une altitude de $87,6$ m au dessus de l'ancre. A partir de là, les autres sont répartis uniformément tous les $14,6$ m. Chaque étage abrite 2 sphères en verre de 17 pouces, distantes de $1,6$ m et reposant toutes deux sur un cadre rigide en forme de «cacahuète» (figure 5.3).

Seules 8 sphères contiennent des photomultiplicateurs. Elles sont réparties sur les 7 premiers étages de la ligne formant ainsi un détecteur d'environ 90 m de hauteur

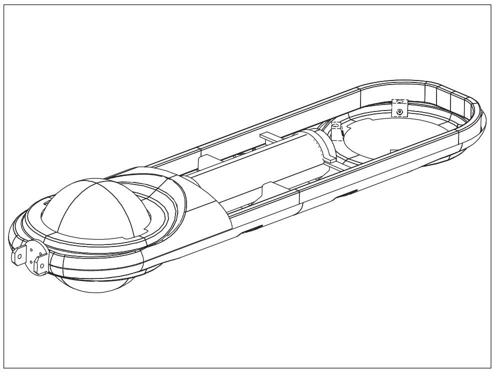

FIG. 5.3: *Support des modules optiques : «cacahuète». Au centre du support, il est possible de placer un conteneur cylindrique abritant des composants électroniques. Le module de contrôle électronique local (LCM), par exemple, est installé au sein d'une «cacahuète».*

active. Les modules optiques forment deux groupes de 4 ; au sein de chaque groupe, ils sont reliés à un module de contrôle électronique local (LCM) en titane placé entre deux sphères. Les 8 modules optiques de la ligne sont donc reliés aux LCM 1 et 2 repérés figure 5.1. Sur les 24 sphères restantes, 6 sont équipées d'instruments de mesure du positionnement (compas et inclinomètre), les autres sont restées vides et participent à la flottabilité de l'ensemble. Pour éviter les torsions, des espaceurs rigides horizontaux ont été disposés entre chaque étage, sur lesquels ont été fixés 12 satellites indiquant les inclinaisons de la ligne et 4 hydrophones participant au système de positionnement acoustique. Les extrémités des «cacahuètes» et celles des espaceurs sont reliées entre elles par des câbles porteurs le long desquels sont également rivés les câbles électriques d'alimentation des modules optiques et de transmission des données jusqu'au LCM, puis au MEC.
Le démonstrateur est également pourvu d'un célérimètre placé au bas de la ligne et destiné à mesurer la vitesse de propagation du son dans l'eau de mer. Cette information est nécessaire pour garantir une bonne précision pour les tests acoustiques. La mesure de la vitesse et de la direction des courants marins est assurée par un courantomètre installé sur le lest. Enfin, au sommet de la ligne, est placé un appareil (appelé CTD) utilisé pour mesurer la pression environnante, la température et la conductivité. La position exacte des constituants est résumée dans le tableau 5.1.

5.2 Immersion et récupération de la ligne

Les opérations d'immersion et de récupération des lignes sont très délicates. Il s'agit d'assurer à la fois la sécurité des hommes et du matériel. Si la ligne 5 n'est pas identique aux prochaines lignes du détecteur Antarès, un certain nombre de tech-

Etage	Hauteur (m)	Equipement
0	0	hydrophone 1
1	87.6	hydrophone 2
2	102.2	MO(1) + sphère instrumentée + LCM 1
3	116.8	MO(2) + MO(3)
4	131.4	MO(4)
5	146.0	MO(4)
6	160.6	MO(1) + LCM 2
7	175.2	MO(2)
8	189.8	MO(3) + sphère instrumentée
9	204.4	
10	219.0	sphère instrumentée + LCM 3
11	233.6	hydrophone 3
12	248.2	sphère instrumentée
13	262.8	
14	277.4	sphère instrumentée + LCM4
15	292.0	
16	306.6	sphère instrumentée + hydrophone 4

TAB. 5.1: *Position relative au lest des principaux équipements du démonstrateur : modules optiques (MO), hydrophones et sphères instrumentées.*

niques d'immersion et de récupération sont communes. C'est le cas des manoeuvres de repérage acoustique nécessaires à la localisation des éléments immergés. De ce point de vue, on peut dire que ces tests constituent une des plus lourdes opérations réalisées par la collaboration. Leur succès, à l'instar de celui obtenu lors la connexion sous-marine du câble électro-optique, est une étape décisive pour la collaboration.

Le démonstrateur n'a pas été immergé sur le site Antarès, mais à une trentaine de kilomètres au sud-est de Marseille par 1204 m de fond ($49^o59N, 5^o17E$). En effet le câble utilisé est un câble mis a disposition par France Télécom et qui reliait la Corse au continent. L'extrémité du câble est connecté au centre de France Télécom, au Prado, à Marseille. C'est également là qu'a été installée le système d'acquisition. La mise à l'eau du démonstrateur s'est déroulée entre le 24 et le 26 novembre 1999, à bord du Castor II, navire à positionnement dynamique.
Les procédures sont relativement longues ($\sim$ 24 h), les éléments étant immergés ou émergés un par un au moyen des divers treuils installés à bord. Les risques majeurs pour l'équipement viennent des câbles. Il faut en effet s'assurer d'une part qu'ils ne s'enroulent pas lors des manoeuvres, et d'autre part que les câbles de conduction électrique aient été fixés avec suffisamment de mou pour accompagner l'élongation des liens en parafile due aux tensions subies lors des manoeuvres. C'est un accident de ce type qui a du se produire lors de l'immersion de la ligne : la connexion du module optique 3 du LCM 1 a été arrachée par manque de marge d'élongation. Aucune information de ce photomultiplicateur n'a donc pu être obtenue. De même, le câble d'alimentation d'un des quatre distance-mètres de la ligne a été arraché lors du

déploiement.

La figure 5.4 permet de se faire une idée plus claire de la procédure de déploiement ou de récupération d'une ligne. En plus de la partie active de la ligne sont représentés les différents flotteurs et autres balises et largueurs acoustiques qui permettent notamment de localiser la queue de dragage. Celle-ci est indispensable à la récupération. Le bateau doit accrocher cette queue, et ensuite seulement remonter pas à pas les éléments de la ligne jusqu'au lest. Les mêmes pyramides acoustiques qui servent à la reconstruction de la géométrie de la ligne (voir paragraphe 5.3.2), doivent être préalablement récupérées puis ré-immergées pour pratiquer une triangulation et repérer le plus précisément possible la queue de dragage. Le détail des opérations de récupération, qui se sont déroulées du 20 au 21 juillet 2000, est rassemblé dans [149].

5.3 Positionnement spatial

Etablir avec précision le positionnement spatial de la ligne était un des objectif principaux du prototype. Un test similaire avait déjà abouti à des résultats satisfaisants [150], mais les données avaient été enregistrées depuis le bateau, et jamais à travers le câble électro-optique. On était encore loin des conditions du détecteur Antarès. De plus, la prise de données s'est étalée sur plusieurs semaines, ce qui n'était pas le cas du test précédent. La ligne 5 a donc permis de tester l'ensemble du système de positionnement. Les résultats sont résumés dans ce paragraphe.

5.3.1 Contrôle des paramètres environnementaux

Température, pression et salinité

La ligne est équipée d'un appareil de fabrication commerciale destiné à contrôler les paramètres environnementaux tels que la pression (ou la profondeur), la température ou encore la salinité de l'eau. Cet appareil, CTD pour «Conductivity, Temperature and Depth», a été calibré en août 1998. Pendant la période d'acquisition, la température a varié entre $13,24^\circ$ et $13,45^\circ$. L'erreur commise sur cette mesure n'excède pas $0,02^\circ$, ce qui laisse donc supposer une légère variation de température à une profondeur équivalente à celle de la ligne ($\sim 1000\ m$). En principe, de tels changements ne devraient pas se produire à 2500 m de fond. En effet les variations de températures sont généralement d'autant plus faibles que la profondeur est importante. En outre le site d'immersion du prototype se situe dans le prolongement du Rhône, et bien que l'eau douce, moins dense, ait tendance à rester à la surface, on peut raisonnablement attendre des variations comme celles qui ont été mesurées.
La pression moyenne et la conductivité moyenne mesurées ont été respectivement de $89,87$ bar $\pm\ 0.1\%$ et $45,96 \pm 0,05$ mS.cm^{-1}. La salinité de l'eau, déductible de la conductivité mesurée, a donc été évaluée à $39,1 \pm 0,1^o/_{oo}$ (g de sel pour 1 kg d'eau).

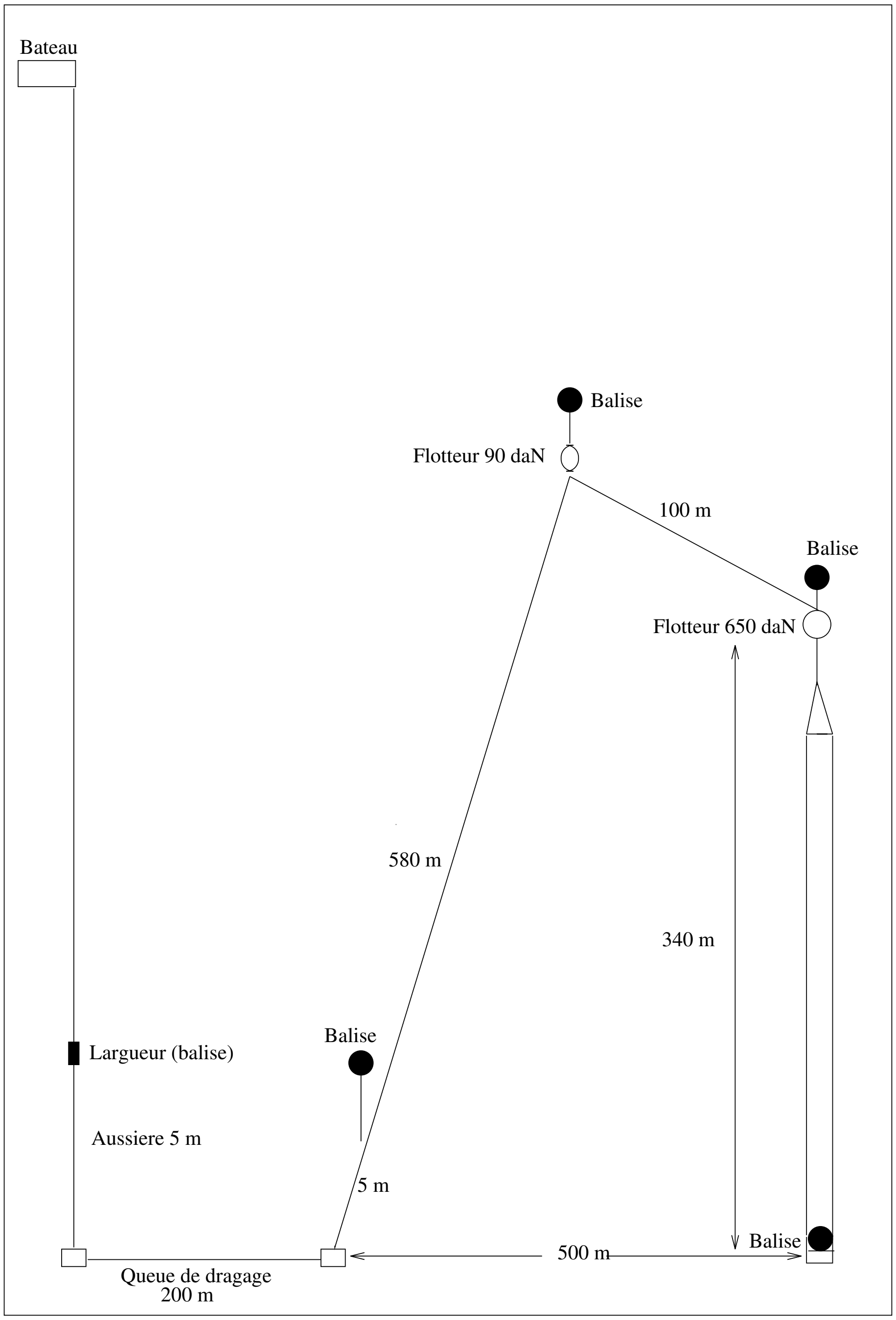

FIG. 5.4: *Le schéma expose les différents éléments nécessaires au déploiement et à la récupération de la ligne (le schéma n'est pas à l'échelle), et illustre la méthode d'immersion et de récupération d'une ligne.*

Courants marins

Le détecteur est également équipé d'un courantomètre. Son principe de fonctionnement repose sur l'effet Doppler. Il s'agit en réalité d'un profileur de courant : des signaux de fréquence fixe sont envoyés dans une direction donnée et leurs échos (après diffusion sur des particules et autre plancton dont il est présupposé que la vitesse horizontale est la même que celle du courant) sont analysés en retour. Suivant ce principe, un seul émetteur acoustique ne peut fournir d'information que sur une seule composante de la vitesse. Ainsi, le profileur installé sur la ligne comporte 3 émetteurs ; ce qui permet d'obtenir un résultat tridimensionnel et, de la sorte, de retrouver la norme et la direction de la vitesse moyenne des courants. On peut alors vérifier que la forme prise par la ligne est bien celle que tendent à lui imposer les courants.

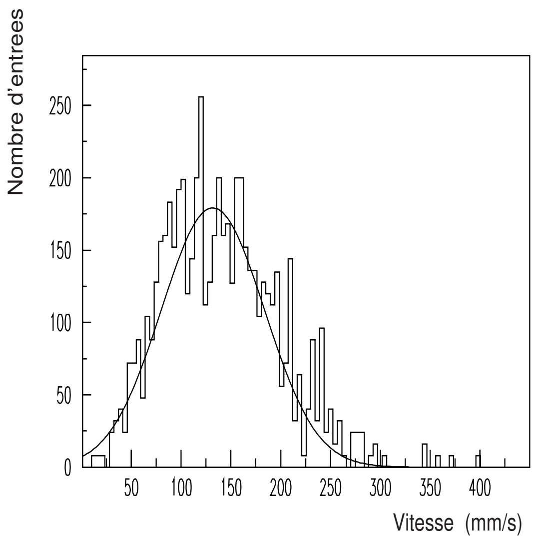

FIG. 5.5: *Vitesse moyenne du courant marin enregistrée avec la ligne 5.*

Les résultats des différents cycles enregistrés aboutissent à une valeur moyenne de $14,1$ cm.s^{-1} (fig. 5.5). Cette estimation est compatible avec les valeurs déjà mesurées sur le site Antarès (de 3 à 19 cm.s^{-1}), mais semble un peu excessive. Cependant la profondeur des deux sites diffère de plus de 1200 m. On ne peut donc pas vraiment comparer les données. En outre, la ligne 5 est placée dans la pente continentale où les courants peuvent être plus élevés.

5.3.2 Positionnement acoustique

La connaissance du positionnement spatial de la ligne est établie au moyen d'émetteurs et de récepteurs acoustiques de haute fréquence ($40 - 60$ kHz) disposés le long et autour du démonstrateur. A condition de bien connaître la vitesse de propagation du son dans le milieu sous-marin, on peut pratiquer des triangulations très précises.

La méthode utilisée est décrite dans [151].
Le système acoustique employé comporte :

- 4 distance-mètres disposés le long de la ligne et reliés par un câble électrique. Seuls 3 d'entre eux ont fonctionné; le câble alimentant le 4^{e} ayant été malencontreusement arraché lors du déploiement.
- 4 «transpondeurs» répartis au sol à environ 200 m du lest du démonstrateur et installés sur une structure pyramidale en aluminium.
- un célérimètre, installé au pied de la ligne, utilisé pour mesurer la vitesse de propagation du son. Le fonctionnement du célérimètre repose sur le calcul du temps mis par un signal acoustique pour parcourir une distance fixe, entre deux réflecteurs. La précision atteinte est de 5 cm.s^{-1} pour des vitesses comprises entre 1400 et 1600 m.s^{-1}. L'alimentation des distance-mètres et du célérimètre est assurée par un contrôleur électronique commun appelé "concentrateur". La distribution totale des vitesses évaluées par le célérimètre est représentée figure 5.6.

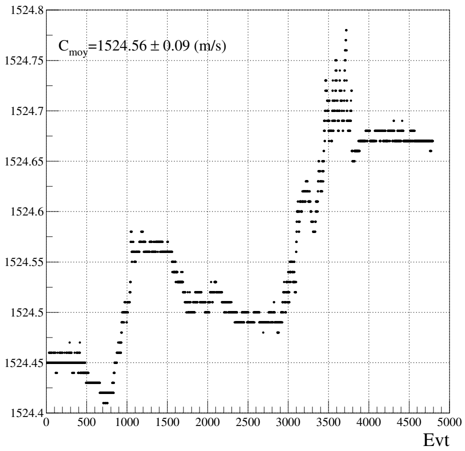

FIG. 5.6: *Distribution moyenne des vitesses de propagation du son dans le milieu. Toutes les données (s'étalant sur plusieurs jours et cumulant une douzaine d'heures) sont rassemblées.*

Au total, 4854 cycles de données ont été enregistrés; ce qui correspond à une durée cumulée de l'ordre de 12 heures, la période d'acquisition variant selon les cycles de 5 à 10 s.

Afin d'établir la courbure de la ligne, plusieurs combinaisons de mesure sont utilisées :

1. **La distance entre les distance-mètres**. Cette distance peut être obtenue de la façon suivante : un distance-mètre D_m (maître) envoie au second distance-mètre D_e (esclave) un signal électrique et un signal acoustique. Lorsque D_e reçoit le signal électrique, il initialise un chronomètre qu'il arrête à la réception du signal acoustique. D_e mesure ainsi le temps de parcours du signal acoustique.

Les résultats sont exposés dans le tableau 5.2

	Distance D_1D_2 (cm)	Distance D_1D_3 (cm)
Mesure acoustique	$8519,4 \pm 0,5$	$23126,0 \pm 0,6$
Mesure des câbles à terre	$8556,1 \pm 0,1$	$23184,1 \pm 0,1$

TAB. 5.2: *Distances entre distance-mètres. Les écarts existant entre les valeurs obtenues par la méthode acoustique et les valeurs mesurées à quai sont imputables à l'inclinaison et à la courbure prises par la ligne une fois immergée.*

2. **La distance entre les transpondeurs** (auto-calibration). On peut la résumer comme suit : un distance-mètre initial D_I envoie deux signaux sonores qui définissent respectivement T_m comme transpondeur maître et T_e comme transpondeur esclave. T_m envoie alors un signal à T_e qui lui répond à son tour. Enfin T_m renvoie au distance-mètre D_I un signal codé renfermant la distance T_mT_e. Ce dernier se charge de communiquer l'information à terre à travers le câble électro-optique. Les distances mesurées sont exprimées dans le tableau 5.3. Elles correspondent aux moyennes des mesures évaluées en intervertissant systématiquement les esclaves et les maîtres.

	T_1T_2	T_1T_3	T_1T_4	T_2T_3	T_2T_4	T_3T_4
Distance (m)	$406,35$	279.92	$456,34$	$403,43$	$278,73$	$264,81$

TAB. 5.3: *Distances entre transpondeurs. Les erreurs sont de l'ordre du centimètre.*

3. **La distance entre les transpondeurs et les distance-mètres**. Pour effectuer cette mesure, un distance-mètre maître émet un signal électrique à l'intention des autres distance-mètres qui déclenchent leur compteur, et envoie un signal sonore à l'intention des transpondeurs. Ceux-ci répondent avec des fréquences distinctes qui sont captées par les distance-mètres qui stoppent alors les compteurs. Cette technique permet déjà d'avoir une idée du profil de la ligne, comme l'indique la figure 5.7. Les erreurs sur les distances mesurées sont inférieures à 6 cm.

5.3.3 Orientation de la ligne

Pour obtenir une reconstruction précise du profil de la ligne, il est souhaitable d'utiliser les données acoustiques et les données des inclinomètres, prises simultanément [152]. Il est néanmoins possible d'établir un profil en n'utilisant que les données des inclinomètres, l'algorithme ayant été développé pour le test précédent (ligne 4) [150]. L'analyse repose sur deux échantillons de données différents :

- des données prises «en ligne» entre le 14 janvier et le 8 février, à raison de 1 événement toutes les 10 secondes environ ($\sim 0,1$ Hz) ;

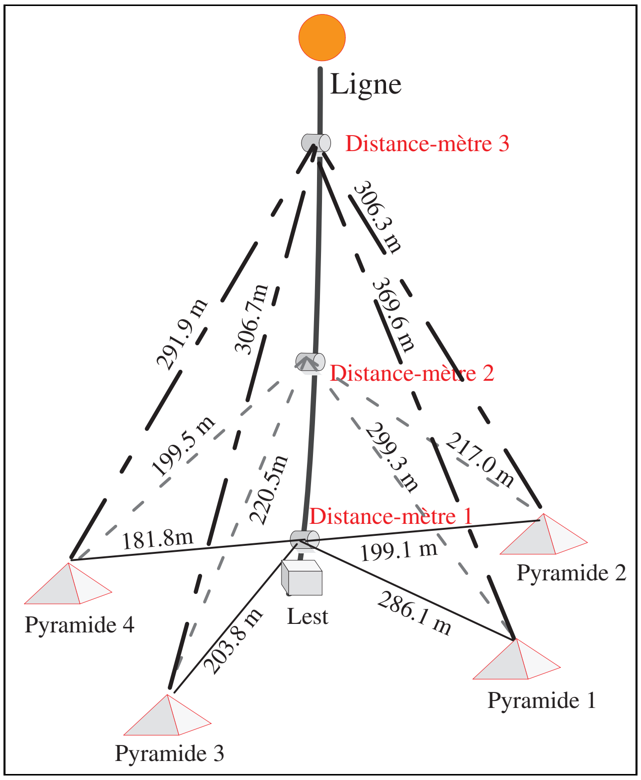

FIG. 5.7: *Distances entre distance-mètres et transpondeurs. Les erreurs varient selon les couples mais ne dépassent pas 6 cm. La combinaison de toutes les distances permet de reconstruire un profil approximatif de la ligne.*

– des données stockées dans le contrôleur électronique principal du 10 janvier au 27 janvier, à raison de 1 événement toutes les 60 secondes environ ($\sim 0,016$ Hz)

Ces données n'ont pas été enregistrées continûment, mais par périodes de quelques heures. Une description plus détaillée de l'analyse est fournie dans [153].
Les résultats obtenus montrent une stabilité surprenante : les variations d'inclinaison n'excèdent jamais plus de 1° sur 2 semaines. Quant à la position de l'inclinomètre le plus haut (et donc le plus sensible aux effets du courant), elle n'a pas varié de plus de 3 m, comme on peut le voir sur la figure 5.8.

En première approximation la ligne est droite, formant un angle d'environ 3° avec la verticale. En outre, les variations observées sont corrélées entre inclinomètres tout au long du démonstrateur. Sur 10 secondes, aucune variation de positionnement n'a dépassé 1 cm, ce qui constitue un indicateur précieux pour le choix de la fréquence d'acquisition des données de contrôle du positionnement des lignes du futur détecteur.

A condition de connaître les distances entre transpondeurs et celles séparant les transpondeurs des distance-mètres, il est également possible d'établir une mesure

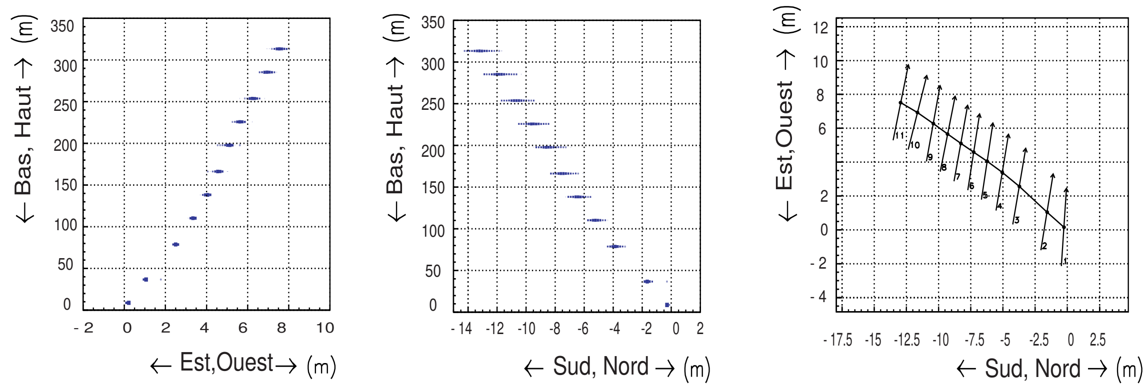

FIG. 5.8: *Profil du démonstrateur suivant différents axes d'observation. Les courbes correspondent à 17 jours de données cumulées. La précision sur la mesure est inférieure à* 10 *cm à l'horizontale et inférieure à* 1 *cm à la verticale. Les erreurs systématiques sont estimées à moins que* 1 *m.*

du positionnement relatif de la ligne[1]. La méthode repose sur un ajustement global et permet d'obtenir les coordonnées spatiales des distance-mètres. En associant ces résultats à ceux des compas, l'agencement de la ligne peut être déterminé (figure 5.9) avec une très bonne précision (de l'ordre du cm). La qualité de l'ajustement s'est révélée mauvaise pour le distance-mètre 1. Il semble que le problème vienne de l'inefficacité du système pour des appareils placés trop près du lit de la mer, et davantage sensibles aux réflexions et autres interférences acoustiques. Cette information est une précieuse leçon pour l'avenir.

Dans l'ensemble le système de reconstruction du positionnement de la ligne a largement montré son efficacité.

5.4 Modules optiques utilisés

La ligne de test comporte 8 modules optiques. Six d'entre eux contiennent des photomultiplicateurs Hamamatsu 8 pouces ($R5912-02$), les deux restant abritent des photomultiplicateurs 10 pouces Hamamatsu ($R7081-20$).
En plus des photo-tubes, chaque module optique contient une LED émettant des impulsions de lumière bleue (480 nm) et dont la fonction principale est d'assurer une calibration temporelle in situ du détecteur (cf. section 6.5). Les sources sont disposées sur un support en plexyglass collé à l'intérieur des modules optiques et sur l'hémisphère opposé à celui du photo-tube, à 45^o du plan horizontal passant par le centre des sphères. L'illumination est verticale vers le bas ou vers le haut, comme l'indique

[1]On peut établir le positionnement absolu de la ligne à condition de connaître la position absolue des transpondeurs, donnée par GPS avec une résolution de $\sim$ m.

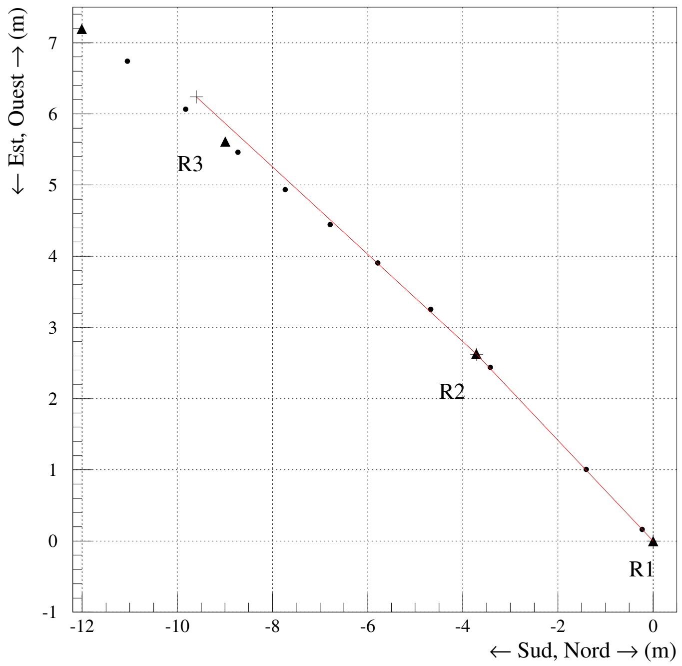

FIG. 5.9: *Vue de haut de la ligne. Les triangles représentent les distance-mètres et les points indiquent la position des inclinomètres. Les segments illustrent le positionnement de la ligne, établi d'après les données acoustiques. On observe un décalage entre les données des inclinomètres et les résultats de la méthode acoustique (inférieur à 0.5 m) ; ceci est probablement dû au fait que les prises de données n'ont pas été simultanées.*

la figure 5.10. A l'intérieur de la sphère en verre, est également insérée une cage en mu-métal dont la fonction est de protéger le photomultiplicateur (PM) des effets du champ magnétique terrestre [92]. La cage est constituée de fil de 1, 1 mm de diamètre. L'ombre formée par la cage implique une perte de collection inférieure à 9%.
Tous les modules optiques ont été testés et étudiés au moyen d'un dispositif construit pour approcher au maximum les conditions du test. Les résultats établis grâce à ce dispositif, nommé «gamelle», sont d'ordre général. Ils sont présentés au paragraphe 2.6.6.

5.5 Transmission des données de photomultiplicateurs

Sur la ligne 5, les signaux issus des photomultiplicateurs sont envoyés aux modules de contrôle locaux LCM 1 et 2, où ils sont multiplexés et étiquetés. Cette transmission de plusieurs dizaines de mètres est opérée sous forme analogique à travers des câbles

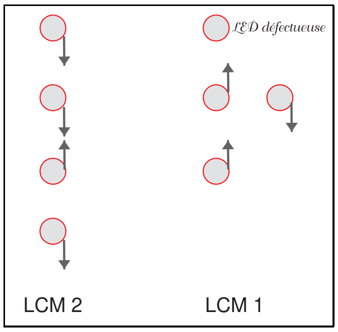

FIG. 5.10: *Sur ce schéma, les flèches représentent la direction suivant laquelle se fait l'illumination induite par les LEDs logées dans les modules optiques.*

coaxiaux. La méthode de multiplexage utilise un système de retards et les signaux sont repérés moyennant diverses impulsions électriques d'amplitude fixe (marqueurs) ajoutées environ 110 ns avant le signal du PM et de polarité opposée à celui-ci (c.f. schéma 5.11). Pour chaque LCM, le marqueur 1 est représenté par une seule impulsion, le marqueur 2 par deux impulsions espacées d'une quinzaine de ns, etc. Le temps mort de l'électronique de déclenchement des marqueurs est d'environ $1,2\,\mu$s. En pratique, seuls les premiers photo-électrons, dans une fenêtre de $130 - 200$ ns (suivant le LCM), sont transmis.

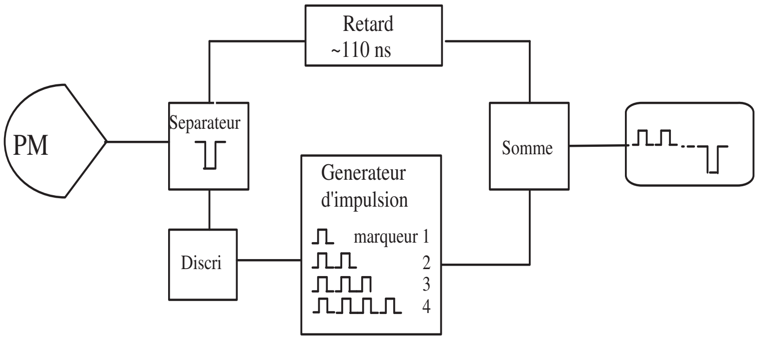

FIG. 5.11: *Création des marqueurs*

Les retards imposés aux signaux des PMs sont établis de manière à ce que les couples *{marqueur + signal}* ne se chevauchent pas, ce qui rendraient impossible leur décodage. A titre indicatif, les écarts relatifs au marqueur 1, sont respectivement $\sim 250\ ns$, $\sim 500\ ns$ et $\sim 750\ ns$ pour les marqueurs 2, 3 et 4. En outre, les retards dûs aux câbles coaxiaux sont étudiés de façon à ce que pour un événement déclenché par un muon atmosphérique (c'est à dire sans bruit), l'ordre marqueurs 1, 2, 3 puis 4 soit toujours respecté. Ces retards ont été recalculés, après récupération de la ligne, dans des conditions identiques (en terme de gain) à celles de la prise de données. La méthode utilisée pour cette mesure est exposée au paragraphe 7.3. On y trouvera également la valeur de ces retards.

La combinaison des signaux est finalement envoyée au module électronique principal conformément au schéma de principe 5.12, avant d'être codée et transportée à travers une des deux fibres optiques (une fibre par LCM).

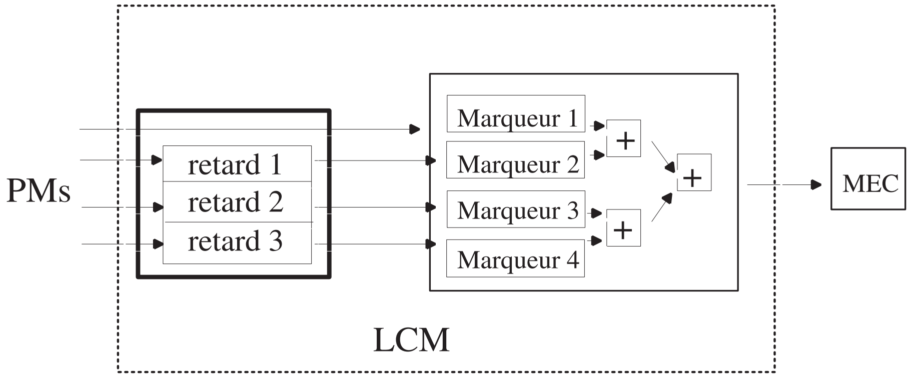

FIG. 5.12: *Système de retardement des signaux. Tous les retards sont appliqués au niveau du LCM. Le tout est ensuite envoyé au MEC qui définit les coïncidences entre LCMs.*

A l'arrivée à terre, les signaux lumineux sont décodés et envoyé vers un convertisseur analogique numérique (ADC) pour l'analyse. La figure 5.13 montre une séquence de l'ADC associée au LCM 2 pour un événement repéré par l'ensemble des photomultiplicateurs du LCM. La détérioration des signaux des marqueurs est due aux distorsions intervenant le long du câble.

5.6 Système de déclenchement et d'acquisition

Trois types de modes opératoires ont été définis pour la prise de données de photomultiplicateurs :

1. **Le mode «muon».** Ce déclenchement exige une coïncidence de n $(0 \leq n \leq 4)$ PM au moins au niveau d'un LCM, dans une porte de 130 ns pour le LCM 1 (3 étages) et 200 ns pour le LCM 2 (4 étages). La largeur des portes correspond grossièrement au temps nécessaire à un photon pour se déplacer verticalement d'une extrémité à l'autre du segment défini par les PM d'un même LCM. Les données du LCM passent dans un discriminateur commun dont les critères de déclenchement (haut ou bas) peuvent s'appliquer sur chaque polarité, c'est-à-dire ou bien sur les impulsions physiques ou bien sur les marqueurs. Les retards

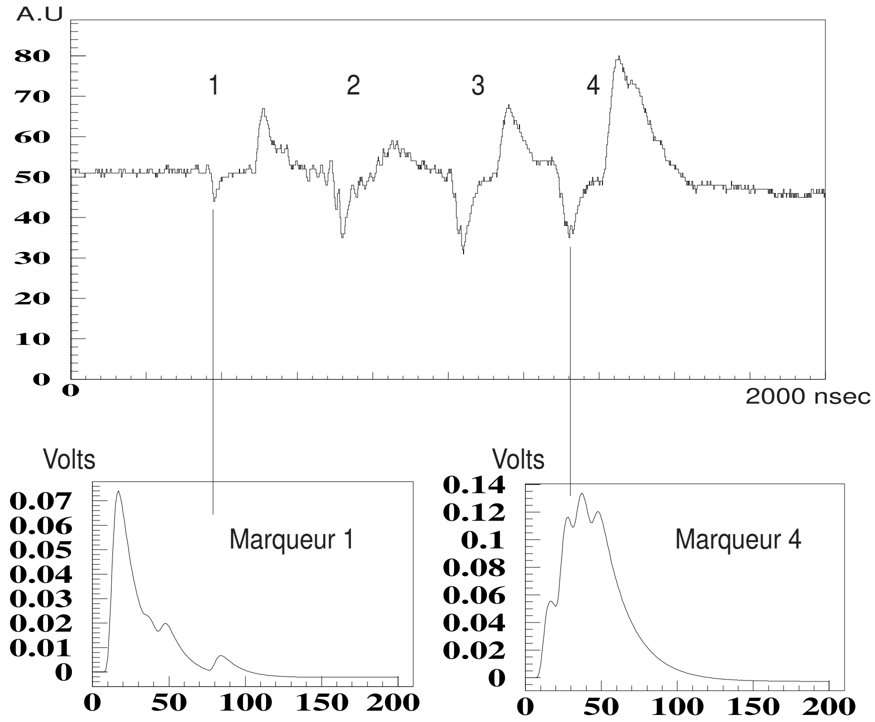

FIG. 5.13: *Exemple de signaux provenant du LCM 2. Les signaux de marqueurs sont négatifs. Ils sont suivis par les impulsions des photo-tubes. Pour un événement μ la séquence temporelle des marqueurs devrait toujours être la même, compte tenu des retards infligés au niveau du LCM : marqueur 1, 2, 3 et 4 sans chevauchement.*

appropriés sont ensuite appliqués avant de sommer l'ensemble et de le diriger vers un autre discriminateur chargé d'imposer une condition sur le nombre minimum requis de coïncidences (de 1 à 4 pour un LCM).
La condition de déclenchement pour un événement est obtenue indépendamment en requièrant une coïncidence entre LCM. Lors des prises de données, une coïncidence à 7 photomultiplicateurs (**déclenchement** $4+3$) a été demandée (le huitième ne fonctionnant pas pour les raisons évoquées au paragraphe 5.2).

2. **Le mode «LED».** Il s'agit ici de trouver un mode de déclenchement adapté aux signaux envoyés par les LED. Deux types de déclenchement de LED ont été essayés. Dans les deux cas les PM du LCM 1 sont actifs et les LEDs du LCM 2 sont en service (avec une fréquence de 10 à 20 Hz au maximum).
   - La première méthode consiste simplement à réclamer une coïncidence au niveau des modules optiques du LCM 1 dans une porte t. Mais quels qu'aient été les seuils utilisés et la largeur t, cette méthode s'est révélée peu efficace, le taux de coïncidences fortuites étant largement trop important comme le montre la figure 5.14.

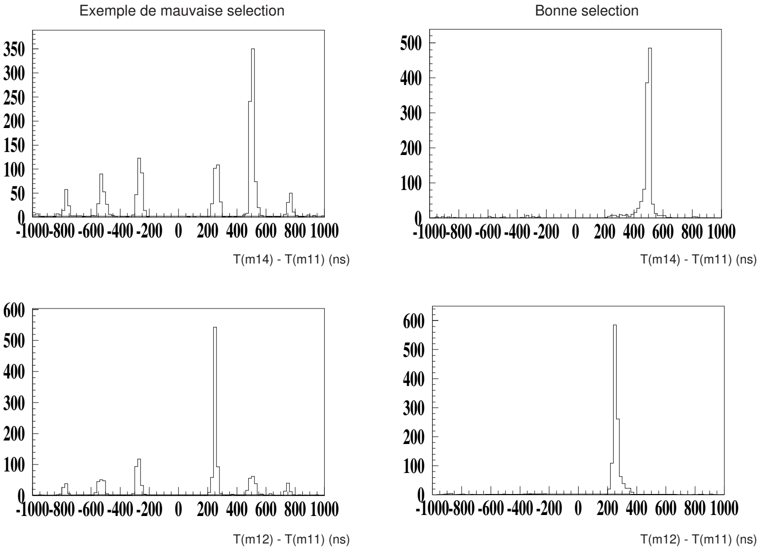

FIG. 5.14: *Les figures représentent, à chaque événement, la différence de temps entre 2 marqueurs (le* 4 *et le* 1 *du LCM* 1*, d'une part, et le* 2 *et le* 1 *du LCM* 1*). A droite un seul pic apparaît, montrant ainsi que les signaux sont en coïncidence avec la LED ; la différence de temps correspond à la propagation de la lumière issue de la LED, d'un étage à un autre. A gauche, en revanche, plusieurs structures sont visibles : la répartition des temps, à l'exception du pic le plus important, est quasi-homogène. Le fait que ces structures prennent l'allure de pics est dû à l'inefficacité de la procédure de reconnaissance des marqueurs et aux retards appliqués. Cela montre néanmoins que les signaux enregistrés ne proviennent pas, pour la plupart, de l'impulsion de la LED.*

- La seconde méthode est largement plus adaptée. Elle consiste à envoyer le déclenchement de la LED directement à la place de la réponse des phototubes. De cette façon, on force tous les événements enregistrés à être en temps avec la LED (figure 5.14 également). Un total d'environ 2500 déclenchements a été enregistré en utilisant cette méthode.

3. **Le mode «bioluminescence».** Il est intéressant pour évaluer le niveau du bruit de fond optique et faire des comparaisons à plusieurs moments (différence entre le jour et la nuit par exemple). Dans ce cas, seuls les taux de comptage importent : le déclenchement est externe, et la forme du signal n'est pas enregistrée. Les taux de coïncidences à $n = \{1, 4\}$ PM par LCM sont également répertoriés.

Les résultats obtenus en mode «muon» et en mode «LED» sont obtenus après décodage des signaux de photomultiplicateurs. Il sont exploités dans les deux chapitres suivants. Les taux de comptage des photomultiplicateurs, qui permettent de contrôler l'activité optique, sont présentés dans le paragraphe suivant.

5.7 Activité optique

Les taux de comptage enregistrés avec la ligne 5 sont à peu près compatibles avec ceux précédemment établis sur le site du futur détecteur. Ils sont en moyenne de $\sim 40\ kHz$ pour un photomultiplicateur $8''$ Hamamatsu, et pour un seuil d'environ un demi photo-électron (figure 5.15).

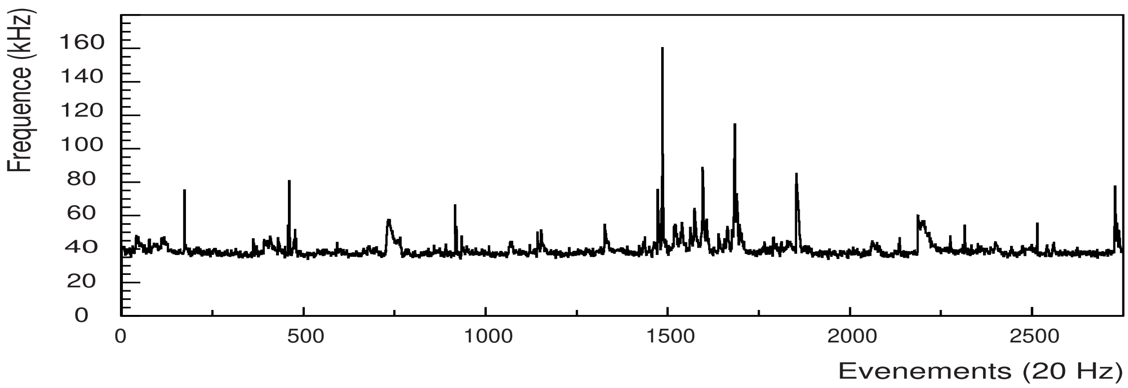

FIG. 5.15: *Taux de comptage typique d'un photomultiplicateur 8 pouces.*

Comme prévu, des sursauts de quelques secondes sont observés dans la distribution du taux de comptage. On attribue généralement ces phénomènes à la présence de créatures sous-marines photo-émettrices.
Une variation du taux de comptage moyen a également été observée entre prises de données diurnes et nocturnes (figure 5.16). Elle pourrait être le fait de la lumière du Soleil, le détecteur n'étant qu'à $\sim$ 1000 m de fond. Néanmoins les études menées sur le site Antarès ont révélé des variations lentes des taux de comptage, sur des périodes de quelques heures, et du même ordre de grandeur. Elle pourraient être dûes à des migrations de colonies de plancton ou autres poissons. Aussi convient-il de rester prudent quant à l'interprétation des variations jour/nuit observées avec la ligne 5.

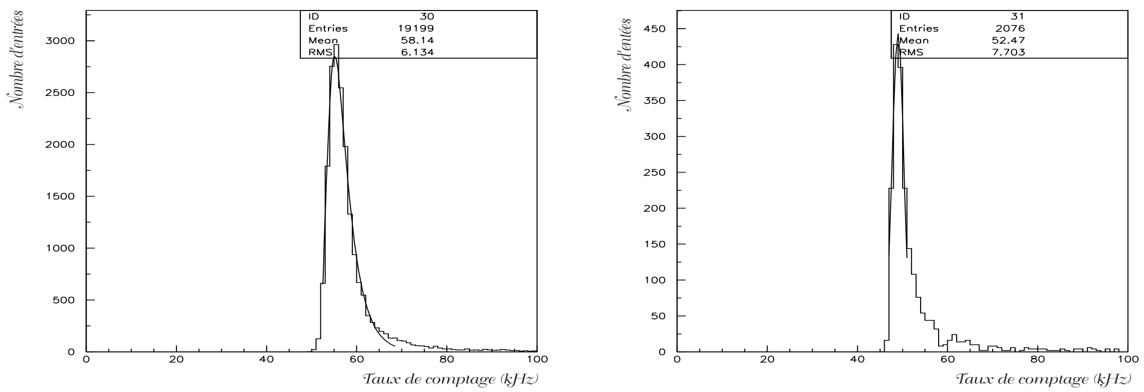

FIG. 5.16: *Taux de comptage moyen lors d'une journée (à droite) et d'une nuit (à gauche) pour un PM de* $10''$

Chapitre 6

Analyse du signal

Ce chapitre fait état de l'analyse du signal brut et de la qualité des données recueillies avec le prototype. Il est question du comportement des photomultiplicateurs et de la stabilité des amplitudes.
Nous abordons également la question de la reconnaissance de forme des signaux de marqueurs et des impulsions des photomultiplicateurs. Cette étape est indispensable pour la reconstruction des muons atmosphériques qui requiert le temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs. En particulier, ce temps sera pris égal au temps reconstruit du signal du marqueur (corrigé des retards associés) d'amplitude fixe, contrairement aux impulsions de photomultiplicateurs. La reconstruction elle-même n'est abordée qu'au chapitre suivant. On se consacre ici à la description de la méthode utilisée pour décoder les signaux et aux problèmes d'étalonnage de ces signaux.

C'est la première fois que les signaux de photomultiplicateurs sont analysés, les tests précédents ne nécessitant que la connaissance des taux de comptage. Pour l'avenir, le choix de la collaboration est de numériser les signaux au niveau du détecteur avant de les envoyer à la côte (voir paragraphe 2.6.7). Dans le cas présent les signaux analogiques sont convertis en signaux optiques, envoyés à travers les 37 km de fibre, puis de nouveau reconvertis avant d'être analysés en séquence dans un convertisseur analogique numérique. L'ensemble du procédé affecte à la fois l'efficacité du décodage et la précision des résultats obtenus.

6.1 Décodage des données brutes

La méthode de décodage des signaux bruts de photomultiplicateurs est exposée dans ce paragraphe. L'efficacité de cette méthode est étudié par la suite, aussi bien dans les conditions des tests pratiqués en laboratoire que dans les conditions de la prise de données.

6.1.1 Une méthode linéaire

L'algorithme a pour objectif de déterminer l'amplitude A et le temps de déclenchement τ d'un signal dont la forme générique est connue (marqueur ou impulsion de PM préalablement étudié et tabulé au laboratoire) dans une séquence bruitée. La figure 5.13 représente une séquence typique pour le LCM 2. On y voit à la fois les marqueurs et les signaux des photomultiplicateurs.

Les deux hypothèses principales sont, d'une part que le bruit est une forme d'impulsion additive, d'autre part que la forme du signal inconnu ne varie pas, son amplitude étant proportionnelle à la quantité d'énergie initiale. C'est le cas pour les signaux de photo-tubes. Pour les marqueurs, c'est encore plus simple, l'amplitude étant fixe.
Ces hypothèses permettent d'employer une analyse linéaire. La méthode utilisée, dite de *filtrage optimal* [154, 155] est résumée dans ce qui suit.

Il convient, dans un premier temps d'échantillonner, avec une période Δt, le signal de référence (marqueur ou impulsion de photomultiplicateur) $g_0(t)$ en N points $\{g_i = g_0(i\Delta t), i\Delta t\}$ où i varie de 1 à N. Les signaux à décoder peuvent également s'écrire comme une série de N autres points $\{m_i = Ag_0(i\Delta t - t_0) + bruit, i\Delta t\}$, où A, t_0 (l'écart au vrai signal) et le *bruit* sont les inconnues (cf. figure 6.1).

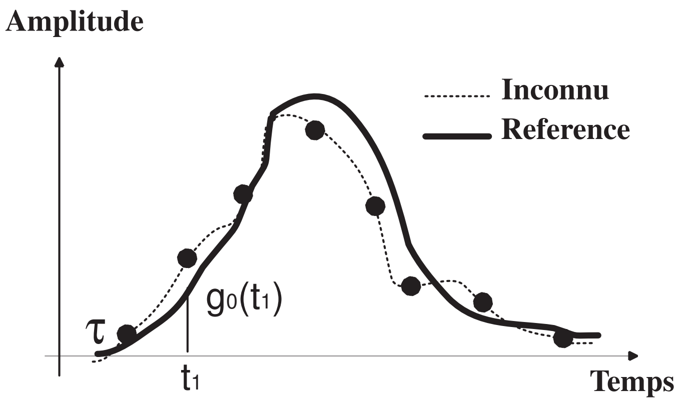

FIG. 6.1: *La courbe illustre la méthode de reconnaissance des signaux. En trait gras, se situe le signal de référence qui a été préalablement échantillonné. La courbe en pointillés, également échantillonnée, représente le signal inconnu, déformé par le bruit de la séquence d'enregistrement. L'écart entre les 2 courbes doit être suffisamment petit pour que le signal soit identifié.*

La technique adoptée consiste ensuite à minimiser le χ^2 défini par :

$$\chi^2(A, \tau) = \sum_{i=1}^{N} \left(m_i - A \times g_0(i\Delta t - \tau) \right)^2 \tag{6.1}$$

A condition que τ soit petit, c'est à dire en d'autres termes qu'on ne soit pas trop loin de la solution exacte, on peut écrire

$$g_0(i\Delta t - \tau) \simeq g_0(i\Delta t) - \tau g_0'(i\Delta t) = g_i - \tau g_i'$$

L'équation 6.1 s'écrit alors :

$$\chi^2(A,\tau) = \sum_{i=1}^{N} \left(m_i - A g_i + A\tau g_i' \right)^2 \tag{6.2}$$

Il reste alors à minimiser le χ^2 par rapport aux deux variables A et $A\tau$. La résolution du système linéaire de deux équations à deux inconnues

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial A} & = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial (A\tau)} & = 0 \end{cases} \tag{6.3}$$

conduit par la suite à l'ensemble de solutions :

$$\begin{cases} A = \sum_{i=1}^{N} \alpha_i m_i \\ A\tau = \sum_{i=1}^{N} \beta_i m_i \end{cases} \tag{6.4}$$

avec

$$\begin{cases} \alpha_i & = \frac{1}{D} \left[g_i' \, S_{gdg} - g_i \, S_{dgdg} \right] \\ \beta_i & = \frac{1}{D} \left[g_i' \, S_{gg} - g_i \, S_{gdg} \right] \end{cases} \tag{6.5}$$

et

$$\begin{array}{ll} S_{gg} & = \sum_{i=1}^{N} g_i^2 \\ S_{dgdg} & = \sum_{i=1}^{N} {g'}_i^{\,2} \\ S_{gdg} & = \sum_{i=1}^{N} g_i \, g_i' \\ D & = S_{gdg}^2 - S_{gg} \, S_{dgdg} \end{array} \tag{6.6}$$

Cette méthode, entièrement analytique, repose sur un nombre restreint de calculs simples. Elle est parfaitement adaptée à la fois pour une analyse «en ligne» et une analyse «hors ligne».

6.1.2 Tests en laboratoire

Une série de tests a été effectuée en laboratoire afin d'étudier les comportements de la méthode de reconnaissance des signaux, notamment en fonction du bruit additionnel et de l'atténuation introduits par les fibres optiques et les câbles coaxiaux, mais également en fonction de la façon dont les signaux ont été échantillonnés. Lors de ces tests, pratiqués au cours de l'été 1999, les tensions appliquées aux photomultiplicateurs ont été réglées de façon à ce que le gain soit de l'ordre de 10^8.

Influence du bruit

L'influence du bruit sur la reconnaissance des marqueurs a pu être étudiée avant l'immersion de la ligne. Le protocole utilisé pour la calibration en temps (décrit au paragraphe 7.3) permet d'enregistrer dans une même séquence les 4 marqueurs d'un *LCM* dans l'ordre usuel (1, 2, 3 puis 4). Quant au bruit électronique, il peut être ajouté après coup dans la séquence de l'ADC de façon modulable. On le quantifie en calculant dans une séquence donnée la moyenne quadratique de l'écart à la valeur moyenne de la séquence («RMS») exprimé en mV^2. Les résultats sont présentés sur la courbe 6.2 : le pourcentage d'événements pour lesquels les 4 marqueurs sont reconstruits dans l'ordre correct reste stable et supérieur à 80% jusqu'à 10 mV^2 environ. Il diminue ensuite quasi-linéairement pour atteindre $\sim$ 20% au delà de 25 mV^2.

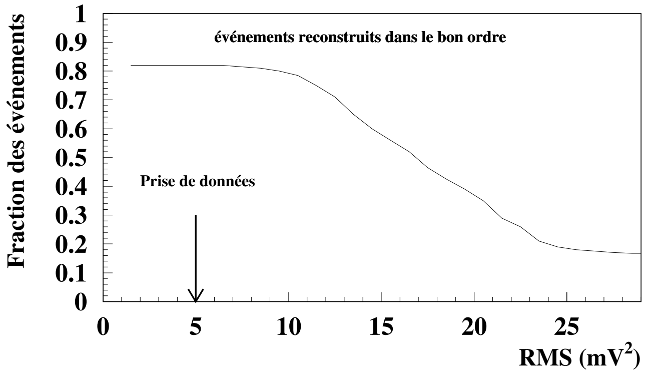

FIG. 6.2: *Pourcentage d'événements où les 4 marqueurs sont reconstruits dans le bon ordre en fonction du niveau de bruit résiduel de la séquence de signaux. La flèche verticale indique à titre indicatif le niveau de bruit moyen observé lors des prises de données.*

Un test complémentaire, pour étudier l'influence du bruit, a été effectué après la récupération de la ligne. Il compare la reconstruction du temps des signaux de marqueurs avec le niveau de bruit intrinsèque à la prise de données lors de l'immersion et le niveau de bruit lorsque la ligne n'est pas immergée. Une description plus détaillée sera donnée au paragraphe 7.3.

Echantillonnage

Pour évaluer l'influence de la période d'échantillonage sur la reconnaissance des signaux, un marqueur a été reproduit au laboratoire (marqueur «synthétique»). Ceci a permis de montrer qu'un échantillonage des signaux toutes les 4 ns était suffisant pour garder une bonne efficacité de reconstruction et permettait dans le même temps de diminuer la quantité d'information à envoyer à terre.
Les efficacités de reconnaissance dépendent fortement de l'atténuation des signaux (figure 6.3). Or, au moment des tests en laboratoire, l'atténuation définitive de la

fibre utilisée pour transmettre les données était inconnue. Aussi, dans le souci de privilégier la qualité de la reconstruction, il a été décidé d'échantillonner toutes les 2 ns les données de l'ADC, quitte à les rééchantillonner «hors ligne», pour être finalement analysées toutes les 4 ns.

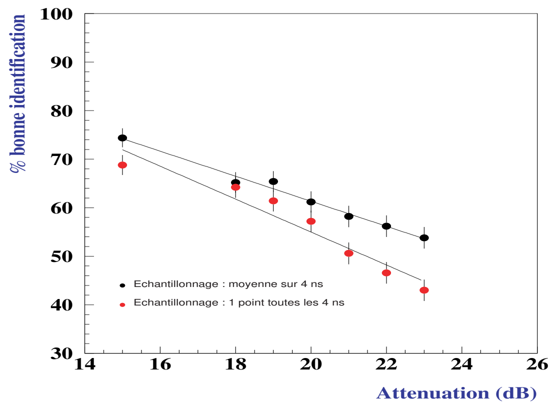

FIG. 6.3: *Efficacité de reconnaissance, évaluée à partir d'un marqueur synthétisé au laboratoire, en fonction de l'atténuation et selon 2 échantillonnages différents des signaux. La méthode de rééchantillonnage n'est pas indifférente : il est préférable de calculer une moyenne sur* 4 ns *plutôt que de prendre un point toutes les* 4 ns*, et ce, quelle que soit l'atténuation du signal.*

6.1.3 Application aux données de la ligne 5

Le câble électro-optique utilisé pour le démonstrateur est relativement vétuste. Il abrite 4 fibres optiques qui atténuent différemment les signaux. Les deux meilleures fibres ont été réservées pour l'alimentation du détecteur et pour le retour des données de positionnement. Les deux restantes ont été utilisées pour renvoyer les signaux de photomultiplicateurs (provenant de chacun des LCM). L'atténuation dans ces fibres est importante : un gain de l'ordre de 10^8 (comme lors des tests en laboratoire) est insuffisant à faire ressortir les signaux du bruit de fond. C'est pourquoi la valeur du gain a été montée à 10^9 pour la prise de données. Ce changement, nous y reviendrons plus tard, a des conséquences importantes pour l'analyse. Les signaux saturent davantage et la calibration en temps, obtenue pour un gain de 10^8, n'est plus valide.

En pratique, pour reconstruire les signaux du prototype, la première démarche consiste à normaliser l'ensemble des valeurs de l'ADC (en multipliant chaque entrée par un coefficient de normalisation constant) de façon à ce que la charge des marqueurs soit unitaire. Cette étape constitue, en quelque sorte, un calibrage en amplitude. En effet, la charge correspondante aux signaux des marqueurs est celle d'un photo-électron. L'amplitude du marqueur, qui ne dépend pas des signaux physiques, reste donc un étalon cohérent quel que soit le gain appliqué.

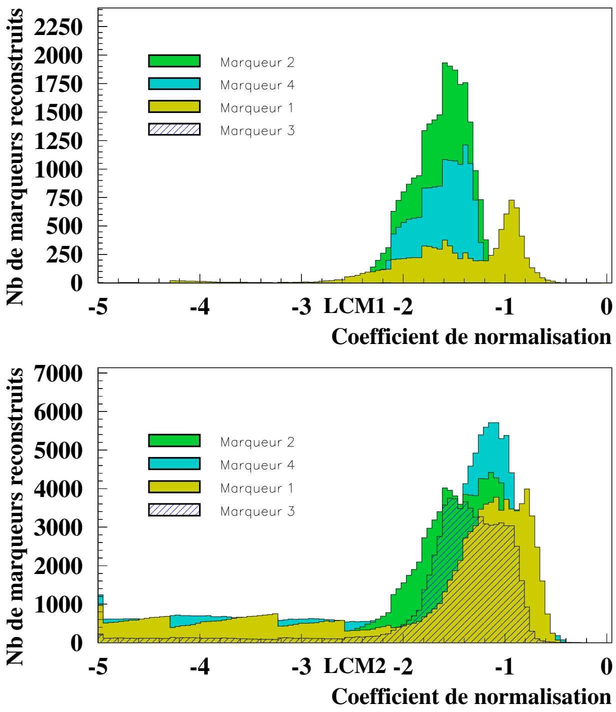

FIG. 6.4: *En haut, on observe les résultats de l'étude en aveugle pour le $LCM1$. La valeur du coefficient de normalisation qui optimise la reconnaissance de chaque marqueur est $-1,6$. Le pic autour de -1 correspond aux marqueurs 2 et 4, de plus grande amplitude, qui sont reconstruits comme un marqueur 1. En bas, les résultats sont plus faciles à interpréter ; la valeur optimale est $-1,2$.*

Pour procéder à la normalisation des signaux de marqueurs, on utilise une méthode en aveugle. On fait varier le coefficient de normalisation dans un intervalle fixé de valeurs (le coefficient est < 0 car la polarité des signaux est inversée à la sortie des $LCMs$[1]). Le coefficient qui maximise le nombre de marqueurs reconstruits pour chaque catégorie de marqueur est supposé être le coefficient à appliquer. Un exemple est donné figure 6.4. A chaque LCM est associé un coefficient de normalisation différent qui doit être invariant au cours de la prise de donnée.

Le programme ne fournit de résultats que lorsque la charge reconstruite des marqueurs est comprise entre $0,75$ et $1,25$. On s'accorde donc à ce niveau une marge d'erreur sur la charge des marqueurs de 25 %. En dehors de cet intervalle, on estime en effet que le signal reconnu ne peut être un marqueur, ou bien qu'il est trop déformé

[1]les signaux de marqueurs sont négatifs et les impulsions de photomultiplicateur sont positives (figure 5.13)

par le bruit et ne doit pas être utilisé, au risque de le confondre avec un autre.
Pour obtenir une meilleure précision sur la valeur du coefficient de normalisation, il suffit d'appliquer un facteur correctif à la distribution des charges reconstruites des marqueurs de manière à ce que ces distributions (gaussiennes) aient une valeur centrale unitaire.
On applique ensuite une coupure sur l'écart quadratique moyen (exprimé en mV^2) obtenu après l'ajustement sur le marqueur, pour ne garder que les signaux les mieux reconstruits. La figure 6.5 est un exemple de distribution des résidus pour le LCM 1. Les coupures appliquées y sont également indiquées.

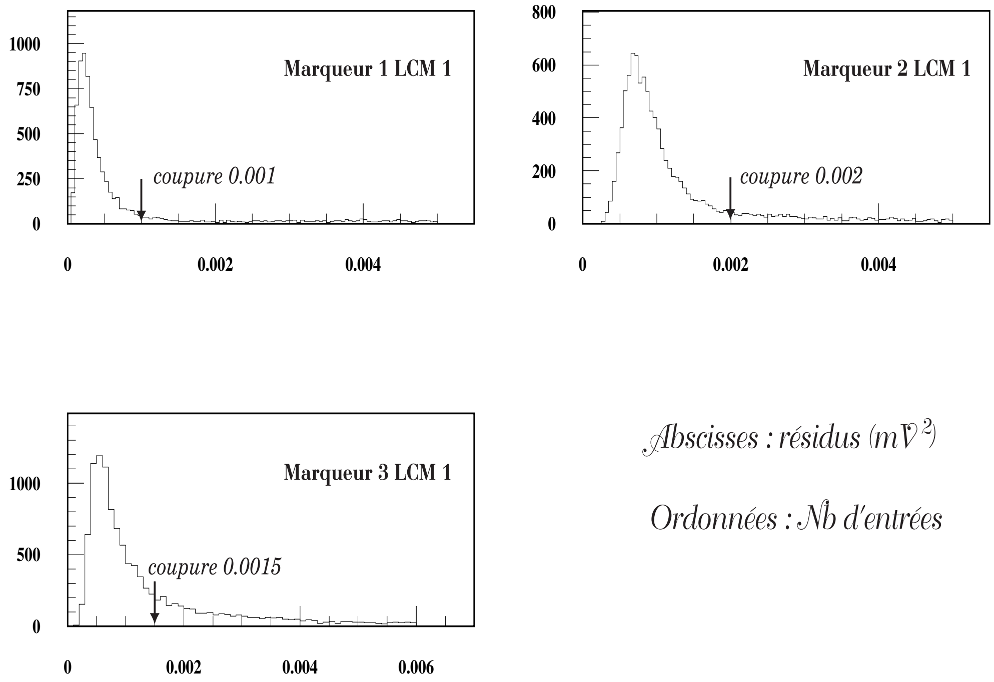

FIG. 6.5: *Exemple de résidus obtenus après reconnaissance des marqueurs du LCM* 1. *Environ* 90 % *des événements sont gardés.*

La méthode de reconnaissance des signaux vient d'être exposée dans le cas général et pour le cas plus particulier des données de la ligne 5. Les paragraphes qui suivent caractérisent les résultats obtenus après reconnaissance des signaux. Les questions abordées sont :

- la qualité des données prises à haut gain et les problèmes de saturation ;
- la mesure de l'efficacité de reconnaissance des signaux dans les conditions de l'acquisition ;
- les étalonnages en amplitude et en temps.

Tous ces thèmes sont utiles pour la suite de l'analyse exposée au chapitre 7.

6.2 Bilan et caractéristiques des acquisitions de la ligne 5

La quantité de données collectées, leur type de déclenchement associé et la durée des prises de données sont résumés dans le tableau 6.1. Seuls sont présentés les fichiers qui correspondent soit à des acquisitions en mode «muon», soit à des prises de données de calibration utilisant les LEDs.
Pour les fichiers recueillis en mode «muon», on distingue deux catégories : une première uniquement destinée à l'analyse physique des distributions zénithales des muons atmosphériques et une seconde dont le but est l'enregistrement de quelques échantillons de marqueurs et/ou d'impulsions de photo-tubes. Ces échantillons étant nécessaires à deux titres :

1. l'amplitude des marqueurs est fixe et l'identificateur du marqueur est connu, ce qui permet d'adapter les paramètres d'entrée du programme de reconnaissance d'impulsion, et d'évaluer l'efficacité de reconnaissance de chacune des impulsions.

2. Cet étalonnage est indispensable pour établir la charge des signaux de PMs. En outre, en déclenchant à bas seuil, on peut enregistrer pour chaque phototube des signaux de bioluminescence et repérer ainsi le niveau du photo-électron unique (voir les explications paragraphe 2.6.2).

Cette procédure de calibration en amplitude (cf. section 6.4) diffère de la procédure utilisée pour enregistrer des signaux propres puisque pour bien connaître la forme des signaux, il vaut mieux augmenter les seuils de déclenchement, au risque de passer à côté du photo-électron unique. C'est ce qui explique la multiplicité des fichiers avec seulement un ou deux PMs en fonctionnement.

6.2.1 Taux de comptage

Les fichiers en mode de déclenchement «muon» utilisés pour la reconstruction des trajectoires réclament une coïncidence à 7 étages. Les données disponibles représentent un total de 4273 minutes d'enregistrement. La figure 6.6 montre (dans des unités arbitraires) la bonne stabilité des taux de comptage des données. Cette stabilité reflète celle des seuils appliqués aux photomultiplicateurs. C'est un indicateur du bon déroulement de la prise de données.

Type d' acquisition	**Nombre d' événements**	**Durée** (minutes)	**Commentaires**
$muon\,4+3$	51583	4273	
$m\,1\,LCM\,1\,;\,m\,1\,LCM\,2$	1098		Marqueur 1 du LCM 1 et Marqueur 1 du LCM 2 Bas seuil Ont permis de calibrer en amplitude.
$m\,2\,LCM\,1\,;\,m\,2\,LCM\,2$	3669		
$m\,4\,LCM\,1\,;\,m\,3\,LCM\,2$	4394		
$m\,4\,LCM\,1\,;\,m\,4\,LCM\,2$	3977		
$m\,1\,LCM\,1$	10663		Les données du LCM 1 transitent sur les deux fibres (mode par défaut). Cela a permis d'évaluer un décalage temporel entre les fibres.
$m\,2\,LCM\,1$	10653		
$m\,4\,LCM\,1$	13869		
$m\,1\,LCM\,1$	2001		Afin d'avoir un échantillon «pur», les seuils de déclenchement sont hauts : on voit bien la forme des signaux.
$m\,2\,LCM\,1$	2001		
$m\,4\,LCM\,1$	2001		
$m\,1\,LCM\,2$	2001		
$m\,2\,LCM\,2$	2001		
$m\,3\,LCM\,2$	2001		
$m\,4\,LCM\,2$	2001		
$LED\,2\,LCM\,2$	7252		Seules les données du LCM 1 sont présentes.
$LED\,3\,LCM\,2$	2485		
$LED\,4\,LCM\,2$	2841		
coïncidence sans LED	1012		
$LED\,3\,LCM\,2$	2621		Déclenchement sur le PM associé à la LED

TAB. 6.1: *Résumé des fichiers disponibles pour les acquisitions de muons, de calibration et d'illumination via les LEDs. Les commentaires précisent les conditions d'acquisition.*

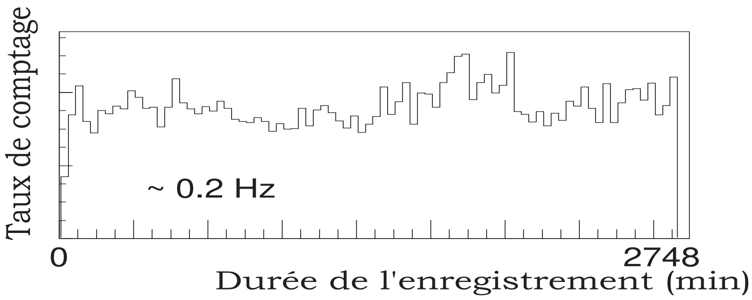

FIG. 6.6: *Taux de comptage des événements en fonction du temps*

Une autre indication est donnée par les taux de comptage individuels des PMs pour ces mêmes données. Ils sont représentés figure 6.7. Les taux de comptage des photo-tubes dépendent ici de l'efficacité de reconnaissance des marqueurs qui leur sont associés (voir paragraphe 6.3). Il est donc normal qu'ils différent selon les photo-tubes. Ils semblent tous corrélés les uns avec les autres, conformément à ce qui est attendu.

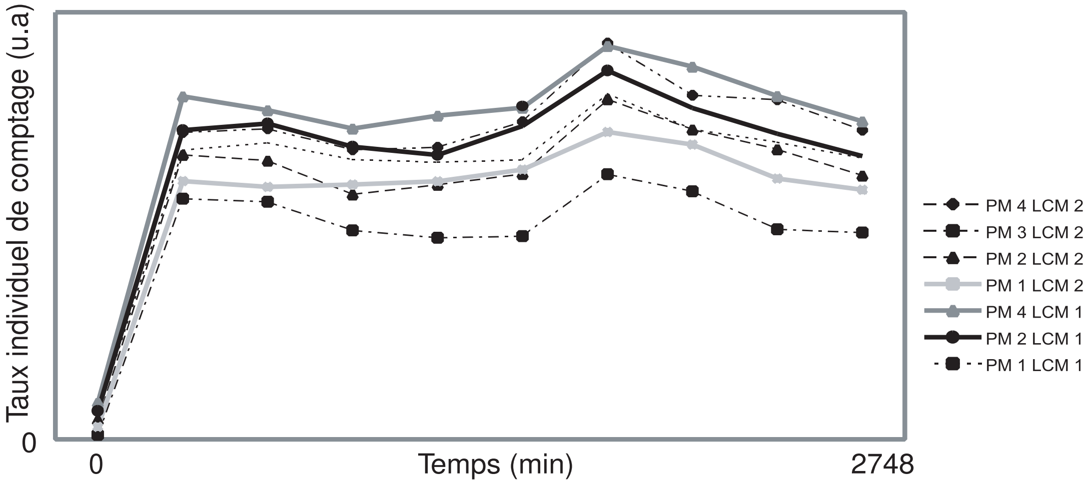

FIG. 6.7: *Taux de comptage individuel des photomultiplicateurs de la ligne. Ces taux individuels correspondent au taux global de déclenchement de la figure 6.6. Aux différentes efficacités près, les photomultiplicateurs semblent être corrélés.*

6.2.2 Saturation

Dans les premières données recueillies (avec un gain de 10^9), des problèmes de saturation ont été repérés. Ils se manifestent par une saturation physique des signaux de l'*ADC* et par une variation importante de la ligne de base de la séquence des signaux (voir figure 6.8).

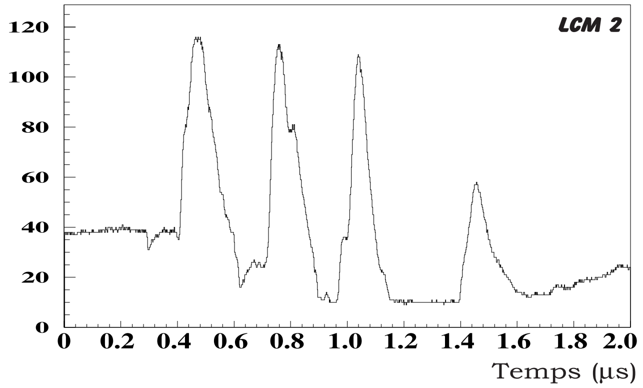

FIG. 6.8: *Exemple d'une séquence de signaux saturée. Pour un gain de* 10^9 *la gamme dynamique d'un photomultiplicateur est de l'ordre de quelques p.e : les données montrent que plus les impulsions de PM sont grandes et plus leur qualité en est affectée.*

Pour éviter que ces phénomènes de saturation n'entraînent de confusion dans la reconnaissance des signaux, nous avons dû procéder à une présélection des événements. Cette présélection suit des critères simples et indépendants de la reconstruction. Elle a été utilisée jusqu'à ce que les conditions d'acquisition soient mieux optimisées et que l'installation à terre de nouveaux inverseurs avec un seuil de saturation plus élevé, permettent de réduire les effets de la saturation.

6.2.3 Présélection

La présélection est appliquée selon deux critères différents :

- lorsque la ligne de base varie de plus de 40%, ou si plusieurs canaux consécutifs sont nuls, l'événement montre des indices de saturation. Lors des déclenchements à 7 photomultiplicateurs, ceci se produit dans 26% des cas, contre 10% seulement pour les déclenchements à 5 photomultiplicateurs au moins. Quant aux déclenchements à un seul PM, environ 2% des cas seulement présentent ces caractéristiques. Ceci illustre bien la propriété selon laquelle la saturation dépend du nombre de photo-tubes en coïncidence. En première approximation, on peut expliquer cela par le fait que les charges recueillies par les photomultiplicateurs sont corrélées et que les coïncidences à 7 PM favorisent les impulsions élevées.
- un second critère de qualité consiste à exiger que le nombre de structures définies par une variation d'amplitude négative suivie, dans les 150 ns ultérieures,

par une variation de signe opposée (autrement dit une structure qui s'apparente à un marqueur suivi de l'impulsion du PM associé) soit au moins égal à la multiplicité de déclenchement (≥ 7 pour les fichiers 4+3). Dans ce cas, l'événement, s'il satisfait aussi à la condition précédente, est accepté. Pour ce qui concerne les photomultiplicateurs du LCM 1, lorsqu'ils sont en fonctionnement individuel, 75% d'entre eux sont catalogués comme parfaits. Pour le LCM 2, ceci ne se produit que dans 40% des cas. Enfin, 22% des événements à 7 photomultiplicateurs en coïncidence et 25% des évènements à ≥ 5 ou plus sont présélectionnés.

Cette présélection est particulièrement utile pour l'optimisation des paramètres du programme de reconnaissance des marqueurs, ainsi que pour l'établissement des efficacités de reconstruction. Elle n'est pas indispensable pour la reconstruction des traces de muons atmosphériques. En effet, la reconnaissance ou pas d'un marqueur est à elle seule un critère de sélection suffisant : il apparaît très rare d'une part que deux marqueurs différents soient confondus et d'autre part que les marqueurs soient reconstruits sur du bruit (cf paragraphe 6.3). En outre, la reconstruction des traces est dotée elle-même d'un filtre qui sélectionne les marqueurs compatibles avec la trace.

6.3 Efficacité de reconnaissance des signaux

L'efficacité de reconnaissance des signaux, de même que la fraction des événements présélectionnés dépend du nombre de signaux présents dans la séquence du LCM : plus les impulsions sont nombreuses, plus les phénomènes de saturation sont importants et plus les risques que les signaux se superposent sont présents. Il est donc très difficile d'estimer précisément cette efficacité. Deux méthodes, conduisant à des résultats très différents sont exposées ici.

La première méthode utilise les fichiers ne contenant la réponse que d'un photomultiplicateur. En gardant pour échantillon de départ les événements ayant passé la présélection, on peut calculer le nombre de marqueurs reconstruits de chaque type. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau 6.2.

Dans l'ensemble ces résultats sont tout à fait compatibles avec les efficacités évaluées en laboratoire (une efficacité de l'ordre de 90% et des reconstruction erronées à hauteur de 1%), à l'exception du cas du marqueur 1 du *LCM* 2 : seuls 55% des événements sont convenablement reconstruits, et 15% des marqueurs sont identifiés comme un marqueur de type 4. Une explication à cela provient sans doute de la structure des bruits du LCM 2. La figure 6.9 illustre la façon dont un marqueur 1 déformé par du bruit peut être identifié comme un marqueur 4[2]. Elle permet également d'attirer l'attention sur le fait que certains marqueurs pourraient être reconstruits par le programme tandis qu'il n'y a pas de véritable marqueur, mais

[2]Après coupure sur le résidu du marqueur (la méthode est expliquée au paragraphe 6.1.3), tous ces événements sont rejetés

			Marqueur présélectionné			
			1	2	3	4
Type de marqueur reconstruit	LCM 1	1	96% (94%)	–	$\oslash$	–
		2	–	99% (98%)	$\oslash$	–
		3	–	–	$\oslash$	–
		4	–	–	$\oslash$	100% (93%)
	LCM 2	1	72% (55%)	–	–	–
		2	–	97% (86%)	–	–
		3	–	–	97% 86%	–
		4	15% (0%)	–	–	95% (85%)

TAB. 6.2: *Efficacité de reconnaissance des marqueurs et pourcentage de marqueurs $i \in [1,4]$ reconstruits comme marqueur $j \in [1,4]$ pour chaque LCM. Les chiffres entre parenthèses sont obtenus après coupure sur le résidu du marqueur. Les valeurs repérées par "–" sont négligeables ($< 1\%$).*

seulement du bruit.

Pour quantifier ce phénomène, un fichier spécial, avec des seuils de déclenchement très élevés de façon à ce qu'aucun marqueur n'y soit inclus, a été enregistré. Dans ces conditions $3,5$ marqueurs 1 et $0,7$ marqueur 4 sont reconstruits pour 100 événements (LCM 2). Les coupures de qualité rendent ces phénomènes négligeables.

Comme il vient d'être exposé, les efficacités calculées en utilisant les événements présélectionnés ne sont pas surprenantes. Les problèmes liés au marqueur 1 peuvent être expliqués et s'avèrent négligeables après coupure sur le résidu. Mais en regardant attentivement la figure 6.7, il apparaît que ces efficacités ne correspondent pas à la contribution relative de chacun des photomultiplicateurs dans les données de «muons». On peut comprendre que les efficacités effectives dépendent en réalité de plusieurs paramètres comme le nombre de signaux dans la séquence *ADC* et l'amplitude de ces signaux. On sait déjà que les phénomènes de saturation augmentent avec la charge des signaux ; l'efficacité de reconnaissance d'un marqueur devrait donc diminuer avec l'amplitude de l'impulsion qui le précède dans la séquence. Tous ces effets ne peuvent être quantifiés précisément et sont responsables en majeure partie des erreurs systématiques. On peut toutefois, en seconde analyse, définir l'efficacité effective de chaque marqueur au cours d'une acquisition de muons comme le quotient du nombre de marqueurs reconstruits (après coupure sur le résidu) sur le nombre d'événements dans les fichiers. Dans ce cas les efficacités, plus faibles, sont présentées dans le tableau 6.3

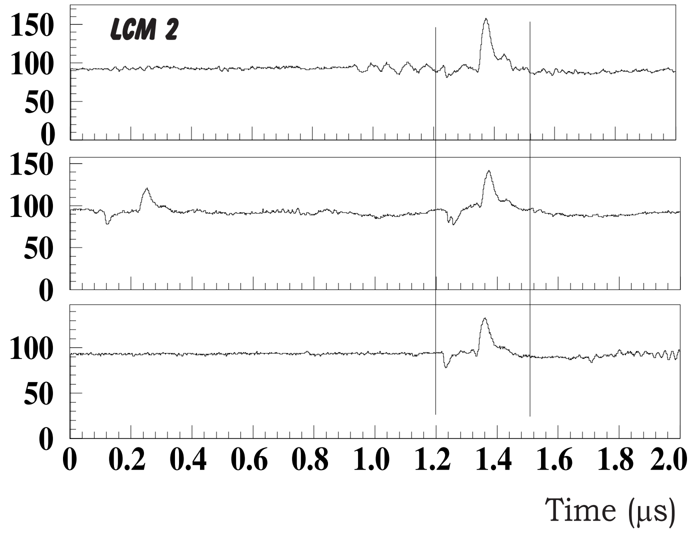

FIG. 6.9: *Sur ces figures, le marqueur (de type* 1*) suivi de l'impulsion du photomultiplicateur est délimité par les lignes verticales. En bas, on trouve la séquence la plus propre. Au centre, le marqueur a souffert une déformation et a été reconstruit comme un marqueur* 4*. Sur la figure du haut, juste avant le vrai marqueur, on peut voir des fluctuations de la ligne de base qui s'apparentent beaucoup au marqueur.*

PM associé au marqueur :	*LCM* 1			*LCM* 2			
	1	2	4	1	2	3	4
Moyenne pour les fichiers $4+3$ (%)	57,4	57,6	64,3	53,2	55,3	46,8	61,6

TAB. 6.3: *Efficacité «effective» de reconstruction de marqueur pour les fichiers de muons : rapport brut du nombre de marqueurs reconstruits sur le nombre total d'événements*

Ces deux façons «extrêmes» de procéder au calcul des efficacités serviront de référence pour comparer les données aux résultats des simulations Monte Carlo.

Pour ce qui concerne les efficacités de reconstruction associées aux impulsions des photomultiplicateurs, les choses sont un peu plus faciles ; dès lors qu'un marqueur est identifié, on sait qu'il est suivi (environ 110 ns plus tard) d'une impulsion de phototube. Il suffit donc, par exemple, de répertorier le nombre de fois où une impulsion est reconstruite entre 100 et 120 ns après le marqueur. Les résultats sont rassemblés dans le tableau ci-dessous (6.4)

PM associé au marqueur :	*LCM* 1			*LCM* 2			
	1	2	4	1	2	3	4
Moyenne pour les fichiers $4+3$ (%)	65,6	66,5	65,2	66,3	82,0	73,8	78,9

TAB. 6.4: *Efficacité de reconstruction des impulsions de photomultiplicateurs*

6.4 Calibration en amplitudes

6.4.1 Photo-électron

Les tests effectués sur le site Antarès et destinés à l'étude du bruit de fond optique (bioluminescence et émission Tcherenkov des électrons émis par désintégration radioactive de ^{40}K) montrent que la charge moyenne des signaux induits par ce bruit se situe au niveau du photo-électron unique. Par conséquent, en adaptant les seuils de déclenchement, une acquisition de quelques minutes sur des photomultiplicateurs isolés devrait permettre un étalonnage en amplitude des photo-tubes. La figure 6.10 montre un exemple obtenu avec le PM 2 du LCM 2.

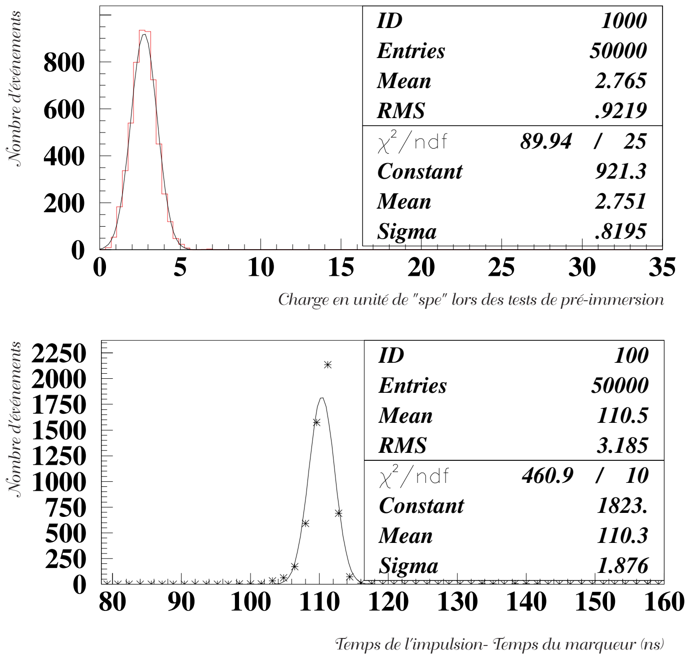

FIG. 6.10: ***En haut*** *: exemple de calibration en charge obtenue en déclenchant sur du bruit. Il s'agit ici du PM 2 du LCM 1, le 7 janvier 2000. On peut remarquer que la distribution ne permet pas de voir le piédestal du photomultiplicateur, sans doute parce que le seuil de déclenchement a été placé un peu haut. Néanmoins on peut se persuader, grâce aux études menées après récupération de la ligne, qu'il s'agit bien là du photo-électron unique (voir paragraphe 7.3).* ***En bas*** *: la courbe représente la distribution des écarts de temps entre le signal du photomultiplicateur et celui du marqueur.*

On peut également y voir la différence de temps reconstruit entre le marqueur et le signal du photomultiplicateur correspondant, dont on sait que la valeur doit se situer autour de 110 ns.

L'ensemble des résultats obtenus lors de l'immersion est rassemblé au paragraphe 7.3.

Ils sont comparés avec ceux obtenus après récupération de la ligne, lors de tests destinés à l'étude des délais en temps.

6.4.2 Corrélation amplitude/charge et stabilité des tensions

Au cours des pages qui précèdent, il est fait référence tantôt à la charge des impulsions, tantôt à leur amplitude, de façon volontairement indistincte. Les données montrent une correspondance linéaire entre les 2 variables tant que les charges sont inférieures à ~ 4 p.e. C'est ce qu'indique la figure 6.11 qui représente l'amplitude des signaux provenant du *LCM* 2 en fonction de leur charge.

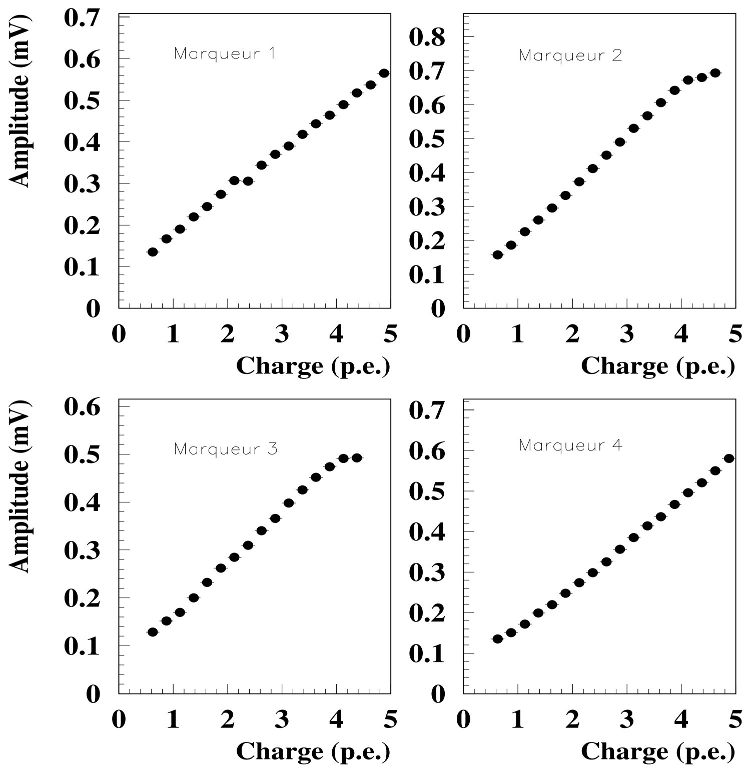

FIG. 6.11: *Ces figures sont celles du LCM 2 au cours d'un run 4 + 3. Elles montrent la correspondance linéaire entre amplitude et charge jusqu'à 4 p.e. En particulier, pour ce qui concerne la calibration en amplitude (au niveau du p.e), il est licite de raisonner indifféremment en terme de charge ou d'amplitude.*

Au delà, les effets de saturation deviennent trop importants et l'amplitude des signaux reste constante. Dans ce cas il convient de regarder la charge du signal, qui reste néanmoins sous-estimée. Ce cas de figure se présente très rarement ; pendant les prises de données «muons», la charge moyenne des impulsions est de 2, 0 (±0, 5 qui dépendent des seuils appliqués sur chaque photomultiplicateur), comme on peut le voir sur la figure 6.12. Elle représente, pour tous les PMs de la ligne, la charge moyenne des impulsions en fonction du temps. La stabilité de la distribution reflète celle des hautes tensions. Aucune variation de régime n'a été constatée ce qui est un indice précieux du bon fonctionnement en continu des photomultiplicateurs et de leur système d'alimentation.

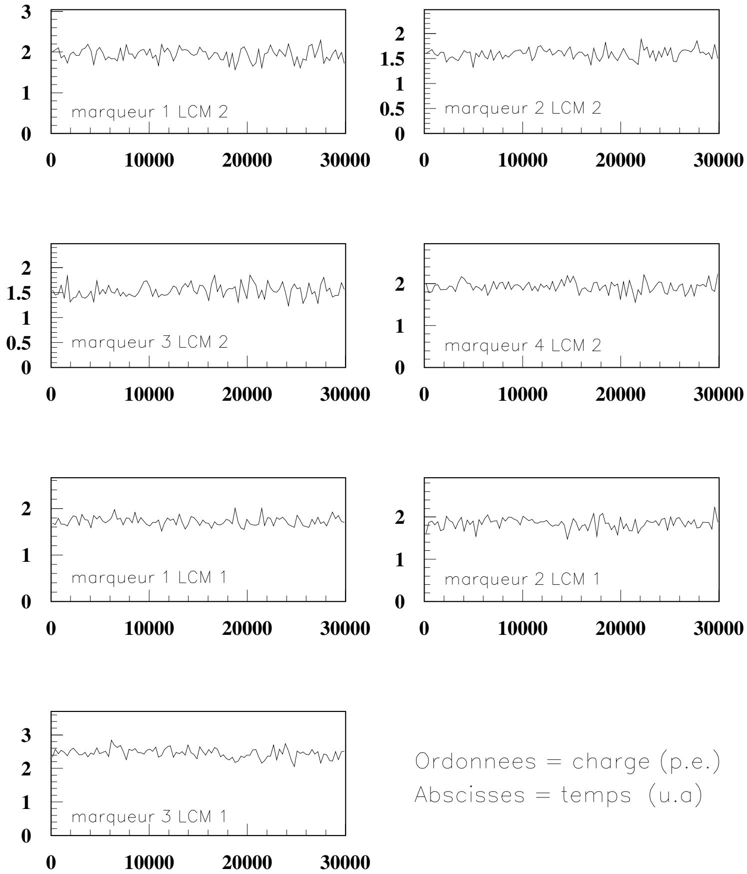

FIG. 6.12: *Charge moyenne des signaux sur une durée consécutive de 2748 min. La stabilité des distributions rend compte de la bonne tenue des hautes tensions.*

6.4.3 Correction temps-charge

Puisque le déclenchement est établi sur la base des signaux de photomultiplicateurs, il peut être utile d'appliquer une correction en temps en fonction de l'amplitude de l'impulsion (effet «walk») : plus la charge (amplitude) est conséquente, plus le déclenchement est rapide. Lorsque celui-ci a lieu (au temps t), la séquence, débutant à $(t-t_0)$ ($t_0 = cte$ étant suffisamment grand pour que le temps de montée de l'impulsion soit visible dans la séquence), est enregistrée. De cette façon, plus la charge du signal est importante, plus le début de la séquence est éloigné de l'impulsion. On atteint néanmoins une limite qui correspond aux très grandes impulsions (saturation). De la sorte, le temps reconstruit des signaux augmente asymptotiquement avec la charge. Un exemple de ce comportement, est montré sur la figure 6.13.

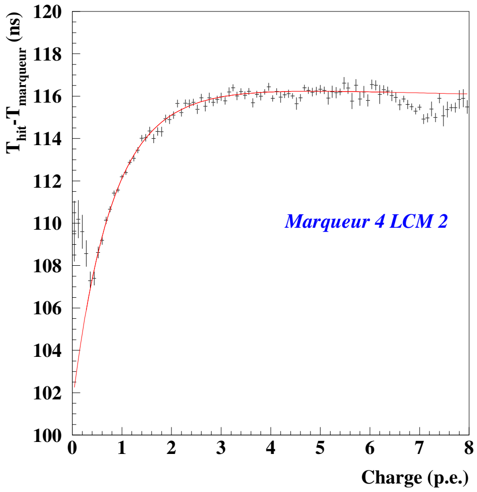

FIG. 6.13: *La courbe représentée ici est une illustration des conséquences de l'effet de «walk». Le temps reconstruit de l'impulsion, par rapport à la référence que constitue le marqueur, augmente asymptotiquement avec la charge.*

L'évolution du temps reconstruit des signaux en fonction de l'amplitude est correctement décrite par le quotient de 2 polynômes de degré 3 :

$$t = \frac{\alpha_1 + \beta_1 q + \gamma_1 q^2 + \delta_1 q^3}{\alpha_2 + \beta_2 q + \gamma_2 q^2 + \delta_2 q^3} \tag{6.7}$$

où q est la charge des impulsions.
A partir des données $4+3$, et pour chaque photomultiplicateur, un ajustement de ces courbes a été pratiqué, de manière à pouvoir corriger analytiquement, si nécessaire, le temps d'arriver des photons sur les PMs lors de la reconstruction des traces.

6.5 Illumination artificielle et résolution temporelle

Les modules optiques contiennent des LEDs qui permettent d'éclairer artificiellement les autres modules optiques (paragraphe 5.4). Plus de 2600 coïncidences sur le LCM 1 ont été analysées. La LED utilisée est celle associée au module optique le plus haut de la ligne. La largeur de cette source a été mesuré au niveau du photo-électron unique au moyen d'un photomultiplicateur rapide $XP2020$; elle est de $7,3$ ns à mi-hauteur. Les PMs actifs sont ceux du LCM 1. Leur éloignement respectif (longueur des câbles) à la LED est de $58,4$ m, $73,0$ m et $87,6$ m.
L'étude des coïncidences de LED permet de connaître la résolution temporelle des photo-tubes. La figure 6.14 représente la réponse temporelle des photo-tubes. Les valeurs des abscisses n'ont pas de signification absolue ; elles doivent être corrigées des retards induits par les câbles électriques (cf paragraphe 7.3). Néanmoins on peut en extraire la précision atteinte sur la mesure du temps en comparant la demi-largeur gauche à mi-hauteur (environ 5 ns) à celle induite par la LED. La partie droite de la distribution est affectée d'une plus grande queue en raison de la diffusion de la lumière dans l'eau. Le bruit de fond lumineux est également candidat à augmenter la largeur des distributions.

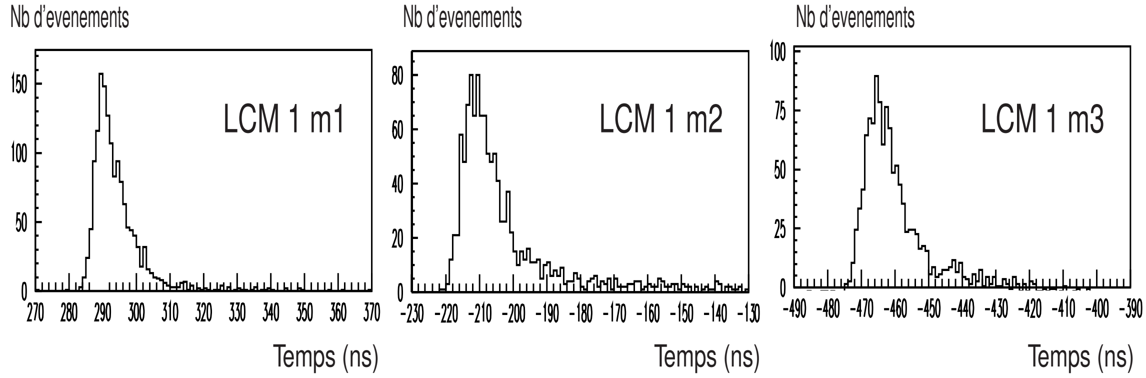

Fig. 6.14: *Réponse temporelle des photomultiplicateurs du LCM 1 sous illumination de la LED du module optique de plus grande altitude de la ligne. L'asymétrie observée dans les distributions est essentiellement due à la diffusion.*

Les résultats obtenus pour la calibration en charge permettent de connaître le nombre de photo-électrons recueillis par les photomultiplicateurs en mode «LED». Les conclusions sont les suivantes :

- Lorsque la LED utilisée est celle du PM 2 du LCM 2 ; elle se situe à 45 m du photomultiplicateur du LCM 1 le plus proche. Sa puissance est de 116 pW. Ce PM montre 2 catégories d'événements (fig. 5.14). La première, fortuite, se situe au niveau du photo-électron unique (après normalisation), tandis que pour la deuxième, en raison des effets de saturation, on ne peut simplement qu'affirmer qu'il s'agit d'impulsions à plus de $7,5$ p.e provenant de la LED. Les autres

photomultiplicateurs ne sont pas en coïncidence avec la LED.
- Lorsque la LED utilisée est celle du PM 3 du LCM 2 ; les charges moyennes enregistrées sont ~ 2 p.e à 60 m, ~ 1 p.e à 75 m et ~ 1 p.e à 90 m, pour une puissance de LED de 54 pW.

La statistique est insuffisante pour conclure à des résultats précis : les chiffres donnés plus haut sont compatibles avec une longueur d'atténuation effective comprise entre ~ 20 m et ~ 40 m, mais la ligne 5 n'est pas un instrument destiné à l'étude des propriétés optiques de l'eau et l'agencement du détecteur implique très probablement des problèmes d'ombre.

6.6 Retard entre fibres

Pour les prises de données en mode «muon», le mode d'acquisition par défaut consiste à envoyer les données du LCM 1 sur les 2 fibres optiques ordinairement utilisées pour les LCM 1 et 2. Certaines données ont ainsi été enregistrées, de sorte qu'il a été possible de comparer les temps des signaux après leur transmission dans les deux fibres. Toutes les données disponibles dans cette configuration conduisent au même résultat : il existe un retard supplémentaire à ceux déjà connus, probablement induit par les fibres. En effet, le délai susceptible d'être induit par le système électronique qui dirige les signaux vers l'une ou l'autre des fibres au niveau du module électronique central (MEC) (figure 5.1), est négligeable, tandis qu'une variation de l'ordre de 10^{-4} dans l'indice de réfraction de l'une des fibres peut conduire à des retards comparables à celui observé. Il apparaît donc que les données propagées dans la fibre 1 arrivent $24,44 \pm 0,65$ ns après celles qui ont voyagé dans la fibre 2. Ce décalage temporel a par la suite été pris en compte dans la chaîne d'analyse.

6.7 Conclusion

Le temps reconstruit des marqueurs est la seule variable nécessaire à la reconstruction des traces (en dehors du positionnement de la ligne connu par ailleurs). Il faut donc corriger ce temps des retards induits par les fibres et des retards intrinsèques au mode d'acquisition, avant de débuter l'analyse.
Nous avons montré dans ce chapitre que la reconnaissance des signaux peut atteindre une précision de quelques nanosecondes (analyse des coïncidence de LED). Les phénomènes de saturation ne devraient pas entraîner d'effets systématiques considérables, compte tenu de l'amplitude moyenne des signaux issus de muons, proche de 2 p.e.
En revanche les efficacités de reconnaissance des signaux sont mal maîtrisées. Les deux approches qui ont été mentionnées conduisent pour chaque marqueur à des efficacités qui diffèrent d'environ 30%, ce qui, pour une coïncidence à 7 photomultiplicateurs constitue la source d'erreur principale.

Chapitre 7

Reconstruction des muons atmosphériques

L'analyse des signaux des photomultiplicateurs du prototype est un exercice destiné à démontrer qu'il est possible de reconstruire des traces à plus de 1000 m de fond, à travers un câble électro-optique de $\sim$ 40 km. Cela permet de tester le fonctionnement de la ligne dans son ensemble et de valider la technique de détection proposée pour le futur détecteur Antarès. Les conditions de la prise de données sont encore différentes de celles du prochain télescope. Les signaux analogiques sont décodés à terre. Le temps mort associé à chaque impulsion de photomultiplicateur est supérieur à 1 μs, ce qui empêche de distinguer les doubles impulsions et plus généralement de catégoriser les évènements suivants des critères de forme. Le télescope Antarès sera pour sa part équipé d'un système sophistiqué de numérisation des signaux. Le temps mort sera très réduit et seuls les signaux de grand gabarit seront envoyés à terre pour une analyse complète.
L'objectif du démonstrateur, équipé de huit photomultiplicateurs seulement, était de faire fonctionner une ligne dans des conditions d'immersion proches du futur projet, d'étudier, en continu et en temps réel, le comportement physique de la ligne, d'en évaluer la position et de recueillir des données de photomultiplicateurs à travers le câble électro-optique.
L'analyse de ces données pour la reconstruction de traces n'est qu'une option supplémentaire[1]. C'est néanmoins le jeu auxquel nous nous proposons de jouer dans ce chapitre où les données sont confrontées à une simulation Monte Carlo.

[1]Les fibres utilisées à cet effet sont d'ailleurs les moins bonnes

7.1 Les principes de la reconstruction

7.1.1 Algorithme de reconstruction

L'équation qui donne le temps d'arrivée des photons Tcherenkov issus d'une trace de muon sur les photo-tubes en fonction de l'altitude est une hyperbole (voir équation 7.6). En supposant que le détecteur est une ligne droite (ce qui est une approximation valide compte tenu des résultats des paragraphes 5.3.2 et 5.3.3), on peut réduire le nombre de paramètres à 4 (usuellement une hyperbole en comporte 5). Ils ont été choisis de la façon suivante (voir aussi schéma 7.1) :

- θ l'angle zénithal entre la trajectoire du muon et la ligne de détection ;
- d la distance minimale d'approche ;
- t_0 la date à laquelle le muon passe au plus près du détecteur (sa distance à la ligne est alors $OO' = d$ la distance minimale d'approche) ;
- z_0 l'altitude du muon à t_0.

La figure 7.1 permet d'établir rapidement l'équation de l'hyperbole[2].

En M, le muon émet un photon qui, à l'instant t atteint le module optique P d'altitude z. A ce même instant, le muon se situe en E $((\vec{PM}, \vec{PE}) = \frac{\pi}{2})$. On peut écrire :

$$
\begin{aligned}
c \times (t - t_0) &= \overline{O'E} && (7.1)\\
&= \overline{O'H} + \overline{HE} && (7.2)\\
&= (z - z_0) \times \cos\theta + \overline{HE} \qquad (\theta \geq \frac{\pi}{2}) && (7.3)\\
&= (z - z_0) \times \cos\theta + \overline{HP} \times \tan^{-1}\left(\frac{\pi}{2} - \theta_c\right) && (7.4)\\
&= (z - z_0) \times \cos\theta + \sqrt{d^2 + (z - z_0)^2 \sin^2\theta} \times \tan\theta_c && (7.5)
\end{aligned}
$$

Et finalement :

$$c \times (t - t_0) = (z - z_0) \times \cos\theta + \sqrt{n^2 - 1}\sqrt{d^2 + (z - z_0)^2 \sin^2\theta} \qquad (7.6)$$

Cette équation est utilisée pour la reconstruction des traces. L'ajustement (par méthode de minimisation de χ^2) est assuré en utilisant les librairies de MINUIT [156]. Les paramètres de l'ajustement sont initialisés de la manière suivante :

- le temps t_0 et l'altitude z_0 initiaux sont pris nuls. Les pas de recherche pour la minimisation sont respectivement de 10 ns et 10 m.
- la valeur initiale de la distance d est fixée à 10 m.
- l'angle zénithal est la variable la plus délicate ; c'est elle qui nous intéresse pour la suite. Dans le but de fournir une valeur initiale cohérente, un pré-ajustement

[2]Dans toute cette analyse, on néglige la correction induite par la véritable vitesse de propagation des photons dans l'eau : la vitesse de groupe. On commet ainsi une erreur systématique de 2% sur la vitesse des photons. L'angle d'émission Tcherenkov, lui, n'est pas affecté.

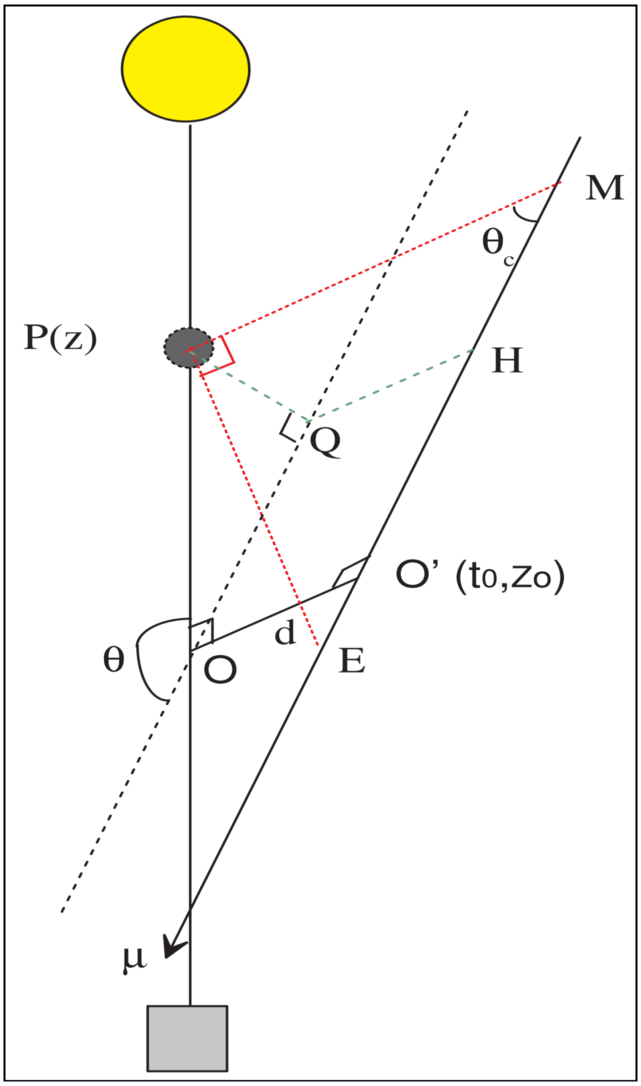

FIG. 7.1: *Schéma de la ligne 5 illuminée par la lumière induite par un muon atmosphérique.*

linéaire est mis en oeuvre. Il utilise pour équation l'une ou l'autre des asymptotes de l'hyperbole, obtenues simplement en supposant $(\mathrm{z}_0 - \mathrm{z}_\mathrm{i}) \gg \frac{\mathrm{d}}{\sin\theta}$, c'est-à-dire en supposant que l'altitude du point de moindre approche du μ à la ligne est extérieure à l'intervalle d'altitude défini par les photomultiplicateurs. En injectant l'hypothèse dans l'équation 7.6 on arrive à :

$$c \times (t - t_0) = (z - z_0) \times \left(\cos\theta + \sqrt{n^2 - 1}\sin\theta\right) \tag{7.7}$$

Une régression linéaire selon $c \times (t - t_0) = a\,(z - z_0) + b$ permet ainsi d'estimer l'angle zénithal θ par la relation :

$$\theta = \theta_c \pm \arccos(a\cos\theta_c) \tag{7.8}$$

L'angle zénithal initial ne peut être calculé que lorsque la relation $\mid a\cos\theta_c \mid \leqslant 1$ est satisfaite. Dans le cas contraire, la valeur initiale est fixée à zéro.
On passe ensuite à l'ajustement proprement dit de la fonction définie par l'équation 7.6.

7.1.2 Filtrage des impulsions

Le but du filtrage est de retirer aux événements les impulsions associées aux bruits de fond, autrement dit les photons Tcherenkov provenant des électrons issus des désintégrations β du ^{40}K ou de la bioluminescence. Le filtre est incorporé au sein même du programme ANTAREC [157] qui assure la reconstruction des traces. L'algorithme utilisé est simple et s'apparente au filtre de causalité développé dans le programme RECO (voir chapitre 3).
Les conditions de rejet ne reposent que sur le temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs. La charge recueillie n'intervient pas. L'idée de base peut s'exprimer ainsi : pour chaque événement, on sélectionne toutes les paires possibles d'impulsions, et on vérifie systématiquement que l'écart en temps est compatible avec la trace d'un muon. Chaque impulsion possède un poids. A chaque fois que la condition n'est pas satisfaite la paire d'impulsions se voit augmenter le poids de +1. A la fin l'impulsion ayant un poids maximum est rejetée. On recommence l'exercice jusqu'à ce que toutes les impulsions aient un poids identique.
Le critère qui établit la compatibilité de la paire d'impulsions avec la trace est arbitraire. Il dépend de plusieurs paramètres comme la longueur effective d'atténuation, l'altitude du point de moindre approche... Il convient donc de trouver une valeur optimale, c'est à dire une condition permettant de rejeter une grande partie des coups imputés au bruit tout en conservant la majeure partie des coups issus d'un muon. Dans ANTAREC, elle a été fixée à :

$$(\Delta t)_{max} = \frac{n\Delta z}{c} \tag{7.9}$$

La valeur de Δt limite est directement reliée à une valeur limite de vitesse de propagation. La valeur de cette vitesse limite est en théorie comprise entre la valeur de la vitesse de propagation du muon et de celle des photons. En pratique elle est fixée à la plus lente des deux : la vitesse de propagation des photons dans l'eau. Le temps toléré maximal est donc celui que met la lumière pour joindre les deux étages considérés.
Pour optimiser cette valeur, une petite étude a été entreprise [158] en utilisant les résultats des simulations Monte Carlo. Seules des mono-muons ont été simulés. Le taux de ^{40}K a été fixé à 100 kHz pour chaque photo-tube. Les résultats de l'étude sont globalement pessimistes, compte tenu du taux réel de ^{40}K (cf. paragraphe 5.7). Ils sont rassemblés dans le tableau 7.1.

Vitesse v	Réjection du ^{40}K (%)	Taux d'erreur (%)
$1/2c$	$51,3$	$13,3$
c/n	$57,9$	$20,0$
c	$59,7$	$20,0$

TAB. 7.1: *Taux de rejet des coups dûs au ^{40}K et à la bioluminescence et taux d'erreur (rejet de coups issus d'une vraie trace) en fonction de différentes conditions de causalité $\Delta t < \Delta z/v$.*

Les valeurs données dans le tableau sont des moyennes intégrées sur tous les événements simulés. Les taux de rejet (efficacités de rejet du ^{40}K et taux d'erreur) sont en fait fonction de l'angle zénithal de la trace simulée. A première vue la dépendance est linéaire : pour les traces reconstruites, l'efficacité (l'erreur) est de l'ordre de 80% (90%) à la verticale et chute jusqu'à $\sim$ 30% ($\sim$ 10%) en s'approchant de l'horizon.

7.2 Simulations

La ligne 5 est immergée à $\sim$ 1000 m de fond. A cette profondeur il n'est pas possible de faire l'impasse sur une simulation complète des multi-muons induits par les gerbes atmosphériques. Or il n'existe pas de paramétrisations simples du flux et de la multiplicité des multi-muons qui dépendent tous deux de la profondeur et du seuil du détecteur. On ne peut donc s'affranchir de la simulation des gerbes issues de l'interaction des particules primaires dans l'atmosphère. La complexité des processus se répercute inévitablement sur la rapidité des programmes de simulations et par conséquent sur la statistique finale du Monte Carlo. Après la simulation des gerbes, les muons recueillis au niveau de la mer doivent être propagés jusqu'au détecteur. Ensuite seulement les processus d'émission de lumière Tcherenkov susceptible d'être détectée par la ligne, sont pris en compte et simulés. Ces trois étapes sont décrites dans les paragraphes suivants.

7.2.1 Simulation des gerbes atmosphériques

Le programme utilisé se nomme HEMAS [100] («Hadronic Electromagnetic Muon Air Showers»). Il s'appuie sur des paramétrisations [159] obtenues grâce aux résultats des expériences pionnières de recherche de désintégration de nucléons [160] et de recherche de monopôles. Il a été développé en particulier pour l'expérience MACRO [71]. Aussi son comportement a-t-il été largement testé. Cependant il est originellement conçu pour des détecteurs profonds ($>$ 2000 m.eq.eau), et son fonctionnement n'est pas optimisé pour la ligne 5 (il convient en revanche parfaitement pour les études ayant trait au futur détecteur). En particulier il est conseillé de restreindre son utilisation à des muons ayant une énergie supérieure à 500 GeV au niveau de la mer. Pour l'analyse des données du prototype Antarès, cette limite a été ramenée à 250 GeV, ce qui permet encore l'utilisation du programme mais risque d'injecter un certain nombre de biais difficilement repérables. Ce seuil de 250 GeV n'est d'ailleurs pas encore suffisamment bas pour éviter une légère troncature dans le spectre en énergie des événements reconstruits. C'est pourtant un compromis nécessaire : une simulation de 15 millions de gerbes représente 300 secondes de temps pour un détecteur comme le prototype et nécessite 450000 secondes CPU.
Une autre restriction provient du domaine angulaire simulable. La version de HEMAS que nous avons utilisée (version 1.10) ne permet pas la simulation de traces à plus de 70° de la verticale. Le taux de ces événements est très faible comparé à celui des muons plus verticaux (voir les figures de l'annexe A). Cette omission ne devrait donc pas entraîner d'effet visible.

Avant la production complète une étude préliminaire, à partir d'un échantillon statistique plus réduit, a permis de montrer que le seuil de reconstruction de la ligne 5 ne permet pas la reconstruction de muons induits par une particule primaire d'énergie inférieure à 1 TeV. En conséquence, pour gagner du temps de simulation, le domaine d'énergie des particules primaires a été restreint à l'intervalle $[1; 2 \times 10^5$ TeV] (le domaine accessible par HEMAS est en réalité de $[0,5; 2 \times 10^5$ TeV]. Cette restriction peut sembler dérisoire, mais elle ne l'est pas car les gerbes sont engendrées selon le flux réel de primaires (loi de puissance) : les figures 7.2.1 représentent, à titre d'exemple, l'allure des spectres des particules primaires et des muons au niveau de la mer.

La statistique finale correspond à $3,6 \times 10^9$ gerbes simulées. Les fichiers sont stockés sur cassette et occupent un espace total supérieur à 40 GO.

7.2.2 Les muons au détecteur : quelques caractéristiques

Une fois à la surface de l'eau, les muons sont propagés jusqu'au détecteur en utilisant le programme PROPMU [98] qui les fait diffuser pas à pas et simule leur perte d'énergie. Cette phase de suivi des muons s'arrête lorsqu'ils atteignent la

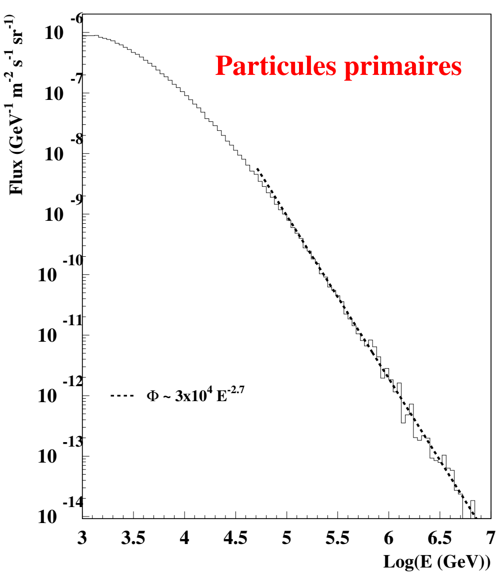

FIG. 7.2: *Intensités des particules primaires en fonction de leur énergie*

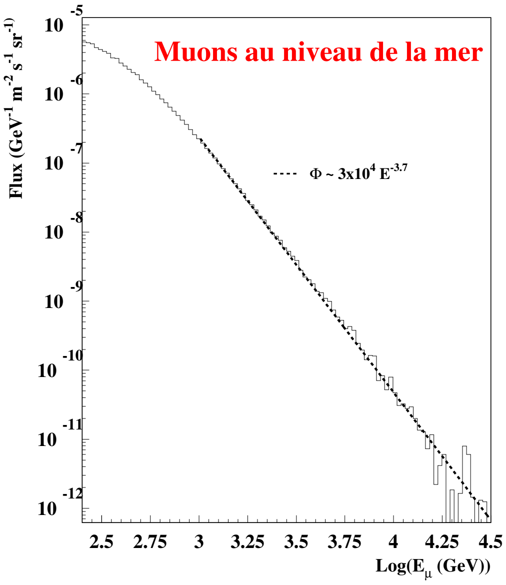

FIG. 7.3: *Intensités des muons au niveau de la mer en fonction de leur énergie*

surface d'un cylindre («canette») dont le rayon a été fixé à 2×55 m. Pour ne pas perdre de temps à suivre des muons qui ne pourront faire de la lumière détectable et pour augmenter ainsi la statistique des événements au déclenchement, les émissions de lumière Tcherenkov ne sont simulées qu'à partir de la «canette». La méthode est expliquée plus en détail au paragraphe 3.1.1.

Les figures 7.4 et 7.5 représentent la distribution des multiplicités pour chaque événement multi-μ ainsi que la distribution des distances moyennes entre muons, compatible avec une loi de puissance. Les figures 7.6 et 7.7 illustrent le comportement relatif de ces caractéristiques et montrent l'évolution de la multiplicité des multi-μ au niveau du détecteur en fonction de l'énergie de la particule primaire associée ; la multiplicité est constante jusqu'environ 100 TeV puis augmente soudainement pour atteindre la trentaine à 1000 TeV.

7.2.3 Suivi des muons dans le détecteur

La propagation des muons à l'intérieur de la «canette» et le développement des cônes de lumière Tcherenkov sont assurés par le programme KM3 [101]. Ce programme simule la diffusion et l'absoption des photons suivant le modèle établi à partir des données recueillies sur le site Antarès[3]. Pour la ligne 5 et pour un seul

[3]Les caractéristiques du site d'immersion du prototype n'ont pas fait l'objet de mesure. Il s'agit donc ici d'une hypothèse de travail. Or la ligne 5 a été immergée à 1200 m et non pas 2400 m, et le

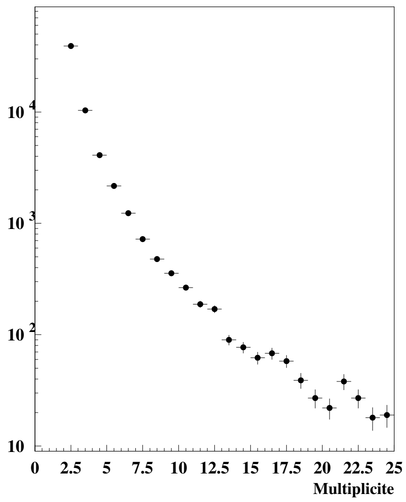

FIG. 7.4: *Distribution des multiplicités des multi-muons au niveau du détecteur, c'est à dire sur la canette de génération.*

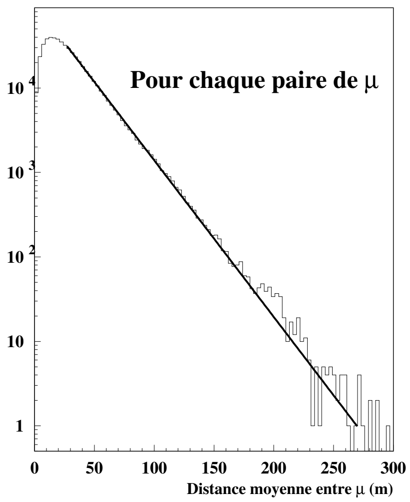

FIG. 7.5: *Distribution des distances moyennes entre traces de multi-muons à hauteur du détecteur. La distribution suit à peu près une loi de puissance.*

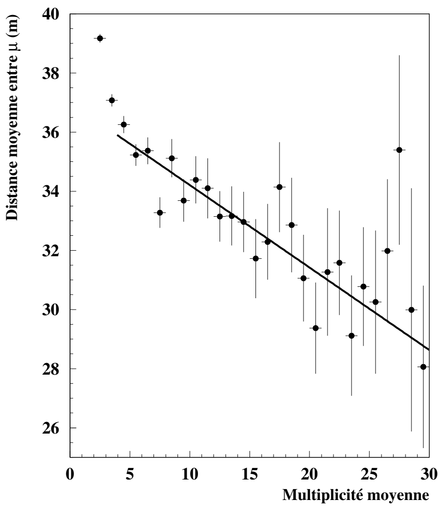

FIG. 7.6: *Distance moyenne entre muons issus d'un gerbe commune en fonction de la multiplicité des traces. La figure correspond à la profondeur d'immersion du prototype.*

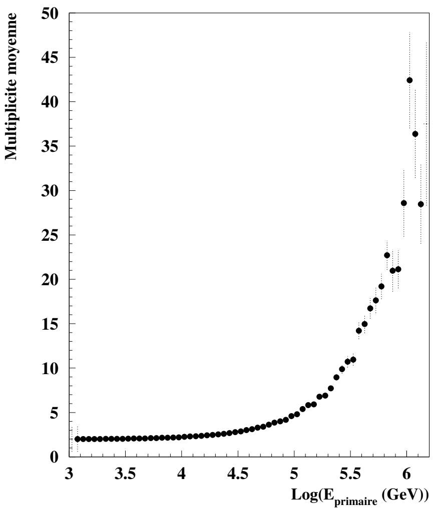

FIG. 7.7: *Multiplicité, au niveau du détecteur, des muons d'une même gerbe, en fonction de l'énergie de la particule primaire.*

muon au déclenchement[4], les effets de la diffusion sont négligeables. Une comparaison a été établie utilisant d'une part KM3 et d'autre part GEASIM [161], un autre programme développé pour Antarès, fondé sur le logiciel GEANT [102] et qui ignore les phénomènes de diffusion (voir figures 7.8). Les queues de distribution en temps imputables à la diffusion sont supprimées par le filtre (paragraphe 7.1), si bien qu'à la reconstruction, les résultats sont tout à fait comparables. Cependant la largeur des distributions de résidus est une conséquence visible de l'effet de la diffusion. Il est nécessaire de la prendre en compte pour avoir des résidus comparables dans les données et le Monte Carlo (davantage de détails sont donnés dans l'annexe B). En outre, la présence des multi-muons complique considérablement les simulations et l'analyse, et les effets de la diffusion peuvent avoir des conséquences plus complexes.

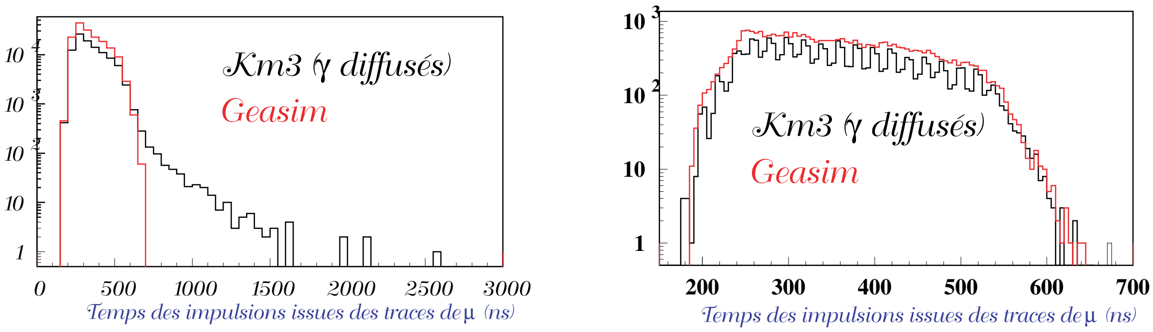

FIG. 7.8: **A gauche :** *distribution des temps des impulsions des photons Tcherenkov issus des muons avec et sans la simulation de la diffusion au niveau du déclenchement.* **A droite :** *même distribution pour les événements reconstruits. Les impulsions en retard ont été éliminées. Nota : la distribution des photons diffusés montre des créneaux que ne montre pas l'autre simulation. C'est un effet de la réponse de l'électronique qui n'a pas été simulée de la même façon. Pour KM3 les impulsions sont sommées sur* 20 *ns pour chaque photomultiplicateur.*

7.3 Etalonnages

Les premières analyses des données de muons ont révélé un désaccord entre la valeur des corrections en temps à appliquer sur chacun des photo-tubes (retards), émanant de la calibration qui avait été faite avant immersion de la ligne, et la valeur des résidus en temps définis par la variable :

$$\Delta T = T_{\mathrm{i}} - T_{\mathrm{th}} \tag{7.10}$$

site se situe dans le prolongement du déversement des eaux du Rhône : il est possible que la longueur d'atténuation effective soit plus faible que celle établie sur le site Antarès.

[4]Pour cette étude les événements sont engendrés avec le programme GEM (voir annexe A).

où T_i est le temps de l'impulsion et T_{th} le temps théorique de l'impulsion issue de la trajectoire reconstruite. En effet, un accord aurait entraîné que la valeur moyenne de chacun de ces résidus soit nulle. Or la situation laissait plutôt paraître que le retard à appliquer sur un des photomultiplicateurs était incorrecte d'une vingtaine de nano-secondes[5], et ce, malgré les tentatives de correction des retards en fonction de la charge des signaux (cf. paragraphe 6.4.3) et des corrections appliquées pour tenir compte des différents gains de photomultiplicateurs entre tests en laboratoire et données expérimentales. C'est pourquoi il a été jugé nécessaire de refaire une mesure des délais à appliquer après récupération du prototype. Ceci semblait d'autant plus raisonnable que la première calibration a été faite dans l'optique d'une prise de données dans les conditions nominales (un gain de 10^8).
Les conditions, le principe et les résultats de cette mesure sont exposés dans le paragraphe suivant. Ils sont comparés aux résultats obtenus préalablement.
Cette seconde mesure n'a pas non plus conduit à un accord avec les données. Finalement, les retards ont été corrigés sur la base des résidus observés à partir de la seconde mesure dont les conditions opératoires étaient plus proches de celles de la prise de données. L'historique de cette étude est exposé dans l'annexe B. Toutes les distributions de résidus importantes y sont rassemblées, y compris celles obtenues avec le Monte Carlo et qui attestent du bon fonctionnement de la reconstruction.

7.3.1 Etalonnage en temps

Le principe de la mesure des retards en laboratoire est simple : il s'agit de faire une illumination simultanée des photomultiplicateurs à partir d'une source unique pour éviter tout effet systématique. Cette illumination est assurée à partir d'une LED d'intensité réglable et de fibres optiques de longueurs égales. Le signal de la LED est dissocié en autant de signaux identiques que de photo-tubes et envoyé à travers chacune des fibres. La baie d'acquisition employée est la même que celle qui a servi lors des prises de données. Les signaux sont enregistrés de la façon standard et sont analysés par le programme de reconstruction des marqueurs, ce qui absorbe ainsi les effets systématiques potentiellement induits par le programme. Les retards sont donc mesurés à leur sortie du MEC, tandis que lors de la première mesure, ils ont été évalués directement à la sortie du LCM, ce qui peut conduire à des désaccords toutefois inférieurs à 4 ns.

Différentes mesures ont été faites :
- une visant à établir une comparaison directe avec la précédente mesure, dans les conditions nominales (gain $G \sim 10^8$)
- une autre plus utile pour comparer avec les données disponibles, avec des gains comparables à ceux imposés lors des prises de données ($G \sim 10^9$), permettant

[5]En réalité, ceci n'a constitué qu'une explication parmi d'autres dans la mesure où différentes corrections ont mené à des résultats satisfaisants et semblables. Autrement dit, avec 7 photomultiplicateurs les solutions pour un alignement en temps sont dégénérées.

de s'affranchir des délais induits par la différence des hautes tensions appliquées (en moyenne $2,5$ ns par centaine de volts mais variant légèrement suivant chaque PM).

Tous les résultats sont indiqués dans le tableau 7.2

Marqueur associé	Retard original (ns) $G \sim 10^8$	Nouveau retard (ns) $G \sim 10^8$	Nouveau retard (ns) $G \sim 10^9$
3 LCM 2	$929,0$	$957,9 \pm 4,6$ $(+28,9)$	$960,2 \pm 3,9$ $(+31,2)$
2 LCM 2	$613,8$	$641,9 \pm 4,7$ $(+28,1)$	$639,1 \pm 3,8$ $(+25,3)$
1 LCM 2	$289,1$	$313,0 \pm 3,4$ $(+23,9)$	$318,4 \pm 3,5$ $(+29,3)$
4 LCM 2	$1182,3$	$1208,0 \pm 3,0$ $(+25,7)$	$1208,0 \pm 3,4$ $(+25,7)$
4 LCM 1	$881,9$	$885,8 \pm 4,4$ $(+3,9)$	$881,6 \pm 3,8$ $(-0,3)$
2 LCM 1	$313,4$	$318,9 \pm 4.4$ $(+5,5)$	$320,6 \pm 3,5$ $(+7,2)$
3 LCM 1	$564,4$	...	...
1 LCM 1	$0,0$	$0,0$	$0,0$

TAB. 7.2: *Retards intrinsèques relativement au marqueur* 1 *du* LCM 1*, obtenus après récupération de la ligne. Les chiffres entre parenthèses indiquent les différences observées entre la première et la seconde mesure.*

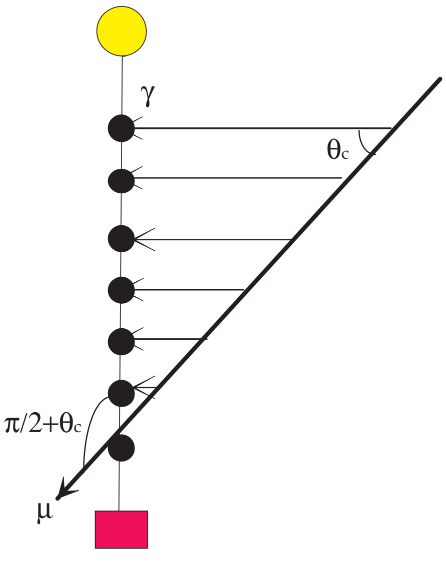

FIG. 7.9: *Une trace de muon avec un angle zénithal de* $\frac{\pi}{2} + \theta_c$ *illumine les photomultiplicateurs simultanément.*

Globalement les résultats des mesures internes à chaque LCM sont semblables (aux écarts induits par les différentes conditions de mesure près.) Mais entre le LCM 1 et le LCM 2 un écart constant d'environ 26 ns a été remarqué. On suppose qu'il est dû à une erreur lors de la première calibration.

Pour vérifier la qualité de la seconde calibration, un test simple a été entrepris : les données de la mesure effectuée, où les photomultiplicateurs sont illuminés simultanément, sont comparables à l'effet de la lumière Tcherenkov émise par une particule descendante, de direction inclinée par rapport à la verticale d'angle $\theta = \frac{\pi}{2} + \theta_c \simeq 132°$ (figure 7.9). En utilisant ces données, on peut tester ainsi le bon fonctionnement de la chaîne d'analyse que constituent la reconnaissance des signaux et la reconstruction des traces[6]. La distribution angulaire reconstruite est présentée figure 7.10 : la valeur moyenne de l'angle zénithal reconstruit est de 132°, aucune coupure de qualité n'a été appliquée.

Reste que les conditions de ce test ne sont pas exactement les mêmes que lors de la prise de

[6]Ce test contraint très fortement la chaîne d'analyse, mais ne permet pas de détecter les problèmes liés à la distance entre photomultiplicateurs . En effet, l'illumination étant simultanée, les temps d'arrivée des photons sont indépendants de la distance entre les étages de la ligne.

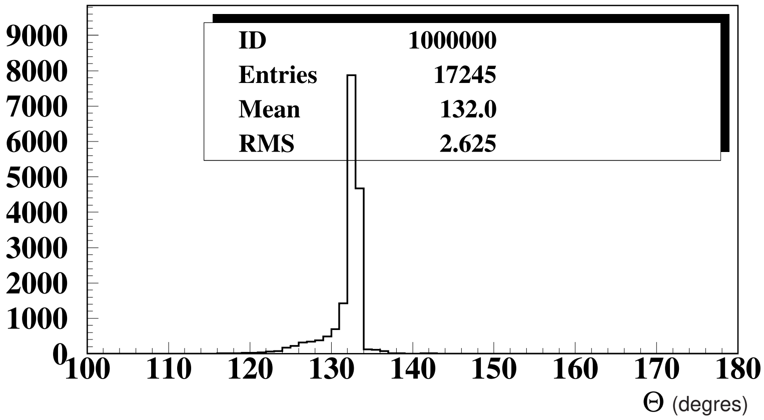

FIG. 7.10: *Distribution de l'angle zénithal reconstruit à partir des données de ré-étalonnage en temps. Aucune coupure de qualité n'est appliquée, pourtant la distribution est fortement piquée à* $132°$ *comme attendu.*

données ; certes, la chaîne d'analyse et le mode d'acquisition sont rigoureusement identiques, mais le bruit n'est pas comparable. Aussi, pour lever le doute sur l'hypothèse selon laquelle le bruit, enregistré lors des prises des données, serait responsable d'un décalage systématique d'une dizaine (ou plus) de nano-secondes sur un (ou plusieurs) photo-tube, ce bruit a été ajouté aux données de calibration qui ont alors été réétudiées (principe résumé figure 7.11). L'influence est marginale, comme le montre les distributions de la figure 7.12 ; tout au plus le temps d'un signal est affublé d'une erreur de $1,5$ ns.

En conclusion, la seconde mesure des délais en temps est cohérente. Les programmes employés pour analyser ces données ont fourni des résultats très satisfaisants et ont fait foi, indépendemment des simulations Monte Carlo, du bon fonctionnement des méthodes et algorithmes d'analyse.
Le désaccord persistant entre les données de muons et la calibration constitue malheureusement une indication des faiblesses du prototype et de son électronique analogique.

7.3.2 Etalonnage en amplitude

La méthode d'alignement temporel décrite ci-dessus permet également, puisque l'intensité de la LED est réglable, de retrouver le signal du photo-électron unique pour un gain de $\sim 10^9$, et de tester la mesure établie à 1000 m de fond. Les résultats, tous en accord, sont exposés dans le tableau 7.3. Y sont également mentionnés les écarts en temps entre les signaux de marqueurs et les signaux physiques. Les valeurs obtenues lors de l'immersion et après la récupération de la ligne sont compatibles ce qui renforce encore la confiance dans la méthode de reconnaissance des signaux.

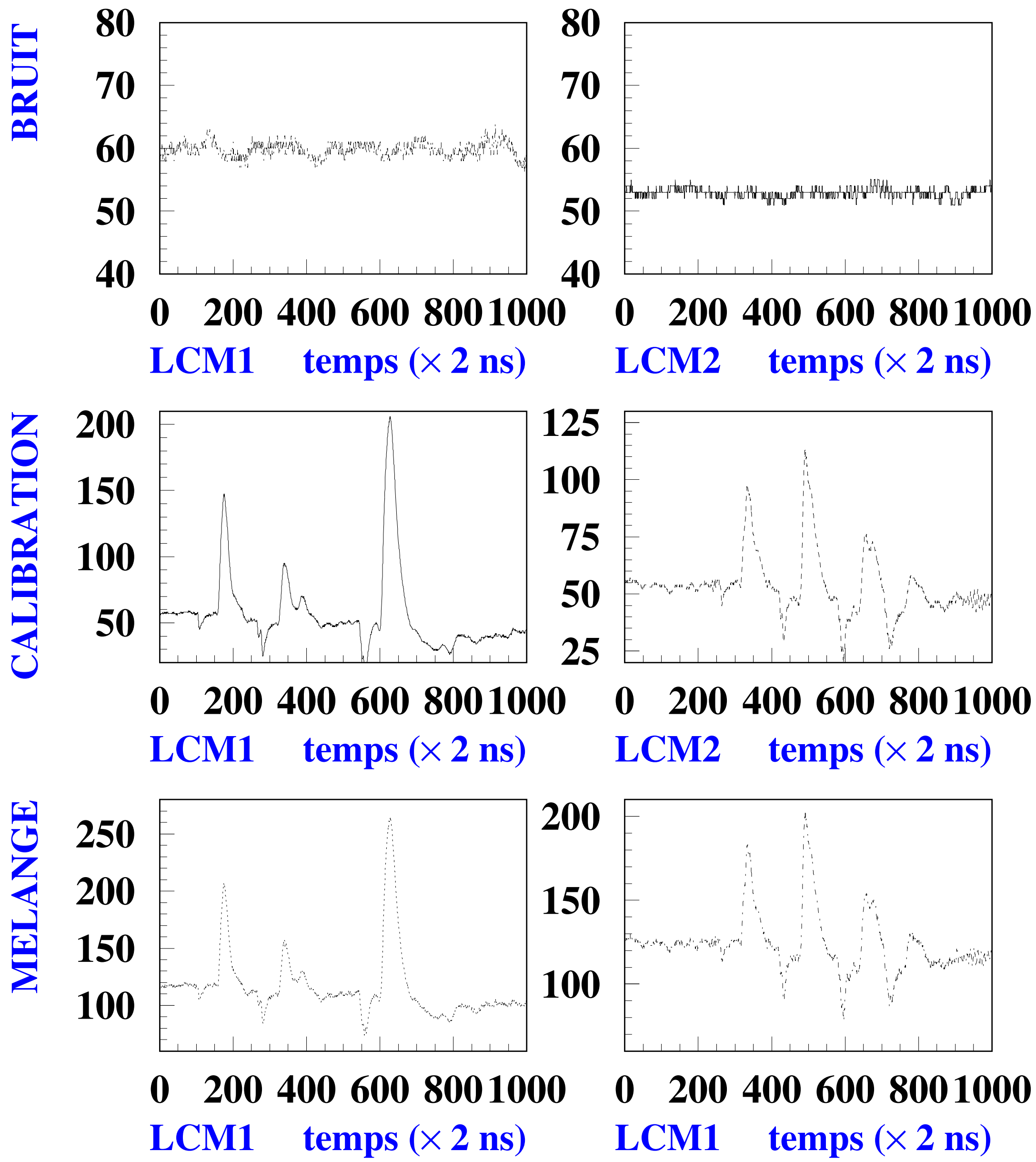

FIG. 7.11: *Le bruit enregistré lors de la prise de données est ajouté aux données de calibration pour tester l'hypothèse selon laquelle ce bruit serait responsable des mauvais alignements temporels de photomultiplicateurs lors de l'immersion du démonstrateur.*

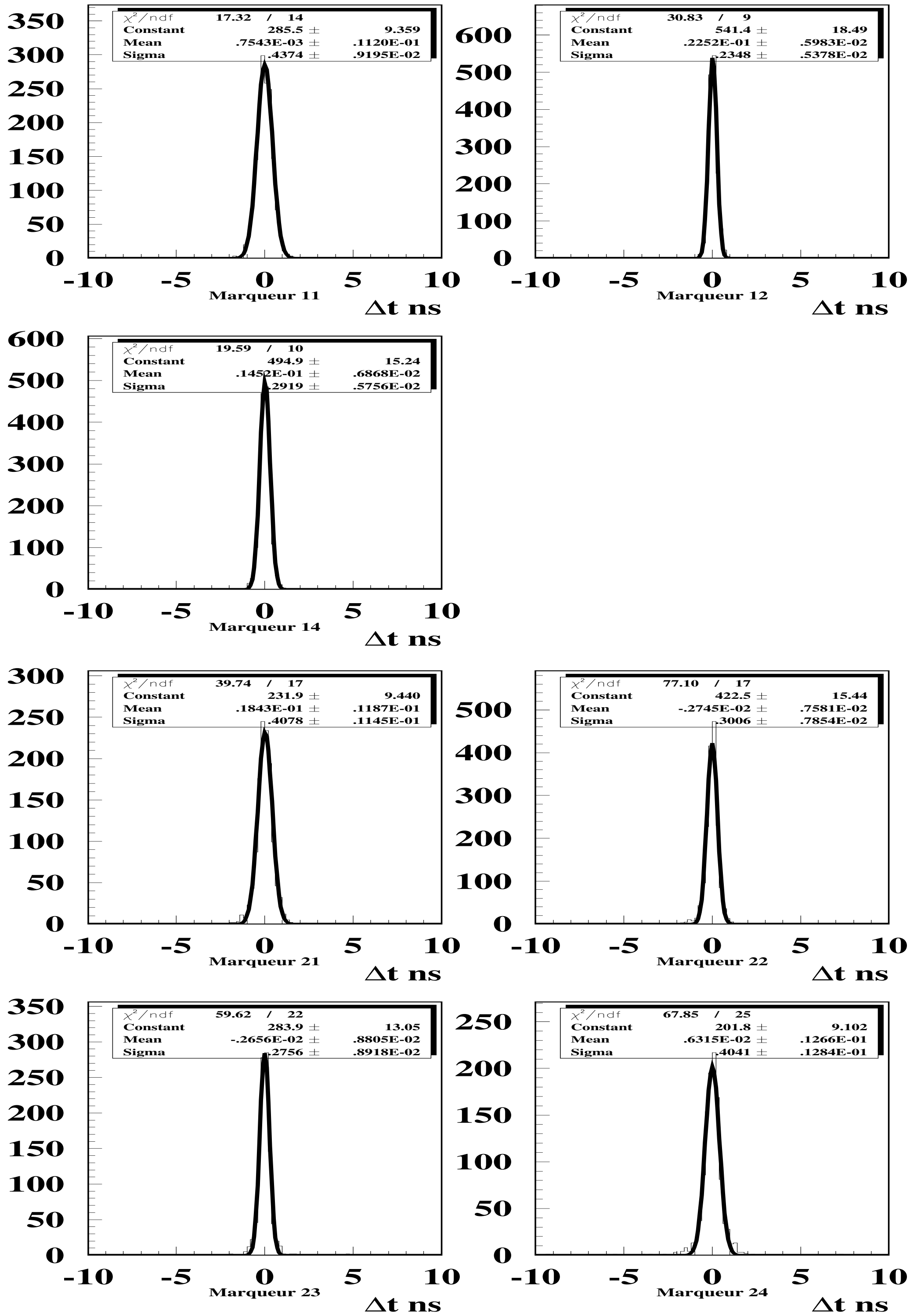

FIG. 7.12: *Différence de temps entre marqueurs reconstruits lors des dernières données de calibration et marqueurs reconstruits avec ces mêmes données et en ajoutant le bruit enregistré lorsque la ligne était à l'eau. En haut, les résultats correspondent au LCM 1, au bas de la page, au LCM2.*

	Module optique	$< spe >$	$< T_{hit} - T_{mar} >$ (ns)
Décembre 1999	$4\ LCM\ 2$	$3,8 \pm 1,0$	$110,2 \pm 2,5$
	$3\ LCM\ 2$	$4,5 \pm 1,1$	$112.0 \pm 2,4$
	$2\ LCM\ 2$	$5,2 \pm 1,8$	$109,7 \pm 2,1$
	$1\ LCM\ 2$	$7,5 \pm 2,7$	$115,3 \pm 1,3$
	$4\ LCM\ 1$	$2,2 \pm 0.8$	$106,5 \pm 2,8$
	$2\ LCM\ 1$	$3,0 \pm 1,0$	$110,9 \pm 2,1$
	$1\ LCM\ 1$	$4,7 \pm 1,6$	$108,0 \pm 1,6$
7 janvier 2000	$4\ LCM\ 2$	–	–
	$3\ LCM\ 2$	–	–
	$2\ LCM\ 2$	–	–
	$1\ LCM\ 2$	–	–
	$3\ LCM\ 1$	$1,8 \pm 0.6$	$106,2 \pm 2,4$
	$2\ LCM\ 1$	$2,8 \pm 0,8$	$110,3 \pm 1,9$
	$1\ LCM\ 1$	$4,8 \pm 1,5$	$107,1 \pm 1,5$
7 janvier 2000	$4\ LCM\ 2$	Seuil trop élevé Distributions tronquées	$110,8 \pm 1,6$
	$3\ LCM\ 2$		$112,5 \pm 1,8$
	$2\ LCM\ 2$		$105,7 \pm 1,7$
	$1\ LCM\ 2$		$115,0 \pm 2,0$
	$4\ LCM\ 1$		$98,2 \pm 3,2$
	$2\ LCM\ 1$		$100,8 \pm 2,4$
	$1\ LCM\ 1$		$103,6 \pm 1,3$
Après récupération	$4\ LCM\ 2$	$4,1 \pm 1,7$	$111,6 \pm 2,8$
	$3\ LCM\ 2$	$4,2 \pm 1,8$	$112,6 \pm 2,9$
	$2\ LCM\ 2$	–	–
	$1\ LCM\ 2$	–	–
	$4\ LCM\ 1$	$2,5 \pm 1,0$	$105,3 \pm 3,2$
	$2\ LCM\ 1$	$2,5 \pm 0,9$	$109,6 \pm 1,7$
	$1\ LCM\ 1$	$5,6 \pm 2,5$	$105,3 \pm 1,8$

TAB. 7.3: *Niveau du signal de photo-électron unique lors de la prise de données et après récupération de la ligne.*

Le succès de cet exercice valide la méthode de calibration de l'amplitude des signaux : en cas de dérive des tensions, de déficience des photomultiplicateurs ou si la transmissivité est atténuée par une salissure exceptionnelle, la quantité de lumière effectivement recueillie peut être, dans une certaine mesure, étalonnée *in-situ*.

7.4 Analyses des données

L'ensemble des simulations Monte Carlo correspond à 24 heures de données. Les mono-muons et les multi-muons sont inclus. Le tableau 7.4 fournit quelques caractéristiques des muons à la profondeur du prototype. Les contributions de mono-muons et multi-muons sont très différentes avant et après le déclenchement.

Après le déclenchement (7 photomultiplicateurs en coïncidence) et la reconstruction, les effets des multi-muons sont spectaculaires : pour les multi-μ, la multiplicité moyenne passe de $2,6$ à $10,4$ et le taux de multi-μ de $16,5\%$ à $71,2\%$. Puisque la

	Canette	Déclenchement $Npm > 4$	Déclenchement $Npm = 7$	Reconstruction $+ Npm = 7$
$\frac{\text{Nb d'evenements avec} >1\,\mu\ \text{sur la canette}}{\text{Total}}$	16,5 %	56,4 %	78,3 %	75,7 %
$\frac{\text{Nb d'evenements avec coups de} >1\,\mu}{\text{Total}}$	–	48,2 %	75,2 %	71,2 %
Multiplicité	2,6	11,4	15,9	12,4
$<$Distance entre traces$>$	38 m	35 m	32 m	32 m

TAB. 7.4: *Les deux premières colonnes rassemblent certaines caractéristiques des multi-muons au niveau du détecteur (canette) et du déclenchement le plus simple. Les deux dernières colonnes donnent les mêmes informations dans les conditions de reconstruction de la ligne 5 ; c'est à dire après un déclenchement à 7 photomultiplicateurs. Dans la première ligne la fraction de multi-muons est donnée comme le rapport du nombre d'événements ayant au moins deux muons à la cannette sur le total, tandis que la seconde ligne est le rapport du nombre d'événements dont les impulsions proviennent d'au moins deux muons différents sur le total (c'est la définition que nous adoptons pour la suite). La multiplicité et la distance entre les traces sont évaluées à hauteur de la canette.*

ligne 5 n'a pas les capacités nécessaires pour distinguer deux traces[7], il est évident que le spectre zénithal reconstruit se verra fortement affecté par l'écrasante majorité de ces multi-muons.

Les courbes de la figure 7.13 montrent différentes configurations de l'ajustement hyperbolique sur des données de simulations. En particulier, on peut y voir l'effet des multi-muons : dans le cas présent l'erreur sur l'angle zénithal reconstruit est supérieure à 25°. Cette configuration est celle de plus de 2 événements reconstruits sur 3 ! Or les hypothèses de l'ajustement ne sont valables que pour de simples traces. Nous sommes donc en train de recontruire des paquets de muons comme un seul muon avec 7 photomultiplicateurs et les premiers photo-électrons de chaque PM. Dans de telles conditions, les résultats de l'ajustement ne permettent pas de distinguer les multi-muons des mono-muons. En outre, nous avons constaté que les coupures de sélection sur la qualité de la reconstruction ne sont pas discriminantes.
0n peut cependant tenter de vérifier que les données recueillies reproduisent les mêmes caractéristiques que le Monte Carlo. La figure 7.14 représente la distribution des angles zénithaux reconstruits à partir des simulations. La figure illustre également les erreurs commises sur l'angle zénithal ajusté. Un autre effet, connu de la reconstruction y est mis en évidence : l'ambiguité entre deux traces dont les angles zénithaux différent de $2\theta_c$ (voir l'explication figure 7.15.)

Le nombre restreint de photomultiplicateurs sur le prototype ne permet pas de contrôler cet effet qui est accentué par la présence des multi-muons comme le montre la figure 7.16 où sont distingués dans les simulations les composantes de mono-muons

[7] On rappelle que seule les premiers photo-électrons de chaque photomultiplicateur sont observés avec le prototype, en raison des temps morts introduits par l'électronique de déclenchement des marqueurs

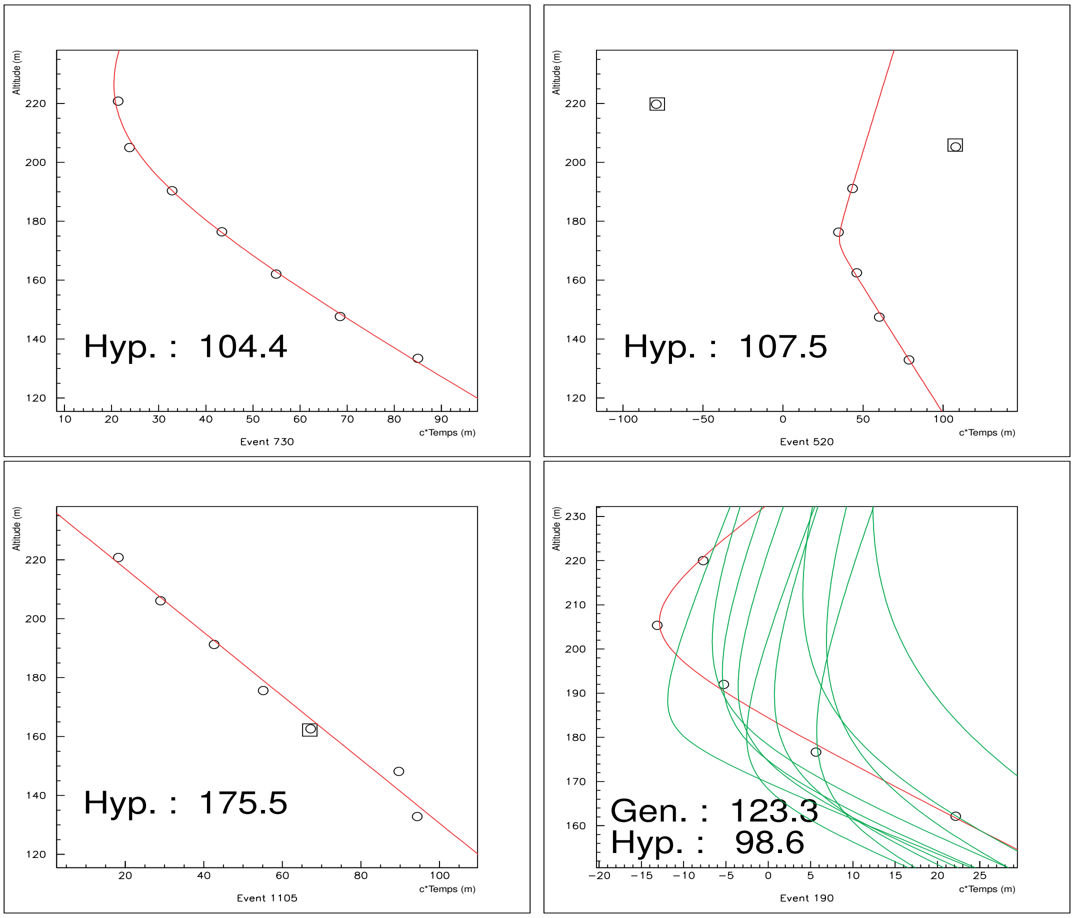

FIG. 7.13: *Les hyperboles ci-dessus représentent quelques topologies différentes.* **En haut à gauche** *c'est le cas parfait : on distingue la courbure de l'hyperbole ce qui signifie que l'altitude du point de moindre approche du muon se situe quelque part entre l'altitude du PM le plus haut et du PM le plus bas.* **En haut à droite** *c'est la même situation à ceci prés que 2 impulsions ont été rejetées par le filtre car elles ne sont pas en temps avec la trace.* **En bas à gauche** *on ne voit pas la courbure de l'hyperbole mais uniquement une des asymptote : le point de moindre approche de la trace n'est pas à la hauteur des photomultiplicateurs .* **En bas à droite** *on peut enfin voir la réponse de l'ajustement à un événement de multi-muons : les courbes les plus claires sont les hyperboles de chacun des muons ; la courbe foncée est l'hyperbole reconstruite.*

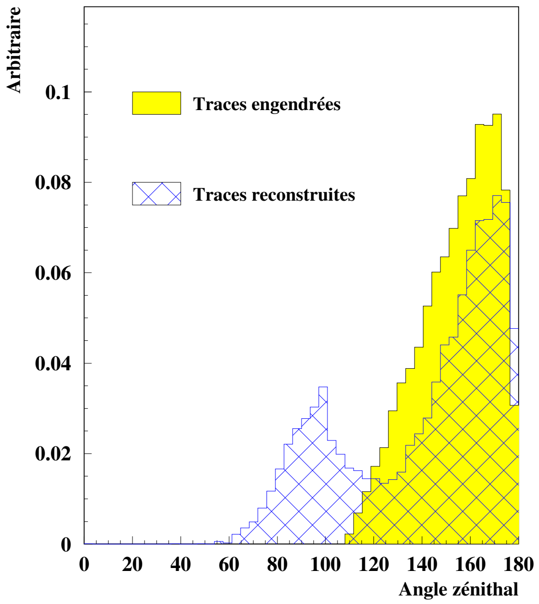

FIG. 7.14: *Distribution des angles zénithaux ajustés et engendrés des événements reconstruits. Les deux pics visibles proviennent de l'ambiguité existant entre deux traces formant un angle* $\sim 2\theta_c$.

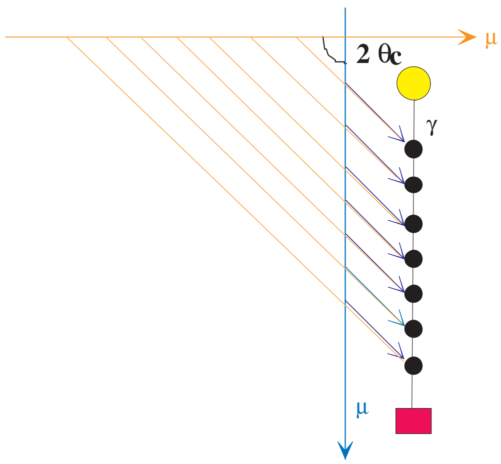

FIG. 7.15: *Le schéma illustre l'ambiguité à la reconstruction pour deux traces dont les directions forment un angle de deux fois l'angle Tcherenkov.*

et de multi-muons.

Normalisation

La figure 7.16 est intéressante à plusieurs titres. On peut y voir la distribution des angles zénithaux reconstruits issus des données et celles des différentes composantes de la simulation : la distribution brute ($71,2\%$ de multi-muons), la distribution issue de la seule composante des mono-muons et celle issue des multi-muons. Les distributions sont toutes normalisées à l'unité pour pouvoir être comparées. Il semble que les distributions issues des données soient davantage compatibles avec une contribution de multi-muons de 100% (nous y revenons au prochain paragraphe).
Pour ce qui concerne la normalisation des données et des simulations ; en utilisant une efficacité globale de reconnaissance des marqueurs (voir définition au paragraphe 6.3), le taux d'événements reconstruits est environ $3,5$ fois supérieur à celui observé dans les données. Un tel désaccord ne semble pas pouvoir être expliqué par la simple efficacité de reconnaissance des signaux, qui reste cependant mal maîtrisée. Le tableau 7.5 compare, dans les données et les simulations (avec deux efficacités de reconnaissance des signaux différentes) la part des événements ayant été reconstruits avec 5, 6 et 7 photomultiplicateurs. Les résultats semblent plutôt indiquer que l'efficacité globale

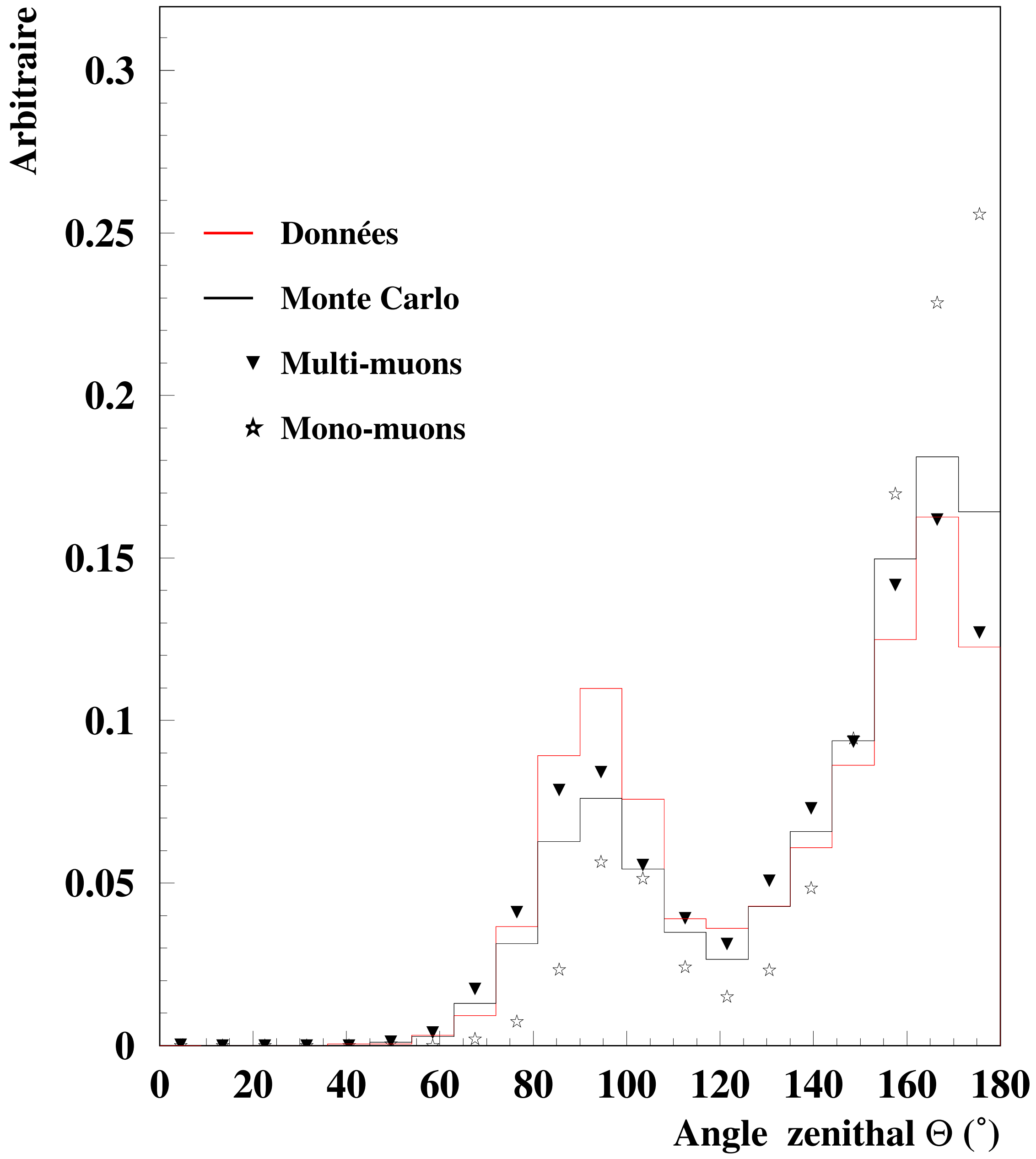

FIG. 7.16: *Comparaisons des distributions (normalisées à l'unité) des angles zénithaux issus des données et des différentes composantes (mono et multi-muons) de la simulation. A première vue les données tendent vers une contribution de multi-muons* $\simeq 100\%$.

utilisée pour les simulations est un peu pessimiste. Le rapport des normalisations induites par les deux traitements distincts des efficacités (voir paragraphe 6.3) est de l'ordre de 4. La forme de la distribution des événements reconstruits n'est pas affectée (figure B.13).

	Reconstruction		
	5 PM	**6 PM**	**7 PM**
Efficacités idéales	$44,4$ %	$40,3$ %	$15,3$ %
Efficacités globales	$73,1$ %	$23,8$ %	$3,1$ %
Données	$63,4$ %	$30,4$ %	$7,2$ %

TAB. 7.5: *Fraction des événements reconstruits avec 5, 6 ou 7 étages. La part des événements impliquant un nombre croissant de photomultiplicateurs est plus haute dans les simulations obtenues avec une efficacité de reconnaissance de marqueurs idéale que dans les données. Elle est plus basse avec une efficacité globale. La vérité se situe probablement entre les deux. Ceci indique en tous cas que la normalisation entre simulation et données réelles n'est pas fiable.*

Une explication possible à la différence des taux d'événements reconstruits dans les données et le Monte Carlo pourrait provenir de notre mauvaise connaissance des propriétés de l'eau sur le site de la ligne 5. Nous avons jusqu'ici considéré qu'elles étaient identiques à celles mesurées sur le site Antarès. Mais le site du prototype est moins profond et se situe plus près du delta du Rhône. Il est possible que les longueurs d'absorption et de diffusion soient inférieures à celles établies sur le site Antarès, ce qui diminuerait le taux d'événements ayant passé le système de déclenchement ainsi que le taux d'événements reconstruits, et augmenterait dans le même temps la proportion des multi-muons. C'est ce que confirment les résultats d'une petite étude faite à partir d'un sous-ensemble réduit d'événements ($\sim$ 1 heure simulée). On compare ici la contribution des multi-muons, d'une part, et le taux d'énénements reconstruits d'autre part, en fonction la valeur de la longueur d'aborption (les simulations sont faites avec le programme GEASIM qui néglige les phénomènes de diffusion). Les résultats sont rassemblés dans le tableau 7.6.

Propriétés optiques	**Reconstruction**	
(466 nm)	**Fraction de multi-muons**	**Normalisation**
Site Antarès (KM3)	71%	4/3
$\lambda_{\text{abs}} = 55$ m ; $\lambda_{\text{diff}} = \infty$ (GEASIM)	63%	1
$\lambda_{\text{abs}} = 40$ m ; $\lambda_{\text{diff}} = \infty$ (GEASIM)	68%	2/3
$\lambda_{\text{abs}} = 30$ m ; $\lambda_{\text{diff}} = \infty$ (GEASIM)	70%	1/3

TAB. 7.6: *Comparaison des caractériques des événements reconstruits en fonction des propriétés optiques de l'eau simulées. Les résultats sont obtenus à partir du même sous ensemble de données. La statistique est limitée à l'équivalent de $\sim$ 1 heure d'acquisition.*

Ils confirment l'hypothèse selon laquelle l'accord entre les simulations et les données serait meilleur si la transparence de l'eau sur le site de la ligne 5 était inférieure à celle supposée. Non seulement, ceci reduirait l'écart entre les taux d'événements reconstruits, mais cela améliorerait également l'accord sur la distribution des angles zénitaux reconstruits puisque la contribution des multi-muons parmi les événements reconstruits s'en verrait augmentée.
Ces effets semblent s'inscrire dans le bon sens, mais ne peuvent être vraiment confirmés qu'à condition de refaire une étude complète en faisant varier à la fois la longueur d'absorption et la longueur de diffusion. Une telle étude est trop longue et peu réaliste compte tenu de la multiplicité des paramètres qui entrent en jeu. Les résultats définitifs sont donc montrés figure 7.17 en gardant pour hypothèse que les mesures établies sur le site Antarès sont valables pour le site du prototype. Cette figure représente une comparaison plus complète entre données et simulations. Les erreurs tiennent compte de la statistique des données et de celle des simulations. La dispersion sur les poids de la simulation est également incluse.

Il est intéressant de remarquer que bien que la ligne ne comporte que 7 photomultiplicateurs actifs, aucun événement avec $\theta < 45^{\circ}$ n'a été reconstruit. Ceci laisse présager que le détecteur complet ne sera pas contaminé par des fausses traces montantes simulées par des gerbes descendantes mal reconstruites. Ceci d'autant plus que ce détecteur sera placé plus en profondeur (ce qui diminue la multiplicité moyenne des traces) et que le nombre de photomultiplicateurs sera plus important.

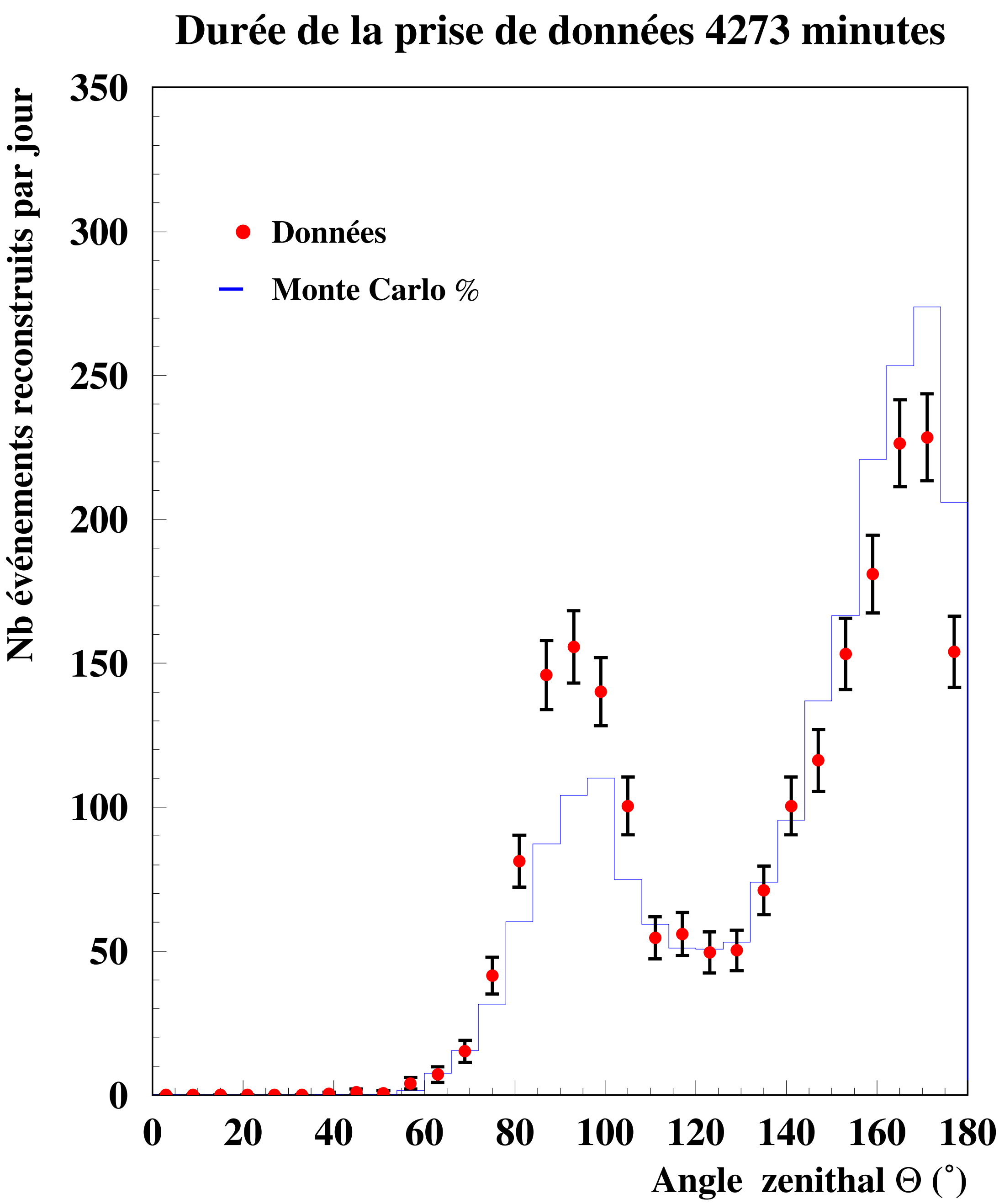

FIG. 7.17: *Comparaison entre les distributions (normalisées au taux d'événements reconstruits par jour) des angles zénithaux reconstruits à partir des données et à partir d'une simulation où les propriétés optiques de l'eau du site d'immersion sont supposées identiques à celles du site Antarès.*

Conclusion

L'«astronomie neutrino» permet d'ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation sur l'Univers. La détection de neutrinos de haute énergie devrait favoriser la compréhension des mécanismes d'accélération des particules cosmiques et contribuer à en expliquer l'origine.

Les neutrinos sont observés au travers de leur interaction dans la matière. La faiblesse des flux d'une part, et celle des processus d'interaction, d'autre part, imposent le développement d'instruments de détection de très grandes dimensions ($\sim$ km). Ces détecteurs d'un nouveau type doivent être placés en profondeur dans l'eau ou la glace, afin de réduire l'infuence du bruit de fond des particules chargées émises dans les gerbes atmosphériques.

Le télescope Antares, avec 10 lignes au moins, est une première étape vers ce type de détecteur. Ses performances sont caractérisées à partir de simulations qui tiennent compte :

- de la section efficace d'interaction des neutrinos avec la matière, établie au moyen des dernières mesures obenues auprès des accélérateurs, et d'un profil de densité terrestre réaliste ;
- de l'influence de l'absorption et de la diffusion des photons Tcherenkov, mesurée sur le site d'immersion ;
- de la réponse des photomultiplicateurs à différentes longueurs d'onde, et de leur résolution en temps.

Les derniers développements des algorithmes de reconstruction permettent d'aboutir, pour un détecteur à 14 lignes, à une surface effective de détection ~ 10000 m^2 pour un muon ascendant de 1 TeV, de ~ 55000 m^2 à 100 TeV, et proche de $0,1$km^2 au dessus de 1 PeV. Ces caractéristques, associées à une résolution angulaire $\sim 0,2^\circ$, devraient permettre au futur télescope Antarès de détecter un excès d'événements, à haute énergie ($E \gtrsim 1$ TeV), dû aux émissions de neutrinos cosmiques, et de mettre en évidence certaines sources ponctuelles d'émission continue.

D'autres sources ponctuelles, comme les sursauts gamma, pourraient également être détectées par le télescope Antarès. Le flux de neutrinos issus de ces sources est très faible, mais la connaissance de la durée du sursaut et de sa localisation spatiale permet de réduire efficacement le bruit de fond, tout en en relâchant les critères de sélections pour augmenter l'acceptance du détecteur. Dans de telles conditions, le télescope pourrait détecter $\sim 0,5$ neutrino de haute énergie par an, en corrélation avec les observations des détecteurs embarqués sur satellite, pour un bruit de fond de l'ordre de 1 événement tous les 170 ans.

La collaboration Antarès a déployé un prototype, fin 1999, et a prouvé, à cette occasion, la possibilité de contrôler, depuis la côte, un détecteur immergé en profondeur.
Le prototype était équipé de tout un système acoustique destiné à reconstruire avec précision le positionnement du détecteur : la localisation des éléments de la ligne a pu être établie à quelques centimètres prés, démontrant ainsi que le détecteur pourra atteindre la résolution angulaire souhaitée.
Les données recueillies avec les photomultiplicateurs disposés le long de la ligne, transmises à travers les 37 km de câble électro-optique, ont permis la reconstruction de trajectoires de muons atmosphériques. Les événements reconstruits, en dépit de la forte influence des multi-muons (déclenchement à 7 photomulitplicateurs espacés de 15 m à $\sim$ 1000 m de fond) ont pu être interprétés de façon satisfaisante par une simulation Monte Carlo complète, validant ainsi les principes et la méthode de détection qui seront utilisés pour le prochain détecteur.

Le succès du déploiement de cette ligne protopype signe la fin de la phase de Recherche et Développment du projet Antarès. La construction des lignes du futur télescope a d'ores et déjà débutée. Un premier segment de ligne devrait être déployé courant 2002, suivies de 10 lignes complètes, représentant un total de 900 photomultiplicateurs, avant la fin 2004. Ce détecteur devrait permettre, en attendant la nécessaire construction d'un télescope à l'échelle du km, de débuter les études de physique, qui nous en apprendrons davantage sur notre Univers.

Annexe A

Muons atmosphériques et muons induits : le programme GEM

Par définition le bruit de fond est une composante qu'il convient de réduire le plus possible. En conséquence, les études de bruit de fond aboutissent généralement à des études sur une faible statistique résiduelle qu'on extrapole sur de plus longues périodes d'observation. Ce type d'exercice peut s'avérer dangereux lorsque les poids qu'il faut appliquer pour corriger les biais associés à la méthode de génération utilisée varient sur un large domaine de définition. Que ce soient les muons atmosphériques ou les muons induits par des neutrinos atmosphériques, les poids appliqués dépendent d'un grand nombre de paramètres (sections efficaces, pertes d'énergie par unité de longueur, flux, etc) et varient sur plusieurs ordres de grandeur. En somme, l'espace des phases est trop vaste, et les dispersions qui en résultent sur les distributions étudiées limitent la portée des conclusions que l'on souhaiterait pouvoir tirer.
La solution consiste à engendrer directement les muons suivant leur distribution réelle. C'est précisément le but du programme GEM [99] qui simule à la fois la composante du bruit de fond des muons issus des gerbes atmosphériques, et la composante de muons induits par les neutrinos atmosphériques.

A.1 Méthode de génération

La méthode utilisée est une extension multi-dimensionnelle de l'«Inverse transform method» exposée dans [61].

Supposons qu'on veuille engendrer des événements caractérisables par n variables $\mathbf{x} = (x_1, \ldots, x_n)$ en suivant la distribution :

$$\frac{\mathrm{d}^n N}{\mathrm{d}x_1 \mathrm{d}x_2 \cdots \mathrm{d}x_n} = f(\mathbf{x}).$$

soient $F_i(x_i)$ les fonctions définies par :

$$
\begin{array}{l}
F_1(x_1) = \int_{x_{1l}}^{x_1} \mathrm{d}u_1 \int_{x_{2l}}^{x_{2u}} \mathrm{d}u_2 \cdots \int_{x_{nl}}^{x_{nu}} \mathrm{d}u_n f(u_1, u_2, \ldots, u_n) \\
F_2(x_1, x_2) = \int_{x_{2l}}^{x_2} \mathrm{d}u_2 \int_{x_{3l}}^{x_{3u}} \mathrm{d}u_3 \cdots \int_{x_{nl}}^{x_{nu}} \mathrm{d}u_n f(x_1, u_2, \ldots, u_n) \\
\vdots \\
F_n(x_1, x_2, \cdots, x_n) = \int_{x_{nl}}^{x_n} f(x_1, x_2, \ldots, u)\mathrm{d}u,
\end{array}
$$

où x_{kl} et x_{ku} désignent respectivement les limites inférieure et supérieure de variation de la k^{e} variable.
La première étape consiste à tirer aléatoirement les variables $\mathbf{y} = (y_1, \ldots, y_n)$ dans les intervalles :

$$
\begin{array}{l}
0 \leq y_1 \leq F_1(x_{1u}) \\
0 \leq y_2 \leq F_2(x_1, x_{2u}) \\
\vdots \\
0 \leq y_n \leq F_n(x_1, x_2, \ldots, x_{nu}).
\end{array}
$$

où les valeurs correspondantes de $\mathbf{x} = (x_1, \ldots, x_n)$ sont obtenues en résolvant le système de n équations à n inconnues :

$$F_k(x_1, x_2, \ldots, x_k) = y_k \ , \ k \in [1, n]$$

Le changement de variable $\mathbf{x} \to \mathbf{y}$, implique donc la relation :

$$
\mathrm{d}y_1\mathrm{d}y_2 \cdots \mathrm{d}y_n = \begin{vmatrix}
F_2(x_1, x_{2u}) & 0 & \cdots & 0 \\
\frac{\partial F_2}{\partial x_1}(x_1, x_2) & F_3(x_1, x_2, x_{3u}) & \cdots & 0 \\
\vdots & \vdots & & \vdots \\
\frac{\partial F_n}{\partial x_1} & \frac{\partial F_n}{\partial x_2} & \cdots & f(\mathbf{x})
\end{vmatrix} \mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2 \cdots \mathrm{d}x_n.
$$

$\Longleftrightarrow$

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}^n N}{\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2 \cdots \mathrm{d}x_n} &= F_2(x_1, x_{2u})F_3(x_1, x_2, x_{3u}) \cdots f(\mathbf{x}) \frac{\mathrm{d}^n N}{\mathrm{d}y_1\mathrm{d}y_2 \cdots \mathrm{d}y_n} \\
&= F_2(x_1, x_{2u})F_3(x_1, x_2, x_{3u}) \cdots f(\mathbf{x}) \frac{N}{F_1(x_{1u})F_2(x_1, x_{2u}) \cdots F_n(x_1, x_2, \ldots, x_{nu})}
\end{aligned}
$$

Par simplification, et en remarquant que :

$$F_1(x_{1u}) = \int_{x_{1l}}^{x_{1u}} \mathrm{d}u_1 \int_{x_{2l}}^{x_{2u}} \mathrm{d}u_2 \cdots \int_{x_{nl}}^{x_{nu}} \mathrm{d}u_n f(u_1, u_2, \ldots, u_n) = N$$

il vient bien :

$$\frac{\mathrm{d}^n N}{\mathrm{d}x_1 \mathrm{d}x_2 \cdots \mathrm{d}x_n} = f(\mathbf{x})$$

A.2 Muons atmosphériques

Le flux de muons atmosphériques est paramétrisable en fonction de la profondeur, de l'angle zénithal d'incidence et de l'énergie du muon. La collaboration Antarès utilise la paramétrisation de A. Okada [162], originellement produite pour le détecteur Dumand. La paramétrisation est valable à plus de 1000 m de fond. Des exemples de distributions obtenues à partir de cette paramétrisation sont exposés au paragraphe 2.4. Il est intéressant de noter que la paramétrisation rend compte de l'ensemble des muons engendrés dans les gerbes atmosphériques, y compris donc des multi-muons (voir paragraphe 7.2). A ce titre une comparaison des flux obtenus (pour les besoins du prototype[1]) en simulant entièrement les gerbes atmosphériques d'une part, et via la paramétrisation d'Okada d'autre part, est présentée sur la figure A.1.

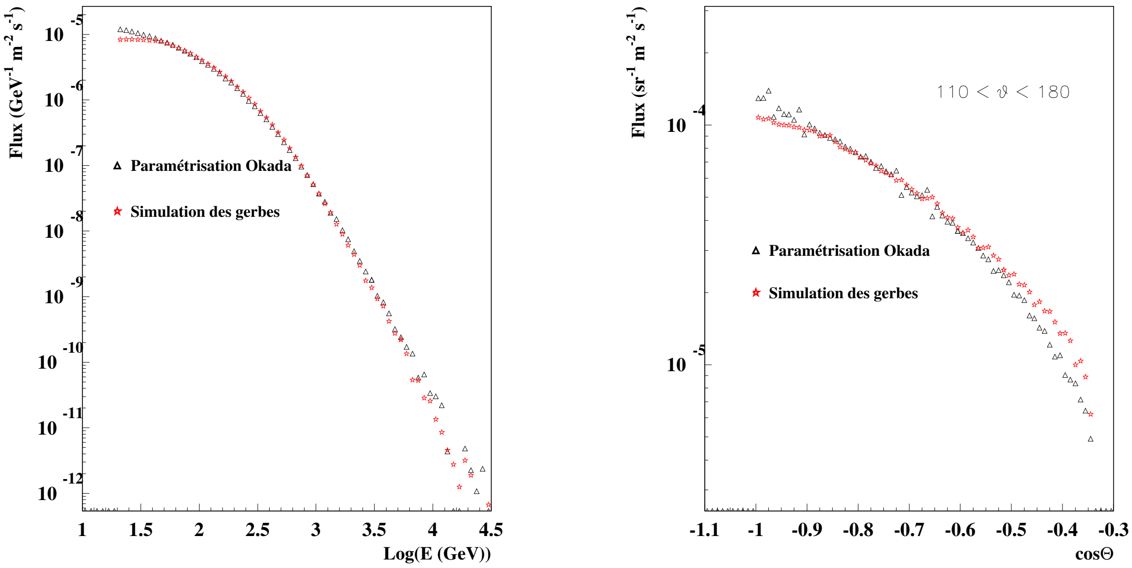

Fig. A.1: *Comparaison entre les flux de muons atmosphériques, à la profondeur du prototype d'Antarès, issus d'une simulation complète des gerbes atmosphériques (engendrant des «paquets de muons»), et la paramétrisation d'Okada. La profondeur est à la limite de validité de la paramétrisation, néanmoins l'accord est acceptable.*

Cependant le programme GEM n'est destiné qu'à la production de mono-traces. Il ne saurait donc être utilisé pour une simulation complète du bruit de fond, mais

[1] A 1200 m de profondeur, donc à la limite de validité de la paramétrisation d'Okada...

pour des estimations du bruit de fond attendu, associé à des études de physique données. Une simulation complète de l'influence des gerbes atmosphériques à 2400 m de fond est une entreprise très coûteuse en temps de calcul. Il est nécessaire d'avoir une statistique importante, pour les raisons évoquées en introduction de cette annexe, ce qui demande plus de six mois de calcul ! Une étude est en cours. Néanmoins un compromis est nécessaire : le programme GEM est un pas franchi dans ce sens.
Dans le cas des muons atmosphériques, trois variables sont utiles : l'énergie du muon au niveau du détecteur, l'altitude du détecteur, et l'angle zénithal d'incidence du muon à l'entrée du détecteur. Dans ce cas, le poids à appliquer n'est pas constant mais apporte une correction au flux de particules suivant le gradient de profondeur le long du détecteur (les variations du flux en fonction de la profondeur sont illustrées au paragraphe 2.4).

A.3 Muons issus de neutrinos atmosphériques

Le flux de neutrinos atmosphériques utilisé ici est une interpolation entre la paramétrisation du groupe de Bartol [163] (de 10 GeV à 10 TeV) et de la paramétrisation de Volkova [163] (au delà 1 TeV). Le flux est indépendant de la profondeur.
Le flux de muons induits est obtenu en simulant l'interaction du neutrino autour du détecteur, par une méthode analogue à celle exposée au chapitre 2 (programme GEMINI [75]). La fonction f définie par la relation A.1, a donc fait l'objet d'un ajustement par un polynôme de degré élevé.
Les deux variables importantes ici sont l'énergie du muon et son angle zénithal d'incidence. Le poids de chaque événement est constant, mais diffère pour les muons chargés positivement et les muons chargés négativement.

A.4 Performances du générateur

Les figures A.2 révèlent une comparaison satisfaisante entre le sortie du générateur et les distributions initiales ayant servi de référence. Le domaine accessible en énergie est défini par :

$$10 \text{ GeV} < E_\mu < 100 \text{ TeV}$$

Il n'y a aucune restriction quant à la direction initiale des particules simulées.

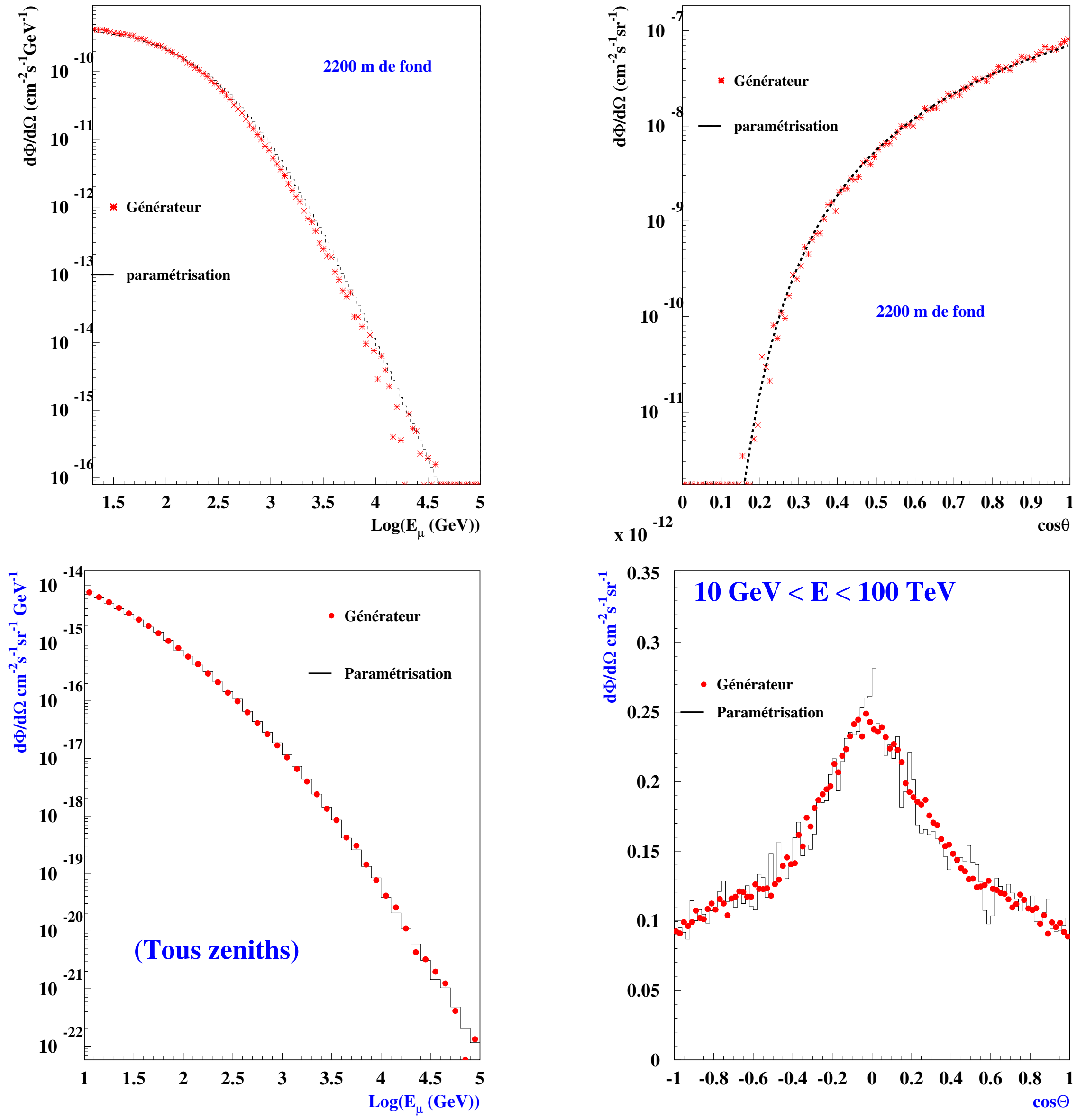

FIG. A.2: *Comparaison entre les résultats du générateur sur tout le domaine utile en énergie et en direction, et les paramétrisations initiales sur la base desquelles il a été développé. Les deux figures du haut ont trait aux muons atmosphériques,à* 2200 *m de fond, celles du bas correspondent aux muons issus de neutrinos atmosphériques.*

Annexe B

Reconstruction des muons atmosphériques : distributions de résidus

Les résidus sont définis au chapitre 7 par la relation :

$$\Delta T = T_{\rm i} - T_{\rm th} \tag{B.1}$$

où $T_{\rm i}$ est le temps de l'impulsion et $T_{\rm th}$ le temps théorique de l'impulsion issue de la trace reconstruite.
Ils constituent un indicateur précieux du bon alignement temporel des photomultiplicateurs. Ils sont représentés sans coupure de qualité et en demandant une reconstruction à au moins 5 étages.
L' objectif de cette annexe est de décrire dans une perspective plus ou moins chronologique, les différentes étapes de l'analyse des données de muons depuis les premières données de calibration jusqu'au ré-alignement final. L'étude des résidus de l'ajustement permet de vérifier le bon fonctionnement global de la chaîne d'analyse mais également d'en repérer les faiblesses et éventuels biais. Pour plus de facilité, le schéma ci-contre représente la disposition des modules optiques le long du prototype. Les résidus qui sont présentés dans l'annexe pourront être identifiés avec ce schéma.

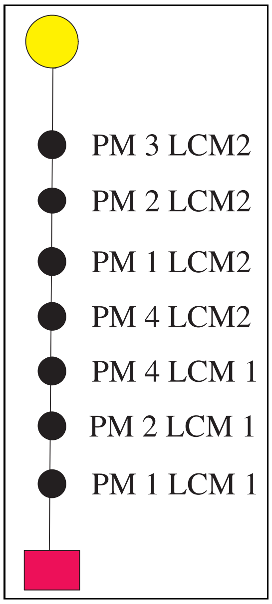

FIG. B.1: *Schéma de la disposition des photomultiplicateurs le long de la ligne.*

Les simulations Monte Carlo serviront largement de référence, mais débutons par la première distribution de résidus obtenue en appliquant les retards évalués à l'été 1999. Ils sont montrés figure B.2, et semblent indiquer que le PM 4 appartenant au LCM 2 et le PM 4 appartenant au LCM 1 sont mal alignés : la valeur moyenne de leurs résidus est respectivement $\sim +12$ ns et ~ -6 ns. Il est possible de recentrer ces 2 valeurs autour de zéro en corrigeant d'une vingtaine de nanosecondes le retard du PM 4 du LCM 2 (alignement $n°1$). Deux remarques importantes sont à signaler :

- compte tenu du nombre peu important de photomultiplicateurs sur la ligne, les corrections sont dégénérées. Plusieurs alignements différents permettent de recentrer les résidus.
- l'effet de bras de levier, induit sur un photomultiplicateur par les autres phototubes est tel que la valeur moyenne de son résidu, lorsqu'il est décentré, est inférieure, souvent d'un facteur 2, à la correction qu'on doit apporter pour le recentrer. Ce hénomène est dû au nombre restreint de PM sur la ligne.

Il est donc délicat de recentrer les distributions en corrigeant les temps de certains PM.

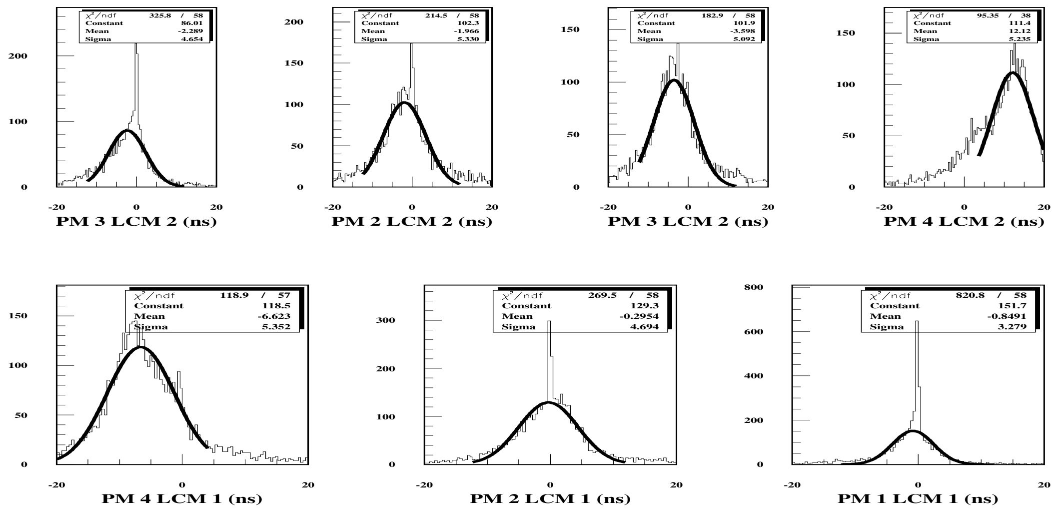

FIG. B.2: *Première distribution de résidus obtenue à partir des données brutes et des corrections induites par le premier étalonnage temporel établi à l'été 1999. A première vue, deux PMs semblent mal alignés.*

Le fait que les residus ne soient pas centrés en zéro indiquent soit un dysfonctionnement dans la chaîne d'analyse soit une mauvaise mesure des retards, ou bien encore est-ce la conséquence d'effets qui ne sont pas pris en compte dans les simulations.

Afin de mieux comprendre le comportement des résidus, nous avons procédé à diverses simulations.
Une première simulation a été faite en engendrant des monomuons suivant la paramétrisation donnée par Okada (programme GEM, voir annexe A). Les résidus obtenus à cette occasion sont donnés figure B.3. Ils sont parfaitement centrés en zéro à ± 1 ns.

Mais cette simulation est trop approximative. Elle ne reproduit pas la dispersion du temps d'arrivée des photons dûe à leur diffusion dans l'eau. Lorsque ce phénomène est pris en compte et qu'il est reproduit selon les mesures établies sur le site

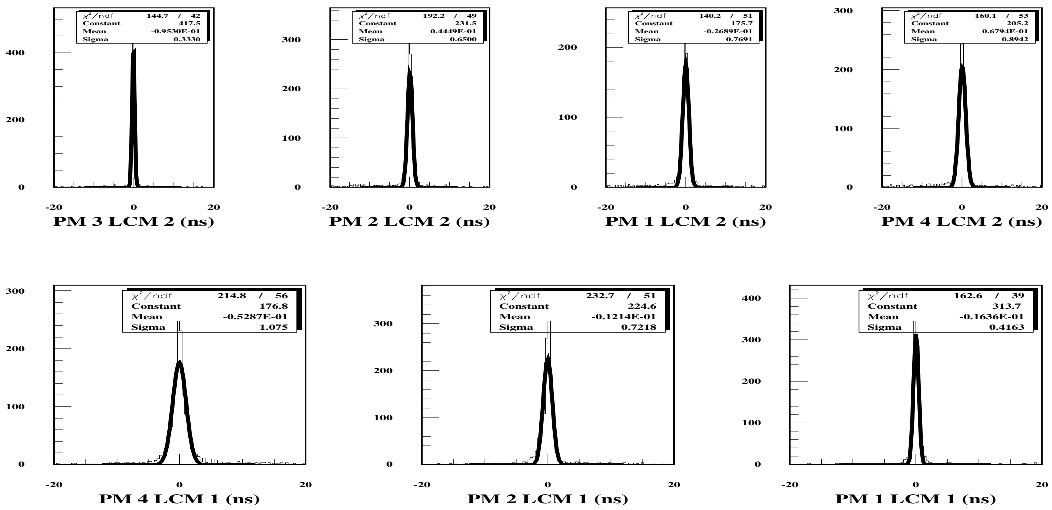

FIG. B.3: *Distribution de résidus établie par une simulation simpliste : seuls des monomus sont engendrés, et les photons Tcherenkov ne diffusent pas. Dans ces conditions il est intéressant de noter l'étroitesse des gaussiennes dont la largeur est même inférieure à la dispersion en temps qui devrait être induite par l'intégration des photomultiplicateurs ...*

Antarès, les résidus restent centrés en zéro, mais la largeur des gaussiennes augmente sensiblement et peut atteindre 3 ns (figure B.4).

Pour reproduire plus fidèlement les données, il est nécessaire de simuler entièrement les gerbes atmosphériques et de propager les paquets de muons qui en résultent. Il est en effet montré au chapitre 7 qu'au niveau de la reconstruction, ces gerbes participent à hauteur de 75% environ. Les résidus de la figure B.5 sont obtenus à partir de cette simulation. La diffusion des photons est également prise en compte. Deux effets majeures sont visibles. D'une part, les valeurs centrales restent globalement proches de zéro mais peuvent toutefois être décalées d'environ 2 ns. Aussi lorsqu'un ré-alignement doit être effectué sur les données réelles, on considère qu'il n'est pas nécessaire d'y procéder à mieux que 2 ns. D'autre part, les largeurs des gaussiennes augmentent encore. Elles sont de l'ordre de 5 ns.

Aucune des différentes études Monte Carlo ne semble présenter de biais systématique qui pourrait expliquer les distributions obtenues à partir des données réelles. Ni la diffusion des photons, ni la contribution, aussi massive soit-elle, des gerbes ne rend compte d'un décentrage excédant 2 ns.
C'est pourquoi il nous a semblé nécessaire de remesurer, après la récupération du prototype, les retards entre marqueurs, lors d'illumination simultanée. Les résultats obtenus (à l'été 2000), comme il est exposé au chapitre 7, ont effectivement révélé des différences. Malheureusement, les nouveaux retards mesurés ne permettent pas non

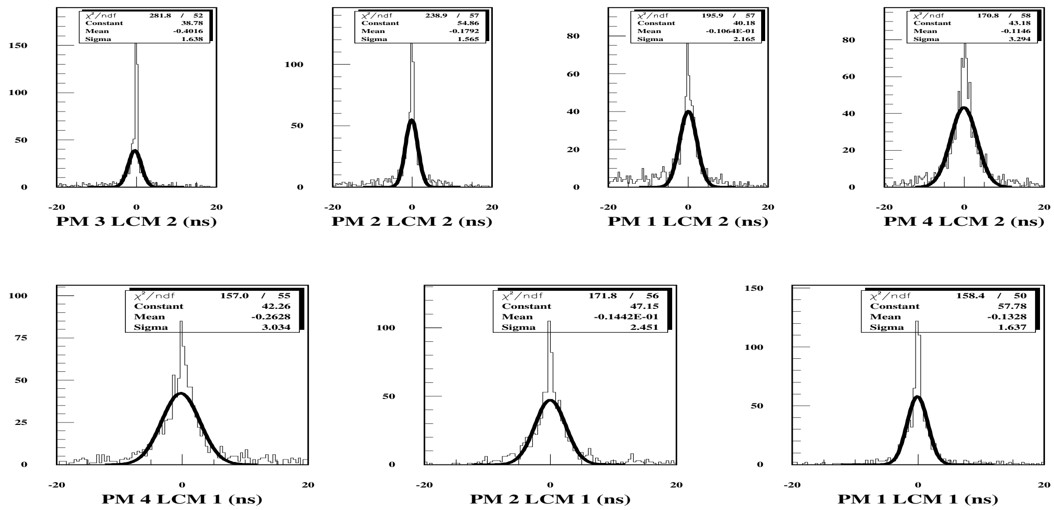

FIG. B.4: *Même distribution que la précédente mais cette fois-ci la diffusion est prise en compte : les valeurs centrales sont nulles mais les distributions sont élargies*

plus de reproduire les distributions de la figure B.5. Il semble à présent que ce soient les PM 1 et 4 du *LCM* 2 qui sont mal alignés (figure B.6).

La validité de cette seconde mesure a pourtant été confirmée. En effet les données des PM ont été incorporées dans le programme de reconstruction et les traces reconstruites ont présenté une déviation zénithale de $\theta_c \sim 42^\circ$ de la verticale. Les résidus associés à cet ajustement sont rassemblés figure B.7.

Pour s'assurer que les délais appliqués aux PM 1 et 4 sont effectivement incompatibles avec ceux qu'il aurait fallu appliquer lors de la prise de données (ce qui implique probablement une dérive de l'électronique de déclenchement des marqueurs), et qu'il n'y a pas de problème supplémentaire, on peut par exemple regarder les résidus lorsque la reconstruction est faite sans le PM 1 (figure B.8)[1] : globalement, les résidus s'améliorent. Le même exercice a été fait en écartant le PM 4 et permet d'aboutir à la même conclusion.

Toutes les distributions de résidus, qu'elles proviennent des simulations ou des données réelles, semblent montrer un biais commun : les résidus associés aux photomultiplicateurs les plus extrêmes (en haut et en bas de la ligne) révèlent un pic plus prononcé que les autres. Ce pic est très étroit, ce qui est difficile à expliquer par un effet physique. En jouant, comme précédemment, sur le nombre de photomultiplicateurs ayant participé à la reconstruction, on peut mettre en évidence le fait que ces

[1]Ceci est possible puisque l'efficacité de reconnaissance des marqueurs est telle qu'indépendamment du déclenchement à 7 étages, certains événements ont moins que 7 signaux effectifs. Or pour reconstruire une trace il suffit de 5 étages. Bien sûr la statistique des distributions de résidus diminue.

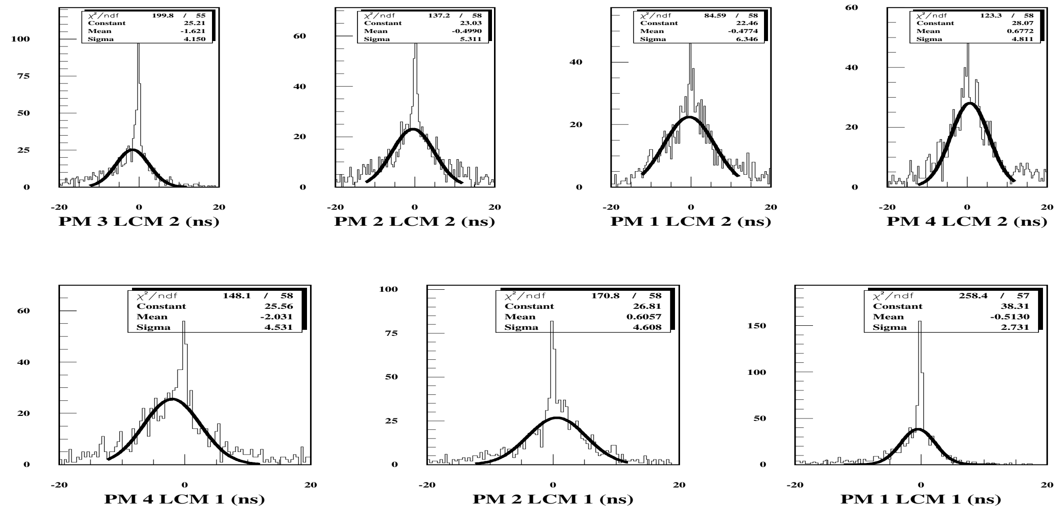

FIG. B.5: *Résidus observés avec une simulation complète des gerbes atmosphériques et incluant la diffusion des photons. C'est ce type de résidus qu'il serait souhaitable d'obtenir avec le données.*

pics sont toujours liés au PM le plus haut et au PM le plus bas ayant participé à l'ajustement. La figure B.9 montre que le pic apparaît sur le PM 2 lorsque le PM 1 n'est pas présent et la figure B.10 montre le même phénomène lorsque les deux premiers étages ne participent pas à la reconstruction de la trace. Ce biais de la reconstruction est probablement imputable au petit nombre de degrés de liberté laissé à l'ajustement. Ce type de biais n'est en effet pas observé avec les simulations du détecteur à 10 lignes et 90 photomultiplicateurs par ligne.

Toutes les tentatives pour comprendre ce qui pourraît être à l'origine des mauvais résidus observés dans les données ont échoué. Pour continuer l'analyse et la reconstruction des traces, il a donc fallu se résigner à corriger la valeur des délais à appliquer. Cette correction a été ajoutée aux résultats de la mesure établie après récupération de la ligne qui est de loin la mieux comprise. La figure B.11 représente les résidus obtenus après avoir corriger le PM 1 de +10 ns et le PM 4 de -5 ns (alignement n°2).
Ces distributions sont comparables à ce que l'on attend par simulation (voir figure B.5).

La dégénérescence des solutions pour aligner les résidus de l'ajustement impose une certaine prudence. La façon dont on procède au ré-alignement n'est pas sans conséquence sur la distribution zénithale reconstruite. La figure B.12 compare les 2 distributions obtenues après l'alignement $n°1$ et l'alignement $n°2$. Néanmoins le deuxième alignement, qu'on a pu tester plus amplement que le premier, a le mérite de conduire à un bon accord avec les simulations, et ce, quelles que soient les effica-

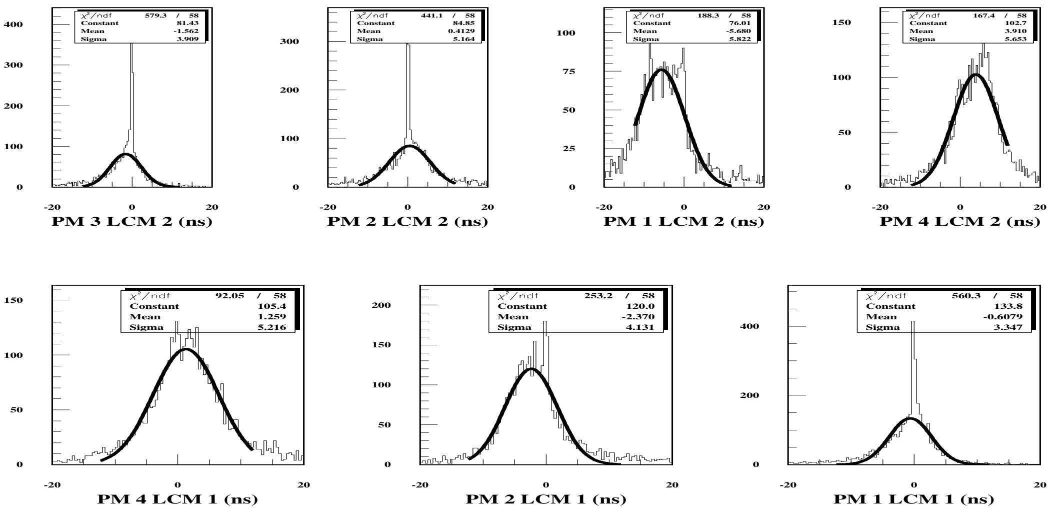

FIG. B.6: *Résidus consécutifs à la seconde mesure des retards, été 2000. Les valeurs moyennes ne sont toujours pas compatibles avec celle du Monte Carlo.*

cités utilisées car elles n'affectent pas l'allure de la distribution zénithal reconstruite (figure B.13).

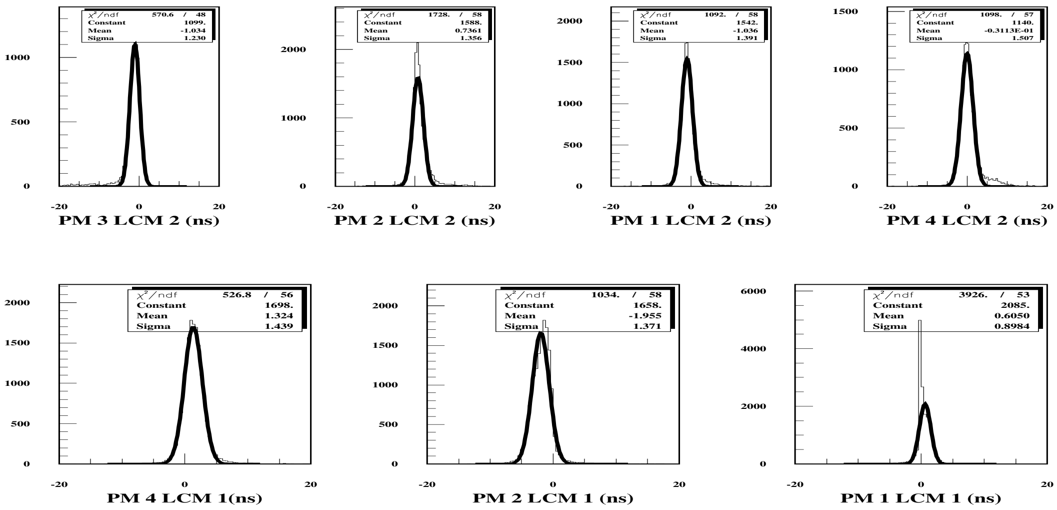

FIG. B.7: *Residus obtenus en utilisant les données de l'étalonnage en temps à l'entrée de la reconstruction. Les traces reconstruites, à* 42° *de la verticale offrent des distributions parfaitement compréhensibles : les gaussiennes sont bien dessinées ; leurs valeurs moyennes sont proches de zéro et leurs largeurs, de l'ordre* 1, 5 *ns sont comparables aux effets de transit des photomultiplicateurs. Un total de* 19169 *événements ont été analysés.*

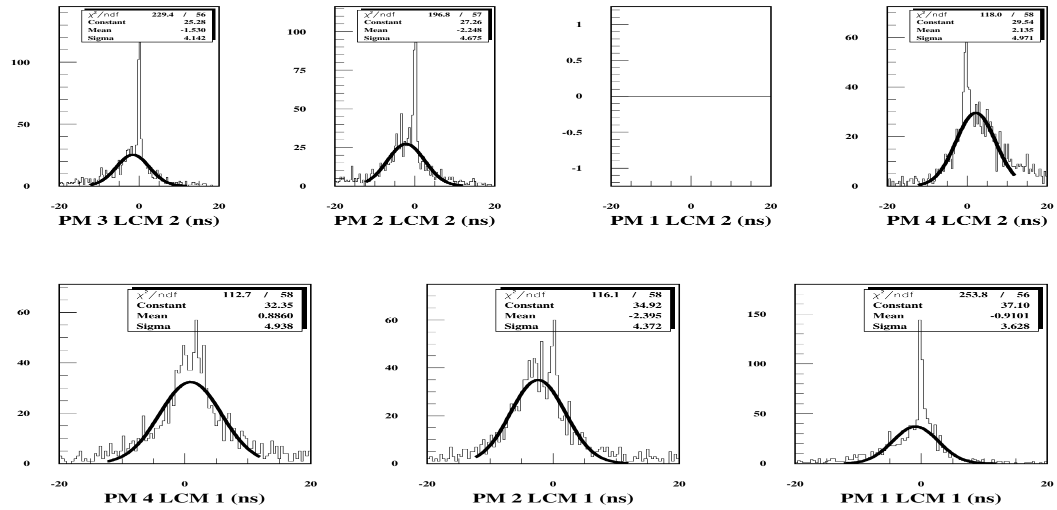

FIG. B.8: *En demandant à ce que le PM* 3 *soit absent de la reconstruction, on ramène légèrement la valeur moyenne des résidus vers zéro. Ceci tend à prouver que le PM* 3 *est mal étalonné.*

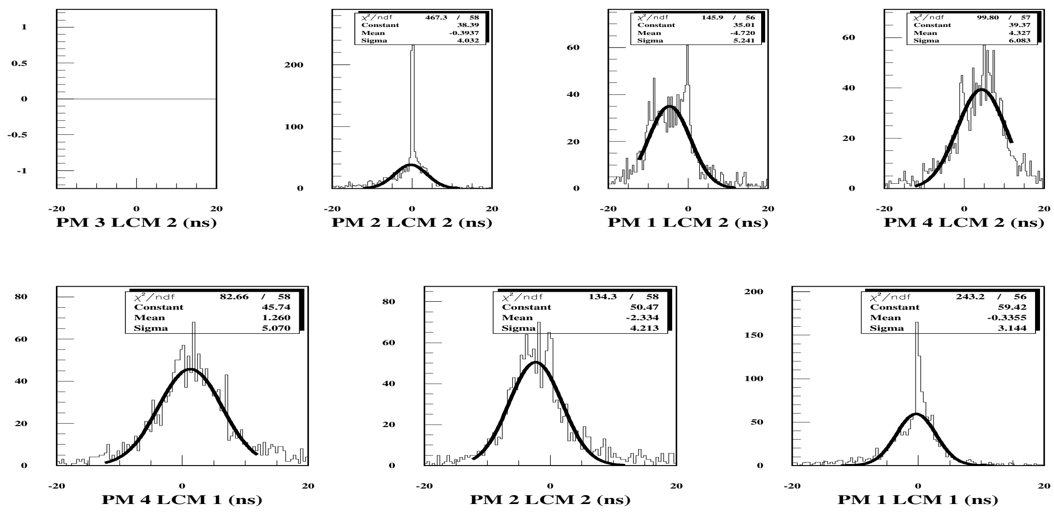

FIG. B.9: *En demandant à ce que le premier PM de la ligne soit absent de la reconstruction, on voit nettement le pic étroit apparaître sur le second PM qui contraint alors fortement l'ajustement.*

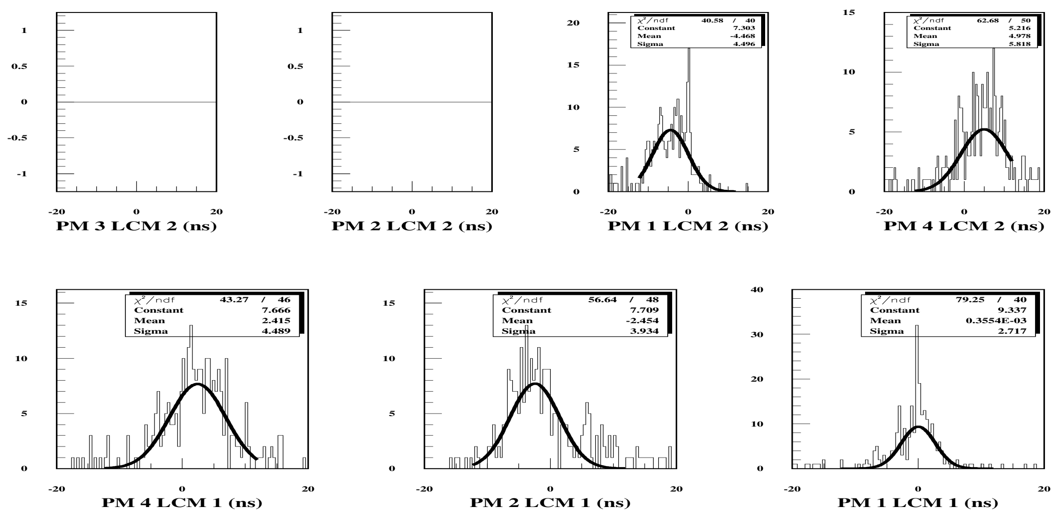

FIG. B.10: *Même distribution que précédemment. Cette fois-ci les deux premiers photomultiplicateurs sont absents du calcul. Le pic étroit, centré en zéro, appairaît sur le PM 3 qui semble toutefois persister à exhiber un résidu globalement mal centré.*

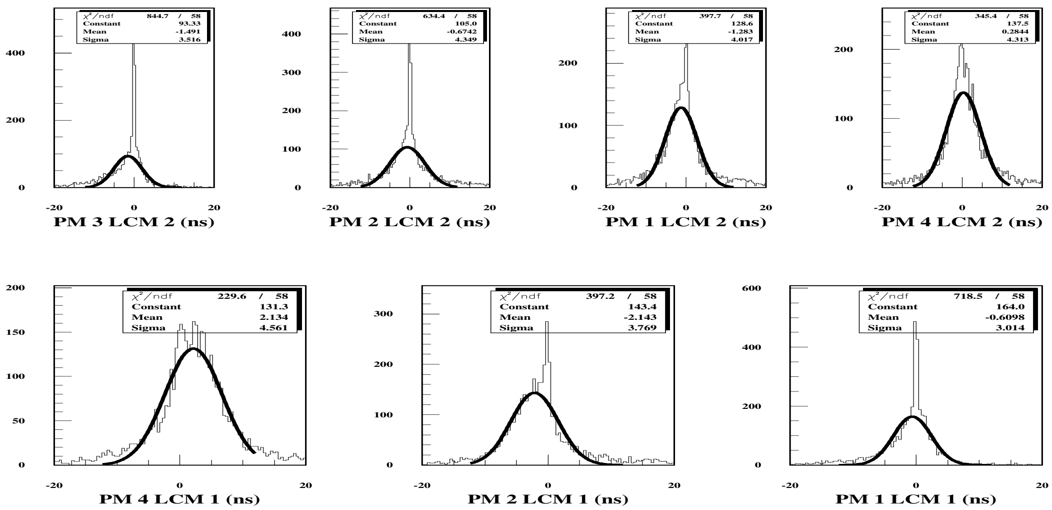

FIG. B.11: *Résidus obtenus après réalignement des données. Les distributions sont comparables à celles des simulations des gerbes avec diffusion, mais il est probable que ce réalignement, compte tenu du fait que ce n'est pas le seul possible, induit des erreurs systématiques difficiles à évaluer. Comparer les résultats attendus avec les résultats obtenus ne peut se faire sans bien comprendre ces étapes qui viennent d'être décrites et qui mettent fortement en cause l'électronique du prototype dont on sait d'ores et déjà qu'elle sera différente pour le futur détecteur.*

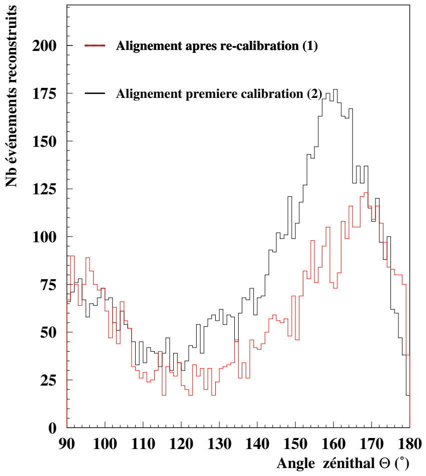

Fig. B.12: *Distribution brute des angles zénithaux des événements reconstruits pour l'alignement n°1 et l'alignement n°2. Ici l'angle zénithal est restreint à l'intervalle* [90, 180]. *Les deux alignements permettent de recentrer les résidus mais les résultats à la reconstruction sont très différents. L'alignement n°2, plus fiable, fournit le meilleur accord avec les simulations.*

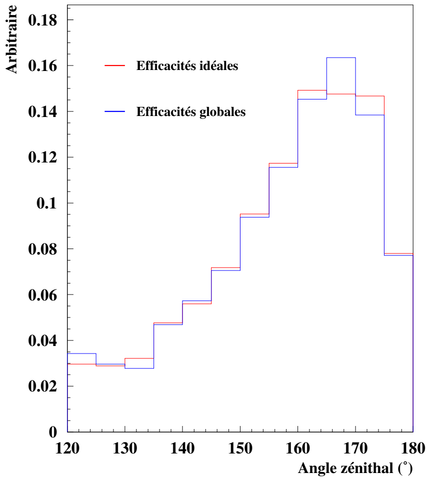

Fig. B.13: *Distributions des angles zénithaux reconstruits avec deux efficacités de reconnaissance des signaux différentes.*

Bibliographie

[1] M. Cribier, M. Spiro et D. Vignaud, *La lumière des neutrinos*, Editions du Seuil, 1995

[2] C.L. Cowen *et al.*, Science **124**, 103, 1956

[3] R. Arnold *et al.*, Nucl. Phys. **A636** , 209, 1998

[4] G. Danby *et al.*, Phys. Rev. Lett. **9**, 36, 1962

[5] M.L Perl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489, 1975

[6] The DoNUT collaboration, Phys. Lett. **B504, 218-224, 2001**

[7] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. **16**, 748, 1966

[8] G. Zatsepin et V. Kuz'min, JETP Lett. **4**, 78, 1966

[9] X. Bertou, M. Boratav, A. Letessier-Selvon, Int.J.Mod.Phys. **A15**, 2181-2224, 2000

[10] P. Sokolski, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Addison-Wesley Publ. Comp. (1989)

[11] A. Abu-Zayyad *et al.*, *Measurement of the cosmic ray energy spectrum and composition from* 10^{17} *to* 10^{18} eV *using a hybrid fluorescence technique*, astro-ph/0010652

[12] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge Univ.Press, 1990

[13] Auger Design report, second edition, revised in march 97, http ://www.auger.org/DesignReport

[14] L. Scarsi *et al.*, *An explorative mission probing the extremes of the universe using the highest energy cosmic rays and neutrinos*
http ://www.ifcai.pa.cnr.it/Ifcai/euso.html

[15] L. Drury, F. Aharonian, H.Volk, Astron. & Astrophys. **287**, 929 , 1994

[16] K. Mannheim, Astropart. Phys. **3** 295, 1997

[17] D.N. Schramm, Comments Nucl. part. Phys., **17** No. 5, 239-278, 1987

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

[19] F. Halzen *et al.*, Phys. Rev. **D 49**, 1758, 1994

[20] T. Tanimori *et al.* Astrophys. Journal **492**, L33, 1998

[21] V.S. Berezinsky and O.F. Prilutsky, Astron. & Astrophys. **66**, 325, 1978

[22] M. Roy, J.Phys. **G25**, 129-134, 1999

[23] M. Samorski et W. Stamm, Ap. J. Lett., **268**, L17, 1983

[24] J. Lloyd-Evans *et al.*, Nature **305**, 784, 1983

[25] L. Celnikier, Proc. Rencontres de Moriond, 1996

[26] C. Hettlage et K. Mannheim, Astropart.Phys. **13**, 2000

[27] G. Ingelman et M. Thunman, Phys. Rev. D, **54**, 4385, 1996

[28] F. Montanet, *Neutrinos from cosmic rays interaction with galactic matter*, note interne ANTARES-Phys/99-018

[29] S. Yoshida *et al.*, Astrophys. J., **479**, 547, 1997

[30] L.V. Volkova, Sov.J. Nucl. Phys. **31**, 784, 1980

[31] D. Seckel, T. Stanev et T.K. Gaisser, Ap. J., 368-652, 1991

[32] D.J. Thompson *et al.*, J. Geophys. Res., **102**, 14735, 1997

[33] T.K. Gaisser *et al*, Phys. Rep. **258**, 173, 1990

[34] F. Piron, *Observations of the gamma-ray emission above 250 GeV from the blazars Markarian 501 and Markarian 421 by the CAT Cherenkov atmospheric imaging telescope*, Proceedings of the XI^{th} rencontres de Blois, astro-ph/9910517

[35] J. Holder, *Observations of Mkr 421 with the CELESTE experiment*, Proceedings of Heidelberg gamma-ray symposium, astro-ph/0010264

[36] M. Punch *et al.* (collaboration WHIPPLE), Nature **358**, 477, 1992

[37] D. Petry *et al.*, (collaboration HEGRA), Astron. Astrophys. 311(1996), L13

[38] F. Halzen et E. Zas, Astrophys.J. **488**, 669-674, 1997

[39] K. Mannheim, Astropart. Phys. **3**, 295, 1995

[40] R. J. Protheroe, *High Energy Neutrinos from Blazars*, Accretion Phenomena and Related Outflows, IAU Colloq. 163, ed. D. Wickramashinghe *et al.*, 1996

[41] F.W. Stecker *et al.*, Phys. Rev. Lett **66**, 2697, 1991
Erratum Phys. Rev. Lett **69**, 2738, 1992

[42] J.P. Rachen, *Hadronic Correlated Flares from Mrk 501*, gamma-2000 conference, Heidelberg, astro-ph/0010289

[43] G. Ghisellini, *Spectra and power of blazar jets*, conférence «X-ray Astronomy 2000» , Palerme Italie, Sept. 2000, astro-ph/0012125

[44] R. M. Crocker, F. Melia, R. R. Volkas, *Oscillating Neutrinos from the Galactic Center*, astro-ph/9911292

[45] F.W. Stecker et M.H. Salomon, Space Sci.Rev. **75**, 341-355, 1996

[46] E. Waxman et J. Bahcall, Phys. Rev. **D 59**, 1999

[47] J.P. Rachen, R.J. Protheroe et K. Mannheim, *The relation of extra-galactic cosmic rays and neutrino fluxes : the logic of the upper bound debate*, 19^e Texas Symposium, Paris, December 1998, astro-ph/9908031

[48] J. Bahcall et E. Waxman, *High Energy Astrophysical Neutrinos :The Upper Bound is Robust*, hep-ph/9902383

[49] K. Mannheim, R.J. Protheroe et J.P. Rachen, Phys. Rev. **D 63**, 2001

[50] P. Lipari, Astropart. Phys. **1**, 195, 1993

[51] P. Bhattacharjee *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 567, 1992

[52] G. Sigl *et al.*, Phys.Lett. **B392**, 129-134, 1997

[53] U. Wichoski *et al.*, *High Energy Neutrinos, Photons and Cosmic Rays from Non-Scaling Cosmic strings*, hep-ph/9805419

[54] S. Perlmuter *et al.*, Bull. Am. Astron. Soc. **29**, 1351, 1997
S. Perlmuter *et al.*, Astrophys.J. **517**, 565-586, 1999

[55] P. de Bernardis *et al.*, Nature **404**, 955, 2000

[56] F. Zwicky, Helv. Phys. Acta, 6-110, 1933

[57] E. Aubourg *et al.*, EROS, Nature **365**, 623, 1993

[58] C. Alcock *et al.*, MACHO, Nature **365**, 621, 1993

[59] F. Derue, *Recherche d'événements de microlentille gravitationnelle dans les bras spiraux de la galaxie avec EROS II*, thèse de doctorat de l'université Paris XI, avril 1999

[60] T. Lasserre, *Mesure de l'abondance des astres sombres de masse stellaire dans le halo galactique par la recherche de phénomènes de microlentilles vers les nuages de Magellan*, thèse de doctorat de l'université Paris VI, mai 2000

[61] D. E. Groom *et al.*, Review of particle physics, Eur. Phys. Jour. **C15**, 2000

[62] M. Kamionkowski, Phys. Rev. **D 44**, 3021, 1991
A. Bottino *et al.*, Astropart. Phys. **3**, 65, 1995
V. Berezinsky *et al.*, Astropart. Phys. **5**, 333, 1996

[63] O. Suvorova, *Status and Perspectives of Indirect Search for Dark Matter*, Porc. 2nd Int.Conf. on Phys. beyond SM, Tegernsee germany, June 1999, hep-ph/9911415

[64] 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 de l'université Paris VII, juin 1999

[65] P. Gondolo and J. Silk, MPI-Pht/99-10 ; OUAST/99/9,March 1999.

[66] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562-1567, 1998

[67] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3999-4003, 2000

[68] M. Zralek, Acta Phys.Polon. **B29**, 3925-3956, 1998

[69] M. Spiro, A. Kouchner et N. Palanque-Delabrouille, *Neutrinos solaires et neutrinos atmosphériques*, Cours de l'école de Gif, septembre 1999

[70] C. Athanassopoulos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1774, 1998

[71] F. Ronga, MACRO Collaboration, *Atmospheric neutrino induced muons in the MACRO detector*, invited paper at Neutrino'98, Takayama, Japan, hep-ex/9810008 ;
M.Ambrosio *et al.*, Phys. Lett. **B434** (1998) 451 ;
P.Bernardini, *Measurement of the atmospheric neutrino induced muon flux with the MACRO detector*, invited paper at the Vulcano Workshop on Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics, Vulcano, Italy, 25-30 May 1998, hep-ex/9809003

[72] B. Peterson, Soudan 2 Collaboration, *Contained events and Soudan 2*, invited paper at Neutrino'98, Takayama, Japan ;
H. Gallagher, *Atmospheric Neutrinos in Soudan 2*, invited paper at the 1998 HEP Conf., Vancouver, Canada.

[73] C. Cârloganu, *Caractérisations des performances à basse énergie du futur télescope sous-marin à neutrinos ANTARES et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques*, thèse de doctorat de l'Université de la Méditerranée, décembre 1999

[74] A.M Markov, Proceedings of the Rochester Conference, New York, 1960

[75] A. Kouchner, *GEMINI v0r0 : GEnerator of Muons Induced by Neutrinos Interactions*, note interne ANTARES-Soft /2000-001

[76] H. L. Lai *et al.*, Eur. Phys. J. **C12**, 375-392, 2000

[77] R. Gandhi *et al.*, Astropart. Phys. **5**, 81-110, 1996

[78] C. Cârloganu, *Muons Interaction at High Energies*, note interne ANTARES-Phys/2000-013

[79] L. Valentin, *Le monde subatomique*, Editions HERMANN, 1986

[80] A. Roberts, Rev. Mod. Phys **65**, 259, 1992

[81] G.V. Domogatsky, Phys. Rev. Lett. **83**, 1999

[82] E. Andres *et al.*, Astropart.Phys. **13**, 1-20, 2000

[83] E. Andres *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91**, 423-430, 2000

[84] The IceCube NSF Proposal, http ://pheno.physics.wisc.edu/icecube/

[85] S. Bottai, *NESTOR : a status report*, Proceedings ICRC, Salt lake city, 1999

[86] E.G. Anassontzis *et al.*, Nucl. Inst. & Meth. **A 349**, 242-246, 1994

[87] A. Capone, *Site characterization for a km^3 scale deep underwater astrophysical neutrino observatory in the mediterranean sea*, Proceedings ICRC, Salt lake city, 1999

[88] P. Amram et al, Astropart. Phys., **13**, 127-136, 2000

[89] C.D. Mobley, *Light and Water (Radiative Transfer in Natural Water)*, Academic press, 1994

[90] rapport interne, http ://antares.in2p3.fr/internal/tdr

[91] M. Karolak et H. Lafoux, *Test results of 80 10" Hamamatsu*, note interne ANTARES-Opmo/2000-007

[92] H. Lafoux et P. Vernin,*Effect of the mu-metal cages the 10" Hamamatsu PMT*, note interne ANTARES-Opmo/2000-010

[93] A. Cade, H.Lafoux *et al.*, *Late(st) Gamelle Results*, note interne ANTARES-Opmo/1998-001

[94] J.S. Ricol, *ARS simulation : integration and WF*, note interne ANTARES-Elec/2000-008

[95] A. Oppelt, *Etude de la résolution angulaire du télescope à neutrinos ANTARES*, thèse de doctorat de l'Université de la Méditerranée, avril 2001

[96] Antares collaboration, *A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos - Proposal for a* 0.1 km^2 *detector by the ANTARES*, http ://antares.in2p3.fr/Publications

[97] L. Moscoso, *TRAM : Tracking of muons induced by neutrinos*, note interne ANTARES-Soft/2000-002

[98] P. Lipari et T. Stanev, Phys. Rev. D **44**, 3543, 1991

[99] A. Kouchner et L. Moscoso, *A generator of muon fluxes : GEM (GEnerator of Muons)*, note interne ANTARES-Soft/1999-001
A. Kouchner, *Up-date of GEM (GEnerator of Muons)* note interne ANTARES-Soft/1999-006

[100] C. Forti *et al.*, Phys. Rev. **D 42**, num. 11, 1990

[101] S. Navas et L. Thompson, *KM3 user guide and reference manual*, note interne ANTARES-Soft/1999-011

[102] GEANT, *detector description and simulation tool*, CERN program library W5013

[103] F. Cassol, *Reconstruction re-organisation : RECO version 2.0*, note interne ANTARES-Soft/1999-004

[104] F. Cassol, *RECO version 2.1 : code and scripts*, note interne ANTARES-Soft/1999-005

[105] P. Payre, communication privée
C. Cârloganu et J. Carr, *On the atmospheric neutrino oscillation study in Antares*, note interne ANTARES-Soft/1999-014

[106] P.B Price et K. Woschnagg, *Role of Group Velocity in High-Energy Neutrino Observatories*, hep-ex/0008001

[107] E. Carmona et J.J. Hernández, *A new reconstruction technique for ANTARES*, note interne ANTARES-Soft/2000-011

[108] F. Hubaut, *Optimisation et caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet ANTARES*, thèse de doctorat de l'Université de la Méditerranée, avril 1999

[109] A. Romeyer, thèse de doctorat, en prèparation.

[110] R.C. Hartman *et al.*, ApJS **123**, 79-202, 1999

[111] B. Degrange, *Observations en Astronomie Gamma de haute et de très haute énergie*, Cours de l'école de Gif, septembre 1997

[112] D. Bailey, *The effect of scattering on the ANTARES detector performances*, note interne ANTARES-Phys/2000-010

[113] A. Kouchner et A. Oppelt, *Updated detector performances*, note interne ANTARES-Phys/2001-007

[114] The Baikal collaboration, *The Baikal Neutrino Telescope NT-200, Projet Description*, 1992
Igor Sokalski, communication privée

[115] http ://space.mit.edu/HETE/

[116] http ://www.ifctr.mi.cnr.it/Agile/

[117] http ://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Integral/integral.html

[118] http ://www.swift.psu.edu/outreach/

[119] http ://www-glast_stanford_edu.html

[120] R.W. Klebesadel, I.B. Strong et R.A. Olson, Ap. J. Lett. **182**, L85, 1973

[121] B. Paczyński, P.A.S.P **107**, 1167, 1995

[122] D.Q. Lamb, P.A.S.P **107**, 1152, 1995

[123] E. Costa *et al.*, Nature, **387**, 783, 1997

[124] M.R. Metzger *et al.*, Nature, **387**, 878, 1997

[125] A. Dar & A. de Rújula, *A cannonball model of gamma-ray bursts : superluminal signatures*, astro-ph/0008474

[126] D. Band *et al.*, Ap. J **413**, 281, 1993

[127] D. Band, *The gamma-ray burst mistery*, astro-ph/9712193

[128] A. Shemi, T. Piran, Ap. J. Lett. **365**, L55, 1990

[129] B. Paczyński, Ap. J. Lett. **363**, L218, 1990

[130] J. Goodman, Ap. J. Lett.**308**, L47, 1986

[131] B. Paczyński, Ap. J. Lett. **308**, L43, 1986

[132] T. Piran, Phys. Rept. **314**, 575-667, 1999

[133] P. Mészáros et M.J. Rees, Ap. J. Lett. **482**, L89, 1997

[134] R. Sari et T.Piran, Ap. J., **485**, 270, 1997

[135] C.D. Dermer, *Neutrino, Neutron, and Cosmic Ray Production in the External Shock Model of Gamma Ray Bursts*, astro-ph/0005440

[136] E.Waxman et J.Bahcall, Phys. Rev. Lett. **78** , 2292, 1997

[137] E. Waxman, Ap. J. **452**, L1 , 1995

[138] K. Mannheim, *Neutrinos from Gamma Ray Bursts*, Proc. of the Heidelberg International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy, Heidelberg, June 26-30, 2000, ed. by H.J. Voelk and F. Aharonian, AIP Conf. Proc

[139] M. Milgrom et V. Usov, Astrphys. J,**449**, L37, 1995

[140] E. Waxman et J. Bahcall, Astrophys.J. **541**, 707-711, 2000

[141] http ://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/

[142] W.S. Paciesas *et al.*, *The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised)*, astro-ph/9903205

[143] S. Mukherjee *et al.*, Ap. J., **508**,314, 1998

[144] E. Waxman,*High energy particles from gamma-ray bursts*, Cours donné de l'ICTPItalie, Juin 2000, astro-ph/0103186

[145] A. Dar & A. de Rújula, *A cannonball model of gamma-ray bursts : spectral and temporal properties of the $\gamma - rays$*, astro-ph/0012227

[146] A. Dar & A. de Rújula, *The Cannonball Model of Gamma Ray Bursts : Lines in the X-Ray Afterglow*, astro-ph/0102115

[147] G. Barouch, communication privée

[148] F. Feinstein *et al. Report on line 5 imersion*, note interne ANTARES-Meca/2000-001

[149] J. Brunner et A. Kouchner, *Line 5 recovery : logbook*, http ://antares.in2p3.fr/internal/line5/online/

[150] F. Cassol Brunner, *Line 4 data analysis*, note interne ANTARES-Slow/1998-001

[151] O. Phillippe, *système de positionnement acoustique base longue Antares*, GENISEA Ref.175.00.850 & Ref176.00.851, 1999

[152] F. Cassol Brunner, *Alignment algorithm and software*, note interne ANTARES-Slow/1999-001

[153] F. Cassol Brunner, *Analysis of line 5 tilt-meter data* , note interne ANTARES-Slow/2000-001

[154] A. Papoulis, *Signal Analysis*, McGraw-Hill, p.325, 1976

[155] W.E. Cleland and E.G. Stern, NIM **A338**, 467, 1994

[156] F. James, *MINUIT reference manual*, CERN Program Library Long Write-Up D506

[157] Th. Stolarczyk, *ANTAREC : Another Tracking Algorithm and Reconstruction Code*, note interne ANTARES-Soft/2000-003

[158] A. Romeyer, Rapport de stage de DEA, http ://www.citeweb.net/romeyer/cv/projet_these/frameprojetthese.html

[159] T.K. Gaisser and T. Stanev, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **A235**, 183-192, 1985

[160] Ch. Berger *et al.*, Fréjus collaboration, Phys. Rev. **D 40**, 1989

[161] J. Brunner, ANTARES Software Meeting, 6/11/1998 et http ://antares.in2p3.fr/internal/software/geasim.html

[162] A.Okada, Astrop. Phys. **2**,393-400, 1994

[163] V. Agrawal *et al.*, Phys. Rev. **D53**,1314-1323, 1996