

# Chapitre 2

## Le télescope à neutrinos AMANDA

2.1 Introduction

2.2 La détection des neutrinos

2.3 Le détecteur AMANDA

2.4 Les différents signaux enregistrés par AMANDA

2.5 Reconstruction de la trajectoire des muons/neutrinos

## 2.1 Introduction

De par sa faible section efficace d'interaction, le neutrino est l'une des particules les plus difficiles à détecter. Ce chapitre présente le principe de détection mis en œuvre dans le télescope à neutrinos AMANDA (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array). Il décrit également le détecteur en lui-même, son fonctionnement, la méthode utilisée pour reconstruire les traces de particules et les différents types de signaux auxquels il est sensible.

## 2.2 La détection des neutrinos

### 2.2.1 Principe physique

Etant donné que les neutrinos n'interagissent que très faiblement avec la matière, il est illusoire de vouloir les observer de manière directe. Les télescopes à neutrinos sont donc plutôt conçus pour détecter les leptons (l) produits par les interactions des neutrinos ( $\nu$ ) avec les nucléons (N) constituant la matière qu'ils traversent :



Une fois créés, ces leptons chargés possèdent une énergie élevée et produisent de la lumière Čerenkov qui, elle, peut être enregistrée après avoir été détectée et amplifiée par des photomultiplicateurs. Un télescope à neutrinos consiste donc en un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs placés dans un milieu transparent, afin de permettre aux photons Čerenkov de se déplacer librement de leur point d'émission à leur point de détection. Afin de compenser la faible section efficace (environ  $10^{-35}$  cm<sup>2</sup> pour  $E_\nu \sim 1$  TeV) et donc la rareté du processus décrit par l'équation 2.1, le volume du détecteur doit être aussi grand que possible. Pour des raisons évidentes de coût, ces grands volumes de détection<sup>2</sup> ne peuvent être équipés d'un réseau très dense de photomultiplicateurs. Dans ces conditions, il s'avère plus facile de reconstruire correctement la trajectoire des muons produits lors de l'interaction 2.1 faisant intervenir les neutrinos de type muonique. En effet, les muons parcourent de grandes distances en ligne droite et sont quasiment colinéaires avec la direction des neutrinos incidents (cf. 1.25), contrairement aux gerbes hadroniques et électromagnétiques faisant intervenir les neutrinos de type e ou  $\tau$ , où plusieurs particules sont émises dans des directions différentes, limitant par là la qualité de l'information spatiale exploitable pour connaître la direction de provenance du neutrino incident. En résumé, les télescopes à neutrinos sont des détecteurs capables de reconstruire la trajectoire des muons produits lors de l'interaction des neutrinos avec les nucléons de la matière constituant le détecteur lui-même.

---

<sup>1</sup> Rappelons que X représente la ou les particules accompagnatrice(s) du lepton l créé.

<sup>2</sup> Près de 23 millions de m<sup>3</sup> de glace pour le détecteur AMANDA-B10.

### 2.2.2 La lumière Čerenkov

La radiation Čerenkov est émise par les particules chargées traversant un milieu transparent à des vitesses  $\bar{v}$  supérieures à la vitesse de propagation de la lumière dans ce milieu :

$$\bar{v} = \beta c > c/n \quad (2.2)$$

Dans cette expression,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $n$  est l'indice de réfraction du milieu ( $n = 1,32$  pour la glace à 400 nm, par exemple).

L'angle  $\theta_{\text{Čerenkov}}$  sous lequel sont émis les photons Čerenkov est donné par :

$$\theta_{\text{Čerenkov}} = \arccos(1/\beta n). \quad (2.3)$$

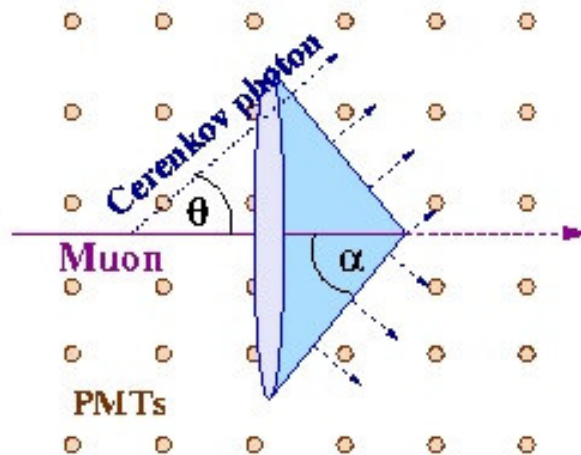


Fig. 2.1 : Cône de lumière Čerenkov produit par un muon de haute énergie se propageant dans un milieu transparent. Dans cette figure, on a également représenté un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs (PMT's).

Les télescopes à neutrinos ont typiquement des seuils de détection  $E_\mu > 10$  Gev, énergie pour laquelle on peut considérer que  $\beta \sim 1$  et donc  $\theta_{\text{Čerenkov}} \sim 40^\circ$  et  $\alpha \sim 50^\circ$ .

Le nombre de photons Čerenkov émis par unité de distance parcourue par la particule et pour un intervalle spectral  $d\lambda$  fixé est donné par la formule de Frank-Tamm (Jackson, 1996) :

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right), \quad (2.4)$$

où  $\alpha \sim 1/137$  est la constante de structure fine. En considérant que la glace et le détecteur sont transparents aux photons appartenant à l'intervalle spectral compris entre 300 et 500 nm <sup>(3)</sup>, on estime qu'environ 200 photons Čerenkov sont émis par centimètre parcouru par un muon.

L'émission de lumière Čerenkov n'est pas le mécanisme de perte d'énergie dominant des muons. En effet, ceux-ci perdent continuellement de l'énergie par ionisation de la matière qu'ils traversent. De plus, des processus de perte d'énergie stochastiques ont lieu lors de la production d'électrons  $\delta$ , lors de l'interaction muon – noyau et lors de la production de paires  $e^+e^-$  ou  $\mu^+\mu^-$ . Tous ces processus stochastiques créant des particules dites secondaires mènent à l'émission de photons Čerenkov supplémentaires. Alors que la perte continue d'énergie est quasiment constante, la perte d'énergie via les processus stochastiques augmente approximativement linéairement avec l'énergie :

$$-\frac{dE}{dx} = a + b \cdot E . \tag{2.5}$$

Dans cette expression,  $a \sim 2$  MeV/cm représente la perte d'énergie par ionisation et  $b \sim 3,4 \cdot 10^{-6}$  cm<sup>-1</sup> la perte d'énergie via les processus stochastiques (Wiebusch, 1995). La relation 2.5 indique donc que plus un muon est énergétique, plus il produira de photons dans le détecteur.

## 2.3 Le détecteur AMANDA

### 2.3.1 Les télescopes à neutrinos : généralités

La nécessité de réduire au maximum le bruit de fond dû aux muons issus de l'impact des rayons cosmiques avec l'atmosphère (que l'on désignera par l'appellation « muons atmosphériques ») impose que les télescopes à neutrinos soient placés derrière un bouclier de protection massif, c'est-à-dire enfouis à grande profondeur sous la surface terrestre. Comme les télescopes à neutrinos sont constitués d'un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs qui doit être placé dans un grand volume de matière transparente, on les installe généralement à grande profondeur, soit dans la glace (comme c'est le cas pour le détecteur Baïkal, en Sibérie, ou AMANDA et le futur Ice Cube, au pôle sud géographique), soit dans les océans (comme pour les détecteurs ANTARES, NESTOR, NEMO, au fond de la mer Méditerranée). Afin de les protéger de la pression qui règne à ces profondeurs, les tubes photomultiplicateurs (PMT's) sont fixés dans des sphères en verre, qui constituent les « modules optiques » (OM – « optical modules »). Chaque module optique est relié à un câble qui permet, d'une part, d'alimenter en électricité le photomultiplicateur et, d'autre part, d'acheminer les signaux électriques provenant du photomultiplicateur au système d'acquisition de données situé en surface.

La glace et l'eau des océans présentent chacune des avantages et des inconvénients vis-à-vis de la détection des neutrinos. Les océans peuvent atteindre 4 kilomètres de

---

<sup>3</sup> Les photons Čerenkov émis par une particule de haute énergie appartiennent en effet à cet intervalle spectral, qui coïncide avec le domaine de longueurs d'onde auquel les photomultiplicateurs sont sensibles.

profondeur (d'où une meilleure protection du détecteur contre les muons atmosphériques), tandis que la calotte polaire et le lac Baïkal sont limités respectivement à 2 kilomètres et 1 kilomètre de profondeur. La glace diffuse plus la lumière que l'eau, ce qui dégrade la résolution angulaire du détecteur, mais absorbe moins les photons que l'eau des océans. La géométrie d'un détecteur coulé dans la glace est constante, tandis que les détecteurs installés au fond de la mer sont soumis aux différents courants marins. Il faut alors constamment contrôler la position des modules optiques via des sonars. L'avantage des détecteurs sous-marins est que ceux-ci peuvent être partiellement ou totalement réparés alors qu'une fois placés dans la glace, les modules optiques d'AMANDA deviennent définitivement inaccessibles, donc irréparables en cas de panne. Le bruit intrinsèque du détecteur lui-même est négligeable dans le cas de la glace, à l'inverse de l'eau des océans, qui contient du potassium radioactif ( $^{40}\text{K}$ ) et où se produit également le phénomène de bioluminescence. AMANDA peut bénéficier des données enregistrées par l'expérience SPASE (South Pole Air Shower Experiment) pour calibrer sa résolution angulaire, alors qu'aucune possibilité de ce genre n'est offerte aux différents sites marins. Enfin, il est intéressant de remarquer que la couverture du ciel, identique pour tous les détecteurs situés en mer Méditerranée est complémentaire de celle d'AMANDA.

### **2.3.2 Le détecteur AMANDA**

L'implantation du détecteur AMANDA au pôle sud géographique a commencé il y a une dizaine d'années, durant l'été austral 1991/92, lorsque les premiers tests de forage à l'eau chaude ont été effectués. Deux ans plus tard, les 4 premiers câbles ont été coulés à des profondeurs comprises entre 810 m et 1000 m, constituant le détecteur appelé AMANDA-A (cf. fig. 2.2). Il s'est révélé que la présence d'une grande quantité de bulles d'air à ces profondeurs a pour effet de diffuser fortement les photons émis par les muons de haute énergie, altérant ainsi la forme du cône de lumière Čerenkov essentielle à la reconstruction de la trajectoire des muons. Durant l'été 1995/96, 4 nouveaux câbles ont donc été déployés à de plus grandes profondeurs, entre 1500 m et 1950 m, formant ainsi le détecteur AMANDA-B4. Celui-ci a été complété par 6 câbles supplémentaires l'année suivante. Ces 10 câbles forment un détecteur cylindrique (cf. fig. 2.3), appelé AMANDA-B10, de 500 m de long et de 120 m de diamètre environ. En 1997/98, 3 longs câbles ont été placés entre 1100 m et 2350 m de profondeur dans le but d'étudier les propriétés optiques de la glace située au-dessus et en-dessous d'AMANDA-B10. Deux ans plus tard, 6 câbles supplémentaires ont été ajoutés à des profondeurs variant entre 1450 m et 2000 m<sup>(4)</sup>. Cette configuration actuelle du détecteur est appelée AMANDA-II et comprend au total 677 modules optiques.

---

<sup>4</sup> En fait, le câble n° 17 est resté coincé entre 1000 m et 1500 m de profondeur et n'a pas pu être déployé à l'emplacement prévu (cf. fig. 2.4).

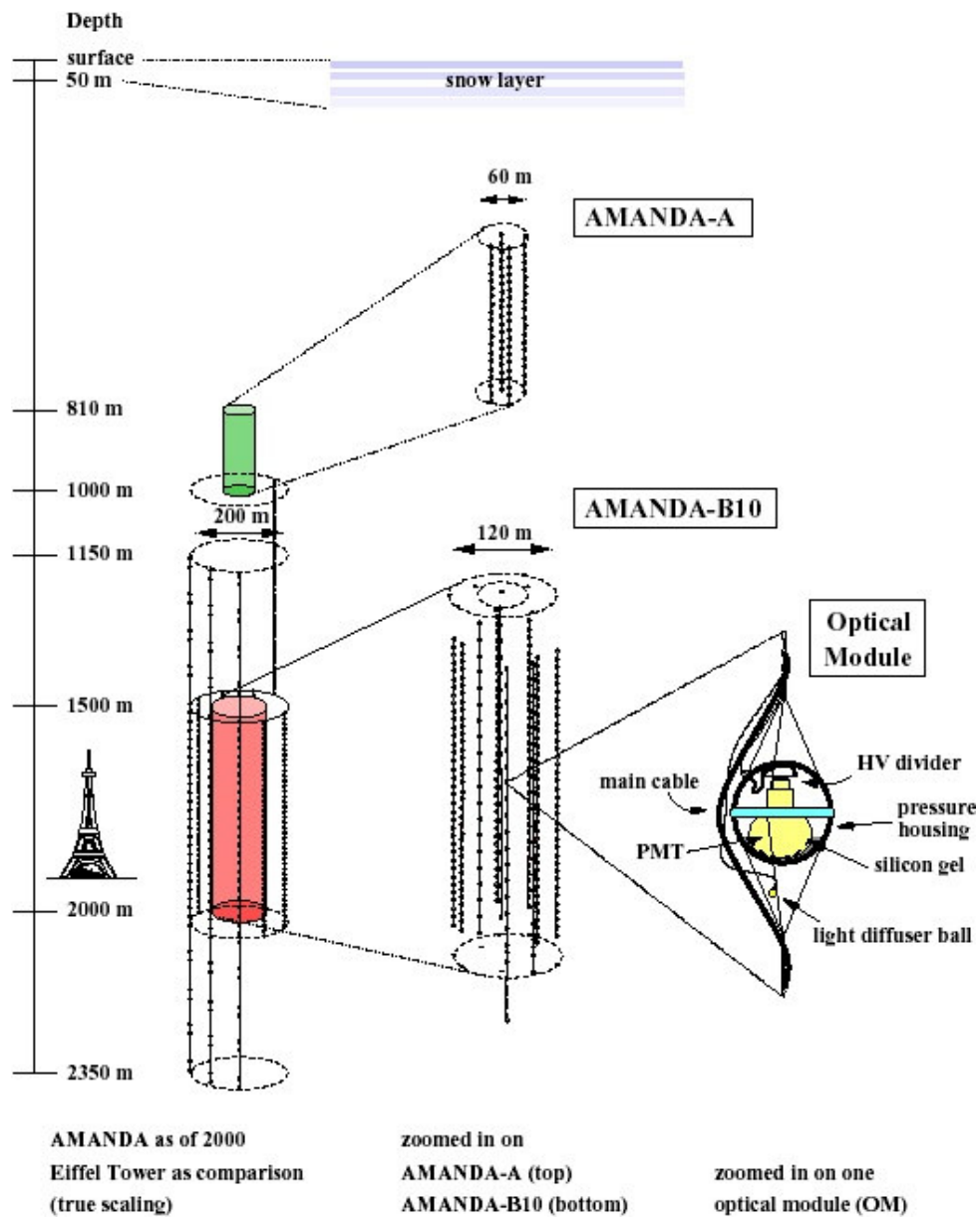


Fig. 2.2 : Représentation schématique du détecteur AMANDA à différents stades de son évolution. Le détecteur AMANDA-B10, qui a enregistré les données analysées dans ce travail, est situé entre 1500 m et 2000 m de profondeur et est constitué de 302 modules optiques.

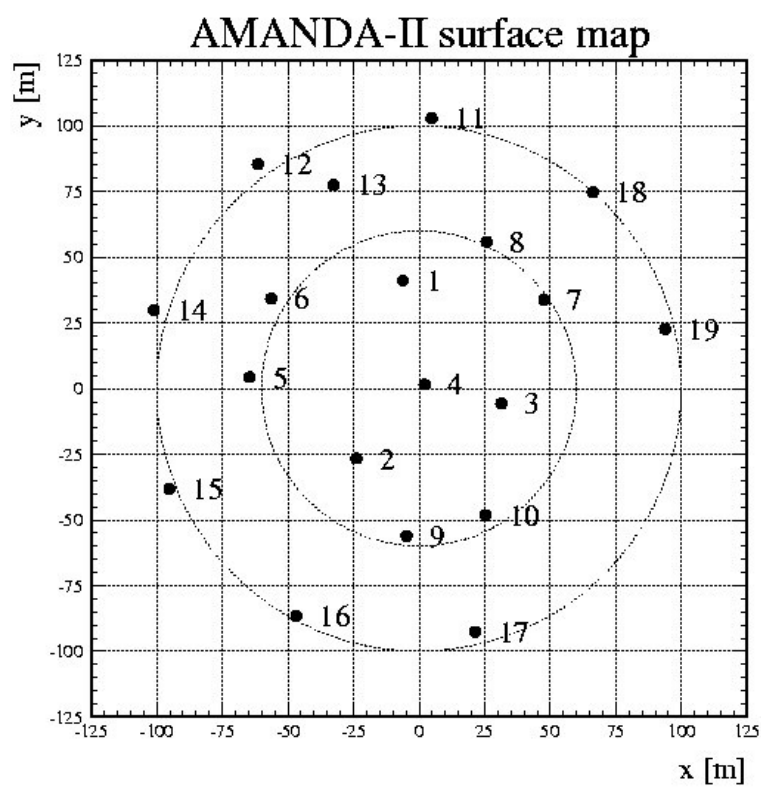


Fig. 2.3 : Coupe transversale du détecteur AMANDA-II. Les points représentent la position des câbles qui ont été déployés à ce jour. Le détecteur AMANDA-B10 est constitué des câbles numérotés de 1 à 10 (cercle intérieur).

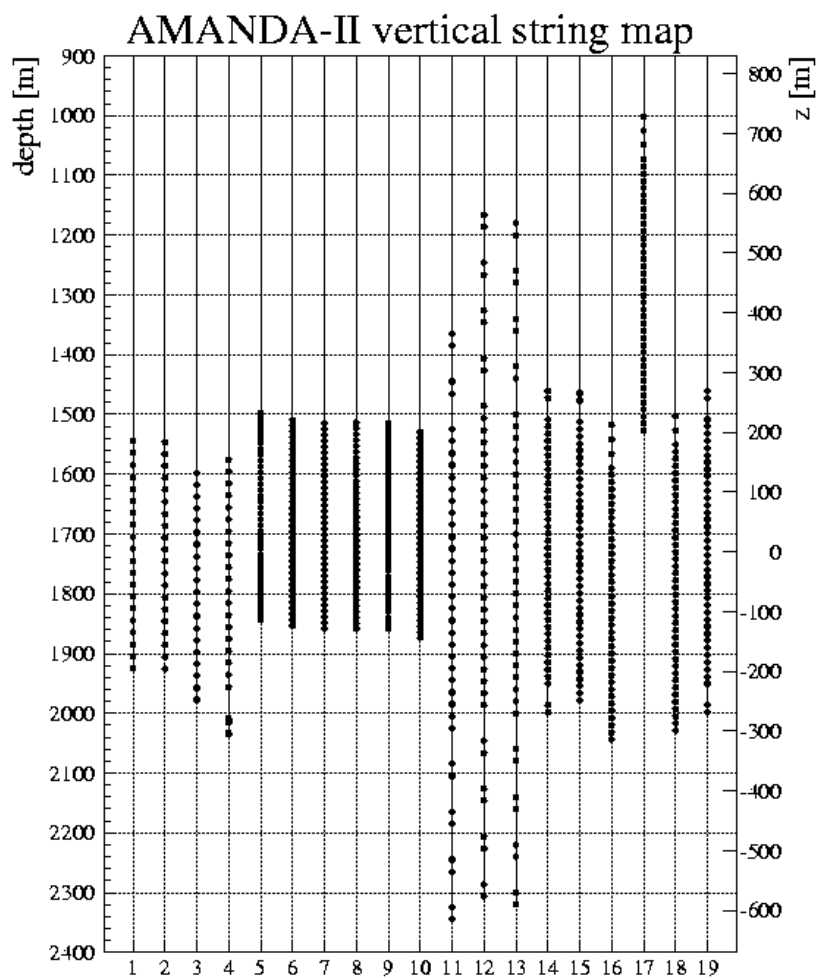


Fig. 2.4 : Répartition des différents câbles au sein du détecteur AMANDA-II. La profondeur est indiquée en ordonnée, sur l'axe de gauche. On a porté en abscisse le numéro de chaque câble.



### 2.3.3 AMANDA-B10

Le détecteur AMANDA-B10, qui a enregistré les données analysées dans ce travail, est constitué de 302 modules optiques (OM) répartis en chapelet sur 10 câbles verticaux. Chaque module optique est connecté aux installations situées en surface par des câbles électriques qui assurent la haute tension nécessaire au fonctionnement des photomultiplicateurs et qui récoltent le signal d'anode provenant de ces derniers. Pour chaque événement se produisant au sein du détecteur, les amplitudes et les temps d'arrivée des signaux électriques produits par les photomultiplicateurs sont enregistrés. La résolution temporelle des photomultiplicateurs est de l'ordre de 5 ns (voir Andres *et al.*, 2000, 2001 pour plus de détails concernant la partie hardware du détecteur). L'enregistrement des signaux est déclenché par un système logique, qui impose qu'au moins 16 modules optiques émettent des signaux (signifiant par là qu'ils ont été « touchés » par un ou plusieurs photons Čerenkov) dans une fenêtre temporelle de 2  $\mu$ s. Cette fenêtre temporelle tient compte des temps de propagation des muons dans le détecteur et des délais temporels dus à la vitesse finie de propagation des signaux électriques dans les câbles. Des signaux de bruit de fond aléatoire provenant des modules optiques ont été observés à un taux de 300 Hz au niveau des 4 câbles intérieurs et à un taux de 1,5 kHz pour les modules optiques des 6 autres câbles. La différence de taux est due à des concentrations variables en potassium radioactif entrant dans la composition du verre des modules optiques. Il est intéressant de noter que les détecteurs sous-marins, eux, sont confrontés à des taux de bruit de fond induit par le  $^{40}\text{K}$  et la bioluminescence de l'ordre de 100 kHz !

Les propriétés d'absorption et de diffusion de la lumière par la glace du pôle ont été étudiées en utilisant des sources lumineuses attachées aux différents câbles du détecteur. Ces études (Woschnagg *et al.*, 1999) ont montré que la glace n'est pas homogène, mais constituée de strates horizontales présentant des contaminations variables en poussières corrélées avec différents événements climatiques qui se sont produits dans le passé, tels que les différentes époques glaciaires (Price *et al.*, 2000). Ces variations dans la concentration de poussières entre ces différentes strates modifient de manière non négligeable les propriétés optiques de la glace. La longueur d'absorption moyenne<sup>5</sup> du détecteur AMANDA-B10 est de l'ordre de 110 mètres à une longueur d'onde de 400 nm, et la longueur de diffusion moyenne<sup>6</sup> de la glace est d'approximativement 20 mètres.

---

<sup>5</sup> La longueur d'absorption moyenne de la glace est la distance que doit parcourir un flux donné de photons pour être réduit d'un facteur e.

<sup>6</sup> La longueur de diffusion moyenne est la distance au-delà de laquelle une fraction 1/e d'un flux initial de photons n'a pas été diffusée.

## 2.4 Les différents signaux enregistrés par AMANDA

La majorité des signaux enregistrés par AMANDA sont des signaux de bruit de fond (que l'on qualifiera également de « background » dans la suite du travail) dus aux muons dits « atmosphériques » venant du haut<sup>7</sup> et provenant de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre, suivant le mécanisme décrit par les équations 1.18 (voir la trajectoire n°1 de la fig. 2.5). Si leur énergie est suffisante, les muons atmosphériques peuvent traverser l'atmosphère et même pénétrer dans la Terre à des profondeurs relativement élevées. Pour réduire au maximum ce nombre d'événements de background, il est donc important de construire les télescopes à neutrinos aussi profondément que possible. Malgré cette précaution, à 2 km de profondeur, le flux de muons atmosphériques descendants est encore de loin supérieur (d'un facteur  $10^6$  environ) aux flux des sources de neutrinos d'origine astrophysique prédits par les théories (cf. Aglietta *et al.*, 1998).

Étant donné que les muons atmosphériques et ceux induits par les neutrinos venant du haut sont pratiquement indiscernables et que ceux-ci sont relativement rares par rapport aux premiers, il s'avère illusoire de chercher à mettre en évidence d'éventuelles sources de neutrinos dans l'hémisphère sud. Par contre, du fait que la Terre entière constitue un filtre efficace vis-à-vis des muons atmosphériques, le détecteur AMANDA est plutôt exploité en vue de la détection et l'identification des muons produits par les neutrinos ascendants<sup>8</sup>.

Ces neutrinos ascendants qui interagissent avec la Terre sont soit des neutrinos d'origine astrophysique (les muons qu'ils induisent sont alors les événements de signal que l'on cherche à mettre en évidence, cf. la trajectoire n°3 de la fig. 2.5), soit des neutrinos d'origine atmosphérique, issus de l'interaction de rayons cosmiques avec l'atmosphère, lors de laquelle sont produits des muons qui se désintègrent à leur tour en neutrinos, comme indiqué dans l'équation 1.18 (cf. la trajectoire n°2 de la fig. 2.5). Dans ce cas, lorsque l'on cherche à mettre en évidence des neutrinos d'origine astrophysique émis par une source ponctuelle, les muons ascendants induits par ces neutrinos atmosphériques sont également à considérer comme signaux de background, au même titre que ceux résultant des muons atmosphériques descendants.

Il est important de remarquer que l'ensemble des événements venant du bas est contaminé par une multitude de muons venant en réalité du haut, mais qui ont été erronément reconstruits par les algorithmes comme muons ascendants. Ceci provient du fait que même si la probabilité pour qu'un muon provenant du haut soit reconstruit comme venant du bas (et vice-versa) est très petite, le très grand nombre de muons atmosphériques à reconstruire a pour effet de produire un nombre non négligeable de muons mal reconstruits. Il faudra réduire autant que possible ces événements mal reconstruits lors de la réduction des données (cf. section 3.4).

Bien qu'il faille les considérer comme des événements de background à rejeter, les neutrinos atmosphériques constituent néanmoins un bon outil de calibrage pour AMANDA.

---

<sup>7</sup> Dans le référentiel d'un observateur terrestre situé au pôle sud géographique.

<sup>8</sup> AMANDA est donc un télescope à neutrinos installé au pôle sud, qui observe le ciel en neutrinos de l'hémisphère nord.

En effet, bien que la connaissance de la distribution en énergie et de la grandeur absolue de leur flux soit incertaine (à 5% et 30% près respectivement, cf. Bugaev *et al.*, 1998 et Gaisser *et al.*, 2000), ils sont bien compris (et prédits) comparé aux neutrinos d'origine astrophysique. Leur détection est un moyen de vérifier le bon fonctionnement d'un télescope à neutrinos. Pour des énergies supérieures à 1 TeV, leur spectre est proportionnel à  $\sim E^{-3.7}$ . Ils dominent les flux de neutrinos d'origine astrophysique prédits par les théories pour les énergies inférieures à 10 TeV, mais les sources astrophysiques sont soupçonnées de présenter des spectres plus durs (cf. fig. 1.4). Les neutrinos atmosphériques peuvent donc être rejetés en sélectionnant les événements de haute énergie.

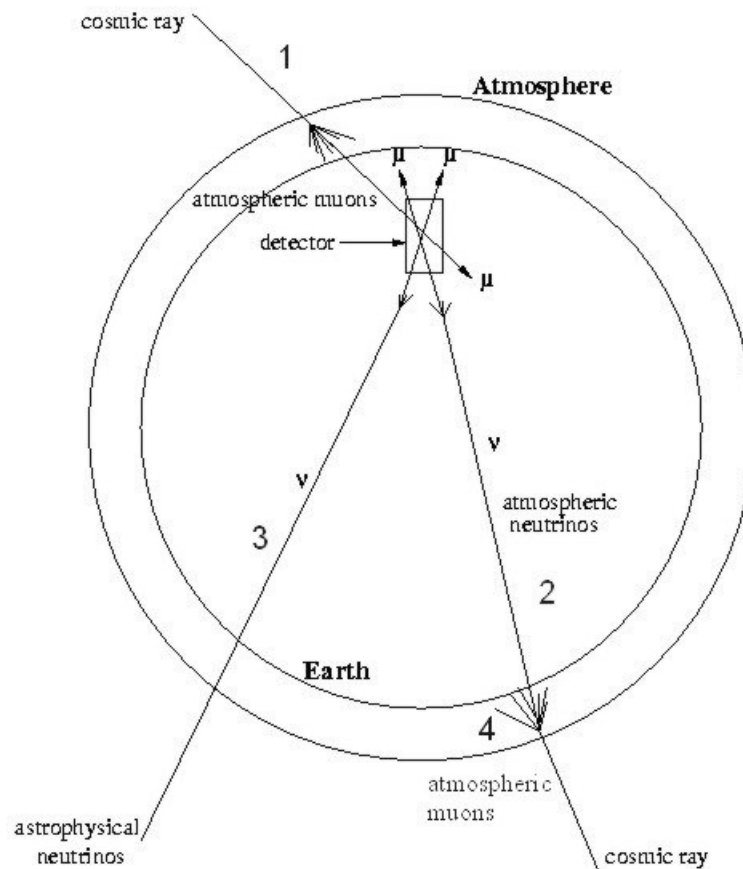


Fig. 2.5 : Les trois sources de muons détectés par AMANDA : (1) Les muons atmosphériques (trajectoires descendantes), (2) les muons induits par les neutrinos atmosphériques (trajectoires ascendantes) et (3) les muons induits par les neutrinos d'origine astrophysique (trajectoires ascendantes également). En (4), on a représenté les muons atmosphériques produits dans l'hémisphère nord. Ceux-ci sont filtrés par la Terre et ne parviennent pas jusqu'au détecteur AMANDA. Remarquons que les qualificatifs « ascendant » et « descendant » sont utilisés dans le référentiel d'un observateur terrestre situé au pôle sud géographique. Celui-ci se trouve en-haut de la figure.

## 2.5 Reconstruction de la trajectoire des muons/neutrinos

### 2.5.1 Introduction

Dans le détecteur AMANDA, les neutrinos d'origine extragalactique ou atmosphérique peuvent être identifiés par la détection des muons qu'ils émettent lorsqu'ils interagissent avec les nucléons présents dans la glace de l'Antarctique ou la roche sous-jacente, après avoir traversé le globe terrestre. Ces muons se déplacent suivant des trajectoires dites ascendantes (du nadir vers le zénith) pour l'observateur situé au pôle sud. En revanche, les muons nés de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère surplombant AMANDA se propagent, eux, suivant des trajectoires descendantes<sup>9</sup>. Pouvoir discerner les traces ascendantes des traces descendantes avec précision, notamment au niveau de l'horizon, est une nécessité absolue dans la recherche de sources ponctuelles de neutrinos d'origine astrophysique. De même, il est important de parvenir à une résolution angulaire inférieure à quelques degrés.

Pour reconstruire la trajectoire des muons dans le détecteur AMANDA, la technique de base utilisée consiste à enregistrer, via un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs dont la géométrie est bien connue, les temps d'arrivée et le nombre de photons Čerenkov émis par ces muons lorsqu'ils traversent la glace du détecteur (cf. fig. 2.6). On distingue deux types de reconstruction : les méthodes dites *de première approximation* (« first guess approximation ») et les *méthodes de vraisemblance* (« likelihood reconstructions »).

Les méthodes dites de première approximation sont rapides au niveau du temps de calcul mais donnent des résultats relativement peu précis. Elles sont en général utilisées lors des premières étapes de la réduction des données.

Les autres méthodes, plus précises, ne peuvent être appliquées à toutes les données étant donné qu'elles demandent beaucoup de temps de calcul. De plus, elles donnent des résultats d'autant meilleurs que leurs algorithmes sont initialisés avec des valeurs raisonnablement proches de la réalité. Elles nécessitent donc des approximations préliminaires. C'est pourquoi on utilise ce genre de reconstruction après avoir effectué un premier tri des données ainsi qu'une première approximation de la trajectoire que l'on souhaite reconstruire.

Il est important de noter que les télescopes à neutrinos déterminent la direction des neutrinos via celle des muons qu'ils détectent. L'erreur (physiquement incontournable) commise lors de cette approximation est donnée par l'angle moyen entre le neutrino incident et le muon qu'il produit. Cet angle  $\theta_{\mu\nu}$  dépend de l'énergie  $E_\nu$  et peut être paramétré comme suit :

$$\theta_{\mu\nu} \approx \frac{1,8^\circ}{(E_\nu/\text{TeV})^{0,5}} \quad \text{pour } E_\nu < 3 \text{ TeV}$$

---

<sup>9</sup> Nous verrons toutefois plus loin qu'ils peuvent être reconstruits erronément comme trajectoires ascendantes.

$$\theta_{\mu\nu} \approx \frac{0,65^\circ}{(E_\nu/\text{TeV})^{0,48}} \text{ pour } 3 \text{ TeV} < E_\nu < 100 \text{ TeV}$$

$$\theta_{\mu\nu} \approx \frac{0,33^\circ}{(E_\nu/\text{TeV})^{0,32}} \text{ pour } E_\nu > 100 \text{ TeV}$$

(2.6)

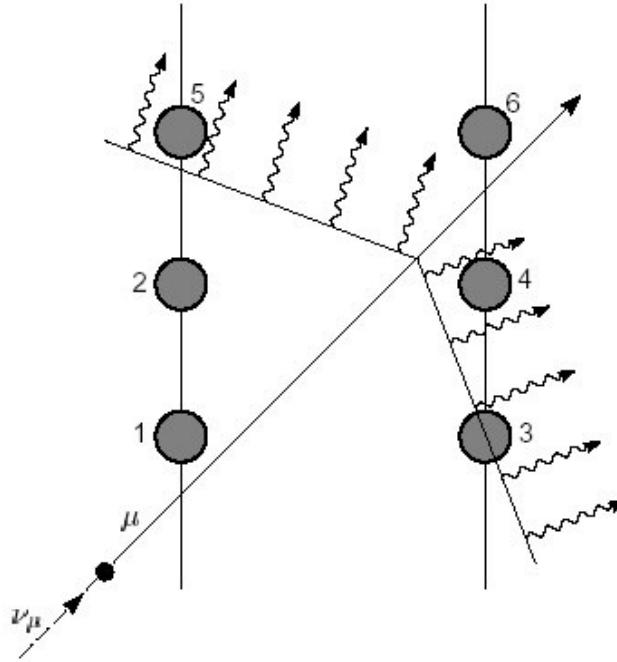


Fig. 2.6 : Représentation schématique du parcours d'un muon ( $\mu$ ) induit par un neutrino ( $\nu_\mu$ ) dans le détecteur AMANDA. La reconstruction de la trajectoire de ce muon (presque colinéaire à celle du neutrino incident) est réalisée à partir des temps de transit des photons Čerenkov dans les modules optiques d'AMANDA (sphères numérotées de 1 à 6 dans cet exemple).

### 2.5.2 Méthodes dites de première approximation

#### a) L'ajustement linéaire (*linefit*)

Cette méthode de reconstruction est très simple et très rapide. Elle se base sur une description basique (pour ne pas dire simpliste) de la trajectoire des muons, totalement indépendante des caractéristiques de la réponse des modules optiques (sensibilité, réponse angulaire, ...) et de la diffusion ou de l'absorption de la lumière dans la glace. La particule est supposée se propager suivant une ligne droite à la vitesse  $\vec{v}$ . L'équation du mouvement de cette particule se ramène donc à l'expression simple :

$$\vec{r}_i = \vec{r}_0 + \vec{v}(t_{mes,i} - t_0)$$

(2.7)

où  $t_{\text{mes},i}$  et  $\vec{r}_i$  désignent respectivement le temps mesuré et la position connue du module optique  $i$  touché, la particule étant supposée passer au point  $\vec{r}_0$  au temps  $t_0$  ( $t_0$  est un paramètre à ajuster).

En minimisant l'expression :

$$\chi^2 = \sum_i (\vec{r}_i - \vec{r}_0 - \vec{v} \cdot t_i)^2 \quad (2.8)$$

on obtient les solutions :

$$\vec{v} = \frac{\langle \vec{r}_i t_i \rangle - \langle \vec{r}_i \rangle \langle t_i \rangle}{\langle t_i^2 \rangle - \langle t_i \rangle^2} \quad (2.9)$$

et

$$\vec{r}_0 = \langle \vec{r}_i \rangle - \vec{v} \langle t_i \rangle, \quad (2.10)$$

où les crochets indiquent que les valeurs sont moyennées sur  $i$ .

Cette solution donne la direction approximative du muon, sa vitesse ainsi que l'emplacement du point de référence  $\vec{r}_0$ . C'est essentiellement l'information concernant la direction du muon ( $\vec{v}$ ) qui est utilisée pour séparer les muons ascendants des muons descendants. Cette reconstruction peu coûteuse en temps de calcul est généralement utilisée comme premier filtre lors de la réduction des données.

#### b) L'ajustement dipolaire (*dipole fit* ou *dipole approximation*)

Ce type d'ajustement est également relativement rapide. Il n'utilise pas l'hypothèse d'une trajectoire rectiligne et constitue donc un outil satisfaisant pour rejeter les muons coïncidents issus de gerbes indépendantes. Dans cette méthode de reconstruction, on attribue à chaque trace un « moment dipolaire », calculé de la manière suivante : tous les « coups » enregistrés correspondant à un événement donné sont ordonnés suivant leur temps d'enregistrement. On définit, pour chacun de ces coups, un vecteur normalisé prenant son origine sur le module optique touché et qui pointe dans la direction du module optique qui a été touché directement après lui. Le « moment dipolaire »  $\vec{M}$  est défini par la moyenne de ces vecteurs normalisés :

$$\vec{M} = \frac{1}{N_{\text{coups}} - 1} \sum_{i=2}^{N_{\text{coups}}} \frac{\vec{r}_i - \vec{r}_{i-1}}{|\vec{r}_i - \vec{r}_{i-1}|} \quad (2.11)$$

Ce vecteur détermine une certaine direction et est caractérisé par une valeur absolue  $|\vec{M}| \leq 1$ .

Si cette valeur absolue est « élevée » (typiquement supérieure à 0.2), la direction de  $\vec{M}$  est corrélée avec la direction de la trace du muon, tandis qu'une faible valeur absolue n'indique aucune information directionnelle précise.

Notons que l'approximation dipolaire ne donne pas une approximation de la trajectoire réelle du muon aussi bonne que la méthode d'ajustement linéaire. Elle peut cependant constituer un excellent veto pour une classe particulière d'événements de background, notamment où deux muons atmosphériques presque coïncidents proviennent de cascades séparées. Par exemple, si le premier muon, descendant, traverse le bas du détecteur au moment même où le second muon, descendant également, traverse la partie supérieure du détecteur, les autres méthodes de reconstruction, faisant l'hypothèse du passage d'un seul muon peuvent déduire erronément qu'une particule ascendante vient de traverser le détecteur de part en part.

### c) Méthode du tenseur d'inertie

L'approximation du tenseur d'inertie est utilisée dans le cadre de la reconstruction des gerbes. Elle est basée sur l'analogie mécanique suivante : si l'on suppose que les  $i$  photomultiplicateurs, situés en  $\vec{r}_i$  et touchés de telle façon que les signaux qu'ils enregistrent sont d'amplitude  $a_i$  et que ceux-ci correspondent à des masses  $a_i$  situées en  $\vec{r}_i$ , on peut définir le tenseur d'inertie  $I$  de cette distribution de masse virtuelle. Les composantes de ce tenseur sont données par :

$$I^{k,l} = \sum_{i=1}^{N_{ch}} a_i^w \cdot (\delta^{kl} \cdot (\vec{r}_i)^2 - r_i^k \cdot r_i^l) \quad (2.12)$$

où le poids  $w \geq 0$  de l'amplitude peut être choisi arbitrairement. En général, on utilise la convention  $w = 0$  (on ne tient pas compte de l'amplitude des signaux) ou  $w = 1$ . L'origine du tenseur d'inertie se trouve au centre de gravité de la distribution de masse. Il possède trois valeurs propres  $I_j$  (ou  $j \in \{1, 2, 3\}$ ), correspondant à ses trois axes principaux  $e_j$ . La plus petite valeur propre,  $I_1$ , correspond au plus grand axe  $e_1$ . Dans le cas de la trace d'un muon,  $I_1 \ll I_2$  et  $I_1 \ll I_3$  de sorte que  $e_1$  constitue une bonne approximation de la direction du muon. En revanche, dans le cas d'une gerbe<sup>10</sup>,  $I_1 \sim I_2 \sim I_3$  et  $e_1$  donne la direction de la particule initiale qui a déclenché la gerbe. Une ambiguïté concernant le sens de propagation de la particule le long de l'axe  $e_1$  subsiste cependant dans les deux cas. Les rapports entre les valeurs propres  $I_j$  déterminent la « sphéricité » de l'événement. Celle-ci peut être utilisée comme veto dans l'analyse des données, c'est-à-dire comme critère de rejet des événements autres que les trajectoires rectilignes des muons. Le centre de gravité, lui, est utilisé pour initialiser la reconstruction de gerbes par la méthode de vraisemblance maximum (« likelihood shower reconstruction »).

<sup>10</sup> Pour ce genre d'événement, des photons sont émis dans toutes les directions.

### 2.5.3 Méthodes de vraisemblance

#### a) Reconstruction par la méthode du maximum de vraisemblance

Cette méthode de reconstruction est la plus précise, mais elle est particulièrement exigeante en temps de calcul. Comme pour l'ajustement linéaire, on suppose que le muon se déplace suivant une trajectoire rectiligne. Cette trajectoire est décrite par 5 paramètres (cf. fig.2.7) :

- $x_0$  et  $y_0$ , les coordonnées du point de percée de la trajectoire du muon dans un plan de référence  $z_0$  ;
- $t_0$ , le temps correspondant au moment où le muon traverse le plan  $z_0$  ;
- $\theta$  et  $\varphi$ , les angles zénithal et azimutal, qui définissent la direction de la trajectoire du muon.

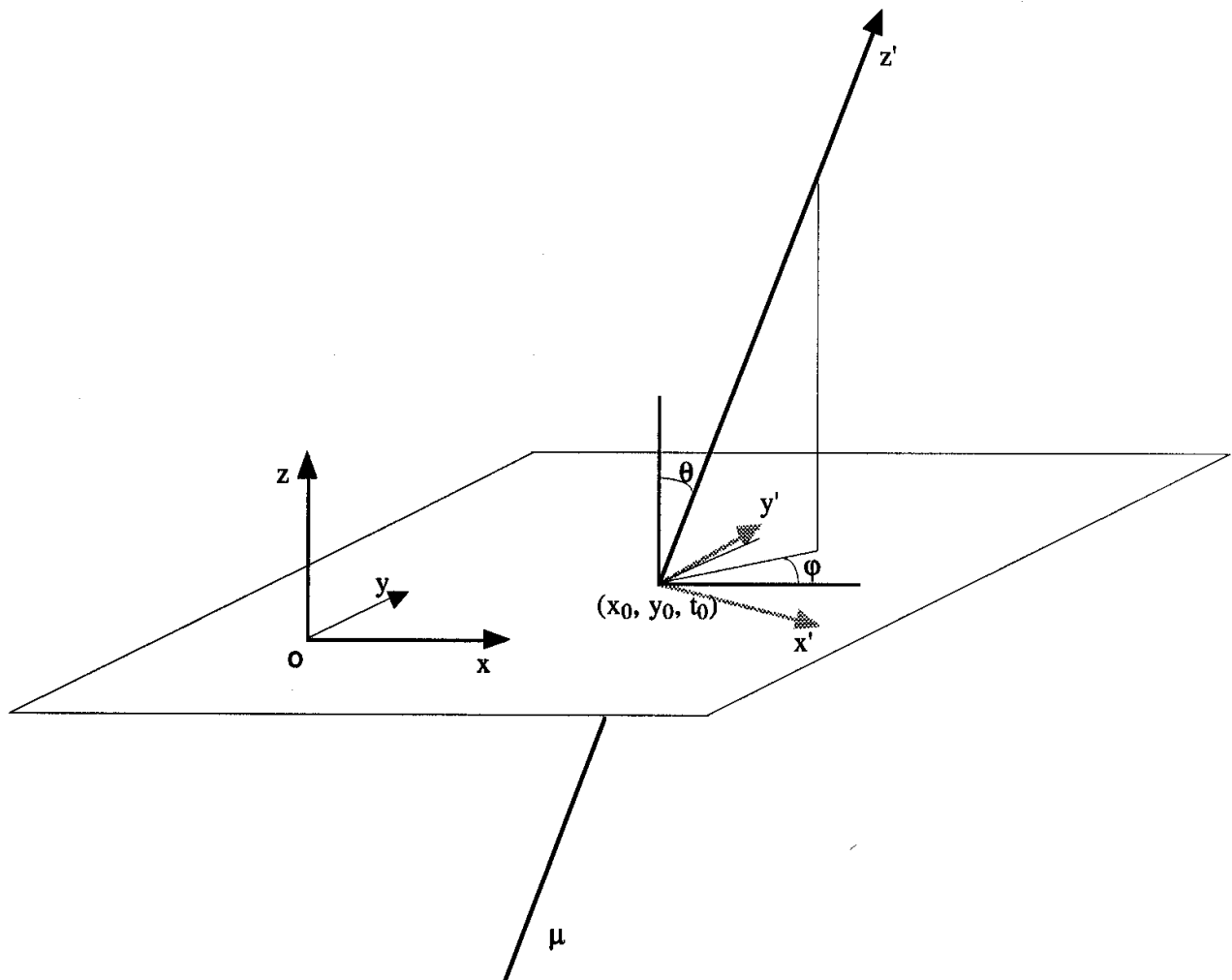


Fig. 2.7 : Les 5 paramètres utilisés pour décrire la trajectoire des muons :  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $t_0$ ,  $\theta$  et  $\varphi$ ,  $z_0$  étant fixé.



Les données dont on dispose pour reconstruire la trajectoire des muons sont les temps où les modules optiques ont été touchés, l'emplacement de ces modules optiques et l'amplitude des signaux enregistrés.

Pour cette méthode de reconstruction, il est nécessaire de bien connaître les caractéristiques de la propagation de la lumière dans la glace : les propriétés optiques de la glace (absorption, diffusion, indice de réfraction, ...) doivent être estimées correctement, de même que l'efficacité angulaire des modules optiques, qui peut être légèrement différente de celle qui a été mesurée en laboratoire, à cause de l'accumulation de bulles autour des modules optiques durant la phase de recongélation de la glace fondue lors du forage.

A priori, les photons Čerenkov sont émis tout au long de la trajectoire des muons dans un cône d'ouverture fixe, définie par l'angle  $\theta_c$  (cf. fig. 2.8).

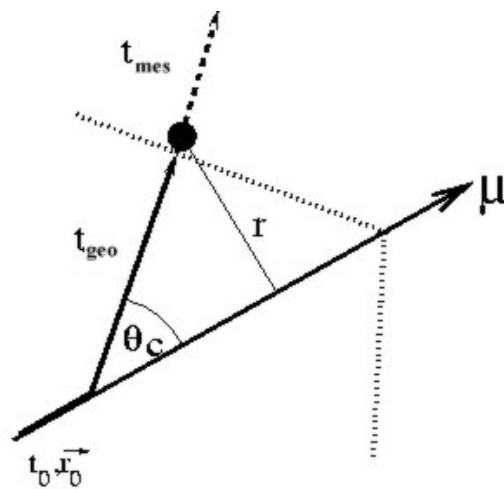


Fig. 2.8 : Reconstruction de la trajectoire d'un muon : la petite sphère représente un module optique,  $t_{\text{geo}}$  est le temps d'arrivée du photon Čerenkov au module optique lorsqu'il n'est pas diffusé et  $t_{\text{mes}}$  est le temps d'arrivée du photon ayant été diffusé dans la glace, le muon passant en  $\vec{r}_0$  au temps  $t_0$ .

Plusieurs études (Woschnagg *et al.*, 1999) ont montré que ces photons parcourent typiquement une distance de 10 mètres dans la glace avant de toucher un photomultiplicateur. Lors de leur parcours, les photons peuvent être absorbés ou déviés dans la glace. La longueur d'absorption étant relativement grande (environ 100 mètres), les photons peuvent être détectés sur de longues distances. Cependant, la diffusion a pour effet de modifier leur trajectoire initiale, si bien qu'en définitive, les photons Čerenkov ne se propagent pas forcément suivant des lignes droites mais plutôt suivant des trajectoires « brisées » et peuvent donc, dans ce cas, aboutir au photomultiplicateur avec un certain retard par rapport au temps dit « géométrique », mis par des photons se propageant en ligne droite pour parvenir du point de leur émission au point de détection. La longueur de diffusion a été évaluée à environ 25 mètres, à l'aide d'un laser.

On définit le temps résiduel  $t_{res}$ , pour une trace donnée, comme étant la différence entre le temps d'arrivée d'un photon  $t_{mes}$  effectivement enregistré par un photomultiplicateur et le temps géométrique  $t_{geo}$  calculé en faisant l'hypothèse que le photon n'est ni absorbé ni dévié (cf. fig. 2.8). Si le photon n'est pas diffusé,  $t_{res} \sim 0$  (à la précision temporelle du photomultiplicateur près). Dans le cas contraire, les photons sont retardés suivant une distribution plus ou moins large, qui est déterminée par les propriétés optiques du milieu, la distance  $r$  et l'orientation de l'axe de symétrie du photomultiplicateur par rapport à la trace du muon.

La reconstruction est effectuée en comparant les temps résiduels calculés pour une trace hypothétique (pour laquelle  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $t_0$ ,  $\theta$  et  $\varphi$  sont fixés) avec la distribution des temps résiduels réellement mesurés. Les paramètres de la trace hypothétique sont alors modifiés de manière à ce que les temps résiduels calculés s'ajustent le mieux possible aux temps résiduels observés. De manière plus formelle, la méthode de reconstruction par maximum de vraisemblance est basée sur la minimisation du paramètre de vraisemblance  $L$  (« likelihood parameter »), défini par :

$$L \equiv -\frac{1}{N} \log(l) = \frac{-1}{N} \cdot \log\left(\prod_{i=1}^{N_{ch}} P(t_{res,i}, OM_i)\right) = \frac{-1}{N} \cdot \sum_{i=1}^{N_{ch}} \log\left[P(t_{res,i}, OM_i)\right] \quad (2.13)$$

où  $N = N_{ch} - 5$  est le nombre de degrés de liberté, 5 paramètres étant à déterminer,  $N_{ch}$  est le nombre de modules optiques qui ont été touchés,  $l$  est la fonction de vraisemblance et  $P(t_{res,i}, OM_i)$  est la densité de probabilité pour que le module optique  $i$  soit touché avec un temps résiduel  $t_{res,i}$  :

$$t_{res} \equiv t_{mes} - t_{geo} = t_{mes} - \left[ t_0 + \frac{r \cdot n}{\sin(\theta) \cdot c} \right] \quad (2.14)$$

Dans cette expression,  $t_0$  est une constante de calibrage,  $r$  est la distance séparant le module optique de la trajectoire du muon,  $\theta$  est l'angle de Čerenkov et  $n$  est l'indice de réfraction de la glace. Le temps résiduel  $t_{res}$  ainsi calculé doit être complété par la résolution temporelle du détecteur.

L'expression  $P(t_{res,i}, OM_i)$  est calculable analytiquement dans le cas d'une source lumineuse ponctuelle et monochromatique située à une distance  $\rho$  du détecteur :

$$P(t_{res}, OM) \equiv \frac{1}{N(\rho)} \frac{\tau^{-(\rho/\lambda)} \cdot t_{res}^{((\rho/\lambda)-1)}}{\Gamma(\rho/\lambda)} \exp\left[-\left(\frac{t_{res}}{\tau} + c_{ice} \cdot \frac{t_{res}}{\lambda_a} + \frac{\rho}{\lambda_a}\right)\right], \quad (2.15)$$

où

$$N(\rho) = e^{-\rho/\lambda_a} \cdot \left( 1 + \frac{\tau \cdot c_{ice}}{\lambda_a} \right)^{-\rho/\lambda} \quad (2.16)$$

est le coefficient de normalisation et  $c_{ice}$  est la vitesse de la lumière dans la glace. Le coefficient de normalisation représente la probabilité que le module optique  $i$  détecte un photon à un instant quelconque.  $\lambda_a$  est la longueur d'absorption de la glace, alors que  $\tau$  (dimension : temps) et  $\lambda$  (dimension : longueur) sont des paramètres libres. Ils dépendent tous les deux de la distance  $\rho$  et de l'angle  $\eta$  entre l'axe de symétrie du module optique et la direction source-détecteur.

La fonction  $P(t_{res,i}, OM_i)$ , désignée comme étant la fonction de Pandel, s'obtient simplement en remplaçant  $\rho$  par  $r_i$ . Elle décrit la probabilité qu'un photon atteigne le module optique  $i$  à distance  $r_i$  de la trace du muon avec un délai temporel de  $t_{res,i}$ , moyennant des paramètres  $\tau$  et  $\lambda$  estimés en tenant compte de l'orientation relative de la trace par rapport au module optique (via une simulation Monte Carlo). La fonction de Pandel n'est pas définie pour des temps résiduels  $t_{res}$  négatifs et possède un pôle en  $t_{res} = 0$ . De ce fait, le paramètre de vraisemblance ne peut donc pas être minimisé numériquement. Pour pallier à cet inconvénient, on modifie la valeur de la fonction  $P(t_{res},d)$  pour des petites valeurs de  $t_{res}$  :

$$\hat{P}(t_{res}, d) \equiv \begin{cases} G(t_{res}, d) = \frac{N_g(d)}{\sqrt{2\pi}\sigma_g} \cdot e^{-\frac{(t_{res}-t_1)^2}{2\sigma_g^2}} & \text{pour } t_{res} < t_1 \\ T(t_{res}, d) = \sum_{j=0}^3 a_j \cdot t_{res}^j & \text{pour } t_1 < t_{res} < t_2 \\ P(t_{res}, d) & \text{pour } t_2 < t_{res} \end{cases} \quad (2.17)$$

$\hat{P}(t_{res}, d)$  est la « fonction upandel », où  $t_1 = 0$  et  $t_2 = \sqrt{2\pi}\sigma_g$  sont les points choisis pour raccorder la gaussienne  $G(t_{res},d)$  à la fonction de Pandel  $P(t_{res},d)$ ,  $\sigma_g$  étant l'incertitude temporelle du détecteur ( $\sim 15$  ns). Les coefficients  $a_j$  sont choisis de manière à ce que la fonction upandel et sa première dérivée soient continues en  $t_1$  et  $t_2$  (Wiebusch, 1999). Les paramètres définissant la fonction de Pandel ont été ajustés au moyen du programme de simulation PTD (cf. section 3.2.2). Les valeurs qui ont été obtenues sont les suivantes :  $\tau = 557$  ns,  $\lambda_a = 96$  m, et  $\lambda = 33,3$  m.

## b) Reconstruction itérative

Bien que plusieurs algorithmes de minimisation aient été testés avant d'être intégrés à la méthode de reconstruction par maximum de vraisemblance, celle-ci peut encore être améliorée en l'appliquant plusieurs fois successivement. Dans ce cas, les valeurs de départ de chaque itération sont le résultat de la reconstruction précédente, moyennant une fluctuation aléatoire de la valeur numérique des angles  $\theta$  et  $\varphi$ . Après cette réinitialisation, l'algorithme est de nouveau exécuté et ainsi de suite. Cette amélioration demande cependant beaucoup de temps de calcul supplémentaire, celui-ci étant proportionnel au nombre d'itérations effectuées.

## c) Reconstruction « $P_{hit}P_{nohit}$ »

Dans toutes les méthodes de reconstruction exposées jusqu'ici, seule l'information provenant des photomultiplicateurs touchés est utilisée. Cependant, le fait qu'un photomultiplicateur ne soit pas touché constitue également une information exploitable, d'autant plus utile que celui-ci est proche de la trace supposée.

Comme mentionné plus haut (voir l'explication de la fonction de Pandel), la probabilité de détecter un photon à un moment quelconque est :

$$P_1^{hit}(r) \equiv N(r) = \int_0^{\infty} P(t_{res}, r = d) dt_{res} \quad (2.18)$$

Si  $n$  photons sont émis, on peut calculer les probabilités de ne détecter aucun photon,  $P_n^{nohit}(d)$ , ou de détecter au moins l'un d'entre eux  $P_n^{hit}(d)$  :

$$\begin{aligned} P_n^{nohit}(r) &\equiv (1 - P_1^{hit}(r))^n \\ P_n^{hit}(r) &\equiv 1 - P_n^{nohit}(r) = 1 - (1 - P_1^{hit}(r))^n \end{aligned} \quad (2.19)$$

Le nombre de photons Čerenkov  $n$  dépend de  $E_\mu$ , l'énergie du muon :  $n = n(E_\mu)$ . Dans notre cas, l'hypothèse d'une source de lumière ponctuelle (émission de lumière isotrope) doit être remplacée par celle d'un événement émettant de la lumière le long d'un cône Čerenkov. Dès lors, le nombre de photons  $n(E_\mu)$  paramétré (Wiebusch, 1999) par

$$n(E_\mu) = 2 \cdot (1 + 9,4 \cdot 10^{-4} \cdot E_\mu / GeV) \quad (2.20)$$

doit être remplacé par un nombre de photons effectif  $n(E_\mu, \eta)$  susceptibles d'être détectés par le module optique et dépendant de l'orientation de la trace du muon par rapport à l'axe de symétrie du photomultiplicateur.

On peut paramétrer ce nombre effectif comme suit (Wiebusch, 1999) :

$$n(E_\mu, \eta) = 2 \cdot (1 + 9,4 \cdot 10^{-4} \cdot E_\mu / \text{GeV}) \cdot (1 + 0,35 \cdot \cos(\eta)) \quad (2.21)$$

Le paramètre de vraisemblance pour cette reconstruction est alors :

$$L = \frac{-1}{N} \left( \sum_{i=1}^{N_{ch}} \log(\tilde{P}_{n_i}^{hit}(r_i)) + \sum_{i=N_{ch}+1}^{N_{OM}} \log(\tilde{P}_{n_i}^{nohit}(r_i)) \right), \quad (2.22)$$

où  $N_{ch}$  est le nombre de modules optiques touchés.

La reconstruction  $P_{hit}$ - $P_{nohit}$  est donc seulement basée sur le fait qu'un module optique soit touché ou non. Elle ne dépend pas de l'instant où les modules optiques ont été touchés. La dépendance explicite en l'énergie de l'équation 2.21 permet de procéder à une reconstruction de l'énergie du muon détecté (Wiebusch, 1999) : en ajustant les valeurs des paramètres  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $t_0$ ,  $\theta$  et  $\varphi$  par la méthode du maximum de vraisemblance et à partir des valeurs de  $(t_{mes}^i, OM^i)$ , on peut calculer les facteurs  $(1 + 0,35 \cdot \cos[\eta(x_0, y_0, t_0, \theta, \varphi)])$  et de là déterminer la valeur de  $n(E_\mu, \eta)$  qui maximise le paramètre de vraisemblance  $L$ . Cette valeur de  $n$  fournit alors directement la valeur de l'énergie  $E_\mu$ .

#### d) Reconstruction de gerbes

Tous les événements enregistrés par Amanda ne correspondent pas à des traces de muons, mais peuvent résulter de la formation de gerbes électromagnétiques ou hadroniques dues, par exemple, à des interactions de neutrinos électroniques  $\nu_e$ . La reconstruction de gerbes se base sur des événements issus de vertex d'interaction émettant des photons Čerenkov dans toutes les directions au sein du détecteur. Tout comme la reconstruction de traces, la reconstruction de gerbes est basée sur la fonction de upandel. En pratique, ce type de reconstruction n'est utilisé qu'en tant que veto, dans le cadre de l'analyse de traces de muons.