



UNIVERSITE PARIS
DIDEROT (Paris 7)

I r f u



saclay

CEA/IRFU/SPP



APC

Thèse présentée par

Claire Picq

**Détermination du flux de muons atmosphériques
avec le télescope à neutrinos ANTARES**

Pour l'obtention du titre de
Docteur de l'Université Paris VII Spécialité :
Champs, Particules, Matières

Soutenue le 18 juin 2009 , devant le jury composé de

M.	Etienne Parizot	(Président)
Mme.	Annarita Margiotta	(Rapporteur)
M.	Fabrice Feinstein	(Rapporteur)
M.	Jorg R. Hörandel	(Examineur)
M.	Bertrand Vallage	(Directeur)
M.	Antoine Kouchner	(Directeur)

A mes parents

A Xavier

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier mes deux directeurs de thèse, Bertrand et Antoine, pour avoir encadré cette thèse et m'avoir fait confiance sur la façon de mener mes recherches.

Je remercie Sotiris pour son aide aux moments critiques de ma thèse et ses bonnes idées qui m'ont permis d'avancer.

Je remercie Philippe, mon "parrain" du CEA, pour son soutien lors mes coups de blues et ses précieux conseils dans l'orientation de ma vie professionnelle.

Je remercie Bruno Mansoulié et Ursula Bassler pour leur accueil au sein du Service de Physique des Particules au Commissariat à l'Energie Atomique et Pierre Binétruy au sein du laboratoire AstroParticules et Cosmologie de l'Université Denis Diderot.

Je remercie les membres du jury : merci à Etienne Parizot pour avoir accepté d'en prendre la présidence ; merci à mes rapporteurs, Annarita Margiotta qui a suivi mes travaux et m'a apporté son aide tout au long de cette thèse en travaillant sur les simulations ANTARES des muons atmosphériques, et Fabrice Feinstein pour avoir envoyé ses commentaires ; enfin, merci à Jorg R. Hörandel de s'être intéressé à mes travaux en participant à ce jury.

Je remercie l'équipe du CEA et tout particulièrement Niccolò avec qui j'ai partagé mon bureau si agréablement, Gilles pour sa bonne humeur, Yvonne pour son aide au moment le plus crucial qu'est le début d'une thèse, ainsi que toutes les personnes de l'équipe pour leur grande connaissance du détecteur.

Je remercie l'équipe de l'APC : Corinne pour les études que nous avons faites sur l'électronique, Bruny pour son soutien, Véronique pour sa sympathie.

Je remercie la collaboration ANTARES pour son accueil et son écoute.

Je remercie le Laboratoire d'Informatique de Paris 6 et tout particulièrement Nicolas, Lom, Alexandre, Alban et Fabrice pour leur aide en C++ et pour avoir accueilli ma thèse sur leur serveur.

Enfin je remercie énormément ma famille et tout particulièrement mes parents qui m'ont soutenue tout au long de mes études et Xavier pour sa présence à mes côtés pendant cette thèse.

RESUME

Le télescope à neutrinos ANTARES est un détecteur sous-marin situé en mer Méditerranée. L'univers étant transparent aux neutrinos, leur étude est un moyen unique d'améliorer nos connaissances sur la nature et l'origine des rayons cosmiques, ainsi que sur les mécanismes d'émission des sources astrophysiques les plus puissantes de l'univers. Les neutrinos offrent en outre la possibilité d'ouvrir une nouvelle fenêtre d'observation en énergie ($> \text{TeV}$) sur l'univers. Cette thèse est consacrée à l'étude du bruit de fond principal du détecteur, dû au passage de muons atmosphériques produits lors de la désintégration des rayons cosmiques de haute énergie avec les noyaux de l'atmosphère.

La première partie de cette thèse est dédiée à l'étude du détecteur. Les différentes caractéristiques du détecteur, son étalonnage ainsi que les techniques de réglages de l'électronique y sont détaillés.

La seconde partie de cette thèse fait état des différents résultats obtenus sur les muons atmosphériques avec un détecteur à cinq lignes. Une présentation détaillée de la simulation utilisée y est présentée. La première difficulté de détection des muons atmosphériques est due à la géométrie du détecteur, la seconde au fait que les muons atmosphériques arrivent souvent en gerbes et que le nombre de muons dans une gerbe à 2500 m de profondeur est encore inconnu. Une première étude basée sur des simulations permet de discriminer entre les muons seuls et les gerbes de muons. Une seconde étude est dédiée à la mesure du flux de muons en fonction de la profondeur de détection. En prenant en compte les erreurs systématiques, la mesure est compatible avec les résultats d'autres instruments.

Mots-clés : télescope, ANTARES, rayons cosmiques, neutrinos, étalonnage, muons atmosphériques, flux de muons

ABSTRACT

The neutrino telescope ANTARES is a deep-sea detector located in the Mediterranean Sea. The universe is transparent to neutrinos, so their study provides a unique means of improving our knowledge of the nature of cosmic rays, their origins and their emission from the most powerful astrophysical sources in the cosmos. Neutrinos also offer the possibility of opening a new energy window ($> \text{TeV}$) for observation of the universe. This thesis is dedicated to the study of the main background noise of the detector, due to the passage of atmospheric muons produced by high energy cosmic rays interacting with atmospheric nuclei.

The first part of this thesis focuses on the study of the detector. The different characteristics and the calibration of the detector as well as the techniques of monitoring the electronic are described.

The second part of this thesis reports the various results obtained on the atmospheric muons with the five line detector. A detailed presentation of the simulations used is presented. The first difficulty of detecting atmospheric muons is due to the geometry of the detector. The second is due to the fact that the atmospheric muons often arrive in bundles and that the number of muons in these bundles is unknown at a depth of 2500 m. A first study based on simulations makes it possible to discriminate between the muons alone and the bundles of muons. A second study is dedicated to the measurement of the muon flux depending on the slant depth. The measurement is compatible with the results of other instruments when the systematic uncertainties are taken into account.

Key-words : telescope, ANTARES, cosmic ray, neutrinos, calibration, atmospheric muons, muon flux

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	13
I Rayons cosmiques	15
1 Les rayons cosmiques	16
1.1 Historique	16
1.2 Le spectre en énergie	16
1.3 Composition	18
1.4 Accélération des rayons cosmiques	20
1.5 Origine des rayons cosmiques	22
1.6 Propagation	22
1.7 Et les neutrinos ?	23
1.8 Sources ponctuelles éventuellement productrices de neutrinos	25
1.8.a Les supernovae et leurs restes	25
1.8.b Les microquasars	26
1.8.c Les noyaux actifs de galaxie	26
1.8.d Les sursauts gamma	26
1.8.e La matière noire	28
1.8.f Etude des sources à l'aide des gamma : l'expérience H.E.S.S.	28
2 Méthodes de détection des rayons cosmiques	29
2.1 L'expérience BESS	30
2.2 Les détecteurs au sol	32
2.2.a L'expérience KASCADE-grande	32
2.2.b L'expérience Auger	32
2.3 Un détecteur souterrain : MACRO	34
II Télescopes à neutrinos	37
1 Principe de détection	38
1.1 Interaction du neutrino avec la matière	38
1.2 Propagation dans la Terre	39
1.3 Propagation des muons induits	41
1.3.a Corrélation neutrino-muon	41
1.3.b Interactions dominantes	42
1.3.c Effet Tcherenkov	43
1.4 Bruits de fond physiques	44
2 Le détecteur ANTARES	46

2.1	Description du détecteur	46
2.1.a	Les lignes	47
2.1.b	Modules optiques	47
2.2	Caractéristiques optiques du milieu	50
2.2.a	Longueur d'atténuation dans l'eau	50
2.2.b	Le bruit de fond optique	51
2.3	L'électronique de lecture des photo-multiplicateurs.	52
2.4	Le système d'acquisition des données	54
2.5	Algorithmes de filtrage	57
2.6	Reconstruction des traces de muons	57
2.6.a	Principe de reconstruction	58
2.6.b	Reconstruction des gerbes	59
2.6.c	Description des reconstructions	59
3	Les autres télescopes à neutrinos	63
3.1	Un télescope en eau douce : Baïkal	63
3.2	Les télescopes sous la glace	63
3.2.a	AMANDA	63
3.2.b	IceCube	64
3.3	Les télescopes en eau salée	66
3.3.a	Dumand	66
3.3.b	Nemo	66
3.3.c	Nestor	68
3.3.d	KM3Net	68
III Etalonnage des lignes du détecteur Antares		71
1	Méthodes d'étalonnage	72
2	Etalonnage en temps	75
2.1	Etalonnage du TVC	75
2.2	Décalage temporel des étages	76
2.2.a	Horloge à Terre	76
2.2.b	Détermination des T_0 à Terre	77
2.2.c	Contrôle in situ	77
2.3	Effet de Walk	79
2.4	Non-linéarité différentielle des ADCs	81
2.5	Le <i>bit flip</i>	81
3	Etalonnage de la charge	81
3.1	Le piédestal	81
3.2	Le photo-électron	83
3.3	Baisse du gain des modules optiques	83
3.4	La diaphonie	83
3.5	Détermination des seuils	86
3.5.a	Mesure des seuils	86
3.5.b	Nombre d'événements par OM	86
3.5.c	La méthode des ΔT : nouvel étalonnage des seuils	88
Principe de la mesure		91

IV	Simulation des muons atmosphériques	93
1	Flux des rayons cosmiques interagissant dans la haute atmosphère	95
1.1	Le modèle <i>poly-gonato</i>	95
1.2	Le modèle NSU	96
1.3	La paramétrisation d'"HEMAS"	97
1.4	Comparaison des différents modèles	98
2	Les modèles d'interactions hadroniques à haute énergie	101
3	Propagation des muons jusqu'au détecteur	105
4	Simulation du détecteur	108
4.1	Longueur d'atténuation dans l'eau	108
4.2	Acceptance des modules optiques	109
V	Etude de la multiplicité	113
1	La multiplicité dans la simulation	113
1.1	Comparaison de la multiplicité à différents niveaux de la simulation	113
1.2	Les muons et l'algorithme de filtrage 3N	115
1.2.a	Composition et énergie des rayons cosmiques	116
1.2.b	L'angle zénithal	119
2	Comparaison de quelques variables entre les données et les simulations	120
2.1	Qualité de la reconstruction : Λ	120
2.2	Fraction de petits résidus	121
2.3	Charge totale	123
2.4	Longueur de la trace	126
2.5	Tenseur d'inertie	126
2.6	Angle zénithal	127
3	Etude classique par coupures	130
4	Analyse multivariable	132
4.1	Décorrélation des variables	132
4.2	Variables utilisées	132
4.3	Résultats	133
VI	Détermination du flux de muons	137
1	Sélection des événements	138
1.1	Nombre de lignes	138
1.2	Evènements à une ligne	139
1.2.a	χ^2 de la trace reconstruite	139
1.2.b	χ^2 de la gerbe	139
1.2.c	Nombre de coups	139
1.2.d	Angle zénithal	142
1.3	Evènements à plusieurs lignes	142
1.3.a	χ^2 de la trace reconstruite	142
1.3.b	χ^2 de la gerbe	142
1.3.c	Angles zénithal et azimuthal	142
1.4	Efficacité et résolution angulaire	142
2	Détermination du flux	146
2.1	Comparaison entre les données et les simulations	146
2.2	Multiplicité au niveau de la canette	147
2.3	Calculs d'erreurs statistiques sur les efficacités	147

2.3.a	Evènements non pondérés (MUPAGE)	147
2.3.b	Evènements pondérés (CORSIKA)	149
2.4	Efficacité de déclenchement	149
2.5	Surface effective des muons au niveau du déclencheur	149
2.6	Efficacité de la reconstruction	150
2.7	Erreurs statistiques sur le flux de muons	150
2.8	Correction au flux de muons	153
2.8.a	Perte par temps mort du filtrage des évènements sur les données 5 lignes	153
2.8.b	Correction du centre de cellule :	153
2.8.c	Correction des seuils :	154
2.9	Effets systématiques	154
2.9.a	Acceptance angulaire	155
2.9.b	Longueur d'absorption	155
2.9.c	Étalonnage en charge, Réglage des seuils	156
2.9.d	Bio-salissure des photo-multiplicateurs	156
2.9.e	Simulation de la multiplicité	156
2.9.f	Reconstruction	156
2.10	Flux de muons	156
2.11	Vérification de la méthode	158
3	Relation profondeur - intensité du flux	160
3.1	Verticalisation	160
3.2	Résultats	162
Conclusion		167
A Différentes méthodes de discrimination utilisées dans TMVA		169
1	Discriminant de Fisher	169
2	Rapport de vraisemblance	170
3	Réseau de neurones	170
4	Les arbres de décision	173

Introduction

Depuis leur découverte au début du vingtième siècle, les rayons cosmiques n'ont cessé d'intriguer les physiciens. Leur origine et leur composition demeurent controversées. Le spectre en énergie des particules observées varie sur 32 ordres de grandeur et s'étend sur une très grande gamme jusqu'à des énergies macroscopiques qui frôlent les limites des modèles classiques d'accélération.

L'étude des rayons cosmiques nécessite donc des approches variées. Aux plus hautes énergies, des détecteurs couvrant plusieurs milliers de km^2 au sol sont nécessaires, tandis que l'étude détaillée de la composition aux énergies intermédiaires requiert d'embarquer des détecteurs de plus en plus sophistiqués dans des ballons ou des satellites.

Si la source des rayons cosmiques reste inconnue, c'est que les rayons cosmiques, pour l'essentiel électriquement chargés, sont défléchis par les champs magnétiques lors de leur propagation. À cet égard, l'étude des neutrinos de haute énergie offre de nouvelles perspectives. En effet, en interagissant à la source avec la matière ou le rayonnement ambiant, les rayons cosmiques peuvent produire des neutrinos s'échappant de la zone de production et se propagent en ligne droite. Le développement de cette nouvelle "astronomie neutrino" représente un défi technologique, conforté par la détection au MeV de neutrinos issus de l'explosion de la supernova 1987A, en février 1987. A plus haute énergie (jusqu'à 10^9 GeV) les détecteurs ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch, dans l'hémisphère nord) et IceCube (dans l'hémisphère sud) scrutent désormais le ciel ouvrant ainsi une nouvelle fenêtre d'observation sur l'Univers.

La détection des neutrinos est indirecte. Les neutrinos cosmiques de haute énergie qui interagissent lors de leur traversée de la Terre produisent des muons qui émettent un cône de lumière ténue -dite lumière Tcherenkov- lors de leur passage dans le milieu marin (ou la glace). Cette lumière est détectée par un réseau tridimensionnel de modules optiques (photomultiplicateurs enfermés dans une sphère en verre), ce qui permet de remonter aux caractéristiques du muon et donc du neutrino incident. Les muons descendants provenant des gerbes atmosphériques produites par l'interaction des rayons cosmiques constituent une source intense de bruit de fond, cependant ils servent aussi comme source d'étalonnage. Cette thèse est consacrée à l'étude des muons descendants avec le télescope à neutrinos ANTARES.

Le premier chapitre de la thèse décrit brièvement les enjeux de la physique des rayons cosmiques. Le spectre en énergie des rayons cosmiques, ainsi qu'une sélection d'expériences ayant participé à l'élaboration de ce spectre sont décrits. Une attention particulière sera portée aux objets astrophysiques susceptibles de produire des rayons cosmiques (et des neutrinos) de haute énergie.

Le deuxième chapitre expose le principe de détection des neutrinos et des muons avec les télescopes à neutrinos. Y sont aussi présentés les différents projets de détecteurs de neutrinos et notamment ANTARES. Les composants et l'agencement du détecteur seront exposés, ainsi que les algorithmes de filtrage et de reconstruction des données. Ces connaissances sont nécessaires à la compréhension des études effectuées dans le cadre de cette thèse.

L'étalonnage des lignes du détecteur ANTARES fait l'objet du troisième chapitre. Nous insisterons d'une part sur les méthodes d'étalonnage développées lors de l'intégration du détecteur à terre, et sur

les méthodes utilisées in situ d'autre part. Une étude de stabilité de certains de ces étalonnages sera présentée.

La deuxième partie de la thèse est consacrée à l'étude des muons. Le principe de la mesure du flux de muons est tout d'abord abordé. La simulation des muons atmosphériques est alors exposée (chapitre 4), depuis la simulation des rayons cosmiques en haut de l'atmosphère jusqu'à la propagation de la lumière Tcherenkov produite par des muons traversant le détecteur, en passant par la propagation des muons de chaque gerbe jusqu'au détecteur.

Une étude de la multiplicité de ces muons, dans le détecteur ANTARES, est proposée dans le cinquième chapitre de la thèse. Après une comparaison des variables entre simulations et données, une étude classique par coupures puis une analyse multi-variable sont développées afin de séparer les muons isolés des gerbes contenant plus d'un muon.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude du flux de muons atmosphériques. La mesure de la dépendance zénithale de ce flux est établie à partir de plusieurs algorithmes de reconstruction ainsi que de plusieurs simulations Monte Carlo. Les différents résultats obtenus sont comparés et transcrits en termes de relation intensité-profondeur pour comparaison avec d'autres expériences.

Chapitre I

Rayons cosmiques

1 Les rayons cosmiques

1.1 Historique

Après la découverte de la radioactivité en 1896 par Henri Becquerel, la communauté scientifique pensait que l'ionisation de l'air contenu dans des électroscopes était due à des éléments radioactifs dans la Terre ou dans l'atmosphère. De 1911 à 1913, plusieurs voyages en ballon permettent à Victor Hess de mesurer une augmentation du taux d'ionisation dans l'air avec l'altitude, attribuable à une irradiation d'origine extra-terrestre. Cette découverte lui vaudra le prix de Nobel de Physique en 1936.

En 1926, Millikan baptise ce rayonnement : "rayons cosmiques". Millikan croit alors que les rayons cosmiques sont des photons de très haute énergie produisant des électrons par effet Compton, alors que Compton pense que les rayons cosmiques sont issus de particules primaires chargées. Les expériences de la décennie 1927-1937 lui donneront raison [1].

Les rayons cosmiques fournissent alors une source naturelle de particules énergétiques aux physiciens. Ainsi les muons seront découverts en 1938 par Carl David Anderson et les pions en 1947 par Cecil Powell [2]. En 1938, Pierre Auger met en évidence l'existence de grandes gerbes atmosphériques en détectant l'arrivée en coïncidence de particules sur des détecteurs espacés de quelques dizaines de mètres au sol. Il en déduit que ces gerbes sont produites dans la haute atmosphère, initiant une cascade d'interactions secondaires. En 1948, Gottlieb et Van Allen montrent que les rayons cosmiques sont essentiellement des protons, quelques noyaux d'hélium et une petite proportion de noyaux plus lourds.

Depuis, certaines observations ont mis en évidence l'existence de particules dont l'énergie dépasse 10^{20} eV. L'étude du rayonnement cosmique n'est pas close. De nombreux points, comme l'origine, la composition, les mécanismes d'accélération et la propagation des rayons cosmiques sont encore incompris. L'observation du ciel avec différents messagers (photons, neutrinos, particules chargées) permettra l'amélioration de la connaissance dans ce domaine.

1.2 Le spectre en énergie

Parmi toutes les caractéristiques décrivant les rayons cosmiques, la plus impressionnante est la régularité de son spectre d'énergie en loi de puissance, $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$ (avec un indice spectral α compris entre 2,7 et 3,0), sur près de 12 ordres de grandeur en énergie (figure I.1). Différentes régions du spectre présentent un intérêt particulier pour la physique et l'astrophysique du rayonnement cosmique [3].

Basse énergie et modulation solaire : Les rayons cosmiques d'énergie comprise entre 100 MeV et quelques GeV sont de loin les plus nombreux. Ils participent le plus intensément à l'équilibre du milieu interstellaire et conditionnent la nucléosynthèse des éléments légers dans l'univers. Cette composante du spectre nous est en partie masquée par l'effet répulsif du vent solaire, dont les champs magnétiques repoussent les particules peu énergétiques. Les rayons cosmiques à ces énergies sont largement influencés par l'intensité de l'activité magnétique solaire. On observe une modulation périodique de leur intensité en opposition de phase avec le cycle du Soleil de période 11 ans [4].

Energies intermédiaires : Aux énergies légèrement supérieures, jusque vers 100 GeV, les sections efficaces d'interaction des noyaux énergétiques avec le milieu ambiant sont suffisamment grandes pour affecter les compositions des rayons cosmiques. Des études sur les rapports d'abondance des noyaux et sur la dépendance de ces rapports avec l'énergie donnent des informations sur la propagation des rayons cosmiques dans la galaxie. Ces "rayons" témoignent des conditions dans lesquelles s'effectue le transport des noyaux depuis leurs sources jusqu'aux détecteurs. Lorsque l'énergie augmente, on perd de

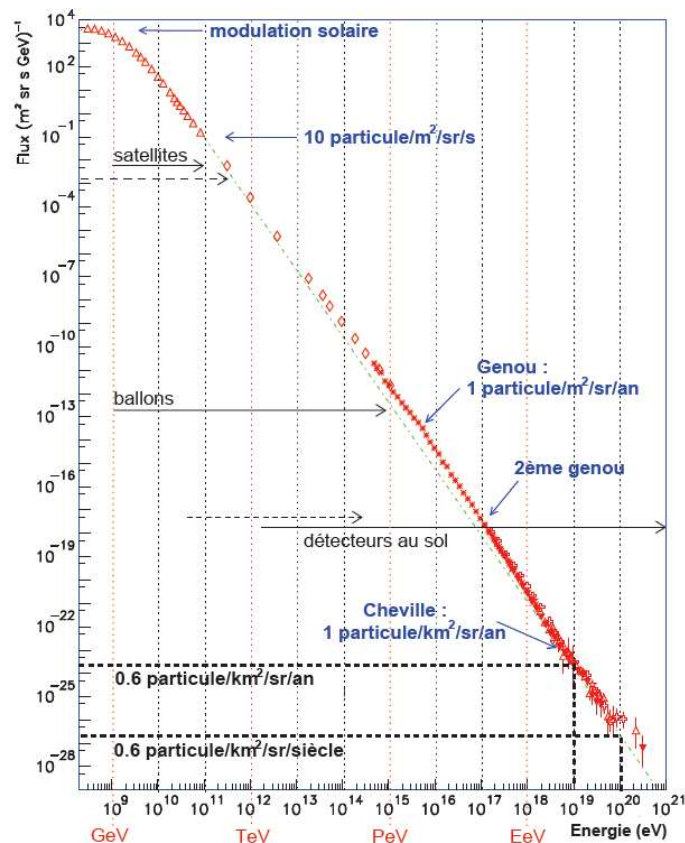


FIGURE I.1 – Spectre d'énergie global des rayons cosmiques, donnant leur flux différentiel en fonction de l'énergie

l'information sur la propagation des rayons cosmiques mais on obtient un accès plus direct aux rayons cosmiques à la sortie des processus d'accélération.

Le domaine d'énergies comprises entre 100 GeV et le PeV correspond à l'énergie maximale qui peut être conférée aux protons par des restes de supernovae dans les modèles standards. Les résultats expérimentaux indiquent que les restes de supernovae seraient susceptibles d'accélérer des protons jusqu'au PeV (ou Z fois plus haut pour les noyaux plus lourds que l'hydrogène). Ces résultats seraient plutôt en faveur d'un reste de supernova unique, proche et récent, apportant sa contribution au niveau du genou.

Le genou : Autour de 5.10^{15} eV se situe la zone du "genou" (rupture de pente dans le spectre). Dans cette gamme d'énergie, les flux sont tellement faibles (une particule par m^2 et par an) que l'on ne peut faire de mesure directe en détectant la particule primaire : on doit observer la gerbe produite par l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère (détection indirecte). Les hypothèses généralement avancées pour expliquer la rupture de pente sont les suivantes :

- la modification des conditions de propagation des rayons cosmiques (origine astrophysique)
- l'ouverture d'un nouveau canal d'interaction (nouvelle physique au TeV)
- la présence d'une source astrophysique dans notre proche voisinage qui ajouterait une contribution en cet endroit précis du spectre

L'énergie du genou varie selon le noyau considéré. Une étude détaillée du spectre énergétique pour différents noyaux permettrait d'identifier si l'énergie du genou est proportionnelle à la charge Z ou à la masse A du noyau. D'un côté si l'énergie est proportionnelle à Z alors une origine astrophysique du genou est attendue, puisque les champs magnétiques influent de la même façon sur la trajectoire des particules de même rayon de Larmor ($\propto 1/Z$). D'un autre côté si un nouveau canal d'interaction s'ouvre, on s'attend à ce que l'énergie soit proportionnelle à A .¹

Autour de 10^{17} eV un second "genou" pourrait avoir été observé dans le spectre. L'indice spectral deviendrait 3,3. Ce changement de régime n'est aujourd'hui pas expliqué [6].

La cheville : Comme expliqué auparavant, les rayons cosmiques de basse énergie sont d'origine galactique. Aux alentours de $3 \cdot 10^{18}$ eV une autre rupture de pente apparaît et l'indice spectral devient 2,8. Le changement de pente peut s'expliquer par le passage d'une composante dominante à basse énergie à une composante, de pente plus faible, finissant par dominer à haute énergie. A haute énergie le rayon de giration des particules dans les champs magnétiques est plus grand que la taille de la galaxie. Les rayons cosmiques ne peuvent alors plus être confinés dans la galaxie. La cheville représente la transition entre une origine galactique du rayonnement cosmique, dont les noyaux lourds sont le dernier vestige, et une origine extragalactique à plus haute énergie dominée par les protons.

Il existe un autre modèle, expliquant cette rupture de pente, basé sur la production de paires (e^+e^-) des protons extragalactiques avec le fond diffus cosmologique. [7]

Le domaine GZK : Les rayons cosmiques d'énergies de l'ordre de 10^{20} eV ne sont plus confinés dans la galaxie. Les objets envisagés pour produire des énergies supérieures à 10^{20} eV seraient des objets extragalactiques comme les noyaux actifs de galaxie ou des sursauts gamma. L'interaction des particules d'une énergie de 10^{20} eV avec les photons du fond de rayonnement cosmologique dans le domaine des micro-ondes (Cosmological Microwave Background -CMB-) diminue l'énergie des rayons cosmiques alors qu'ils se propagent. Si les rayons cosmiques sont des protons, il devrait y avoir une photoproduction de pions, si les noyaux sont plus lourds, le processus dominant serait la photodésintégration. Il en résulte une limitation de la distance que peuvent parcourir les rayons cosmiques ultra-énergétiques : quelques dizaines de Mpc pour les énergies supérieures à 10^{20} eV. Une réduction du flux des rayons cosmiques est attendue au dessus de quelques 10^{19} eV, c'est la coupure Greisen-Zatsepin-Kuzmin [8, 9]. L'expérience AUGER a confirmé une coupure progressive au-delà de $4 \cdot 10^{19}$ eV [10], comme le montre la figure I.2.

1.3 Composition

Jusqu'à quelques centaines de TeV, les rayons cosmiques sont composés d'environ 1% d'électrons, dont l'abondance relative décroît avec l'énergie, et de 99% de noyaux. L'existence de plusieurs techniques d'observation des rayons cosmiques a permis de s'intéresser séparément aux différents types de particules.

Les protons et les noyaux Les protons représentent 89% des noyaux, les noyaux d'hélium 10%, et les noyaux plus lourds le pourcent restant. La figure I.3 représente les abondances relatives des différents noyaux dans les rayons cosmiques comparées à celles du système solaire à basse énergie ($E < 270$ MeV). La fraction relative de ces éléments est à peu près semblable dans les rayons cosmiques et dans le système solaire à deux différences près [12] :

- une sous représentation des éléments H et He, peut-être due à la difficulté d'ioniser ces éléments, rendant les atomes accélérés plus rares.

1. L'énergie peut être proportionnelle à A dans certains modèles astrophysiques (*cannonball*) [5].

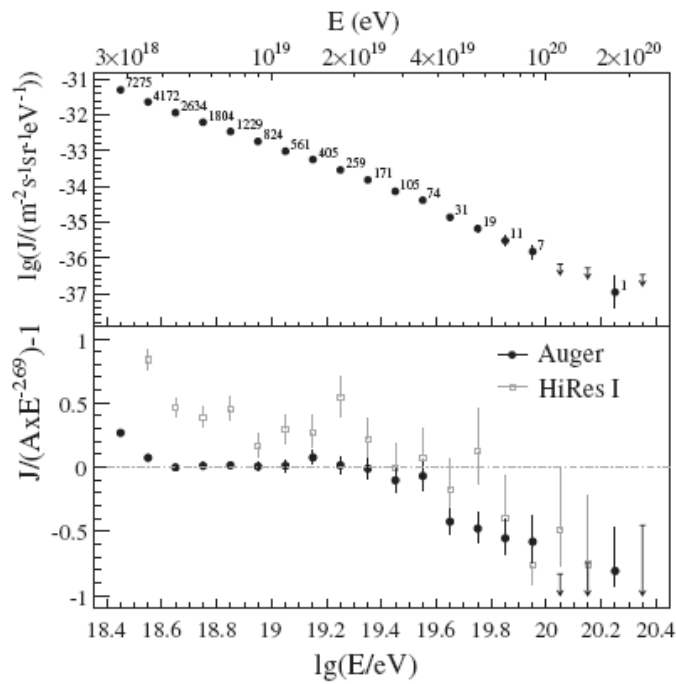


FIGURE I.2 – En haut : flux en fonction de l'énergie avec ses erreurs statistiques. En bas : comparaison d'Auger et d'Hires avec un flux d'indice spectral 2, 69 [10].

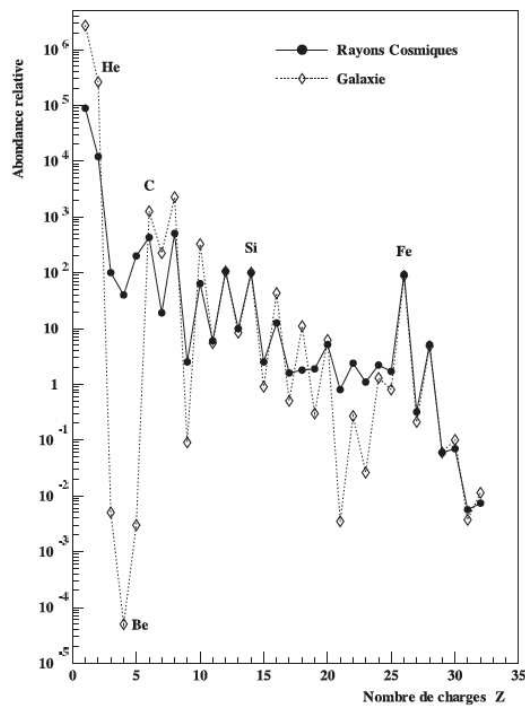


FIGURE I.3 – Abondance des éléments du rayonnement cosmique galactique ($E < 270$ MeV) (trait pointillé) comparés à celles du système solaire (trait plein) [11]

- une surreprésentation des éléments Li, Be et B et des éléments au-dessous du pic du fer, provenant de la fragmentation du rayonnement primaire sur le milieu interstellaire.

La nature des rayons cosmiques à haute énergie ne peut être déterminée que par des mesures indirectes dans lesquelles on détecte les particules secondaires de la gerbe. La nature des rayons cosmiques est indéterminée aujourd'hui : il existe différents modèles et leur abondance relative à haute énergie est controversée.

Les électrons Le spectre des électrons au-delà de l'atmosphère suit également une loi de puissance, mais l'indice spectral est de 3,3. Le flux d'électrons/positons est toujours inférieur à celui des protons et le rapport e^-/p diminue avec l'énergie [13]. Étant chargés et légers, les électrons, de basse énergie ($E < 10$ GeV), sont particulièrement sensibles aux champs créés par les vents solaires et aux champs magnétiques du milieu interstellaire et sont sujets à l'émission synchrotron.

On considère que les électrons détectés ont deux provenances :

- les électrons primaires accélérés depuis une "source". Dans ce cas, les électrons, étant soumis à l'émission synchrotron dans le champ galactique, mais également à la diffusion Compton inverse avec les photons mous ambiants, perdent très rapidement leur énergie.
- des électrons secondaires créés par l'interaction de noyaux lors de leur propagation dans la Galaxie. Ces derniers sont alors liés au flux de protons et de noyaux cosmiques.

Les photons L'astronomie gamma est un des domaines les plus développés dans le domaine des rayons cosmiques. Du fait de leur neutralité, les photons se propagent "en ligne droite" depuis leurs sources jusqu'à nous. Leur trajectoire nous renseigne donc sur leur origine, ce qui permet de faire des spectres séparément pour les différents types de sources. Le spectre des sources est obtenu par combinaison de données de plusieurs détecteurs, permettant ainsi d'étudier l'émission des sources sur différents domaines énergétiques (des ondes radio aux émissions γ). Aux plus hautes énergies, la résolution angulaire est moindre mais celle du télescope HESS est suffisante pour effectuer une cartographie des sources (paragraphe 1.8.f).

Les photons γ proviennent principalement des phénomènes astrophysiques les plus violents (figure I.4) tels que : les supernovae, les étoiles à neutrons, les trous noirs stellaires, les noyaux actifs de galaxie (AGN), les sursauts γ ... L'étude de leurs spectres a permis d'observer, pour chaque type de source, des propriétés communes que l'on retrouve systématiquement, aboutissant à une classification des sources. Cette classification est ensuite utilisée pour identifier les nouvelles sources observées. Il existe des sources sans contrepartie qui ne sont pas identifiées.

1.4 Accélération des rayons cosmiques

Les sources ponctuelles connues ne sont pas suffisantes pour rendre compte du flux total des rayons cosmiques mesuré. Il est possible qu'un type de source particulier domine tous les autres par sa puissance et produise l'essentiel des rayons cosmiques de l'univers. A des énergies intermédiaires, ce seraient les SNRs (restes de supernovae). A très haute énergie, d'autres sources extragalactiques pourraient entrer en jeu comme les noyaux actifs de galaxie abritant un trou noir supermassif en leur centre ou encore les sources de sursauts gamma.

Il existe différentes théories pour expliquer la production des rayons cosmiques de haute énergie, que l'on peut classer en deux catégories :

- les mécanismes astrophysiques, appelés également "Bottom-Up", où l'on part d'une particule peu énergétique que l'on accélère dans des objets astrophysiques tels que les noyaux actifs de galaxies, les sursauts gamma ou les étoiles à neutrons.

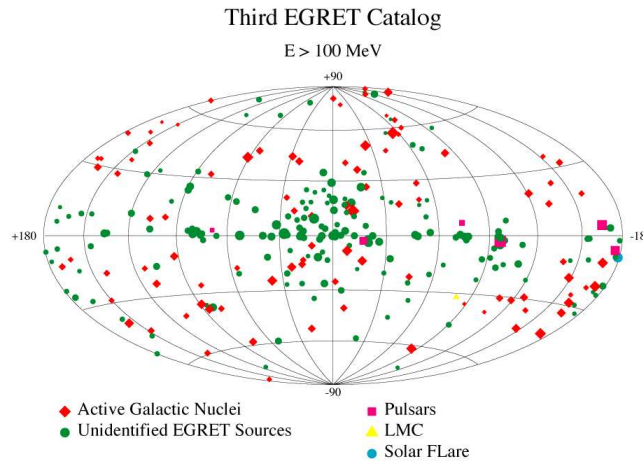


FIGURE I.4 – Sources ponctuelles ($E > 100$ MeV) du troisième catalogue d'EGRET en coordonnées galactiques.

- les mécanismes "Top-Down", dits exotiques, où l'on part d'une particule "super-massive" ($M > 10^{21}$ eV) qui se désintègre en particules secondaires connues ultra-relativistes.

Les modèles de type "Bottom-Up" L'accélération des particules dans les objets astrophysiques met en jeu des mécanismes de transfert d'énergie de l'objet astrophysique vers la particule. Seuls les champs magnétiques élevés permettent d'atteindre de hautes énergies. Il existe deux modèles utilisant de grands champs électromagnétiques [2] :

- le premier accélère les particules chargées dans un seul gradient. Pour atteindre une énergie de 10^{20} eV, le potentiel électrique doit être de l'ordre de $\frac{10^{20}}{Z}$ Volts où Z est le nombre atomique de la particule accélérée. Actuellement seuls les pulsars (étoiles à neutrons en rotation rapide) peuvent présenter un tel champ.
- le second repose sur le mécanisme de Fermi. Enrico Fermi proposa en 1949 [14] un mécanisme où les particules diffusées de manière stochastique sur les irrégularités magnétiques d'un nuage de gaz en mouvement à une vitesse V par rapport à la source gagnent une énergie proportionnelle à V/c à chaque collision et statistiquement l'énergie totale gagnée est proportionnelle à $(V/c)^2$, où c est la vitesse de la lumière. C'est ce qu'on appelle le mécanisme de Fermi du second ordre. L'intérêt est que cela conduit naturellement à un spectre différentiel en loi de puissance. Le problème est qu'étant donné les vitesses très faibles des nuages de gaz interstellaire et la faible densité de ceux-ci, l'efficacité du mécanisme est insuffisante. Quand on considère le même phénomène, mais dans des ondes de choc, on obtient un gain d'énergie en V/c où V est maintenant la vitesse du front de l'onde de choc. C'est le mécanisme de Fermi du premier ordre. Celui-ci conduit naturellement à une loi de puissance avec un indice spectral de -2 . Ces ondes de choc apparaissent naturellement lorsque la matière éjectée par une supernova rencontre le gaz environnant.

Les modèles de type "Top-Down" Dans ce type de modèles, on suppose que les rayons cosmiques sont produits par la désintégration de particules super massives et métastables ayant des masses supérieures à 10^{21} eV, dont la durée de vie est de l'ordre de l'âge de l'univers [15]. Les particules produites selon ces modèles sont des hadrons, des photons et des neutrinos. Un télescope à neutrinos serait donc

bien placé pour donner des limites sur ce genre de modèles.

1.5 Origine des rayons cosmiques

La plupart des sources témoignent de spectres d'énergie en loi de puissance avec des indices spectraux entre -1,8 et -2,4, indices similaires à celui du rayonnement cosmique à sa source.

Pour qu'une particule acquiert une grande énergie, elle doit être confinée dans une région d'accélération [3]. Or plus l'énergie d'une particule augmente, plus il est difficile pour les champs magnétiques qui les confinent de courber leur trajectoire. Une limite supérieure à l'énergie maximale atteinte en un site quelconque d'accélération peut être obtenue en exigeant que le rayon de Larmor des particules, $r_L = E/qBc$, soit inférieur aux dimensions du site, R . Les quantités B et R sont obtenues par la relation :

$$E_{max} = ZecBR \approx 10^{21} eV$$

On peut remarquer que si on définit le champ électrique $\mathcal{E} = Bc$ comme le champ effectif maximal associé à B , alors E_{max} représente le travail de ce champ sur R .

Pendant dans le cas d'une accélération par onde de choc, l'énergie maximale est donnée par $E_{max} = ZeBV_cR$ où V_c est la vitesse du choc. On voit alors que le champ électrique induit $\mathcal{E} = BV_c$ est mis à profit pour accélérer les particules. Si l'accélérateur présente un mouvement relativiste de facteur de Lorentz Γ , le champ électrique induit sera de la forme $\mathcal{E} = \Gamma BV_c$.

Par conséquent, pour atteindre des énergies élevées, il faut se tourner vers les sources les plus vastes ou dans lesquelles on rencontre des différences de vitesse élevées ou de grands champs magnétiques. La figure I.5 représente différents types de sources énergétiques de l'univers dans un diagramme (taille de l'objet, champ magnétique de cet objet). A haute énergie, les pertes énergétiques ne sont pas prises en compte. Ces pertes peuvent être distinguées en deux parts : les pertes énergétiques par rayonnement synchrotron des électrons ou des protons et les pertes par photoproduction $p\gamma \rightarrow \pi$ ou par production de paires $p\gamma \rightarrow e^-e^+$.

1.6 Propagation

Une fois ces particules injectées dans le milieu interstellaire, elles vont se propager dans la galaxie. Les particules vont alors [12] :

- se disperser en raison des inhomogénéités du champ magnétique galactique. Elles perdent alors toute information de direction du rayonnement,
- interagir avec les nuages de gaz interstellaires en créant des particules secondaires par spallation, en perdant de l'énergie par ionisation ou en étant éventuellement absorbées,
- être transportées par le vent galactique,
- se désintégrer,
- être réaccélérées de façon stochastique sur les inhomogénéités magnétiques (mécanisme de Fermi du second ordre).

Ce modèle général aboutit à une équation non linéaire, ne présentant pas de solutions analytiques dans le cas général. Le modèle le plus simple pour prendre en compte ces différents éléments est alors le modèle de la boîte qui fuit (Leaking Box Model).

Le modèle de la boîte qui fuit Dans ce modèle, les rayons cosmiques se propagent librement dans un volume avec une probabilité constante de s'échapper de ce volume. Les convections ne sont pas pris en compte. Ce modèle, qui a le mérite d'être très simple et de dépendre de peu de paramètres, rend compte assez fidèlement des flux de particules primaires et des particules secondaires qui leurs sont associées. Il

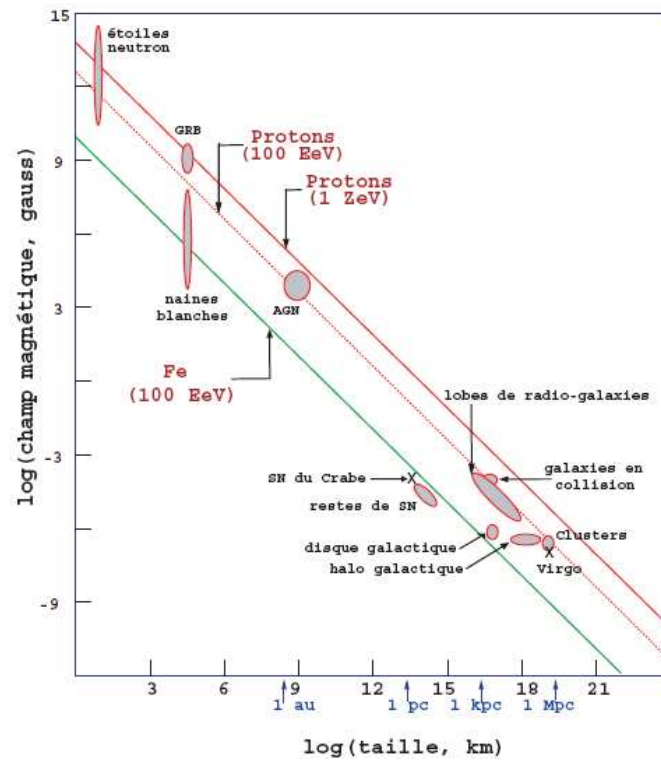


FIGURE I.5 – Diagramme de Hillas pour les sites potentiellement capables d’accélérer des rayons cosmiques aux énergies extrêmes. Si on fixe une charge et une énergie, les couples (taille caractéristique, intensité B du champ magnétique) possibles forment alors une droite sous cette représentation (formule 1.5). Les lignes rouges et vertes représentent l’application de ce critère aux protons de 10^{20} eV et 10^{21} eV et à des noyaux de fer de 10^{20} eV.

ne permet pas l’étude des primaires d’origine exotique car ceux-ci sont très sensibles au profil de densité de matière, notamment dans la région centrale de la galaxie.

1.7 Et les neutrinos ?

Les γ de très haute énergie, de part leur propagation en ligne droite, ont permis d’identifier récemment de nombreuses sources (voir paragraphe 1.8.f). Cependant les photons interagissent avec la matière interstellaire (nuages de poussière ou de gaz) et avec les rayonnements électromagnétiques par création de paires au dessus du TeV. L’observation du ciel avec les photons est alors limitée en énergie et en distance. A contrario, le neutrino, qui n’interagit que via l’interaction faible, peut parcourir des distances cosmologiques sans altération (figure I.6).

Comme nous l’avons déjà observé précédemment, les protons issus du rayonnement cosmique sont déviés par les champs magnétiques galactiques et intergalactiques et ne permettent pas de déterminer facilement la source de ce rayonnement pour des énergies inférieures à 10^{20} eV. On pourrait alors penser au neutron, mais sa courte durée de vie (866 s) l’empêche de parcourir de longues distances.

Comme le montre la figure I.7, l’observation par neutrinos est possible sur plus de 20 ordres de grandeur. Les télescopes à neutrinos sont sensibles à partir de 10 GeV pour l’observation des neutrinos atmosphériques, et à partir du TeV pour les neutrinos issus de sources astrophysiques.

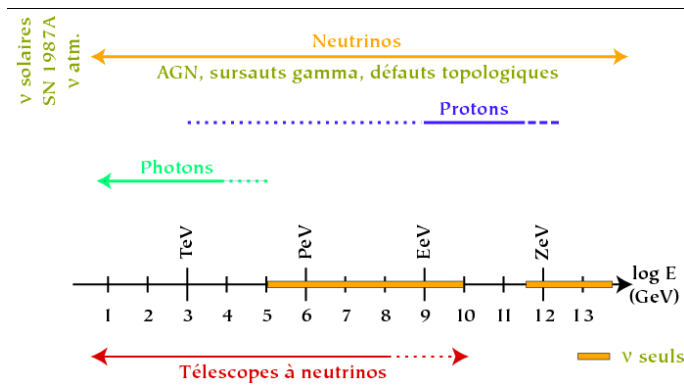


FIGURE I.6 – Panorama des messagers permettant de sonder l’Univers sur des grandes échelles en fonction de l’énergie. Les neutrinos couvrent une large zone du spectre permettant les observations astronomiques.

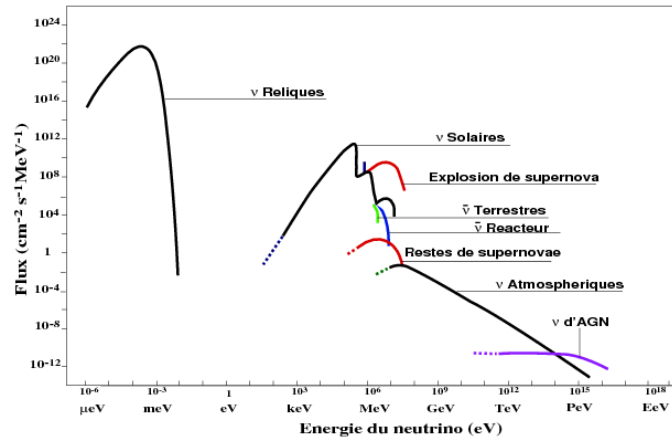
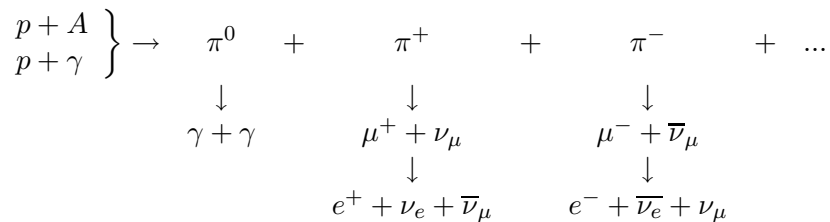


FIGURE I.7 – Spectre des flux diffus de neutrinos issus de certaines catégories de sources.

Dans les mécanismes *Bottom-Up*, les neutrinos sont issus de la collision de noyaux avec d’autres noyaux ou photons de plus faible énergie. Ils ne peuvent être produits que par des processus hadroniques. Des mésons neutres et chargés (des pions principalement) sont alors produits et se désintègrent selon le mécanisme suivant :



Ce mécanisme requiert en général des 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 fran-

chir un seuil en énergie. Les pions produits sont donc quasiment au repos dans le référentiel du plasma de particules qui peut-être, lui, ultra-relativiste.

Le flux de neutrinos issus de ces désintégrations peut être établi à partir de la relation différentielle [12] :

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{N(E_\nu)}{1 - Z_{NN}} \left(1.0 + \frac{A_{\pi,\nu}}{1 + B_{\pi,\nu} \cos \theta \frac{E_\nu}{\epsilon_\pi^c}} + 0,635 \frac{A_{K,\nu}}{1 + B_{K,\nu} \cos \theta \frac{E_\nu}{\epsilon_K^c}} + X \right) \quad (\text{I.1})$$

où

- I représente le flux initial
- θ est l'angle d'incidence par rapport à la cible
- A, B et Z_{NN} sont des constantes caractéristiques des interactions
- ϵ_N^c est l'énergie critique pour les pions ou les kaons. Elle donne une estimation de l'énergie au dessus de laquelle la probabilité d'interaction prend le dessus sur celle de la désintégration.
- X prend en compte la désintégration des mésons de saveurs plus lourdes que les pions et les kaons.

Le premier terme reflète la désintégration des pions en neutrinos, alors que le second terme représente la désintégration des kaons.

Le rapport des flux de neutrinos $\Phi_{\nu+\bar{\nu}}$ et de photons Φ_γ est variable suivant l'indice spectral du primaire et le type de l'interaction. Les simulations permettent d'aboutir à la relation indépendante de l'énergie :

$$\Phi_{\nu+\bar{\nu}} = A\Phi_\gamma \quad (\text{I.2})$$

où $A \approx 0,5$ dépend de l'indice spectral [16].

Etant donné la petitesse de la section efficace des neutrinos (de 10^{-11} à 10^{-9} barns pour des énergies comprises entre le TeV et le PeV), on comprend que l'astronomie neutrino est un défi qui nécessite des détecteurs à l'échelle de 1 km^3 . ANTARES est le plus grand détecteur dans l'hémisphère Nord mais ses dimensions restent encore modestes ($0,01 \text{ km}^2$ au sol).

1.8 Sources ponctuelles éventuellement productrices de neutrinos

La détection de neutrinos provenant d'une source ponctuelle permettrait de trouver les sources émettrices de rayons cosmiques. Les sources les plus diffuses émettraient des neutrinos comme conséquence de l'interaction des protons du rayonnement cosmique avec un milieu étendu.

Parmi les sources galactiques susceptibles d'engendrer des neutrinos se trouvent des restes de supernovae (supernova remnants -SNRs-), qui pourraient être les sources d'accélération des rayons cosmiques jusqu'au genou, les microquasars et les pulsars, qui seraient d'excellents candidats pour la production de rayons cosmiques d'énergie inférieure à 100 TeV. Les sources extragalactiques pourraient être les noyaux actifs de galaxie (Active Galactic Nuclei -AGN-) ou les sursauts gamma (Gamma Ray Bursts -GRBs-). [17]

1.8.a Les supernovae et leurs restes

L'observation des restes de supernova au TeV en neutrinos est la signature d'une désintégration de π^\pm . On attend de 1 à 10 événements dans un détecteur de taille kilométrique avec un seuil en énergie de 1 TeV, avec un bruit de fond provenant des neutrinos atmosphériques du même ordre de grandeur dans la ligne de visée. [18]

Les explosions de supernova, qui devraient arriver tous les 30 ans environ dans notre galaxie, produisent des neutrinos à des énergies autour du MeV (ce qui a été observé lors de l'explosion de SN1987A).

1.8.b Les microquasars

Les microquasars [19] sont des systèmes binaires émettant des jets colinéaires observés en rayons X. Ces émissions seraient dues à des instabilités dans le disque d'accrétion du système lorsqu'une grande quantité de matière s'est accrétée autour de l'étoile compagnon (figure I.8).

Divers modèles prédisant des processus hadroniques produisant des neutrinos ont été proposés, dont :

- [20, 21] : des inhomogénéités dans le jet causent des chocs internes qui accélèrent les électrons et les protons leur donnant une distribution en énergie en loi de puissance. Les protons accélérés peuvent interagir aussi bien avec les photons X émis par le disque d'accrétion qu'avec les photons synchrotron produits dans le jet par les électrons accélérés
- [22] : dans des systèmes binaires massifs très compacts, des noyaux accélérés dans le jet perdent des neutrons dans les interactions avec le rayonnement stellaire ou du disque d'accrétion. Ces neutrons se propagent vers le disque et l'étoile massive, produisant des neutrinos par interaction
- dans [23] une anti-corrélation entre gammas et neutrinos de haute énergie est prédite pour le microquasar variable LS 5039 observé par HESS [24]. La région serait optiquement mince pendant la période haute de gammas, tandis que la période basse serait due à une région absorbante pour les photons, servant de cible pour la production de neutrinos.

1.8.c Les noyaux actifs de galaxie

Les noyaux actifs de galaxie (Active Galactic Nuclei -AGN-) sont des objets contenant un trou noir super-massif en rotation, situé au centre des galaxies. Le trou noir est entouré d'un disque d'accrétion visible en optique. Le disque est alimenté par un tore de poussière. Perpendiculairement au disque d'accrétion, deux jets relativistes sont émis, visibles en radio (figure I.9). Ils sont des candidats pour l'accélération des rayons cosmiques du fait de la grande quantité d'énergie émise. Dans le disque d'accrétion, des particules sont accélérées et peuvent alors interagir avec la matière ou avec les photons. De plus, les champs magnétiques dans les plasmas entourant le trou noir central piègent en partie les photons et les protons alors que les neutrinos s'en échappent [17].

1.8.d Les sursauts gamma

Les sursauts gamma (Gamma Ray Burst -GRB-) sont de courtes et très intenses émissions de photons γ . On classe généralement les sursauts suivant deux types : les longs et les courts (moins de 2 s). Le décalage vers le rouge élevé des galaxies hôtes des sursauts gamma et la distribution isotrope sur la carte du ciel de BATSE (figure I.10) excluent une origine galactique des sursauts gamma.

Trois phases d'émission sont attendues : les heures précédant le GRB, la phase du sursaut, et l'émission après le GRB. Quelques heures avant l'émission principale, le sursaut est opaque aux photons et des neutrinos peuvent être produits par interaction des protons accélérés avec des rayons X. Lors du sursaut, des protons seraient accélérés par des interactions entre particules ultra-relativistes, ce qui induirait des productions de neutrinos. Après le sursaut principal, des neutrinos seraient produits en corrélation avec la production électromagnétique.

Deux modèles tentant d'expliquer les sursauts gamma impliquent une émission de neutrinos : le modèle dit de "la boule de feu" (*fireball model* [25]), le plus généralement utilisé, et celui plus controversé du "boulet de canon" (*canon ball model* [26]). Le premier se base l'hypothèse d'interactions entre les particules de plasmas relativistes, alors que le second suppose des corps denses relativistes, produit juste après une supernova, venant interagir avec la matière expulsée par l'explosion de l'étoile. Les neutrinos émis dans le second modèle sont de plus basse énergie que ceux émis dans le premier modèle.

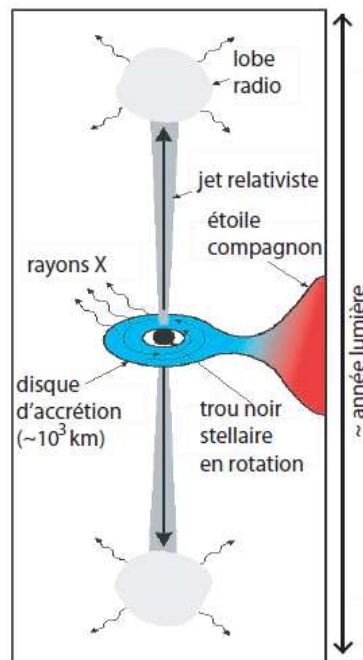


FIGURE I.8 – Modèle de microquasar

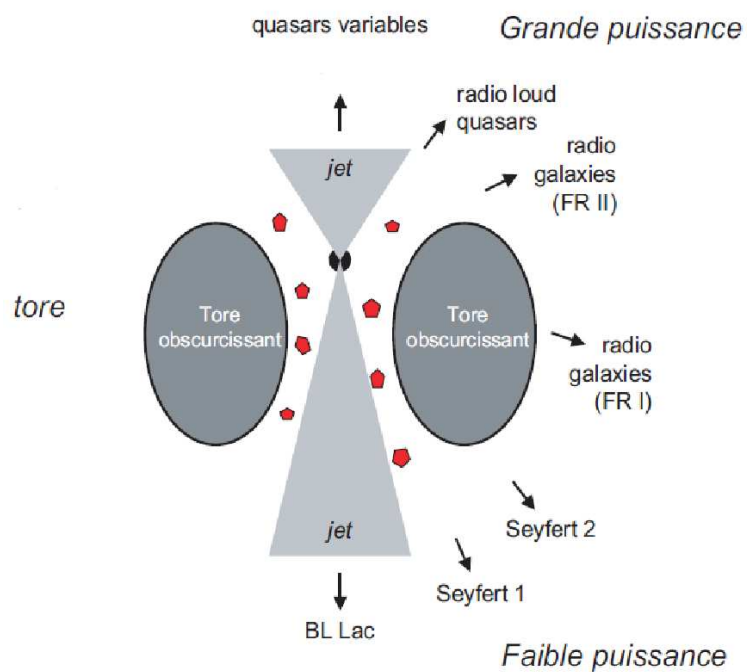


FIGURE I.9 – Classification des différents types de noyaux actifs de galaxie en fonction de leur intensité et de la ligne de visée de l'observateur.

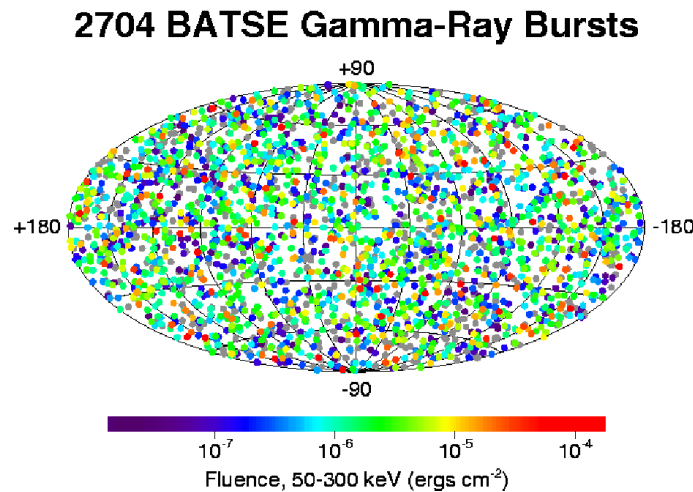


FIGURE I.10 – Carte des sursauts gamma détectés par BATSE, en coordonnées galactiques

1.8.e La matière noire

L'annihilation de particules de matière noire dans des corps compacts émettrait des neutrinos [27]. Lorsque des particules comme les neutralinos ou les WIMPs sont piégées dans un corps dense par la force gravitationnelle, ils peuvent s'annihiler en des particules dont la désintégration donnerait des neutrinos de haute énergie. La détection indirecte de matière noire en direction du soleil prouverait l'existence de ces particules.

L'annihilation de particules reliques des premiers instants de l'Univers participe au flux diffus de neutrinos et un détecteur de taille kilométrique permettrait de contraindre les modèles concernant cette production de neutrinos.

1.8.f Etude des sources à l'aide des gamma : l'expérience H.E.S.S.

Les différentes sources citées ainsi que des modèles de matière noire ont été étudiés par l'expérience H.E.S.S. Nous présenterons ici les derniers résultats obtenus par H.E.S.S. en ce qui concerne l'étude du centre de notre galaxie.

Le détecteur H.E.S.S. est un détecteur au sol de lumière Tcherenkov. La lumière Tcherenkov est émise dans l'atmosphère par les particules chargées dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans l'air. L'indice de l'air variant avec la densité de l'air, les seuils d'émission et l'angle du cône de lumière varient avec l'altitude. Au niveau de la mer, le seuil en énergie est de 22 MeV pour les électrons et 4,5 GeV pour les muons et l'angle du cône de l'ordre du degré. Une gerbe de particules émet de la lumière Tcherenkov et éclaire un détecteur au sol sur plusieurs dizaines de mètres².

Le détecteur H.E.S.S. utilise 4 grand miroirs de 13 m de diamètre équipés au plan focal d'une caméra de haute définition, constituée de 960 photomultiplicateurs. Les images obtenues permettent de remonter à la direction des photons. H.E.S.S. a fait de nombreuses cartes des différentes sources observées et notamment dans la direction du centre galactique (figure I.11). Les deux sources non identifiées d'Egret apparaissent proches des émissions détectées par H.E.S.S. L'émission le long du plan galactique, d'environ 320 pc, est en très bonne corrélation avec les distributions de gaz moléculaires dans la région. Les corrélations observées entre les γ de H.E.S.S. et les nuages moléculaires suggèrent une origine hadronique du rayonnement γ observé.

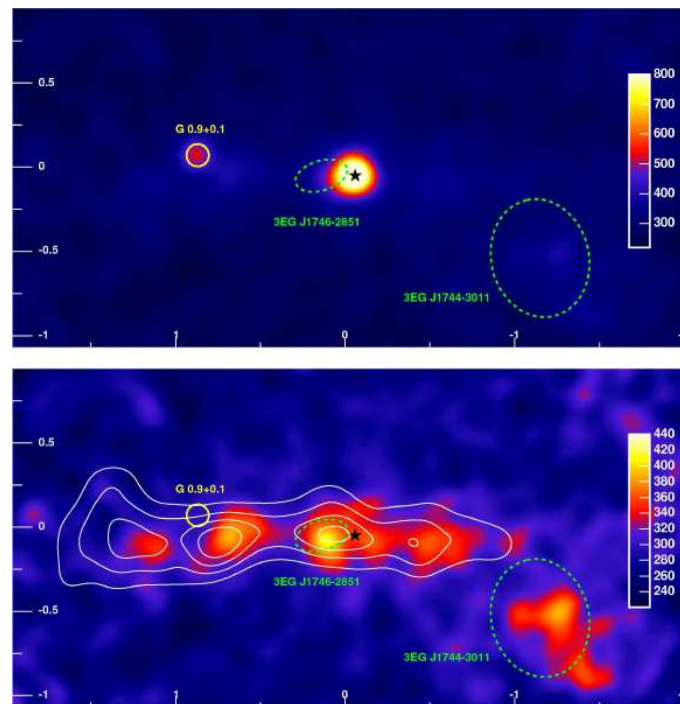


FIGURE I.11 – Carte en coordonnées galactiques de notre galaxie vue par H.E.S.S. En haut : vue globale du centre galactique avec le nombre de photons détectés. En bas : même carte après soustraction des deux sources dominantes, les contours blancs représentent la densité de gaz moléculaire. Le cercle jaune représente SNR G0.9+0.1 et l'étoile noire la position du centre galactique Sgr A*. Les régions (à 95% de niveau de confiance) des deux sources non identifiées d'Egret sont indiquées en lignes vertes pointillées. [28]

2 Méthodes de détection des rayons cosmiques

Comme montré à la figure I.1, les mesures effectuées sur les rayons cosmiques dépendent fortement du flux : il est donc nécessaire d'utiliser différents types d'instruments (figure I.12). A basse énergie, le flux est suffisamment important pour permettre une observation directe des rayons cosmiques dans la haute atmosphère : on utilise des détecteurs placés dans des satellites ou dans des ballons (BESS 2.1). Lorsque l'énergie augmente, le flux de particules diminue. Au delà de la taille des satellites et des détecteurs en ballon, des grands détecteurs au sol, KASCADE-Grande (paragraphe 2.2.a) et AUGER (paragraphe 2.2.b) observent les particules secondaires produites par la gerbe (détection indirecte des rayons cosmiques).

Quelques expériences seront détaillées par la suite :

- l'expérience BESS (Balloon-borne Experiment with a Superconducting Spectrometer) est une expérience en ballon dont le premier vol eu lieu en 1993 et le dernier en décembre 2004. BESS-Polar permet de mesurer une énergie comprise entre 0,2 et 20 GeV par nucléon.
- l'expérience KASCADE-GRANDE (KARlsruhe Shower Core and Array DETector and Grande array) étudie les gerbes de particules secondaires au niveau du sol. Les énergies couvertes par cette expérience sont comprises entre 10^{14} et 10^{18} eV.
- l'expérience AUGER est aussi un détecteur au sol et fonctionne depuis 2004. Cette expérience se concentre sur les particules dont l'énergie est supérieure à quelques 10^{18} eV.

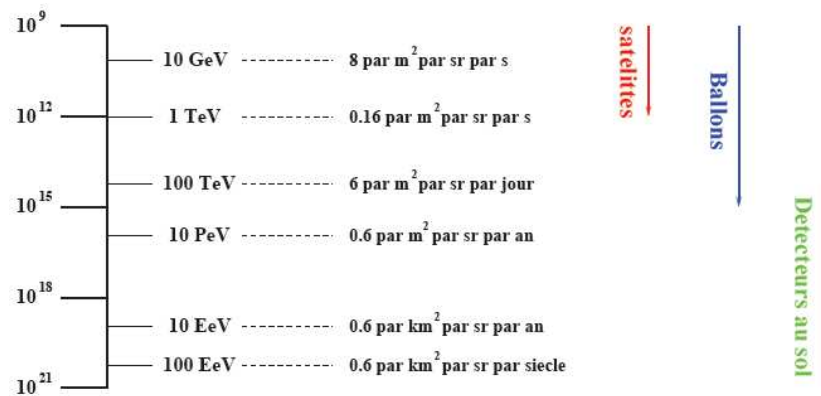


FIGURE I.12 – Ordre de grandeur des intensités du rayonnement cosmique primaire (toutes particules chargées) à différentes énergies. Domaine respectif des différentes techniques de détection.

- l'expérience souterraine MACRO (Monopole, Astrophysics, and Cosmic Ray Observatory) détecte des muons dans le domaine d'énergie d'ANTARES.

2.1 L'expérience BESS

La détection au dessus de l'atmosphère permet l'accès direct au rayon cosmique. On a donc une seule particule à identifier. Pour cela, on utilise les détecteurs de physique des particules pourvu qu'ils soient suffisamment légers et petits pour être placés sur des satellites, des ballons atmosphériques ou des navettes spatiales.

Une des techniques les plus légères, utilisée dans de nombreuses expériences en ballon, utilise un spectromètre magnétique (figures I.13 et I.14). Un premier trajectographe enregistre la direction et le temps d'arrivée de la particule qui traverse ensuite un champ magnétique où elle est déviée. Un deuxième trajectographe permet alors de mesurer la rigidité $R = pc/Ze$ (où Z est la charge) et le temps de vol (qui donne β) de la particule dans le champ magnétique. Ce système est complété par un ou plusieurs détecteurs permettant de mesurer la charge du rayon cosmique : des compteurs proportionnels, des scintillateurs ou des chambres à ionisation, qui donnent la perte d'énergie différentielle dE/dx en fonction de β et de Z^2 [29].

Le principal inconvénient de ce détecteur est qu'il est limité à un intervalle d'énergie très réduit. Une particule de trop faible énergie va avoir un rayon de giration très petit, et ne va pas traverser le deuxième trajectographe. La résolution du trajectographe est limitée par la taille du rayon de giration liée à l'énergie du rayon cosmique. L'étude des plus hautes énergies se fait soit en augmentant la résolution des trajectographes, soit en augmentant l'intensité du champ magnétique. De plus, ce type de détecteurs n'offre pas la même sensibilité entre les différents noyaux qui ont des charges différentes.

Lors des mesures en vol de l'expérience BESS, un champ magnétique de 1 Tesla engendré par un aimant supraconducteur a été utilisé. Le spectromètre magnétique de forme cylindrique était constitué de scintillateurs qui servaient de trajectographe et permettaient d'identifier la nature de la particule (par la perte d'énergie dE/dx) [30].

Un des résultats les plus importants est la mesure du flux de proton et d'hélium à des énergies comprises entre 0,215 et 21,5 GeV par nucléon (figure I.15). Les données utilisées pour ces mesures ont été prises entre 1997 et 2002 avec le spectromètre BESS à bord d'un ballon lancé à Lynn Lake au Canada [31].

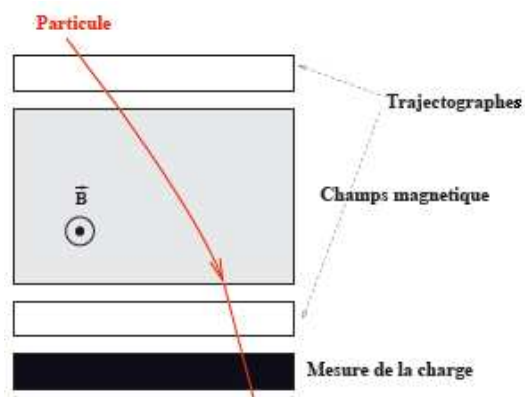


FIGURE I.13 – Schéma d'un spectroscope à champ magnétique couplé à un système qui mesure la charge : compteurs proportionnels, scintillateurs, chambres à ionisation, etc.

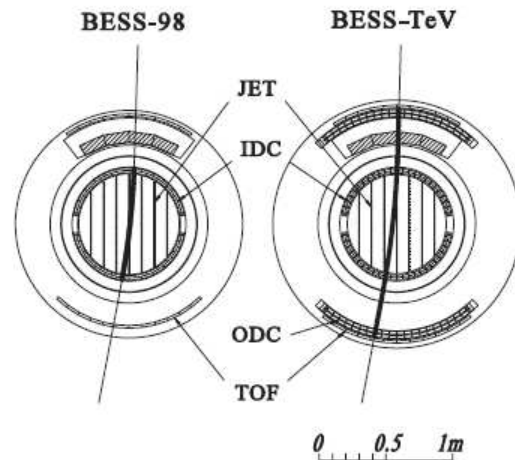


FIGURE I.14 – Vues transversales des spectromètres BESS-98 et BESS-TeV. Les lignes épaisses représentent la longueur de la trace.

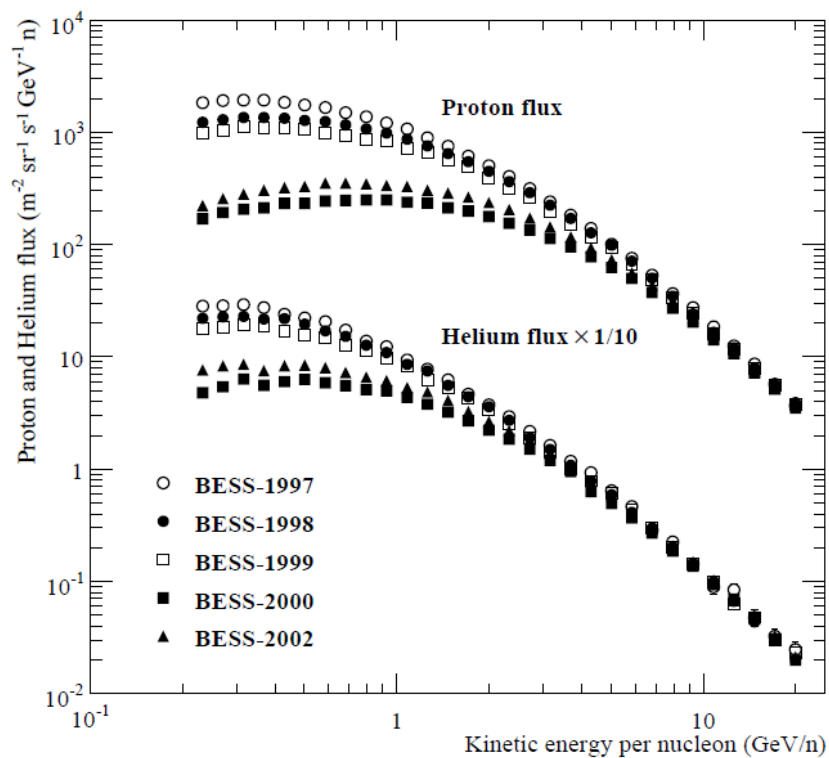


FIGURE I.15 – Flux de proton et d'hélium en haut de l'atmosphère obtenus avec les données de BESS entre 1997 et 2002. Le flux d'hélium a été divisé par un facteur 10. [31]

2.2 Les détecteurs au sol

Les gerbes susceptibles d'engendrer des muons suffisamment énergétiques pour atteindre le détecteur ANTARES possèdent une énergie supérieure à 1 TeV. Pour les détecter on installe des détecteurs au sol.

Lorsqu'un rayon cosmique pénètre dans l'atmosphère, il interagit avec le milieu et forme une gerbe de particules. Plus l'énergie de la particule initiale est grande, plus la gerbe engendrée est pénétrante et large au niveau du sol. Lors du développement de la gerbe, le nombre de particules secondaires augmente, atteint un maximum, puis diminue à cause de l'absorption atmosphérique. A partir d'une dizaine de TeV pour les hadrons (100 TeV pour les γ), les gerbes deviennent suffisamment pénétrantes pour atteindre le sol avant d'être totalement absorbées.

2.2.a L'expérience KASCADE-grande

KASCADE-Grande est une expérience multi-détecteur optimisée pour des énergies entre 10^{14} et 10^{18} eV. Elle est composée de plusieurs détecteurs :

- Le réseau de cuves KASCADE (figure I.17) mesure le nombre total d'électrons et de muons d'énergie supérieure à 230 MeV de la gerbe avec un réseau de 252 stations. Chaque station possède des détecteurs avec et sans bouclier sur une surface de 200×200 m².
- Le traceur de muon mesure l'angle d'incidence, relativement à la direction de la gerbe, des muons d'énergie supérieure à 800 MeV.
- Les muons d'énergie supérieure à 2,4 GeV sont détectés par une chambre à fils proportionnelle.
- Le réseau Grande est constitué de scintillateurs plastiques distants de 130 m. Il permet des mesures de rayons cosmiques jusqu'à 10^{18} eV.

Issu de cette expérience, un programme de simulation CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KASCADE) a été développé. Il autorise de choisir un flux de rayons cosmiques primaires et un modèle d'interaction hadronique régissant le développement de la gerbe dans l'atmosphère. Ce programme sera utilisé dans l'analyse présentée dans cette thèse.

Le spectre des particules obtenu par KASCADE en prenant pour une hypothèse un certain modèle d'interaction hadronique est comparé aux résultats d'autres expériences (figure I.16). On observe un bon accord sur le flux mesuré et la position du genou entre les expériences KASCADE, HEGRA, et EAS-TOP

2.2.b L'expérience Auger

L'expérience Auger est un détecteur hybride composé de deux parties : une constituée de quatre détecteurs de fluorescence, et l'autre de 1600 cuves d'eau (figure I.18).

La technique "oeil de mouche" (ou détecteur de fluorescence) consiste à collecter la lumière de fluorescence qu'émettent les atomes d'azote de l'air au passage d'un rayon cosmique. On peut observer le développement de la gerbe en détectant les photons ultra violets émis. L'installation de deux télescopes à quelques kilomètres l'un de l'autre permet une observation stéréoscopique. On estime la direction de la particule incidente ainsi que son énergie à partir de l'image spatio-temporelle de la gerbe. La nature du rayon cosmique est identifiée par l'altitude du maximum de développement dans l'atmosphère. En effet, un noyau lourd atteint son maximum plus tôt et donc plus haut qu'un noyau léger de même énergie et de même incidence. L'inconvénient de cette méthode de détection est que la lumière émise est très faible. De plus cette observation est sensible aux variations atmosphériques et ne peut se faire que lors des nuits sans lune.

Les cuves d'eau permettent d'étudier les particules de la gerbe au sol. Des photomultiplicateurs installés dans la cuve permettent la mesure de l'émission Tcherenkov dans l'eau des particules chargées.

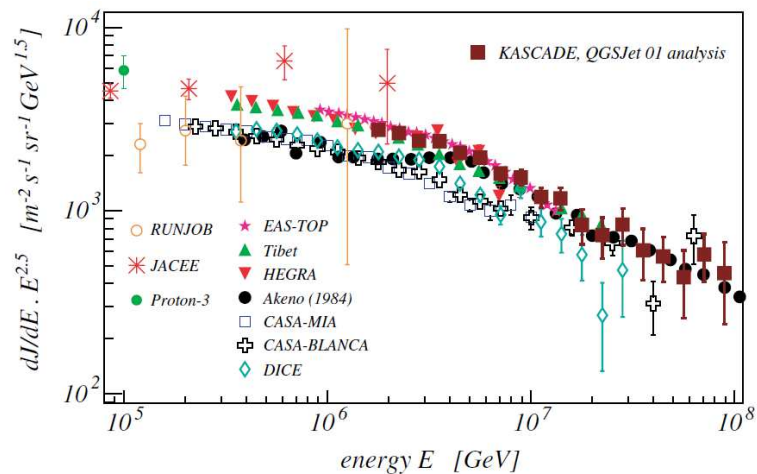


FIGURE I.16 – Spectre des particules obtenu par Cascade avec un modèle d’interaction hadronique est comparé aux résultats d’autres expériences. [32]

Plus l’énergie de la gerbe est grande, plus la surface au sol de la gerbe est grande pour une direction donnée. Le diamètre de la gerbe au sol peut être de plusieurs kilomètres.

Les résultats de l’expérience ont permis de confirmer une coupure du spectre des rayons cosmiques à $4 \cdot 10^{19}$ eV (figure I.2). Les 27 événements de plus haute énergie ($E > 57$ EeV) issus des données 2004-2006 révèlent des corrélations avec la matière extra-galactique locale, mise en évidence par la distribution des AGNs au sein du catalogue Véron-Cetty & Véron. Ce résultat indique une origine extra-galactique des sources de rayons cosmiques de haute énergie.



FIGURE I.17 – Réseau de l’expérience KASCADE

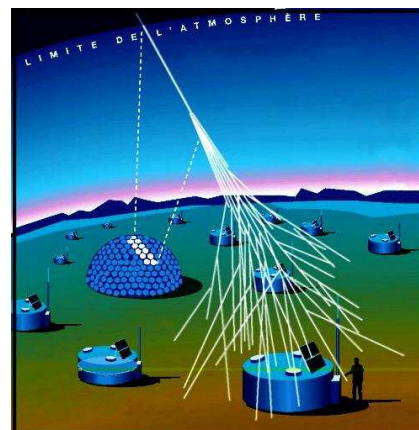


FIGURE I.18 – Schéma et principe de détection de l’expérience Auger avec ses cuves et ses détecteurs de fluorescence

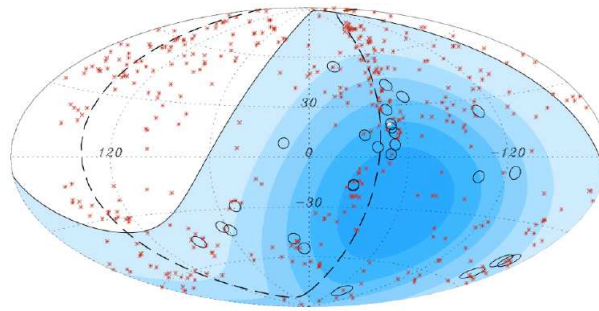


FIGURE I.19 – Carte du ciel en coordonnées galactiques représentant les 27 événements d'Auger de haute énergie ($E > 57 \text{ EeV}$) avec une résolution angulaire de $3,2^\circ$ et 442 AGNs de redshift $z \leq 0,017$. Le code de couleur bleue indique le temps d'exposition du ciel par l'observatoire Pierre Auger. [33]

2.3 Un détecteur souterrain : MACRO

Le détecteur MACRO (Monopole, Astrophysics, and Cosmic Ray Observatory) était un détecteur de muons souterrain au laboratoire du Gran Sasso (figure I.20). Les dimensions du détecteur étaient $76,5 \times 12 \times 9,3 \text{ m}^3$, sa masse d'environ 5300 t, et son acceptation à un flux isotrope de particules de $\approx 10000 \text{ m}^2$. Le principal intérêt de MACRO était la redondance et la complémentarité des trois détecteurs qui le composaient : des scintillateurs liquides et des tubes à avalanches pour la détection des muons, des détecteurs de traces nucléaires pour la détection des particules exotiques.

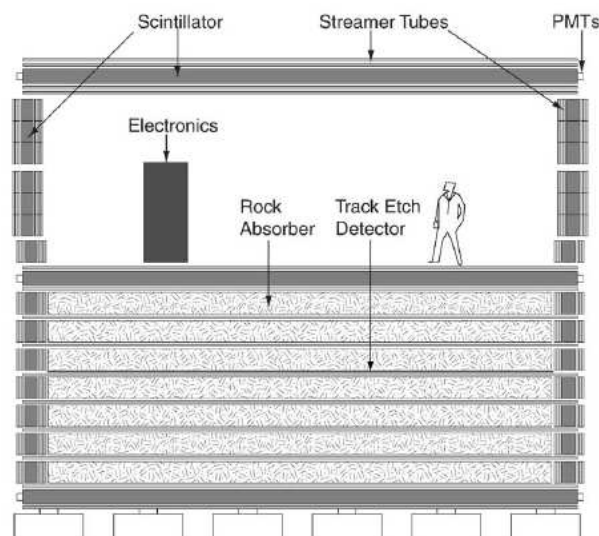


FIGURE I.20 – Vue en coupe du détecteur montrant la structure du détecteur [34]

A l'aide des scintillateurs et des tubes à avalanche, MACRO a reconstruit les traces de muons en obtenant leur énergie et leur direction. Si le muon donnait un événement dans la partie supérieure du détecteur, le grand bras de levier donnait une grande précision sur la direction du muon.

La prise de données de MACRO dura 5 ans et MACRO collecta plus de 60 millions de muons descendants de haute énergie. MACRO a mesuré le flux de muons dans la roche en fonction de la profondeur (figure I.21) entre 3200 et 7000 hg.cm^{-2} . Les muons utilisés correspondent à des énergies comprises

entre 1 et 20 TeV au niveau de la surface et à des énergies du rayon cosmique primaire comprises entre 2 et 200 TeV, ce qui correspond à la gamme d'énergie d'ANTARES.

La recherche de sources ponctuelles par MACRO avec $\approx 5,8$ années effectives de prises de données a permis de mettre une limite sur le flux de muons induits par des neutrinos de $1,7 \cdot 10^{-15} \mu \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [35].

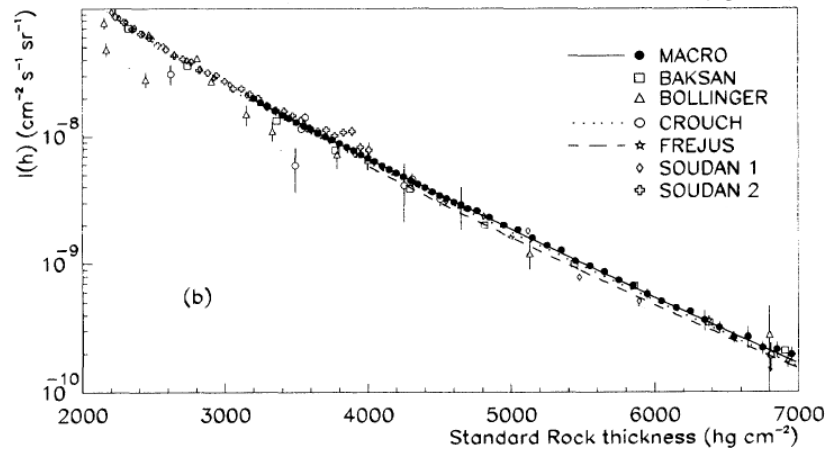


FIGURE I.21 – Flux vertical de muon obtenu par MACRO. Le trait plein représente un ajustement aux données de MACRO, le trait long pointillé aux données du FREJUS, et le trait pointillé l'ajustement de Crouch [36].

Chapitre II

Télescopes à neutrinos

1 Principe de détection

Le neutrino est sensible uniquement à l'interaction faible : d'un côté cela lui permet de parcourir des distances cosmologiques sans être absorbé par la matière interstellaire ou de s'échapper plus facilement des sites de production des rayons cosmiques ; de l'autre cela rend sa détection difficile.

Les difficultés techniques associées à la méthode de détection constituent plusieurs défis à relever. La détection des neutrinos est indirecte. Le détecteur est une matrice tridimensionnelle de photo-multiplicateurs qui, plongés dans un milieu transparent, captent la lumière Tcherenkov émise par les muons issus de l'interaction profondément inélastique de neutrinos muoniques avec les noyaux environnants. Le nombre de photons Tcherenkov touchant les photo-multiplicateurs, ainsi que leurs temps d'arrivée permettent une reconstruction précise de la trajectoire des muons. Pour diminuer l'influence du bruit de fond que constituent les muons atmosphériques (descendants) le détecteur doit être placé sous un épais bouclier. En outre, le signal est recherché parmi les traces montantes (seuls les neutrinos peuvent traverser la Terre) ouvrant ainsi une fenêtre d'observation instantanée sur la moitié de la voûte céleste.

Compte tenu de la dimension du détecteur (environ 0,01 km² au sol et 450 m de hauteur pour ANTARES), imposée par la faiblesse des flux de neutrinos cosmiques et celle de leur section efficace, la seule possibilité est l'enfouissement profond dans la glace ou dans la mer. Le site retenu pour le télescope ANTARES se trouve par 2475 m de fond, au large de Toulon (Var). La récupération des données, les opérations de contrôle, la mise en service ainsi que l'alimentation électrique sont assurées par un câble électro-optique d'une quarantaine de kilomètres, depuis la station côtière. Le télescope comporte 12 lignes de détection équipées de 75 photo-multiplicateurs chacune. La construction du télescope s'est échelonnée sur plusieurs années. La prise de données a débuté dès la connexion de la première ligne en février 2006. Le télescope est complet depuis mai 2008.

1.1 Interaction du neutrino avec la matière

Les neutrinos interagissent avec la matière par interaction faible suivant deux voies possibles : par échange de courant neutre ou par échange de courant chargé. La section efficace neutrino-électron est petite devant la section efficace neutrino-nucléon parce que la masse de l'électron est très petite devant la masse d'un nucléon. Nous n'étudierons donc que l'interaction neutrino-nucléon à haute énergie avec production de muons issus de cette diffusion profondément inélastique.

L'interaction par courant neutre du neutrino sur un nucléon N se note :

$$\nu_l (\bar{\nu}_l) + N \xrightarrow{Z^0} \nu_l (\bar{\nu}_l) + X \quad (\text{II.1})$$

Où X est une gerbe hadronique que l'on peut détecter. L'interaction par courant chargé produit un lepton chargé de même saveur que le neutrino initial :

$$\nu_l (\bar{\nu}_l) + N \xrightarrow{W^\pm} l^- (l^+) + X \quad (\text{II.2})$$

Comme le muon parcourt des distances plus grandes, il a plus de chances d'être détecté que les autres leptons. Il permet en outre de reconstruire avec davantage de précision la direction du neutrino incident. Il permet en outre de reconstruire avec davantage de précision la direction du neutrino incident (et des astronomiques). On se concentre donc sur le canal muonique. Pour un muon, le processus est illustré par le diagramme de Feynman (figure II.1).

Dans le cadre de la théorie électrofaible et du modèle des quarks-partons de Björken, la section efficace de diffusion profondément inélastique d'interaction d'un neutrino muonique par échange de

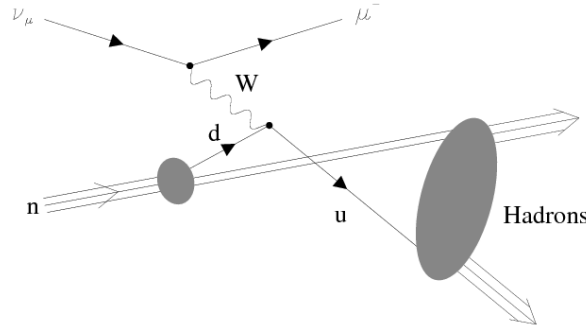


FIGURE II.1 – Diagramme de Feynman de l'interaction d'un neutrino muonique sur un neutron par courant chargé.

courant chargé s'exprime comme [37] :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \left[xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2) (1-y)^2 \right] \quad (\text{II.3})$$

avec M et M_W les masses du nucléon et du boson intermédiaire, N un nucléon isoscalaire ($N \equiv \frac{n+p}{2}$), et $x = \frac{Q^2}{2m\nu}$, Q^2 étant le carré de la quadri-impulsion du parton, $y = \frac{\nu}{E_\nu}$, ν étant l'énergie hadronique (fraction d'énergie du neutrino emportée par le boson) dans le référentiel du laboratoire donc $\nu = E_\nu - E_\mu$ et G_F est la constante de Fermi.

Les fonctions de distribution des partons sont :

$$q(x, Q^2) = \frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2) \quad (\text{II.4})$$

$$\bar{q}(x, Q^2) = \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2) \quad (\text{II.5})$$

où les indices v et s sont les contributions de valence et de la mer, et u, d, c, s, t, b les distributions des différents quarks dans un proton.

1.2 Propagation dans la Terre

L'augmentation de la section efficace d'interaction du neutrino avec l'énergie favorise la détection. Cependant cet effet est limité : la probabilité d'interaction des neutrinos avec la Terre à des énergies de 100 TeV est proche de 1, la terre devient opaque. A 70 TeV, la longueur d'absorption du neutrino est égale au diamètre de la Terre et les interactions des neutrinos ne sont plus détectées. Pour quantifier cet effet on prend en compte le profil de densité terrestre [38] illustré à la figure II.3.

L'épaisseur (en g.cm^{-2}) de matière traversée par le neutrino est alors calculée en intégrant la densité des dix couches du profil de densité terrestre sur la hauteur de chacune de ces couches (figure II.4). Il est ensuite possible de calculer numériquement l'absorption des neutrinos par la Terre en fonction de l'énergie et de l'angle zénithal (figures II.5 et II.6).

L'absorption par la Terre est négligeable pour les neutrinos horizontaux (angle zénithal proche de 90°) car ils traversent peu de matière. La Terre étant opaque aux neutrinos de ultra hautes énergies, ces neutrinos sont visibles essentiellement à l'horizontal. Par contre les neutrinos de plus basse énergie n'interagissent pas avec la Terre et seront peu visibles à ces angles.

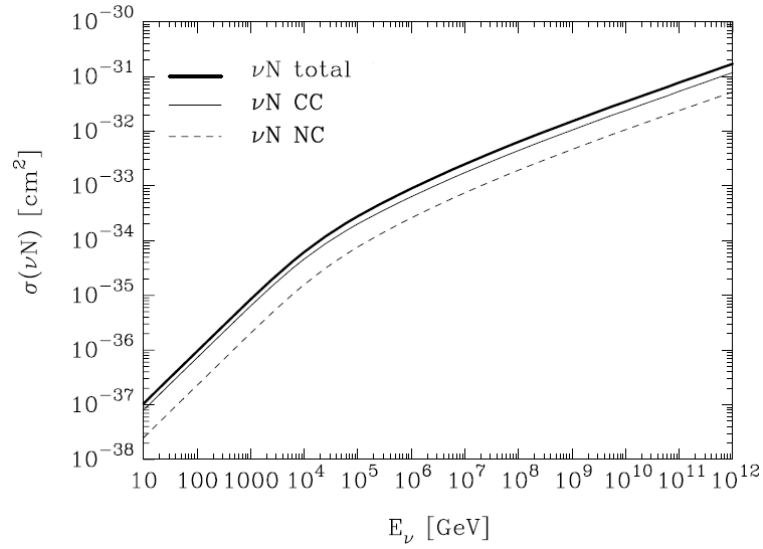


FIGURE II.2 – Section efficace des interaction neutrino/nucleons à hautes énergies : la ligne en pointillés correspond aux échanges par courant neutre, la ligne fine aux échanges par courant chargé et l’autre ligne est la section efficace totale [37].

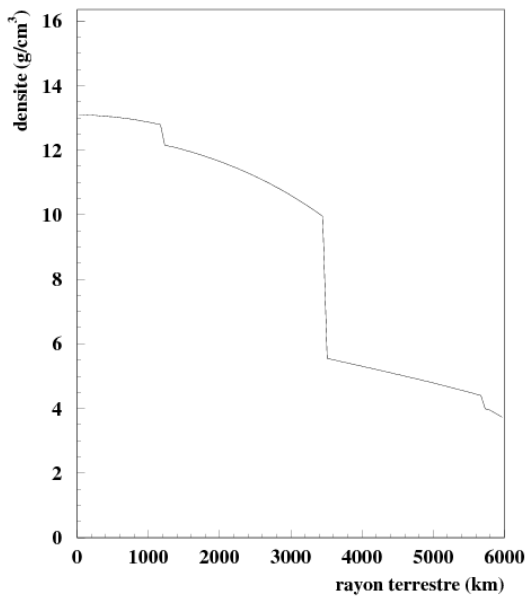


FIGURE II.3 – Profil de densité terrestre utilisé dans [38]. Dans ce modèle, la Terre est schématisée par 10 couches concentriques dont la densité dépend de la distance radiale au centre de la terre.

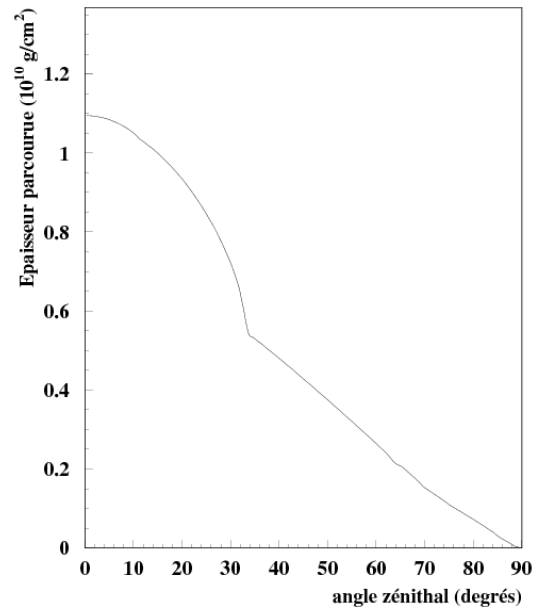


FIGURE II.4 – Epaisseur à traverser pour atteindre le détecteur en fonction de l’angle nadir.

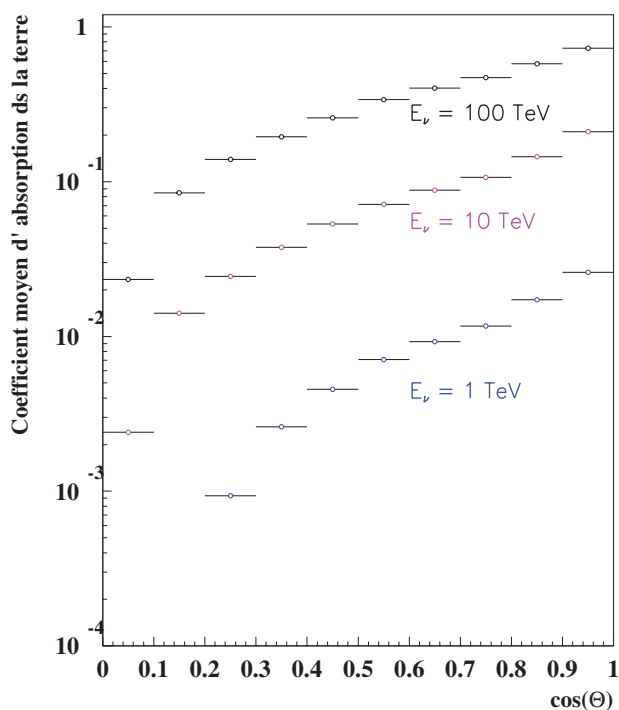


FIGURE II.5 – Effet moyen de l'absorption de neutrinos d'énergie de 1, 10 et 100 TeV en fonction de leur angle zénithal.

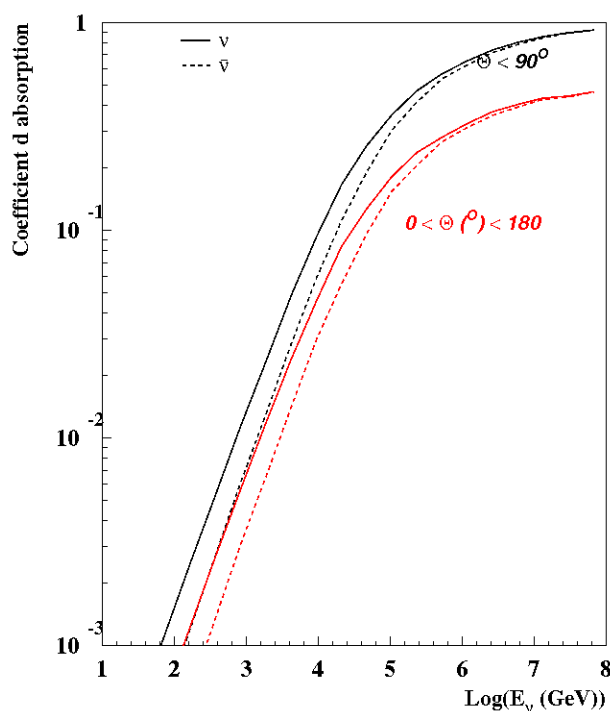


FIGURE II.6 – Absorption moyennée pour les neutrinos montants (en noir) et pour les deux hémisphères (en rouge) en fonction de l'énergie.

1.3 Propagation des muons induits

1.3.a Corrélation neutrino-muon

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

Au point d'interaction, la direction du muon est d'autant plus alignée sur celle du neutrino que son énergie est élevée :

$$\cos \theta_{\mu\nu}^{labo} = \frac{\beta + \cos \theta_{\mu\nu}^{cm}}{1 + \beta \cos \theta_{\mu\nu}^{cm}} \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} 1 \quad (\text{II.6})$$

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

avec $\theta_{\mu\nu}^{cm}$ l'angle dans le centre de masse entre le neutrino initial et le muon produit. Pour une énergie donnée du neutrino, les muons de plus haute énergie ($\theta_{\mu\nu}^{cm}$ petits) sont favorisés par la détection. L'angle moyen entre le neutrino incident et le muon induit au vertex et au détecteur varie selon l'énergie (figure II.7), cette différence est due aux différentes diffusions subies par le muon au cours de sa propagation jusqu'au détecteur.

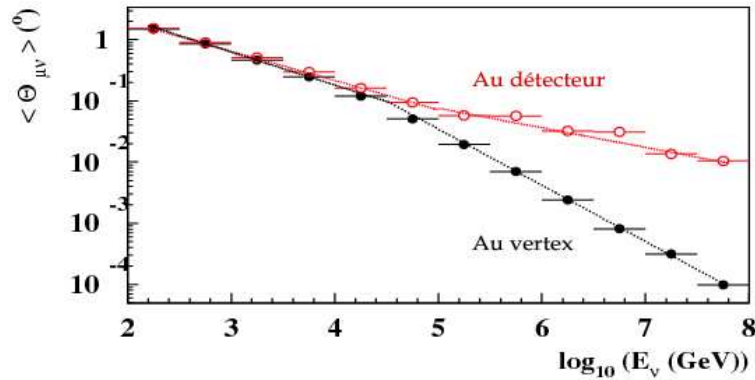


FIGURE II.7 – Angle moyen entre le neutrino et le muon incident au niveau du vertex et du détecteur en fonction de l'énergie du neutrino. La différence entre les deux courbes est due au fait que le muon subit des diffusions lors de sa propagation jusqu'au détecteur.

1.3.b Interactions dominantes

Au cours de son trajet du vertex jusqu'au détecteur le muon diffuse et perd de l'énergie. En dessous de 1 TeV, le muon est au minimum d'ionisation et perd de l'énergie de manière continue par ionisation et excitation du milieu. A haute énergie, il perd son énergie via des phénomènes "catastrophiques" tels que la création de paires, le bremsstrahlung et les interactions photonucléaires (figure II.8).

Ionisation : Lorsque l'énergie cinétique est trop faible pour initier les processus radiatifs, 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 la formule de Bethe-Bloch [39].

Création de paires : Elle consiste en une production d'une paire électron - positron par échange d'un photon virtuel avec un noyau. C'est le processus dominant dans la perte d'énergie du muon au-delà de 1 TeV. La paire produit des cascades électromagnétiques que les particules secondaires (électrons et positons) continuent à alimenter.

Bremsstrahlung : C'est le rayonnement de freinage que subit le muon lorsqu'il passe à proximité d'un centre diffuseur, le muon émet alors un photon de recul.

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

Perte globale : La contribution globale de tous ces processus se résume par la relation de Barrett [40] :

$$\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle \propto \alpha + \beta E \quad (\text{II.7})$$

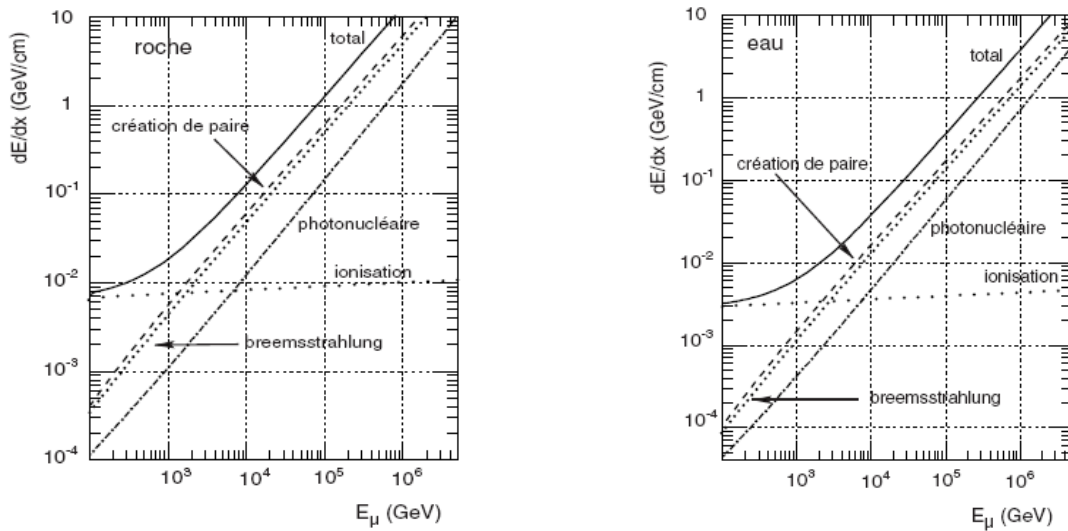


FIGURE II.8 – Contribution à la perte d'énergies des différents types de processus radiatifs engendrés par le passage d'un muon dans la roche (à gauche) et dans l'eau (à droite).

avec $\alpha \approx 2,2 \text{ MeV.g}^{-1}.\text{cm}^2$ (terme d'ionisation déterminé par la formule de Bethe-Bloch) et $\beta \approx 4 \times 10^{-6} \text{ g}^{-1}.\text{cm}^2$ (terme de radiation : production de paires, bremsstrahlung et contributions photonucléaire) [41]. A basse énergie ($< 1 \text{ TeV}$), le terme dominant provient de l'ionisation : le parcours du muon est proportionnel à son énergie. Au-delà de 1 TeV environ, le second terme domine l'équation. La perte d'énergie moyenne est proportionnelle à l'énergie.

1.3.c 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 de lumière dont les propriétés sont liées à la vitesse de la particule émettrice et au milieu. Les physiciens P.A. Tcherenkov [42] et S. Ivanovich ont énoncé les principales propriétés de cette émission en 1934 :

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

Lors de son déplacement dans un milieu transparent d'indice optique n , une particule chargée agit sur les milieux di-électriques pour former une série de sources émettant à des fréquences différentes. Ces sources sont décalées dans le temps de $\Delta t_1 = L/v$: temps que met la particule se déplaçant à la vitesse v pour aller d'un point à un autre de sa trajectoire distants de L (figure II.9). Pour un observateur qui regarde la particule incidente sous un angle θ , le retard entre ces deux sources est différent à cause du temps de propagation des photons, et il observe : $\Delta t = \Delta t_1 - \Delta d/(c/n)$, avec Δd la différence de marche entre deux sources. Comme $\Delta d = L \cos \theta$, alors

$$\Delta t = L \left(\frac{1}{v} - \frac{n \cos \theta}{c} \right)$$

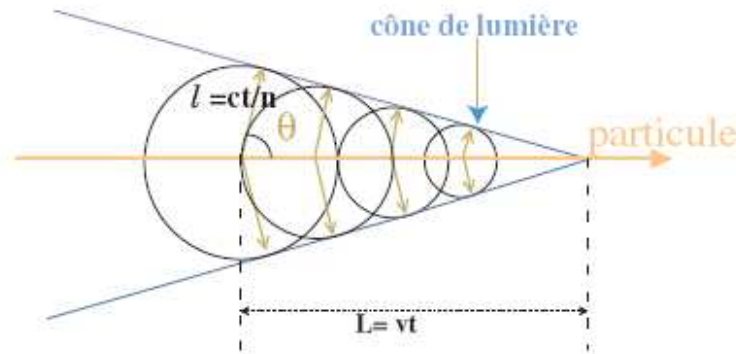


FIGURE II.9 – Sillage conique de lumière Tcherenkov émis par une particule de vitesse $v > c/n$.

Lorsque la particule se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu, on peut trouver un angle d'observation pour lesquels les ondes sont constructives :

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

Toutes les sources sont synchrones : il y a émission de lumière Tcherenkov. Dans tous les autres cas, les ondes sont destructives, il n'y aura pas de détection possible de lumière. La condition d'émission s'écrit donc :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (\text{II.8})$$

où β est le facteur de Lorentz. Dans l'eau l'angle Tcherenkov vaut environ 43° .

Les équations de Maxwell décrivent ce phénomène et permettent de calculer le nombre de photons dN_γ émis par unité de distance dx :

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi \sin^2 \theta_c \int_{330}^{600} \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

si on prend en compte des longueurs d'ondes dans le visible comprises entre 330 et 600 nm (gamme sensible des photo-multiplieurs), on obtient environ 300 photons par cm.

Le principe de reconstruction des traces de muons repose entièrement sur ce processus. Il s'agit de détecter la lumière Tcherenkov émise par le muon à l'aide d'un ensemble de photo-multiplieurs dont le positionnement est connu. Le temps d'arrivée d'un photon sur le photo-multiplieur est aussi connu. On peut ainsi reconstruire la trajectoire du muon : soit montante, le muon vient de l'autre côté de la Terre, soit descendante, le muon a été produit du même côté de la Terre que le détecteur.

1.4 Bruits de fond physiques

La détection des neutrinos cosmiques est affectée par deux types de bruits de fond :

- les muons induits par les neutrinos créés dans les gerbes atmosphériques. Ces muons seront reconstruits montants dans le détecteur. Ce bruit de fond est irréductible. La composante des neutrinos atmosphériques est la même pour les deux hémisphères (figure II.10). La détection de sources ponctuelles s'effectue en calculant les excès de neutrinos cosmiques par rapport aux neutrinos atmosphériques dans les cartes du ciel. Le spectre en énergie des neutrinos atmosphériques étant plus dur que celui des neutrinos cosmiques, une coupure en énergie permet l'élimination des neutrinos atmosphériques lors de l'étude du flux diffus de neutrinos.

- les muons produits dans les gerbes atmosphériques. Ces muons reconstruits descendants dominant de plusieurs ordres de grandeur le flux de muons induits par les neutrinos, il est donc nécessaire de se restreindre aux traces montantes. Le détecteur est optimisé pour détecter des muons issus de neutrinos, il est donc peu efficace lorsqu'il s'agit de détecter les muons atmosphériques. Il est aussi possible de réduire cette composante en augmentant la profondeur du site comme le montre la figure II.11. Le flux de muons atmosphériques et sa dépendance en fonction de la profondeur, qui sont étudiés dans cette thèse, sont connus et permettent d'approfondir la compréhension de notre détecteur.

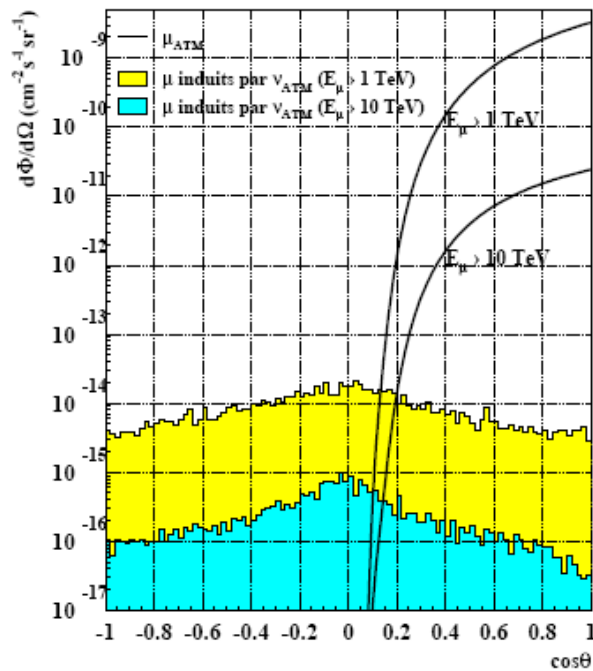


FIGURE II.10 – Dépendance angulaire des différentes composantes du bruit de fond pour le site d'ANTARES. $\cos \theta = 1$ représente les muons descendants verticaux.

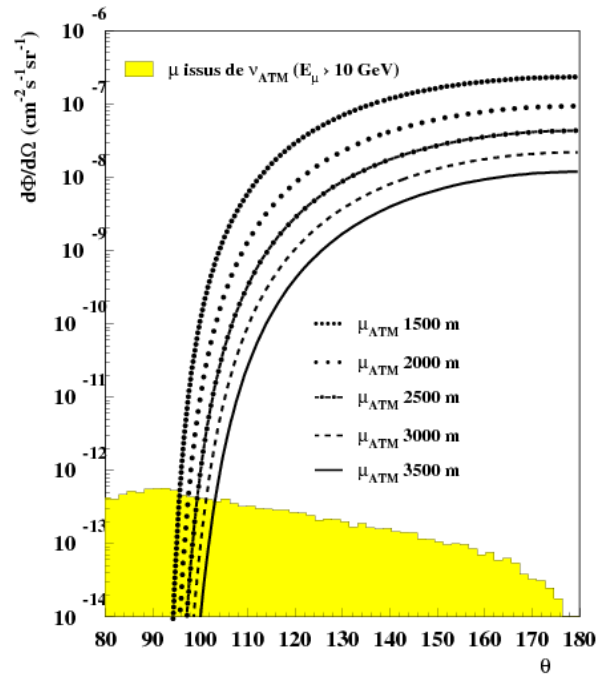


FIGURE II.11 – Evolution du bruit de fond suivant la profondeur et l'angle. Le flux de muons issus des neutrinos atmosphériques est obtenu avec la paramétrisation de Volkova [43] alors que le flux de muons atmosphériques est obtenu avec la paramétrisation d'Okada [44]

2 Le détecteur ANTARES

La collaboration ANTARES est composée de 20 instituts et d'environ 150 chercheurs en physique des particules et des astroparticules, astronomes, océanologues et ingénieurs. Elle regroupe des instituts français, italiens, hollandais, allemands, espagnols, russes et roumains (figure II.12).

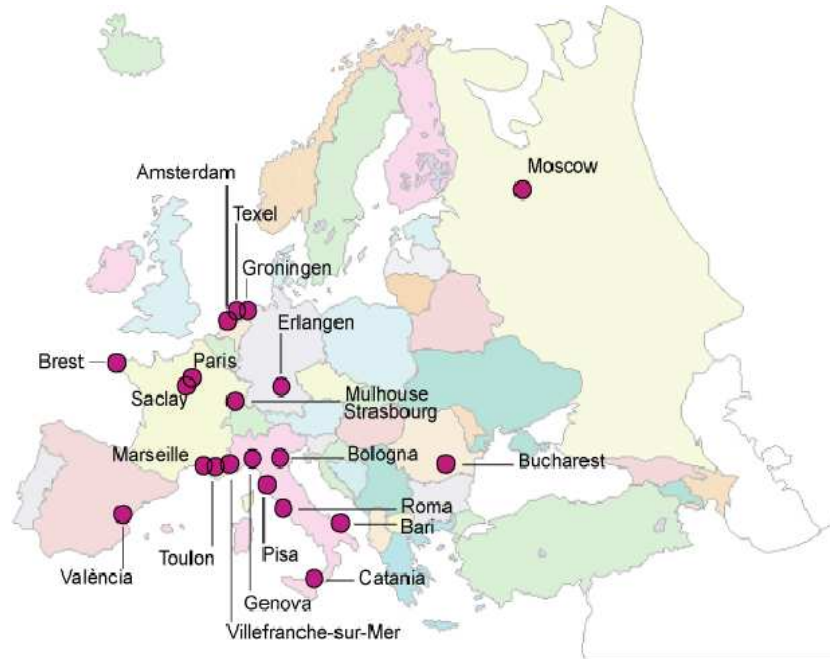


FIGURE II.12 – Disposition géographique des 20 instituts de la collaboration ANTARES.

2.1 Description du détecteur

Le site sélectionné pour l'implantation du détecteur ANTARES se situe à environ 40 km au large de La Seyne-sur-Mer (dans le Var). Ses coordonnées géographiques sont $42^{\circ}50'N$, $6^{\circ}10'E$ et sa profondeur est de 2 475 m II.13.

Le télescope à neutrinos ANTARES [45], schématisé figure II.14, est constitué de 12 lignes de détection indépendantes espacées les unes des autres de 60 à 75 m (figure II.16). Onze des douze lignes se composent de cinq secteurs de cinq étages identiques, espacés verticalement de 14,5 m, qui regroupent trois modules optiques (Optical Module -OM-) contenant des photo-multiplificateurs de 10 pouces. La dernière ligne comporte 4 secteurs identiques aux secteurs des autres lignes et un secteur consacré à la détection acoustique.

Chaque ligne comporte donc 75 modules optiques et la dernière ligne 60, soit un total de 885 pour le détecteur complet. Les lignes sont reliées à une boîte de jonction (figure II.15), installée en décembre 2002, qui est reliée à la côte via un câble électro-optique de 44,2 km de long. Elle assure l'alimentation des lignes au moyen de transformateurs et contient aussi le système de distribution de l'horloge vers les différentes lignes. Elle regroupe les fibres venant des lignes vers le câble principal qui va à la terre. Les connexions sous-marines entre les lignes et la boîte de jonction sont réalisées grâce à un submersible.

Chaque étage est contrôlé par un module local de contrôle (Local Control Module -LCM-) qui, en plus d'assurer les fonctions de distribution de tension et de transmission du signal, contient des éléments

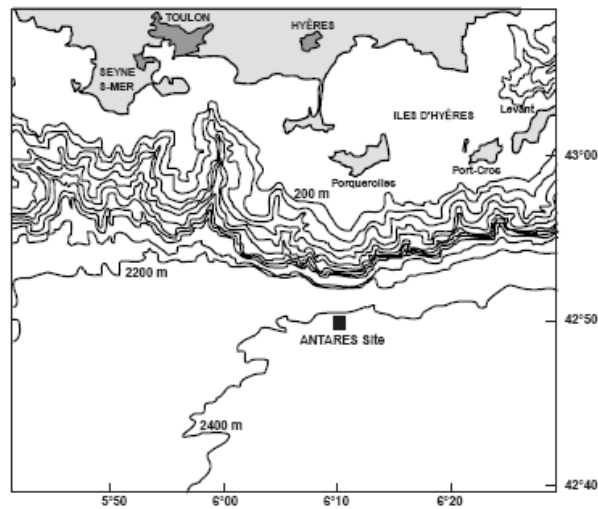


FIGURE II.13 – Carte géographique du site sélectionné pour ANTARES.

permettant de déterminer l'orientation de l'étage : un compas et un inclinomètre. Le deuxième LCM de chaque secteur, en partant du bas, assure le contrôle du secteur entier : c'est le module de contrôle maître (Master Local Control Module -MLCM-).

2.1.a Les lignes

La ligne est ancrée sur le sol avec un pied de ligne lesté. Ce pied de ligne contient le module de contrôle de la ligne (String Control Module -SCM-), le module d'alimentation de la ligne (String Power Module -SPM-), un émetteur-récepteur acoustique et l'électronique de contrôle.

Chaque étage de la ligne contient trois modules optiques orientés à 45° vers le bas et séparés entre eux de 120° afin d'homogénéiser l'acceptance angulaire pour les muons montants. Le premier étage est placé à 100 m au dessus de l'ancre afin de laisser suffisamment de milieu transparent aux muons montants pour émettre de la lumière Tcherenkov.

Les 3 modules optiques sont contrôlés par un LCM placé dans un cylindre au centre de la structure (figure II.17). Chaque secteur contient un MLCM qui contient également un switch Ethernet pour transmettre les signaux du secteur à la boîte de jonction. Chaque secteur contient également des hydrophones placés sur les étages 1, 8, 14, 19 et 25 de la ligne permettant un positionnement spatial en temps réel de la ligne. Ces hydrophones sont couplés à des pyramides acoustiques (figure II.15) pour le positionnement du bas des lignes. De plus, chaque ligne contient quatre balises LED aux étages 2, 9, 15 et 21. Les LED illuminent localement le détecteur pour contrôler l'étalonnage temporel des modules optiques des lignes.

2.1.b Modules optiques

Les modules optiques [46, 47] sont composés d'une sphère en verre, résistante aux hautes pressions, d'un large photo-multiplicateur demi-sphérique placé dans cette sphère à l'aide d'un gel optique. Une cage en μ -métal est utilisée comme barrière contre le champ magnétique terrestre, afin d'amoin-drir la déviation des photo-électrons dans le photo-multiplicateur. L'électronique de lecture du photo-multiplicateur n'est pas dans la sphère mais dans le LCM. Les composants à l'intérieur du module optique sont alors réduits au minimum : la base active Crawford qui transforme du 48 V en une tension de

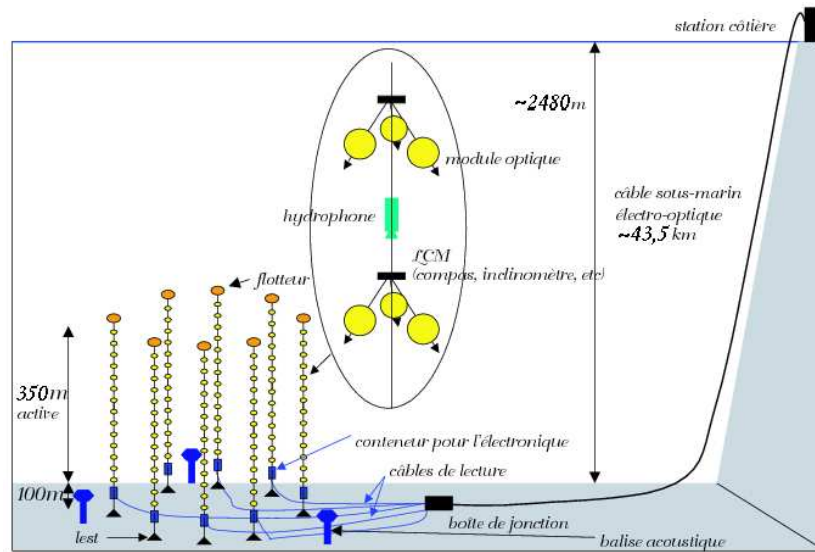


FIGURE II.14 – Schéma du détecteur ANTARES.

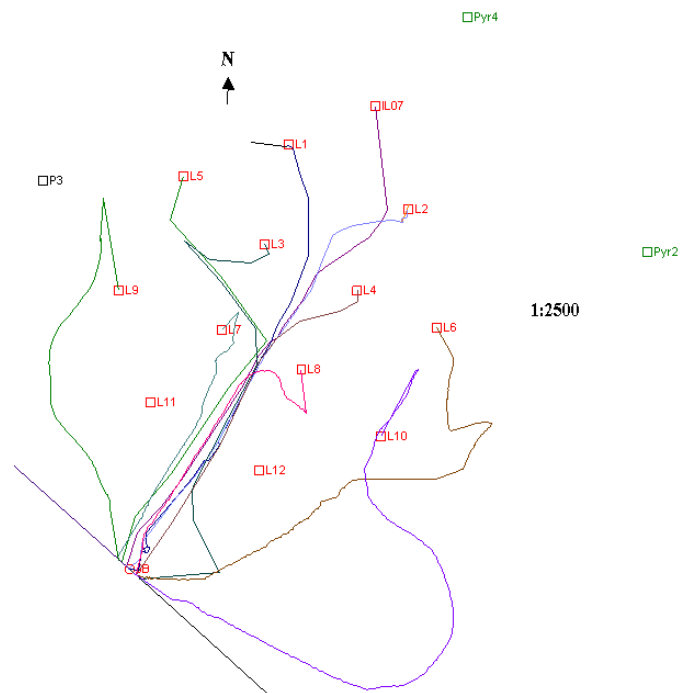


FIGURE II.15 – Répartition des lignes au niveau du sol. Les traits de couleurs représentent la position exacte des différents câbles reliant les lignes à la boîte de jonction. Les "Pyr" sont l'emplacement des pyramides acoustiques utilisées lors du positionnement acoustique.

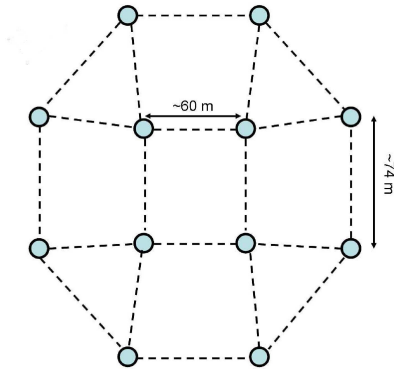


FIGURE II.16 – Répartition idéale des lignes selon un octogone.



FIGURE II.17 – Photo d'un étage avant son immersion, on peut y voir les trois modules optiques et le module de contrôle local.

plus de 1000 V et une LED qui est utilisée pour l'étalonnage interne du photo-multiplicateur.

La sphère contenant le photo-multiplicateur doit satisfaire le cahier des charges suivants :

- résistance à des pressions entre 260 (fonctionnement normal) et 700 bars (tests).
- transparence aux photons de longueurs d'onde comprises entre 400 (bleu) et 500 (vert) nm.
- transmissibilité supérieure à 95%.
- Un trou dans la sphère permet de connecter le photo-multiplicateur au reste du détecteur. Afin d'éviter tout risque de corrosion, le pénétrateur est en titane pour effectuer les connexions : l'alimentation et la transmission du signal reçu.
- indice optique proche de l'eau dans le but de minimiser la réflexion.

La sphère NAUTILUS réunit toutes ces caractéristiques. La sphère est séparée en deux parties : la partie opposée à la photo-cathode du photo-multiplicateur est peinte en noire et la partie inférieure est en verre transparent. L'axe du photo-multiplicateur par rapport à la verticale du détecteur est incliné vers le bas d'un angle de 45°, les photons issus des muons descendants sont moins visibles par le photo-multiplicateur de par l'orientation de la sphère.

Le contact optique entre la sphère et le phototube est assuré par un gel de silicone transparent (gel de Wacker), avec peu de bulles d'air dans le gel, les bulles étant sources de diffusion. Afin de minimiser la réflexion, l'indice optique du gel (1,404) est compris entre celui de la sphère (1,47) et de l'eau (1,35). Ce gel permet aussi d'assurer le maintien mécanique du photo-multiplicateur : il devrait être suffisamment dur pour maintenir le PM et suffisamment élastique pour supporter la déformation de la sphère sous la pression de l'eau (diminution de 1,25 mm sur le diamètre de la sphère à 250 bars). La stabilité de ces différentes propriétés a été étudiée pour tenir dix ans.

Le photon arrache un électron à la photo-cathode qui, par un phénomène de cascade sur les dynodes, se multiplie pour donner en sortie un signal électrique mesurable. La cage en μ -métal, alliage de fer et de

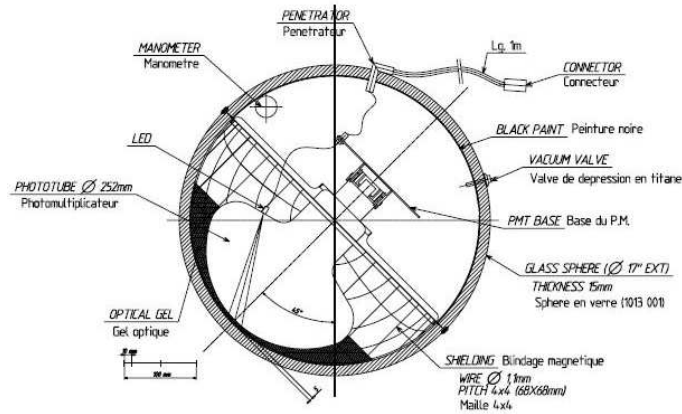


FIGURE II.18 – Schéma du photo-multiplicateur.

nickel, réduit la largeur du signal en sortie du photo-multiplicateur en éliminant la déviation des électrons par le champ magnétique terrestre grâce à la grande perméabilité magnétique de la cage.

Le photo-multiplicateur utilisé pour ANTARES est un PM Hamamatsu de 10". La résolution temporelle, inférieure à 3 ns, est caractérisée par la dispersion du temps de transit des électrons entre différents points de la photocathode et de l'anode. Le PM étant composé de 14 dynodes, les hautes tensions ont été réglées de façon à obtenir un facteur d'amplification de 5.10^7 correspondant à un signal du photo-électron de 45 mV.

Un pénétrateur fixé dans la sphère et un câble de 1,9 m de long assurent les connexions électriques entre les modules optiques et le contrôle local des modules (LCM). Le pénétrateur possède un diamètre de 20 mm, le câble contient 12 fils pour :

- le signal d'anode
- le signal de la dynode 12
- le signal de la dynode 14
- l'alimentation 48 V
- la commande de hautes tensions
- le contrôle de la haute tension
- le pulser de la LED interne

Des mesures en laboratoire ont été effectuées afin de caractériser le comportement des modules optiques. Les résultats montrent que la réponse est maximum quand l'angle entre l'axe du module optique et la direction du muon est à $\theta = 43^\circ$ (figure II.19), qui est l'angle Tcherenkov dans l'eau. L'étude de l'acceptance angulaire est détaillée en IV.4.2.

2.2 Caractéristiques optiques du milieu

2.2.a Longueur d'atténuation dans l'eau

Un des paramètres qu'il faut connaître est la longueur d'atténuation de la lumière Tcherenkov dans l'eau.

Pour une source lumineuse ponctuelle isotrope d'intensité I_0 , l'intensité I mesurée par un photo-multiplicateur avec une aire effective \mathcal{A} à une distance R est définie par :

$$I(R) = \frac{I_0 \mathcal{A}}{4\pi R^2} e^{\frac{-R}{\lambda_{att}^{eff}}} \text{ avec } \frac{1}{\lambda_{att}^{eff}} = \frac{1}{\lambda_{abs}} + \frac{1}{\lambda_{diff}^{eff}} \text{ et } \lambda_{diff}^{eff} \equiv \frac{\lambda_{diff}}{1 - \langle \cos\theta \rangle} \quad (\text{II.9})$$

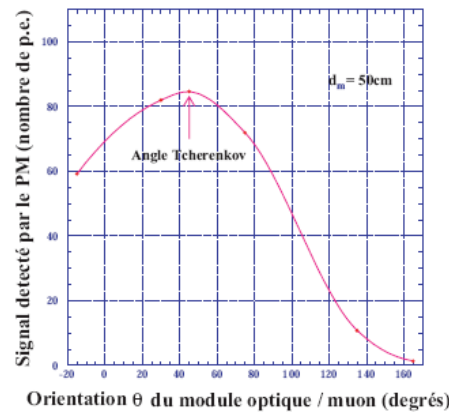


FIGURE II.19 – Nombre de photo-électrons détectés en fonction de l'angle formé par la direction de visée du module optique et la direction incidente du μ , pour des trajectoires éloignées d'une distance inférieure à 50 cm de la photocathode.

où λ_{abs} est la longueur d'absorption et λ_{diff} est la longueur de diffusion. Le nombre de photo-électrons détectés par les photo-multiplicateurs devrait suivre le même comportement après correction de l'acceptance angulaire.

$$Q(t) \propto \frac{Q_0}{R^2} e^{\frac{-R}{\lambda_{eff}^e}} \quad (\text{II.10})$$

Des mesures sous-marines ont été effectuées avec les LED installées sur les lignes en flashant les modules optiques [48]. En mesurant le nombre de photons en fonction de la distance, on trouve alors une longueur d'atténuation d'environ 50 m compatible avec les mesures précédentes (IV.4.1)

2.2.b Le bruit de fond optique

La connaissance du bruit de fond optique sur le site ANTARES a été déterminante pour le choix de la logique de l'électronique embarquée et de déclenchement. Ce bruit de fond est décomposé en deux parties :

- la ligne de base du bruit de fond est principalement due à la décroissance de ^{40}K dans l'eau de mer et à des organismes microscopiques (figures II.20 et II.21).
- les sursauts de bruit de fond seraient dus à des passages d'animaux macroscopiques (figure II.22).

La désintégration β^- du ^{40}K intervient à la hauteur d'environ 30 kHz pour des PM de 10 pouces à cause de la lumière Tcherenkov émise par l'électron produit via :



La désintégration du ^{40}K de la sphère intervient à hauteur de quelques kHz et produit des événements à haute charge. La composante variable de la ligne de base est due à une présence continue d'organismes microscopiques vivant au fond de la mer. Cette composante apporte en général une contribution de 30kHz. La ligne de base des modules optiques est d'environ 60 kHz, mais le taux moyen vu par les photo-multiplicateurs depuis leur mise à l'eau est de 166 kHz [49].

La fraction du temps où le taux de bruit de fond optique est 1,2 fois supérieur à la ligne de base du bruit de fond optique définit la fraction de sursauts. Les sursauts de bruit de fond sont fortement corrélés avec le courant (figure II.23). Cet effet pourrait être dû à une agitation d'organismes dans des

turbulences formés en aval des modules optiques en cas de courant élevé où à des variations infimes de température ($\approx 0, 1^\circ C$). Cette agitation déclencherait une production de lumière chez ces organismes vivants provoquant des pics de luminosité dans le détecteur.

2.3 L'électronique de lecture des photo-multiplicateurs.

L'électronique frontale des photo-multiplicateurs a pour but la sélection des signaux analogiques qui en sont issus au dessus d'un certain seuil, et la numérisation du temps auquel se produit le signal ainsi que de la charge recueillie. Contrairement aux mesures de temps "classiques" par convertisseur temps-numérique (Time to Digital Converter -TDC-), la numérisation n'est pas déclenchée par une source extérieure mais par le signal lui-même, et le temps absolu auquel se produit le signal doit être enregistré. Ceci est rendu possible par un système d'horloge global de l'expérience, séquencée à 20 MHz et distribuée à tous les étages du détecteur. Le comptage des alternances de l'horloge par rapport au début d'une période de prise de données constitue le "TimeStamp" en unités de 50 ns. L'électronique frontale doit donc fournir à la fois ce temps grossier et un temps fin indiquant à quel moment le signal a passé le seuil dans ces 50 ns.

Le seuil choisi pour la détection de photons Tcherenkov, dit seuil de niveau 0 ou L0, est de l'ordre du tiers de photo-électron, et résulte en des taux de comptages de l'ordre de quelques dizaines de kHz à quelques MHz. En raison de ces larges fluctuations de taux de comptage dues au bruit de fond optique de bioluminescence, il n'est pas possible d'envisager une transmission synchrone des informations issues de l'électronique frontale jusqu'à un processeur de lecture, et celle-ci dut être munie d'une mémoire tampon permettant d'absorber les fluctuations avant lecture des données. Dans le cas du circuit utilisé, il s'agit de l'ASIC "ARS" pour "Analog Ring Sampler" [50, 51] : cette mémoire est analogique et les informations sont stockées sous forme de tensions dans un "pipeline" analogique capacitif avant conversion du temps et de la charge.

En ce qui concerne la charge, le signal du PM est intégré sur une durée de l'ordre de 40 ns ; pour le temps fin, le passage du seuil mémorise la valeur de la tension d'une rampe synchrone de l'horloge de l'expérience.

La conversion par une suite de comparaisons séquencée localement à 25 MHz résulte en un codage de la charge sur 8 bits (appelé " AVC " pour Amplitude to Voltage Converter) et du temps fin sur 8 bits (appelé "TVC" pour Time to Voltage Converter). Les temps d'intégration et de conversion résultent en un temps mort de l'ordre de 250 ns ; pour diminuer ce temps mort à chaque PM sont associés 2 puces ARS interconnectées par une logique de " token ring " (jeton). Le temps mort de chaque PM n'est alors plus que de 40 ns entre les 2 premiers signaux consécutifs, puis 250 ns entre le deuxième et le troisième signal, et ainsi de suite.

La majeure partie des signaux des PM sont des signaux simples, de charge 1 photo-électron. Ils sont donc traités par l'ASIC en mode dit "SPE" pour "Single Photo Electron", et l'information de chaque signal ne consiste qu'en ses TimeStamp, AVC et TVC codés sur 6 octets. Néanmoins l'ASIC a également été muni d'une fonctionnalité de gabarit dit "PSD" pour Pulse Shape Discriminator. Celui-ci permet d'étiqueter les signaux de grande charge ou de durée supérieure à celle attendue pour des signaux simples et dont l'intégration serait incomplète en 40 ns (voir figure II.26). Dans ce cas, l'ARS peut éventuellement traiter le signal en mode oscilloscope dit "WFA" pour Wave Form Anode, avec un échantillonnage allant jusqu'à 1 GHz. Les 128 échantillons convertis donnent alors lieu à un événement codé sur 272 octets. La fréquence de tels signaux est de l'ordre de 1 %, et l'acquisition d'ANTARES est dimensionnée pour en permettre l'enregistrement. Néanmoins il a été décidé que le mode d'enregistrement des données des photo-multiplicateurs serait exclusivement en mode " SPE " pour les prises de données de physique, l'activation du gabarit n'étant effective que durant certaines prises de données de l'étalonnage.

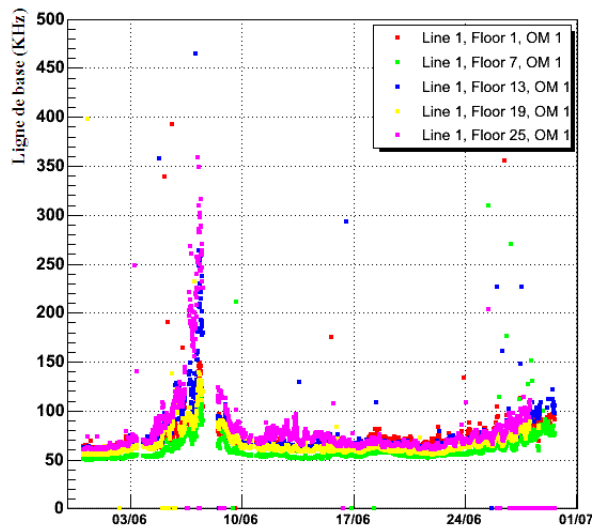


FIGURE II.20 – Ligne de base du bruit de fond optique du mois de juin 2007.

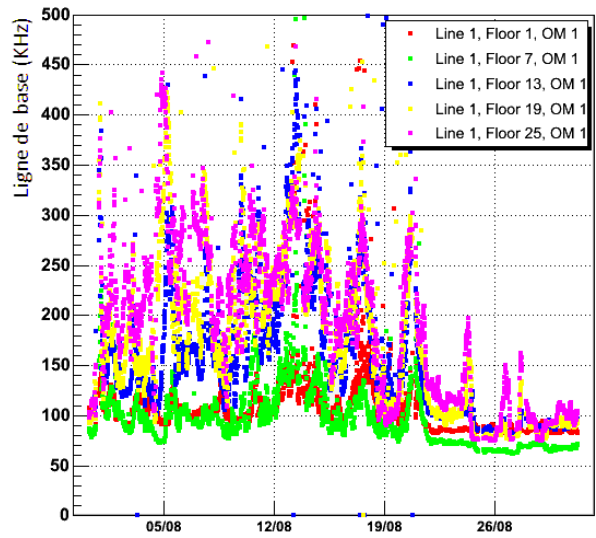


FIGURE II.21 – Ligne de base du bruit de fond optique du mois d'août 2008. La ligne de base est instable ce qui est dû à une grande activité des organismes microscopiques.

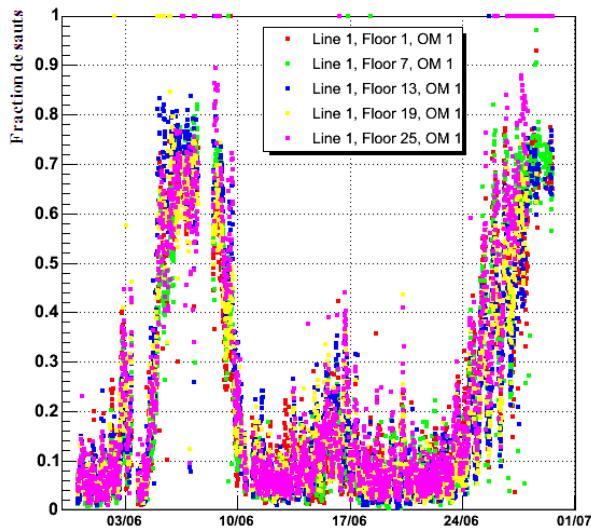


FIGURE II.22 – Sursauts répétés de bruit de fond optique du mois de juin 2007. La fraction du temps où le taux de bruit de fond optique est 1,2 fois supérieur à la ligne de base du bruit de fond optique définit la fraction de sursauts.

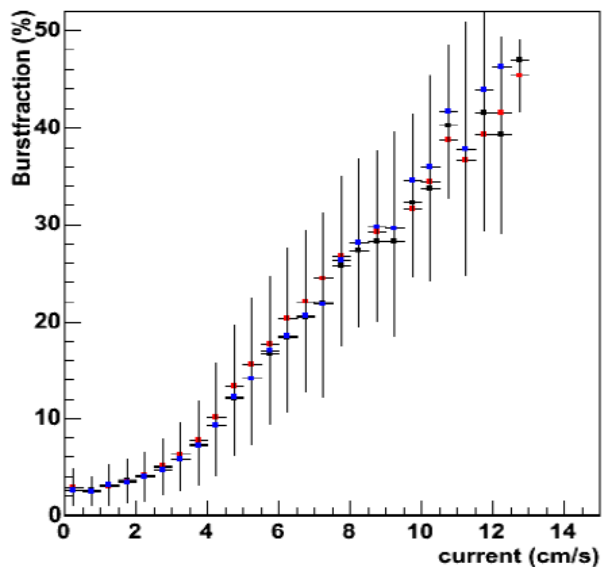


FIGURE II.23 – Evolution de la proportion de sursauts en fonction du courant pour trois étages du détecteurs.

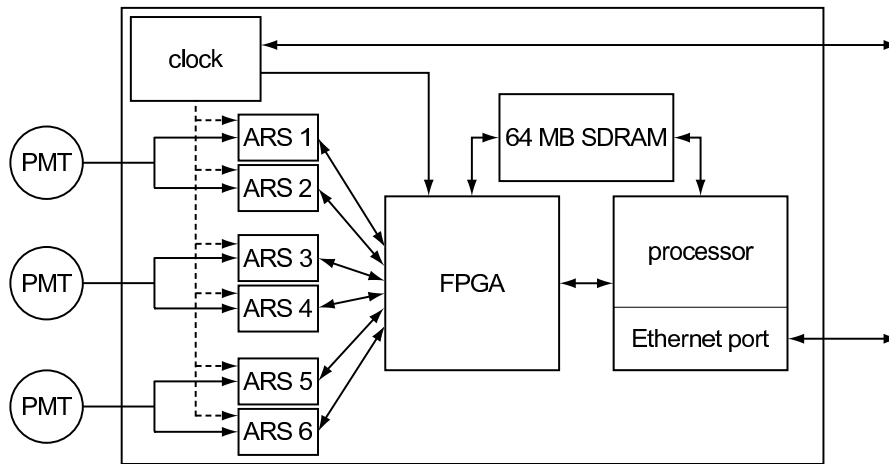


FIGURE II.24 – Représentation schématique des composantes du système d'acquisition présentes dans le conteneur d'électronique de chaque étage.

L'ASIC est configurable et son "contrôle lent" permet de configurer 75 paramètres, en particulier le seuil L0 et les paramètres de numérisation. La gamme dynamique choisie est de 20 photo-électrons, ce qui pour un codage sur 8 bits et en tenant compte d'une marge pour un piédestal de charge non nul, résulte en environ une dizaine de coups d'ADC par photo-électron. De la même façon, les 50 ns de temps fin ne sont codés que sur 200 canaux d'ADC, résultant en une résolution de 250 ps (la distribution du TVC est plate en regroupant 4 bins). Ces points seront développés dans le chapitre "étalonnage".

2.4 Le système d'acquisition des données

Le système d'acquisition et de déclenchement d'ANTARES [52] est basé sur un schéma classique pour les expériences de physique des hautes énergies. Il doit en principe accomplir les tâches d'envoi des données correspondant à une condition de déclenchement locale (données dites de niveau 1), de rassembler les données des différents étages du détecteur appartenant à un même événement pour l'envoyer à un système de déclenchement centralisé dit de niveau 2 dont le taux doit être de quelques Hz de façon à permettre l'enregistrement sur disque des données dans la "région d'intérêt" du déclenchement qui va constituer un événement. Néanmoins, la collaboration ANTARES a décidé d'éviter un déclenchement local figé, et de fait toutes les données de niveau 0 (signaux de photo-multiplicateurs "L0") doivent être transférées au système de déclenchement centralisé à terre, système qui doit alors jouer les rôles de déclenchement de niveau 1, de niveau 2, voire de niveau 3 si on effectue une reconstruction en ligne. Ce concept est appelé "all data to shore" puisque toutes les données de niveau 0 sont acheminées à terre.

En raison du large volume de données, la combinatoire de l'algorithme de déclenchement ne peut être effectuée sur un simple processeur, et les données de chaque photo-multiplicateur sont regroupées en tranches temporelles appelées "TimeSlice" en fonction de leur temps d'arrivée. Une tranche temporelle complète, comprenant toutes les données des 12 lignes, est alors acheminée vers un processeur d'une ferme de PC à terre. L'architecture qui en résulte se compose d'une collection de 300 étages "envoyeurs" connectés à une collection d'une cinquantaine de "cibles", où une cible est le processeur d'un PC à terre, par l'intermédiaire d'un "aiguilleur ethernet" ("switch") totalement croisé. En d'autres termes, il s'agit d'un réseau local Gigabit de quelques centaines de noeuds.

Le dimensionnement du système de lecture est alors fonction du taux de données devant être en-

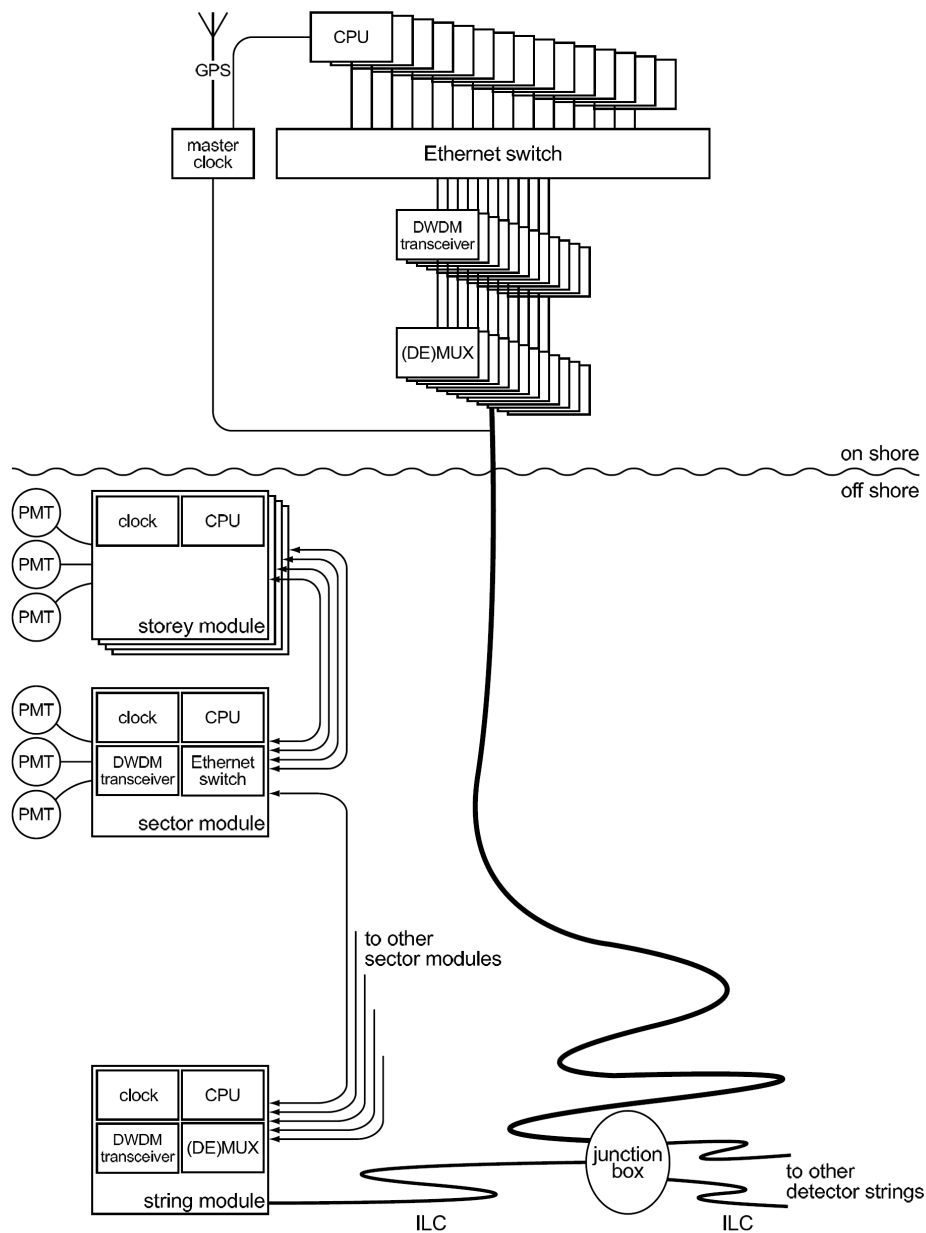


FIGURE II.25 – Représentation schématique de l'équipement (hardware) du système d'acquisition. Une seule ligne de détection est représentée. A chaque étage, trois PMs et un module (storey module) pour l'électronique associée sont représentés. Ce module contient une horloge locale et un processeur (CPU). Un module sur cinq (sector module) contient également une carte ethernet et un émetteur-récepteur DWDM. En bas de chaque ligne se trouve un module (string module) dans lequel on trouve également un démultiplexeur optique (DEMUX). Chaque ligne est connectée à la boîte de jonction principale par une câble interlink (ILC). Les données sont ensuite acheminées à terre via le câble électro-optique reliant la boîte de jonction et la station d'acquisition à terre qui abrite la ferme de station de calculs et l'horloge de référence principale (master clock).

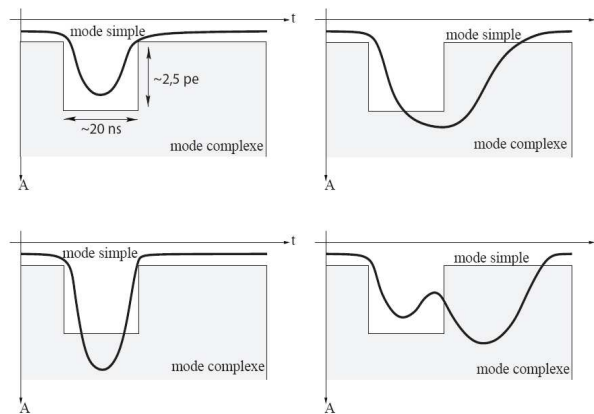


FIGURE II.26 – fonctionnement de la discrimination SPE ou WF.

voquées à terre. Chaque étage est muni d'une carte d'acquisition spécifique comprenant un processeur, une interface ethernet 100 Mb optique, une RAM de 64 Moctets, un FPGA (Field Programmable Gate Array) et un bus reliant ces composants. Le FPGA est programmé comme machine esclave transférant les données des ARS à la RAM, et les formatant en tranches temporelles (figure II.24). Le processeur envoie de façon asynchrone les tranches temporelles de la RAM jusqu'au PC associé à terre par le lien ethernet 100 Mb. Le séquençage de la lecture des ARS à 25 MHz limite le taux de données enregistrables de chaque PM à 1 MHz. La carte d'acquisition elle-même ne peut transmettre en continu plus de 50 Mb/s, ce qui limite le taux moyen enregistrable de chaque PM à 350 kHz. Ces valeurs sont toutefois bien au delà des taux nominaux qui sont de l'ordre de 60 kHz, et ne constituent pas une contrainte pour les prises de données. Afin de limiter le nombre de fibres optiques, 5 étages consécutifs d'une ligne sont groupés en un secteur, dont l'étage maître contient un concentrateur ethernet (" switch ") et une carte dite " DWDM " (Dense Wavelength Division Multiplexing) émettant cette fois en ethernet Gb avec un laser puissant pour aller jusqu'à la terre sur une longueur d'onde associée au numéro de secteur (figure II.25). Les 5 longueurs d'ondes des 5 secteurs d'une ligne sont multiplexées dans le module SCM de bas de ligne sur une fibre unique, puis démultiplexées à terre avant d'être connectées à l'aiguilleur ethernet. Du point de vue de l'acquisition, la boîte de jonction ne fait que regrouper les 24 fibres (12 aller et 12 retour) des différentes lignes dans le câble électro-optique qui relie la côte distante de 40 km. Par contre elle distribue les deux fibres (une nominale et une de rechange) du système d'horloge sur les 16 connecteurs dont elle est munie.

A terre, les processeurs de déclenchement sont des PC commerciaux (DELL PowerEdge 950) montés dans des racks situés dans une pièce spécifique consacrée à l'Institut Michel Pacha. Ils exécutent différents algorithmes pour faire les coïncidences locales de niveau 1, puis recherchent des accumulations de ces coïncidences liées par relation de causalité, et compatibles avec la lumière Tcherenkov. Le taux de déclenchement de niveau 2 est de quelques Hz pour le détecteur à 5 lignes, et une dizaine de PC suffisent à traiter le volume de données. En cas de période agitée (augmentation de la bioluminescence), il peut y avoir engorgement du système. Dans ce cas la consommation de données se ralentit et les " envoyeurs " du détecteur ne peuvent vider les données aussi vite qu'elles se produisent. Les RAM de la carte d'acquisition se remplissent jusqu'à un niveau limite où le processeur de la carte cesse l'enregistrement des données des ARS. Dans ce cas, les tranches temporelles de données seront vides, mais étiquetées " XOFF " et constituent un temps mort macroscopique de l'expérience. On limite la survenue de cet engorgement par un mécanisme de veto sur les taux élevés (" High rate Veto "), dans lequel le processeur de la carte

décide par lui-même l'arrêt de l'enregistrement des données dès qu'un taux important est détecté durant une tranche temporelle. La valeur de ce taux est généralement 400 kHz, et la condition est remplie pour tout sursaut de bioluminescence. L'optimisation de l'acquisition a conduit à adopter des tranches temporelles de 104.8576 ms, soit $2^{22} \times 25$ ns, permettant l'envoi par TCP/IP de " fichiers " de taille convenable pour le système d'exploitation VxWorks embarqué.

2.5 Algorithmes de filtrage

Les données sont transférées à terre mais elles sont filtrées par différents types d'algorithmes avant d'être sauvegardées sur disques. Seules les données présentant les caractéristiques d'un événement physique sont écrites sur disque. Les différents types d'algorithme de filtrage sont :

- algorithme de filtrage 3N : le premier niveau de filtrage, L1, est composé de deux coups en coïncidence sur le même étage dans une fenêtre de 20 ns, ou de coups de grande charge (entre 2,5 et 10 photo-électrons). Lorsque cinq L1 sont repérés en coïncidence dans une fenêtre de temps compatible avec la vitesse du muon, les conditions de l'algorithme de filtrage sont satisfaites et les données sont sauvegardées.
- algorithme de filtrage T3 : l'algorithme de filtrage T3 est défini par la coïncidence de deux L1 dans une fenêtre de 80 ns entre deux étages adjacents ou une fenêtre de 160 ns entre deux étages distant d'un étage.
- algorithme de filtrage du centre galactique : cet algorithme de filtrage demande 1 L1 et 4 L0 alignés selon une direction. Cet algorithme de filtrage suit le centre galactique. On observe une variation du nombre d'événements acceptés par l'algorithme galactique due à un effet de variation géométrique du détecteur à 5 lignes (figure II.27).
- algorithme de filtrage à "biais minimum" : afin d'étudier le bruit de fond, on enregistre sans filtrage une tranche temporelle de 4 μ s une fois par seconde.
- Prise de données spéciale ^{40}K : ces prises de données de calibration consistent à enregistrer des coïncidences de 2 L0 sur 2 modules optiques d'un même étage dans une fenêtre de 50 ns. Elles servent à vérifier localement la stabilité de l'étalonnage en temps, les gains et les seuils des PMs. En plus, des paires de L1 en coïncidence dans une fenêtre de temps compatible avec le temps de parcours d'un muon permet une mesure simple du flux de muons.

Les différents algorithmes de filtrage ont des caractéristiques différentes présentées à la figure II.27. Les données utilisées pour les études présentées aux chapitres suivants ont été obtenus à partir du filtrage 3N. Il n'est pas possible de déterminer l'efficacité de déclenchement à partir des données Minimum-bias car celles-ci sont trop peu nombreuses. On la déterminera donc par Monte Carlo en faisant subir les algorithmes de filtrage aux données simulées.

Dans le cadre d'analyse multi-messagers, ANTARES est connecté à un réseau d'alertes (Global Coordinate Network -GCN). Lors des alertes SWIFT ou FERMI, la totalité des données sur une période de deux minutes centrée autour du GRB est sauvegardée sur disque. Nous nous servons de ces données dans le cadre de l'étalonnage lorsque des données brutes sont nécessaires.

2.6 Reconstruction des traces de muons

Il existe différentes façons d'obtenir la direction du muon. La reconstruction de *Aart* [53] utilise l'algorithme de filtrage 3N couplée à un maximum de vraisemblance. La reconstruction *BBFit* [54] utilise l'algorithme de filtrage T3 et minimise les paramètres de la trace avec un χ^2 .

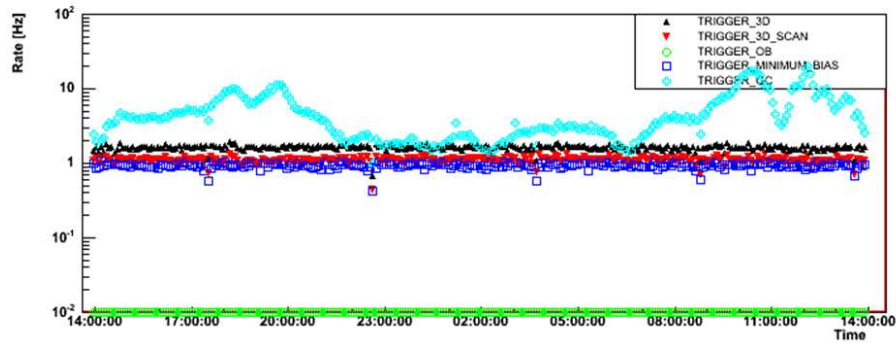


FIGURE II.27 – Taux des différents algorithmes de filtrage appliqués dans ANTARES. Données du 21 juillet 2007.

2.6.a Principe de reconstruction

La trajectoire du muon est caractérisée par sa direction $\vec{d} \equiv (d_x, d_y, d_z)$ et par sa position $\vec{p} \equiv (x_0, y_0, z_0)$ à un temps donné t_0 , choisi arbitrairement. La direction s'écrit en coordonnées sphériques $\vec{d} \equiv (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ où θ et ϕ sont le zénith et l'azimuth. Les paramètres à déterminer pour reconstruire une trace sont donc au nombre de cinq : $x_0, y_0, z_0, \theta, \phi$.

Si le muon se propage en ligne droite à la vitesse c , le temps d'arrivée du photon émis par lumière Tcherenkov direct est déterminé par :

$$t_{\text{théorique}} = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_C} \right) + \frac{1}{v_g} \left(\frac{k}{\sin \theta_C} \right) \quad (\text{II.12})$$

avec v_g la vitesse de groupe de la lumière à une longueur d'onde de 460 nm [55, 56, 57], t_0 le temps de l'événement, θ_C l'angle Tcherenkov. Les paramètres l et k sont définis figure II.28. Le second terme de cette équation est le temps nécessaire au muon pour atteindre le point d'émission du photon Tcherenkov direct détecté. Le troisième terme est le temps mis par ce photon pour atteindre le photo-multiplicateur.

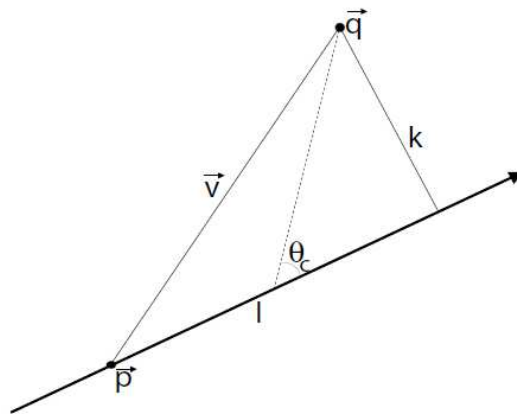


FIGURE II.28 – Illustration du calcul du temps d'arrivée du photon sur le module optique.

La formule II.12 est valable dans le cadre d'une reconstruction tri-dimensionnelle. Si une seule ligne

est touchée, les faibles déviations de la ligne avec le courant et la faible distance entre deux modules optiques d'un même étage impliquent que le problème se simplifie par symétrie autour de l'axe de la ligne et la dégénérescence de l'angle azimuthal s'en suit. L'équation II.12 s'écrit alors :

$$c(t_j - t_0) = (z_j - z_0) \cos \theta + \sqrt{n^2 - 1} \sqrt{d^2 + (z_j - z_0) \sin^2 \theta} \quad (\text{II.13})$$

2.6.b Reconstruction des gerbes

Lorsqu'une gerbe électromagnétique ou hadronique est produite, la gerbe se développe sur une courte distance relativement aux distances caractéristiques du détecteur. La lumière est émise en un point (x_0, y_0, z_0) à un temps t_0 puis se propage à la vitesse v_g de façon isotrope. L'enveloppe sphérique de la lumière peut être reconstruite avec un ajustement à quatre paramètres (x_0, y_0, z_0, t_0) , le temps t_j d'arrivée en (x_j, y_j, z_j) vérifiant alors :

$$v_g(t_j - t_0) = \sqrt{(x_j - x_0)^2 + (y_j - y_0)^2 + (z_j - z_0)^2} \quad (\text{II.14})$$

Si une seule ligne est touchée, on reconstruit avec un ajustement à 3 paramètres (d, z_0, t_0) , d étant la distance séparant le point de l'émission de la lumière à la ligne, d'où :

$$v_g(t_j - t_0) = \sqrt{d^2 + (z_j - z_0)^2} \quad (\text{II.15})$$

2.6.c Description des reconstructions

Dans le cadre de l'étude du chapitre VI, nous allons utiliser deux types de reconstruction pour les muons et un pour les gerbes. La première est basée sur une fonction de densité de probabilité et l'autre sur une étude de χ^2 avec sélection de coups. La reconstruction de *Aart*, du renom de son développeur Aart Heijboer, utilise la géométrie réelle du détecteur (position des modules optiques) alors que la reconstruction *BBfit* utilise une géométrie idéalisée du détecteur (elle a été conçue pour une utilisation en ligne). Dans les deux cas, la reconstruction se fonde sur l'hypothèse d'un muon unique. La reconstruction de *Aart* est optimisée pour reconstruire des muons issus de neutrinos alors que *BBfit* devrait être valable pour la reconstruction des muons descendants et montants en étant moins efficace que *Aart* pour les muons montants.

Reconstruction de *Aart* Elle s'effectue en 4 étapes décrites ci-dessous. Tout d'abord une pré-sélection des coups permet de ne garder que les coups qui proviennent d'un muon : $\Delta T \leq (d/v_g + 100ns)$ avec ΔT l'écart temporel entre l'impulsion considérée et l'impulsion de plus grande amplitude et d la distance entre les photo-multiplicateurs de ces deux impulsions.

1. **Régression linéaire** : On effectue une régression linéaire qui passe par la position des coups sur les modules optiques. Les coups à haute charge (> 3 photo-électrons) seront plus près de la trace du muon que les coups à basse charge, diminuant l'erreur sur la régression linéaire. Ainsi cette régression ne prend en compte que les coups de grande charge et les coups en coïncidence. Une coïncidence est définie par la coïncidence de 2 impulsions (ou plus) sur un même étage en 25 ns.
2. **Le M-estimateur** : Afin d'obtenir une estimation des paramètres de la trace, on minimise la fonction suivante :

$$G = \sum_i \alpha \left(-2 \sqrt{1 + \frac{A_i r_i^2}{2}} \right) - (1 - \alpha) f_{ang}(a_i) \quad (\text{II.16})$$

avec A_i la charge du coup i en photo-électrons, $r_i = t_i - t_i^{th}(\vec{p}, \vec{d})$ le résidu temporel en ns (t_i^{th} le temps attendu d'arrivée du photon), a_i le cosinus de l'angle entre le photon et l'axe du photo-multiplicateur et $\alpha = 0,05$ est issu de la simulation. Pour calculer a_i , on suppose que le photon est émis par rapport à la trace du muon avec un angle Tcherenkov. La fonction f_{ang} décrit l'acceptance angulaire du photo-multiplicateur. Le M-estimateur est un χ^2 auquel on associe des poids faibles pour les coups éloignés du préfit.

3. **Maximum de vraisemblance** : Pour chaque possibilité de combinaison de paramètres, il est possible de calculer une probabilité : la vraisemblance. On utilise une fonction de densité de probabilité obtenue à partir de la mesure du temps de propagation de la lumière Tcherenkov dans l'eau. Comme les probabilités des coups sont non corrélées, la vraisemblance s'exprime comme le produit des vraisemblances des coups individuels :

$$P(\text{événement}|\text{trace}) \equiv P(\text{coups}|\vec{p}, \vec{d}) = \prod_i P(t_i|t_i^{th}) \quad (\text{II.17})$$

avec t_i le temps du coup et t_i^{th} le temps attendu d'arrivée du photon. La combinaison de paramètres acceptée est celle qui maximise cette vraisemblance.

La fonction de densité de probabilité des résidus temporels (figure II.29) a été paramétrisée par [53] :

$$\frac{dP^{signal}}{dr} = \begin{cases} \mathcal{A}e^{-\frac{(r-\tau)^2}{2\sigma^2}} & \text{si } r < c_1 \\ \mathcal{B}(\alpha r^3 + \beta r^2 + \gamma r + 1) & \text{si } c_1 < r < c_2 \\ \mathcal{C}\frac{e^{-r/\eta}}{r+\rho} & \text{si } r > c_2 \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

les variables c_1 et c_2 étant des variables libres de l'ajustement. Le pic de la distribution est ajusté par une fonction gaussienne alors que la queue est ajustée par la fonction $\frac{e^{-r/\eta}}{r+\rho}$. Les deux fonctions sont reliées par un polynôme du troisième degré dont les coefficients sont fixés pour obtenir la continuité de la fonction de densité de probabilité. Le pic à 25 ns de la figure II.29 représente le temps d'intégration de l'ARS et le passage d'un ARS à un autre, cette valeur vaut désormais 40 ns dans la simulation. Cet effet n'a pas encore été incorporé à la fonction de densité de probabilité.

4. les deux étapes 2 et 3 sont répétées 9 fois en effectuant des rotations et des translations à partir de la trace de départ. Le meilleur résultat est alors conservé. On effectue alors une dernière analyse de maximum de vraisemblance avec une fonction de densité de probabilité améliorée dans une fenêtre de résidus temporels de ± 250 ns.

La figure II.30 présente l'erreur de reconstruction à chaque étape. On passe de 1,1% des traces reconstruites avec une erreur inférieure à 1° à 38% après le M-estimateur, puis à 57% après l'ajustement de l'étape 3. Au final on obtient 59% des traces reconstruites avec une erreur inférieure à 1° . Le second pic de α est un artefact de l'espace des phases. La figure II.31 présente le nombre d'événements restants après la coupure de qualité. Les muons reconstruits montants sont en jaune et la totalité des muons est représentée en vert. Il est alors possible de choisir une coupure qui minimise le nombre de muons montants et maximise le nombre de muons descendants.

Reconstruction *BBFit* La reconstruction *BBFit* [54] commence par un filtrage identique à celui de l'algorithme de filtrage T3. Les déviations de la ligne ou l'orientation des photo-multiplicateurs ne sont pas prises en compte. Les positions des coups sont placées au centre de l'étage. Dans cette reconstruction les événements sont séparés en quatre catégories : les muons reconstruits à une ligne, les muons à plusieurs lignes, les gerbes reconstruites à une ligne et les gerbes à plusieurs lignes.

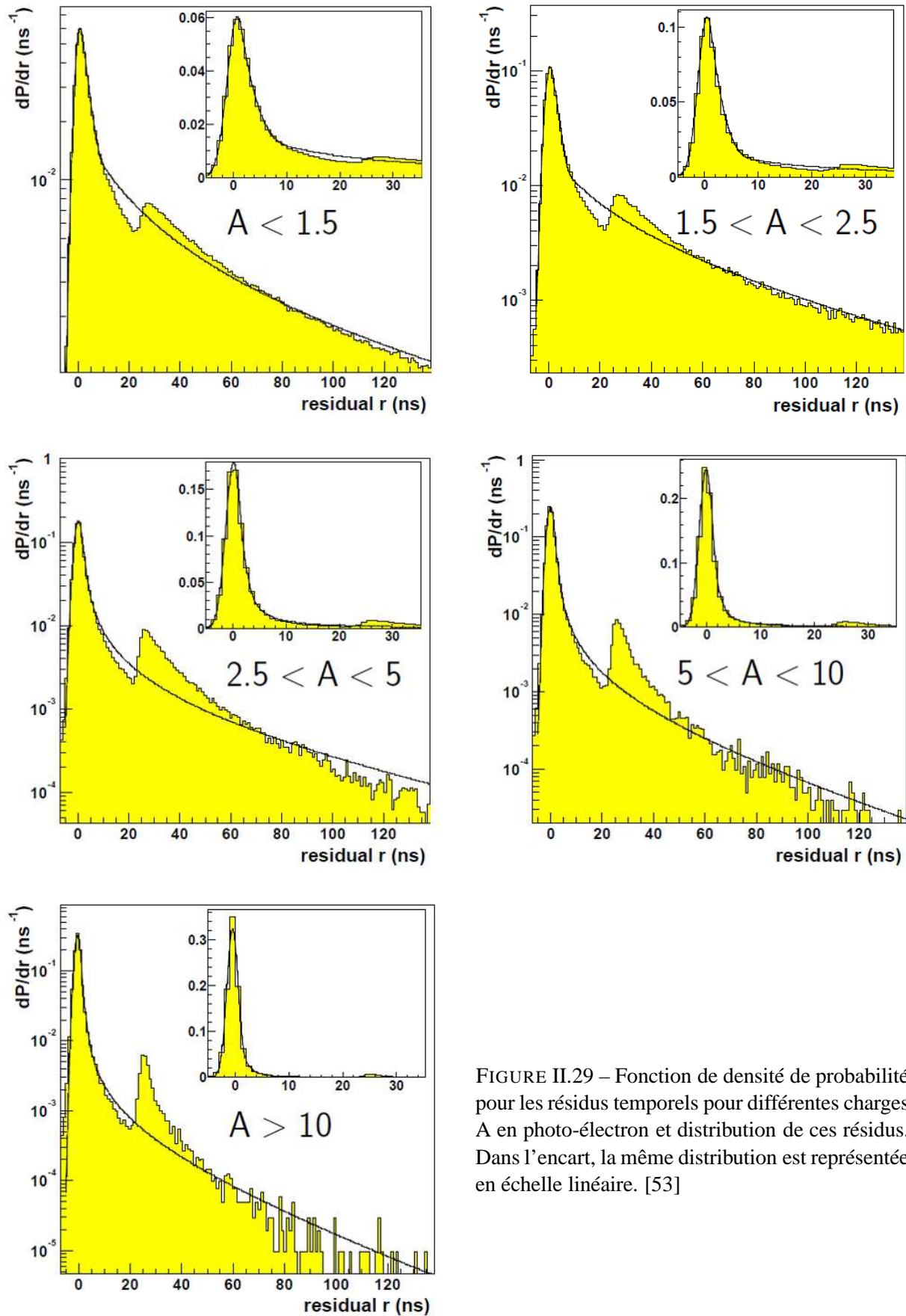


FIGURE II.29 – Fonction de densité de probabilité pour les résidus temporels pour différentes charges A en photo-électron et distribution de ces résidus. Dans l’encart, la même distribution est représentée en échelle linéaire. [53]

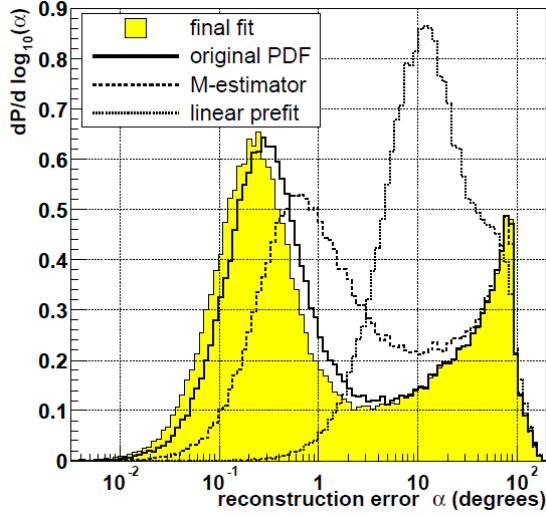


FIGURE II.30 – Performance des différentes étapes de la reconstruction.

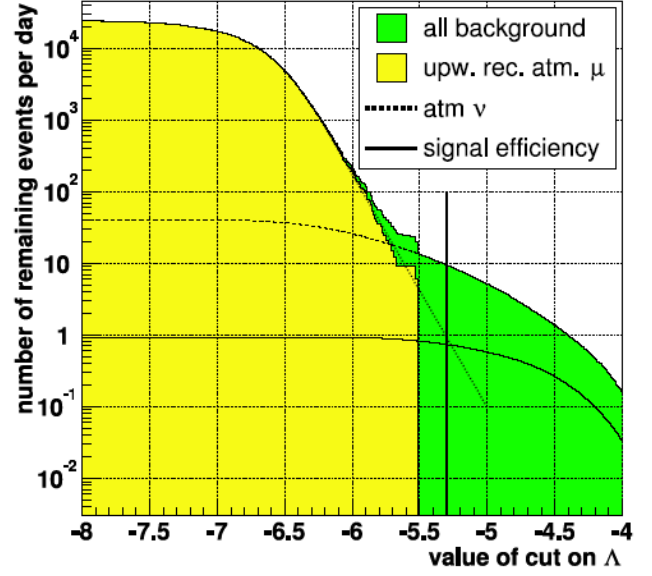


FIGURE II.31 – Nombre d'événements restants en fonction de la coupe de qualité (histogramme intégral). Il reste les neutrinos atmosphériques et les muons atmosphériques passant le critère. L'efficacité du signal est aussi indiquée.

La première étape est une régression linéaire, dont les paramètres sont utilisés comme point de départ des ajustements suivants. La seconde étape est une minimisation du χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{coup}} \left[\frac{1}{\sigma^2} (t_{fit} - t_i)^2 + \frac{q(q_i, q_0, \alpha) d(d_{fit}, d_0)}{\langle q \rangle d_1} \right] \quad (\text{II.19})$$

Le premier terme de l'équation correspond aux résidus temporels. Les quantités q_0 et d_0 sont les valeurs de charge et de distance à saturation, α une fonction angulaire dépendante de la position de l'étage, $\langle q \rangle$ la charge moyenne de l'événement, $d_1 = 50$ m et d_{fit} la distance par un ajustement en suivant les formules II.13, II.14 et II.15. Le second terme prend en compte la perte d'énergie des muons par ionisation. Afin d'éviter une coupe à haute énergie, la fonction de charge est définie par :

$$q = \frac{q_i q_0}{\sqrt{q_i^2 + q_0^2}} \quad (\text{II.20})$$

avec $q_0 = 10$ photo-électrons introduisant une saturation artificielle des ARS. La fonction de dépendance en distance est définie par :

$$d = \sqrt{d_0^2 + d_{fit}^2} \quad (\text{II.21})$$

avec $d_0 = 5$ m afin d'éviter des biais de reconstruction. Le produit $d_0 \cdot q_0$ est constant à 50 m.photo-électrons, car un photo-multiplicateur mesure un signal de 50 photo-électrons issus de la lumière Tche-renkov émise à 1 mètre par un muon dont la direction est égale à 45° (confere acceptance).

Le critère de qualité est le rapport du χ^2 (équation II.19) par le nombre de degrés de liberté. Cette variable permet de déterminer la qualité de l'ajustement. Ce critère présenté à la figure II.32 permet de choisir facilement une valeur de discrimination entre les muons et les neutrinos.

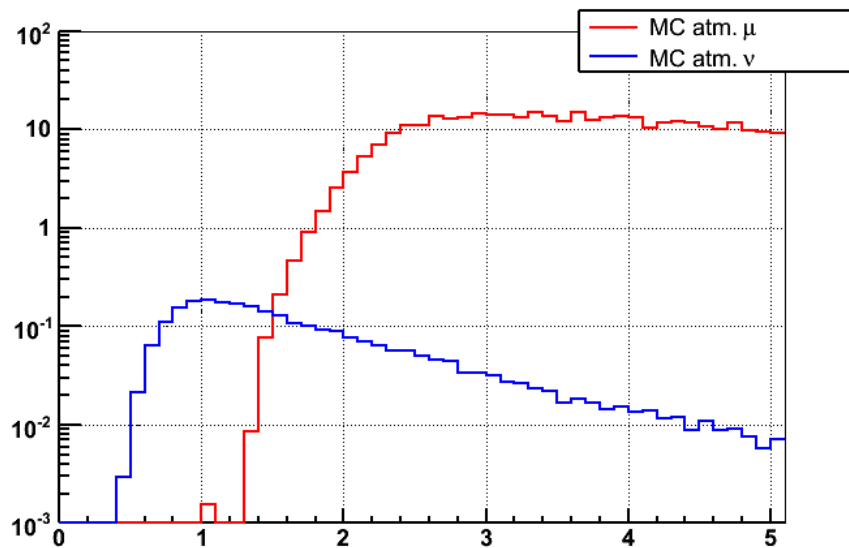


FIGURE II.32 – Coupure de qualité de *BBFit* pour les muons et pour les neutrinos pour un détecteur à cinq lignes.

3 Les autres télescopes à neutrinos

3.1 Un télescope en eau douce : Baïkal

Le premier détecteur à neutrino de haute énergie qui fut opérationnel est situé en Sibérie dans le lac Baïkal. Ce télescope est immergé à 1100 m de profondeur, à 3,6 km de la côte. Les opérations de déploiement et de maintenance s'effectuent en hiver, profitant de l'épaisse couche de glace qui recouvre tout le lac. Après presque dix ans d'études préliminaires et cinq ans de construction, le télescope Baïkal fonctionne depuis 1998 avec 192 modules constitués de photo-multiplicateurs de 15 pouces répartis sur 8 lignes (configuration NT-200 figure II.33). L'ajout de trois lignes additionnelles (figure II.34) est un premier pas vers un détecteur de taille kilométrique dans ce lac [58].

Au cours de son fonctionnement, les mesures effectuées ont permis d'estimer le flux de neutrinos atmosphériques concordant avec les prédictions théoriques. De plus, elles ont abouti à la détermination d'une limite sur le flux diffus de neutrinos cosmiques ainsi que sur le flux de neutrinos produit par annihilation de neutralinos au centre de la terre [59].

3.2 Les télescopes sous la glace

3.2.a AMANDA

Une collaboration de physiciens américains, allemands, belges et suédois lancèrent le projet AMANDA à la fin des années 80 (Antartic Muon And Neutrino Detector Array). Ce télescope se situe au pôle Sud, il utilise l'épaisse couche de glace de 3 km comme milieu transparent. L'avantage de ce choix provient du faible bruit de fond optique, de l'ordre de 1 kHz par photo-multiplicateur de 8 pouces, et de la facilité de déploiement. Cependant l'utilisation de la glace au lieu de l'eau liquide, implique une forte diffusion de la lumière due à la présence dans la glace de micros bulles d'air et de poussières. La glace est creusée

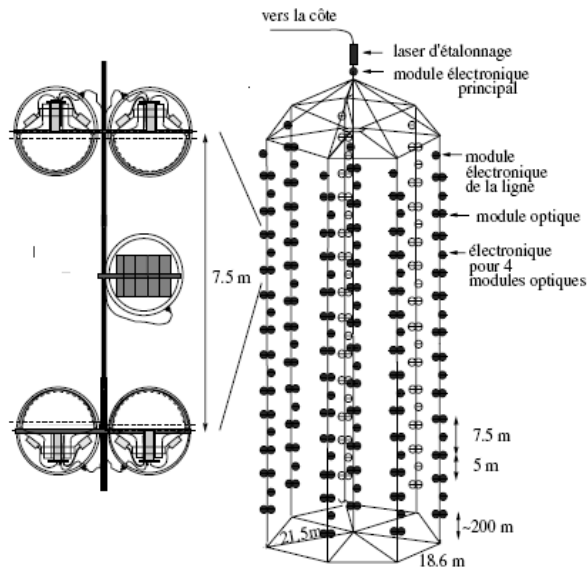


FIGURE II.33 – Schéma du détecteur Baïkal NT200.

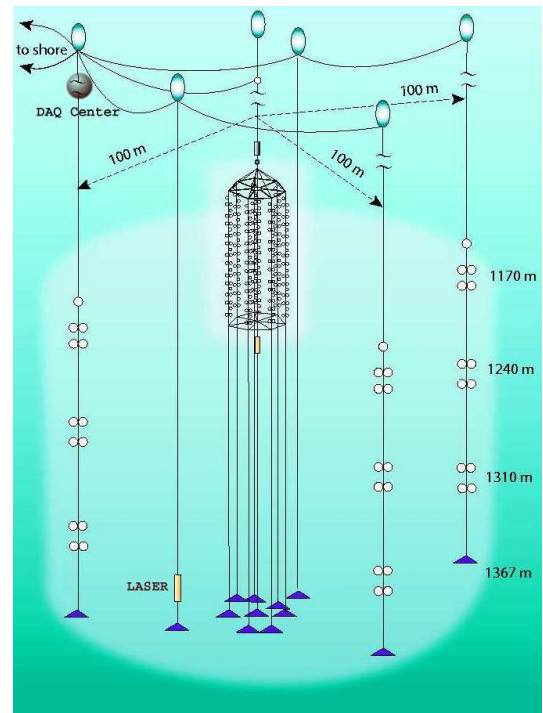


FIGURE II.34 – Schéma du détecteur Baïkal NT200+.

à l'aide de jets d'eau chaude. Les modules optiques sont protégés de la pression exercée par la glace à l'aide de sphères en verre.

AMANDA-II est constitué de 676 modules optiques. Ce télescope est complété en surface par un détecteur de gerbes atmosphériques SPASE (South Pole Air Shower Experiment) constitué d'un réseau de 30 stations séparées de 30 m et contenant chacune 4 scintillateurs de $0,2 \text{ m}^2$ et un télescope à imagerie gamma GASP (Gamma Astronomy South Pole). Ces deux détecteurs permettent de vérifier les mesures de flux de muons atmosphériques descendants et la résolution angulaire du télescope (de l'ordre de 3°). La collaboration a pu déterminer le flux de muons en fonction de l'angle zénithal et en fonction de la profondeur (figure II.35) [60].

Actuellement, la limite la plus contraignante sur le flux de neutrinos de haute énergie a été obtenue par cette collaboration. Toutefois la mauvaise résolution angulaire de ce détecteur et le faible nombre d'événements attendus rendent la recherche de sources ponctuelles très difficile. C'est pourquoi la collaboration a lancé la construction de la seconde génération de télescope, de taille kilométrique : IceCube.

3.2.b IceCube

Comme expliqué ci-dessus, IceCube est la continuation d'AMANDA-II à l'échelle kilométrique (figure II.36). La première ligne fut installée en janvier 2005 et le détecteur est actuellement composé de 59 lignes. Le détecteur sera finalisé en 2011 et composé de 80 lignes de 60 modules optiques, pour un total de 4 800 photo-multiplicateurs de 10 pouces, figés dans la glace du Pôle Sud entre 1 500 m et 2 500 m de profondeur. À la surface, un détecteur, IceTop, sert de système d'étalonnage pour IceCube.

IceTop sera constitué de 80 stations placées près du haut des lignes IceCube, chaque station étant composée de deux cuves Tcherenkov. Les lignes et les stations sont déployées au même rythme, il y a

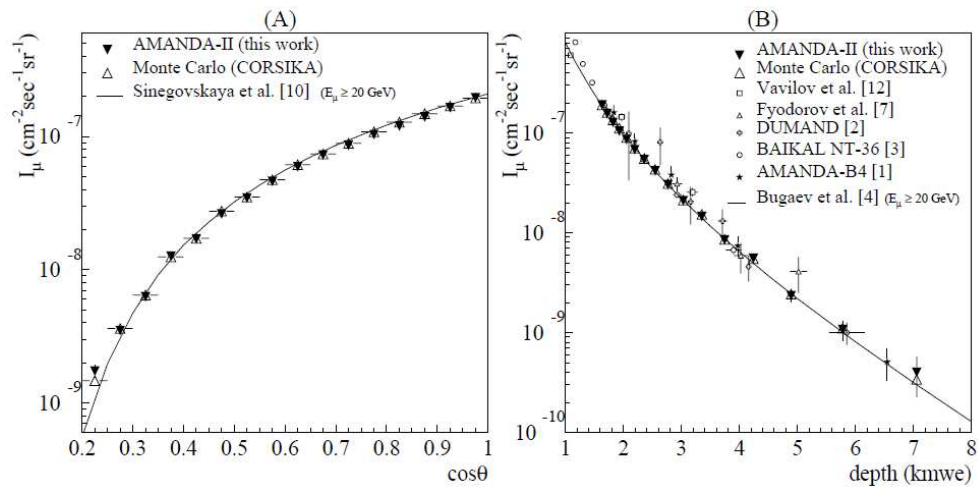


FIGURE II.35 – Flux de muons en fonction de l’angle zénithal (A) et de la profondeur (B) mesuré par AMANDA-II [60].

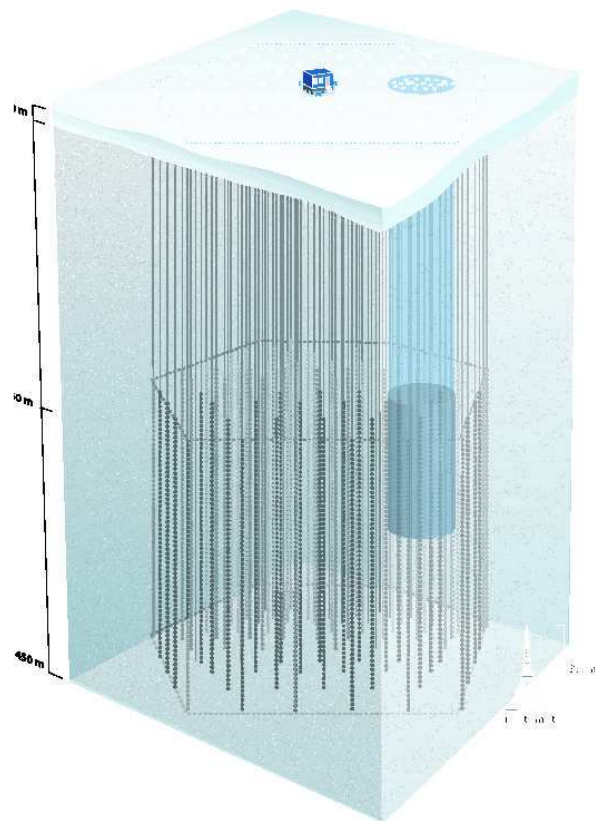


FIGURE II.36 – Schéma d’IceCube comprenant AMANDA-II en bleu foncé. IceTop est installé sur la glace.

donc actuellement 59 stations [61]. IceTop étudie la distribution angulaire des gerbes et leur énergie afin de contraindre les modèles sur les flux des rayons cosmiques et leur propagation dans l'atmosphère.

La taille du détecteur IceCube permettra de détecter

- des traces de muons issus des ν_μ caractérisées par de longues traces. La reconstruction permettra d'obtenir une résolution angulaire de l'ordre du degré et une résolution en énergie faible (facteur 2 soit $d(\log_{10})E = 0.3$).
- des cascades reconstruites avec une bonne résolution sur l'énergie (10%) mais la directionnalité n'est pas disponible.
- des ν_τ par des événements "double bang", qui sont des événements contenus ou des "lollipop" semi-contenus.

Lors de la prise de données du détecteur à 22 lignes (IC22), 8727 candidats neutrinos ont été sélectionnés en 276 jours. Des recherches de sources ponctuelles ont alors été effectuées [62] (figure II.37). L'accumulation la plus élevée révèle une déviation de $2, 2\sigma$ seulement par rapport au bruit de fond des neutrinos atmosphériques. IceCube est le plus gros détecteur de neutrinos au monde. Il observe le ciel de l'hémisphère Nord.

Une extension d'IceCube est en cours de construction : IceCube Deep Core. Il s'agit de rajouter 6 lignes dans le réseau des lignes IceCube afin d'obtenir un réseau plus dense de lignes dans une sous-partie du détecteur. Abaisant ainsi le seuil en énergie, les études de matière noire (WIMPs) et d'oscillations de neutrinos seront favorisées. Une étude est en cours pour détecter les neutrinos descendants (du ciel de l'hémisphère Sud) en utilisant IceCube comme véto, ce qui permettrait de regarder l'ensemble du ciel.

3.3 Les télescopes en eau salée

3.3.a Dumand

Le premier essai de construction d'un télescope à neutrinos sous-marin a été effectué par la collaboration Dumand (Deep Underwater Muon And Neutrino Detector) au large de la côte hawaïenne [63]. En 1987, la collaboration a déployé une ligne prototype attaché à un bateau et a effectué quelques mesures. A la suite de ce succès, un projet de construction d'un réseau de 9 lignes ancrées au fond de la mer à 4800 m de profondeur a été soumis. Seule la première ligne a été déployée. Elle a été opérationnelle pendant quelques heures. Une fuite s'est alors produite dans l'une des unités électriques. L'expérience a finalement été définitivement arrêtée en 1996, par manque de financement, et après 18 années de travaux.

3.3.b Nemo

La collaboration italienne Nemo (NEutrino Mediterranean Observatory), créée en 1999, projette la construction d'un télescope de taille kilométrique au large de Capo Passero en Sicile, à 3350 m de profondeur. L'architecture proposée est constituée de photo-multiplicateurs fixés sur des bras rigides et reliés par des câbles pour former des tours de 750 mètres. Chaque bras se compose de quatre modules optiques, deux orientés horizontalement et deux orientés vers le bas. Ce télescope formé de 64 tours espacées les unes des autres de 200 mètres soit au total 4 096 modules optiques, devrait obtenir une résolution angulaire meilleure que $0,3^\circ$.

Une mini-tour, composée de 4 étages, a été déployée à 2000 m de profondeur et exploitée entre le 18 décembre 2006 et le 18 Mai 2007. Chaque étage comporte une structure de 15 m comportant 2 modules optiques à chaque bout, un regardant horizontalement et l'autre verticalement (figure II.38). Les étages sont séparés de 40 m, avec leur structure perpendiculaire les unes aux autres [64]. Cette mini-tour constitue la phase 1 de Nemo, une deuxième phase est prévu avec le déploiement d'une tour complète.

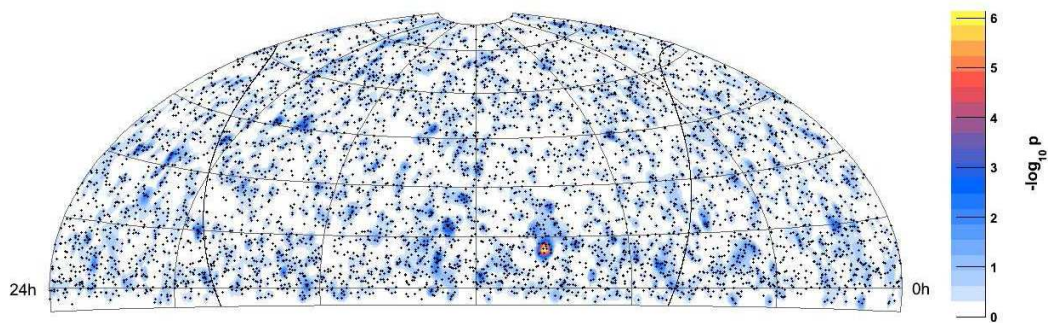


FIGURE II.37 – Recherches de sources ponctuelles dans IceCube avec le détecteur à 22 lignes et une prise de données de 250 jours. La résolution angulaire pour IC22 est de $1,5^\circ$. La déviation la plus grande obtenue est une déviation de $2,2\sigma$.

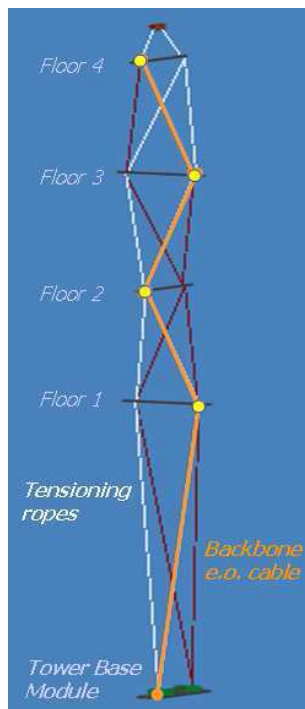


FIGURE II.38 – Schéma de la mini tour du détecteur Nemo.

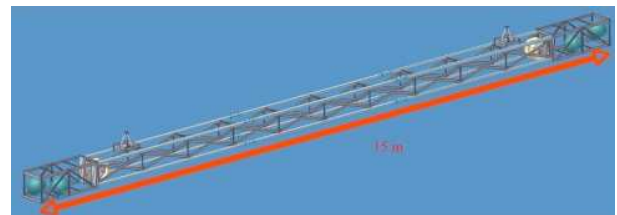


FIGURE II.39 – Schéma d'un étage de la mini-tour Nemo.

3.3.c Nestor

NESTOR (Neutrino Experimental Submarine Telescope with Oceanography Research) a pour but le déploiement d'un détecteur de taille kilométrique au large de la baie de Navarino en Grèce, à près de 4 000 mètres de profondeur. Ce détecteur est constitué d'une tour semi-rigides autonomes, de 12 étages espacés de 30 m (figure II.40). Chaque étage comporte 6 bras de 16 m, disposés radialement, dont les extrémités sont équipées de photo-multiplieurs, dont la moitié est orientée vers le haut et l'autre vers le bas. Le détecteur final contiendra en tout 1 008 modules optiques. Le câble principal de 28 km reliant le futur détecteur à la côte a été immergé en 2002. Puis en 2003, la collaboration a déployé un étage constitué de 12 photo-multiplieurs de 15 pouces aux extrémités des bras d'une étoile de 6 m de rayon, pour valider les choix technologiques. Les mesures effectuées avec une ligne test ont permis de mesurer le flux de muons atmosphériques à une profondeur de l'ordre de 3500 m [65].

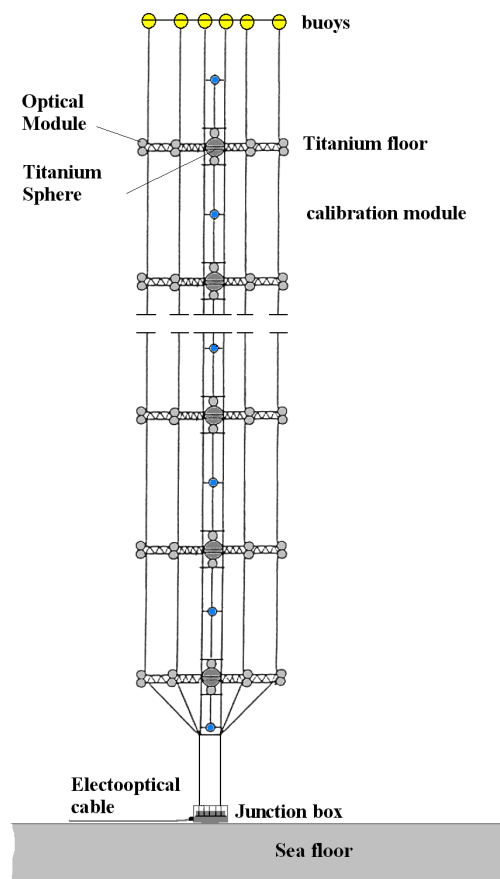


FIGURE II.40 – Représentation schématique de la tour Nestor

3.3.d KM3Net

Si IceCube constituera le premier télescope de neutrinos de haute énergie de taille kilométrique au monde, il ne pourra, de par sa position au pôle Sud, observer l'intégralité du ciel, en particulier le centre

de notre galaxie. Il est donc impératif de construire un détecteur équivalent dans l'hémisphère Nord dont la sensibilité aux sources sera meilleure que les détecteurs ANTARES ou Baïkal. Dans cette optique, des instituts de 10 pays européens (Allemagne, Angleterre, Chypre, Espagne, France, Grèce, Irlande, Italie, Pays-Bas, Roumanie) se sont regroupés dans le consortium KM3NeT en 2002. Ce projet a pour ambition d'unifier les efforts des différents instituts (généralement impliqués dans un des projets méditerranéens : ANTARES, NEMO, NESTOR) pour définir les caractéristiques d'un futur télescope méditerranéen de taille kilométrique.

Plusieurs configurations peuvent être envisagées (figure II.41) pour ce détecteur : une configuration homogène, une configuration en grappes ou une configuration en anneaux par exemple [66] ; ces différentes configurations ne sont pas efficaces pour les mêmes énergies et pour les mêmes directions. Sont envisagés différents types de modules optiques (un seul gros ou plusieurs petits dans une même sphère), différents types d'électronique, différentes formes de lignes, etc.

Avec la configuration suivante :

- configuration homogène de taille 15×15 lignes,
- distance de 95 m entre chaque ligne,
- 37 étages et une distance entre étages de 15,5m,
- un étage est composé d'un module optique incluant 23 photo-multiplicateurs de $3''$.

on peut alors faire une étude de sensibilité aux sources (figure II.42) et une étude sur le flux diffus de neutrinos muoniques (figure II.43). Dans ces études, le bruit de fond est composé de neutrinos atmosphériques uniquement. La sensibilité aux sources est alors le flux nécessaire pour qu'au bout d'un an de données on ait détecté à 90% de chances une source.

Le détecteur de taille kilométrique en mer Méditerranée sera deux fois plus sensible aux sources ponctuelles qu'Icecube. La résolution angulaire de KM3Net sera de l'ordre de $0,1^\circ$ au-dessus de 30 TeV contre $0,6^\circ$ au-dessus de 100 TeV dans IceCube ce qui rend KM3Net compétitif dans la recherche de sources ponctuelles.

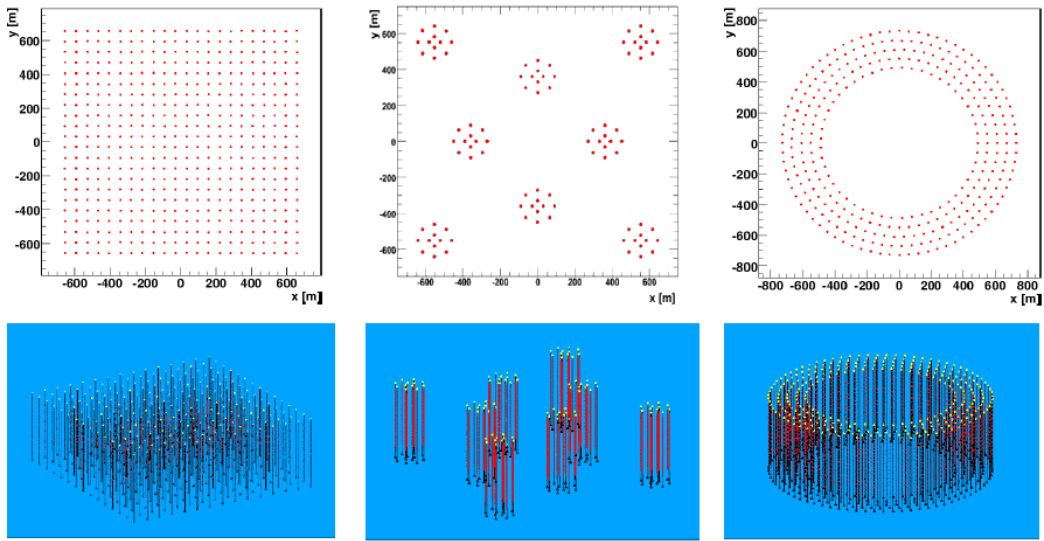


FIGURE II.41 – Vue du dessus (haut) et vue tridimensionnelle (bas) de plusieurs configurations possibles pour un détecteur de taille kilométrique. Les points sur les figures du haut représentent la position des lignes alors qu'en bas ils représentent la position d'un étage.

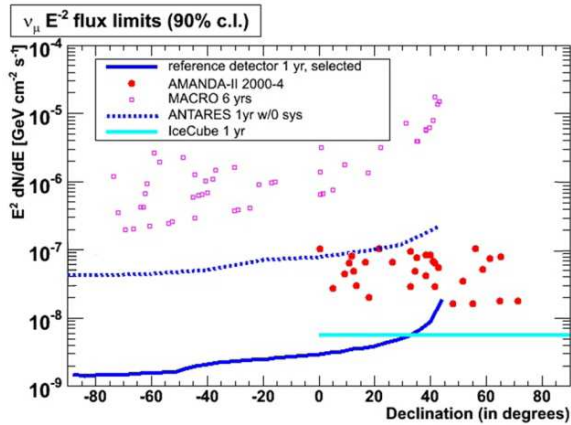


FIGURE II.42 – Sensibilité du détecteur KM3Net décrit comparé aux limites actuelles de MACRO and AMANDA-II et aux limites attendues d'ANTARES et IceCube. Les points indiquent les limites pour des sources spécifiques. [66]

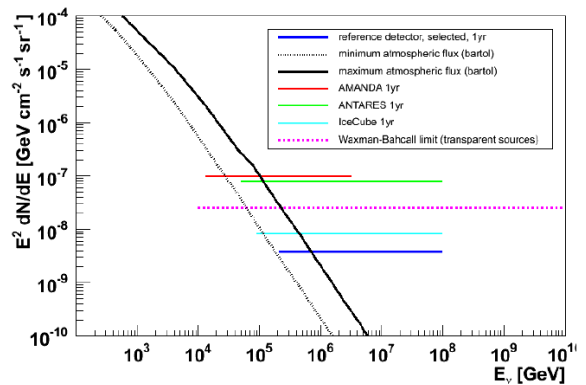


FIGURE II.43 – Limite sur le flux diffus du détecteur KM3Net décrit comparé à différentes expériences pour différents modèles de flux. [66]

Chapitre III

Etalonnage des lignes du détecteur Antares

1 Méthodes d'étalonnage

L'étalonnage à terre des lignes ANTARES permet de vérifier le fonctionnement de chaque partie du détecteur et d'obtenir une première détermination des paramètres d'étalonnage de l'ARS autant en charge qu'en temps. Nous pouvons ainsi remonter des quantités numériques de l'AVC, du TVC et du timestamp aux quantités physiques que sont la charge en nombre de photo-électrons et le temps en ns. Le détecteur est calibré d'abord à terre en mettant les modules optiques dans le noir puis in situ à 2475 m de profondeur.

La moitié des lignes du détecteur ANTARES a été intégrée et calibrée au CEA Saclay et l'autre moitié au Centre de Physiques des Particules de Marseille (CPPM). Ici ne sera présentée que l'intégration effectuée au CEA Saclay (figure III.1). Les méthodes d'étalonnage développées au CEA sont similaires à celle du CPPM à cela près que l'étalonnage se fait en chambre noire au CPPM alors qu'elle se fait en boîtes noires au CEA.

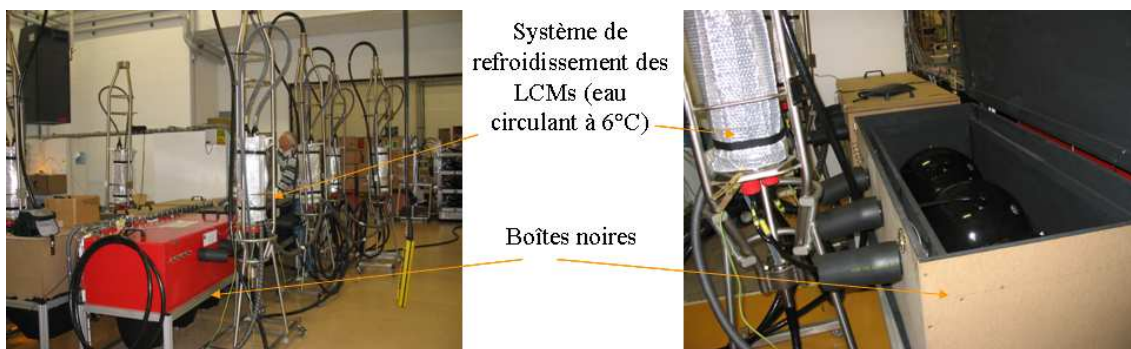


FIGURE III.1 – A gauche, hall d'intégration de Saclay. A droite, trois modules optiques dans une boîte noire. Le système de refroidissement des modules de contrôle local (Local Control Module -LCM-) permet d'obtenir une température proche de celle in situ ($\approx 28^\circ\text{C}$). Les valeurs de TVCs sont susceptibles de varier de façon importante avec la température, ce système permet de garder des valeurs constantes entre l'étalonnage à terre et in situ.

L'intégration des lignes s'effectue secteur par secteur (5 étages). Les tests des modules optiques du secteur sont effectués selon le schéma de la figure III.3 :

- Les trois modules optiques associés à leur module de contrôle local (Local Control Module -LCM-) sont placés dans une seule et même boîte noire. La partie sensible est orientée vers le bas et placée dans des pots de fleurs entourés de tissus noirs. Les LCMs sont réfrigérés pour éviter une surchauffe de l'électronique qu'ils contiennent.
- La figure III.2 montre la distribution de l'horloge aux LCMs d'un secteur. A chaque étage, un diviseur optique sépare le signal en 25% du signal vers le LCM de l'étage et 75% du signal vers l'étage suivant impliquant une perte d'intensité à chaque étage. Au dernier étage, le diviseur optique est inversé et envoie 75% du signal vers l'étage. Chaque secteur est relié au module de contrôle de la ligne (String Control Module -SCM-) par une fibre optique différente pour l'horloge.
- Un générateur de 1 kHz impose sa fréquence à un laser, lui-même relié par fibres optiques aux 15 modules optiques testés et à 1 module optique de référence.
- 15 fibres optiques sont reliées aux 15 modules optiques du secteur. Une seizième fibre relie le laser à un module optique d'un LCM supplémentaire afin de contrôler la charge de la lumière émise par ce laser. Une photodiode déclenchée par le laser envoie un signal électrique utilisé comme référence pour l'estimation du temps d'émission de la lumière.

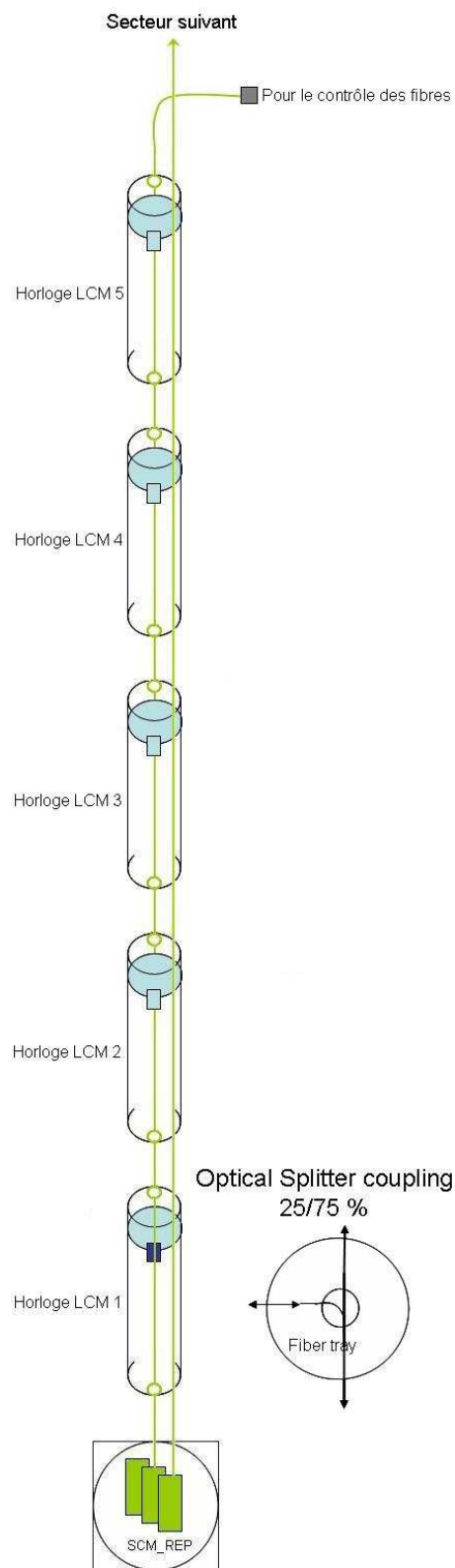


FIGURE III.2 – Schéma du cablage optique de l'horloge d'un secteur. On distingue deux fibres, l'une passe directement du bas d'un secteur au secteur suivant, alors que la distribution dans un secteur passe par tous les diviseurs optiques induisant des retards.

Une fois le secteur intégré et testé il est placé sur la palette de transport de la ligne qui sert à acheminer la ligne jusqu'au site de préparation au déploiement à la Seyne-sur-mer (Fosslev Marine).

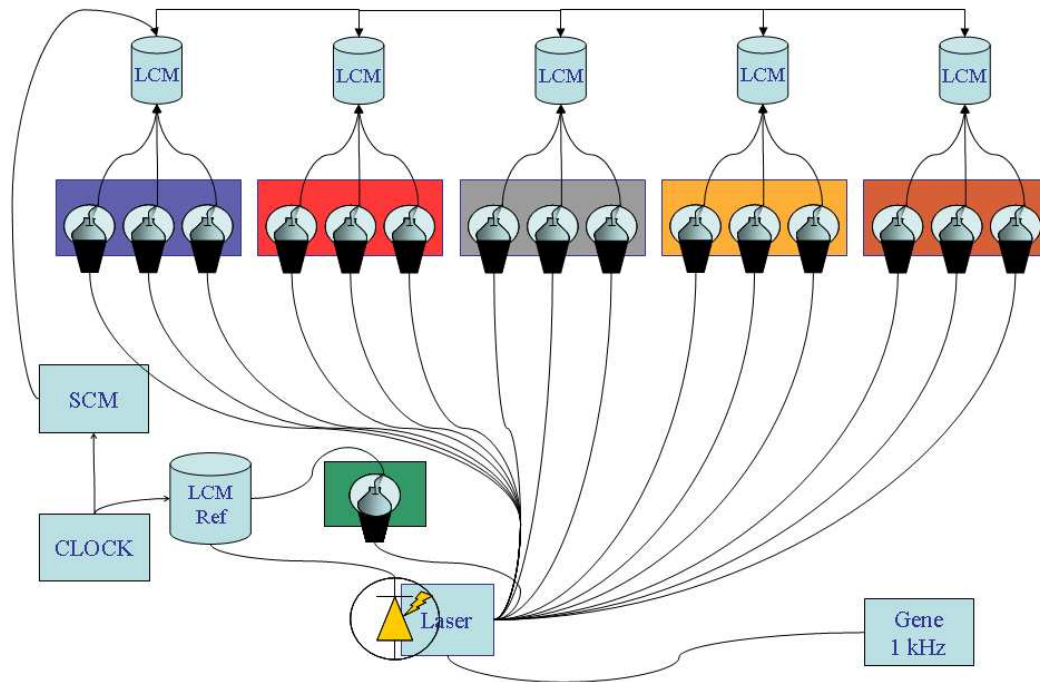


FIGURE III.3 – Dispositif d'étalonnage d'un secteur.

Lors de l'étalonnage à terre, différentes prises de données sont effectuées :

- Déclenchement par un ordre extérieur aléatoire (runs piédestaux pour la charge, paragraphe 3.1).
- Prises de données de bruit de fond pour la détermination de la charge du photo-électron (paragraphe 3.2).
- Prise de données avec une forte intensité laser pour l'étalonnage en temps (paragraphe 2).

In situ, les étalonnages en charge et en temps peuvent partiellement être choisis à l'aide des données standard. Des prises de données spéciales sont réalisées de façon régulière :

- les prises de données avec les balises optiques (paragraphe 2.2.c).
- les prises de données ^{40}K , détaillées en II.2.5. Ces prises de données permettent de valider l'étalonnage en temps sur un étage et peuvent révéler les variations de gain des modules optiques (paragraphe 3.3).

Les programmes développés pour l'étalonnage en laboratoire peuvent être utilisés in situ en utilisant les prises de données utilisées pour les études de physique.

2 Etalonnage en temps

L'étalonnage en temps du détecteur consiste à déterminer les constantes des convertisseurs temps-tension (Time to Voltage Converter -TVC-) de chacun des ARSs et les constantes de temps entre les différents étages (télé-propagation des signaux).

Le TVC discrétise le temps de façon linéaire. L'étalonnage consiste d'une part à extraire la pente et l'ordonnée à l'origine de la fonction de transfert linéaire temps-TVC.

Le démarrage du comptage de l'horloge initialise le début de chaque prise de données. Or le début de la prise de données est différent selon les étages à cause des délais de propagation dans les fibres optiques. Donc la définition de cette origine est différente pour chaque étage selon :

- la longueur des fibres optiques caractérisée par les retards de l'horloge.
- l'électronique embarquée : les résidus temporels, T_0 , mesurent la différence de temps entre l'instant réel de mesure et l'instant attendu en connaissant la longueur des fibres optiques.

L'étalonnage consistera donc, d'autre part, à mesurer ces résidus temporels.

2.1 Etalonnage du TVC

Un convertisseur analogique-numérique (Analog to Digital Converter -ADC-) code idéalement l'information du temps sur 256 canaux et la détermination de la pente et de l'ordonnée à l'origine du TVC est alors essentielle. Les TVCs n'étant pas tous identiques, il est nécessaire de connaître les minima et maxima de chacun des TVCs, la pente étant obtenue avec la formule :

$$TVC_{pente} = \frac{\text{dynamique du TVC}}{TVC_{max} - TVC_{min}} \text{ avec dynamique du TVC} = 50 \text{ ns} \quad (\text{III.1})$$

Pour un signal de bruit de fond aléatoire, les distributions des TVCs devraient être plates. A cause d'un effet de non linéarité différentielle (section 2.4), ces distributions (figure III.4) s'avèrent *chevelues*. Par convention, le TVC minimum (maximum) est alors défini comme le premier (dernier) bin dont la valeur est supérieure à 10% de la valeur moyenne de la population. Ces valeurs peuvent être obtenues avec n'importe quel type de prise de données, en ayant vérifié que les résultats étaient identiques.

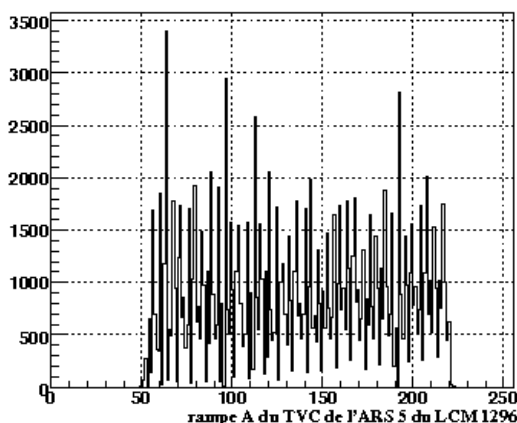


FIGURE III.4 – Distribution d'une rampe d'un Time to Voltage Converter.

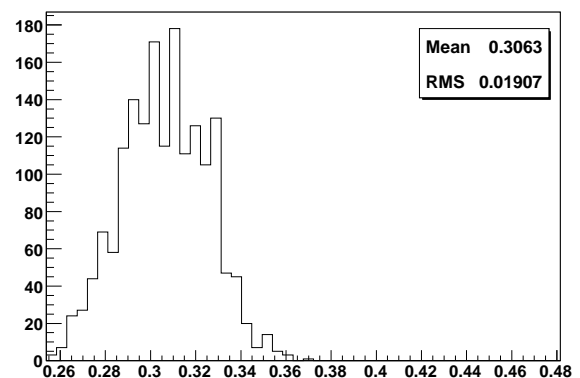


FIGURE III.5 – Intervalle décrit par le TVC en ns :
 $\frac{50}{TVC_{max} - TVC_{min}}$

Pour être acceptés, le minimum du TVC doit être compris entre 10 et 80 et le maximum du TVC entre 180 et 240. En effet le TVC est défini sur 50 ns, dans l'intervalle accepté, le TVC peut donc être défini sur un intervalle compris entre 100 canaux (180-80) et 230 canaux (240-10), soit un facteur deux possible sur l'intervalle des TVCs. Si les minima et maxima ne sont pas dans les intervalles définis, il est possible d'ajuster l'intervalle du TVC en utilisant les paramètres *slow control* de l'ARS. Les résultats des TVCs minima et maxima obtenus à terre pour la ligne 7 et le module optique de référence sont présentés à la figure III.6. La distribution des pentes issues de la calibration des TVCs est représentée figure III.5.

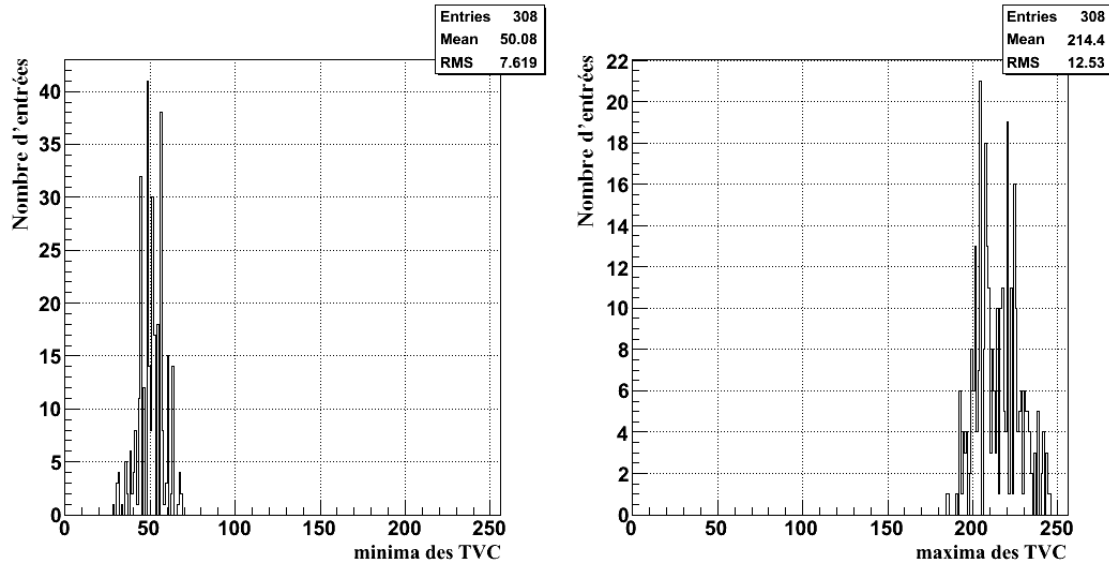


FIGURE III.6 – Distribution des minima et maxima des TVCs de la ligne 7 lors de l'étalonnage à terre. Le nombre d'entrée correspond au nombre d'ARS multiplié par 2 car chaque ARS utilise deux rampes de conversion TVC en interne.

Une fois le TVC calibré, nous pouvons remonter au temps d'arrivée d'un coup sur le photo-multiplicateur :

$$t = TS + \frac{TVC - TVC_{min}}{TVC_{max} - TVC_{min}} \times 50 \quad (\text{III.2})$$

avec TS la valeur du timestamp (c'est-à-dire le comptage de l'horloge en unité de 50 ns), TVC la valeur du TVC, TVC_{max} la valeur maximum du TVC et TVC_{min} la valeur minimum du TVC.

2.2 Décalage temporel des étages

Il existe une différence de temps entre les délais induits par le chemin optique connu et ce que l'on mesure effectivement : c'est le résidu temporel, appelé T_0 . Cette différence est due à la réponse de l'électronique et au temps de transit dans le photo-multiplicateur. Elle diffère peu d'un module optique à un autre (quelques ns).

2.2.a Horloge à Terre

Une horloge commune installée à terre et synchronisée à la ms près par GPS est envoyée à chaque étage du détecteur. Cette horloge joue différents rôles :

- distribution synchrone des ordres de début et de fin d'acquisition aux cartes horloges de tous les LCMs qui synchronisent à leur tour l'acquisition de chaque ARS.
- contrôle de la fréquence de remise à zéro du compteur de timestamp de chaque ARS (Reset TimeStamp, RTS).

L'horloge donne le début de la prise de données des runs. Entre le bas et le haut d'une ligne, la prise de données ne sera pas démarrée aux mêmes moments pour tous les LCMs à cause du temps de propagation de l'horloge. Ces temps de propagation sont mesurés par le système d'horloge par aller-retour de la lumière entre le système à terre et chaque étage. Comme on peut le voir à la figure III.7, les retards de l'horloge croissent linéairement dans chaque secteur. En revanche on remarque des marches entre les différents secteurs. Ces marches s'expliquent à l'aide du schéma III.2. La distribution de la fibre d'horloge dans un secteur passe par les quatre diviseurs optiques du secteur, alors que celle qui monte au secteur suivant traverse directement. Au bout de cinq étages les retards des fibres passées par les diviseurs sont plus grands que les retards des fibres qui n'y sont pas passées.

2.2.b Détermination des T_0 à Terre

Pour mesurer les T_0 , on utilise les coups liés à l'émission du laser en faisant la différence entre l'instant où la photodiode détecte un signal et celui de la réponse du photo-multiplicateur, en prenant en compte les délais d'horloge et les délais de propagation dans les fibres optiques connectées au module optique. Par convention, on référence les T_0 au premier module optique de la ligne qui aura un T_0 nul. Ainsi :

$$T_0 = \langle T_{PM_i} - T_{Photodiode} \rangle - \langle T_{PM_0} - T_{Photodiode} \rangle$$

avec T_{PM_i} le temps enregistré par le module optique i , T_{PM_0} le temps relatif au premier module optique de la ligne et $T_{Photodiode}$ le temps obtenu avec la photodiode. Les T_0 de la ligne 7 sont représentés à titre d'exemple à la figure III.8. La figure III.9 montre que la distribution des T_0 obtenus à terre n'est pas centrée en 0 ce qui reflète le choix du premier module optique de la ligne comme module optique de référence. Les données utilisées pour mesurer les T_0 sont prises avec des hautes intensités pour s'affranchir de l'effet de Walk (2.3). Il est aussi possible de mesurer les T_0 des balises LED ($T_0 \approx 60$ ns qui correspond à la différence de temps de transit entre les photo-multiplicateurs de 10" et le petit photo-multiplicateur associé aux balises LED) afin de les prendre en compte dans la détermination in situ présentée au paragraphe suivant.

2.2.c Contrôle in situ

Le système de balises optiques : Les LED Optical Beacons -LOB- (balises LEDs) permettent d'illuminer les modules optiques du détecteur avec un temps d'émission des photons connu à la ns près [67]. Les balises optiques se situent sur les étages 2, 9, 15 et 21 de chaque ligne. Ces LOBs envoient des flashes de lumière bleue. Afin de contrôler le temps d'émission de la lumière un petit photo-multiplicateur est placé dans ce système. On calcule alors les $T_{0 \text{ in situ}}$ comme la valeur moyenne des résidus (Δt) obtenus par la formule suivante [68] :

$$\Delta t = (t_{ARS} - T_{0ARS}) - (t_{LOB} - T_{0LOB}) - \frac{d(LOB, ARS)}{c_{eau}} \quad (\text{III.3})$$

où les temps t_{ARS} et t_{LOB} sont corrigés par les T_0 correspondants mesurés à terre. Le terme $d(LOB, ARS)$ est la distance entre la LOB et l'ARS, et c_{eau} la vitesse de la lumière dans l'eau. A la figure III.10, la différence entre les Δt de deux modules optiques d'un même étage est représentée. Si cette différence est supérieure à 3 ns, elle donne lieu à une correction des T_0 mesurés à Terre. Un autre système, consistant

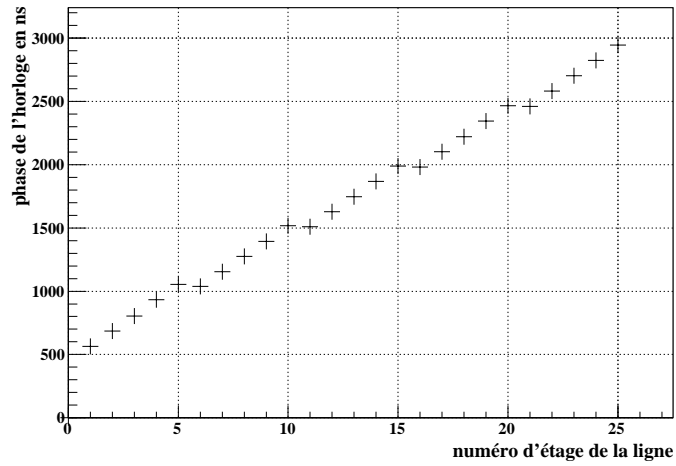
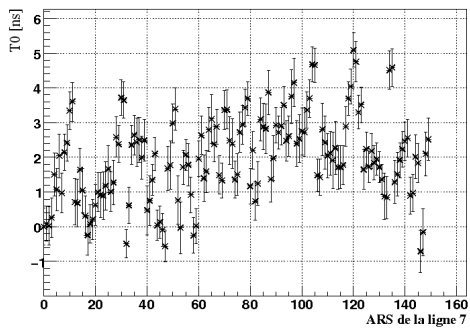
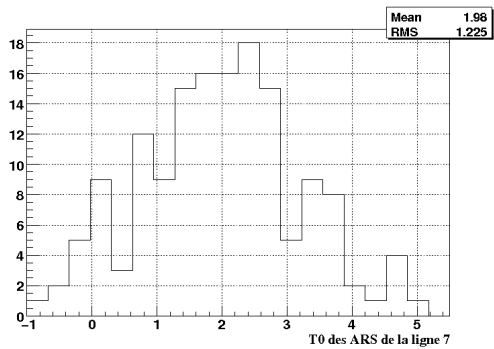


FIGURE III.7 – Retards de l'horloge pour la ligne 5 du détecteur ANTARES.

FIGURE III.8 – Il y a 6 ARSs par étage et 25 étages, on obtient donc 150 T_0 exprimés en ns pour la ligne 7.FIGURE III.9 – Histogramme des T_0 , cette distribution n'est pas centrée en 0 reflétant le choix du module optique de référence.

en un laser de même caractéristique que celui utilisé à l'intégration et fixé sur les pieds des lignes 7 et 8, permet d'illuminer simultanément tous les pieds de ligne du détecteur. Il permet donc de contrôler les dérives possibles des premiers étages des lignes.

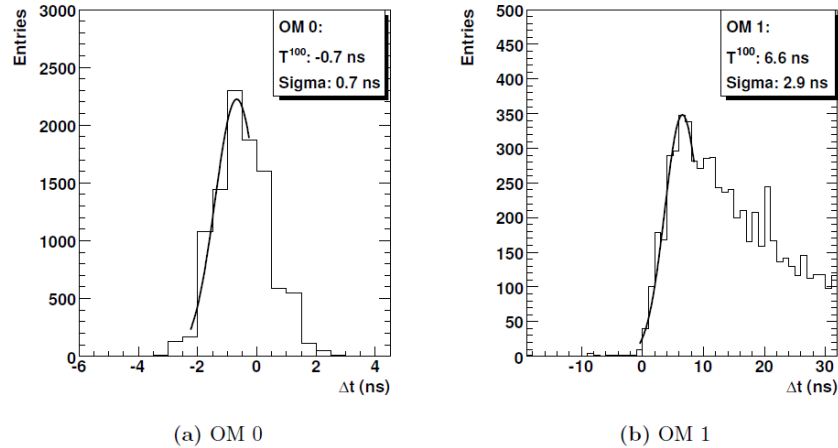


FIGURE III.10 – Différences en temps $(t_{ARS} - T_{0ARS}) - (t_{LOB} - T_{0LOB})$ pour deux modules optiques du troisième étage de la ligne 1 illuminés par la balise LED installée au deuxième étage de la ligne 2 [68].

Etalonnage in situ avec la désintégration du ^{40}K de l'eau : La désintégration du ^{40}K de l'eau suit la réaction suivante :



L'électron issu de cette réaction rayonne de la lumière Tcherenkov détectable avec les modules optiques du détecteur au taux de 30 kHz environ. Une fraction de ces désintégrations peut être vue simultanément par deux modules optiques, donnant lieu à une coïncidence dont le taux est de l'ordre de 13 Hz. On calcule alors les différences en temps entre ces deux modules optiques de l'étage (figure III.11). Des prises de données sont consacrées à cette étude (voir II.2.5). De plus, en regardant le taux de coïncidences entre deux modules optiques du même étage, on peut déterminer si le réglage des seuils des ARSs est correct ou non (voir 3.5). Si le réglage des seuils est correct, les taux de coïncidences entre deux modules optiques du même étage sont les mêmes sur les différents étages et les différentes lignes comme le montre la figure III.12 [69].

2.3 Effet de Walk

Lorsqu'un signal franchit le seuil L0, on mesure le temps de l'impulsion au moment du passage du seuil. La grande majorité des impulsions a une charge d'un photo-électron. Mais à grandes amplitudes, le temps du passage du seuil sera avancé d'un certain temps noté Δt sur la figure III.13 [70].

Les variations de l'amplitude entraînent une variation du temps du passage du seuil (figure III.14). En ajustant la variation du temps en fonction de la charge, on peut corriger cet effet. On prend comme référence le temps de passage du seuil pour les grandes amplitudes et on corrige alors le temps de passage du seuil des coups de basse amplitude.

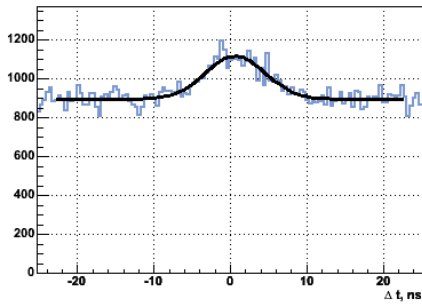


FIGURE III.11 – Différence en temps entre deux des trois modules optiques d’un étage. Cette différence en temps permet également de modifier les T_0 déterminés à terre si nécessaire.

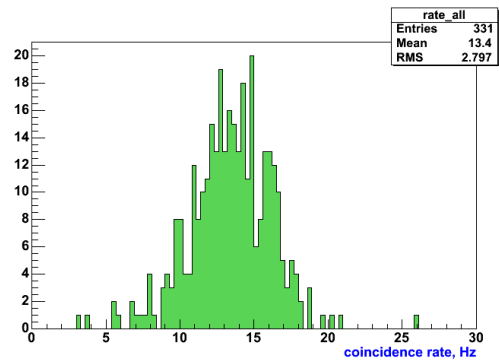


FIGURE III.12 – Taux des coïncidences entre deux modules optiques d’un même étage pour les lignes 1 à 5. Les modules optiques pour lesquels les taux de coïncidence sont marginaux doivent être réglés (paragraphe 3.5)

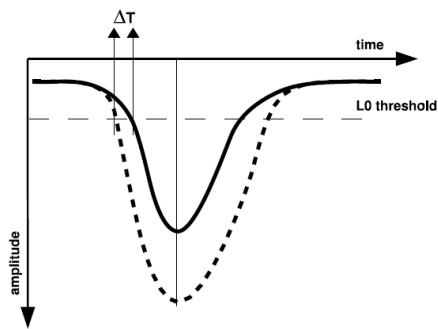


FIGURE III.13 – Principe de l’effet de walk.

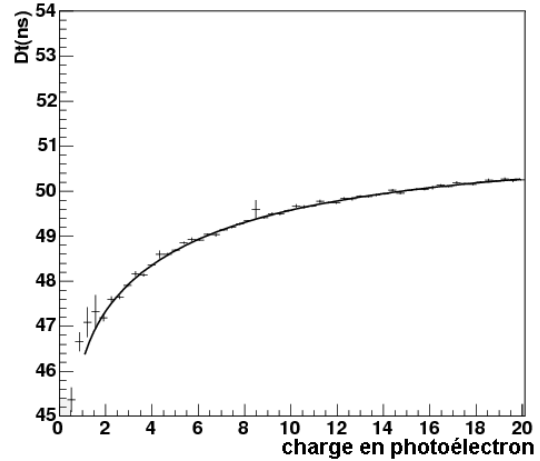


FIGURE III.14 – Corrélation de la différence en temps de passage du seuil avec la charge de l’impulsion, la ligne pleine étant la différence en temps théorique pour cet effet

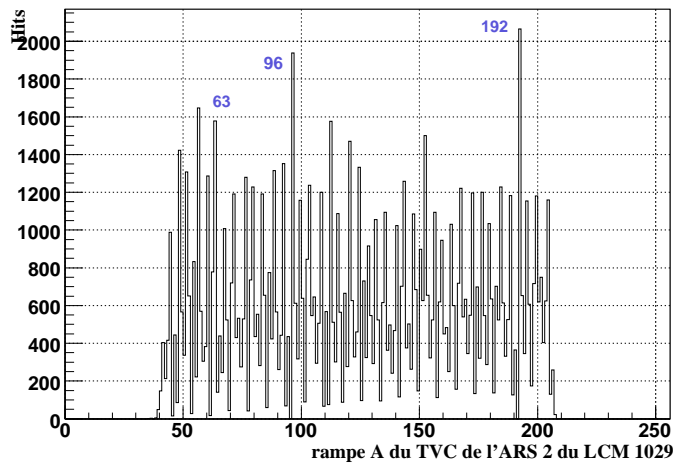


FIGURE III.15 – Effet de non linéarité différentielle : Histogramme d’un TVC.

2.4 Non-linéarité différentielle des ADCs

La valeur du TVC est déterminée par un ADC qui effectue une comparaison par dichotomie. Celui-ci compare si l'amplitude de la rampe est en-dessous ou au-dessus de $256/2 = 128$ (une tension de référence). S'il est au-dessus de 128, il compare avec $128 + 128/2 = 192$; s'il est en dessous de 128, il compare avec $128/2 = 64$, etc. Le résultat de ce codage est le TVC.

Il peut arriver que le comparateur soit trop lent à atteindre sa valeur de référence (chargement capacitif). Au moment t_{com} de la comparaison, s'il n'a pas atteint cette valeur, il compare l'amplitude du signal d'entrée à une valeur inférieure à la valeur de référence. La hauteur du signal d'entrée peut alors être surestimée. Lors des comparaisons suivantes, il trouvera la valeur du signal d'entrée toujours inférieure aux valeurs de comparaisons et mettra tous les bits suivants à 0. Certains canaux de l'ADC sont donc privilégiés de la même façon que si la largeur des canaux de l'ADC n'était pas fixe.

On observe sur la distribution du TVC que certains canaux sont remplis et les canaux adjacents sont vides. Cet effet étant amplifié par de grandes vitesses de séquençage de l'ADC, il suffirait de baisser la vitesse de séquençage pour limiter cet effet. Apparaîtrait alors un autre effet : le *bit flip*.

2.5 Le *bit flip*

Le phénomène de *bit flip* est une particularité inexplicquée de l'ARS, que nous allons décrire brièvement. Il correspond à un passage inopiné de 0 à 1 d'un bit de timestamp de l'ARS, les transitions de 1 à 0 arrivant beaucoup plus rarement. Les bits affectés par ce changement sont ceux de rang impair et les changements apportés sont alors $+2^1$, $+2^3$, $+2^5$, ..., mais la transition n'a lieu au rang n que si le bit de rang $n + 1$ est 1. La probabilité de transition augmente si en plus le bit de rang $n - 1$ vaut 1. Plus le taux de données est élevé sur l'ARS, plus la probabilité du *bit flip* augmente. La probabilité du *bit flip* dépend de l'ARS mais elle reste faible (10^{-4} pour des fréquences de lecture de 25 MHz allant jusqu'à quelques pourcents pour des fréquences de 16 MHz). Pour cette raison, on a préféré conserver une fréquence de lecture haute, au prix d'une dégradation de la précision sur la mesure du temps (2.4).

3 Etalonnage de la charge

L'étalonnage en charge du détecteur consiste à déterminer la pente et l'ordonnée à l'origine du convertisseur amplitude-tension (Analog Voltage Converter -AVC-). Elle repose donc sur l'hypothèse de linéarité de la fonction de transfert des AVC vérifiée en laboratoire. Pour cela, deux mesures sont nécessaires : l'idéal serait d'utiliser une source de lumière calibrée d'intensité variable. En pratique on dispose du bruit de fond optique, qui fournit en moyenne un photo-électron. Des prises de données spéciales permettent par ailleurs d'enregistrer la réponse du détecteur à un signal nul (piédestal) en déclenchant aléatoirement l'acquisition. On utilise donc les charges de 0 et de 1 photo-électron en identifiant la valeur correspondante de l'AVC.

3.1 Le piédestal

Afin de mesurer le piédestal, on envoie un signal sur l'ARS à l'aide d'un ordre extérieur (à un temps aléatoire). Ce signal déclenche la conversion de l'AVC à charge nulle. La valeur du seuil de l'ARS est mise au maximum afin que seuls les rares signaux de très haute charge soient détectés en coïncidence : on pourra facilement les discriminer.

La figure III.16 présente la distribution typique d'un AVC lors d'une prise de données de piédestal. Les événements mesurés aux plus grandes valeurs de l'AVC proviennent des désintégrations de ^{40}K dans la sphère. La figure III.17 représente la figure III.16 intégrée utilisée pour la détermination du piédestal.

A faibles valeurs de l'AVC, on distingue le piédestal puis un plateau indiquant qu'aucune charge n'a été détectée à ces valeurs de l'AVC. Le piédestal est alors ajusté à l'aide de la fonction *erf*. Cette méthode permet de diminuer les effets de non-linéarité différentielle décrite en 2.4. La distribution des piédestaux pour la ligne 9 est alors représentée figure III.18

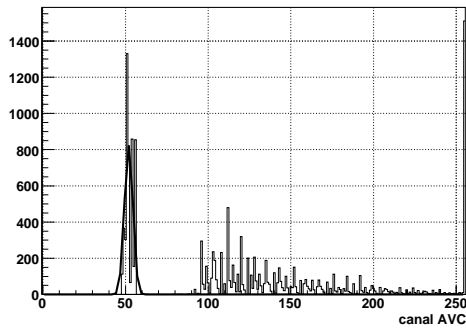


FIGURE III.16 – Distribution d'un AVC. A petite charge, la valeur moyenne du pic correspond à la valeur du piédestal. A grande charge, les signaux sont dus à la désintégration du ^{40}K dans la sphère.

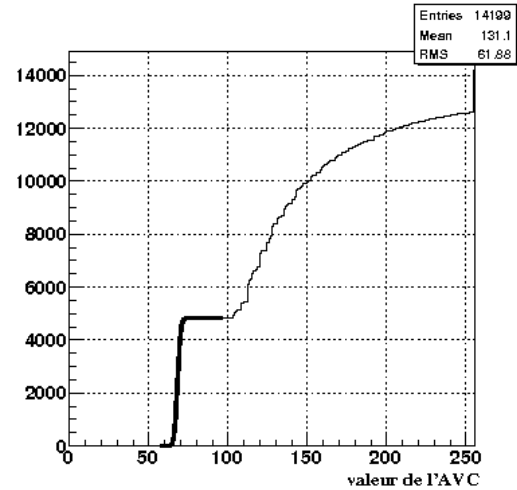


FIGURE III.17 – Distribution intégrée de l'AVC : à faibles valeurs de l'AVC on distingue le piédestal ; aux hautes valeurs de l'AVC, les grandes charges sont détectées.

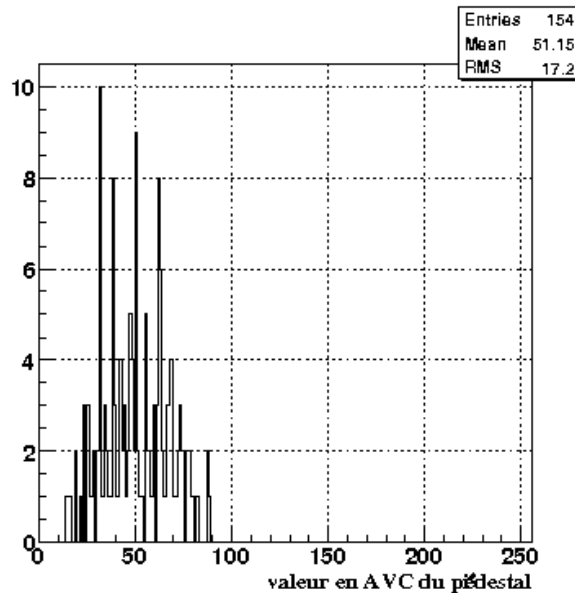


FIGURE III.18 – Distribution des piédestaux de la ligne 9. On observe une large dispersion des valeurs de piédestal ce qui justifie les calibrations individuelles des ARSs.

Stabilité du piédestal Les valeurs de piédestal sont stables dans le temps comme l'attestent par exemple les mesures effectuées en février, en mai et en août 2007. La différence entre les piédestaux du mois de février et d'août est présentée à la figure III.19 et la différence entre les piédestaux du mois de mai et d'août est présentée à la figure III.20. Les valeurs moyennes des distributions sont $0,18 \pm 0,40$ et $0,13 \pm 0,30$. On peut donc déduire qu'il n'y a pas eu de variation significative des piédestaux en fonction du temps sur la durée de la prise de données 5 lignes.

3.2 Le photo-électron

La plupart des signaux lumineux (environ 99%) reçus par le photo-multiplicateur sont issus de la bioluminescence ou de la désintégration de ^{40}K dans l'eau de mer. Ces signaux fournissent en moyenne un photo-électron unique III.21. On utilise donc des données de bruit de fond pour mesurer la position du photo-électron en canaux d'AVC ajustée par une gaussienne (on ajuste en réalité une fonction *erf* sur la distribution à l'instar du piédestal).

Avec les réglages de *slow control* de l'ARS choisi, la distance entre le photo-électron et le piédestal se situe autour de 10 canaux (figure III.23) ce qui assure à la fois une bonne précision sur la mesure du pic du photo-électron et une grande gamme dynamique. La gamme dynamique de la charge mesurée par l'ARS est définie par :

$$I = \frac{255 - C_{0pe}}{C_{1pe} - C_{0pe}} \approx 20 \text{ pe} \quad (\text{III.5})$$

avec C_{0pe} le canal du piédestal et C_{1pe} le canal du photo-électron. Comme le piédestal est aux alentours du canal 50 et que $C_{1pe} - C_{0pe} = 10$, la gamme dynamique de l'AVC est d'environ 20 pe (figure III.22).

3.3 Baisse du gain des modules optiques

Cette méthode d'étalonnage permet de surveiller l'évolution du gain des PMs. Le piédestal étant stable, une variation de la position du pic du photo-électron indique une variation du gain de l'électronique ou de celui du PM. Les mesures du taux de coïncidence (paragraphe II.2.5) ^{40}K favorisent la deuxième hypothèse.

La figure III.24 montre une diminution du canal du photo-électron de 0,2-0,3 canal par mois. Les études à l'aide des données ^{40}K sur les taux de coïncidences entre les modules optiques d'un même étage montrent une diminution de ce taux de coïncidences (figure III.25). Cet effet pourrait être dû à un vieillissement prématuré des PM dû à un taux élevé de la bioluminescence de l'ordre de 170 kHz en moyenne.

3.4 La diaphonie

Les tensions qui donneront les TVCs et AVCs sont temporairement stockées dans des mémoires capacitives dans le pipeline analogique avant d'être numérisées par les ADCs. Lors de ce stockage, il se produit un couplage capacitif entre les voies temps et charges dont résulte une diaphonie TVC vers AVC. En pratique, les valeurs de l'AVC sont influencées par celles du TVC comme le montre la figure III.26. La relation entre l'AVC et le TVC est linéaire, on corrige donc la valeur de l'AVC de la façon suivante :

$$AVC_{corr} = AVC - XT_{slope} \times \left(TVC - \frac{(TVC_{max} + TVC_{min})}{2} \right) \quad (\text{III.6})$$

avec XT_{slope} la pente présentée à la figure III.26. Cet effet doit y être corrigée avant d'effectuer la correction de walk (paragraphe 2.3). Par convention, aucune correction n'est appliquée au milieu de la gamme du TVC. Ainsi pour une distribution plate des TVCs (bruit de fond), la valeur moyenne de la

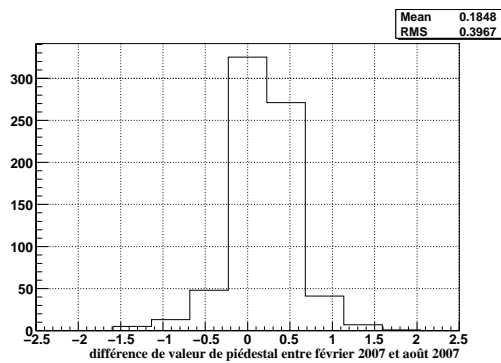


FIGURE III.19 – La différence de piédestal entre le mois de février et d’août 2007. On n’observe pas de différence entre les deux étalonnages.

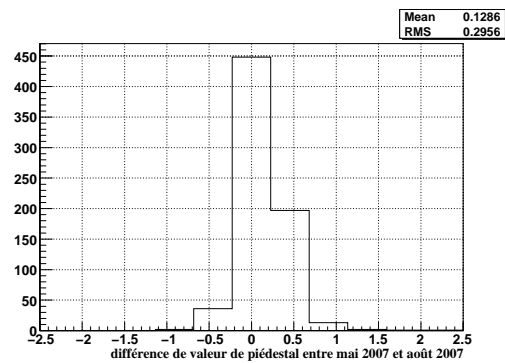


FIGURE III.20 – La différence de piédestal entre le mois de mai et d’août 2007. On n’observe toujours pas de différence entre les deux étalonnages.

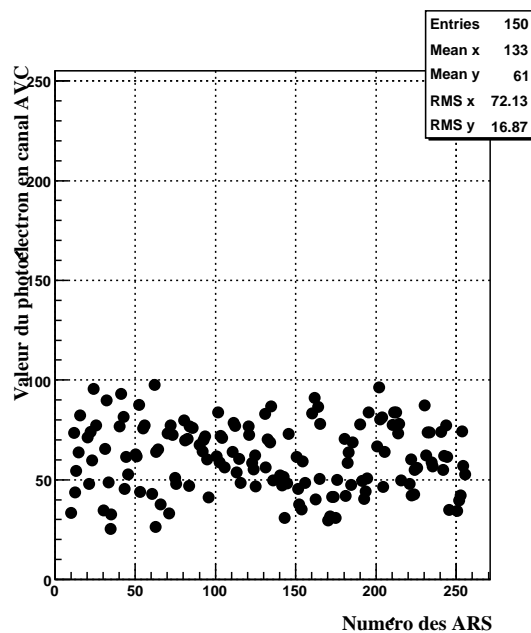
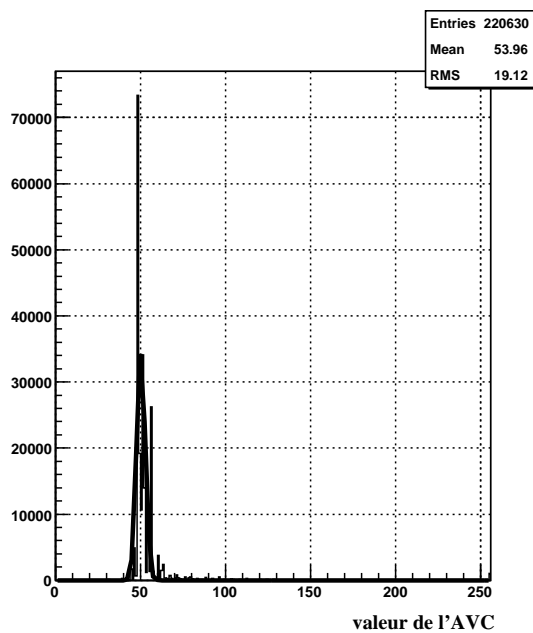


FIGURE III.21 – A gauche : distribution du bruit de fond, le pic de la gaussienne déterminant la valeur du photo-électron. A droite : les valeurs du photo-électron pour les différents ARSs de la ligne 9.

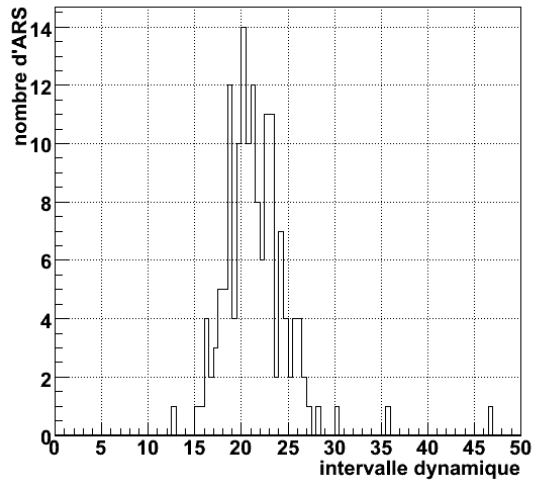


FIGURE III.22 – Gamme dynamique des ARSs.

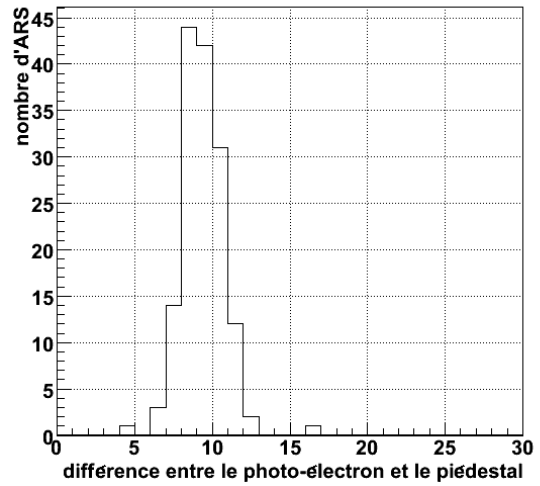


FIGURE III.23 – Distance entre le photo-électron et le piédestal (canaux AVC).

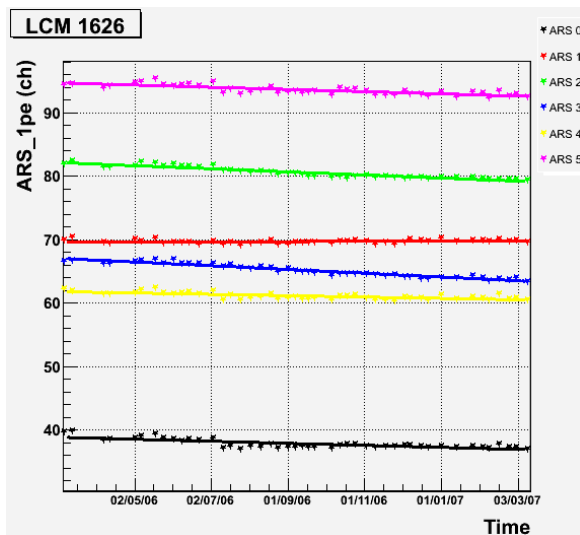


FIGURE III.24 – Baisse du canal du photo-électron en fonction du temps.

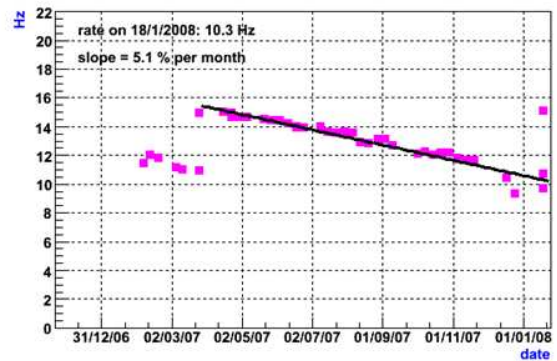


FIGURE III.25 – Diminution du taux de coïncidence du ^{40}K en fonction du temps.

charge est correcte. On n'a donc pas besoin d'appliquer de correction lors de la calibration en charge. La charge calibrée corrigée de la diaphonie est donnée par la formule suivante :

$$Q_{pe} = \frac{AVC_{corr} - AVC_{0pe}}{AVC_{1pe} - AVC_{0pe}} \quad (III.7)$$

Il n'a pas été observé de diaphonie de l'AVC vers le TVC.

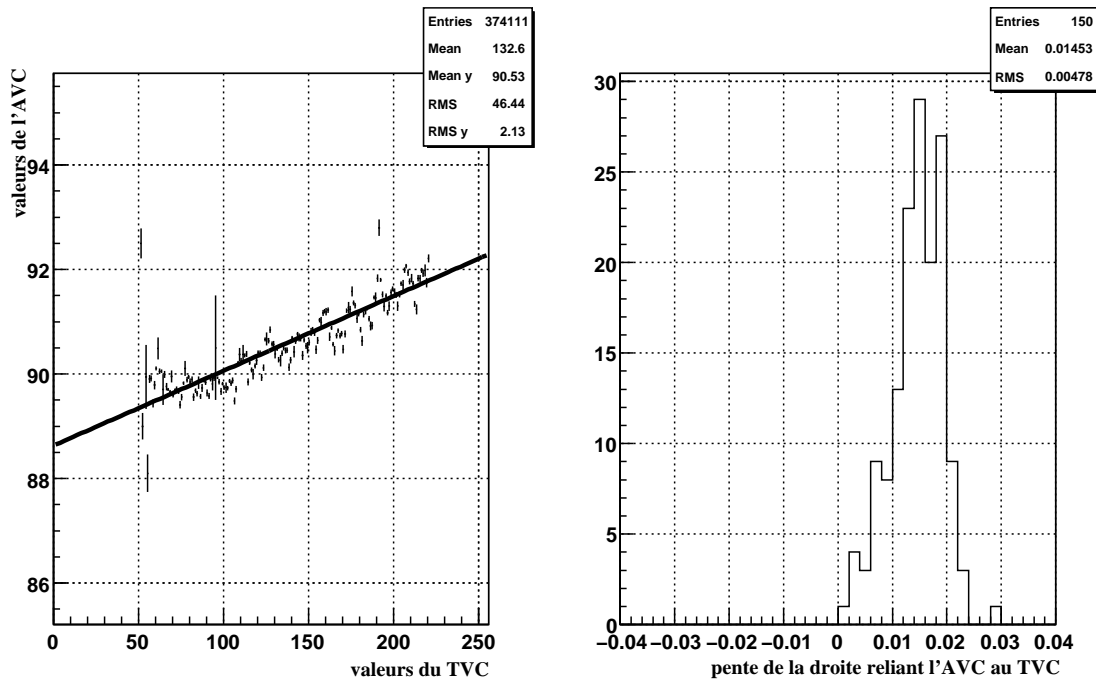


FIGURE III.26 – A gauche : relation liant l'AVC et le TVC. A droite : distribution des pentes des relations liant l'AVC et le TVC.

3.5 Détermination des seuils

3.5.a Mesure des seuils

Lorsque le signal du PM dépasse le seuil de l'ARS pendant un temps trop court, le signal engendré par l'ARS n'est pas correctement mis en forme. Il en résulte que le timestamp reste nul. Cet effet se produit en particulier lorsque l'amplitude du signal est juste au-dessus du seuil. La charge et le temps sont correctement enregistrés. On peut tirer avantage de cet effet, non désiré, pour obtenir une valeur effective du seuil en unités d'AVC. On peut ensuite transformer cette valeur AVC en valeur de charge en photo-électron. On obtient alors la relation présentée à la figure III.27, on peut en déduire la valeur DAC du seuil pour un seuil effectif de 0,3 pe.

3.5.b Nombre d'événements par OM

Une fois l'étalonnage des seuils effectué, il convient de vérifier l'uniformité des taux de comptage des modules optiques. Si un ARS a un mauvais seuil, le module optique concerné aura un taux différent

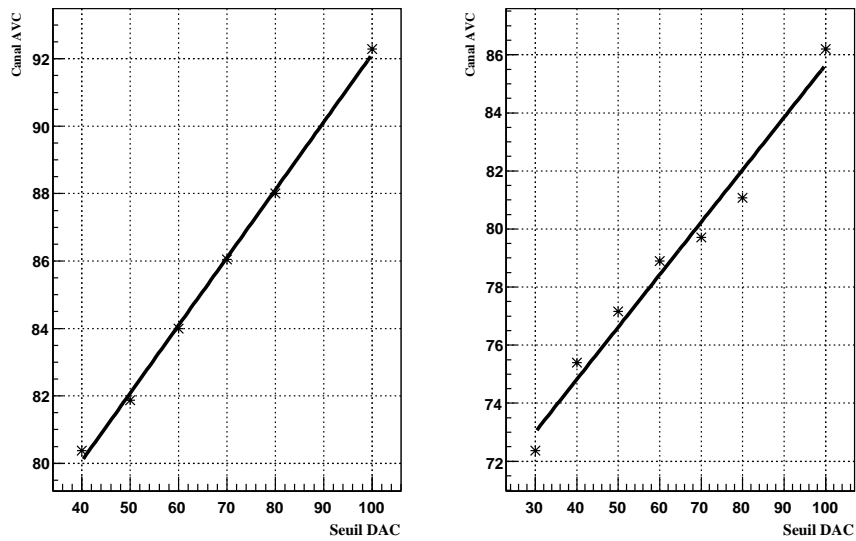


FIGURE III.27 – Relations liant les seuils DAC au valeur AVC en photo-électron. A gauche : un ARS pour lequel la relation est linéaire. A droite : un ARS pour lequel la relation linéaire fonctionne mal.

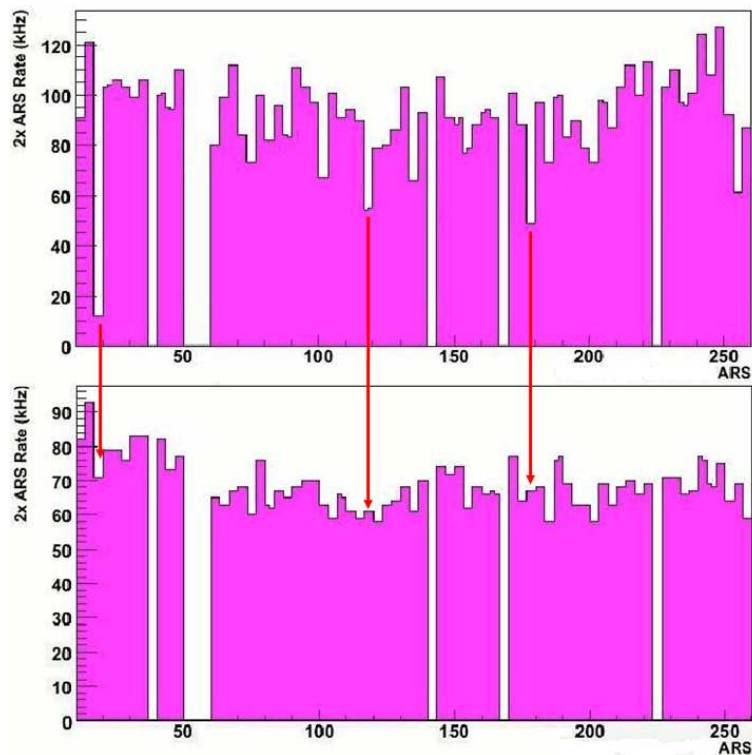


FIGURE III.28 – Taux d'événements sur les modules optiques de la ligne 1 : en haut, avant réglage des seuils par cette méthode ; en bas, après réglage des seuils. Les flèches montrent l'effet de ce réglage sur quelques ARSs.

des autres. On règle à nouveau les ARSs pour que tous les modules optiques aient le même taux. Cette méthode est itérative car les sursauts de bioluminescence qui se produisent dans le détecteur peuvent induire de forts taux de comptage locaux même si les seuils sont corrects. Cette méthode permet de déterminer si un couple d'ARSs est mal calibré mais elle ne permet pas de déterminer lequel des ARSs l'est.

3.5.c La méthode des ΔT : nouvel étalonnage des seuils

La méthode des ΔT est utilisable après un premier étalonnage des seuils (par la méthode de la mesure des seuils 3.5.a). Elle est complémentaire de la méthode du nombre d'événements par module optique 3.5.b puisqu'elle permet de calibrer les seuils des deux ARSs d'un même module optique l'un par rapport à l'autre [71].

On utilise des données non biaisées et non filtrées avec des bruits de fond faibles, en utilisant les données L0 brutes enregistrées lors des alertes GRBs.

Les coups sont traités alternativement par les deux ARSs d'un même module optique. En faisant la distribution de la différence de temps entre deux hits consécutifs de l'ARS pair et de l'ARS impair ($t_{pair} - t_{impair}$), nous avons accès au taux vu au-dessus du seuil de l'ARS pair et inversement. On ajuste ensuite ces histogrammes avec une fonction à 2 paramètres a et b , $y(t) = a * \exp(-bt)$ avec $t > 20 \mu s$ pour s'affranchir des sursauts de bioluminescence. La pente b de l'exponentielle donne alors le taux de comptage l'ARS.

La figure III.29 montre la distribution de ces différences de temps entre les ARSs pair et impair. Dans ce cas, les sursauts de bioluminescence sont peu visibles. Les deux histogrammes sont superposés, les deux ARSs ont donc un seuil identique. Dans le cas de la figure III.30, il y a une forte composante à petits Δt . Pour prendre en compte cet effet, l'ajustement est effectué en deux temps : dans un premier temps, le même ajustement que décrit précédemment qui permet de remonter au seuil de l'ARS. En connaissant les paramètres d'ajustement a_1 et b_1 , on peut alors contraindre un nouvel ajustement $y(t) = a_1 * \exp(-b_1 t) + a_2 * \exp(-b_2 t)$, ce qui nous permet d'obtenir le taux de bioluminescence vu par cet ARS.

La grande majorité des PM donne des taux égaux pour les 2 ARSs à ± 5 kHz près, si ce n'est pas le cas, les ARSs seront de nouveau calibrés.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu que les mesures effectuées en chambre noire lors de l'intégration ont permis une calibration complète en temps et en charge du détecteur. Des mesures in situ sont effectuées régulièrement :

- une fois par semaine, des prises de données ^{40}K , balises laser
- une fois par mois, les prises de données pour les piédestaux, avec les balises à LED (diodes électroluminescentes)
- la stabilité du photo-électron est contrôlée à partir des données des runs de physiques.

La résolution temporelle obtenue à partir de ces calibrations est de 1,5 ns :

$$\sigma_{t_{OM}}^2 = \frac{\sigma_{TTS}^2}{N_{pe}} + \frac{\sigma_{sys.cal.}^2}{N_{pe}} + \sigma_{elec}^2 = (1,5)^2 \quad (III.8)$$

avec N_{pe} le nombre de photons détectés par le module optique. Le facteur σ_{elec} est inférieur à 0,5 ns et

$$\sqrt{\frac{\sigma_{TTS}^2}{N_{pe}} + \frac{\sigma_{sys.cal.}^2}{N_{pe}}} \approx 1,45 \text{ ns [72].}$$

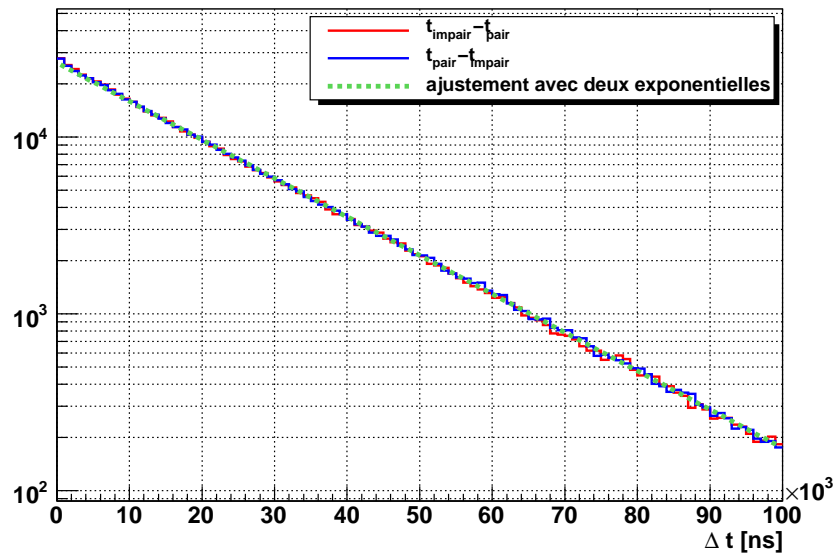


FIGURE III.29 – Distribution des différences de temps de coups consécutifs entre les ARSs pair et impair d'un module optique. Cette distribution est ajustée par une fonction exponentielle. Les deux distributions sont parfaitement en accord, ce qui indique que les deux ARSs ont un seuil identique.

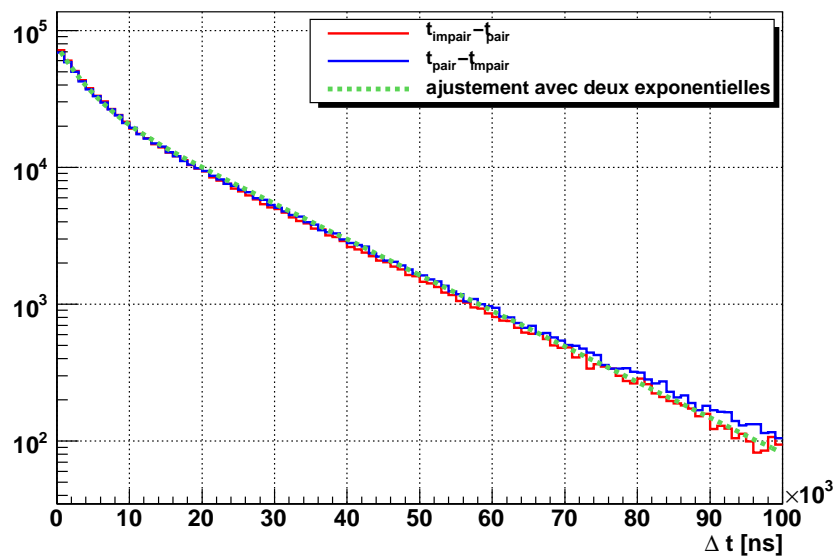


FIGURE III.30 – Distribution des différences de temps de coups consécutifs entre les ARSs pair et impair d'un module optique. Cette distribution est ajustée par une somme de fonctions exponentielles. La première exponentielle correspond au bruit de fond dû à des sursauts de bioluminescence alors que la seconde, en accord avec les deux autres distributions, montre que les deux ARSs ont un seuil identique.

Principe de la mesure

La suite de cette thèse est consacrée à la mesure de la dépendance zénithale du flux de muons avec les cinq premières lignes déployées du détecteur. Le flux de muons est une mesure effectuée par toutes les expériences souterraines et sous-marines afin d'étalonner et de comprendre le détecteur. Cependant cette mesure n'est pas aisée avec ANTARES. Le détecteur a été conçu pour discerner les muons montants le traversant : les modules optiques sont disposés à 45° vers le bas et leur partie supérieure est peinte en noir (voir II.2.1.b). Les photons Tcherenkov issus des muons descendants touchent le module optique sur le bord de son acceptation, qui est très petite et mesurée avec une précision limitée à cet endroit. De plus les muons issus des rayons cosmiques arrivent en groupes, compliquant la détection individuelle des événements, la reconstruction reposant sur l'hypothèse d'une seule particule traversant le détecteur.

Le calcul du flux de muons s'effectue par la formule suivante :

$$\frac{d\phi}{dSdt d\Omega} = \langle m \rangle_{MC}(\cos \theta) \left(\frac{dN_{\text{evt}}(\cos \theta)}{d \cos \theta} \right)_{\text{données}} \frac{1}{\text{Eff}_{\text{reco}}(\cos \theta) \times \text{Eff}_{\text{trigger}}(\cos \theta)} \times \frac{1}{2\pi \mathcal{A}_{\text{gen}}(\cos \theta) \Delta T} \quad (\text{III.9})$$

avec

- $\langle m \rangle_{MC}(\cos \theta)$ la multiplicité moyenne attendue à la surface de génération
- $\left(\frac{dN_{\text{evt}}(\cos \theta)}{d \cos \theta} \right)_{\text{données}}$ la distribution du nombre d'évènements dans les données en fonction de $\cos \theta$
- \mathcal{A}_{gen} la surface de génération
- ΔT le temps de la prise de données
- Eff_{reco} l'efficacité de reconstruction :

$$\text{Eff}_{\text{reco}} = \frac{\text{Nombre d'évènements simulés ayant été reconstruits}}{\text{Nombre d'évènements simulés ayant passé le trigger}} \quad (\text{III.10})$$

- $\text{Eff}_{\text{trigger}}$ l'efficacité de filtrage par rapport à la surface de génération :

$$\text{Eff}_{\text{trigger}} = \frac{\text{Nombre d'évènements simulés ayant passé le filtrage}}{\text{Nombre d'évènements simulés avant le filtrage des évènements}} \quad (\text{III.11})$$

Le flux de muons peut aussi s'exprimer de la façon suivante :

$$\frac{d\phi}{dSdt d\Omega} = \langle m \rangle_{MC}(\cos \theta) \frac{N_{\text{données}}(\cos \theta)}{N_{\text{MC reco}}(\cos \theta)} \times \frac{N_{\text{MC avant trigger}}(\cos \theta)}{2\pi \mathcal{A}_{\text{gen}}(\cos \theta) \Delta T} \quad (\text{III.12})$$

avec $N_{\text{données}}(\cos \theta)$ le nombre d'évènements dans les données, $N_{\text{MC avant trigger}}(\cos \theta)$ le nombre d'évènements simulés avant le filtrage des évènements et $N_{\text{MC reco}}(\cos \theta)$ le nombre d'évènements simulés ayant été reconstruits.

On remarque alors que $\langle m \rangle_{MC}(\cos \theta) N_{\text{avant trigger}}(\cos \theta) \times 1/(2\pi \mathcal{A}_{\text{gen}}(\cos \theta) \Delta T)$ est le flux issu de la simulation. Donc le rapport de $N_{\text{données}}(\cos \theta)$ sur $N_{\text{MC simulés}}(\cos \theta)$ est une correction des données pour le flux issu de la simulation.

Il est intéressant de remarquer que le rapport $N_{\text{avant trigger}}(\cos \theta)$ sur $N_{\text{MC reco}}(\cos \theta)$ est indépendant de la normalisation absolue du Monte Carlo, pour une surface de génération donnée. En outre, la méthode appliquée est d'autant moins sensible, en principe, à la forme de la distribution zénithale du Monte Carlo que les intervalles en $\cos \theta$ sont petits. On s'attachera cependant à obtenir le meilleur accord entre le Monte Carlo et les données sur les distributions des variables utilisées afin de minimiser les sources d'erreurs possibles.

Il est donc nécessaire d'avoir une bonne compréhension de la simulation (chapitre IV) afin de déterminer les erreurs systématiques lors de la mesure du flux de muons. La multiplicité est une composante importante de la simulation et son étude par simulation et sur les données sera décrite au chapitre V. Puis le résultat de la mesure du flux de muons avec ANTARES (5 lignes) en fonction de l'angle puis de la profondeur seront présentées au chapitre VI.

Chapitre IV

Simulation des muons atmosphériques

La collaboration ANTARES utilise deux simulations indépendantes pour les muons atmosphériques. L'une est une simulation complète partant du spectre des rayons cosmiques dans l'atmosphère (CORSIKA). L'autre est une simulation rapide fondée sur une paramétrisation du flux de muons à différentes profondeurs dans l'eau (MUPAGE).

CORSIKA : *COsmic Ray Simulation for KAscade* (CORSIKA)[73] est une simulation complète permettant le choix du spectre des rayons cosmiques interagissant dans la haute atmosphère (paragraphe IV.1) et du modèle de propagation dans l'atmosphère (paragraphe IV.2). La propagation des muons du niveau de la mer jusqu'au détecteur, utilisée dans notre simulation, sera expliquée au paragraphe IV.3. CORSIKA permet de simuler des gerbes issues de rayons cosmiques jusqu'à des énergies de 10^{20} eV. Cette simulation permet de suivre les photons, les leptons e^\pm , μ^\pm , les mésons π , K et η , les nucléons et les baryons étranges. Les particules charmées ne sont pas simulées. Afin de minimiser le temps de calcul, le flux des rayons cosmiques des primaires est répartie en 5 groupes de noyaux dont les abondances sont les plus importantes : protons, hélium, carbone-azote-oxygène, magnésium-silicium et fer. Dans nos simulations, les rayons cosmiques primaires sont engendrés à des énergies supérieures à 1 TeV/nucléon. De plus, seuls les muons dont l'énergie est supérieure à 500 GeV (1 TeV) sont conservés au niveau de la mer pour un zénith $> 60^\circ$ ($< 60^\circ$).

MUPAGE : *Atmospheric MUons from PArametric formulas : a fast GEnerator for neutrino telescopes* (MUPAGE) [74, 75] est un générateur rapide qui utilise une paramétrisation du flux de muons. Sont pris en compte à la profondeur h variable de 1,5 à 5 km dans l'eau ou dans la glace, l'angle zenithal θ , et pour les gerbes de muons, la multiplicité m et la distance de chaque muon par rapport à l'axe de la gerbe. Cette paramétrisation dépend de trois paramètres K , ν_1 et Λ :

$$\Phi(h, \theta, m) = \frac{K(h, \theta)}{m^{\nu(h, \theta)}} \text{ avec } \nu = \frac{\nu_1}{1 + \Lambda.m} \quad (\text{IV.1})$$

- $\Lambda = 0,66.10^{-2}$ pour des multiplicités inférieures à 25 (valeur obtenue par la collaboration Fréjus pour une profondeur d'environ 4850 g.cm^{-2}). Si $m > 1/\Lambda$, $\Lambda = 0$ et alors l'équation IV.1 dépend de deux paramètres car $\nu = \nu_1$.
- si $m = 1$, on remarque que K représente le flux de muons isolés provenant d'une direction θ à une profondeur h . On obtient alors une paramétrisation de K :

$$\Phi(h, \theta, m = 1) = K(h, \theta) = K_0(h) \cos \theta e^{K_1(j) \sec \theta} [m^{-2} . s^{-1} . sr^{-1}] \quad (\text{IV.2})$$

Si on fixe l'angle θ , on obtient une paramétrisation de K_0 et de K_1 :

$$K_0(h) = K_{0a} \cdot h^{K_{0b}} \quad (\text{IV.3})$$

$$K_1(h) = K_{1a} \cdot h + K_{1b} \quad (\text{IV.4})$$

avec $K_{0a} = 7,2 \cdot 10^{-3}$; $K_{0b} = -1,927$; $K_{1a} = -0,581$ et $K_{1b} = 0,034$.

- La fraction du flux des gerbes de muons par rapport au flux de muons isolés dépend du paramètre ν qui est une fonction de $\sec \theta$ pour une profondeur donnée h :

$$\nu(h, \theta) = \nu_0(h) \cdot e^{\nu_1(h) \sec \theta} \quad (\text{IV.5})$$

A un angle θ donné, le paramètre ν augmente avec la profondeur h :

$$\nu_0(h) = \nu_{0a} \cdot h^2 + \nu_{0b} \cdot h + \nu_{0c} \quad (\text{IV.6})$$

$$\nu_1(h) = \nu_{1a} \cdot e^{\nu_{1b} \cdot h} \quad (\text{IV.7})$$

avec $\nu_{0a} = 7,71 \cdot 10^{-2}$; $\nu_{0b} = 0,524$; $\nu_{0c} = 2,068$; $\nu_{1a} = 0,030$ et $\nu_{1b} = 0,470$

La paramétrisation IV.1 a été obtenue par une simulation complète des rayons cosmiques avec le générateur HEMAS (IV.1.3) et le modèle d'interactions hadroniques (DPMJet), simulation compatible avec les résultats obtenus par l'expérience MACRO [76] (paragraphe I.2.3).

Pour obtenir une simulation des événements qui ont une probabilité non nulle d'être détectés dans ANTARES, il suffit d'utiliser les événements qui traversent une surface délimitant le volume sensible du détecteur (IV.3).

1 Flux des rayons cosmiques interagissant dans la haute atmosphère

Différentes formulations analytiques des flux et abondances relatives des différents éléments permettent de reproduire les spectres observés à haute énergie (figure IV.1).

Dans ce qui suit, nous avons considéré deux modèles pour le flux de primaires, le modèle *poly-gonato* (multi-genoux) et le modèle NSU, modèles utilisés dans CORSIKA. Dans MUPAGE, la paramétrisation d'HEMAS est utilisée.

1.1 Le modèle *poly-gonato*

Le modèle *poly-gonato*, décrit par J.R.Hörandel [77], est un modèle phénoménologique fondé sur
 – des données directes (jusqu'à 10^{15} eV) obtenues par les satellites et les ballons dans lesquels la particule primaire est détectée et non le produit de son interaction avec l'atmosphère
 – une extrapolation à haute énergie puis ajusté à l'aide des mesures indirectes (jusqu'à 10^{18} eV).

Ce spectre en énergie est extrapolé en utilisant des lois de puissance pour chaque élément et en comparant avec les données disponibles. Il prend en compte la modulation solaire à basse énergie. Une coupure en énergie, pour chaque élément, proportionnelle au numéro atomique Z est appliquée.

Dans le modèle *poly-gonato*, le genou résulte de la suppression de la composante galactique des différents éléments. Le modèle de propagation utilisé est le modèle de la boîte qui fuit (I.1.6). Le spectre global obtenu est représenté dans la figure IV.1.

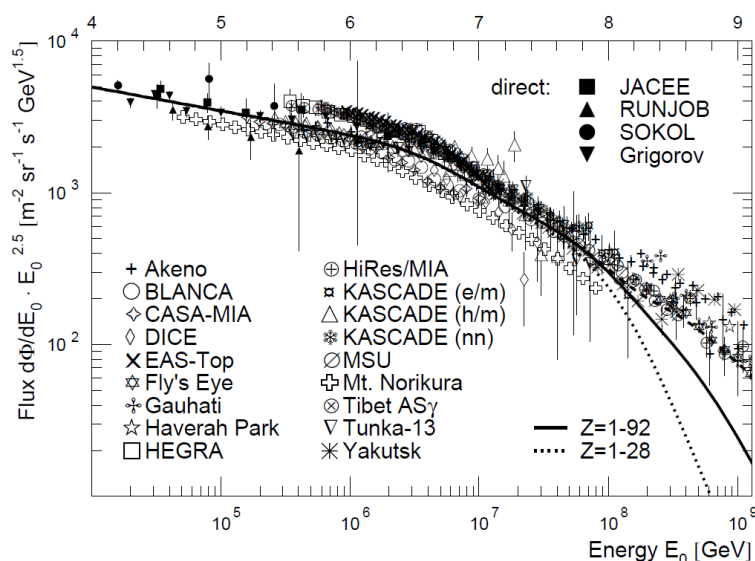


FIGURE IV.1 – Spectre en énergie (toutes particules) mesuré par différentes expériences. Le spectre total obtenu par le modèle *poly-gonato* est représenté par une ligne en pointillés fins pour $1 \leq Z \leq 28$ et une ligne pleine pour $1 \leq Z \leq 92$. [78]

La paramétrisation du modèle *poly-gonato* est décrite par la formule :

$$\frac{d\Phi_Z}{dE_0}(E_0) = \Phi_Z^0 E_0^{\gamma_Z} \left[1 + \left(\frac{E_0}{\widehat{E}_Z} \right)^{\epsilon_c} \right]^{(\gamma_c - \gamma_Z)/\epsilon_c} \quad (\text{IV.8})$$

avec Φ_Z^0 le flux absolu par numéro atomique et γ_Z l'indice spectral caractérisant la loi de puissance. Les facteurs γ_c et ϵ_c modélisent le changement dans le spectre à l'énergie de coupure \widehat{E}_Z . Ces différents

éléments sont résumés dans la table IV.1. On ne simule que le carbone, l'oxygène et l'azote en prenant en compte les abondances des éléments de numéro atomique proches.

Z		Φ_Z^0	$-\gamma_2$
1	H	$8,73 \times 10^{-2}$	2,71
2	He	$5,71 \times 10^{-2}$	2,64
6	C	$1,06 \times 10^{-2}$	2,66
7	N	$2,35 \times 10^{-2}$	2,72
8	O	$1,57 \times 10^{-2}$	2,68
12	Mg	$8,01 \times 10^{-3}$	2,64
14	Si	$7,96 \times 10^{-3}$	2,75
26	Fe	$2,04 \times 10^{-2}$	2,59

TABLE IV.1 – Table donnant les valeurs des différents paramètres du flux dans le modèle *poly-gonato*

1.2 Le modèle NSU

Le flux de noyaux primaires proposé dans le cadre du modèle NSU [79] repose sur des données expérimentales entre 10^{12} et 10^{17} eV. La formule analytique proposée par Bugaev représentant le spectre pour un élément est :

$$\frac{d\Phi}{dE_0}(E_0) = \gamma F_0 E_0^{-(\gamma+1)} B_A (1+C)^{-\alpha} \left[1 + \frac{\alpha C}{\gamma(1+C)} \right] \quad (\text{IV.9})$$

avec E_0 l'énergie par particule en GeV, $F_0 = 1,16 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$, $\gamma = 1,62 \pm 0,03$, $\alpha = 0,4$ et $C = \delta_A E_0/A$, A étant le nombre de masse pour un élément. Le facteur δ_A permet de sélectionner la région du "genou" dans le spectre des primaires. Pour les protons, $\delta_p = 6 \times 10^{-7}$ et $\delta_{A \geq 4} = 10^{-5}$. Le paramètre B_A est la proportion de chacun des éléments dans le modèle. Elle varie selon le tableau IV.2.

A	1	4	15	26	51
B_A	$0,40 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,03$	$0,14 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,04$

TABLE IV.2 – Table donnant les proportions des différents éléments dans le modèle NSU.

Ce modèle a été utilisé par Bugaev [80] dans un calcul analytique du flux de muons au niveau de la mer. Les cascades nucléaires à hautes énergies sont basées sur les hypothèses suivantes :

- un noyau à N nucléons est représenté par N nucléons libres
- la section efficace totale des interactions inélastiques entre un hadron et un noyau cible est supposée croissante de façon logarithmique avec l'énergie.
- la régénération de la composante K_S (oscillation $K_L - K_S$) à la traversée de la matière (quelques %) n'est pas prise en compte.
- la désintégration de pions dans les cascades nucléaires n'est pas prise en compte dans les directions verticales pour des énergies supérieures à 1 TeV.

Différents modèles de production des muons sont pris en compte, notamment la production par désintégration de particules charmées. La production et la propagation des muons dans l'atmosphère se fondent sur l'hypothèse des pertes continues d'énergie. La propagation des muons à travers la matière prend en compte la production de paires, le bremsstrahlung, l'interaction nucléaire des muons avec la matière. On obtient alors la relation profondeur-intensité de la figure IV.2.

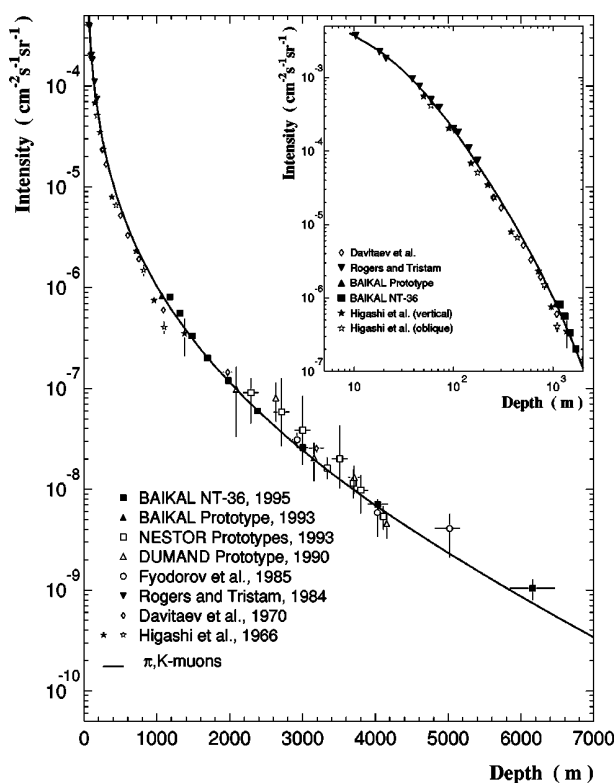


FIGURE IV.2 – Le flux de muon en fonction de la profondeur d'eau. La courbe est le résultat de la simulation NSU [80] en utilisant la production de muons issus des pions et des kaons.

1.3 La paramétrisation d'"HEMAS"

La paramétrisation utilisée par le programme de génération MUPAGE est issue d'une simulation complète obtenue par l'intermédiaire du programme HEMAS (*Hadronic, Electromagnetic and Muonic components in Air Shower*) utilisée par la collaboration MACRO. Le flux de primaire utilisé dans cette simulation est :

$$\Phi(E) = K_i E^{\gamma_i} \quad (IV.10)$$

avec K_i et γ_i qui ont des valeurs différentes avant et après une coupure en énergie E_k . Les valeurs de ces paramètres sont définies dans le tableau IV.3.

noyau	Z	A	K_1 en [m ² s sr GeV] ⁻¹	$-\gamma_1$	K_2 en [m ² s sr GeV] ⁻¹	$-\gamma_2$	E_k [GeV]
H	1	1	20100	2.74	2.1×10^6	3.12	2×10^6
He	2	4	3000	2.56	6×10^6	3	3×10^6
CNO	7	14	600	2.5	3.7×10^7	3.24	3×10^6
Mg-Si	12	24	877	2.5	6.3×10^7	3.25	3×10^6
Fe	26	56	311	2.36	4.1×10^6	3	2.7×10^6

TABLE IV.3 – Table donnant les proportions des différents éléments dans la paramétrisation de HEMAS.

Le modèle d'interaction hadronique utilisé est DPMJetII.4.

1.4 Comparaison des différents modèles

Le flux des primaires dans un intervalle d'énergies compris entre quelques GeV et 100 TeV est donné approximativement par [41] :

$$I_N(E) \approx 1,8 \times 10^4 (E/1 \text{ GeV})^{-\alpha} \frac{\text{nucleons}}{\text{m}^2 \text{ s sr GeV}} \quad (\text{IV.11})$$

avec E l'énergie par nucléon, $\alpha \equiv \gamma + 1 = 2,7$ l'indice spectral du flux de rayon cosmique et γ l'indice du spectre intégré du flux de rayon cosmique. L'équation IV.11 est une approximation utilisée ici à titre de comparaison. Elle est issue de la paramétrisation dans laquelle 79% des noyaux sont des protons. Le reste est essentiellement composé de noyaux d'hélium (figure IV.3).

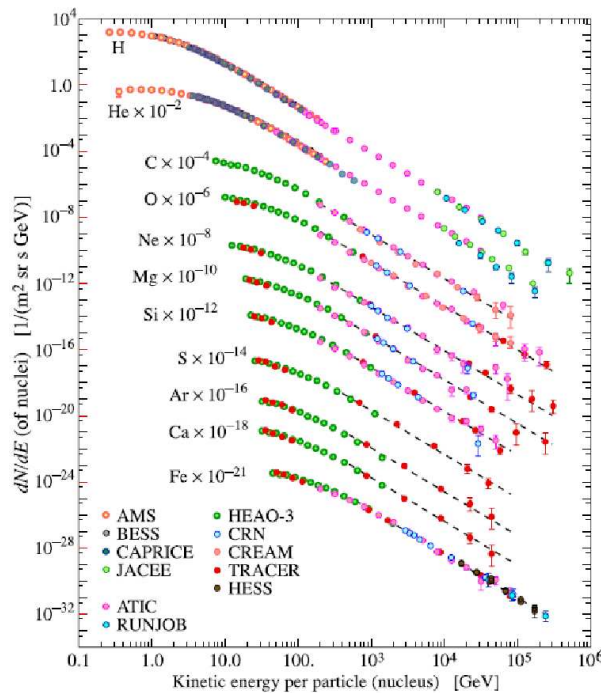


FIGURE IV.3 – Différents flux des noyaux pris en compte dans la paramétrisation IV.11 et accord avec les données de nombreuses expériences [41].

Les flux des rayons cosmiques primaires issus du modèle NSU, du modèle *poly-gonato* et pour la paramétrisation simplifiée (équation IV.11) sont représentés dans la figure IV.4. La figure IV.5 présente le rapport entre les flux issus du modèle *poly-gonato* et du modèle NSU et celui donné par la formule IV.11. La formule IV.11 n'étant valable que jusqu'à 100 TeV, le flux issu du modèle *poly-gonato* est en accord de forme avec cette paramétrisation dans ce domaine d'énergie. Le modèle NSU n'est pas en accord de forme, néanmoins le modèle d'interactions hadroniques conduit à un meilleur accord pour le flux de particules secondaires.

Les figures IV.6 et IV.7 présentent les flux de chaque groupe d'éléments utilisé. Le rapport des spectres de chaque groupe de noyaux est quasi constant dans le modèle NSU alors que ce n'est pas le cas dans le modèle *poly-gonato* qui applique des coupures en énergie sur les spectres des groupes de noyaux.

La figure IV.8 compare les flux issus des différents modèles

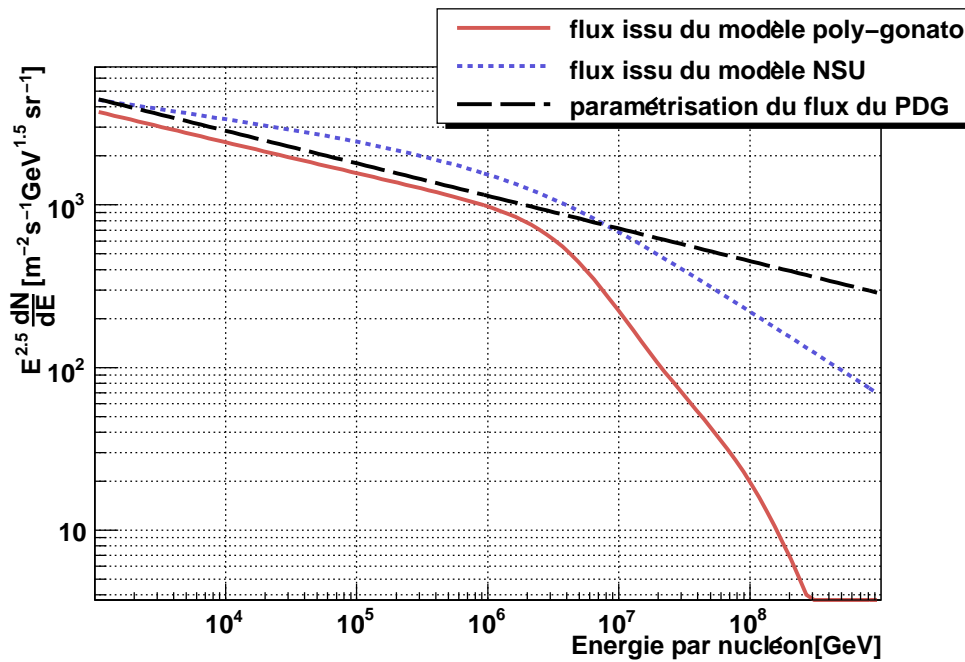


FIGURE IV.4 – Paramétrisation du PDG (valable jusqu’à 100 TeV) et paramétrisations issues des modèles NSU et poly-gonato pour les flux des noyaux cosmiques primaires.

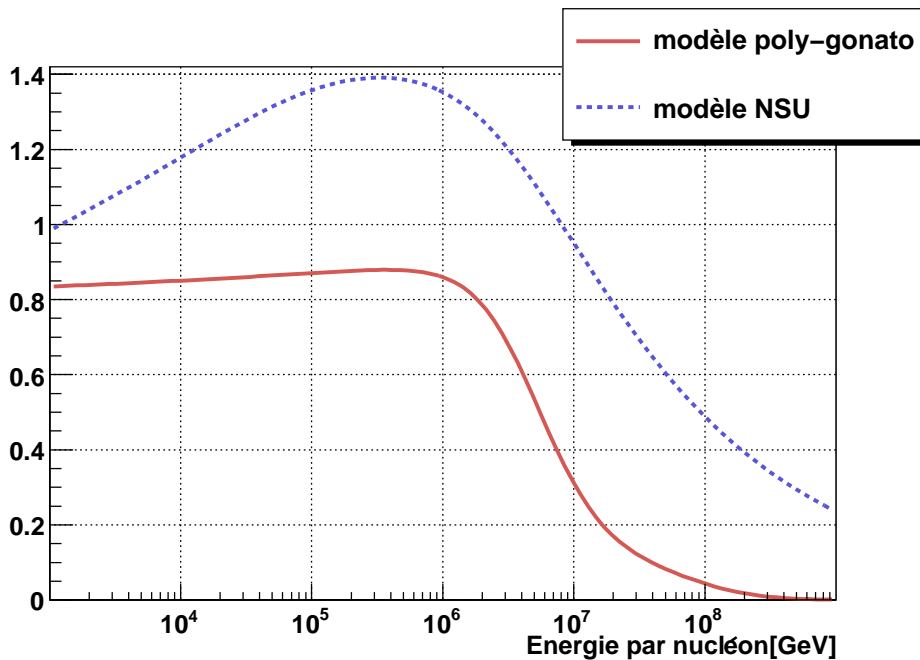


FIGURE IV.5 – Rapport des paramétrisations issues des modèles NSU et poly-gonato avec la paramétrisation du PDG.

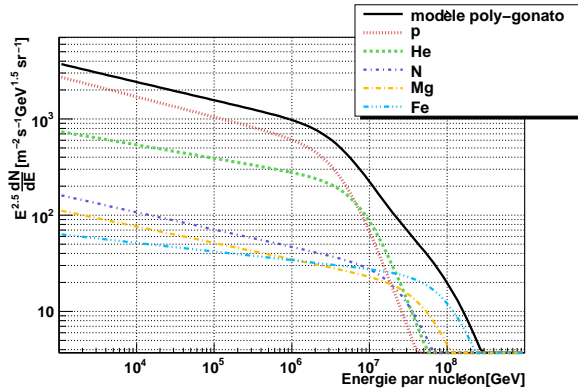


FIGURE IV.6 – Spectre des rayons cosmiques issu de la paramétrisation *poly-gonato* pour les différents noyaux.

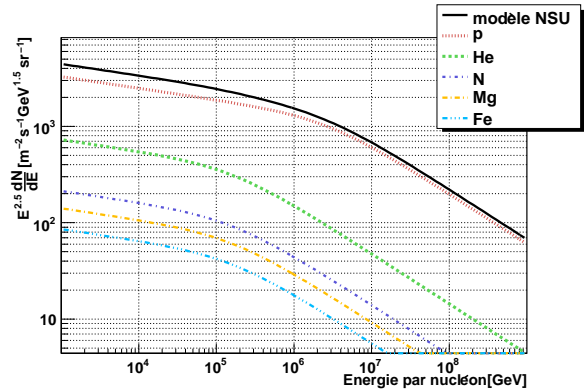


FIGURE IV.7 – Spectre des rayons cosmiques issu de la paramétrisation NSU pour les différents noyaux.

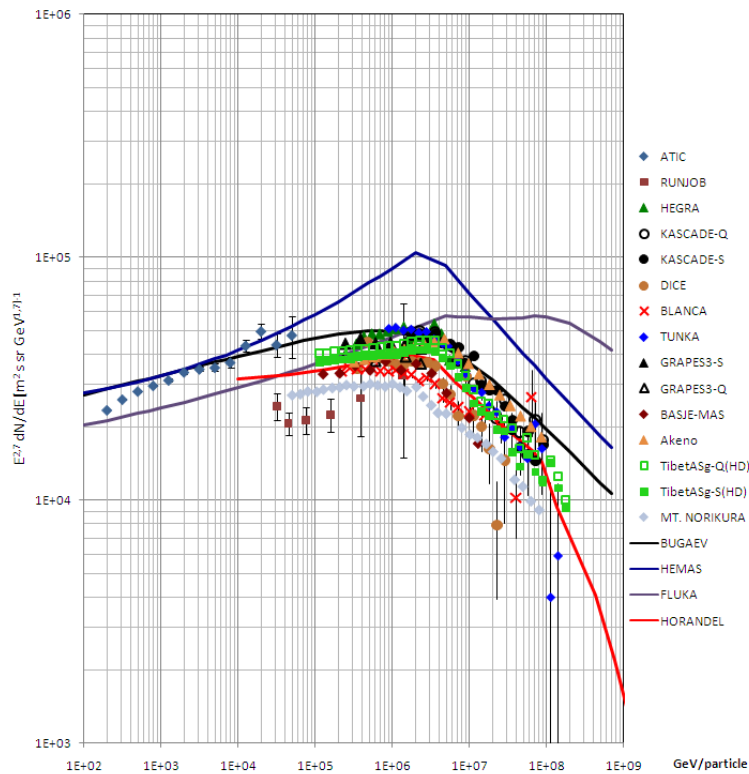


FIGURE IV.8 – Spectre des rayons cosmiques issus des mesures directes et indirectes et des paramétrisations NSU, *poly-gonato*, FLUKA et HEMAS [81].

2 Les modèles d'interactions hadroniques à haute énergie

CORSIKA est une simulation très répandue dans le cas de la production de gerbes atmosphériques. Afin de simuler le développement des gerbes jusqu'au niveau de la mer, le modèle QGSJET01 a été choisi comme modèle d'interactions hadroniques à haute énergie.

QGSJET (Quark Gluon String model with JETs) est un modèle de développement des gerbes issu de la paramétrisation quasi-eikonale de Pomeron pour les interactions inélastiques entre hadrons. Les interactions hadrons-nucléons sont décrites par l'approche de Glauber [82].

Le groupe L3+Cosmics [83] a effectué une comparaison entre les données et différents modèles hadroniques pour un flux donné en utilisant le programme TARGET pour la propagation des gerbes dans l'atmosphère. Les résultats sont résumés figure IV.9. Le flux de muons obtenu avec QGSJet0.1 est le flux le plus bas obtenu avec les différents modèles d'interaction hadronique utilisés.

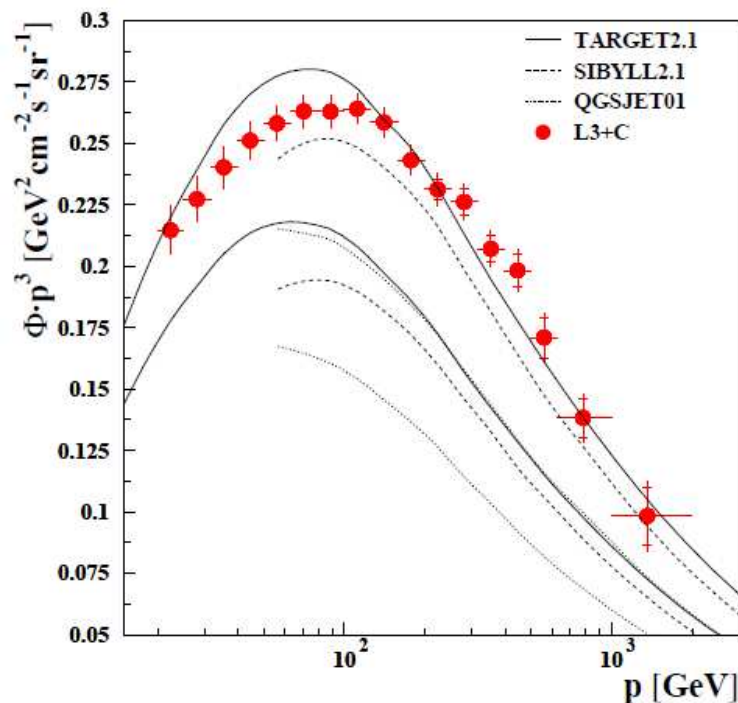


FIGURE IV.9 – Flux de muons mesuré par le groupe L3+Cosmics dans la direction verticale et prédictions obtenues par simulation avec CORSIKA et différents modèles hadroniques. [83] Les courbes représentent le haut et le bas de bandes incluant les erreurs sur les différents modèles utilisés.

Le fait que QGSJET01 ait tendance à produire un déficit en muon pour des énergies supérieures à 100 GeV a déjà été observé par [84] et par [85].

Les résultats de L3+Cosmics sont en accord avec les résultats de Cascade [32]. A partir des observations des composantes électromagnétiques et muoniques des gerbes, Cascade a obtenu deux spectres des différents éléments majoritaires selon le modèle hadronique utilisé, avec une différence jusqu'à un facteur 2 ou 3. Aucune expérience n'a pu jusqu'ici exclure un modèle à cause d'erreurs systématiques trop élevées. L'incertitude sur les modèles d'interaction hadronique devra être pris en compte dans l'estimation du flux de muons.

Flux obtenu au niveau de la mer Pour une énergie supérieure à $\frac{100}{\cos\theta}$ GeV et pour pouvoir négliger les effets de courbure de la Terre ($\theta < 70^\circ$), la formule approximative issue de [41] peut être utilisée à titre de comparaison :

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu d\Omega} \approx \frac{0,14E_\mu^{-2,7}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \times \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos\theta}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos\theta}{850 \text{ GeV}}} \right\} \quad (\text{IV.12})$$

Cette formule est une extrapolation approximative valable lorsque la désintégration du muon est négligeable ($E_\mu > 100/\cos\theta$ GeV). L'interaction d'un rayon cosmique dans l'atmosphère engendre une gerbe de particules. Le premier terme représente la contribution des pions et le second terme la contribution des kaons. La production de particules charmées est négligeable aux énergies considérées.

La figure IV.10 présente les différents flux obtenus au niveau de la mer avec notre simulation et la formule ci-dessus. On observe un déficit de muons dans les deux simulations avec un déficit plus grand dans le cas du modèle *poly-gonato* que dans celui du modèle NSU. Néanmoins un accord de forme est obtenu à 20% près avec $\cos\theta < 0.5$ (figure IV.11).

La figure IV.12 montre les distributions des flux obtenus au niveau de la mer pour des angles tels que $\cos\theta > 0.995$. On en déduit à l'aide de la figure IV.13 que le flux vertical est en bon accord de forme avec la formule IV.12. La simulation CORSIKA avec QGSJET01 est donc compatible en forme avec les données mondiales aussi bien en fonction de l'énergie que de l'angle.

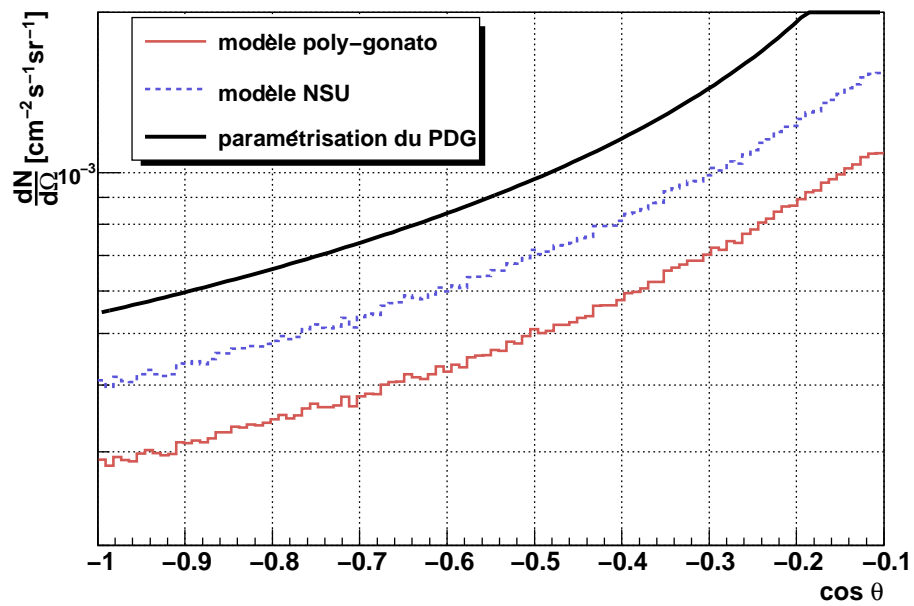


FIGURE IV.10 – Paramétrisation du PDG et paramétrisations issues des modèles NSU et poly-gonato au niveau de la mer en fonction de l'angle ($E_\mu > 1$ TeV).

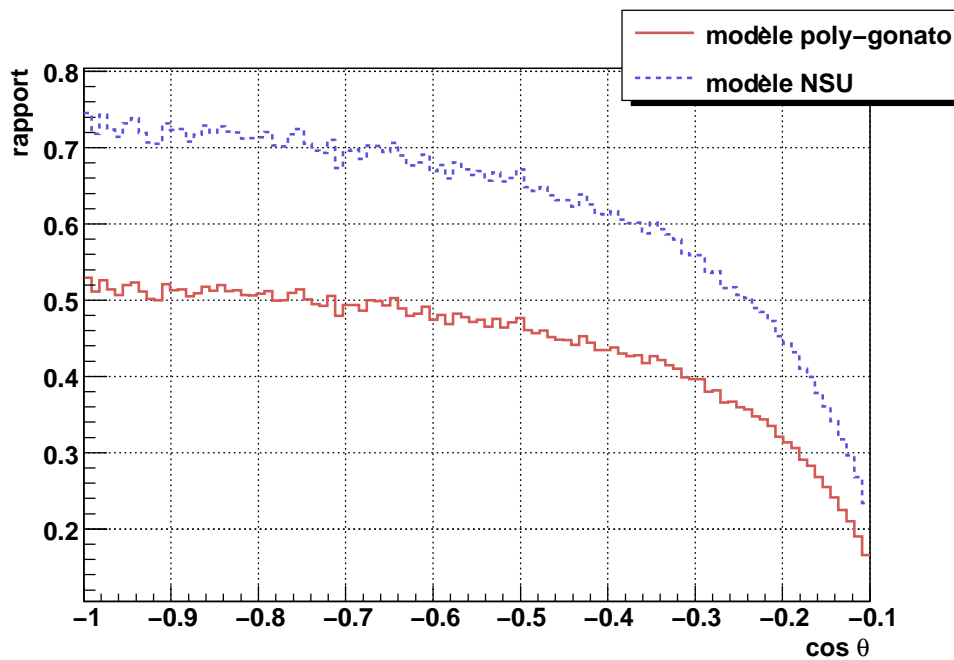


FIGURE IV.11 – Rapport des paramétrisations issues des modèles NSU et poly-gonato avec la paramétrisation du PDG au niveau de la mer en fonction de l'angle ($E_\mu > 1$ TeV).

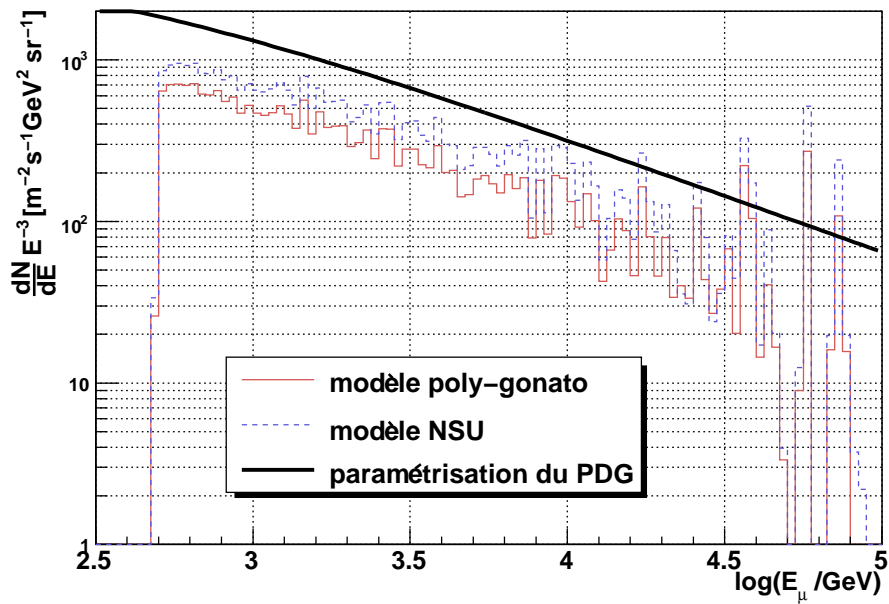


FIGURE IV.12 – Flux vertical issu des paramétrisations du PDG, des modèles NSU et poly-gonato au niveau de la mer en fonction de l'énergie.

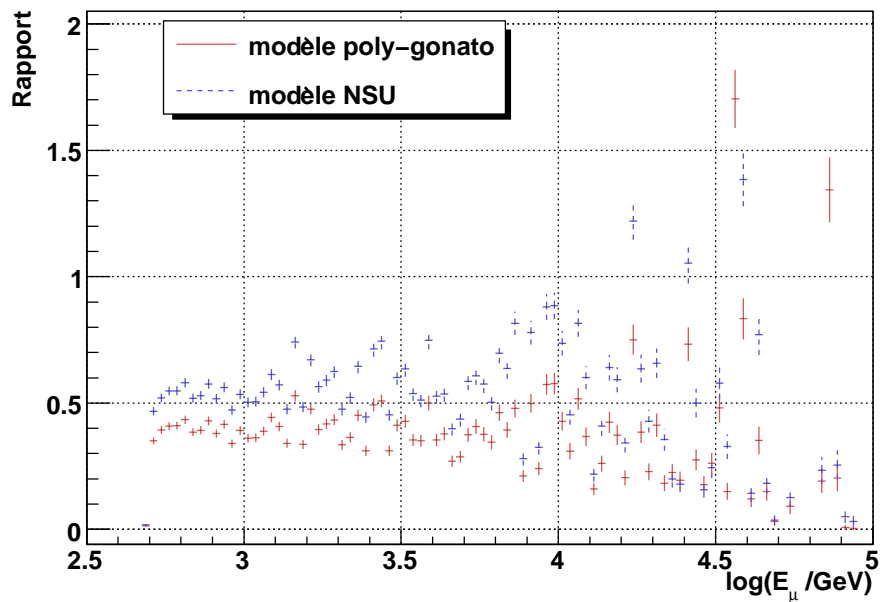


FIGURE IV.13 – Rapport du flux vertical issu des modèles NSU et poly-gonato au niveau de la mer en fonction de l'énergie avec le flux vertical issu de la paramétrisation du PDG.

3 Propagation des muons jusqu'au détecteur

Pour la propagation des muons dans la mer, la collaboration ANTARES utilise le programme MUSIC (*MUon Simulation Code*) [86]. MUSIC prend en compte les processus d'interaction des muons avec la matière : bremsstrahlung, diffusion inélastique, production de paires, ionisation. Ces processus sont pris en compte de façon stochastique si la fraction de perte en énergie du muon est supérieure à $10^{-3}E$. Le libre parcours moyen du muon entre deux interactions pour une perte d'énergie de 10^{-3} est environ de 20 hg.cm^{-2} . Dans le cadre de MUSIC, les muons sont déviés via des processus de diffusions multiples, de bremsstrahlung, des diffusions inélastiques et de la production de paires.

Les pertes énergétiques des muons s'expriment suivant la formule de Barrett (formule II.7). Les pertes énergétiques des différents types de processus radiatifs sont présentées à la figure II.8. Mais l'ionisation peut-être considérée comme un processus continu alors que les autres processus doivent être traités différemment quand ils induisent de grosses pertes énergétiques. La perte d'énergie est alors séparée en deux parties : les pertes continues calculées avec la formule de Bethe-Bloch et les pertes stochastiques.

Résultats obtenus sur la canette CORSIKA simule la propagation des muons du haut de l'atmosphère jusqu'au niveau de la mer. Le programme MUSIC propage les muons de la mer jusqu'au niveau du volume sensible du détecteur. Ce volume de génération est appelé canette. MUPAGE engendre directement les muons sur cette canette. La lumière Tcherenkov des muons n'est simulée qu'à l'intérieur de ce volume pour réduire le temps de calcul.

La taille de cette canette dépend du volume instrumenté et des propriétés optiques de l'eau (afin de prendre en compte la propagation de la lumière dans l'eau). La canette est définie comme le maximum de la distance entre les modules optiques et le centre de gravité du détecteur à laquelle on ajoute $L = 2,5\lambda_{abs}$ avec λ_{abs} la longueur d'absorption de l'eau $\lambda_{abs} \approx 55 \text{ m}$ (figure IV.14). La canette peut être considérée comme le volume de détection : le rayon varie entre 238 et 312 m, et la hauteur entre 584 et 592 m pour le détecteur 5 lignes.

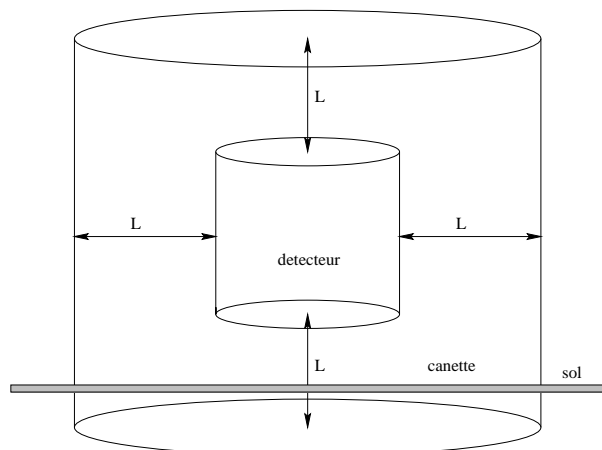


FIGURE IV.14 – Canette autour du détecteur. Les dimensions de la canette sont différentes selon les modèles utilisées : le rayon varie entre 238 et 312 m, et la hauteur entre 584 et 592 m pour le détecteur 5 lignes.

Okada [44] a paramétrisé le flux de muons à une énergie E , une profondeur D et un angle θ donnés,

on peut alors comparer avec ce résultat :

$$F(E, D, \Theta) = \frac{c_1(e^{c_2 X} - c_3)^{-\beta} \{1 + E/G_1(X)\}^{1-\beta}}{(\cos \theta^*)^{G_0(X,E)} \{1 + E/G_2(X)\}} (m^{-2} s^{-1} sr^{-1}) \quad (IV.13)$$

$$\begin{aligned} c_1 &= 7,07 \times 10^{-4}, c_2 = 3,084 \times 10^{-4}, c_3 = 0,979, \beta = 2,57 \\ G_0(X, E) &= 1 - 28/(E + 0.1X) \\ G_1(X) &= (X - 250)(1,812 \times 10^{-9} X^2 - 5,798 \times 10^{-5} X + 0,5267) \\ G_2(X) &= 4,25 \times 10^{-2} X + 130, X = D \sec \theta \end{aligned}$$

La paramétrisation d'Okada donne le nombre total de muons par unité de surface où D s'exprime en $hg.cm^{-2}$ de temps et d'angle solide. La somme du nombre de muons de nos simulations devrait être en accord avec cette paramétrisation.

Au niveau moyen de la canette (≈ -1995 m), les flux issus de notre simulation présentent un déficit du même ordre de grandeur que le déficit au niveau du sol (figures IV.15 et IV.16). Néanmoins les flux que nous avons simulés avec CORSIKA sont en accord de forme avec la paramétrisation d'Okada définie par l'équation IV.13 à 20% près comme le montre la figure IV.16. Le flux issu de la simulation MUPAGE est en accord avec la paramétrisation d'Okada. Sur le haut de la canette, les rapports entre les différents flux obtenus avec les simulations et la paramétrisation d'Okada sont plats, seule les normalisations ne sont pas respectées pour les simulations issues de CORSIKA.

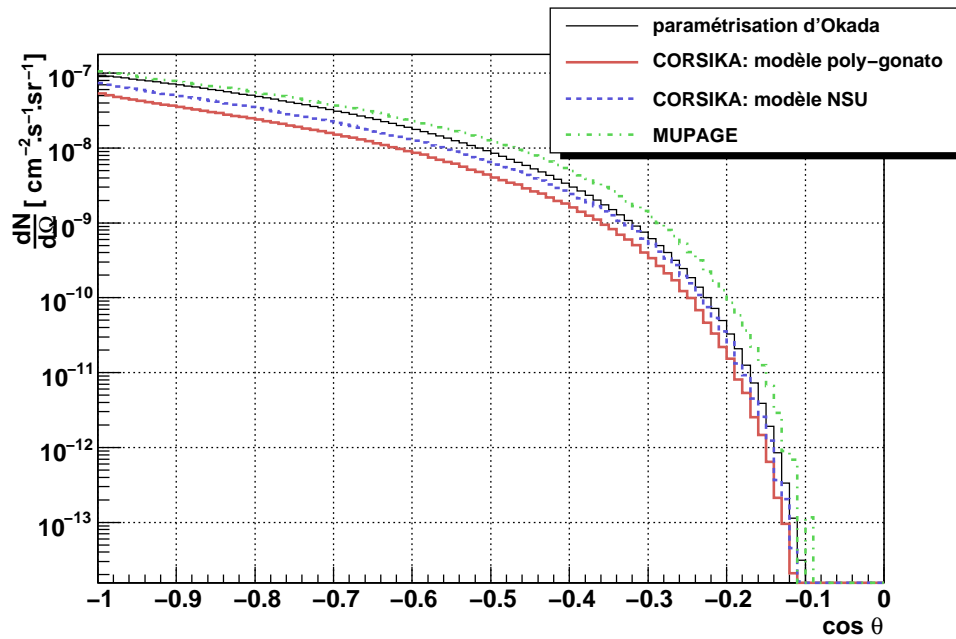


FIGURE IV.15 – Flux issus de la paramétrisation d’Okada, des modèles NSU et poly-gonato et de la simulation issue de MUPAGE au niveau de la canette en fonction de l’angle.

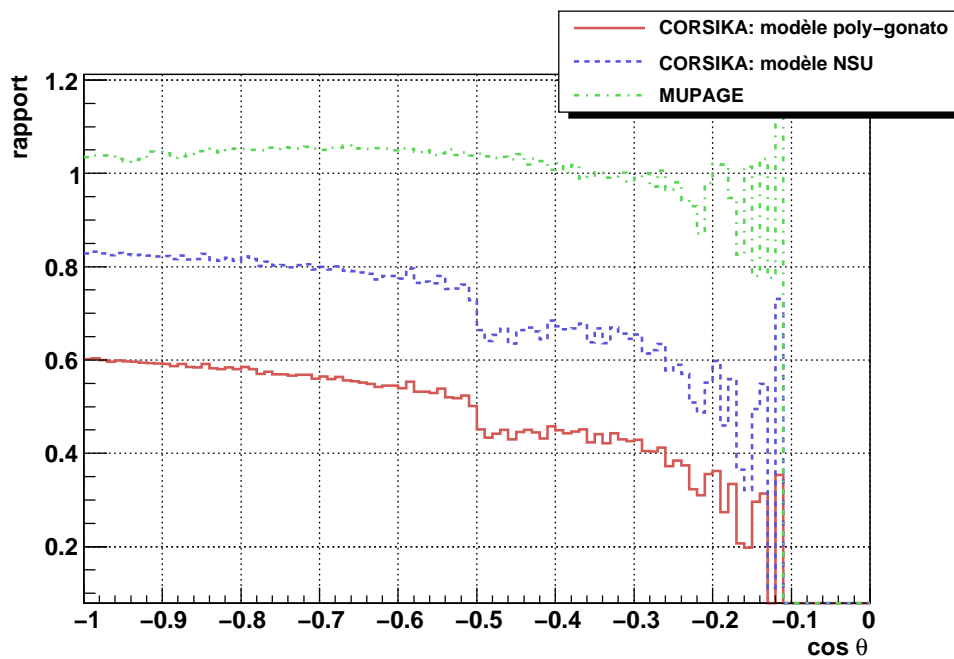


FIGURE IV.16 – Rapport des flux issus des modèles NSU et poly-gonato et de la simulation issue de MUPAGE avec la paramétrisation d’Okada au niveau du haut de la canette en fonction de l’angle. La baisse du flux de $\approx 12\%$ à $\cos \theta = -0,5$ serait due à un déficit en muon de la simulation issue de CORSIKA pour les angles inférieurs à 120° .

4 Simulation du détecteur

Les muons émettent des photons Tcherenkov qui sont diffusés dans l'eau. Un muon détectable par le détecteur produit un grand nombre de photons Tcherenkov. Or, propager les photons individuellement demande une grande puissance de calcul. La propagation des muons à l'intérieur de la canette est assurée par le programme KM3, qui simule par des techniques de Monte Carlo, la lumière émise par les muons et par les particules secondaires. La réponse du photo-multiplicateur 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 GEANT4. 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 décrits au paragraphe 4.1. 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 sur les modules optiques. 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 photo-multiplicateurs 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, une gerbe électromagnétique est susceptible de se produire aléatoirement le long du segment. Elle sera ensuite examinée indépendamment et traitée grâce aux tables des électrons.

4.1 Longueur d'atténuation dans l'eau

Les propriétés optiques de la lumière dans l'eau sur le site ANTARES ont été étudiées en termes d'absorption et de diffusion de la lumière. L'absorption de la lumière limite l'étalement spatial d'un événement. La longueur de diffusion influe sur la précision angulaire de la reconstruction, on définit l'atténuation globale par la formule suivante :

$$\frac{1}{\lambda_{\text{atténuation}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{absorption}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{diffusion}}} \quad (\text{IV.14})$$

Des mesures in situ ont été effectuées [87] permettant d'obtenir les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{absorption}} &= 55 \pm 0,5 \text{ m} \\ \lambda_{\text{diffusion effective vers l'avant}} &= 265 \pm 4 \text{ m} \\ \lambda_{\text{atténuation}} &= 45,5 \pm 0,5 \text{ m} \end{aligned}$$

à 470 nm de longueur d'onde. La longueur d'atténuation en fonction de longueur d'onde est présentée à la figure IV.17. Les carrés noirs représentent les mesures effectuées in situ, la ligne violette la distribution de la longueur d'onde utilisée dans la simulation et la ligne bleue la distribution de Smith Baker.

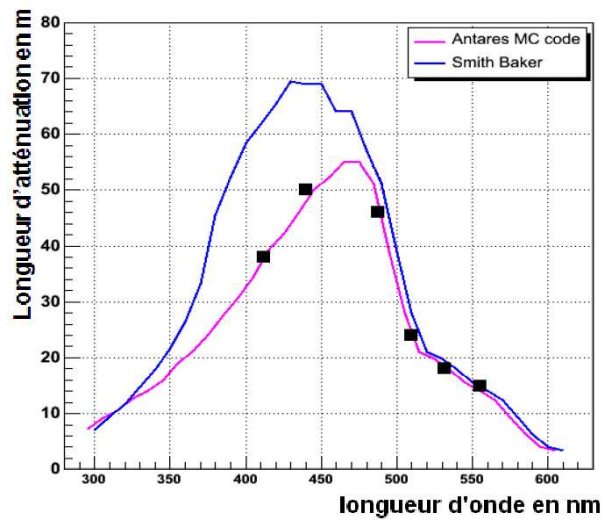


FIGURE IV.17 – Longueur d’atténuation dans l’eau en fonction de la longueur d’onde de la lumière. Les carrés noirs représentent les mesures in situ [88]. Les carrés noirs représentent les mesures effectuées in situ, la ligne violette la distribution de la longueur d’onde utilisée dans la simulation et la ligne bleue la distribution de Smith Baker.

4.2 Acceptance des modules optiques

L’acceptance des modules optiques a été mesurée à terre, et simulée avec une méthode de *ray tracing* et avec GEANT 4. Ces différents résultats sont présentés à la figure IV.18. Cette mesure est très importante pour notre étude : la lumière Tcherenkov des muons descendants touche les modules optiques à la limite de la surface sensible, là où l’erreur relative est importante, on atteint la limite de détection où la précision de tous les points de mesure compte. On comprend alors que l’acceptance angulaire peut être une grande source d’incertitudes dans la mesure du flux de muons. La première mesure de l’acceptance angulaire [46] donnait un fort désaccord entre les données et la simulation. La difficulté que nous avons eu à obtenir cet accord a justifié de nouvelles mesures de cette acceptance angulaire.

Afin de mesurer l’acceptance angulaire, un module optique a été placé dans un cylindre de 150 cm de diamètre et de 170 cm de hauteur rempli d’eau. A l’aide de scintillateurs plastiques, la direction des muons issus des rayons cosmiques a été mesurée permettant de déterminer la direction du photon Tcherenkov correspondant. L’erreur dans cette mesure pourrait provenir d’une large diffusion des photons dans l’eau du cylindre. Une simulation avec GEANT 4 de la cuve en modélisant le photo-multiplicateur (géométrie, efficacité de collection) permet une comparaison avec la méthode du *ray tracing*.

La méthode du *ray tracing* simule un photon pendant son trajet en prenant comme hypothèse que son trajet est une ligne sur des courtes distances. Elle utilise alors une dérivée locale dans le milieu pour calculer la nouvelle direction prenant en compte les réflexions et les réfractions. Pour ce faire, on utilise une modélisation du module optique comprenant le photo-multiplicateur et le gel dans la sphère.

Les deux simulations sont compatibles pour tous les angles mais incompatibles avec la mesure à grand angle. Si on ajoute de la diffusion sur la paroi du tank, on diminue le désaccord entre la simulation et les données.

A l’heure actuelle, l’acceptance utilisée est celle issue de la simulation GEANT4. La différence d’acceptance angulaire a été mesurée pour deux modules optiques différents (figure IV.19). On obtient une différence d’acceptance angulaire de modules optiques en modules optiques d’environ 20% probable-

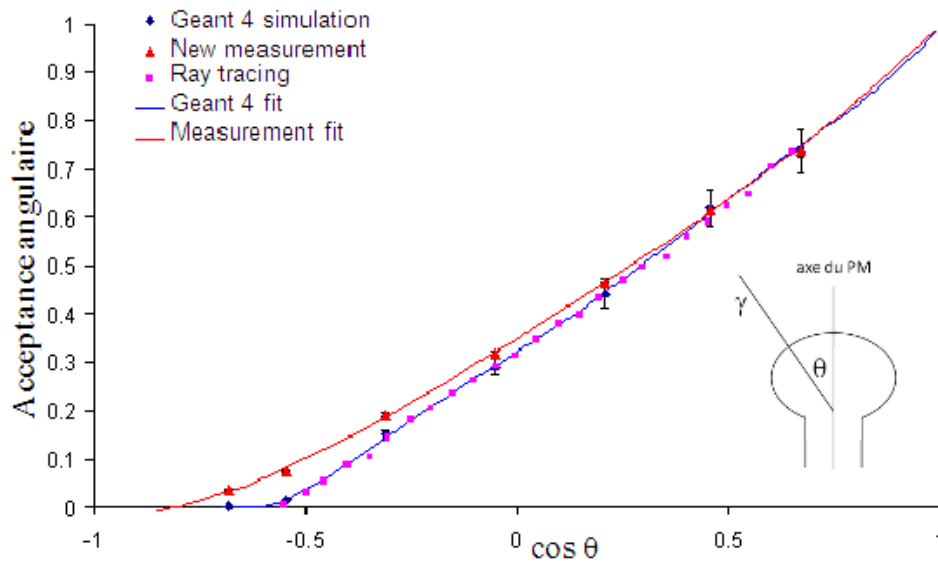


FIGURE IV.18 – Acceptance angulaire du module optique en fonction de l’angle entre le photon et l’axe central du photo-multiplicateur. Les différentes paramétrisations du module optique : en rouge, les mesures ; en rose, paramétrisation obtenue par une méthode de *ray tracing* ; en bleu, paramétrisation obtenue par une simulation GEANT 4.

ment due à une différence lors du dépôt de la photocathode.

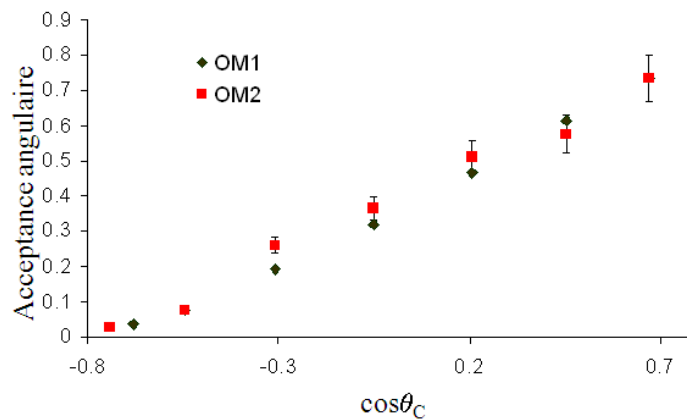


FIGURE IV.19 – Acceptance angulaire mesurée pour deux modules optiques différents en fonction de l’angle entre le photon et l’axe du photo-multiplicateur.

Conclusion

En résumé, la simulation des muons descendants comporte de nombreuses inconnues qui sont en cours d’étude par la collaboration. Il faudra prendre en compte ces inconnues lors de l’étude des erreurs

systematiques que sont la composition des rayons cosmiques, les modèles d'interaction hadronique, la multiplicité, l'acceptance angulaire des modules optiques et la longueur d'absorption. Au vu de la formule III.12, la forme de certaines distributions issues de la simulation est importante, la normalisation absolue sera mesurée à l'aide des données.

Chapitre V

Etude de la multiplicité

La multiplicité est définie comme le nombre de muons dans une gerbe atmosphérique. On peut choisir différentes définitions de la multiplicité :

- nombre de muons traversant le détecteur
- nombre de muons produisant au moins un signal dans un photo-multiplicateur du détecteur
- nombre de muons donnant au moins 6 coups dans le détecteur, permettant une éventuelle reconstruction de la direction de chacun d'entre eux

Le but de cette étude est d'isoler les muons uniques traversant le détecteur des gerbes de muons contenant plus d'un muon. D'une part la proportion des muons uniques et la mesure de la multiplicité des événements permettrait d'imposer des contraintes sur la composition des rayons cosmiques et l'énergie des gerbes. D'autre part les muons uniques permettent une meilleure étude de la performance et de l'étalonnage du détecteur.

1 La multiplicité dans la simulation

1.1 Comparaison de la multiplicité à différents niveaux de la simulation

La multiplicité d'une gerbe de muons à ≈ 2000 m de profondeur est un des facteurs inconnus modifiant la réponse du détecteur aux muons descendants. La multiplicité des événements simulés sur la surface de génération peut atteindre de très grandes valeurs (figure V.5). Le tableau V.1 résume la multiplicité aux différentes étapes des simulations. Pour comparer les modèles, nous utiliserons des échantillons à basse multiplicité (nombre de muons inférieur à 100). La multiplicité "à 1995 m" correspond à une multiplicité générée sur le haut de la canette définie figure IV.14 (figure V.1). Les autres lignes du tableau prennent en compte la réponse du détecteur : tout d'abord le nombre de muons ayant donné au moins un coup chacun dans le détecteur (figure V.2), puis le nombre de muons ayant donné au moins un coup chacun dans le détecteur après passage du système de déclenchement (figure V.3), ensuite le nombre de muons de la gerbe dont la trace moyenne est reconstruite, enfin le nombre de muons ayant donné au moins 6 coups chacun dans le détecteur dont la trace de la gerbe est reconstruite (figure V.4).

La différence entre la multiplicité à 1995 m et le nombre de muons ayant donné au moins un coup dans le détecteur est petite. Donc les muons qui arrivent sur la canette sont quasiment tous vus par le détecteur. En revanche l'algorithme de filtrage favorise les hautes multiplicités avec une augmentation d'un facteur 2,4. Les muons qui passent le filtrage font pratiquement tous partie d'une gerbe dont la trace moyenne est reconstruite. Cependant la multiplicité décroît lorsque l'on applique le critère des 6 coups, puisque les muons ayant donné peu de coups ne sont plus comptabilisés.

Les deux modèles utilisés dans la simulation issue de CORSIKA ont une multiplicité quasi-identique

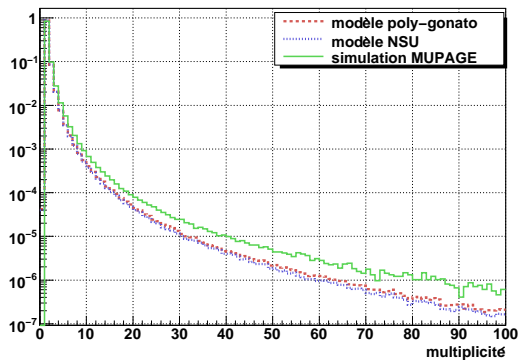


FIGURE V.1 – Histogramme normalisé du nombre de muons au niveau de la canette.

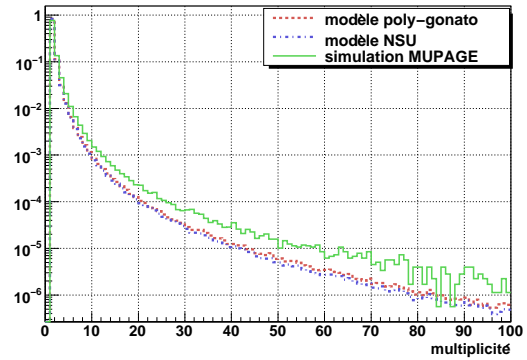


FIGURE V.2 – Histogramme normalisé du nombre de muons ayant donné au moins un coup dans le détecteur 5 lignes.

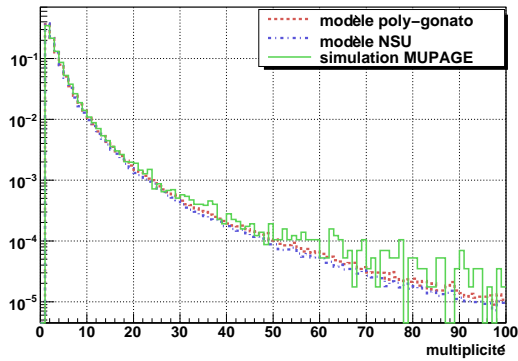


FIGURE V.3 – Histogramme normalisé du nombre de muons ayant passé l’algorithme de filtrage pour un détecteur 5 lignes.

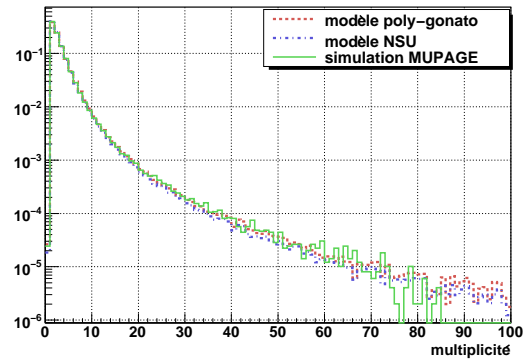


FIGURE V.4 – Histogramme normalisé du nombre de muons ayant donné au moins 6 coups chacun dans le détecteur 5 lignes.

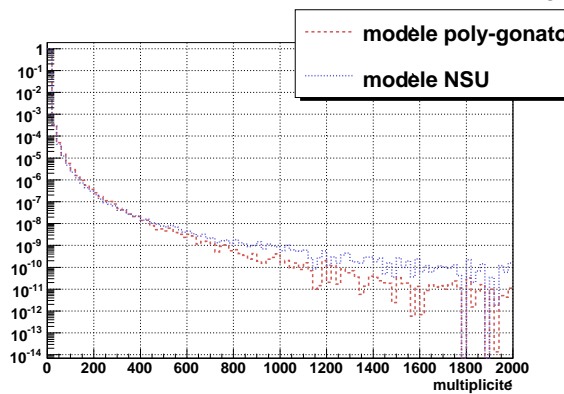


FIGURE V.5 – Multiplicité dans la simulation issue de CORSIKA. Une gerbe peut être constituée de 2000 muons au niveau de la canette.

simulation	CORSIKA	CORSIKA	MUPAGE
modèle	poly-gonato	NSU	HEMAS
modèle d'interactions hadroniques	QGSJET01	QGSJET01	DPMJetII.4
multiplicité à 1995 m	1, 22	1, 21	1, 31
nombre de muons ayant donné au moins un coup	1, 37	1, 36	1, 58
nombre de muons après filtrage ($N_{coup} \geq 1$)	3, 40	3, 37	3, 77
nombre de muons de la gerbe dont la trace moyenne est reconstruite	3, 35	3, 20	3, 31
nombre de muons ayant donné au moins 6 coups chacun	2, 86	2, 75	2, 83

TABLE V.1 – Multiplicité moyenne à différentes étapes de la simulation pour une multiplicité inférieure à 100 muons.

juste avant le filtrage des événements, la différence est notable après filtrage avec une différence de 10%. Une différence entre 8% et 13% avant le filtrage des événements est observée entre les simulations issue de CORSIKA et de MUPAGE. La reconstruction diminue la différence entre les simulations étudiées.

1.2 Les muons et l'algorithme de filtrage 3N

Dans cette partie nous nous concentrerons sur les muons qui passent dans le volume du détecteur et sur les muons qui ont donné un signal dans un photo-multiplicateur du détecteur afin d'étudier l'impact de la multiplicité sur le filtrage. Pour ce faire, nous utiliserons la simulation CORSIKA avec le modèle *poly-gonato*. Cet effet a été étudié dans [89] pour un détecteur à une ligne, nous étudierons l'effet du filtrage dans le cas d'un détecteur 5 lignes. Les figures V.6 et V.7 présentent les distributions de multiplicité pour ces deux définitions. Les multiplicités moyennes et les fractions de muons isolés sont données dans les tables V.2 et V.3. Après l'application de l'algorithme de filtrage, le nombre de muons traversant le détecteur et celui ayant donné un coup sont très proches. En effet la condition de déclenchement nécessite 5 L1, soit au moins 10 coups dans le détecteur. Pour les gerbes de faible multiplicité qui passent le filtrage, tous les muons donnent un coup alors que pour les gerbes de haute multiplicité, certains muons de la gerbe ne donneront pas de coups dans le détecteur.

	avant filtrage	après filtrage
multiplicité moyenne	1,21	3,61
fraction de muons isolés	0,88	0,38

TABLE V.2 – Multiplicité moyenne et fraction de muons isolés pour tous les muons traversant le détecteur

Nous pouvons distinguer deux régimes différents sur les figures V.8, V.9, V.10 et V.11. En dessous d'une énergie du primaire inférieure à 100 TeV, les gerbes ne contiennent qu'un muon. Pour les énergies du primaire supérieures à 300 TeV, la multiplicité augmente avec l'énergie. L'effet du filtrage est peu visible.

Les figures V.8 et V.9 montrent que les événements de grande multiplicité sont dominés par les angles inférieurs à 45°. La multiplicité diminue avec l'angle zénithal θ pour une énergie du primaire donnée.

	avant filtrage	après filtrage
multiplicité moyenne	1,10	3,30
fraction de muons isolés	0,93	0,37

TABLE V.3 – Multiplicité moyenne et fraction de muons isolés pour les muons donnant un signal dans le détecteur

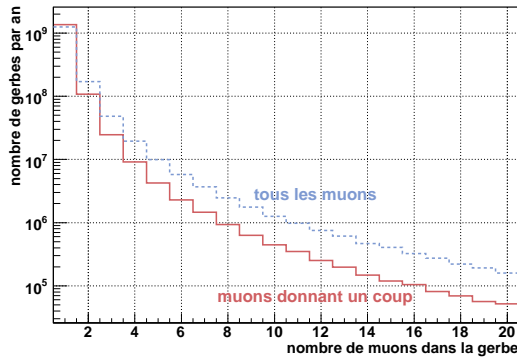


FIGURE V.6 – Nombre de muons d'une gerbe avant passage de l'algorithme de filtrage

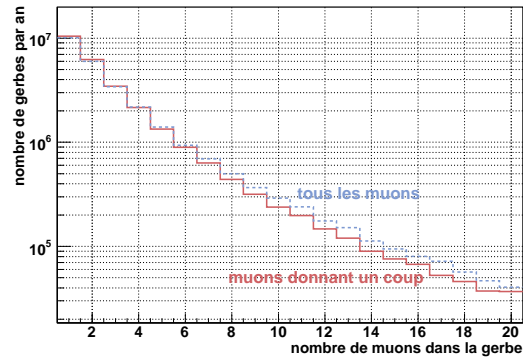


FIGURE V.7 – Nombre de muons d'une gerbe après passage de l'algorithme de filtrage

En effet l'énergie perdue par les muons augmente avec l'angle de pénétration θ à cause de l'épaisseur de matière qu'ils traversent. Les gerbes issues des protons sont de multiplicité plus faible que les gerbes issues du fer (figures V.10 et V.11) pour une énergie du primaire identique, ce qui est attendu.

La fraction d'énergie emportée par le muon (figures V.12 et V.13) diminue avec θ et avec l'énergie du primaire. En effet la multiplicité augmente avec l'énergie du primaire, la part d'énergie de chacun des muons diminue donc avec l'énergie. De plus ne sont conservés que les rayons cosmiques dont l'énergie par nucléon est supérieure à 1 TeV. Au niveau du sol une énergie de 500 GeV (1 TeV pour les muons inclinés, $\theta < 60^\circ$) est requise. Ces deux coupures biaisent notre simulation : si la coupure sur l'énergie des muons au sol était moindre, la fraction d'énergie emportée chuterait.

L'analyse qui suit montre l'effet du filtrage des événements du détecteur ANTARES 5 lignes sur la sélection des événements dus à des rayons cosmiques de composition différente, en comparant les muons ayant donné un coup dans le détecteur et ceux qui appartiennent à un événement ayant passé l'algorithme de filtrage.

1.2.a Composition et énergie des rayons cosmiques

Les figures V.14 et V.15 montrent en noir le flux total de rayons cosmiques primaires observés en ayant donné un coup dans le détecteur et ayant passé l'algorithme de filtrage. Les spectres obtenus pour différentes coupures en angle sont aussi présentés.

Le spectre est dominé par les énergies comprises entre 1 TeV et 10 PeV. Le spectre est plus dur pour des coupures en angle de plus en plus élevé, ce qui est dû à l'absorption des muons dans l'eau augmentant avec l'angle. Le filtrage élimine les événements à basse énergie.

Les contributions des différents noyaux sont représentées aux figures V.16 et V.17. Les éléments les plus lourds contribuent aux grandes énergies. Les coupures à 1 TeV/nucléon et 100 PeV/nucléon sont des

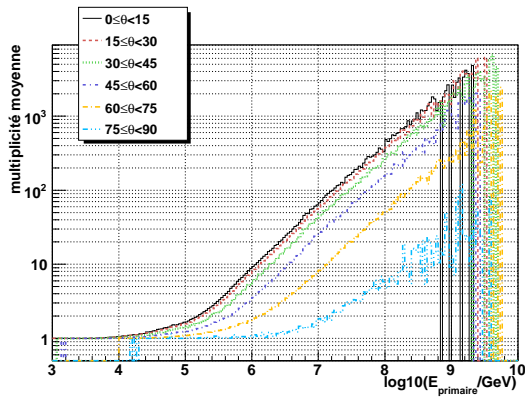


FIGURE V.8 – Multiplicité de la gerbe en fonction de l'énergie du primaire pour différents angles avant passage de l'algorithme de filtrage.

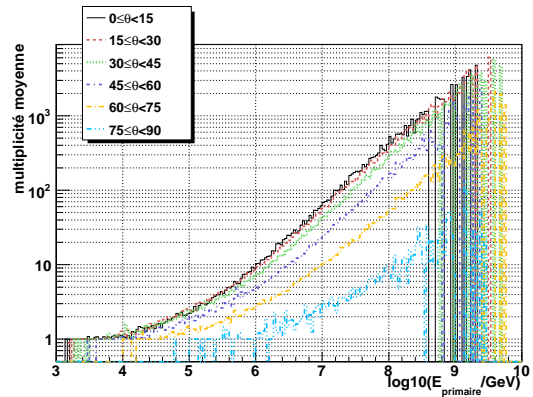


FIGURE V.9 – Multiplicité de la gerbe en fonction de l'énergie du primaire pour différents angles après le filtrage.

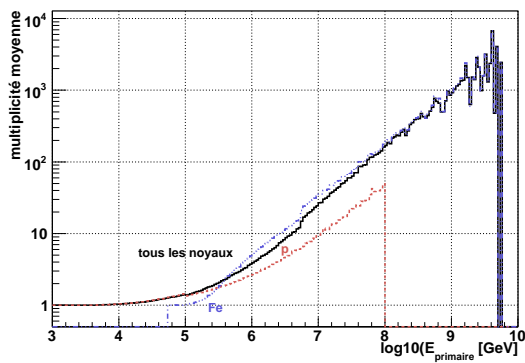


FIGURE V.10 – Multiplicité de la gerbe en fonction du primaire avant passage de l'algorithme de filtrage.

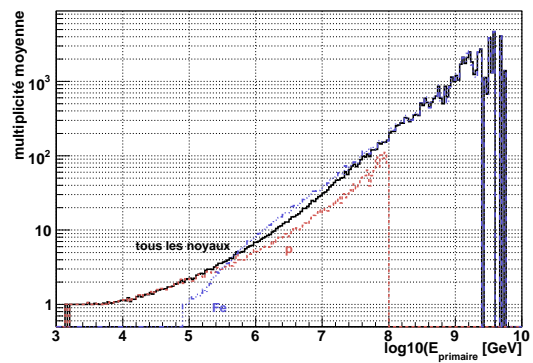


FIGURE V.11 – Multiplicité de la gerbe en fonction du primaire pour différents angles après le filtrage.

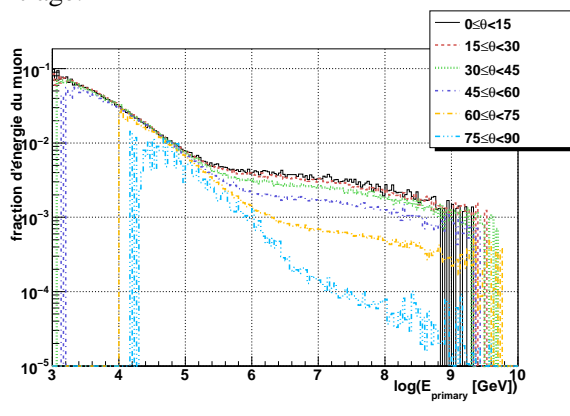


FIGURE V.12 – Fraction d'énergie emportée par le muon en fonction de l'énergie du primaire à différents angles avant passage de l'algorithme de filtrage.

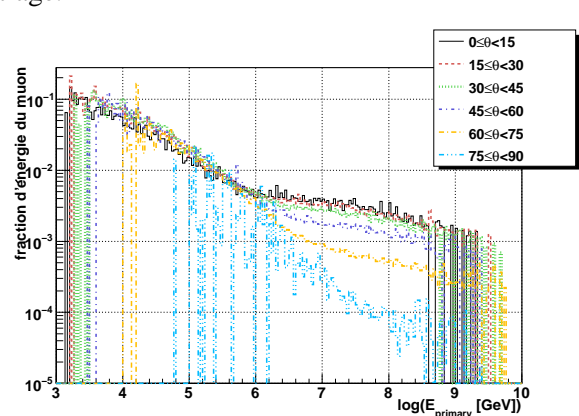


FIGURE V.13 – Fraction d'énergie emportée par le muon en fonction de l'énergie du primaire à différents angles après le filtrage.

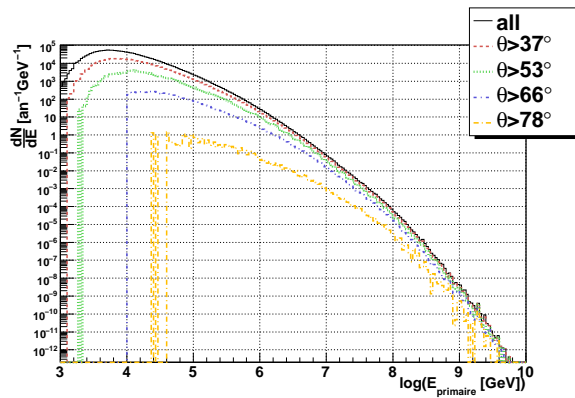


FIGURE V.14 – Flux de primaires dont les muons ont donné un coup dans le détecteur. En noir le flux total, les courbes de couleur montrent l’influence d’une coupure en angle sur ce spectre.

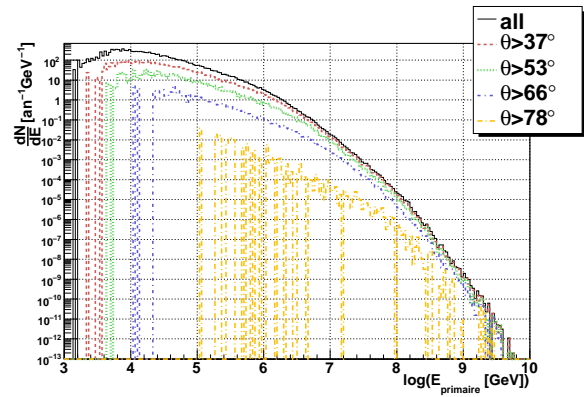


FIGURE V.15 – Flux de primaires observé après l’algorithme de filtrage du détecteur ANTARES 5 lignes. En noir le flux total, les courbes de couleur montrent l’influence d’une coupure en angle sur ce spectre.

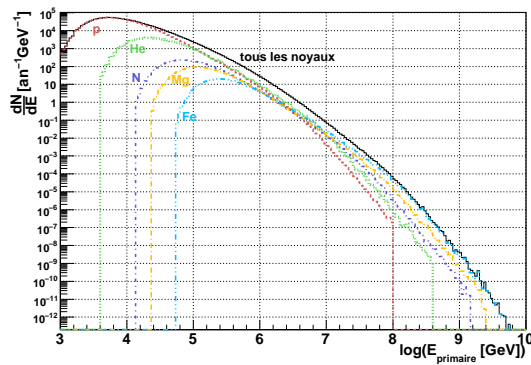


FIGURE V.16 – Spectre des primaires ayant donné un coup dans le détecteur.

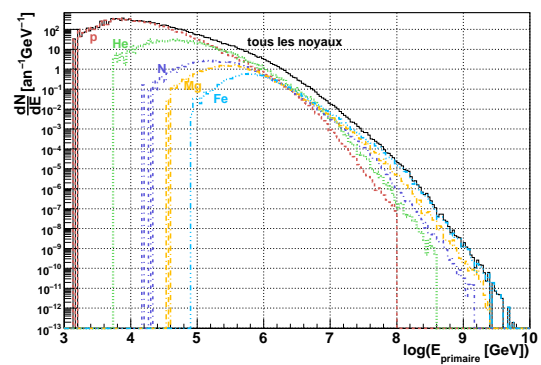


FIGURE V.17 – Spectre des primaires ayant passé l’algorithme de filtrage.

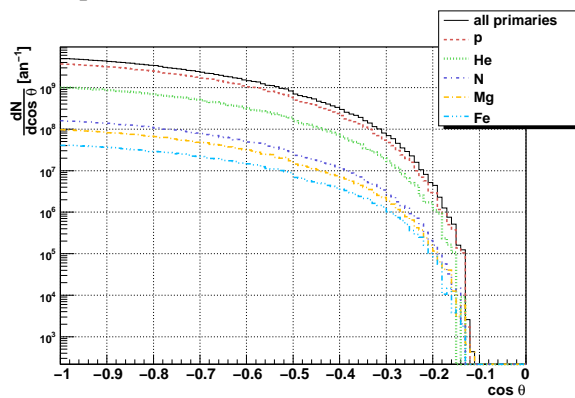


FIGURE V.18 – Angle zénithal pour les différents noyaux des primaires ayant donné un coup dans le détecteur.

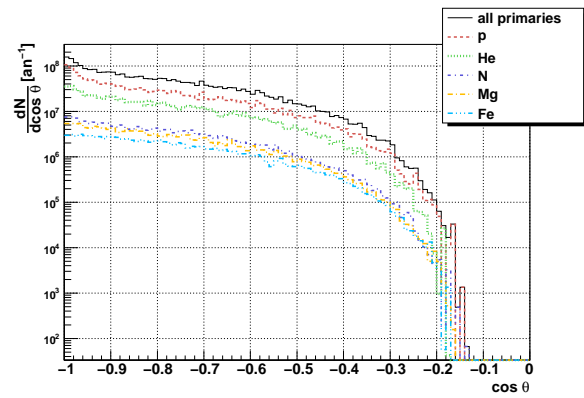


FIGURE V.19 – Angle zénithal pour les différents noyaux des primaires ayant passé l’algorithme de filtrage.

artefacts de la simulation. La coupure à 1 TeV/nucléon n'impacte pas sur les muons verticaux :

- les protons d'énergie inférieure à 1 TeV constituent une petite partie des événements et peuvent être négligés
- les noyaux les plus lourds ne contribuent pas à basse énergie et peuvent être négligés.

De même la coupure à 100 PeV/nucléon n'impacte pas sur le spectre.

noyau	avant filtrage en %	après filtrage en %
p	73,2	56,6
He	20,6	27,2
N	3,3	7,0
Mg	2,0	5,6
Fe	0,9	3,6

TABLE V.4 – Proportions des différents éléments avant et après filtrage.

La table V.4 donne les proportions des différents éléments avant et après filtrage. L'algorithme de filtrage favorise les éléments lourds.

1.2.b L'angle zénithal

Les figures V.18 et V.19 montrent la distribution angulaire des gerbes de muons atmosphériques. La forme avant filtrage est attendue, mais le filtrage induit un biais dans la forme : une accumulation à $\cos \theta = -1$. Les noyaux légers donnent des gerbes de muons dont l'énergie est plus basse et la multiplicité plus faible. L'accumulation à $\cos \theta = -1$ serait dû au fait que l'algorithme de filtrage favorise les événements ayant touchés une ligne du détecteur.

2 Comparaison de quelques variables entre les données et les simulations

Afin de séparer les muons isolés des gerbes contenant plusieurs muons, deux études ont été effectuées. La première utilise une seule variable discriminante alors que la seconde utilise une analyse multivariée. Cette partie présente les différentes variables utilisées pour ces analyses.

Une comparaison entre la simulation issue de CORSIKA (modèle *poly-gonato* et modèle NSU), la simulation issue de MUPAGE et avec les données 5 lignes du mois de juin 2007 est effectuée.

Les données prises par le détecteur sont réparties en quatre lots :

- données "or" : ligne de base du taux de comptage < 120 kHz et une fraction du temps pendant lequel on observe des sursauts de taux de comptage imputable à la bioluminescence inférieure à 20% (voir II. 2.2.b)
- données "argent" : ligne de base du taux de comptage < 120 kHz et une fraction du temps pendant lequel on observe des sursauts de taux de comptage imputable à la bioluminescence inférieure à 40%
- données "cuivre" : ligne de base du taux de comptage < 120 kHz et une fraction du temps pendant lequel on observe des sursauts de taux de comptage imputable à la bioluminescence inférieure à 100%
- les autres données

Nous utilisons ici ainsi que pour le calcul du flux de muons (chapitre VI) les données "or" 5 lignes du mois de juin 2007 pour un total de 17,8 jours de données et 2,3 millions d'événements ayant passé le filtre.

Dans cette partie un muon est comptabilisé dans la multiplicité totale s'il donne au moins 6 coups dans le détecteur après passage du système de déclenchement.

2.1 Qualité de la reconstruction : Λ

La qualité de la reconstruction est mesurée par la variable :

$$\Lambda = \frac{-\log P}{N_{\text{degrés de liberté}}} + 0,1(N_{\text{comp}} - 1) \quad (\text{V.1})$$

avec P la vraisemblance, $N_{\text{degrés de liberté}}$ le nombre de degrés de liberté de la trace à reconstruire et N_{comp} le nombre de solutions de reconstruction compatibles trouvées par le programme de reconstruction. On définit α comme l'angle entre la trace générée et la trace reconstruite :

$$\alpha = \arccos(\vec{v}_{\text{simu}} \cdot \vec{v}_{\text{reco}}) \quad (\text{V.2})$$

avec \vec{v}_{simu} le vecteur directeur de la trace du muon simulé et \vec{v}_{reco} le vecteur directeur de la trace du muon reconstruit. Plus α est petit, plus la reconstruction est précise. Lorsque α augmente, Λ diminue et la reconstruction est moins précise (figure V.20). La différence entre les simulations et les données s'expliquent probablement par le fait que les simulations utilisent une description idéalisée du détecteur (figures V.22 et V.23). Cependant les muons isolés sont mieux reconstruits que les gerbes de muons multiples comme le montre la figure V.21.

La table V.5 montre les moyennes des distributions pour les simulations et les données. La simulation issue de MUPAGE est en meilleur accord avec les données que la simulation issue de CORSIKA. On observe cependant une différence de 7% entre les données et la simulation issue de MUPAGE. Λ étant une variable finale issue de la reconstruction, de nombreux paramètres peuvent être la cause de cette différence. Nous essaierons de déterminer dans la suite de cette étude quelles peuvent être les causes de cette différence.

2. COMPARAISON DE QUELQUES VARIABLES ENTRE LES DONNÉES ET LES SIMULATIONS 121

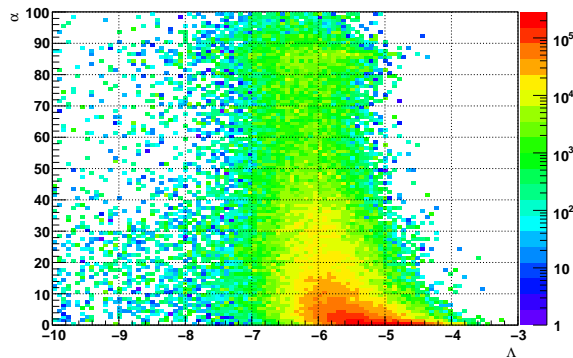


FIGURE V.20 – Λ en fonction de α , l'erreur sur la reconstruction de l'angle.

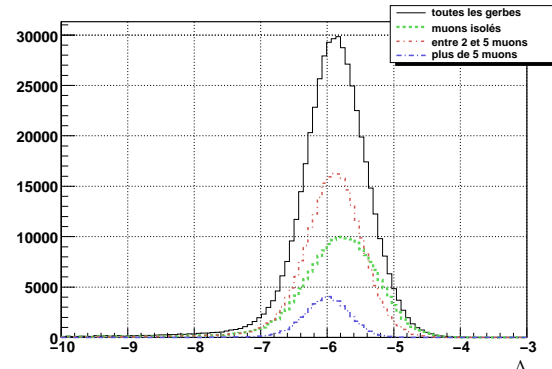


FIGURE V.21 – Λ en fonction de différentes multiplicités pour la simulation MUPAGE.

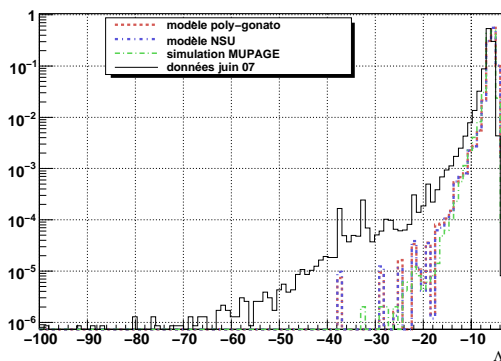


FIGURE V.22 – Λ pour différentes simulations et pour les données "or" de juin 2007.

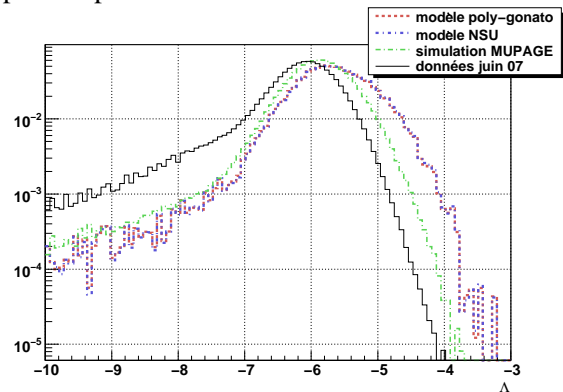


FIGURE V.23 – Zoom sur la distribution de Λ de la figure V.22.

	simulation issue de CORSIKA modèle poly-gonato	simulation issue de CORSIKA modèle NSU	simulation issue de MUPAGE	Données
Λ	-5,73	-5,69	-5,92	-6,28

TABLE V.5 – Valeurs moyennes de Λ .

2.2 Fraction de petits résidus

Les résidus temporels sont définis par la formule :

$$\Delta t = t_{\text{mesuré}} - t_{\text{trace}} \quad (\text{V.3})$$

avec $t_{\text{mesuré}}$ le temps mesuré et t_{trace} le temps de propagation, calculé pour la lumière Tcherenkov directe, entre la trace reconstruite et le module optique touché. Ils permettent de connaître la précision de la reconstruction. La distribution des résidus temporels est présentée dans la figure V.25. La forme de cette distribution peut s'expliquer comme suit :

- la partie entre -5 ns et +5 ns représente les coups issus de la lumière Tcherenkov directe des muons : il s'agit d'un pic centré à 0 qui correspond au premier coup ayant déclenché la reconstruction.

- les résidus inférieurs à -5 ns correspondent aux coups déclenchés par les multi-muons et par le bruit de fond.
- les résidus supérieurs à 5 ns correspondent aux coups diffusés qui sont distribués par une exponentielle décroissante, aux multi-muons et au bruit de fond.
- la bosse à 40 ns est la reprise de la lecture des données par le second ARS, 40 ns étant la somme du temps d'intégration d'un ARS (25 ns) et du temps de passage d'un ARS à un autre (15 ns).

Il existe des différences entre les simulations et les données :

- bosse à 40 ns : comme les ARS n'ont pas tous exactement le même temps de passage de relais (*token ring*) d'un ARS au second, le front de montée de cette bosse s'avachit dans le cas des données ; dans les simulations le front de montée est franc car les ARS sont tous simulés avec un seul temps de passage de relais.
- il y a davantage de résidus au dessus de 40 ns dans les données que dans les simulations : il y a moins de coups diffusés sur les modules optiques dans la simulation que dans les données.
- le désaccord de forme est due à une simulation de l'électronique du détecteur encore insuffisamment fidèle.
- la deuxième bosse à 60 ns est principalement due à un excès d'événements dont la charge de l'événement précédent est grande. Les événements donnant une grande charge sont probablement dus à des événements produisant un second coup dans le photo-multiplicateur. En effet lorsqu'un photon, produit sur une dynode durant la multiplication des électrons, s'échappe de la chaîne de dynodes, il peut interagir avec la photo-cathode et un électron repart alors vers la chaîne de dynodes (V.24). On obtient alors deux événements séparés par 60 ns parce que les dernières dynodes produisent beaucoup plus de photons. La probabilité de cette séquence augmente avec le nombre d'électrons et donc avec la charge du premier coup sur le photo-multiplicateur.

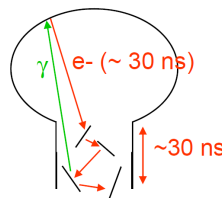


FIGURE V.24 – Mécanisme de création d'un second coup sur un photo-multiplicateur.

La reconstruction des événements se fonde sur l'hypothèse d'un muon isolé quelle que soit la multiplicité réelle des muons dans la gerbe. Les résidus temporels des muons isolés sont davantage centrés en zéro que ceux des gerbes de muons.

Nous avons donc introduit la variable "fraction de petits résidus", Small Residual Fractions -SRF- :

$$\text{SRF} = \frac{\text{res}_{[-5,5]}}{\text{res}_{[-50,100]}} \quad (\text{V.4})$$

avec $\text{res}_{[-5,5]}$ le nombre de résidus temporels compris entre -5 ns et 5 ns et $\text{res}_{[-50,100]}$ le nombre de résidus temporels compris entre -50 ns et 100 ns. Comme les résidus inférieurs à 5 ns correspondent à du bruit de fond, nous utilisons un dénominateur asymétrique. La distribution des résidus étant plus étroite pour les basses multiplicités (figure V.26), la fraction des petits résidus sera plus grande pour les basses multiplicités comme le montre la figure V.28. Mais la comparaison simulation/données est mauvaise (figure V.27) : la queue de la distribution des résidus montrant un grand désaccord entre les simulations et les données. Afin de se concentrer sur le centre de la distribution des résidus (figure V.31),

2. COMPARAISON DE QUELQUES VARIABLES ENTRE LES DONNÉES ET LES SIMULATIONS 123

nous introduisons une variable définie par :

$$\text{SRF}_{\text{réduit}} = \frac{\text{res}_{[-5,5]}}{\text{res}_{[-5,40]}} \quad (\text{V.5})$$

avec $\text{res}_{[-5,40]}$ le nombre de résidus temporels compris entre -5 ns et 40 ns. La comparaison simulation/données est bien meilleure (figure V.29) car l'effet de la simulation de l'ARS par des ARS idéalisés de mêmes caractéristiques est minimisé. Cependant le pouvoir de discrimination est plus faible comme le montre l'étude du paragraphe 3 et la figure V.30.

Les valeurs moyennes des distributions de SRF et $\text{SRF}_{\text{réduit}}$ sont présentées dans la table V.6. La simulation issue de MUPAGE et les données sont en accord à 15% près pour SRF et à 6% près pour $\text{SRF}_{\text{réduit}}$. La simulation issue de CORSIKA décrit moins bien les données que la simulation issue de MUPAGE.

	simulation issue de CORSIKA modèle poly-gonato	simulation issue de CORSIKA modèle NSU	simulation issue de MUPAGE	Données
SRF	0,42	0,42	0,37	0,32
$\text{SRF}_{\text{réduit}}$	0,56	0,57	0,52	0,49

TABLE V.6 – Valeurs moyennes des distributions SRF et $\text{SRF}_{\text{réduit}}$.

2.3 Charge totale

Nous définissons la charge totale de l'événement \mathcal{Q} comme la charge de tous les coups dans le détecteur :

$$\mathcal{Q} = \sum_i q_i \quad (\text{V.6})$$

Nous avons fait le choix de faire la somme des coups utilisés par la reconstruction afin de moyenniser l'impact des coups dus au bruit de fond. La table V.7 et la figure V.35 montrent les différences entre les données et les simulations. Cette différence est due en partie à une simulation imparfaite de la charge (figure V.32) :

- la charge maximum des ARS implémentée dans la simulation est de 20 photo-électrons, ce qui est l'intervalle dynamique choisi pour la simulation. La figure V.32 montre l'accumulation des coups à 20 photo-électrons pour la simulation.
- les ARS utilisés dans la simulation possèdent tous les mêmes caractéristiques.
- la non-linéarité différentielle n'est pas prise en compte ce qui crée une différence importante pour les petites charges.

La charge totale et la charge par coup dans les données sont mieux décrites par la simulation issue de CORSIKA que par celle issue de MUPAGE avec une différence de 13% et 27% respectivement. La charge totale est plus faible dans les données que dans les simulations car la moyenne de la charge par coup pour des charges inférieures à 20 photo-électrons est plus petite dans les données que dans les simulations. Le nombre de coups dans le détecteur est mieux reproduit par la simulation issue de MUPAGE que par celle issue de CORSIKA avec une différence de 5% avec les données en moyenne (figure V.33). Le nombre de coups pour les gerbes de basse multiplicité est plus faible que pour les hautes multiplicités (figure V.34).

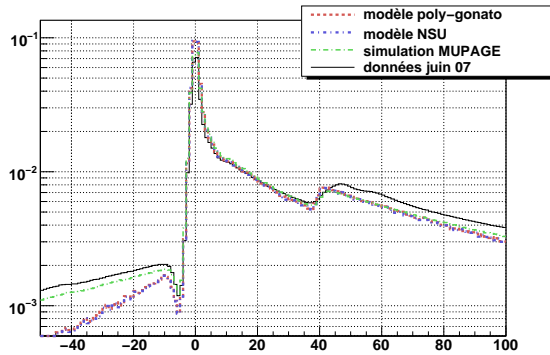


FIGURE V.25 – Comparaison entre les simulations et les données pour les résidus temporels.

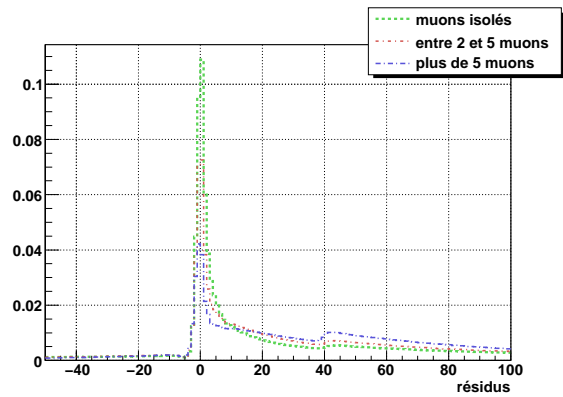


FIGURE V.26 – Distributions normalisées des résidus temporels pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE).

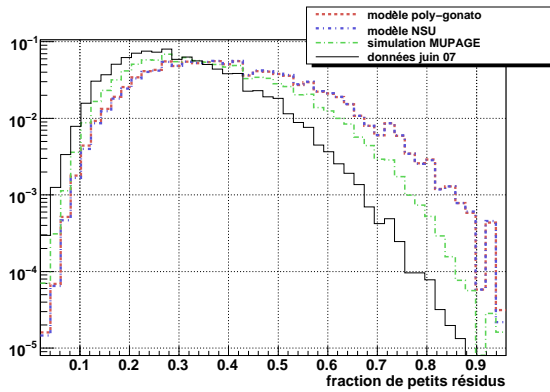


FIGURE V.27 – Comparaison entre les simulations et les données pour SRF.

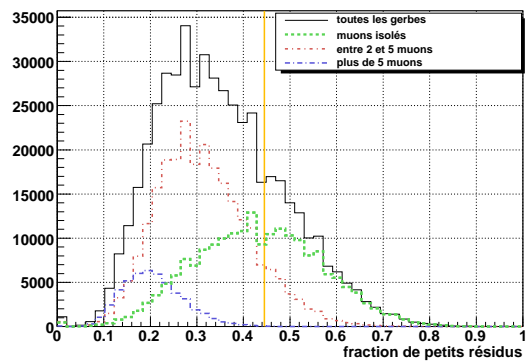


FIGURE V.28 – Distributions de SRF pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE).

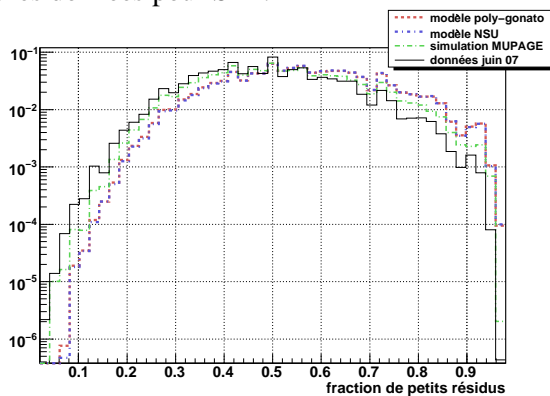


FIGURE V.29 – Comparaison entre les simulations et les données pour $SRF_{réduit}$.

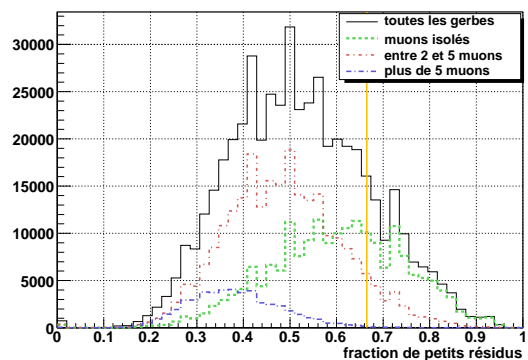


FIGURE V.30 – Distributions de $SRF_{réduit}$ pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE).

2. COMPARAISON DE QUELQUES VARIABLES ENTRE LES DONNÉES ET LES SIMULATIONS 125

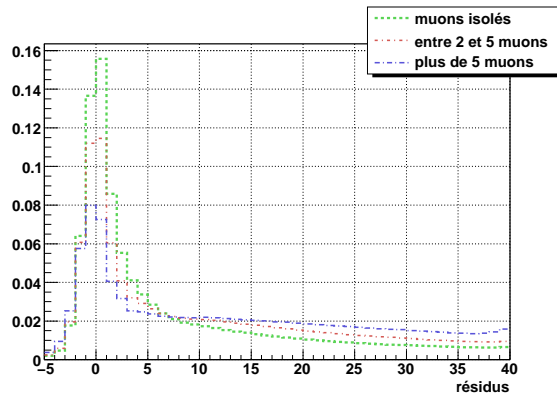


FIGURE V.31 – Comparaison entre les distributions normalisées des résidus temporels pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE) (zoom de la figure V.26).

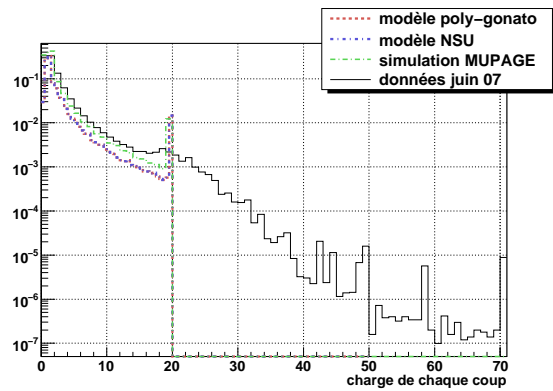


FIGURE V.32 – Comparaison entre les données et les simulations pour les charges de chacun des coups dans le détecteur.

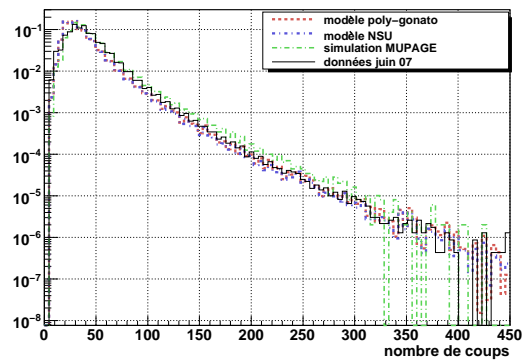


FIGURE V.33 – Comparaison entre les données et les simulations pour le nombre de coups dans le détecteur.

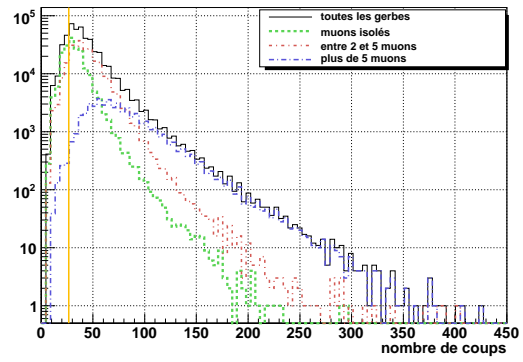


FIGURE V.34 – Distributions du nombre de coups dans le détecteur pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE).

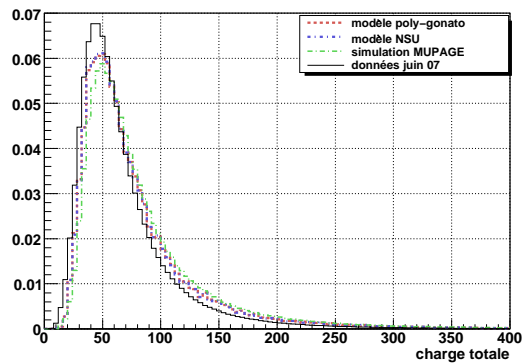


FIGURE V.35 – Comparaison entre les simulations et les données pour la charge totale d'un événement.

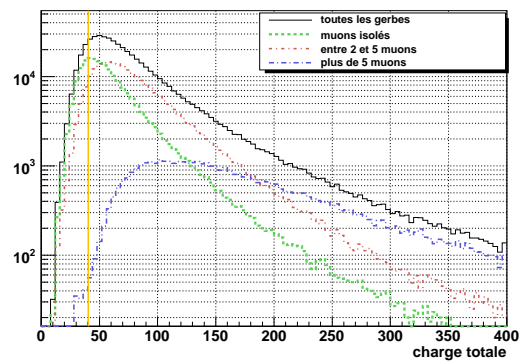


FIGURE V.36 – Distributions de la charge totale d'un événement pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE).

	simulation issue de CORSIKA modèle poly-gonato	simulation issue de CORSIKA modèle NSU	simulation issue de MUPAGE	Données
charge totale	77,58	77,23	83,4	68,2
charge par coup (charge < 20 pe)	2,26	2,26	2,05	1,61
nombre de coups	35,7	35,4	42,6	40,8

TABLE V.7 – Valeurs moyennes des distributions de la charge totale pour les simulations et les données.

2.4 Longueur de la trace

En projetant les coups sur la trace reconstruite, on obtient la longueur de celle-ci comme différence entre le premier et le dernier point sur la projection. Cette variable est présentée dans la figure V.37. Le pic à 350 m correspond à la hauteur totale du détecteur. On remarque alors que la simulation CORSIKA ne reproduit pas du tout la forme de la trace reconstruite alors que MUPAGE la reproduit.

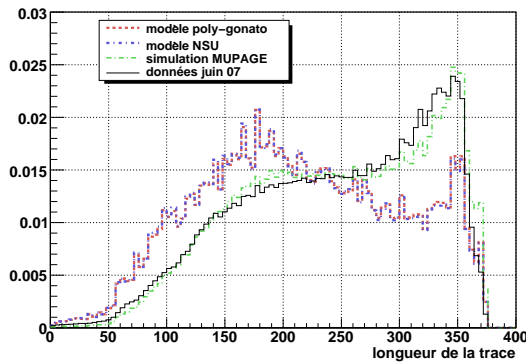


FIGURE V.37 – Comparaison entre les simulations et les données pour la longueur de la trace

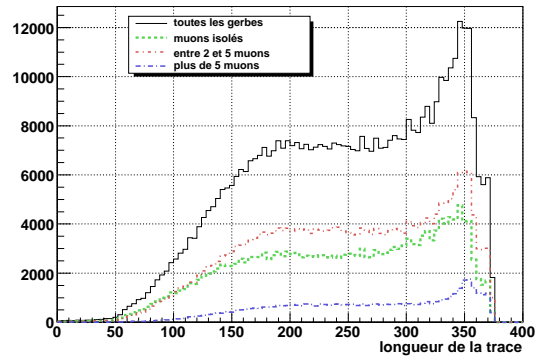


FIGURE V.38 – Distributions de la longueur de la trace pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE).

2.5 Tenseur d'inertie

La forme d'un événement détecté est donnée par le tenseur d'inertie. Si on considère chaque coup sur un photo-multiplicateur comme un point de l'espace, on peut alors définir le tenseur d'inertie comme la distribution des coups dans le détecteur [90] :

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} 0 & \sum^{coups} A^\omega (r^2 - r_x r_y) & \sum^{coups} A^\omega (r^2 - r_x r_z) \\ \sum^{coups} A^\omega (r^2 - r_x r_y) & 0 & \sum^{coups} A^\omega (r^2 - r_y r_z) \\ \sum^{coups} A^\omega (r^2 - r_x r_z) & \sum^{coups} A^\omega (r^2 - r_x r_y) & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{V.7})$$

avec A la charge de chaque coup et ω le poids accordé à la charge. Etant donnée la différence constatée entre les simulations et les données sur la charge, nous ne pondérons pas par la charge et $\omega = 0$. Si $\omega > 0$, l'accord entre les simulations et les données est perdu.

2. COMPARAISON DE QUELQUES VARIABLES ENTRE LES DONNÉES ET LES SIMULATIONS 127

Ce tenseur est calculé dans le repère du centre de masse. Nous obtenons alors les trois valeurs propres de cette matrice telles que : $I_1 > I_2 > I_3$. Pour une gerbe longue, la plus petite des valeurs devrait en général être le tenseur d'inertie autour de l'axe parallèle à la direction de la trace (figure V.39). Cette variable est représentée par la figure V.40 et de nouveau la simulation issue de CORSIKA est en désaccord avec les données alors que celle issue de MUPAGE est en accord à 1% près sur la valeur moyenne (table V.8). Le tenseur d'inertie est en moyenne plus petit pour les basses multiplicités (figure V.41) puisqu'un événement de basse multiplicité est en moyenne plus fin qu'un événement de haute multiplicité.

	simulation issue de CORSIKA modèle poly-gonato	simulation issue de CORSIKA modèle NSU	simulation issue de MUPAGE	Données
I_3	162,6	162,3	214,8	210,7
$I_3/\text{longueur de la trace}$	0,83	0,88	0,93	0,92

TABLE V.8 – Valeurs moyennes des distributions de I_3 et de $I_3/\text{longueur de la trace}$ pour les simulations et les données

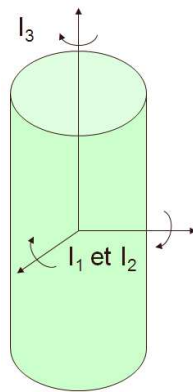


FIGURE V.39 – Représentation schématique des valeurs propres du tenseur d'inertie.

Comme I_3 augmente avec la longueur de la trace, nous pouvons alors normaliser I_3 par la longueur de la trace pour obtenir une mesure de la dimension "transversale" de l'événement. Cette normalisation est représentée à la figure V.42 et l'accord entre la simulation issue de MUPAGE et les données est bon. La différence entre la simulation issue de CORSIKA et les données est attendue puisque ni la distribution de I_3 ni la distribution de la longueur de la trace ne sont en accord.

2.6 Angle zénithal

La variable θ correspond au nadir mais elle sera improprement appelée angle zénithal. L'angle reconstruit est l'angle estimé de la trace du muon. La direction $\theta = 0 \Leftrightarrow \cos \theta = 1$ correspond aux muons verticaux montants, $\theta = 90 \Leftrightarrow \cos \theta = 0$ aux muons horizontaux et $\theta = 180 \Leftrightarrow \cos \theta = -1$ aux muons verticaux descendants. La figure V.44 montre la distribution zénithale :

- Le pic à $\cos \theta \approx -0,85$ est dû à un effet de la reconstruction de *Aart* : si la régression linéaire de la première étape s'effectue sur une ligne, la régression tombe dans un minimum local qui aboutit aux valeurs de $-0,9 \leq \cos \theta \leq -0,85$, d'où une accumulation à cet endroit.

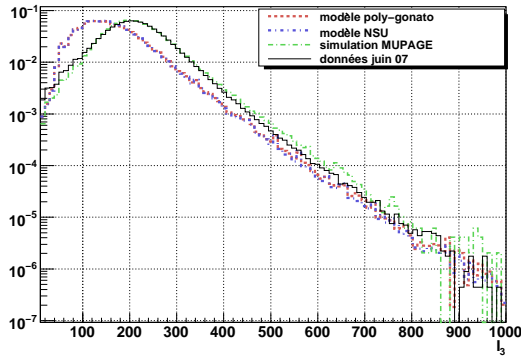


FIGURE V.40 – Comparaison entre les simulations et les données pour I_3

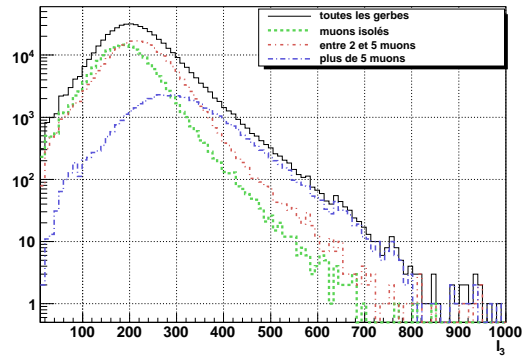


FIGURE V.41 – Distributions de I_3 pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE).

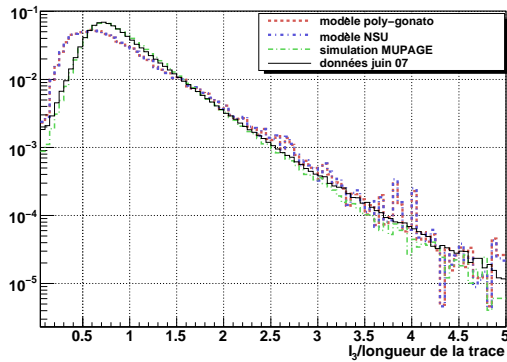


FIGURE V.42 – Comparaison entre les simulations et les données du rapport de I_3 par la longueur de la trace

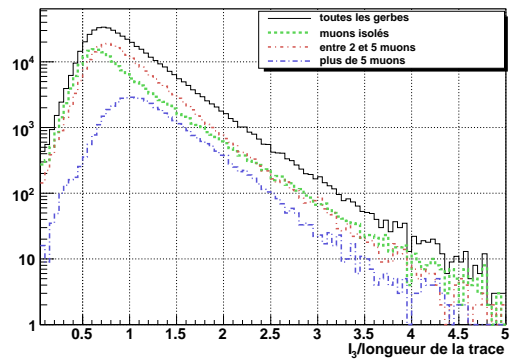


FIGURE V.43 – Distributions du rapport de I_3 par la longueur de la trace pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE).

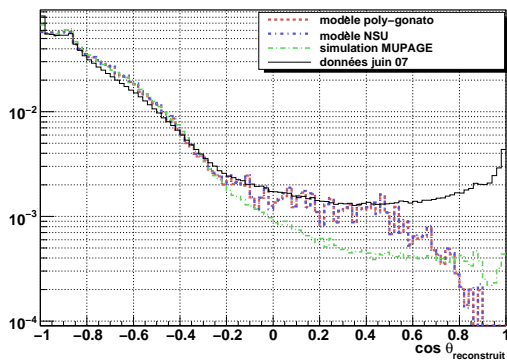


FIGURE V.44 – Comparaison entre les simulations et les données de l'angle zénithal θ

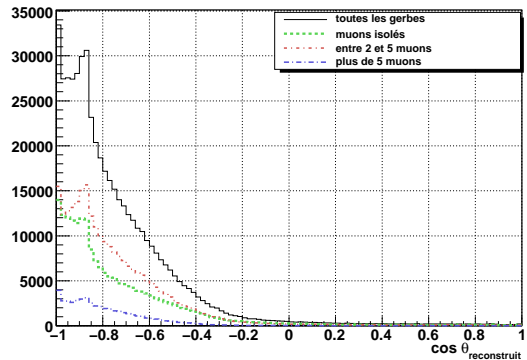


FIGURE V.45 – Angle zénithal θ pour différentes multiplicités (simulation MUPAGE).

2. COMPARAISON DE QUELQUES VARIABLES ENTRE LES DONNÉES ET LES SIMULATIONS 129

- On observe une grande différence entre les données et les simulations sous forme de muons faussement reconstruits montants. Dans la simulation le taux du bruit de fond est pris en compte mais pas sa charge. Or la désintégration du ^{40}K de la sphère de verre du module optique donne une grande charge lors de sa désintégration. Comme la première étape de la reconstruction utilise les grandes charges comme point de départ, la reconstruction se retrouve faussée lorsque cet effet se produit au bas du détecteur, induisant une reconstruction montante.

3 Etude classique par coupures

La première étape de la discrimination entre muons isolés et gerbes de muons consiste à étudier les variables précédentes séparément afin de connaître leur pouvoir de discrimination.

Soit une variable X telle que les muons isolés obtiennent une valeur plus élevée de X que les gerbes de muons. Afin de déterminer le pouvoir de discrimination de X , on calcule le nombre d'événements du signal et du bruit de fond restant pour une coupure $X > X_{coupure}$. On obtient alors l'efficacité du signal et le rejet par le bruit de fond. Inversement si la variable X est telle que les muons seuls obtiennent une valeur plus petite de X que les gerbes de muons, la coupure est alors $X < X_{coupure}$.

Pour cette étude, le signal sera les muons isolés et le bruit de fond les gerbes de muons. Il serait envisageable de séparer un muon d'une gerbe de deux, trois, ... muons, mais cette analyse plus complexe ne sera pas effectuée dans cette thèse. Un muon ne sera considéré que s'il donne au moins six coups dans le détecteur.

Pour la charge totale de chaque événement, le nombre de coups, le tenseur d'inertie I_3 , le rapport $I_3/\text{longueur}$ de la trace, la longueur de la trace et $\cos \theta_{reconstruit}$, nous avons pris une coupure $X < X_{coupure}$. Pour les autres variables la coupure est $X > X_{coupure}$.

On définit :

- l'efficacité comme le rapport entre le nombre d'événements après coupure (S, B) et le nombre d'événements avant cette coupure (S_0, B_0) : $\epsilon_S = S/S_0, \epsilon_B = B/B_0$
- le rejet = $1 - \epsilon_B$
- la pureté = $\frac{S}{S+B}$
- la contamination = $1 - \text{pureté} = \frac{B}{S+B}$

Pour les différentes variables énoncées ci-dessus, les résultats obtenus sont montrés dans la figure V.50 et la table V.9. La variable avec le meilleur rejet pour une efficacité de signal dans l'intervalle $[0; 0,85]$ est SRF, mais cette variable étant peu compatible avec les données nous prendrons SRF_{réduit} qui a le meilleur rejet pour une efficacité de signal dans l'intervalle $[0; 0,7]$. Une autre bonne variable dans l'intervalle d'efficacité de signal $[0,7; 1]$ est le nombre de coups dans le détecteur. La charge totale serait une variable discriminante si elle était compatible avec les données. I_3 et $I_3/[\text{longueur de la trace}]$ sont les deux autres variables les plus discriminantes compatibles avec les données.

La significativité (*significance*) est définie par :

$$R = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (\text{V.8})$$

Elle permet de déterminer la variation du signal par rapport à l'incertitude statistique. On utilise le maximum de ce rapport pour comparer avec les résultats issus de l'analyse multivariable. Il est alors nécessaire de comparer ce rapport à un nombre d'événements fixes ($S_0 = B_0 = 1000$) pour rapporter la significativité d'une sélection à une même statistique. Les coupures peuvent être définies comme on le désire pour obtenir un signal pur avec une efficacité de discrimination plus faible.

Ces résultats seront utilisés afin d'effectuer une analyse multivariable : les deux variables principales sont le nombre de coups dans le détecteur et la fraction de petits résidus réduites, cependant nous utiliserons aussi le tenseur d'inertie I_3 et le rapport entre le tenseur d'inertie I_3 et la longueur de la trace.

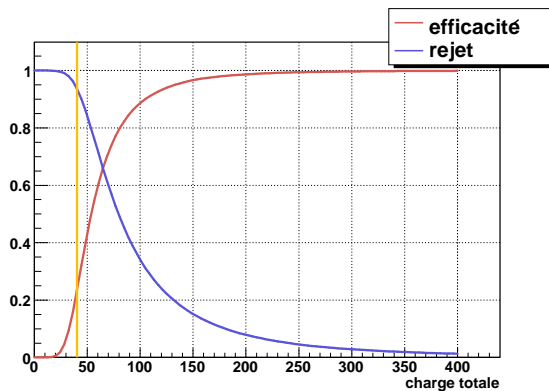


FIGURE V.46 – Efficacité et rejet de la coupure sur la charge totale de l'événement. Le trait orange indique le maximum de la significativité.

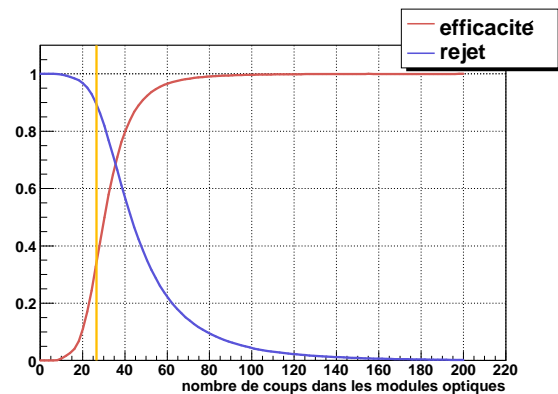


FIGURE V.47 – Efficacité et rejet de la coupure sur le nombre de coups dans les modules optiques de l'événement. Le trait orange indique le maximum de la significativité.

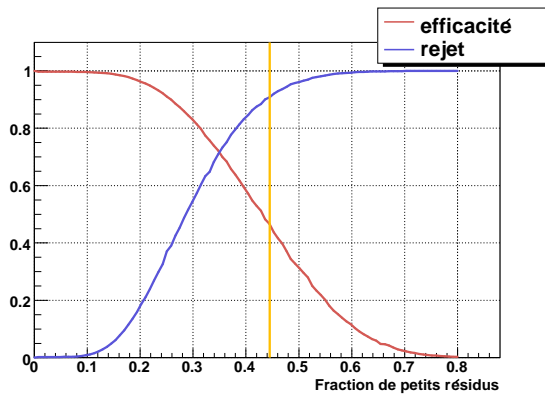


FIGURE V.48 – Efficacité et rejet de la coupure sur la fraction des petits résidus de l'événement. Le trait orange indique le maximum de la significativité.

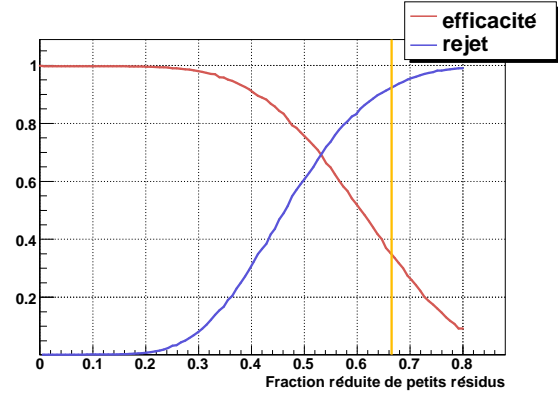


FIGURE V.49 – Efficacité et rejet de la coupure sur la fraction réduite des petits résidus de l'événement. Le trait orange indique le maximum de la significativité.

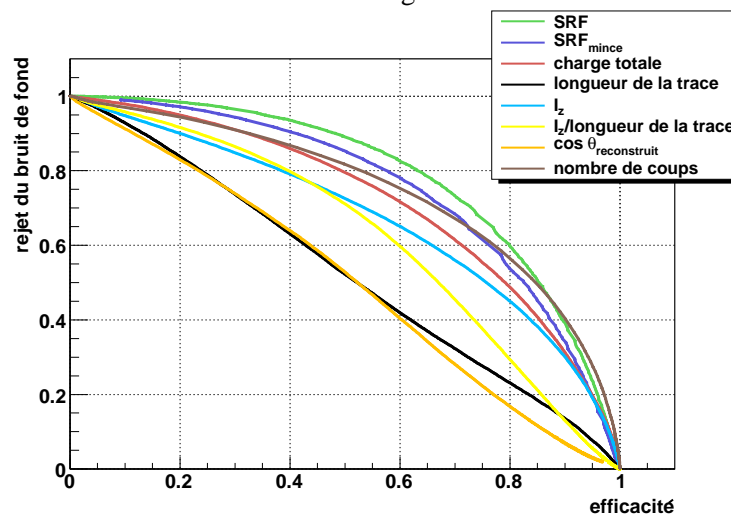


FIGURE V.50 – Rejet des gerbes de muons en fonction de l'efficacité pour obtenir des muons isolés. Des coupures avec différentes variables sont présentées.

variables	$\max(S/\sqrt{S+B})$	coupure	efficacité pour conserver les muons seuls	facteur de rejet des gerbes de muons
charge totale	22,71	40,4	23,0%	93,9%
nombre de coups	22,68	26,6	90,0%	90,0%
SRF	23,91	0,445	44,9%	91,6%
SRF _{réduit}	23,3	0,665	26,8%	91,9%

TABLE V.9 – Résultats de l'efficacité de discrimination de chacune des variables. Le rapport $S/\sqrt{S+B}$ est calculé pour 1000 événements du bruit de fond et 1000 événements de signal.

4 Analyse multivariable

Afin d'améliorer la discrimination entre muons isolés et gerbes de muons, nous avons utilisé une série d'analyses multivariées regroupées au sein de l'outil "Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT" (TMVA [91]). TMVA permet de faire une analyse multivariable en appliquant différentes méthodes de séparation. Le lot d'analyse est séparé en deux : un lot d'apprentissage et un lot de test, chacun de ces lots comprend une partie de signal et une partie de bruit de fond. Différentes méthodes de discrimination sont utilisées : rapport de vraisemblance, discriminant de Fisher, réseau de neurones, arbres de décisions boostés etc.

Pour une analyse multi variable, on définit en général une statistique du test (*test statistic*) qui est une fonction des variables. Celle-ci peut-être linéaire (cas le plus simple) ou non linéaire. La discrimination est optimisée sur les lots d'apprentissage (signal et bruit) et ensuite testée sur les lots indépendants de test.

Nous utiliserons et comparerons entre elles différentes méthodes de discrimination : rapport de vraisemblance, discriminant de Fisher (statistique linéaire), réseau de neurones, arbres de décisions boostés (non linéaires en général).

4.1 Décorrélation des variables

Lorsque les variables sont corrélées, les méthodes de discrimination sont souvent moins efficaces. Les corrélations linéaires, mesurées dans l'échantillon d'apprentissage, peuvent être prises en compte en calculant la racine carrée de la matrice de covariance C . La racine carrée est la matrice C' telle que : $C = (C')^2$. TMVA calcule la racine carrée de la matrice C en diagonalisant la matrice (symétrique) de covariance :

$$D = S^T C S \Rightarrow C' = S \sqrt{D} S^T \quad (\text{V.9})$$

avec D une matrice diagonale et S une matrice symétrique. La décorrélation linéaire des variables est obtenue en multipliant les variables initiales par l'inverse de la matrice C' .

4.2 Variables utilisées

Les différentes variables utilisées pour cette analyse sont :

- la fraction réduite des résidus
- le nombre de coups dans le détecteur
- le tenseur d'inertie I_3
- le rapport entre tenseur d'inertie I_3 et longueur de la trace

Ces variables (figure V.53) sont décorréelées suivant la méthode décrite dans 4.1. Les variables décorréelées (figure V.54) n'ont alors plus les mêmes valeurs ni la même signification physique qu'avant la décorrélation.

La matrice de corrélation entre ces différentes variables (figure V.51 et V.52) montre les coefficients de corrélation des variables entre elles. Si la valeur est négative, il y a une anti-corrélation entre les variables. Lorsque la corrélation vaut 100 ou -100 , les variables ont le même pouvoir discriminant.

Après une étude avec $SRF_{réduit}$ et le nombre de coups uniquement, puis une étude en ajoutant I_3 /longueur de la trace, nous avons décidé de garder cette dernière variable car elle augmente légèrement le pouvoir de rejet de l'analyse. I_3 et le nombre de coups sont fortement corrélés, néanmoins l'ajout de I_3 dans l'analyse multivariée améliore la sensibilité de l'étude.

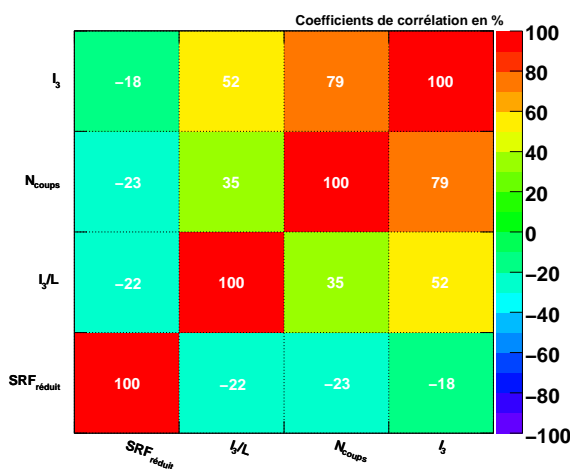


FIGURE V.51 – Matrice de corrélation entre les différentes variables utilisées pour le signal

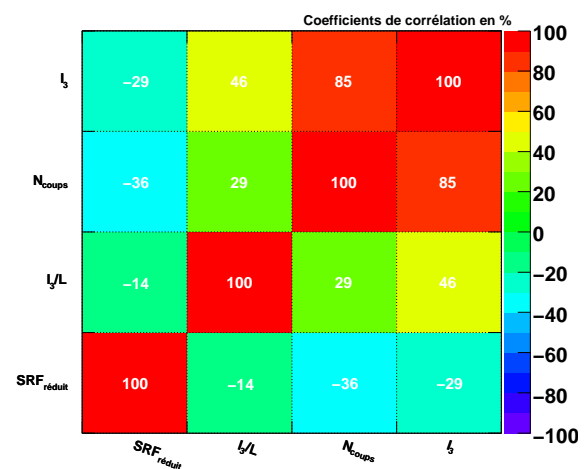


FIGURE V.52 – Matrice de corrélation entre les différentes variables utilisées pour le bruit de fond

4.3 Résultats

Les différentes méthodes de discrimination utilisées sont présentées en annexe. Les résultats qui y sont montrés peuvent se résumer dans la table V.10. Afin de comparer ces différentes analyses multivariées, nous regarderons au maximum du rapport $S/\sqrt{S+B}$: l'efficacité pour conserver les muons isolés et le rejet des gerbes de muons qui devront être grandes. On peut donc en déduire que les différentes méthodes sont quasi équivalentes avec une préférence pour le réseau de neurones.

La courbe V.55 présente le rejet du bruit de fond en fonction de l'efficacité du signal (Receiver Output Characteristics Curve -ROC Curve-). La meilleure discrimination serait une courbe la plus haute possible. Une analyse avec des coupures rectangulaires sur ces quatre variables a été effectuée, elle s'est avérée moins efficace que les autres coupures. Les différentes méthodes donnent des résultats très proches.

A partir de la table V.10 et de la figure V.55, le classement de la meilleure analyse à la moins bonne est le suivant :

1. réseaux de neurones
2. arbres de décisions

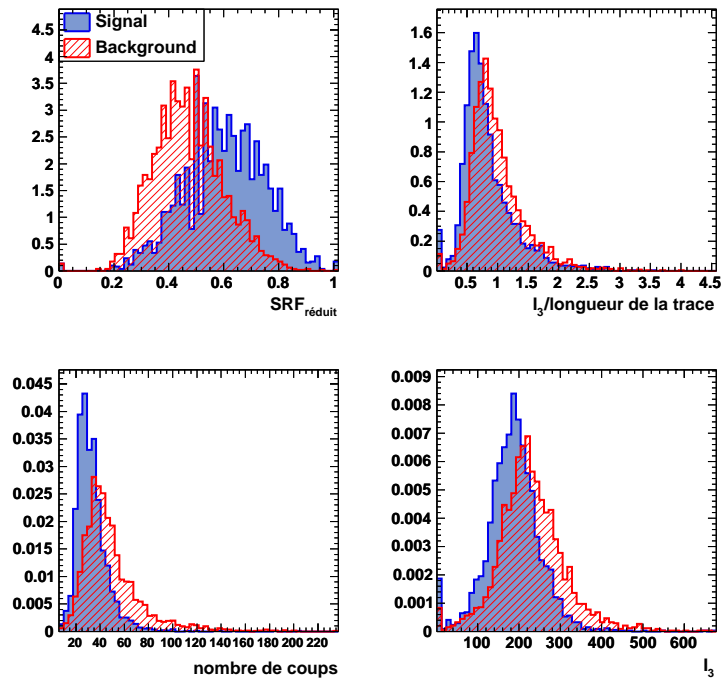


FIGURE V.53 – Variables en entrée de la simulation

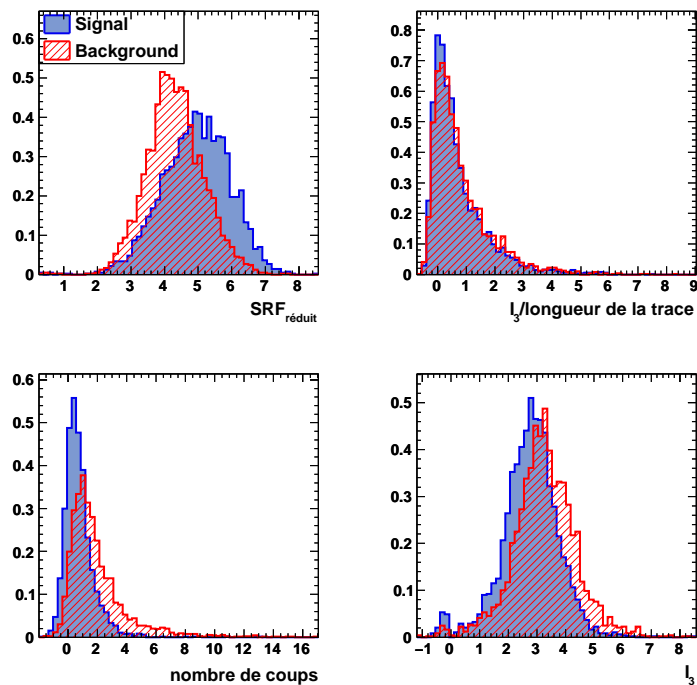


FIGURE V.54 – Variables décorréliées utilisées pour l'analyse multivariable

méthodes de discrimination	$\max(S/\sqrt{S+B})$	coupure	efficacité pour conserver les muons isolés	efficacité de rejet des gerbes de muons
test de Fisher	23,58	-0,1882	89,3%	45,8%
vraisemblance	23,32	0,1708	89%	43,3%
réseau de neurones	24,20	0,3218	90,0%	50,9%
arbres de décisions amplifiées	23,96	-0,1217	90,1%	48,6%

TABLE V.10 – Résumé des résultats de TMVA

3. discriminant de Fisher
4. rapport de vraisemblance (Likelihood)

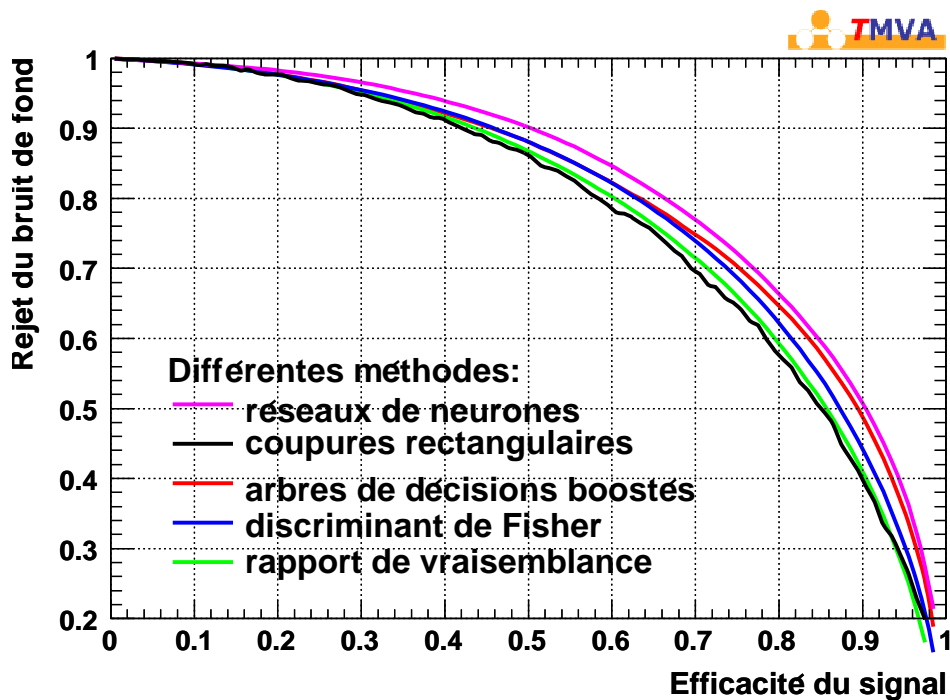


FIGURE V.55 – Rejet du bruit de fond en fonction de l'efficacité du signal (Receiver Output Characteristics Curve -ROC Curve-)

Selon l'étude à effectuer, on peut utiliser le maximum du rapport $S/\sqrt{S+B}$ ou choisir d'obtenir un lot très pur de muons isolés avec très peu de gerbes de muons. L'analyse avec des réseaux de neurones permet d'obtenir le meilleur rejet des gerbes de muons en n'utilisant que des variables compatibles avec les données. Une amélioration de la simulation du détecteur permettrait d'obtenir un meilleur accord entre les données et les simulations, nous laissant ainsi le choix parmi davantage de variables discriminantes.

Chapitre VI

Détermination du flux de muons

La méthode qui sera exposée ici consiste à calculer le flux de muons atmosphériques en utilisant des efficacités évaluées à partir de différentes simulations Monte Carlo. On tâchera de sélectionner les événements bien reconstruits pour minimiser les incertitudes sur les directions d'arrivée. Cependant une telle sélection implique des coupures sur des variables dont les distributions ne sont pas nécessairement bien reproduites par les simulations. Ces coupures permettent de sélectionner des événements bien reconstruits mais induisent des biais dans les efficacités de sélection. Il faut donc trouver un compromis entre un lot d'événements bien reconstruits et des efficacités de sélection bien maîtrisées.

1 Sélection des événements

Le chapitre précédent nous a permis de déterminer que la simulation issue de MUPAGE était la simulation la plus en adéquation avec les données. En outre la reconstruction de *Aart* a montré ses limites pour la reconstruction des muons descendants à la figure V.V.23 : la distribution de la principale variable discriminante est différente pour les données et les simulations. Ceci est dû au fait que la reconstruction de *Aart* est fortement dépendante de la simulation du détecteur, et que la fonction de densité de probabilité est optimisée pour des muons isolés. Nous étudierons donc la reconstruction *BBfit* : tout d'abord nous déterminerons si les simulations issues de CORSIKA (modèle poly-gonato) et de MUPAGE sont en accord avec les données ; puis nous choisirons un jeu de coupures sur la simulation issue de MUPAGE, afin d'obtenir une résolution angulaire acceptable pour la mesure du flux de muons.

Nous comparerons ici les données avec la simulation issue de CORSIKA dont le modèle du flux de primaires est le modèle *poly-gonato*. Or au chapitre IV, il a été montré qu'au niveau de la canette, la simulation issue de CORSIKA avec le modèle *poly-gonato* donne environ deux fois moins de muons que les données mondiales. On s'attend donc à obtenir environ deux fois moins d'événements dans la simulation issue de CORSIKA que dans les données. La normalisation absolue n'étant pas déterminante pour notre mesure, cet effet ne devrait pas avoir d'influence sur la détermination du flux. La simulation issue de MUPAGE devrait être en meilleur accord avec les données en terme de normalisation.

Toutes les distributions des variables sont normalisées au nombre d'événements par an permettant une comparaison au niveau de la forme et de la normalisation.

1.1 Nombre de lignes

La reconstruction *BBfit*, décrite en II.2.6.c, sépare les événements en quatre catégories :

- muons reconstruits à une ligne
- muons reconstruits à plusieurs lignes
- gerbes reconstruites à une ligne
- gerbes reconstruites à plusieurs lignes

Les gerbes électromagnétiques produites par les muons cosmiques sont dues aux pertes catastrophiques par production de paires, bremsstrahlung ou diffusion inélastique. Les gerbes produites par les neutrinos (ν_μ, ν_e, ν_τ) interagissant dans le détecteur sont électromagnétiques ou hadroniques, mais sont en nombre négligeable dans notre étude.

Les algorithmes de la reconstruction *BBfit* sont différents pour les reconstructions à une ligne ou à plusieurs lignes. Nous séparons donc les événements en deux catégories, le facteur discriminant étant le nombre de lignes utilisées dans la reconstruction. Les figures VI.1 et VI.2 montrent qu'il y a un désaccord entre les données et les simulations sur le nombre de lignes touchées. Dans les données, il y a davantage d'événements reconstruits à une ligne qu'à deux lignes et plus. Dans les deux simulations, c'est l'inverse. Une des raisons possibles pourrait être les propriétés optiques de l'eau qui affecteraient les distributions angulaires et la valeur effective du seuil de l'électronique. Ces biais seront pris en compte dans les erreurs

systématiques de la mesure finale. En trouvant plus d'événements à une ligne qu'à plusieurs lignes, on s'attend à trouver plus d'événements verticaux qu'horizontaux.

1.2 Evènements à une ligne

Commençons par étudier les évènements reconstruits avec une ligne. Dans ce cas, on appellera "résolution angulaire" la différence entre l'angle zénithal simulé et l'angle zénithal reconstruit, l'azimuth n'étant pas déterminé. Les facteurs discriminants que nous allons étudier sont le facteur de qualité de la trace reconstruite et de la gerbe reconstruite ainsi que le nombre de signaux vus par le détecteur. Nous vérifierons que la distribution de l'angle zénithale est bien simulée.

1.2.a χ^2 de la trace reconstruite

Lorsque l'évènement est reconstruit à une ligne, on définit un facteur de qualité " χ^2 " pour une trace de muon par :

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{hit}} \sum_{i=1}^{N_{hit}} \left[\frac{1}{\sigma^2} (t_{fit} - t_i)^2 + \frac{q(q_i, q_0, \alpha) d(d_{fit}, d_0)}{\langle q \rangle d_1} \right] \quad (\text{VI.1})$$

tirée de l'équation II.19, en posant la variable $t_{fit} = t_j$ de la formule II.13.

Un évènement parfaitement reconstruit est caractérisé un χ^2 petit alors qu'un évènement mal reconstruit obtiendra un χ^2 très grand. A noter que la variable de qualité est semblable à un χ^2 traditionnel mais n'est pas normalisé à un. Comme le montre la figure VI.5, la résolution angulaire s'améliore lorsque la variable de qualité diminue.

La simulation issue de CORSIKA reconstruite avec BBFit est en désaccord avec les données (figures VI.3 et VI.4). Ce désaccord a déjà été exposé au chapitre V avec la reconstruction de *Aart*. La simulation issue de MUPAGE est en accord pour tous χ^2 , le pic à 0,2 étant une fluctuation statistique. La figure VI.5 nous permet de déterminer une coupure ($\chi^2 < 2$) pour améliorer la résolution angulaire.

1.2.b χ^2 de la gerbe

Le χ^2 d'une gerbe reconstruite sur une seule ligne utilise $t_{fit} = t_j$ de la formule II.15. Dans cette étude, nous nous intéressons aux muons descendants bien reconstruits. Afin de garder des muons "propres", les muons ayant engendré des pertes catastrophiques sont éliminés et nous enlèverons donc les évènements bien reconstruits comme des gerbes (figure VI.6). Il nous faudra donc choisir des évènements dont la variable de qualité de la gerbe électromagnétique est grande.

Les simulations et les données sont en accord de forme (figure VI.9) pour un $\chi^2 > 2$ avec la simulation issue de MUPAGE. Afin de limiter les muons mal reconstruits, nous choisissons de couper à $\chi^2 > 3$.

1.2.c Nombre de coups

Les évènements à une ligne ne donnent pas plus de 25 coups dans le détecteur (figure VI.10), ce qui correspond aux 25 étages. En effet la reconstruction *BBFit* ne prend pas en compte les variations de géométrie du détecteur et considère que tous les signaux vus par les photo-multiplicateurs d'un étage ne correspondent qu'à un seul signal physique.

On observe un accord de forme entre la simulation issue de MUPAGE et les données, ce qui n'est pas le cas pour la simulation issue de CORSIKA. Une reconstruction à une ligne avec cinq coups détériore la résolution angulaire. Afin d'avoir un bon accord entre les données et la simulation MUPAGE, nous exigerons sept coups ou plus par évènement.

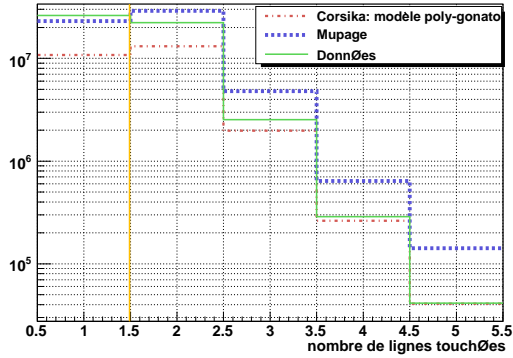


FIGURE VI.1 – Nombre de lignes touchées par évènement pour les données (trait vert), CORSIKA modèle poly-gonato (trait rouge pointillé) et MUPAGE (trait bleu pointillé long)

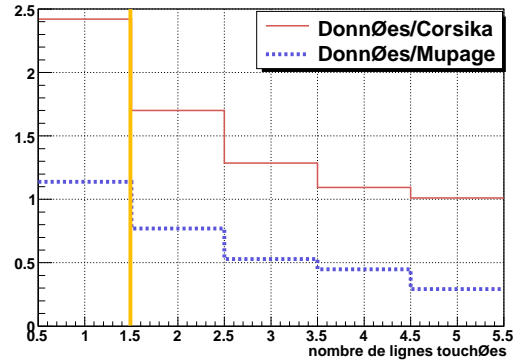


FIGURE VI.2 – Rapport entre les données et les simulations : en trait rouge pointillé CORSIKA modèle poly-gonato, en bleu MUPAGE.

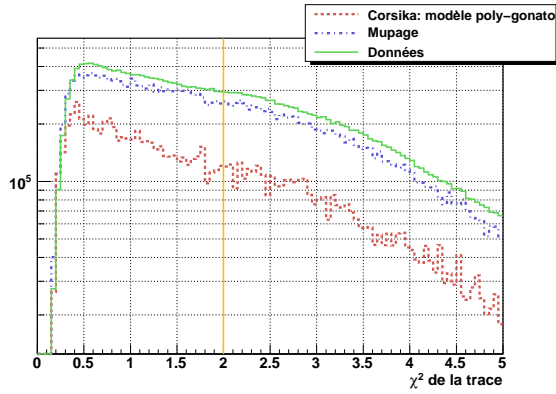


FIGURE VI.3 – Facteur de qualité " χ^2 " d'une trace pour les données (trait vert), CORSIKA modèle poly-gonato (trait rouge pointillé) et MUPAGE (trait bleu pointillé long) ($N_{ligne} = 1$)

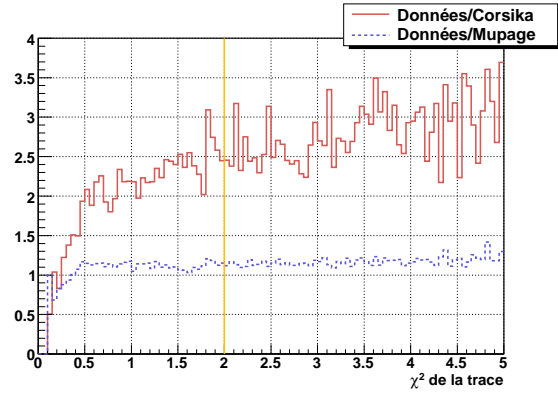


FIGURE VI.4 – Rapport entre les données et les simulations pour la distribution du χ^2 d'une trace : en trait rouge pointillé CORSIKA modèle poly-gonato, en bleu MUPAGE. ($N_{ligne} = 1$)

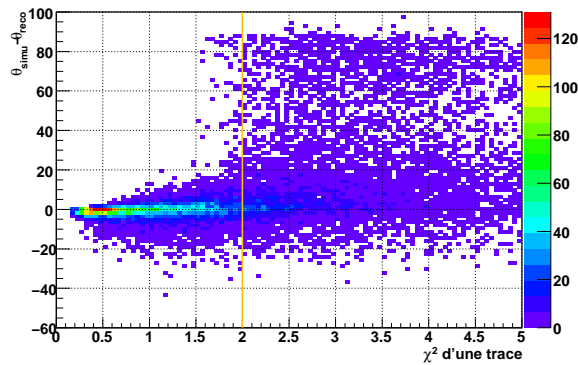


FIGURE VI.5 – Différence entre l'angle zénithal simulé et l'angle zénithal reconstruit en fonction du χ^2 d'une trace. ($N_{ligne} = 1$)

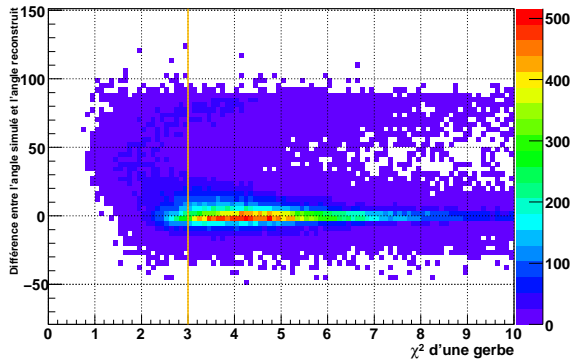


FIGURE VI.6 – Différence entre l'angle zénithal simulé et l'angle zénithal reconstruit par l'algorithme de reconstruction de traces en fonction du χ^2 d'une gerbe. ($N_{ligne} = 1$)

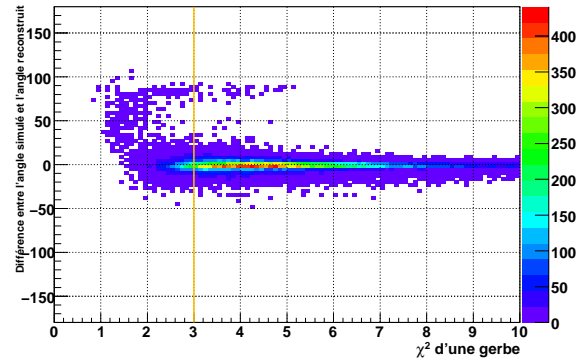


FIGURE VI.7 – Différence entre l'angle zénithal simulé et l'angle zénithal reconstruit par l'algorithme de reconstruction de traces en fonction du χ^2 d'une gerbe après la coupure $\chi^2 < 2$. ($N_{ligne} = 1$)

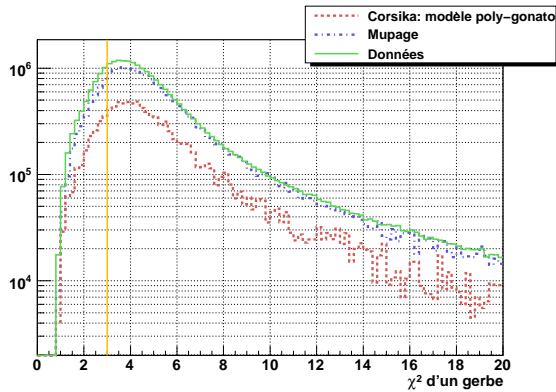


FIGURE VI.8 – χ^2 d'une gerbe électromagnétique pour les données (trait vert), CORSIKA modèle poly-gonato (trait rouge pointillé) et MUPAGE (trait bleu pointillé long). ($N_{ligne} = 1$)

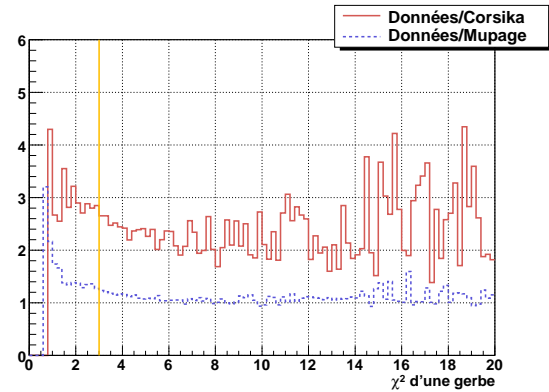


FIGURE VI.9 – Rapport entre les données et les simulations pour la distribution en χ^2 d'une gerbe : en trait rouge pointillé CORSIKA modèle poly-gonato, en bleu MUPAGE. ($N_{ligne} = 1$)

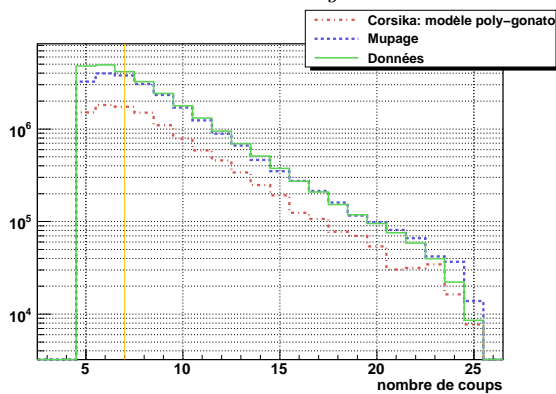


FIGURE VI.10 – Nombre de coups par évènement pour les données (trait vert), CORSIKA modèle poly-gonato (trait rouge pointillé) et MUPAGE (trait bleu pointillé long). ($N_{ligne} = 1$)

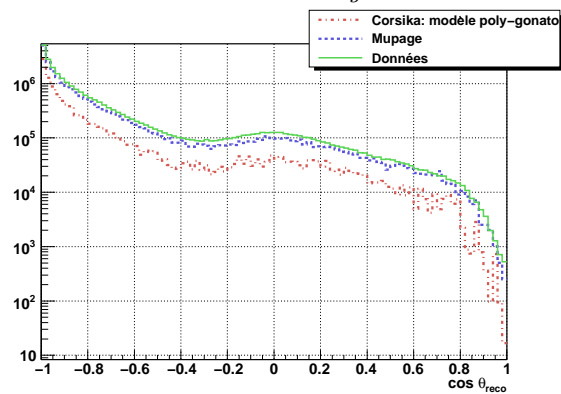


FIGURE VI.11 – Angle zénithal reconstruit pour les données (trait vert), CORSIKA modèle poly-gonato (trait rouge pointillé) et MUPAGE (trait bleu pointillé long). ($N_{ligne} = 1$)

1.2.d Angle zénithal

Un très bon accord de forme entre les simulations et les données a été obtenu sur la distribution de l'angle zénithal reconstruit pour les évènements à une ligne (figure VI.11).

1.3 Evènements à plusieurs lignes

On calcule l'angle formé entre le muon simulé et le muon reconstruit pour le cas des évènements ayant touché plusieurs lignes. Soient \vec{v}_{simu} le vecteur directeur de la trace du muon simulé et \vec{v}_{reco} le vecteur directeur de la trace du muon reconstruit, l'angle entre le muon simulé et le muon reconstruit est donné par :

$$\alpha = \arccos(\vec{v}_{simu} \cdot \vec{v}_{reco}) \quad (VI.2)$$

Les seules variables discriminantes pour obtenir une bonne résolution angulaire sont les variables de qualité de la trace reconstruite et de la gerbe.

1.3.a χ^2 de la trace reconstruite

Pour une reconstruction sur plusieurs lignes, on utilise le facteur de qualité défini à la formule VI.1 en posant $t_{fit} = t_j$ de la formule II.12. La forme de la distribution est en assez bon accord entre les données et la simulation issue de MUPAGE mais en désaccord avec la simulation issue de CORSIKA (figure VI.12). Cet accord est valable pour $\chi^2 > 0,9$ (figure VI.13). La figure VI.14 montre qu'afin d'améliorer la résolution angulaire, nous devons faire une autre coupure en χ^2 , nous choisissons donc $\chi^2 < 2$.

1.3.b χ^2 de la gerbe

Le χ^2 de la gerbe pour des évènements à plusieurs lignes est calculé avec $f_{fit} = t_j$ de la formule II.14. On obtient un bon accord de forme sur cette variable entre les données et les simulations (figures VI.16 et VI.17) pour un χ^2 de la gerbe supérieur à 2. Néanmoins pour supprimer quelques évènements mal reconstruits (figure VI.15), nous décidons d'effectuer une coupure plus stricte en ne gardant que les évènements dont le χ^2 est supérieur à 8.

1.3.c Angles zénithal et azimuthal

La figure VI.18 montre la distribution de l'angle zénithal des évènements ayant touché plusieurs lignes du détecteur. Cette distribution est en bon accord de forme avec les données. La figure VI.19 présente la distribution de l'angle azimuthal des évènements ayant touché plusieurs lignes. La géométrie du détecteur à 5 lignes est à l'origine de la forme de cette distribution. Le rapport des données avec les simulations pour cette distribution (figure VI.20) montre que les données et les simulations ne sont pas parfaitement en accord.

1.4 Efficacité et résolution angulaire

Résumons les différentes coupures que nous avons effectuées :

1. pour les évènements à une ligne :
 - $\chi_{trace}^2 < 2$
 - $\chi_{gerbe}^2 > 3$
 - nombre de coups > 7
2. pour les évènements reconstruits sur plusieurs lignes :

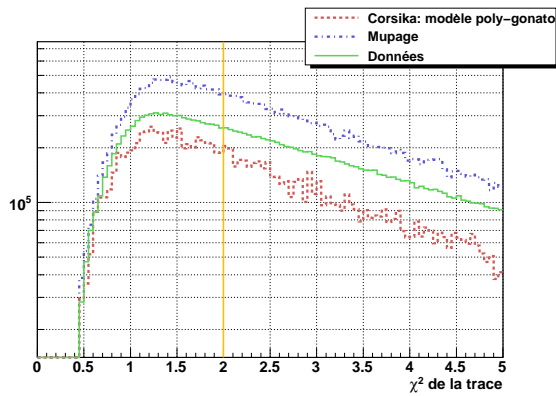


FIGURE VI.12 – χ^2 d'une trace pour les données (trait vert), CORSIKA modèle poly-gonato (trait rouge pointillé) et MUPAGE (trait bleu pointillé). ($N_{\text{ligne}} > 1$)

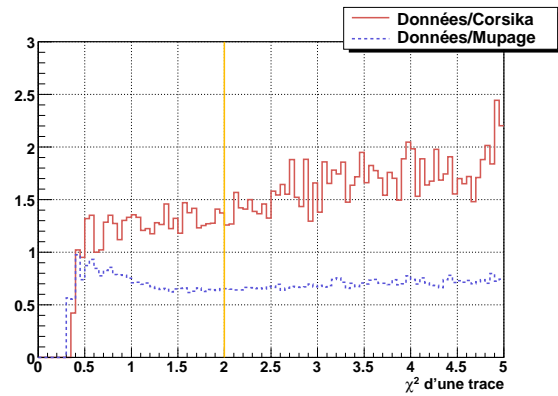


FIGURE VI.13 – Rapport entre les données et les simulations pour la distribution du χ^2 d'une trace : en trait rouge pointillé CORSIKA modèle poly-gonato, en bleu MUPAGE. ($N_{\text{ligne}} > 1$)

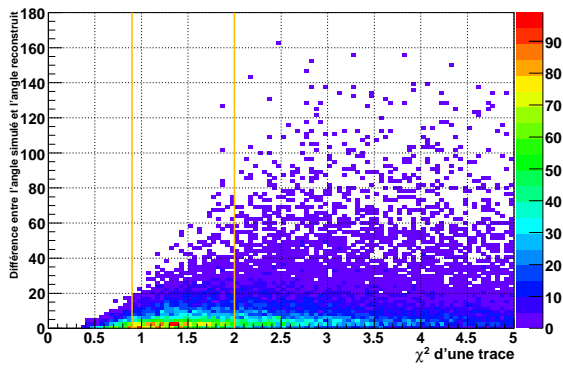


FIGURE VI.14 – Différence entre l'angle simulé et l'angle reconstruit en fonction du χ^2 d'une trace. ($N_{\text{ligne}} > 1$)

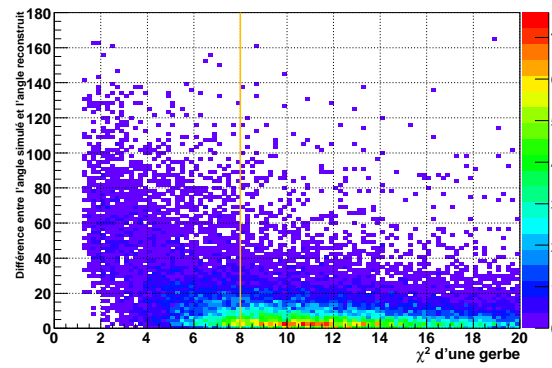


FIGURE VI.15 – Différence entre l'angle simulé et l'angle reconstruit en fonction du χ^2 d'une gerbe. ($N_{\text{ligne}} > 1$)

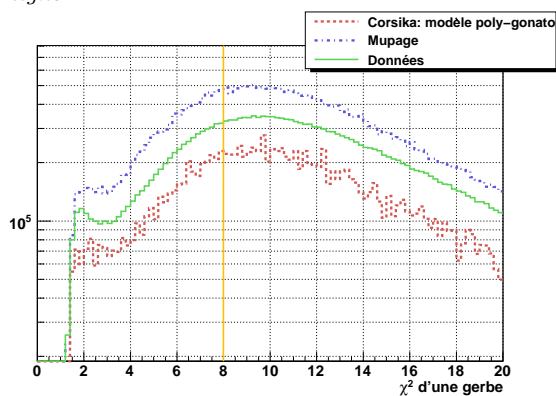


FIGURE VI.16 – χ^2 d'une gerbe pour les données (trait vert), CORSIKA modèle poly-gonato (trait rouge pointillé) et MUPAGE (trait bleu pointillé). ($N_{\text{ligne}} > 1$)

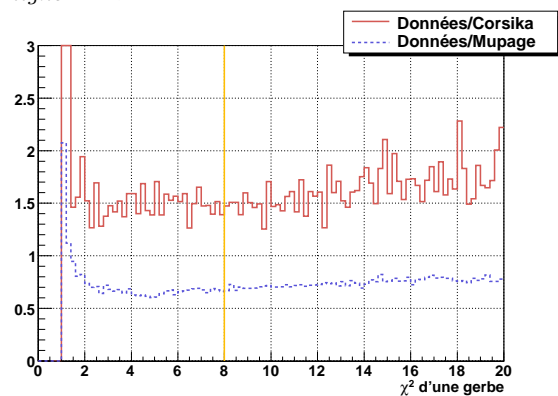


FIGURE VI.17 – Rapport entre les données et les simulations pour la distribution du χ^2 d'une gerbe : en trait rouge pointillé CORSIKA modèle poly-gonato, en bleu MUPAGE. ($N_{\text{ligne}} > 1$)

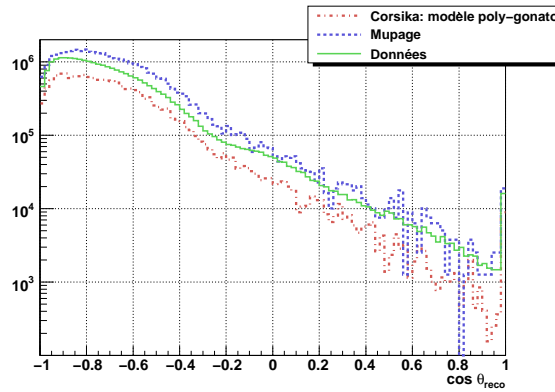


FIGURE VI.18 – Distribution de l'angle zénithal pour les événements sur plusieurs lignes.

$$\begin{aligned}
 & - 0,9 < \chi_{\text{trace}}^2 < 2 \\
 & - \chi_{\text{gerbe}}^2 > 8
 \end{aligned}$$

La résolution angulaire est obtenue en calculant la médiane de la différence d'angle zénithal pour les événements sur une ligne et la médiane de la différence d'angle dans l'espace pour les événements à plus d'une ligne.

La sélection sur les événements à une ligne conserve 29,8% des événements. La distribution de la différence entre l'angle zénithal du muon simulé et du muon reconstruit est présentée dans la figure VI.21. La résolution angulaire zénithale pour des événements à une ligne passe de 4,48° avant sélection à 1,70° après sélection. Les coupures sur les événements à plusieurs lignes conservent 18,8% des événements. La résolution angulaire est déterminée à partir de la distribution VI.22 et passe de 7,6° avant coupure à 3,8° après coupures. Au total les coupures conservent 23,2% des événements et améliorent la résolution angulaire d'un facteur 3 (tableau VI.1).

Dans les données, 17,6% des événements mono-lignes, 25,7% des événements sur plusieurs lignes, et 21,5% des événements au total sont conservés par les coupures (tableau VI.1). L'effet des coupures sur les données est donc différent de l'effet des coupures sur la simulation, ce qui induit un biais pour une mesure faite à partir d'un lot de données en corrigeant les efficacités à partir des simulations.

Les figures VI.23 et VI.24 montrent le pourcentage de migration vers des intervalles en angle zénithal reconstruit pour un intervalle en angle zénithal simulé donné. A titre d'exemple, examinons l'effet des coupures sur des événements simulés dans l'intervalle $[-1; -0,9]$ du cosinus de l'angle zénithal.

Avant coupure, 79% des événements simulés dans l'intervalle $[-1; -0,9]$ du cosinus de l'angle zénithal sont reconstruits dans le même intervalle et 11% sont reconstruits dans l'intervalle $[-0,9; -0,8]$. Après coupures, 96% des événements sont reconstruits dans l'intervalle $[-1; -0,9]$ et 4% dans $[-0,9; -0,8]$. Avant coupure, seulement 50% des événements sont reconstruits dans leur intervalle d'origine pour un cosinus d'angle zénithal compris entre -0,3 et -0,2. Après coupures, le taux d'événements reconstruits dans leur intervalle d'origine est de 80% au minimum. Les coupures limitent considérablement la migration entre intervalles car seuls les événements les mieux reconstruits sont conservés.

Cependant le désaccord entre les données et la simulation ne permet pas de conclure sur l'utilité de telles coupures.

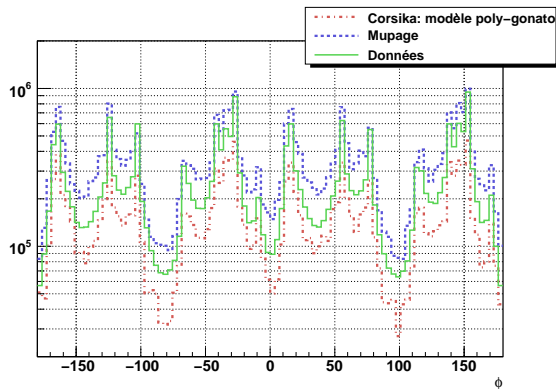


FIGURE VI.19 – Distribution de l'angle azimutal. La forme de cette distribution est due à la géométrie du détecteur à 5 lignes ANTARES pour les événements sur plusieurs lignes.

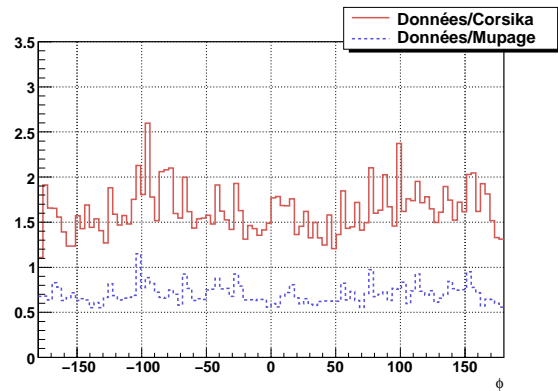


FIGURE VI.20 – Rapport entre les données et les simulations pour la distribution de l'angle azimutal d'une gerbe : en trait rouge pointillé CORSIKA modèle poly-gonato, en bleu MUPAGE. ($N_{\text{ligne}} > 1$)

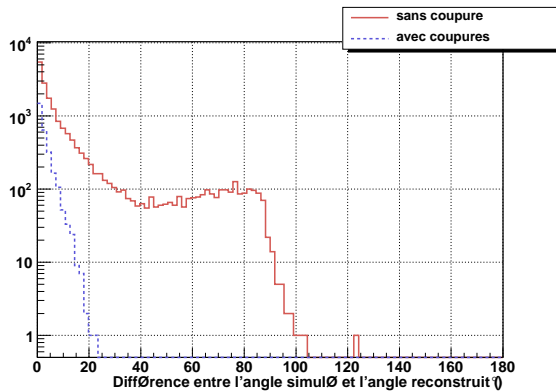


FIGURE VI.21 – Distribution de la différence entre l'angle zénithal simulé et l'angle reconstruit pour les événements à une ligne.

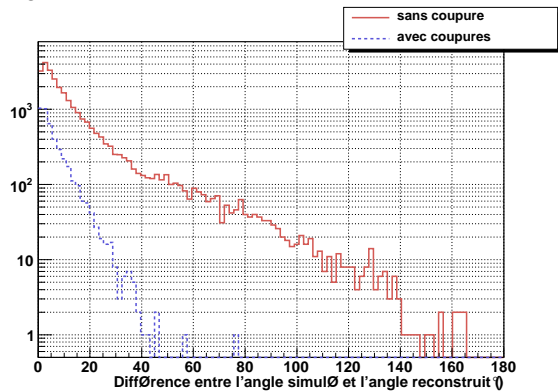


FIGURE VI.22 – Distribution de la différence entre l'angle simulé et l'angle reconstruit pour les événements sur plusieurs lignes.

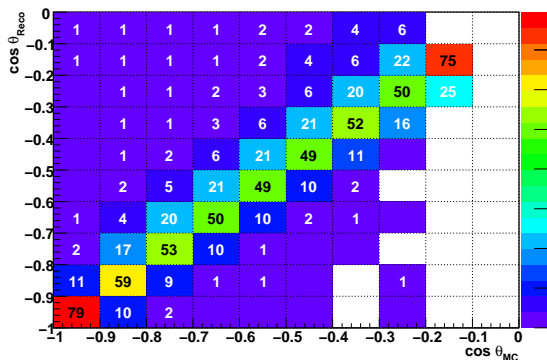


FIGURE VI.23 – Migration entre intervalles d'angle zénithal avant coupure. Chaque bin vertical est normalisé à 100%

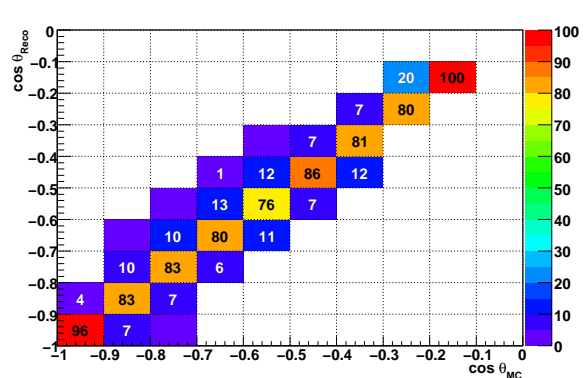


FIGURE VI.24 – Migration entre intervalles d'angle zénithal après coupures.

Simulation issue de MUPAGE	N_{evt} ($N_{ligne} = 1$)	N_{evt} ($N_{ligne} > 1$)	N_{evt} total
Sans sélection	90 536	136 939	227 375
Avec coupures	26 980	25 764	52 644
Effet de la coupure	29,8%	18,8%	23,2%
Résolution angulaire			
Sans sélection	4,48°	7,6°	6,9°
Avec coupures	1,70°	3,8°	2,9°
Données	N_{evt} ($N_{ligne} = 1$)	N_{evt} ($N_{ligne} > 1$)	N_{evt} total
Sans sélection	1 101 865	1 058 648	2 140 413
Avec coupures	193 792	271 648	465 340
Effet de la coupure	17,6%	25,7%	21,5%

TABLE VI.1 – Effets des coupures sur les événements simulés par la chaîne de simulation issue de MUPAGE et sur les données du mois de juin 2007.

2 Détermination du flux

Le flux de muons est calculé par la formule suivante :

$$\frac{d\phi}{dSdt d\Omega} = \langle m \rangle_{MC}(\cos \theta) \left(\frac{dN_{evt}(\cos \theta)}{d \cos \theta} \right)_{\text{données}} \frac{1}{\text{Eff}_{\text{reco}}(\cos \theta) \times \text{Eff}_{\text{trigger}}(\cos \theta)} \times \frac{1}{2\pi \mathcal{A}_{gen}(\cos \theta) \Delta T} \quad (\text{VI.3})$$

avec

- $\langle m \rangle_{MC}(\cos \theta)$ la multiplicité moyenne attendue à la surface de génération
- $\left(\frac{dN_{evt}(\cos \theta)}{d \cos \theta} \right)_{\text{données}}$ la distribution du nombre d'événements dans les données en fonction de $\cos \theta$
- Eff_{reco} l'efficacité de reconstruction
- $\text{Eff}_{\text{trigger}}$ l'efficacité de filtrage par rapport à la surface de génération
- \mathcal{A}_{gen} la surface de génération
- ΔT le temps de la prise de données

Trois corrections sont prises en compte dans cette étude :

1. Suite à une erreur dans la mise en oeuvre de l'algorithme de déclenchement pendant la prise de données 5 lignes, une partie des données a été perdue. La valeur de cette perte est estimée.
2. La correction du centre de cellule permet de prendre en compte la valeur réelle du flux au centre de la cellule considérée.
3. Les seuils fixés à 0,3 pe dans la simulation sont différents des seuils réels. L'effet sur la simulation du passage des seuils fixes aux seuils réels est déterminé.

Nous calculerons ces différentes quantités en prenant en compte leurs incertitudes. L'étude de multiplicité effectuée au chapitre V ne fournit pas une mesure utilisable ici, c'est pourquoi nous utilisons la multiplicité attendue au niveau de la surface de génération.

2.1 Comparaison entre les données et les simulations

Nous allons calculer le flux à partir des données en utilisant, pour le calcul de l'efficacité, cinq lots d'événements simulés :

- simulation MUPAGE reconstruit avec BBFit, avec le jeu de coupures précédent appliqué
- simulation MUPAGE reconstruit avec BBFit, sans coupure
- simulation MUPAGE reconstruit avec Aart, sans coupure
- simulation CORSIKA reconstruit avec BBFit, sans coupure
- simulation CORSIKA reconstruit avec Aart, sans coupure.

Nous utilisons les données "or" (voir le paragraphe V.2) du mois de juin 2007 pour un total de 17,8 jours de données et 2,3 millions d'événements ayant passé le filtre. Les rapports entre les données et les simulations sont présentés dans la figure VI.25 à titre d'indication. Une simulation parfaite donnerait un rapport données sur simulation plat. On remarque alors que notre simulation n'est pas parfaite. Une des différences entre les simulations et les données se situe au niveau du seuil de l'électronique : 0,3 pe pour la simulation et 0,5 pe en moyenne dans les données. Comme exposé au paragraphe 1.4, nos coupures n'agissent pas de la même façon sur les données et les simulations.

2.2 Multiplicité au niveau de la canette

La multiplicité moyenne au niveau de la canette vaut 1,22 dans la simulation issue de CORSIKA et 1,31 dans celle issue de MUPAGE. Comme les muons sont davantage absorbés lorsque la profondeur d'eau traversée augmente, la multiplicité décroît avec l'angle (figure VI.26).

2.3 Calculs d'erreurs statistiques sur les efficacités

L'efficacité ϵ est définie par

$$\epsilon = \frac{N_{eff}}{N_{tot}} \text{ avec } N_{tot} = N_{ineff} + N_{eff} \quad (\text{VI.4})$$

N_{tot} étant le nombre d'événements total que nous considérons, N_{eff} étant un échantillon d'événements sélectionnés ("efficaces") et N_{ineff} étant un échantillon d'événements inefficaces. Le numérateur et le dénominateur étant corrélés, cette corrélation doit être prise en compte lors du calcul d'erreur. Il faut distinguer deux cas : si les événements sont non pondérés, l'erreur sur l'efficacité se calcule selon 2.3.a ; si les événements sont pondérés, l'erreur est calculée dans 2.3.b.

2.3.a Evènements non pondérés (MUPAGE)

Dans la simulation MUPAGE, les événements sont tirés selon une probabilité définie dans le chapitre IV. L'erreur statistique sur l'efficacité (σ_ϵ) est obtenue en dérivant la formule VI.4 et en considérant les lots N_{eff} et N_{ineff} comme indépendants et avec de grandes valeurs :

$$\begin{aligned} \sigma_\epsilon^2 &= \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial N_{eff}} \right)^2 \sigma^2(N_{eff}) + \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial N_{ineff}} \right)^2 \sigma^2(N_{ineff}) \\ \sigma_\epsilon^2 &= \frac{N_{eff} N_{ineff}}{(N_{eff} + N_{ineff})^3} \end{aligned}$$

avec $\sigma(N_{eff})$ et $\sigma(N_{ineff})$ les erreurs sur le nombre d'événements sélectionnés ou non. On obtient :

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{tot}}} \quad (\text{VI.5})$$

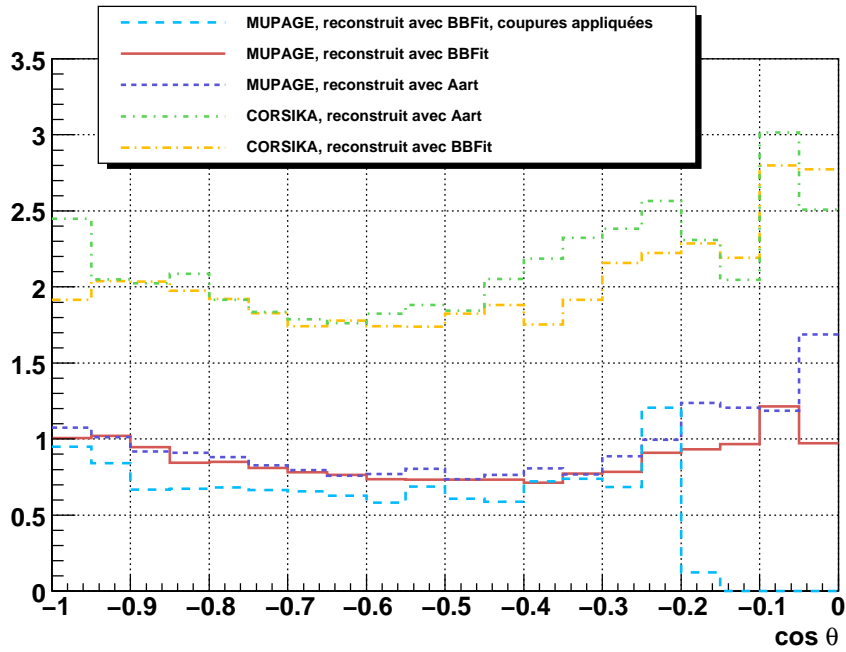


FIGURE VI.25 – Rapport entre les données et les différentes simulations et reconstructions.

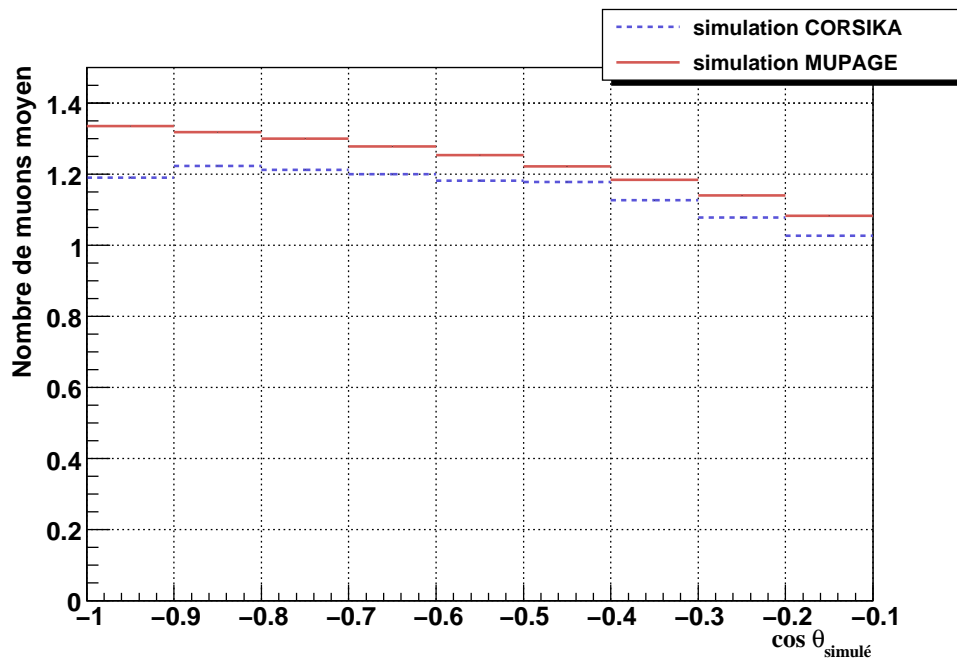


FIGURE VI.26 – Multiplicité moyenne au niveau de la canette.

2.3.b Evènements pondérés (CORSIKA)

Moins d'évènements sont simulés dans le cas de CORSIKA que dans MUPAGE, mais à chaque évènement est associé un poids afin d'appliquer le flux des rayons cosmiques primaires au Monte-Carlo généré. $\Sigma\omega_{ineff}$ et $\Sigma\omega_{eff}$ sont indépendants et s'ils sont grands, les équations précédentes sont alors modifiées :

$$N_{tot} = \Sigma\omega_{ineff} + \Sigma\omega_{eff} = \Sigma\omega \text{ avec } \epsilon^W = \frac{\Sigma\omega_{eff}}{N_{tot}} \quad (\text{VI.6})$$

L'erreur sur l'efficacité (σ_ϵ^W) est définie par la formule suivante :

$$\sigma_\epsilon^W = \frac{1}{N_{tot}} \sqrt{(\Sigma\omega_{eff}^2)(1 - \epsilon^W)^2 + (\Sigma\omega_{ineff}^2)(\epsilon^W)^2} \quad (\text{VI.7})$$

2.4 Efficacité de déclenchement

Le filtre est décrit en II.2.5. De nombreux coups étant dus au bruit de fond optique, enregistrer toutes les données ramenées à terre n'est pas possible en continu, parce que le flux de données est trop important (environ 5 Gb/s pour le détecteur complet). Il est donc nécessaire d'effectuer une sélection drastique pour obtenir les évènements physiques, et le nombre d'évènements à "biais minimum" est trop faible pour déterminer l'efficacité de déclenchement avec les données. L'efficacité de déclenchement est donc déterminée à partir des simulations :

$$\text{Eff}_{\text{déclenchement}} = \frac{N_{\text{déclenchés}}}{N_{\text{canette}}} \quad (\text{VI.8})$$

avec $N_{\text{déclenchés}}$ le nombre d'évènements simulés ayant passé le filtre 3N et N_{canette} le nombre d'évènements simulés au niveau de la canette. Au niveau de la canette, aucun critère de sélection n'est appliqué. Un évènement qui a passé le déclencheur a donné cinq paires de coups dans le détecteur et chaque muon de l'évènement doit avoir donné au moins un coup dans le détecteur pour être compté dans la multiplicité de l'évènement.

Cette efficacité dépend du détecteur et de la simulation utilisée. La variation d'efficacité en fonction de l'angle est la même pour les deux simulations. Mais la multiplicité moyenne au niveau de la canette est plus basse pour la simulation issue de CORSIKA que pour celle issue de MUPAGE (table V.1). On s'attend alors à ce que le déclencheur soit plus efficace pour la simulation issue de MUPAGE que pour celle issue de CORSIKA, cet effet est observé dans la figure VI.27.

2.5 Surface effective des muons au niveau du déclencheur

L'efficacité de déclenchement dépend de la surface de génération et donc de la surface de la canette. La surface effective des muons au niveau du déclencheur est, à contrario, indépendante de la surface de génération et caractérise le détecteur :

$$\mathcal{S}_{\text{effective}} = \text{Eff}_{\text{déclenchement}} \times \mathcal{A}_{\text{gen}} \quad (\text{VI.9})$$

avec $\text{Eff}_{\text{déclenchement}}$ défini à la formule VI.8 et \mathcal{A}_{gen} la surface de la canette projetée dans la direction de la gerbe :

$$\mathcal{A}_{\text{gen}} = 2rh \sin \theta + \pi r^2 \cos \theta \quad (\text{VI.10})$$

avec r le rayon de la canette et h la hauteur de la canette. Pour la simulation MUPAGE, le rayon vaut 312 m et la hauteur 585 m. Pour la simulation CORSIKA, le rayon vaut 239 m et la hauteur 592 m (figure VI.28).

Dans la simulation issue de CORSIKA une canette de taille variable est utilisée afin de sélectionner toutes les gerbes qui contiennent au moins un muon qui touche la canette. Ne sont conservés dans la suite de la simulation que les muons ayant touché cette canette de dimensions fixes (donnés ci-dessus). Dans le cas de la simulation issue de MUPAGE, les muons sont simulés selon une paramétrisation sur une canette de taille fixe mais élargie. Cette canette est élargie afin de ne perdre aucun muon susceptible de donner un coup dans le détecteur.

On peut alors obtenir la surface effective de déclenchement du détecteur pour des gerbes atmosphériques d'incidence θ . Les formes des distributions des surfaces effectives pour les deux simulations sont très proches (figure VI.29). La différence de normalisation serait due en partie à la différence de multiplicité entre les deux simulations comme expliqué auparavant. Cet effet sera pris en compte dans les erreurs systématiques (paragraphe 2.9.e).

2.6 Efficacité de la reconstruction

L'efficacité de reconstruction est définie comme :

$$\text{Eff}_{\text{reconstruction}}(\cos \theta_{\text{reco}}) = \frac{N_{\text{reco}}(\cos \theta = \cos \theta_{\text{reco}})}{N_{\text{déclenchés}}(\cos \theta = \cos \theta_{\text{simu}})} \quad (\text{VI.11})$$

avec $N_{\text{reco}}(\cos \theta_{\text{reco}})$ le nombre d'évènements simulés ayant été reconstruits avec un angle zénithal reconstruit donné et $N_{\text{déclenchés}}(\cos \theta_{\text{simu}})$ le nombre d'évènements simulés avec un angle simulé donné ayant passé le déclencheur 3N.

La figure VI.30 présente cette efficacité de reconstruction. Ce n'est pas une efficacité à proprement parler puisqu'elle prend en compte les migrations en angle zénithal de la reconstruction, c'est pourquoi on peut obtenir des valeurs d'efficacité supérieures à un. On tient compte de l'effet de ces migrations en supposant qu'elles sont reproduites à l'identique dans les simulations et dans les données.

2.7 Erreurs statistiques sur le flux de muons

Dans le paragraphe 2.3, nous avons exposé les méthodes de calculs des erreurs statistiques liées aux simulations. Une autre incertitude statistique liée à la simulation est celle sur la multiplicité moyenne qui est négligeable. Et enfin il y a une erreur statistique sur le nombre d'évènements dans les données σ_{data} .

L'erreur sur le flux se détermine par propagation des erreurs en ajoutant quadratiquement.

$$\sigma^2 = \sum_{\text{var}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \text{var}} \right)^2 \sigma_{\text{var}}^2 \quad (\text{VI.12})$$

D'où :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{reels}}^2 &= \frac{1}{2\pi A_{\text{gen}}(\cos \theta) \Delta T} \times \left(\left(\frac{dN_{\text{events}}}{d \cos \theta} \right)_{\text{données}} \frac{1}{\text{Eff}_{\text{reco}} \times \text{Eff}_{\text{trigger}}} \right)^2 \times \sigma_{\text{mult}}^2 \\ &+ \left(\langle m \rangle_{MC} \frac{1}{\text{Eff}_{\text{reco}} \times \text{Eff}_{\text{trigger}}} \right)^2 \times \sigma_{\text{données}}^2 \\ &+ \left(\langle m \rangle_{MC} \left(\frac{dN_{\text{events}}}{d \cos \theta} \right)_{\text{données}} \frac{1}{\text{Eff}_{\text{reco}} \times \text{Eff}_{\text{trigger}}^2} \right)^2 \times \sigma_{\text{trigger}}^2 \\ &+ \left(\langle m \rangle_{MC} \left(\frac{dN_{\text{events}}}{d \cos \theta} \right)_{\text{données}} \frac{1}{\text{Eff}_{\text{reco}}^2 \times \text{Eff}_{\text{trigger}}} \right)^2 \times \sigma_{\text{reco}}^2 \end{aligned} \quad (\text{VI.13})$$

Les erreurs statistiques sur le flux de muons sont négligeables (moins de 5%) pour des angles zénithaux supérieurs à 110° ($\cos \theta < -0,4$). Pour des angles supérieurs, les erreurs statistiques sont du même ordre de grandeur que les plus petites erreurs systématiques (voir paragraphe 2.9).

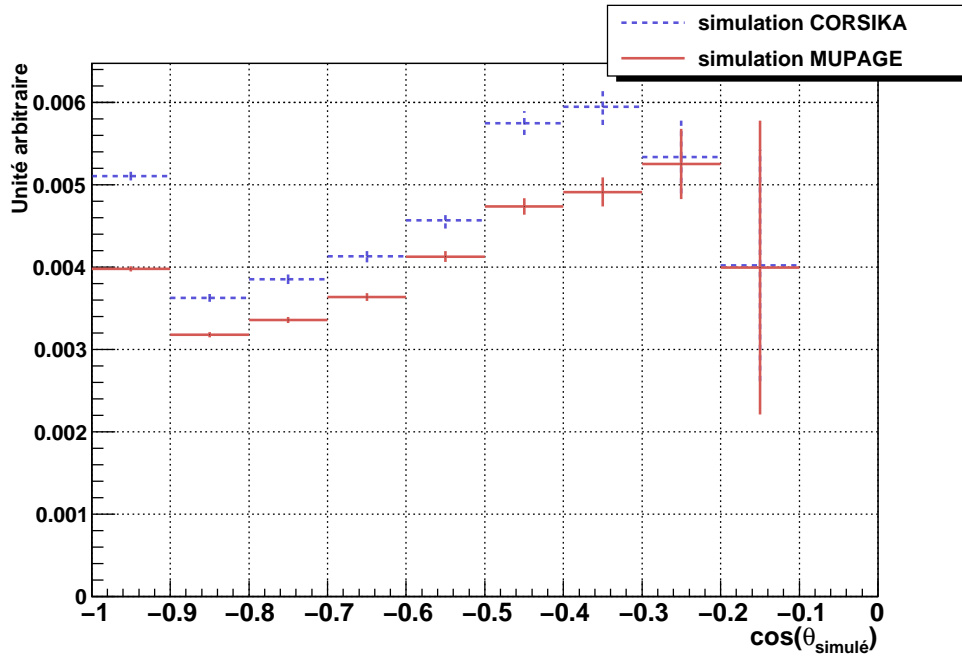


FIGURE VI.27 – Efficacité de déclenchement

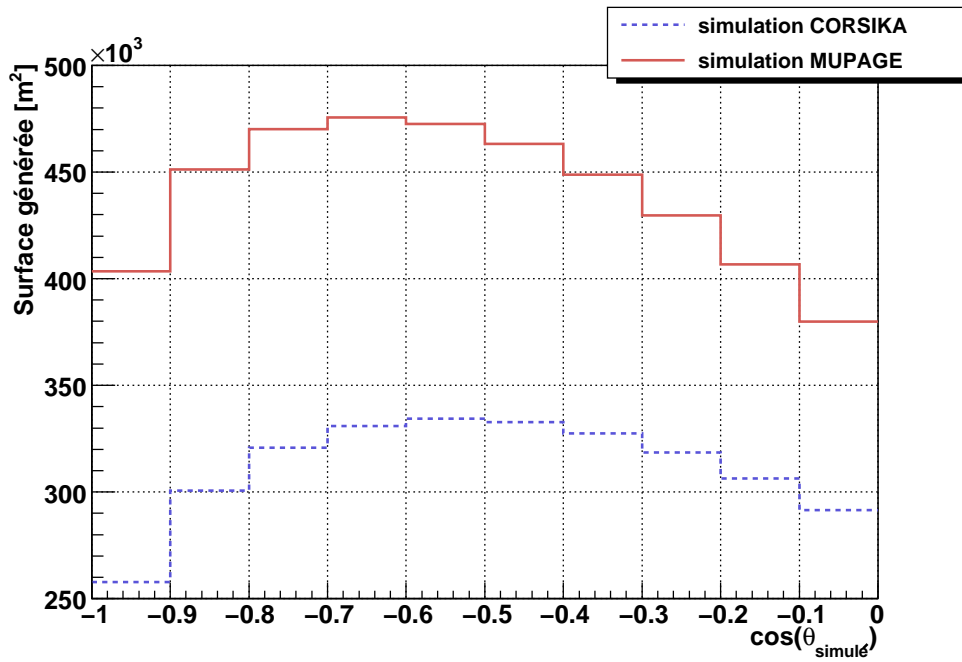


FIGURE VI.28 – Surface de la canette

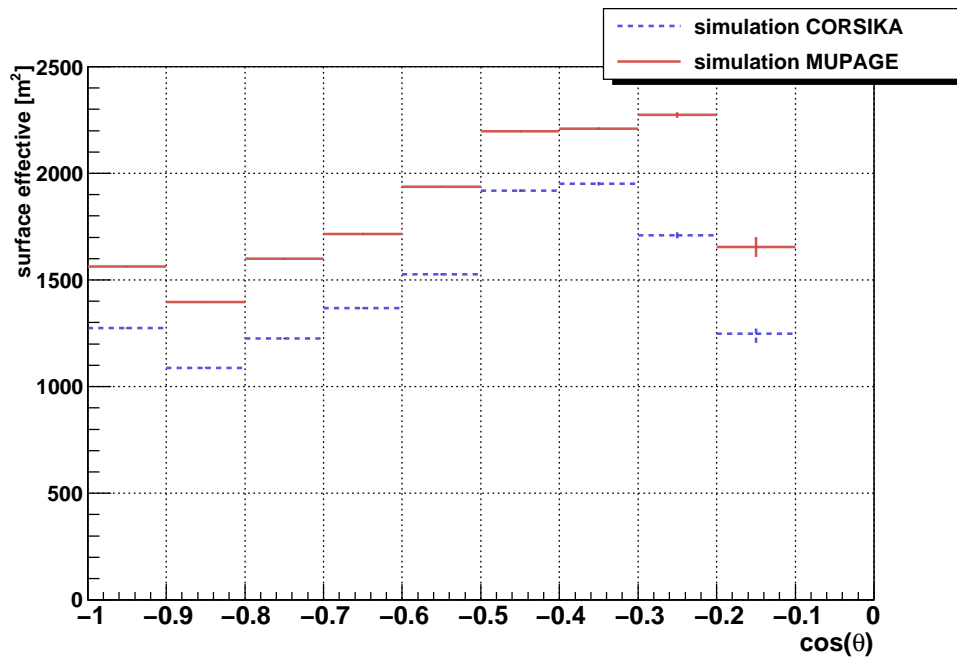


FIGURE VI.29 – Surface effective de déclenchement au niveau de la canette

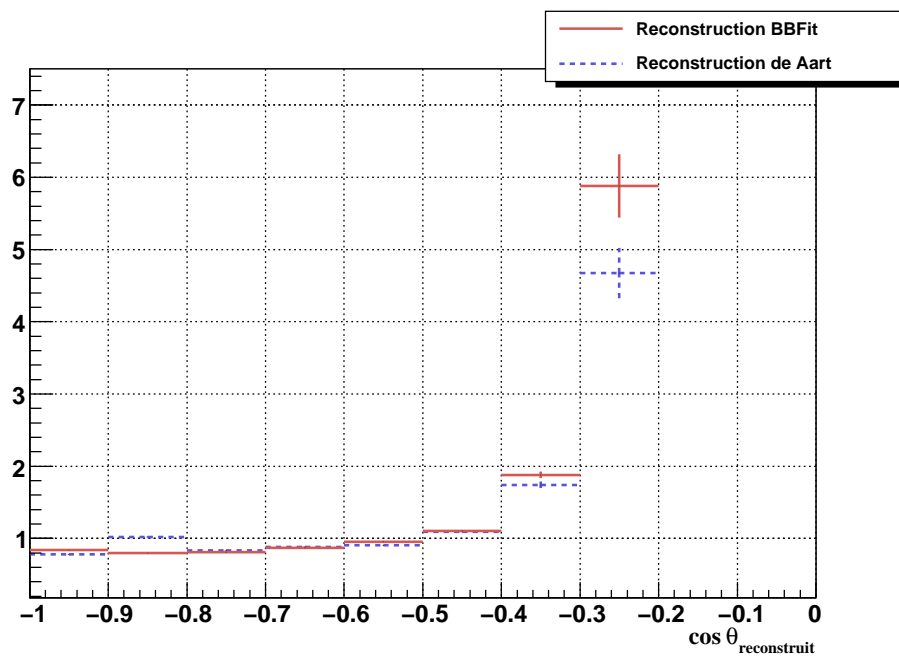


FIGURE VI.30 – Efficacité de reconstruction

2.8 Correction au flux de muons

2.8.a Perte par temps mort du filtrage des évènements sur les données 5 lignes

Une erreur dans l'algorithme de filtrage utilisé sur les données du détecteur 5 lignes a été découverte. Elle a introduit un temps mort lors de la prise de données, que nous devons considérer afin de comparer la simulation et les données.

Pour calculer ce temps mort, on compare l'influence de l'algorithme erroné par rapport à l'algorithme corrigé. Pour ce faire, nous utilisons des données non biaisées de juin 2007 qui n'ont pas passé d'algorithmes de filtrage (alertes GRB). Nous leur appliquons les deux algorithmes de déclenchement. Afin d'observer si ce temps mort dépend de l'angle zénithal ou non, nous reconstruisons ensuite les évènements en utilisant les deux méthodes de reconstruction. En divisant les deux histogrammes de l'angle zénithal reconstruit après passage de ces deux algorithmes, nous obtenons l'effet de ce temps mort montré figure VI.31.

Dans les deux cas, le temps mort est indépendant de l'angle zénithal. Le temps mort mesuré est alors de 18,2% et la correction moyenne à l'efficacité de déclenchement de 0,846.

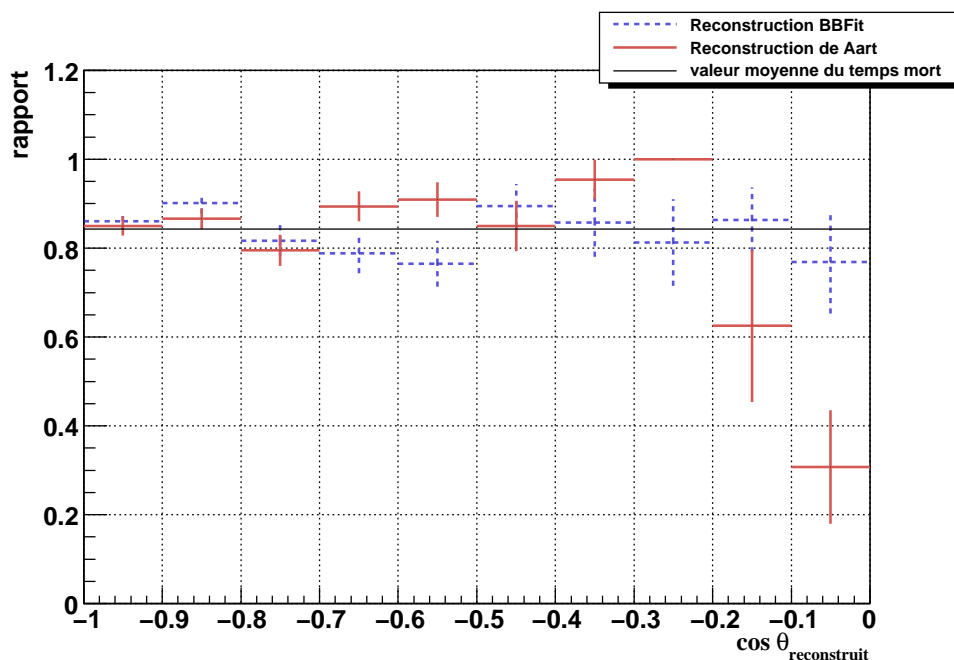


FIGURE VI.31 – Correction de temps mort à l'efficacité de déclenchement

2.8.b Correction du centre de cellule :

En mesurant le flux avec la méthode décrite, nous mesurons dans chaque intervalle l'intégrale du flux divisée par la largeur de cet intervalle.

Si la distribution est plate, la mesure résultante est automatiquement centrée, mais si elle n'est pas plate et a fortiori si la fonction n'est pas linéaire, le flux est mesuré à l'abscisse θ_0 telle que $f(\theta_0) * \Delta\theta = \sum_{\Delta\theta} f(\theta) d\theta$. θ_0 est la valeur moyenne de f dans la cellule. Afin d'obtenir le flux au centre de la cellule

θ_c sur le bin, on applique la formule suivante :

$$f(\theta_c) = f(\theta_0) * \frac{F(20, H, \cos \theta_c)}{F(20, H, \cos \theta_0)} \quad (\text{VI.14})$$

avec F représentant la paramétrisation d'Okada calculé selon la formule IV.13 et H dépendant de l'intervalle considéré (tableau VI.2). La valeur du rapport $F(20, H, \cos \theta_c)/F(20, H, \cos \theta_0)$ est présenté à la figure VI.32.

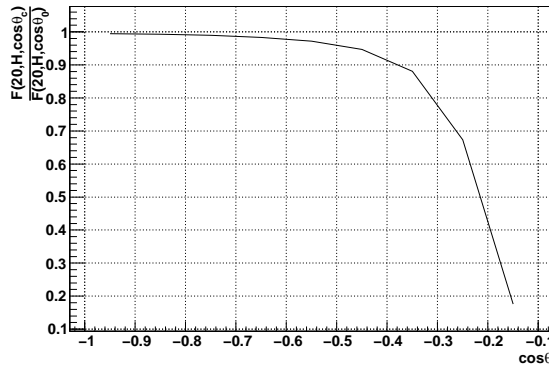


FIGURE VI.32 – Valeur de la correction de bin.

2.8.c Correction des seuils :

La simulation de l'électronique utilise un seuil unique pour tous les ARS : 0,3 pe. Or dans les données du mois de juin 2007, les seuils réels sont compris entre 0,2 et 1,4 pe avec une moyenne à 0,5 pe (figure VI.33).

L'augmentation des seuils des ARS diminue le nombre d'événements qui passe l'algorithme de filtrage. Le rapport du nombre d'événements obtenus par la simulation avec les seuils des ARS dans les données sur le nombre d'événements obtenus dans la simulation dans laquelle tous les seuils sont identiques en fonction de l'angle reconstruit (figure VI.34) confirme cette diminution. Afin que les simulations et les données soient identiques, on prend en compte cette perte de 7% dans le nombre d'événements reconstruits simulés.

2.9 Effets systématiques

Plusieurs effets sont pris en compte dans les effets systématiques :

- l'acceptance angulaire du photo-multiplicateur
- la longueur d'absorption dans l'eau
- l'étalonnage en charge du détecteur et le réglage des seuils des signaux L0
- la simulation de la multiplicité
- l'effet de la reconstruction choisie
- la bio-salissure des photo-multiplicateurs.

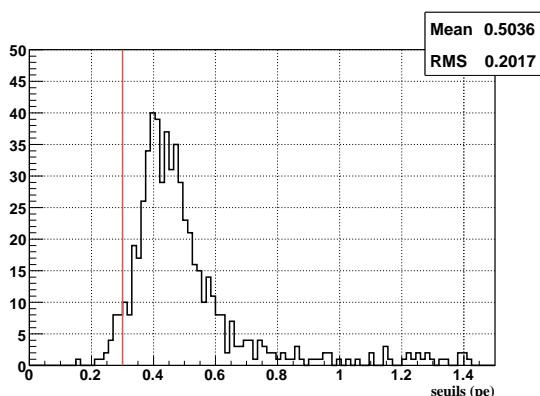


FIGURE VI.33 – Distribution des seuils des ARS dans les données. En rouge la valeur des seuils dans les simulations.

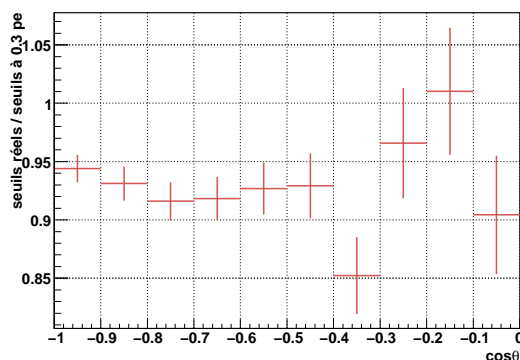


FIGURE VI.34 – Rapport du nombre d'événements obtenus par la simulation avec les seuils des ARS dans les données sur le nombre d'événements obtenus dans la simulation dans laquelle tous les seuils sont identiques en fonction de l'angle reconstruit.

2.9.a Acceptance angulaire

L'acceptance angulaire des modules optiques a été commentée dans la partie IV.4.2. Les mêmes mesures pratiquées sur deux modules optiques différents conduisent à des acceptances différentes. En simulant ces différences, on obtient des erreurs relatives sur le flux de l'ordre de 20%.

En outre la mesure de l'acceptance angulaire obtenue en laboratoire n'est pas confirmée par les simulations. La mesure est entachée d'incertitudes à cause de réflexions sur la cuve contenant le photomultiplicateur testé. Cet effet est asymétrique et dominant. La figure VI.35 présente l'influence d'un changement entre le flux obtenu avec l'acceptance angulaire simulée et le flux obtenu avec l'acceptance angulaire mesurée. On peut alors déterminer l'erreur sur le flux due à l'utilisation de l'acceptance angulaire simulée à la place de celle mesurée. En mesurant le flux avec l'acceptance angulaire mesurée, le flux est diminué de 35% par rapport au flux calculé avec l'acceptance angulaire simulée.

Au total, on obtient une erreur asymétrique sur le flux d'environ $[-35\%, +20\%]$. Lors du calcul d'erreur, celle-ci est calculée dans chaque intervalle angulaire.

2.9.b Longueur d'absorption

La longueur d'absorption a été abordée dans la partie IV.4.1. L'incertitude sur la longueur d'absorption a été estimée à $\pm 10\%$. Le rapport du flux obtenu avec la longueur d'absorption mesurée et du flux obtenu avec une longueur d'absorption diminuée ou augmentée de 10% est présentée à la figure VI.36. Lorsque la longueur d'absorption est diminuée de 10%, le flux est alors augmenté d'environ 20%, alors que si la longueur d'absorption est augmentée de 10%, le flux est diminué d'environ 20%. La formule suivante (en réexprimant la formule VI.3) permet d'expliquer cet effet :

$$\frac{d\phi}{dS dt d\Omega} = \langle m \rangle_{MC(\cos\theta)} \left[\frac{N_{\text{données}} \times N_{\text{MC can}}}{N_{\text{MC reco}}} \right]_{\cos\theta} \times \frac{1}{2\pi \mathcal{A}_{\text{gen}}(\cos\theta) \Delta T} \quad (\text{VI.15})$$

Lorsque une longueur d'absorption plus longue est utilisée dans la simulation, le nombre de photons simulés augmente, et par conséquent le nombre d'événements reconstruits atteignant les photo-

multiplicateurs augmente. Si le nombre d'événements simulés reconstruits augmente au dénominateur, le flux diminue, ce qui est l'effet observé.

2.9.c Etalonnage en charge, Réglage des seuils

Si l'étalonnage en charge de l'AVC est imprécis, la charge des signaux se retrouve faussée. De même, une imprécision ou dérive du réglage des seuils ou du gain du signal peut avoir pour effet un passage du seuil compromis ou facilité. L'efficacité de l'algorithme de filtrage des événements dépend des seuils de chacun des signaux, un réglage des seuils qui ne suit pas les variations du gain peut ajouter ou diminuer le nombre d'événements issus du filtrage. La baisse des gains des photo-multiplicateurs a pour conséquence une augmentation de la valeur moyenne du seuil de 0,3 pe à 0,5 pe, résultant en une baisse de l'efficacité de déclenchement pour les données, imparfaitement simulée. Une correction à cet effet est en cours d'évaluation, et nous assignons de façon préliminaire une incertitude estimée à $\pm 10\%$.

2.9.d Bio-salissure des photo-multiplicateurs

Une étude détaillée dans [92] a montré que les photo-multiplicateurs pouvaient être recouverts de matière bio-marine sur leur surface orientée vers le haut. Cette partie du photo-multiplicateur est sensible aux muons descendants et peut faire ainsi varier l'acceptance angulaire des photo-multiplicateurs. Cet effet est cependant faible puisque les photo-multiplicateurs sont lavés par les courants marins et parce que la perte d'efficacité est contrainte par les mesures du ^{40}K . Nous en tenons compte avec une incertitude de 10% sur le flux de muons. Une étude plus détaillée reste cependant à faire.

2.9.e Simulation de la multiplicité

Il a été montré que les deux simulations n'ont pas la même multiplicité moyenne ni la même surface effective de déclenchement. Ces deux quantités sont corrélées, c'est leur rapport qui intervient dans le calcul du flux et il devrait être le même pour les deux simulations. La figure VI.37 montre que ce rapport est plus élevé dans le cas de la simulation issue de CORSIKA. La différence relative sur le calcul du flux représentée dans la figure VI.38, de l'ordre de 15%, est prise en compte comme une erreur relative asymétrique.

2.9.f Reconstruction

L'efficacité de reconstruction et le rapport données sur simulation dépendent de la reconstruction utilisée. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'erreur que nous faisons en choisissant la reconstruction *BBFit* par rapport à la reconstruction de *Aart*. Cet erreur ($\approx 15\%$) est montrée à la figure VI.39.

2.10 Flux de muons

En utilisant la formule VI.3 dont les termes ont été calculés dans les paragraphes précédents, on obtient le flux de muons en fonction de l'angle zénithal à différentes hauteurs de la surface entourant le détecteur (canette). La figure VI.40 présente les flux calculés avec :

- la simulation MUPAGE reconstruite avec *BBFit*
- la simulation MUPAGE reconstruite avec *BBFit* avec coupures
- la simulation MUPAGE reconstruite avec *Aart*
- la simulation CORSIKA (modèle poly-gonato) reconstruite avec *BBFit*
- la simulation CORSIKA (modèle poly-gonato) reconstruite avec *Aart*

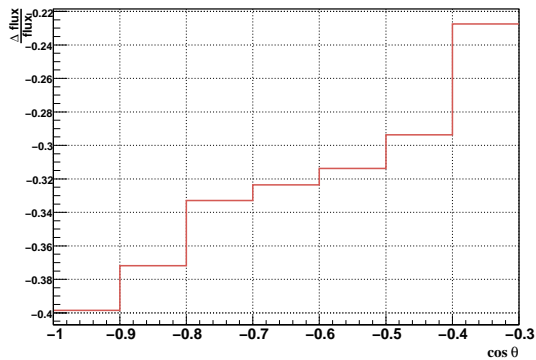


FIGURE VI.35 – Effet sur le flux obtenu lorsque l’acceptance angulaire simulée est remplacée par l’acceptance angulaire mesurée.

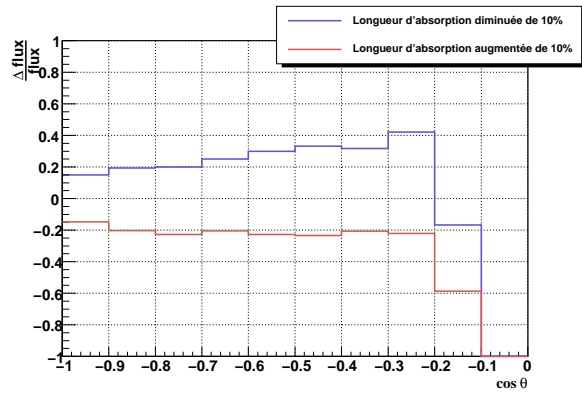


FIGURE VI.36 – Effet sur le flux obtenu avec une longueur d’absorption diminuée ou augmentée de 10% par rapport à la longueur d’absorption mesurée.

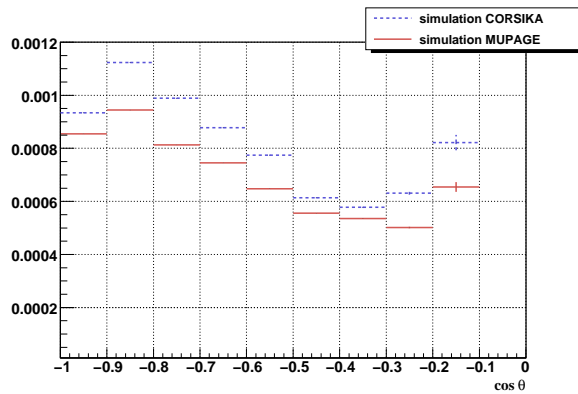


FIGURE VI.37 – Multiplicité moyenne au niveau de la canette divisée par la surface effective des muons après filtrage des évènements.

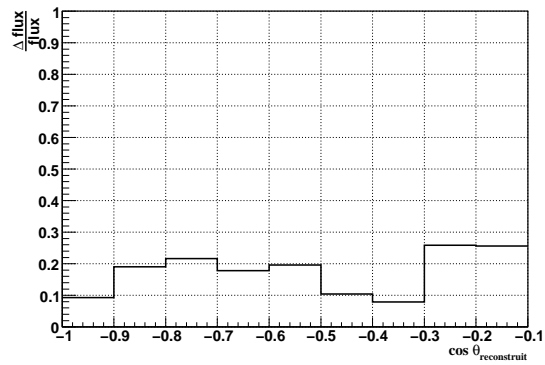


FIGURE VI.38 – Différence relative entre le flux calculé à l’aide de la simulation issue de CORSIKA et celui calculé avec la simulation issue de MUPAGE.

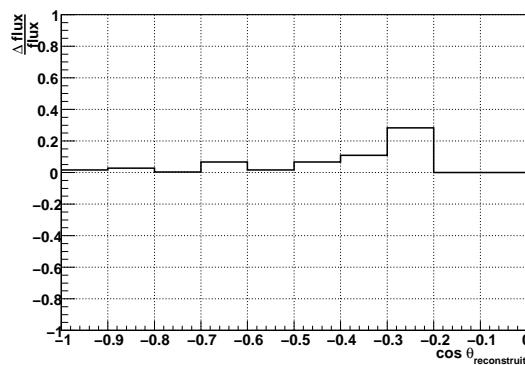


FIGURE VI.39 – Effet du choix de la reconstruction *BBFit* par rapport à la reconstruction de *Aart* sur le flux de muons.

Le flux obtenu avec la simulation MUPAGE reconstruite avec BBFit avec coupures a été testé avec des variations dans les coupures choisies et aucun changement notable sur le flux ($> 5\%$) n'a été observé.

Les erreurs statistiques et systématiques sont considérées comme indépendantes et ajoutées quadratiquement. Le résultat des calculs précédents est présenté sur la figure VI.40.

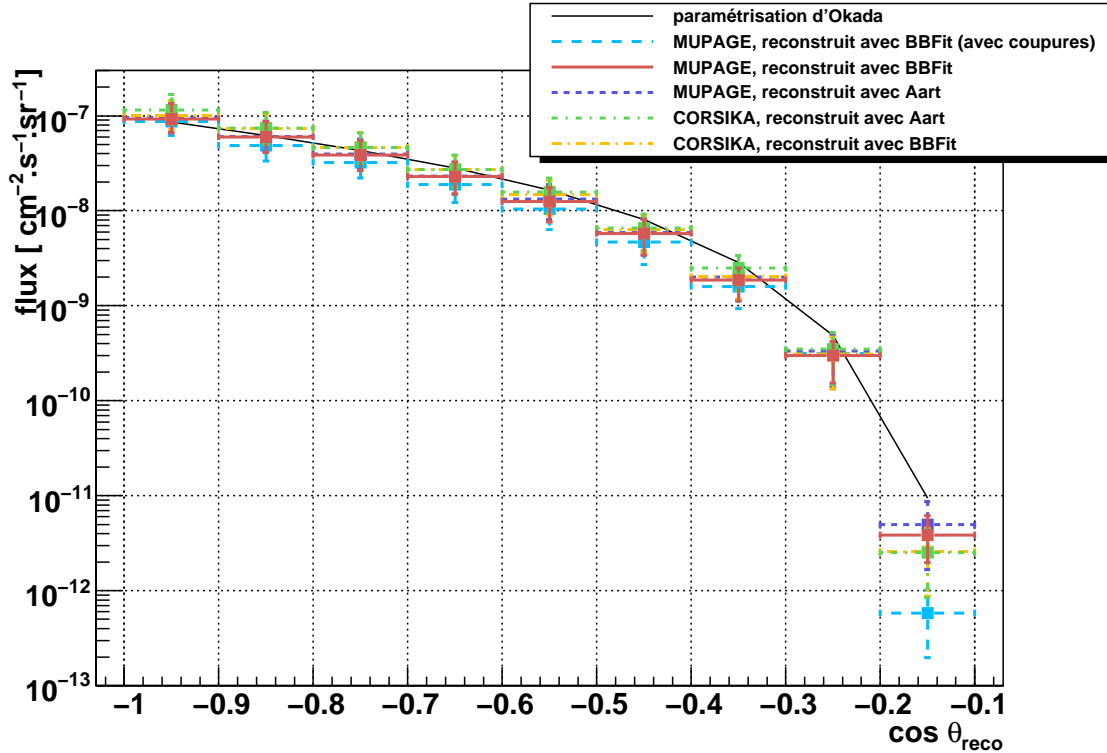


FIGURE VI.40 – Flux de muons et paramétrisation d'Okada au niveau de la canette définie autour du détecteur ANTARES.

Une hauteur moyenne des points de génération des muons sur la canette est utilisée dans chaque intervalle d'angle zénithal (table VI.2). La paramétrisation d'Okada (paragraphe IV.3) est paramétrée avec une profondeur différente pour chaque intervalle d'angle zénithal afin de comparer avec le flux obtenu sur la canette définie autour du détecteur.

Le flux de muons obtenu et ses erreurs systématiques et statistiques sont en accord avec la paramétrisation d'Okada (pour des énergies supérieures à 20 GeV). Cependant les données et la simulation issue de MUPAGE ne réagissent pas de la même façon aux coupures. Le flux de muons est en moins bon accord avec la paramétrisation d'Okada lorsque les coupures sont présentes, car les distributions zénithales des simulations et des données ne sont pas en accord.

2.11 Vérification de la méthode

Afin de vérifier la méthode décrite ci-dessus, nous appliquons le même algorithme que celui utilisé pour l'obtention du flux de muons mais les données sont remplacées par la simulation MUPAGE. Ainsi la formule VI.3 est modifiée par :

$$\frac{d\phi}{dSdt d\Omega} = \langle m \rangle_{MC}(\cos \theta) \left(\frac{dN_{MC\ reco}(\cos \theta)}{d \cos \theta} \right) \frac{1}{\text{Eff}_{reco}(\cos \theta) \times \text{Eff}_{trigger}(\cos \theta)} \times \frac{1}{2\pi \mathcal{A}_{gen}(\cos \theta) \Delta T}$$

$\cos \theta_{reco}$	H_{moyen} m
-0,95	1935,278
-0,85	1965,478
-0,75	1983,078
-0,65	1996,278
-0,55	2007,778
-0,45	2015,878
-0,35	2022,478
-0,25	2024,078
-0,15	2007,978

TABLE VI.2 – Hauteur moyenne des muons sur la canette dans chaque intervalle

On obtient alors le flux reproduit dans la figure VI.41, lorsqu'aucune coupure n'est appliquée, et à la figure VI.42 lorsque le jeu de coupures décrit précédemment est appliqué. Les deux flux obtenus sont en parfait accord avec le flux utilisé dans la simulation MUPAGE, ce qui montre que la méthode utilisée est valable.

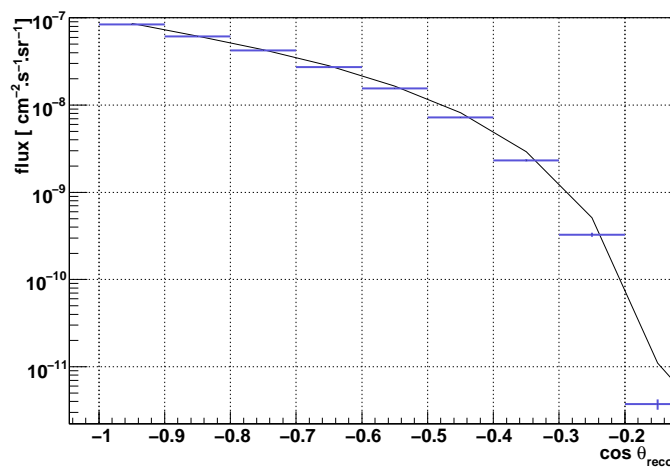


FIGURE VI.41 – Flux obtenu à partir de la simulation issue de MUPAGE comparé au flux utilisé dans la simulation MUPAGE.

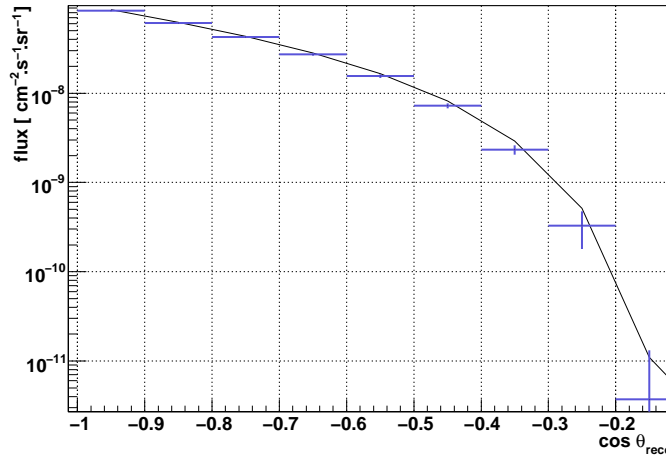


FIGURE VI.42 – Flux obtenu à partir de la simulation issue de MUPAGE, lorsque les coupures définies précédemment sont appliquées, comparé au flux utilisé dans la simulation MUPAGE.

3 Relation profondeur - intensité du flux

La relation profondeur-intensité du flux est une mesure essentielle effectuée par toutes les expériences souterraines et sous-marines. Nous ne conserverons que les outils les plus robustes : simulation issue de MUPAGE et reconstruction *BBFit*. La mesure avec les coupures est moins robuste notamment en terme de normalisation entre la simulation et les données, mais à titre de comparaison nous la conserverons.

3.1 Verticalisation

Afin de déterminer le flux vertical à différentes profondeurs, il faut prendre en compte la profondeur d'eau traversée par le muon (figure VI.43). Si un muon est observé à une hauteur H avec un angle θ , la profondeur d'eau traversée est $H/\cos\theta$ pour un angle $\theta < 60^\circ$. Si on prend en compte la courbure de la terre cette formule est modifiée :

$$H \approx l \cos\theta + \frac{1}{2} \frac{l^2}{R_T} \sin^2\theta \quad (\text{VI.16})$$

avec l la profondeur d'eau réellement traversée. Le rapport entre la valeur de l ainsi obtenue et $H/\cos\theta$ est présentée à la figure VI.44, l'effet est très petit.

De plus, à haute énergie les pions ont moins de distance disponible pour se désintégrer lorsque la profondeur d'atmosphère traversée est moindre. Ils donnent alors moins de muons au niveau de la mer. Pour une énergie supérieure à 1 TeV et des angles inférieures à 60° , cet effet est en $1/\cos\theta$. Afin d'obtenir une formule valable à tous les angles, il faut obtenir la dépendance angulaire du flux de muons au niveau de la mer. Le flux de muons intégré au-dessus d'une énergie E suit la formule de Miyake [93] :

$$F(E, \theta^*) = \frac{1.74 \times 10^6}{5E \cos\theta^* + 400} (5E + 10 \sec\theta^*) \frac{E + 15}{E + 10 + 5 \sec\theta^*} \quad (\text{VI.17})$$

L'énergie E des muons au niveau de la mer qui peuvent atteindre notre détecteur est 500 GeV. La variable θ^* correspond à l'angle zénithal à l'altitude à laquelle le muon est produit. Elle s'exprime en fonction de

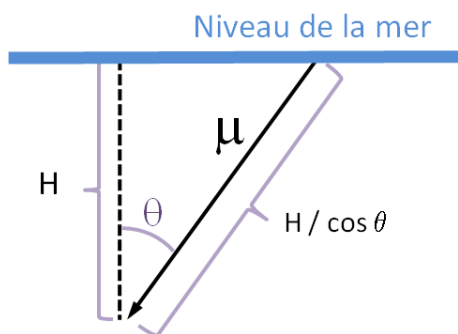


FIGURE VI.43 – Prise en compte de la profondeur d'eau traversée par le muon

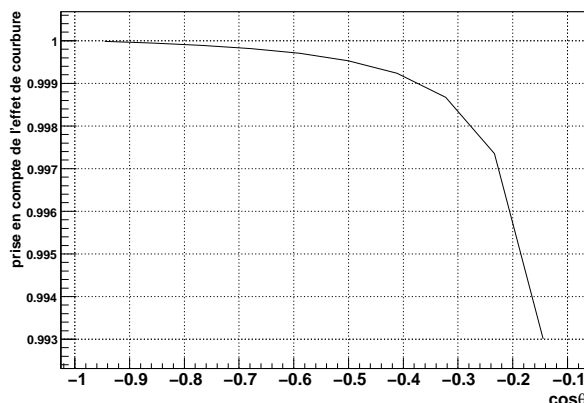


FIGURE VI.44 – Rapport entre la profondeur obtenue avec la formule VI.16 et $H / \cos \theta$.

la variable θ qui est l'angle zénithal du muon au niveau de la mer :

$$\sin \theta^* = \frac{6370 \sin \theta}{6415,5 - 6,335 \ln(100 \cos \theta^*)} \tag{VI.18}$$

L'effet de cette correction est minime jusqu'à $\cos \theta > 0,2$ (figure VI.45).

Afin d'obtenir la dépendance angulaire du flux sans prendre en compte sa valeur, nous prenons en compte $F(E, \theta^*) / F(E, 0)$ (figure VI.46). On obtient l'intensité du flux de muons $I_v \left(\frac{l}{\cos \theta} \right)$ à la profondeur d'eau traversée l [12] :

$$I_v \left(\frac{l}{\cos \theta} \right) = I(\cos \theta, H) \times \frac{F(E, 0)}{F(E, \theta^*)} \tag{VI.19}$$

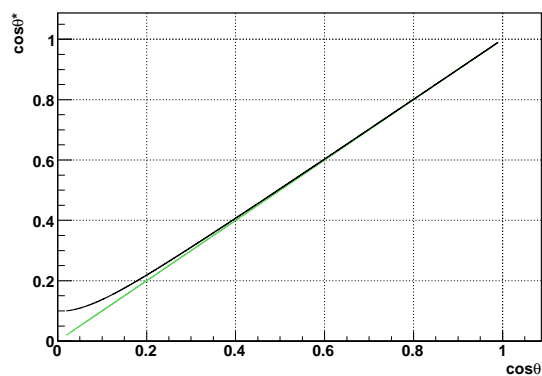


FIGURE VI.45 – $\cos \theta^*$ en fonction de $\cos \theta$. Correction à appliquer au calcul du flux vertical pour prendre en compte la courbure de la terre [94] ; en vert, la courbe sans correction.

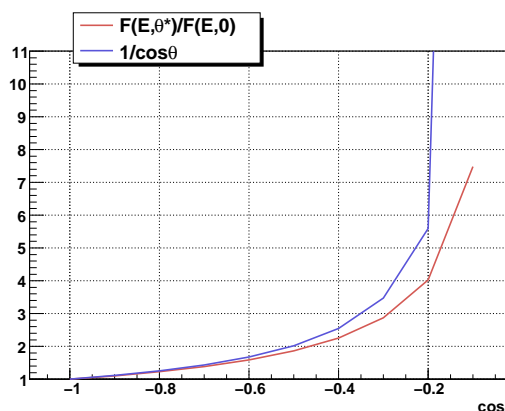


FIGURE VI.46 – Effet de la dépendance angulaire du flux de muons au niveau de la mer.

La figure VI.46 présente une comparaison entre $1/\cos\theta$ et $F(E, 0)/F(E, \theta^*)$. La différence est faible jusqu'à $\theta < 60^\circ$ au-dessus la différence entre les deux est très importante. La relation profondeur-intensité prendra en compte les trois effets : l la profondeur d'eau réellement traversée par le muon, $\cos\theta^*$ et la dépendance angulaire du flux de muons au niveau de la mer $F(E, 0)/F(E, \theta^*)$.

3.2 Résultats

Les résultats obtenus sont présentés dans les figures VI.47 et VI.48. En rouge, la relation profondeur-intensité pour la simulation issue de MUPAGE reconstruite avec *BBFit*. En bleu, celle pour la simulation issue de MUPAGE reconstruite avec *BBFit* avec coupures. Des bandes de la même couleur représentent les incertitudes systématiques.

Les ronds jaunes représentent les mesures effectuées pendant 187 heures en 2006 lorsque le détecteur n'était composé que d'une seule ligne. La méthode utilisée était différente de celle présentée ici puisqu'elle était basée sur une méthode de déconvolution [95].

Les triangles verts sont les mesures obtenues pour un flux de muons à basse énergie avec le détecteur à 5 lignes. Basée sur l'algorithme de filtrage ^{40}K (paragraphe II.2.5), cette méthode prend en compte des paires de L1 sur deux étages adjacents de la même ligne compatibles avec le temps de transport du muon entre ces deux étages. Elle permet d'obtenir des mesures de flux de muons entre 2030 et 2380 m [96].

Dans la figure VI.49, les résultats obtenus par l'étude effectuée sans coupure sont comparés à ceux d'autres expériences. Nous obtenons un accord satisfaisant.

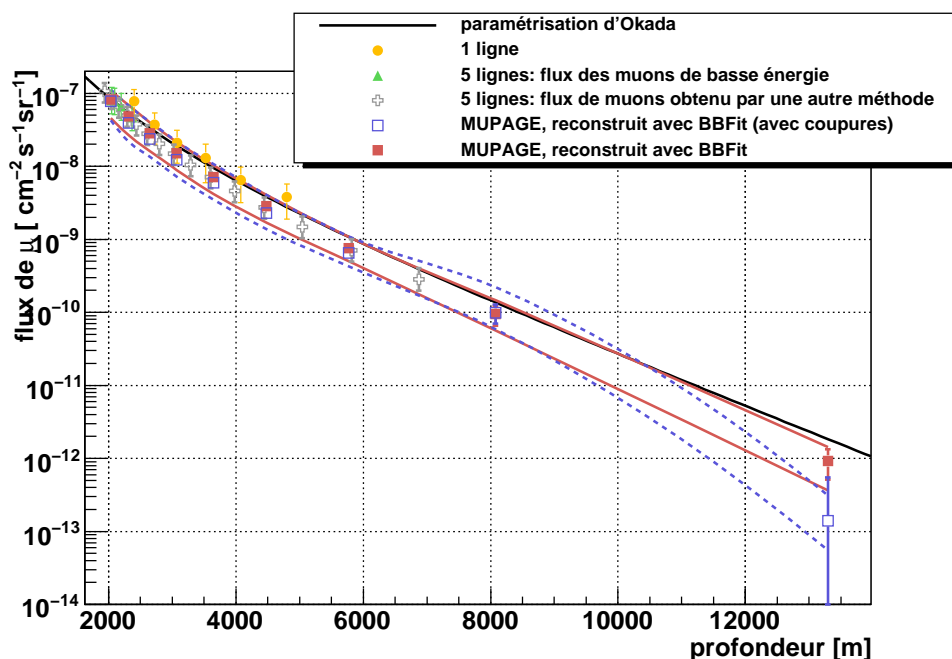


FIGURE VI.47 – Relation profondeur-intensité du flux de muons pour le détecteur ANTARES 5 lignes. Les bandes rouges (continues) et bleues (tiret) représentent les erreurs systématiques associées aux carrés rouges (pleins) et bleus (vides)

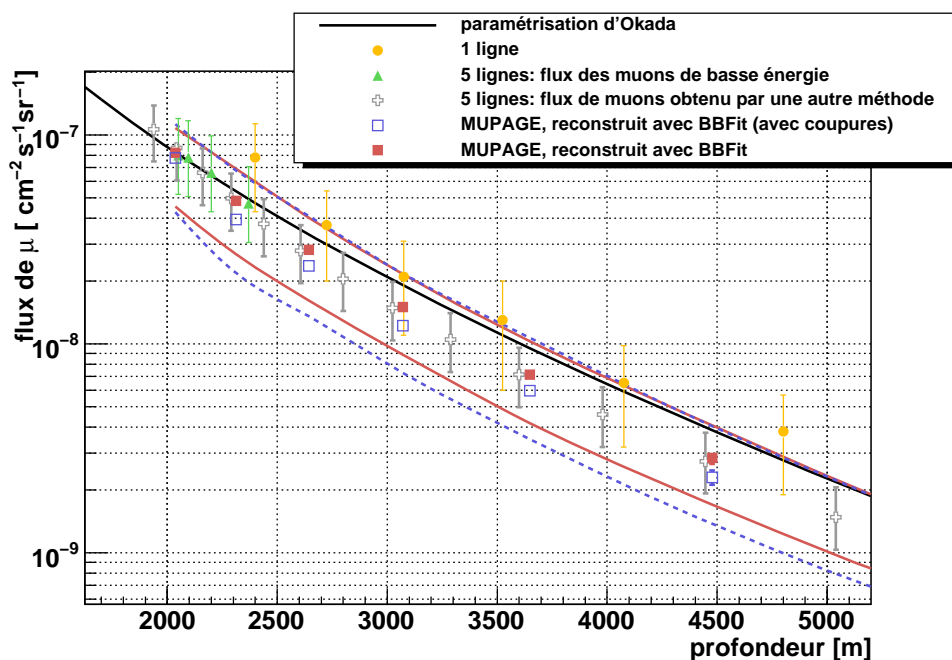


FIGURE VI.48 – Relation profondeur-intensité du flux de muons pour le détecteur ANTARES 5 lignes. (zoom de la figure VI.47)

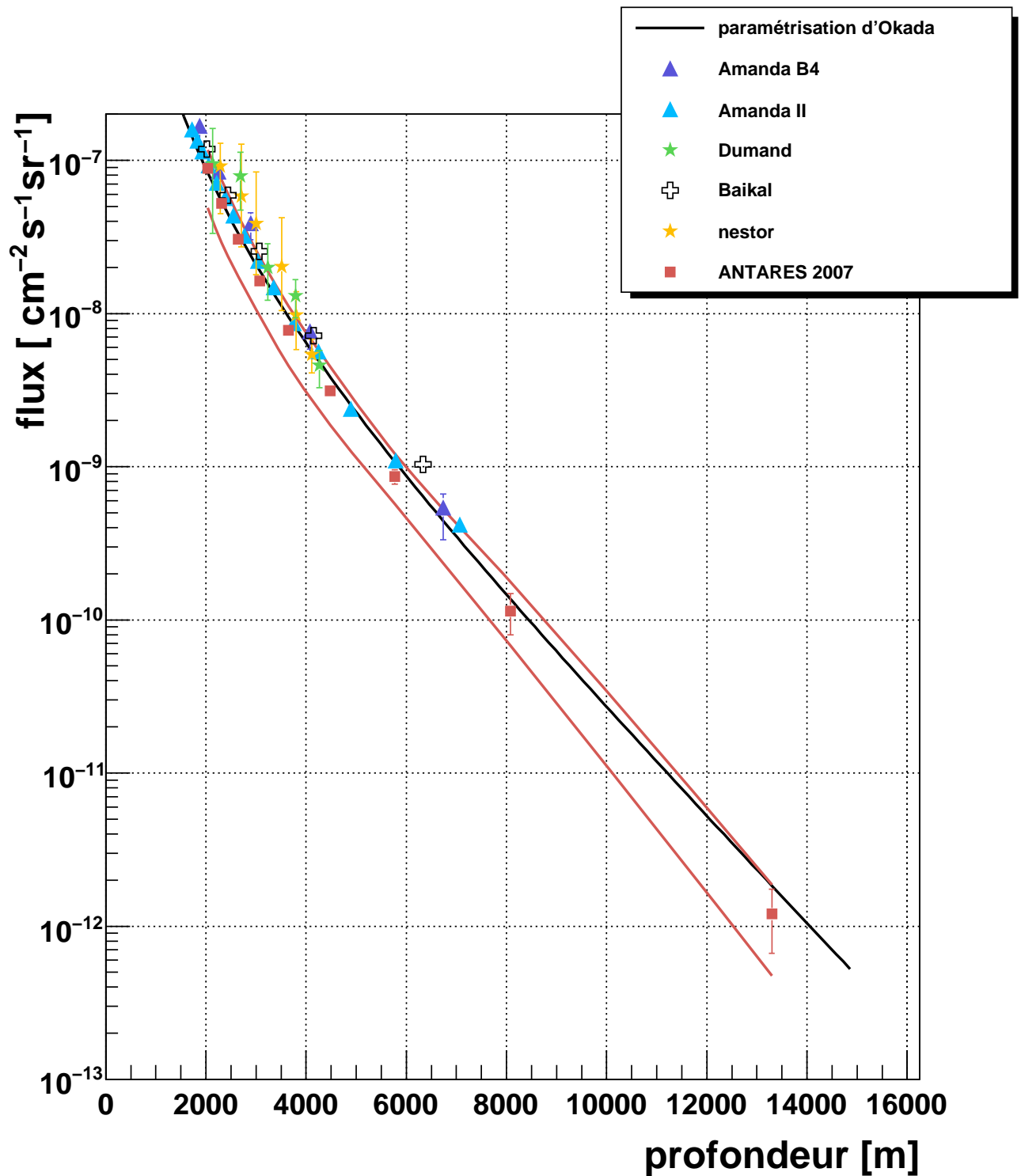


FIGURE VI.49 – Relation profondeur-intensité du flux de muons pour le détecteur ANTARES 5 lignes comparée aux résultats de Dumand SPS [97], de Baikal NT-36 [98] et d'Amanda-B4 [99].

Conclusion

Cette étude nous a permis de déterminer un flux de muons atmosphériques équivalent à un flux vertical entre 2000 m et 13400 m de profondeur d'eau. Les erreurs systématiques restent très élevées notamment sur l'acceptance angulaire des photo-multiplicateurs et sur la longueur d'absorption dans l'eau sur le site d'ANTARES. Des mesures sont actuellement en cours pour déterminer de façon précise la longueur d'absorption à l'aide des balises LED (paragraphe II.2.2.a) et pour obtenir un meilleur accord entre les mesures et les simulations de l'acceptance angulaire des modules optiques. Il restera aussi à améliorer la simulation notamment de l'électronique du détecteur.

Néanmoins la méthode utilisée pour déterminer le flux a été vérifiée (paragraphe 2.11) et les résultats obtenus sont conformes aux données mondiales, ce qui constitue une preuve de l'état globalement satisfaisant de la compréhension du comportement du télescope.

Conclusion

Le télescope ANTARES détecte l'interaction de neutrinos muoniques (montants) avec la matière par l'intermédiaire de la lumière Tcherenkov émise par les muons fils lors de leur passage dans l'eau de mer. Les muons (descendants) produits dans les gerbes atmosphériques par l'interaction des rayons cosmiques primaires sont la principale source de bruit de fond physique, mais constituent dans le même temps le seul faisceau (naturel) exploitable pour l'étalonnage du détecteur. C'est dans cette optique que se situe l'étude des muons atmosphériques présentée dans cette thèse qui s'attache plus généralement à la problématique de l'étalonnage du détecteur.

Cette étude est ainsi précédée de la description des différentes méthodes d'étalonnage développées au cours de l'intégration des lignes du détecteur. La mesure du temps est une quantité particulièrement cruciale pour un télescope à neutrinos formé d'un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs : une précision de l'ordre de la nanoseconde a été obtenue. De même, une bonne connaissance de la charge des événements est nécessaire pour reconstruire la trajectoire des particules. À cet égard, des méthodes d'étalonnage ont été développées pour estimer la position du piédestal et du pic du photoélectron. Enfin la maîtrise du seuil de traitement des signaux de photomultiplicateurs (1/3 photoélectron) est indispensable à la connaissance de l'efficacité du détecteur, elle-même indispensable pour toutes les études de physique.

L'étude des muons atmosphériques avec le détecteur sous-marin ANTARES se heurte à deux difficultés principales. La première tient à ce que le détecteur est géométriquement optimisé pour la détection de fronts de lumière ascendants. Si les muons atmosphériques dominent largement en intensité, la lumière qu'ils émettent concerne une zone où la sensibilité du détecteur est marginale et moins bien connue. De même les algorithmes de reconstruction employés reposent tous sur l'hypothèse d'une particule unique traversant le détecteur (cas du neutrino) tandis que les muons atmosphériques arrivent en nombre. Plus ce nombre est élevé plus les chances de détecter l'événement augmentent. La seconde difficulté tient donc à ce que la mesure nécessite une simulation robuste capable de reproduire la réponse du détecteur à plusieurs muons à la fois, cette multiplicité étant un paramètre mal connu susceptible de différer d'une simulation à une autre.

Une étude de la multiplicité des muons a donc été entreprise afin de séparer les muons isolés des muons multiples. Un lot de variables compatibles entre les simulations et les données a été choisi. Des coupures unidimensionnelles ont d'abord été étudiées puis une analyse multi-variable, à l'aide du logiciel TMVA, a permis d'obtenir un bon rejet. Ainsi lorsque la significativité est maximum, 90% des muons isolés sont conservés et 50,9% des gerbes de muon sont rejetées. Pour obtenir un lot pur de muons isolés, il est possible de ne garder que 30% des muons isolés et de rejeter 96% des gerbes de muons. La statistique des muons étant élevée, une telle coupure n'exige pas de prises de données très longues.

Le résultat final présenté dans cette thèse est la mesure du flux de muons atmosphériques en fonction de l'angle zénithal. Ce résultat est également représenté sous la forme du flux vertical de muons en

fonction de la profondeur, ce qui facilite les comparaisons avec d'autres expériences. Différentes simulations et méthodes de reconstruction ont été testées. Un jeu de coupures a été élaboré afin d'obtenir une reconstruction précise des muons. Compte tenu des incertitudes attachées à la mesure, le flux de muons obtenu est compatible avec les données mondiales, ce qui valide de ce fait le bon état de compréhension du fonctionnement du détecteur.

Annexe A

Différentes méthodes de discrimination utilisées dans TMVA

1 Discriminant de Fisher

Dans la méthode de discriminants de Fisher la discrimination des événements est effectuée dans un espace des variables transformé en cherchant une séparation maximale des valeurs moyennes des distributions de signal et de fond. On détermine un axe dans l'hyperespace des variables sur lequel les projections des deux lots (signal et fond) sont les plus distinctes possibles, alors que des événements d'un même lot sont confinés dans une proximité étroite [100]. La métrique qui permet de distinguer "séparation" et "proximité étroite" est la matrice de covariance de l'espace des variables discriminantes.

La classification des événements dans les classes de signal ou de fond se base sur les caractéristiques suivantes : \bar{x}_k , la moyenne sur l'ensemble des données signal plus fond, pour chaque variable $k = 1, \dots, n_{var}$, la moyenne $\bar{x}_{S(B),k}$ spécifique par classe et la matrice de covariance totale C de l'échantillon.

La matrice de covariance peut être décomposée en une somme d'une matrice interne (*within*) (W) et d'une matrice entre-classe (*between*) (B). Elles décrivent respectivement la dispersion des événements par rapport à la moyenne de leur propre classe (matrice interne), et par rapport à la moyenne globale de l'échantillon (matrice entre-classe) [91].

Les coefficients de Fisher, F_k , sont alors donnés par

$$F_k = \frac{\sqrt{N_S N_B}}{N_S + N_B} \sum_{l=1}^{n_{var}} W_{kl}^{-1} (\bar{x}_{S,l} - \bar{x}_{B,l}) \quad (\text{A.1})$$

où $N_{S(B)}$ sont les nombres d'événements de signal (fond) dans l'échantillon d'apprentissage.

Le y_{Fi} , discriminant de Fisher (i) pour l'événement i , est donné par :

$$y_{Fi}(i) = F_0 + \sum_{k=1}^{n_{var}} x_k(i) \cdot F_k \quad (\text{A.2})$$

avec F_0 le biais, k_{var} les k variables, i les événements et F_k les coefficients de Fisher. Elle est représentée dans la figure A.1. Plus les histogrammes du signal et du bruit de fond sont séparés, meilleur est la discrimination. Les histogrammes pleins représentent la réponse du classificateur pour le lot d'événements d'apprentissage alors que les points la représentent pour le lot d'événements de test. Lorsque ces deux histogrammes sont identiques, le classificateur a été bien estimé.

Dans la figure A.2, les efficacités du signal et du bruit de fond, la pureté du signal et le rapport $S/\sqrt{S+B}$, pour 1000 événements de signal et 1000 événements de bruit de fond, sont représentés.

Lorsque le discriminant de Fisher vaut $-0,1882$, le maximum du rapport $S/\sqrt{S+B}$ est $23,58$ pour une efficacité de $89,3\%$ pour conserver les muons isolés et un pouvoir de réjection des gerbes de muons de $45,8\%$.

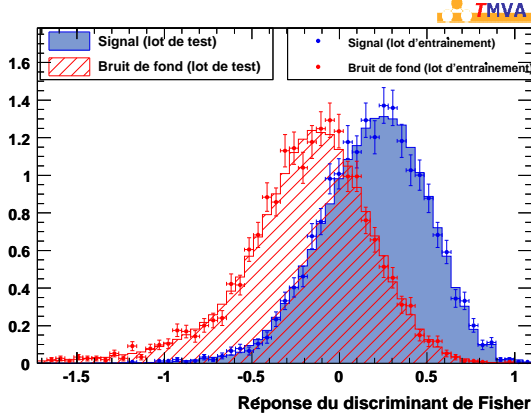


FIGURE A.1 – Réponse du classificateur de Fisher et vérification de ce classificateur avec les données indépendantes.

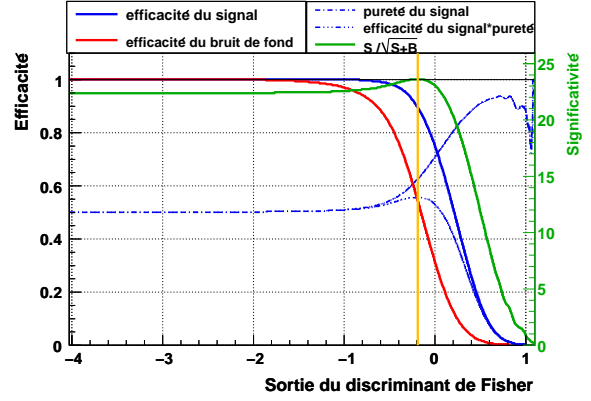


FIGURE A.2 – Efficacités du classificateur de Fisher. Le trait orange indique le maximum de la significativité.

2 Rapport de vraisemblance

Le rapport de vraisemblance $y_{\mathcal{L}}(i)$ pour un événement i est défini par :

$$y_{\mathcal{L}}(i) = \frac{\mathcal{L}_S(i)}{\mathcal{L}_S(i) + \mathcal{L}_B(i)} \quad (\text{A.3})$$

avec

$$\mathcal{L}_{S(B)}(i) = \prod_{k=1}^{n_{var}} p_{S(B),k}(x_k(i)) \quad (\text{A.4})$$

$p_{S(B),k}$ est la fonction de densité de probabilité du signal (bruit de fond) pour la $k^{\text{ième}}$ variable. Elle est normalisée :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p_{S(B),k}(x_k) dx_k = 1 \quad \forall k \quad (\text{A.5})$$

En absence d'erreurs sur le modèle (comme des corrélations entre les variables d'entrée), le rapport A.3 permet une séparation optimale entre le signal et le bruit de fond pour un lot de variables d'entrées.

Les résultats des lots d'entraînement et de test sont en accord et le classificateur sépare assez bien le signal du bruit de fond (figure A.3). Le maximum de $S/\sqrt{S+B}$ est $23,32$ et ce pour une coupure à $\approx 0,17$, une efficacité sur le signal de 89% et un pouvoir de réjection des gerbes de muons de $43,3\%$ (figure A.4).

3 Réseau de neurones

Un réseau de neurones artificiel (ANN) est, dans le cas le plus général, toute collection simulée de neurones reliés ensemble, chaque neurone produisant une certaine réponse à un ensemble donné de

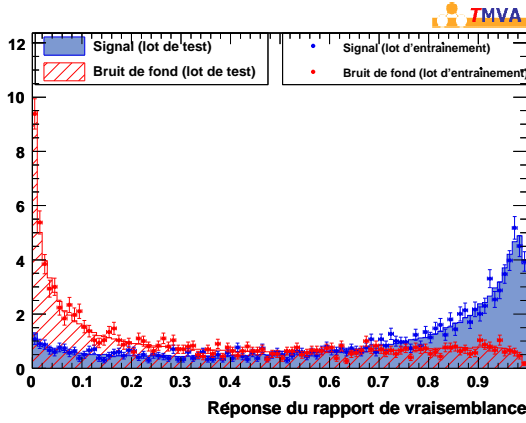


FIGURE A.3 – Réponse du classificateur du rapport de vraisemblance et vérification de ce classificateur avec les données indépendantes.

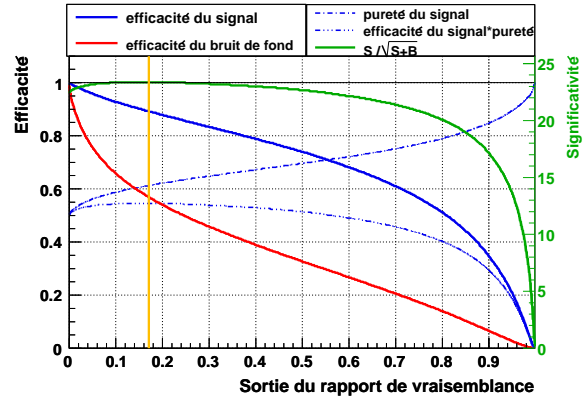


FIGURE A.4 – Efficacités du classificateur du rapport de vraisemblance. Le trait orange indique le maximum de la significativité.

signaux entrants. En appliquant un signal externe à quelques neurones (d'entrée) le réseau est mis dans un état défini qui peut être mesuré à partir de la réponse d'un ou plusieurs neurones (de sortie). Dans le cas d'un problème de discrimination entre signal et bruit, le réseau est une application d'un espace des variables d'entrée x_1, \dots, x_{nvar} sur l'espace unidimensionnel de la variables de sortie, la statistique Y . L'application est non linéaire si au moins un neurone a une réponse non linéaire.

Les réseaux de neurones utilisés pour la discrimination en physique ont une organisation qui en réduit la complexité : un réseau est composé d'une succession de couches dont chacune prend ses entrées sur les sorties de la précédente uniquement [100]. Ce genre de réseau se nomme perceptron multicouche ; toutes les réalisations de réseaux neuronaux dans TMVA sont de ce type.

Chaque couche k est composée de N_i neurones, prenant leurs entrées sur les N_{i-1} neurones de la couche précédente. A chaque noeud du réseau est associé un poids w_{ij} (figure A.5). La transformation de la couche $k - 1$ à la couche k est définie par :

$$x_i^k = A \left(w_{0i}^k + \sum_{i=1}^{N_{k-1}} w_{ij} x_i^{k-1} \right) \quad (\text{A.6})$$

avec x_i^k la valeur du noeud i à la couche k , w_{0i}^k est le poids donné à la variable i de la couche initiale 0, w_{ij} le poids de chaque noeud de chaque couche du réseau, x_i^{k-1} la valeur de la variable i à la couche $k - 1$. La somme sur les $k - 1$ couches permet de prendre en compte tous les poids précédemment calculés. La fonction d'activation A la plus habituelle est la sigmoïde

$$A(x) = (1 + \exp(-ax))^{-1} \quad (\text{A.7})$$

Si $A(x)$ est une fonction linéaire, les différentes étapes du réseau de neurones se réduisent à une seule.

L'apprentissage du réseau consiste à l'ajustement des poids pour optimiser la performance de la classification. L'algorithme le plus utilisé est la rétro-propagation : soit N le nombre d'événements d'apprentissage. Pour chacun d'entre eux, le résultat $y_{ANN,a}$ est calculé et comparé au résultat désiré $\hat{y}_a \in [1, 0]$ (1 pour les événements du signal, 0 pour ceux du fond). On définit la fonction d'erreur

$$E(x_1, \dots, x_n | w) = \sum_{a=1}^N \frac{1}{2} (y_{ANN,a} - \hat{y}_a)^2 \quad (\text{A.8})$$

qui est une fonction des poids. La minimisation de la fonction d'erreur permet de déterminer l'ensemble des poids. Cette méthode est appelée "apprentissage global" parce que tous les événements sont utilisés en même temps dans la minimisation. Une autre méthode, appelée "apprentissage en ligne" est appliquée ici : les poids sont mis à jour événement par événement.

Toutes les réalisations de réseaux neuronaux dans TMVA sont du type perceptron multicouche. Ici nous utilisons la méthode de la classe ROOT TMultiLayerPerceptron. [101]

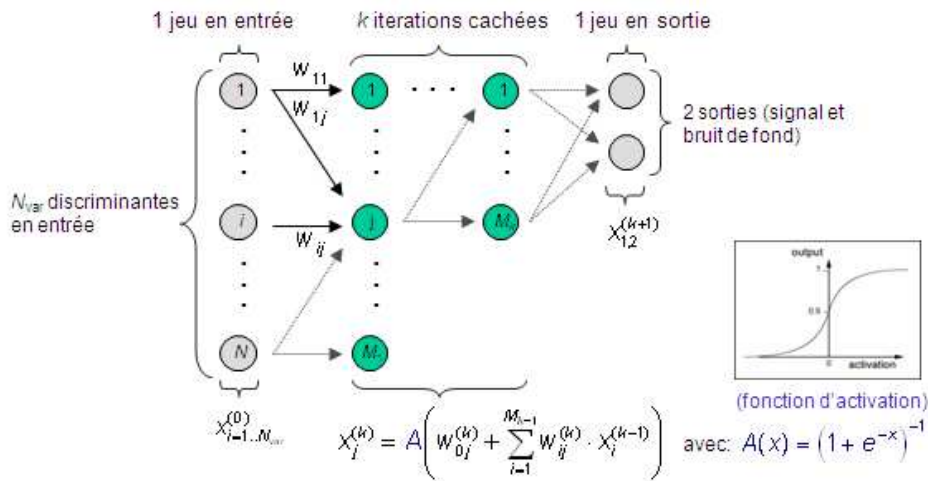


FIGURE A.5 – Représentation schématique du fonctionnement d'un réseau de neurones

La distribution du classificateur est en accord entre les lots de test et ceux d'entraînement (figure A.6). Une efficacité pour conserver les muons isolés de 90% est atteinte pour une réjection des gerbes de muons de 50, 9% lorsque le maximum de $S/\sqrt{S+B}$ est de 24, 20 (figure A.7).

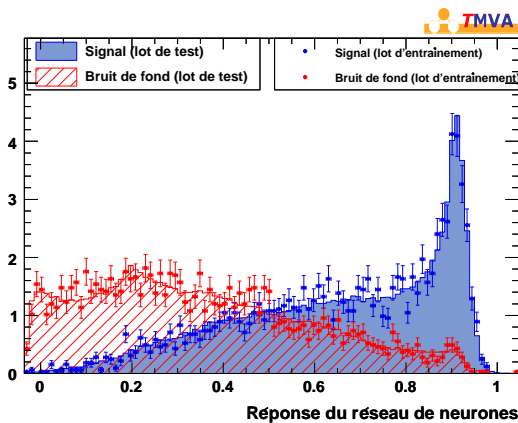


FIGURE A.6 – Réponse du classificateur d'un réseau de neurones et vérification de ce classificateur avec les données indépendantes.

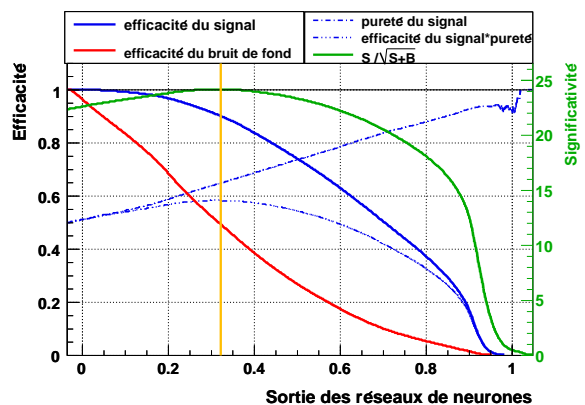


FIGURE A.7 – Efficacités du classificateur d'un réseau de neurones. Le trait orange indique le maximum de la significativité.

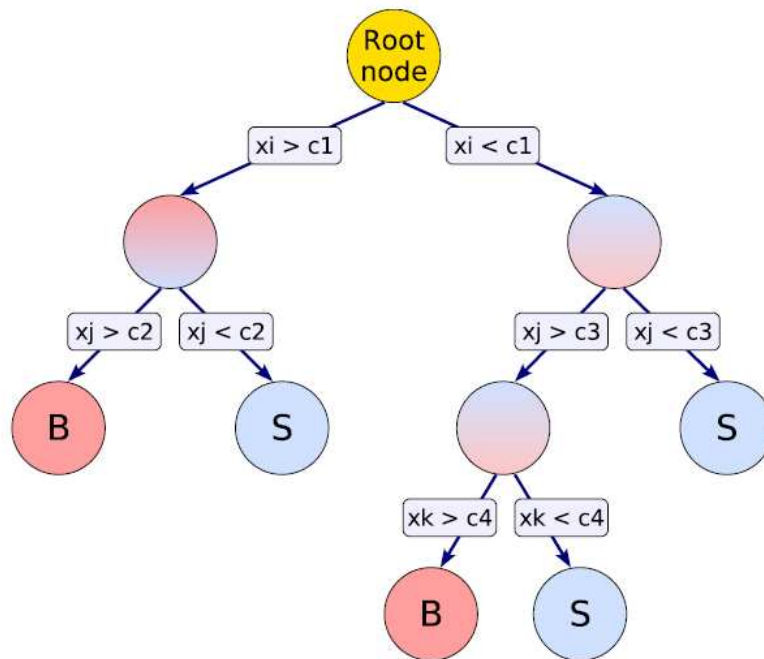


FIGURE A.8 – Vue schématique d'un arbre de décision.

4 Les arbres de décision

Les arbres de décision [102] sont des classificateurs basés sur des coupures rectangulaires. Cependant, tandis qu'une analyse basée sur des coupures peut choisir seulement un hypercube comme région de l'espace des phases, l'arbre de décision peut découper l'espace des phases en un grand nombre d'hypercubes, chacun étant identifié comme signal ou comme bruit de fond.

Un arbre de décision est un classificateur à structure arborescente binaire comme celui esquissé dans la figure A.8.

À partir du nœud de racine, une séquence de divisions en deux lots utilisant les variables discriminantes X_i est exécutée. Chaque division utilise pour couper la variable qui à ce nœud donne la meilleure séparation entre le signal et le fond après coupure.¹

La même variable peut être employée ainsi à plusieurs nœuds, alors que d'autres peuvent ne pas être utilisées du tout. Ceci est répété jusqu'à ce qu'un certain critère d'arrêt soit atteint. Les nœuds finals, "feuilles", à l'extrémité inférieure de l'arbre sont marqués "S" pour le signal et "B" pour le bruit de fond selon la majorité des événements qui y aboutissent.

Un point faible des arbres de décision est leur instabilité par rapport aux fluctuations statistiques dans l'échantillon d'apprentissage à partir duquel la structure arborescente est dérivée. Par exemple, si deux variables d'entrée ont une puissance de séparation semblable, une fluctuation dans l'échantillon d'apprentissage peut conduire l'algorithme de croissance de l'arbre à décider de se diviser sur une variable, alors que l'autre variable pourrait avoir été choisie sans cette fluctuation. Dans ce cas la structure arborescente entière est changée au-dessous de ce nœud, ayant probablement également comme conséquence une réponse essentiellement différente du classificateur. Ce problème est surmonté par les BDT, Boosted

1. La séparation est définie par un critère statistique comme la significativité du signal, l'indice de Gini etc..

Decision Trees ou arbres " boostés ", amplifiés.

On construit une forêt avec des arbres de décision et on classe un événement par un vote majoritaire des classifications faites par chaque arbre dans la forêt. Tous les arbres dans la forêt sont dérivés du même échantillon d'apprentissage, avec les événements étant ensuite soumis à l'amplification, un procédé qui modifie leurs poids dans l'échantillon. L'amplification augmente la stabilité statistique du classificateur et améliore en général la performance de séparation.

L'amplification est un procédé général dont l'application n'est pas limitée aux arbres de décision. Le même classificateur est entraîné plusieurs fois de suite utilisant un échantillon d'apprentissage amplifié (re-pondéré) à répétition.

Le classificateur final est alors dérivé de la combinaison de tous les différents classificateurs. L'algorithme d'amplification le plus populaire est AdaBoost [102] (boost adaptatif), où les événements qui ont été mal classés pendant la formation d'un arbre sont dotés d'un poids plus élevé dans l'entraînement de l'arbre suivant.

Commençant l'apprentissage du premier arbre avec les poids originaux, l'arbre suivant est entraîné utilisant un échantillon d'événements modifié où les poids des événements précédemment mal classés sont multipliés par un poids d'amplification commun, α . Ce poids est dérivé du taux de classification erronée de l'arbre précédent,

$$\alpha = \frac{1 - \text{err}}{\text{err}} \quad (\text{A.9})$$

L'échantillon entier des événements est ensuite renormalisé pour maintenir constant le nombre total d'événements (somme de poids) dans l'arbre.

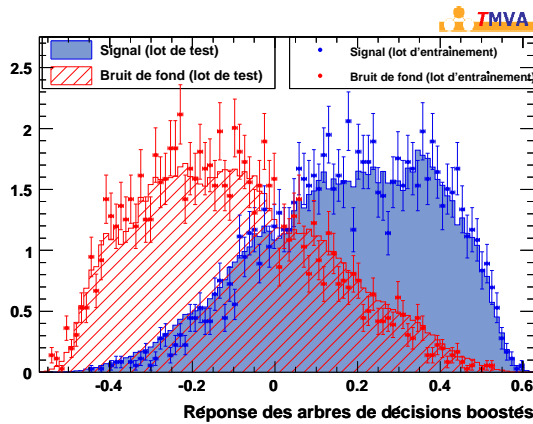


FIGURE A.9 – Réponse du classificateur des arbres de décision boostés et vérification de ce classificateur avec les données indépendantes.

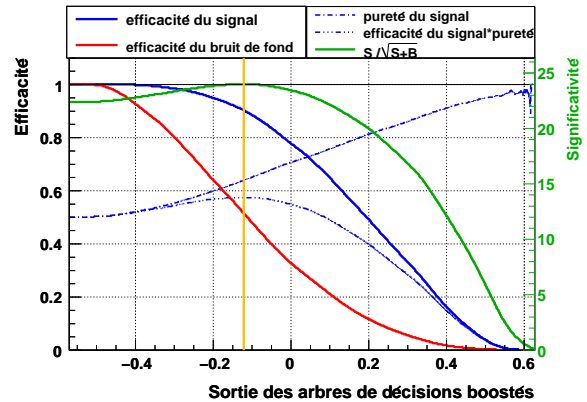


FIGURE A.10 – Efficacités du classificateur des arbres de décision boostés. Le trait orange indique le maximum de la significativité.

Le résultat d'un arbre individuel $h(x)$ (x étant le tuple des variables d'entrée) est défini +1 pour le signal et -1 pour le bruit. La variable de classification résultante, y_{BDT} , est donnée par

$$y_{BDT}(x) = \sum_{i \in \text{forêt}} \ln(\alpha_i) \cdot h_i(x) \quad (\text{A.10})$$

où la somme est sur tous les arbres dans la forêt. Petites (grandes) valeurs pour le $y_{BDT}(x)$ indiquent un événement qui ressemble à un événement du (signal) bruit.

Une autre technique d'amplification mise en application dans TMVA, mais pas utilisée ici est une technique de rééchantillonnage, parfois désignée sous le nom de "bagging".

La réponse des arbres de décision boostés obtenue sur le lot d'entraînement est bien reproduite par le lot de test (figure A.9). Dans la figure A.10 on observe que lorsque la sortie des arbres de décisions boostés vaut $-0,1217$, le maximum du rapport $S/\sqrt{S+B}$ est $23,96$ pour une efficacité de $90,1\%$ pour conserver les muons isolés et un pouvoir de réjection de $48,6\%$ pour rejeter les gerbes de muons.

Bibliographie

- [1] Millikan, Robert A., *Annales de l'institut Henri Poincaré*, 3 no. 4 :447–464, 1933.
- [2] Ecole de Goutelas 2003, ouvrage collectif, *Physique et astrophysique du rayonnement cosmique : école thématique du CNRS*, Observatoire astronomique de Strasbourg, 2003.
- [3] Etienne Parizot, *Rayons cosmiques et rayonnement du cosmos*, Université Denis Diderot - Paris VII, 2005.
- [4] Y. Shikaze et al., Solar modulation effect on the cosmic-ray proton spectra measured by BESS, *28th International Cosmic Ray Conferences (ICRC 2003)*, Tsukuba, Japan, 2003.
- [5] A. Dar et A. De Rujula, A cannonball model of gamma-ray bursts : superluminal signatures, 2000.
- [6] J.R. Hörandel, Cosmic rays from the knee to the second knee : 10^{14} -eV to 10^{18} -eV, *Mod. Phys. Lett.*, A22 :1533–1552, 2007.
- [7] V. Berezhinsky, A. Gazizov et M. Kachelriess, Second dip as a signature of ultrahigh energy proton interactions with cosmic microwave background radiation, *Phys. Rev. Lett.*, 97 :231101, 2006.
- [8] G.T. Zatsepin et V.A. Kuzmin, Upper limit of the spectrum of cosmic rays, *JETP Lett.*, 4 :78–80, 1966.
- [9] K. Greisen, End to the cosmic ray spectrum ?, *Phys. Rev. Lett.*, 16 :748–750, 1966.
- [10] J. Abraham et al., Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV, *Phys. Rev. Lett.*, 101 :061101, 2008.
- [11] J. A. Simpson, Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 33 :323–382, 1983.
- [12] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge Univ. Press, 1990.
- [13] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics vol.1 et 2*, Cambridge University Press, 1992.
- [14] Enrico Fermi, On the Origin of the Cosmic Radiation, *Phys. Rev.*, 75 :1169–1174, 1949.
- [15] Bhattacharjee et Sigl, Origin and propagation of extremely high energy cosmic rays, *Phys. Rept.*, 327 :109–247, 2000.
- [16] L. Drury, F. Aharonian, and H. Volk, The gamma-ray visibility of supernova remnants : a test of cosmic ray origin, *Astronomy and Astrophysics*, 287 :929, 1994.
- [17] Julia K. Becker, High-energy neutrinos in the context of multimessenger physics, *Phys. Rept.*, 458 :173–246, 2008.
- [18] F.L. Villante et F. Vissani, How precisely neutrino emission from supernova remnants can be constrained by gamma ray observations ?, *Phys. Rev.*, D78 :103007, 2008.
- [19] I. F. Mirabel et L.F. Rodriguez, A Superluminal source in the galaxy, *Nature*, 371 :46–48, 1994.
- [20] A. Levinson et E. Waxman, Probing microquasars with TeV neutrinos, *Phys. Rev. Lett.*, 87 :171101, 2001.

- [21] C. Distefano, D. Guetta, E. Waxman et A. Levinson, Neutrino flux predictions for known galactic microquasars, *Astrophys. J.*, 575 :378–383, 2002.
- [22] Wlodek Bednarek, TeV neutrinos from microquasars in compact massive binaries, *Astrophys. J.*, 631 :466, 2005.
- [23] Markus Boettcher, Constraints on the geometry of the VHE emission in LS 5039 from photon-photon deabsorption, *Astropart. Phys.*, 27 :278–285, 2007.
- [24] F. Aharonian et al., Discovery of very high energy gamma-rays associated with an X-ray binary, *Science*, 309 :746–749, 2005.
- [25] T. Piran, Gamma-Ray Bursts and the Fireball Model, *Phys. Rept.*, 314 :575–667, 1999.
- [26] S. Dado et A. Dar, Short Hard Gamma Ray Bursts And Their Afterglows, *Astrophys. J.*, 693 : 311–328, 2009.
- [27] V.D. Barger, F. Halzen, D. Hooper et C. Kao, Indirect search for neutralino dark matter with high energy neutrinos, *Phys. Rev.*, D65 :075022, 2002.
- [28] F. Aharonian et al., Discovery of Very-High-Energy Gamma-Rays from the Galactic Centre Ridge, *Nature*, 439 :695–698, 2006.
- [29] K. Abe et al., Measurement of cosmic-ray low-energy antiproton spectrum with the first BESS-Polar Antarctic flight, *Phys. Lett.*, B670 :103–108, 2008.
- [30] S. Haino et al., Progress of the BESS superconducting spectrometer, *Nucl. Instrum. Meth.*, A518 : 167–171, 2004.
- [31] Y. Shikaze et al., Measurements of 0.2-GeV/n to 20-GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer, *Astropart. Phys.*, 28 :154–167, 2007.
- [32] T. Antoni et al., KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays : Results and open problems, *Astropart. Phys.*, 24 :1–25, 2005.
- [33] E. M. Santos for the Pierre Auger Collaboration, Anisotropy Studies with the Pierre Auger Observatory, *arXiv/astro-ph.0902.0040*, 2009.
- [34] M. Ambrosio et al., The MACRO detector at Gran Sasso, *Nucl. Instrum. Meth.*, A486 :663–707, 2002.
- [35] M. Ambrosio et al., Search for diffuse neutrino flux from astrophysical sources with MACRO, *Astropart. Phys.*, 19 :1–13, 2003.
- [36] M. Ambrosio, R. Antolini, G. Auriemma, R. Baker, A. Baldini, G. C. Barbarino, B. C. Barish, G. Battistoni, R. Bellotti, C. Bemporad, P. Bernardini, H. Bilokon, V. Bisi, C. Bloise, C. Bower, S. Bussino, F. Cafagna, M. Calicchio, D. Campana, M. Carboni, M. Castellano, S. Cecchini, F. Cei, P. Celio, V. Chiarella, A. Corona, and S. Coutu, Vertical muon intensity measured with macro at the gran sasso laboratory, *Phys. Rev. D*, 52(7) :3793–3802, Oct 1995.
- [37] Raj Gandhi, Chris Quigg, Mary Hall Reno, and Ina Sarcevic, Neutrino interactions at ultrahigh energies, *Phys. Rev.*, D58 :093009, 1998.
- [38] Raj Gandhi, Chris Quigg, Mary Hall Reno, and Ina Sarcevic, Ultrahigh-energy neutrino interactions, *Astropart. Phys.*, 5 :81–110, 1996.
- [39] Luc Valentin, *Le monde subatomique*, Hermann, 1986.
- [40] Barrett P.H. et al., *Rev. Mod. Phys.*, 24 :133, 1952.
- [41] Particle Data Group, C. Amsler et al, Review of particle physics, *Phys. Lett.*, B667 :1, 2008.

- [42] P. A. Cerenkov, Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light, *Phys. Rev.*, 52 :378–379, 1937.
- [43] L. V. Volkova, Energy Spectra and Angular Distributions of Atmospheric Neutrinos, *Sov. J. Nucl. Phys.*, 31 :784–790, 1980.
- [44] Okada A., On the atmospheric muon energy spectrum in the deep ocean and its parameterization, *ICRC report*, pages 319–94–1, 1994.
- [45] Technical design report, <http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html>, 2001.
- [46] P. Amram et al., The ANTARES optical module, *Nucl. Instrum. Meth.*, A484 :369–383, 2002.
- [47] J. A. Aguilar et al., Study of Large Hemispherical Photomultiplier Tubes for the ANTARES Neutrino Telescope, *Nucl. Instrum. Meth.*, A555 :132–141, 2005.
- [48] Bigongiari C., Effective attenuation length measurement with optical beacons, Présentation interne, Juin 2008.
- [49] Brunner J., Private communication.
- [50] D. Lachartre et F. Feinstein, Application specific integrated circuits for ANTARES offshore front-end electronics, *Nucl. Instrum. Meth.*, A442 :99–104, 2000.
- [51] F. Druillole et al., The analogue ring sampler : An ASIC for the front-end electronics of the ANTARES neutrino telescope, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 49 :1122–1129, 2002.
- [52] J. A. Aguilar et al., The data acquisition system for the ANTARES neutrino telescope, *Nucl. Instrum. Meth.*, A570 :107–116, 2007.
- [53] Heijboer A., *Track reconstruction and point source searches with Antares*, Thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands, 2004.
- [54] Lelaizant G., *Etude des Sursauts Gamma à partir des neutrinos de haute-énergie avec le télescope ANTARES - Analyse du positionnement acoustique du détecteur*, Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée, Marseille, France, 2008.
- [55] L. A. Kuzmichev, On the velocity of light signals in the deep underwater neutrino experiments, *Nucl. Instrum. Meth.*, A482 :304–306, 2002.
- [56] P.B. Price et K. Woschnagg, Role of group and phase velocity in high-energy neutrino observatories, *Astropart. Phys.*, 15 :97–100, 2001.
- [57] Bailey D., The effect of group velocity and dispersion on photon arrival times in the antares detector, *ANTARES Internal note*, 2001.
- [58] K. Antipin et al., The Baikal Neutrino Telescope : Status and plans, *arXiv/astro-ph.0710.3063*, 2007.
- [59] V. Aynutdinov et al., The Baikal neutrino experiment : Status, selected physics results, and perspectives, *Nucl. Instrum. Meth.*, A588 :99–106, 2008.
- [60] Desiati P. et Bland K., Response of AMANDA-II to Cosmic Ray Muons, *Proc. 28th ICRC*, 2003.
- [61] T. Stanev et al. for the IceCube Collaboration, Status, performance, and first results of the IceTop array, *arXiv/astro-ph.0903.0576*, 2009.
- [62] E. Bernardini for the IceCube Collaboration, The hunt for cosmic neutrino sources with IceCube, *arXiv/astro-ph.0901.1049*, 2009.
- [63] A. Roberts, The Birth of high-energy neutrino astronomy : A Personal history of the DUMAND project, *Rev. Mod. Phys.*, 64 :259–312, 1992.

- [64] I. Amore for the NEMO Collaboration, First results from the NEMO Phase 1 experiment, *arXiv/astro-ph.0810.3119*, 2008.
- [65] S. E. Tzamarias, NESTOR : A deep-sea neutrino telescope, *Nucl. Instrum. Meth.*, A502 :150–154, 2003.
- [66] Collaboration KM3Net, *KM3NeT Conceptual Design for a Deep-Sea Research Infrastructure Incorporating a Very Large Volume Neutrino Telescope in the Mediterranean Sea*, <http://www.km3net.org>, 2008.
- [67] F. Salesa, In situ ARS T0 computation using the LED Optical Beacon System, *ANTARES Internal note*, 2008.
- [68] Aguilar Sanchez J.A., *Analysis of the Optical Beacon system and search for point-like sources in the ANTARES neutrino telescope*, Thèse de doctorat, CSIC, Valencia, Spain, 2008.
- [69] D. Zaborov, Coincidence analysis in ANTARES : Potassium-40 and muons, *arXiv/physics.ins-det.0812.4886*, 2008.
- [70] G. Lambard, Walk effect correction, *ANTARES Internal note*, 2006.
- [71] M. de Jong, ARS dependent rates, *ANTARES Internal note*, 2005.
- [72] Antares collaboration, Timing calibration of the antares neutrino telescope, *to be published*.
- [73] Heck D. et al, A monte-carlo code to simulate extensive air showers, *Technical report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe*, 1998.
- [74] G. Carminati, A. Margiotta et M. Spurio, Atmospheric MUons from PArametric formulas : a fast GEnerator for neutrino telescopes (MUPAGE), *Comput. Phys. Commun.*, 179 :915–923, 2008.
- [75] Y. Becherini, A. Margiotta, A. Sioli et M. Spurio, A parameterisation of single and multiple muons in the deep water or ice, *Astropart. Phys.*, 25 :1–13, 2006.
- [76] Eugenio Scapparone, HEMAS : A Monte Carlo code for hadronic, electromagnetic and TeV muon components in air shower, *arXiv/physics.9902043*, 1998.
- [77] J.R. Hörandel, On the knee in the energy spectrum of cosmic rays, 2001, 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2001), Hamburg, Germany, 7-15 Aug 2001.
- [78] Joerg R. Hoerandel, On the knee in the energy spectrum of cosmic rays, *Astropart. Phys.*, 19 : 193–220, 2003.
- [79] S. I. Nikolsky, I. N. Stamenov et S. Z. Ushev, Composition of cosmic radiation at energies approximately 10^{15} eV and above, *Sov. Phys. JETP*, 60 :10–21, 1984.
- [80] E. V. Bugaev, A. Misaki, V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, and N. Takahashi, Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater, *Phys. Rev. D*, 58(5) :054001, Jul 1998.
- [81] Cecchini S., comparison of primary cosmic ray energy spectra used in atmospheric cascade simulations, *ANTARES Internal note*, 2009.
- [82] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, et A.I. Pavlov, Quark-gluon string model and EAS simulation problems at ultra-high energies, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 52B :17–28, 1997.
- [83] Unger M., *Measurement of the momentum spectrum of atmospheric muons with the L3 detector*, PhD thesis, Humboldt U., Berlin, DESY-Thesis-2004-008.
- [84] A. A. Lagutin, A. G. Tyumentsev, and A. V. Yushkov, On inconsistency of experimental data on primary nuclei spectra with sea level muon intensity measurements, *J. Phys.*, G30 :573–596, 2004.

- [85] *Primary proton spectrum in the energy range 5 – 10³ TeV from the sea level muon spectrum*, volume 6, 2005.
- [86] P. Antonioli, C. Ghetti, E.V. Korolkova, V.A. Kudryavtsev et G. Sartorelli, A three-dimensional code for muon propagation through the rock : MUSIC, *Astropart. Phys.*, 7 :357–368, 1997.
- [87] J. A. Aguilar et al., Transmission of light in deep sea water at the site of the Antares neutrino telescope, *Astropart. Phys.*, 23 :131–155, 2005.
- [88] Annarita Margiotta, Study of the effects of water properties on monte carlo simulation of the atmospheric muon flux, *ANTARES Internal note*, 2006.
- [89] Zaborov D., Response of ANTARES line to atmospheric muons, *ANTARES Internal note*, 2006.
- [90] Castel D., *Détection des neutrinos muoniques de haute énergie dans l'expérience Antares*, Thèse de doctorat, Université de Haute Alsace, France, 2008.
- [91] Andreas Hocker et al., TMVA : Toolkit for multivariate data analysis, *arXiv/physics/0703039*, 2007.
- [92] P. Amram et al., Sedimentation and fouling of optical surfaces at the ANTARES site, *Astropart. Phys.*, 19 :253–267, 2003.
- [93] S. Miyake, Rapporteur paper on muons and neutrinos, In *Denver 1973, Cosmic Ray Conference, Vol.5*, Denver 1973, 3638-3655.
- [94] Atsushi Okada, On the atmospheric muon energy spectrum in the deep ocean and its parameterization, *Astropart. Phys.*, 2 :393–400, 1994.
- [95] M. Ageron et al., Performance of the First ANTARES Detector Line, *arXiv/astro-ph.0812.2095*, 2008.
- [96] Zaborov D., communication interne, 2008.
- [97] J. Babson et al., Cosmic ray muons in the deep ocean, *Phys. Rev.*, D42 :3613–3620, 1990.
- [98] I. A. Belolaptikov et al., The Baikal underwater neutrino telescope : Design, performance, and first results, *Astropart. Phys.*, 7 :263–282, 1997.
- [99] E. Andres et al., The AMANDA neutrino telescope : Principle of operation and first results, *Astropart. Phys.*, 13 :1–20, 2000.
- [100] Glen Cowan, *Statistical Data Analysis*, Oxford Science Publications, 1998.
- [101] J. Schwindling, B. Mansoulié, MLPfit : A tool for Multi-Layer Perceptrons, <http://home.cern.ch/schwind/MLPfit.html>.
- [102] Byron P. Roe et al., Boosted decision trees, an alternative to artificial neural networks, *Nucl. Instrum. Meth.*, A543 :577–584, 2005.