

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY

163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique et Sciences de la Matière

Mention : Physique des Particules et Astroparticules

présentée par

Nicolas Picot-Clémente

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

**Recherche de monopôles magnétiques avec le télescope à
neutrinos ANTARES**

soutenue le 07 Octobre 2010 devant le jury composé de

Prof.	J. Busto	Directeur de thèse
Dr.	S. Escoffier	Co-Directrice de thèse
Prof.	J. Hernández Rey	Rapporteur
Dr.	E. Kajfasz	Examineur
Dr.	S. Lees-Rosier	Rapporteur
Prof.	J. Orloff	Examineur
Dr.	E. Plagnol	Examineur

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY

163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique et Sciences de la Matière

Mention : Physique des Particules et Astroparticules

présentée par

Nicolas Picot-Clémente

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

**Recherche de monopôles magnétiques avec le télescope à
neutrinos ANTARES**

soutenue le 07 Octobre 2010 devant le jury composé de

Prof.	J. Busto	Directeur de thèse
Dr.	S. Escoffier	Co-Directrice de thèse
Prof.	J. Hernández Rey	Rapporteur
Dr.	E. Kajfasz	Examineur
Dr.	S. Lees-Rosier	Rapporteur
Prof.	J. Orloff	Examineur
Dr.	E. Plagnol	Examineur

Table des matières

1	Télescopes à neutrinos de hautes énergies	10
1.1	Les messagers astrophysiques de hautes énergies	11
1.1.1	Les rayons cosmiques	11
1.1.2	Les rayons gamma	15
1.1.3	Les neutrinos	17
1.2	Les sources astrophysiques de neutrinos	19
1.2.1	Les rémanants de supernovae (SNR)	20
1.2.2	Les étoiles à neutrons de type pulsar	20
1.2.3	Les microquasars	21
1.2.4	Les noyaux actifs de galaxies (AGN)	21
1.2.5	Les sursauts gamma	22
1.3	Principe de détection	22
1.3.1	L'émission Cherenkov	25
1.3.2	Propagation de la lumière	27
1.4	Physique exotique	28
1.5	ANTARES	28
1.5.1	Description du détecteur	29
1.5.2	Système d'acquisition	32
1.5.3	Positionnement acoustique	34
1.5.4	Bruit de fond optique	35
1.5.5	Performances attendues pour les neutrinos	37
1.5.6	Bruit de fond atmosphérique	38
1.6	Autres télescopes à neutrinos	40
1.6.1	Baïkal	40
1.6.2	AMANDA/IceCube	42
2	Calibration du télescope	46
2.1	Calibration d'une ligne avant sa mise à l'eau	47
2.1.1	Description du système de <i>calibration</i>	47
2.1.2	Procédure de la <i>calibration</i> temporelle	47
2.1.3	Signal horloge	48

2.1.4	Longueur des fibres optiques	50
2.1.5	<i>Calibration</i> des TVC	51
2.1.6	<i>Calibration</i> des modules optiques	54
2.1.7	<i>Calibration</i> en charge	57
2.2	<i>Calibration in situ</i> du détecteur	60
2.2.1	<i>Calibration</i> avec les LED beacon	60
2.2.2	<i>Calibration</i> avec la désintégration du potassium 40	62
2.3	Conclusion	63
3	Les monopôles magnétiques	65
3.1	Le monopôle magnétique de Dirac	66
3.2	Origine topologique de la condition de quantification	68
3.3	Les monopôles magnétiques de 't Hooft et Polyakov en 1974 (ou le monopôle magnétique SU(2))	69
3.4	Création de monopôles magnétiques dans l'Univers primordial	73
3.5	Contraintes astrophysiques et cosmologiques	74
3.5.1	Survie du champ magnétique galactique	74
3.5.2	Contraintes cosmologique	75
3.5.3	Catalyse de la désintégration des nucléons	75
3.6	Contraintes expérimentales de monopôles magnétiques	77
3.6.1	Recherche de monopôles dans le rayonnement cosmique	77
3.6.2	Recherche de monopôles magnétiques dans les accélérateurs	79
4	Les monopôles magnétiques et leur signature dans un télescope à neutrinos	83
4.1	Accélération des monopôles magnétiques dans l'Univers	84
4.2	Pertes d'énergie des monopôles magnétiques dans la matière	85
4.3	Interaction des monopôles magnétiques dans le milieu terrestre	87
4.4	Signatures des monopôles magnétiques dans l'eau	89
4.4.1	Émission Cherenkov directe	89
4.4.2	Émission Cherenkov indirecte	89
4.4.3	Mécanisme de Callan-Rubakov	93
4.5	Simulation des monopôles magnétiques	94
4.6	Comparaison des systèmes de déclenchement	98
4.7	Conclusion	100
5	Recherche de monopôles magnétiques au dessus du seuil Cherenkov	102
5.1	Stratégie d'analyse	103
5.1.1	Principe de l'analyse à l'aveugle pour un flux diffus	103
5.1.2	Stratégie	103
5.1.3	Modèle du facteur de réjection	104
5.2	Simulation du bruit de fond atmosphérique	106

5.2.1	Interactions des neutrinos	106
5.2.2	Propagation jusqu'à la <i>canette</i>	107
5.2.3	Génération des photons dans la <i>canette</i> et détection	107
5.2.4	Flux de neutrinos et muons	107
5.3	La stratégie de reconstruction de Aart	109
5.3.1	Trace d'un muon dans le détecteur	109
5.3.2	Algorithme de reconstruction	111
5.3.3	Détermination des variables discriminantes	115
5.3.4	Comparaison entre données réelles et données simulées	118
5.3.5	Optimisation des variables discriminantes	119
5.3.6	Sensibilité attendue	123
5.3.7	Étude des incertitudes systématiques	123
5.4	Stratégie de reconstruction BBfit	137
5.4.1	Algorithme de reconstruction	137
5.4.2	Détermination des variables discriminantes	142
5.4.3	Comparaisons données réelles/simulées	145
5.4.4	Optimisation des variables discriminantes	145
5.4.5	Sensibilité attendue	147
5.4.6	Modules optiques scintillants	148
5.5	Conclusion	149
6	Recherche de monopôles magnétiques en-dessous du seuil Cherenkov	151
6.1	Modification de la reconstruction	151
6.1.1	Choix de la reconstruction	151
6.1.2	Modifications apportées	153
6.1.3	Efficacité de reconstruction de la vitesse des monopôles magnétiques	156
6.1.4	Reconstruction des muons et neutrinos simulés	158
6.2	Choix des lots de données et facteurs d'échelle	161
6.3	Stratégie d'analyse	165
6.3.1	Coupures préliminaires	166
6.3.2	Méthode	169
6.4	Comparaison données réelles/données simulées	171
6.5	Optimisations des variables discriminantes, et combinaison des sensibilités sur l'année 2008	178
6.5.1	Optimisation sans contraintes sur le nombre de lignes	178
6.5.2	Optimisation requérant au moins deux lignes	181
6.5.3	Coupures et sensibilité finales	183
6.6	Analyse des données 2008 d'ANTARES	185
6.7	Conclusion	195

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Eric Kajfasz pour m'avoir accueilli au CPPM et pour avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Je remercie tout particulièrement mes directeurs de thèse José Busto et Stéphanie Escoffier pour m'avoir soutenu et m'avoir exprimé leur confiance au cours de ces trois années. J'ai apprécié cet encadrement complémentaire. José, tes conseils éclairés m'ont beaucoup apporté durant la thèse, et nos nombreuses discussions, aussi bien en semaine qu'en weekends, furent réellement enrichissantes. Stéphanie, merci pour tout le temps que tu as su me consacrer. J'ai beaucoup aimé apprendre et travailler avec toi pendant ces trois années qui n'ont pas été de tout repos !

Je souhaite à présent remercier mon jury de thèse, avec Juan Jose Hernández Rey et Sylvie Lees Rosier qui ont accepté de devenir mes rapporteurs, mais aussi Jean Orloff et Eric Plagnol pour avoir accepté de faire parti de mes examinateurs. J'ai beaucoup apprécié l'intérêt que vous avez su exprimer pour mon travail.

Bien entendu, je veux remercier d'abord la collaboration ANTARES en générale, et ensuite plus particulièrement le groupe du CPPM. Il serait un peu long de faire une liste, qui risquerait d'être incomplète, mais j'ai aimé travailler avec chacun d'entre vous. Merci pour avoir soutenu mon travail, et pour tous vos conseils avisés.

Merci à tout ceux qui m'ont apporté leur aide quant à l'aboutissement de ma thèse, aussi bien au niveau des résultats finaux qu'au niveau de l'écriture du manuscrit. Merci Thomas Schucker pour m'avoir apporté une meilleure compréhension de la théorie des monopôles. Merci Paul Kooijman pour être venu de Hollande afin de contribuer à la finalisation de mes résultats.

J'ai pris un grand plaisir à travailler avec les service technique, informatique et administratif du laboratoire, notamment durant les longues journées passées à calibrer les lignes d'ANTARES.

Merci à tous mes collègues et amis thésards du laboratoire sans qui les semaines au travail et en dehors auraient semblé bien longues. Je ne peux citer tout le monde au risque d'en oublier et d'en offenser certains, cependant je ne peux pas citer Dav, Garo, Guigui, Im, PS et Salvo avec qui j'ai partagé la majeure partie de ma thèse. Je remercie aussi tous mes amis en dehors du laboratoire qui devraient se reconnaître.

Pour finir, je souhaite remercier mes parents, ainsi que mes frères et soeurs pour leur soutien indéfectible tout au long de mes études.

Introduction

Avec le développement de l'astrophysique des hautes énergies, une nouvelle discipline a émergé, le domaine des astroparticules. Ce domaine à mi-chemin entre physique des particules, cosmologie et astrophysique utilise les méthodes de détection développées dans les accélérateurs afin de comprendre les phénomènes cosmiques de l'Univers. L'origine et les mécanismes d'accélération des rayons cosmiques de hautes énergies, découverts un siècle auparavant, restent des mystères, et seule l'utilisation de vecteurs d'information complémentaires pourront résoudre ces problèmes. Parmi ces vecteurs d'information, nous pouvons en distinguer quatre, les rayons gamma, les rayons cosmiques eux mêmes, les neutrinos, et les ondes gravitationnelles. Les rayons gamma sont les messagers les plus utilisés dans le domaine, avec ensuite les rayons cosmiques, lesquels demandent cependant de très vastes espaces afin d'atteindre les énergies requises pour faire de l'astronomie, alors que l'astronomie utilisant les ondes gravitationnelles est encore balbutiante, mais devrait offrir de nouvelles perspectives dans les prochaines décennies. L'astronomie neutrino n'en est quant à elle, qu'à ses débuts, les très grandes surfaces de détection nécessaires, souvent installées dans des milieux hostiles, n'y étant pas étrangères. Le détecteur ANTARES est l'un des trois télescopes à tenter d'apporter un regard nouveau sur l'Univers par l'utilisation de neutrinos en tant que messagers d'information.

Cependant, outre la détection de neutrinos de hautes énergies, de telles surfaces de détection vont offrir de nouvelles opportunités, notamment pour la recherche de particules exotiques, dont les contraintes sur les flux sont extrêmement fortes. Les monopôles magnétiques, introduits par Dirac en 1931, en font partie. Ces particules auraient été produits dans les transitions de phase de l'Univers primordial, et permettraient par leur seule existence, d'expliquer le mystère de la quantification de la charge électrique, et d'apporter une preuve à l'existence d'une théorie de grande unification des forces. Le but de la thèse présentée, sera d'améliorer les sensibilités existantes sur le flux de monopôles magnétiques par l'utilisation du télescope à neutrinos ANTARES.

Le chapitre 1 présente tout d'abord les enjeux des télescopes à neutrinos de hautes énergies, et décrit plus particulièrement le détecteur ANTARES situé à ~ 2500 de profondeur dans la méditerranée, au large des côtes françaises. Ensuite, dans le chapitre 2 sont détaillées les mesures de décalage qui ont été menées afin de caractériser chaque élément du télescope ANTARES, avant leur mise à l'eau.

Le chapitre 3 introduit les monopôles magnétiques, et présente les contraintes théoriques et expérimentales sur leur flux. Puis le chapitre 4 décrit l'interaction des monopôles dans la matière et leur signal dans un télescope à neutrinos, et présente la simulation de ces particules dans ANTARES et l'efficacité de déclenchement du détecteur à ces particules.

Enfin, deux analyses ont été menées pour la recherche de monopôles magnétiques, la première est présentée chapitre 5, et est optimisée pour la recherche de monopôles magnétiques avec des vitesses supérieures au seuil Cherenkov, tandis que la seconde est optimisée pour des particules de vitesses inférieures et est discutée chapitre 6. Dans ce dernier chapitre seront aussi montrés les résultats obtenus après avoir appliqué l'analyse sur les données prises en 2008 avec le détecteur ANTARES.

Chapitre 1

Télescopes à neutrinos de hautes énergies

La physique du rayonnement cosmique est une science centenaire. En 1912, le physicien autrichien Victor Franz Hess découvrit l'existence d'une radiation dont l'intensité augmentait avec l'altitude, et il en conclut que ce phénomène était d'origine cosmique. La source de cette ionisation fut baptisée "rayon cosmique" par Robert Andrews Millikan en 1926, alors convaincu de la nature électromagnétique du rayonnement observé.

Depuis, la physique des astroparticules n'a cessé de prendre de l'importance, comme peuvent l'attester les nombreuses expériences scientifiques s'intéressant à tous les messagers des phénomènes cosmiques, tels que le télescope HESS [1] à rayons gamma, AUGER [2] pour les particules nucléaires chargées, IceCube [3] et ANTARES [4] pour les neutrinos cosmiques, ou encore VIRGO [5] pour les ondes gravitationnelles. L'étude du rayonnement cosmique est un des problèmes majeurs de l'astrophysique d'aujourd'hui, et elle représente une étape importante à la compréhension de l'Univers.

De nombreuses sources de rayons gamma ont été détectées ces dernières années, cependant leur seule détection ne permet pas une entière compréhension des mécanismes entrant en jeu au sein de ces objets. Si ces mécanismes sont d'origine hadronique, et donc si des noyaux sont accélérés, alors une contrepartie neutrino de haute énergie devrait être observée. Les neutrinos, contrairement aux rayons cosmiques qui sont sensibles aux champs magnétiques de l'Univers, et contrairement aux photons qui sont facilement absorbés par le milieu interstellaire, vont pouvoir s'échapper du cœur des objets astrophysiques les plus compacts, et voyager sur de très grandes distances sans être déviés par des champs magnétiques, ni même absorbés par les nuages de matière interstellaire. Cependant, de part leur faible interaction avec la matière, la détection de neutrinos nécessite de très grands détecteurs, souvent installés en milieu hostile, et dont la construction représente un véritable défi technologique.

Dans la section 1.1 sont présentés différents messagers astrophysiques de haute énergie, puis sont discutées les différentes sources hypothétiquement émettrices de neu-

trinos dans la partie 1.2. Ensuite les sections 1.3 et 1.4 expliquent, respectivement, le principe de détection des télescopes à neutrinos, ainsi que la possibilité de rechercher des particules de physique exotique. Enfin les sections 1.5 et 1.6, présentent le télescope ANTARES, et brièvement les autres télescopes mondiaux de neutrinos, Baïkal [6] et IceCube [3].

1.1 Les messagers astrophysiques de hautes énergies

L'astronomie du 20ème siècle a connu un tournant majeur avec l'utilisation de nouveaux télescopes permettant d'observer l'Univers sur l'ensemble du spectre électromagnétique, illustré sur la Figure 1.1, allant du domaine des ondes radio au domaine des rayons gamma.

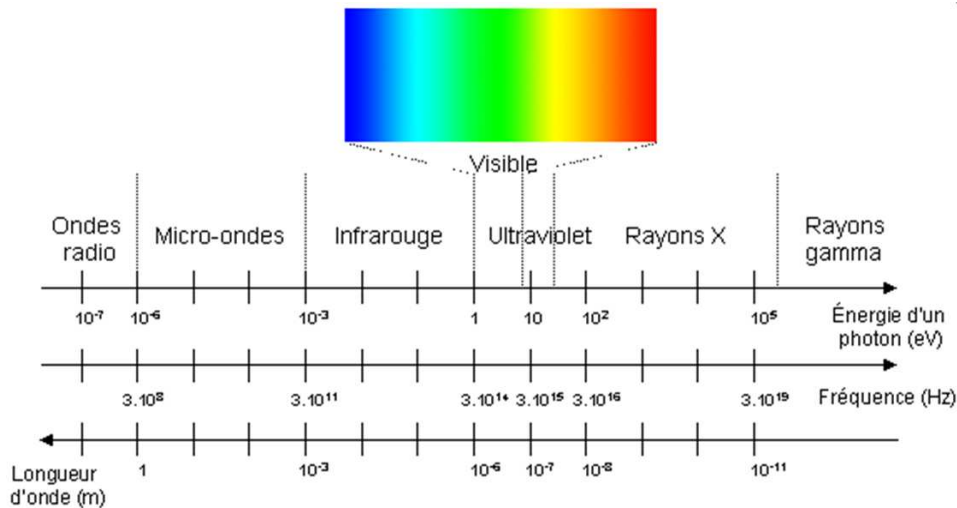


FIG. 1.1 – Représentation du spectre électromagnétique.

La recherche et l'étude des sources astrophysiques, des mécanismes d'accélération, et de propagation des rayons cosmiques de haute énergie dans l'Univers, nécessitent l'utilisation d'autres messagers émis par ces objets cosmiques. Les vecteurs d'information présentés ci-après sont les rayons cosmiques eux-mêmes, les rayons gamma et les neutrinos de haute énergie.

1.1.1 Les rayons cosmiques

La détection de particules chargées est la première source d'information pour connaître leur nature et leur origine. Les méthodes diffèrent selon l'énergie des particules que l'on souhaite observer. Jusqu'à $\sim 10^{14}$ eV, les rayons cosmiques sont généralement

détectés directement avec des détecteurs embarqués, lancés dans l'atmosphère ou dans l'espace, telles que les expériences CREAM [7] ou PAMELA [8]. Au-delà de ces énergies, les flux de particules sont tellement faibles qu'ils nécessitent de plus grandes surfaces de détection pour être observés. L'atmosphère terrestre est alors utilisée comme calorimètre, et les rayons cosmiques sont détectés indirectement par leur interaction dans le milieu. L'expérience AUGER est un exemple de télescope utilisant ce principe, et ayant apporté une importante contribution quant à la détection de particules de ultra haute énergie ($\sim 10^{20}$ eV) notamment.

La caractéristique, sans doute la plus remarquable du rayonnement cosmique, est son spectre en énergie qui s'étend sur plus de 23 ordres de grandeur en flux. Le spectre mesuré sur Terre est montré Figure 1.2. On peut décrire cette courbe par trois lois de puissance, fonction de l'énergie telle que le $Flux \propto E^{-\gamma}$, avec des indices spectraux γ distincts. Jusqu'à $5 \cdot 10^{15}$ eV, le spectre suit une loi de puissance presque parfaite d'indice spectral 2.7, puis est observée une rupture de pente appelée "genou", où la pente logarithmique passe à 3. Enfin, aux alentours de 10^{18} eV, la pente diminue et se retrouve à une valeur d'environ 2.8. La régularité du flux sur d'aussi vastes gammes d'énergie donne des indications quant à l'existence de phénoménologies globales associées à ce rayonnement.

Entre $\sim 10^8$ eV et $\sim 10^{10}$ eV, les rayons cosmiques sont les plus nombreux, et participent intensément à l'équilibre du milieu interstellaire. Cependant ces rayons cosmiques sont très influencés par les champs magnétiques des vents solaires, et le transport galactique de ces particules est dominé par des phénomènes divers mal connus : accélération, convection, réaccélération, absorption, diffusion/échappement. Tandis qu'à plus haute énergie, au delà de 10^{11} eV, seuls les phénomènes de diffusion, dûs aux fluctuations stochastiques du champ magnétique galactique, dominent les conditions de propagation du rayonnement cosmique.

Entre $\sim 10^{12}$ eV et $\sim 10^{15}$ eV, la composition des rayons cosmiques nucléaires chargés est assez bien connue, grâce à la détection directe des noyaux par des satellites et ballons sondes. Les protons sont représentatifs de 89% des noyaux, les noyaux d'hélium de 10%, et le reste est distribué entre les noyaux plus lourds.

La rupture de pente appelée "genou" aux alentours de 10^{15} eV est encore mal comprise. Ce phénomène est attribué à la limite d'énergie maximale que peuvent acquérir les particules chargées par ondes de choc dans les restes de supernovae. Cette limite est dépendante de la charge du noyau Z , et peut atteindre quelques 10^{15} eV pour les noyaux les plus lourds [50] :

$$E_{max}(Z) \simeq Z \times 100 \text{ TeV.}$$

Cependant cette énergie maximale ne suffit pas à expliquer l'indice spectral de 3 observé après le "genou". Ceci suggèrent l'introduction de composantes supplémentaires, tels que des rayons cosmiques d'origine extragalactique, un nouveau canal d'interaction et/ou

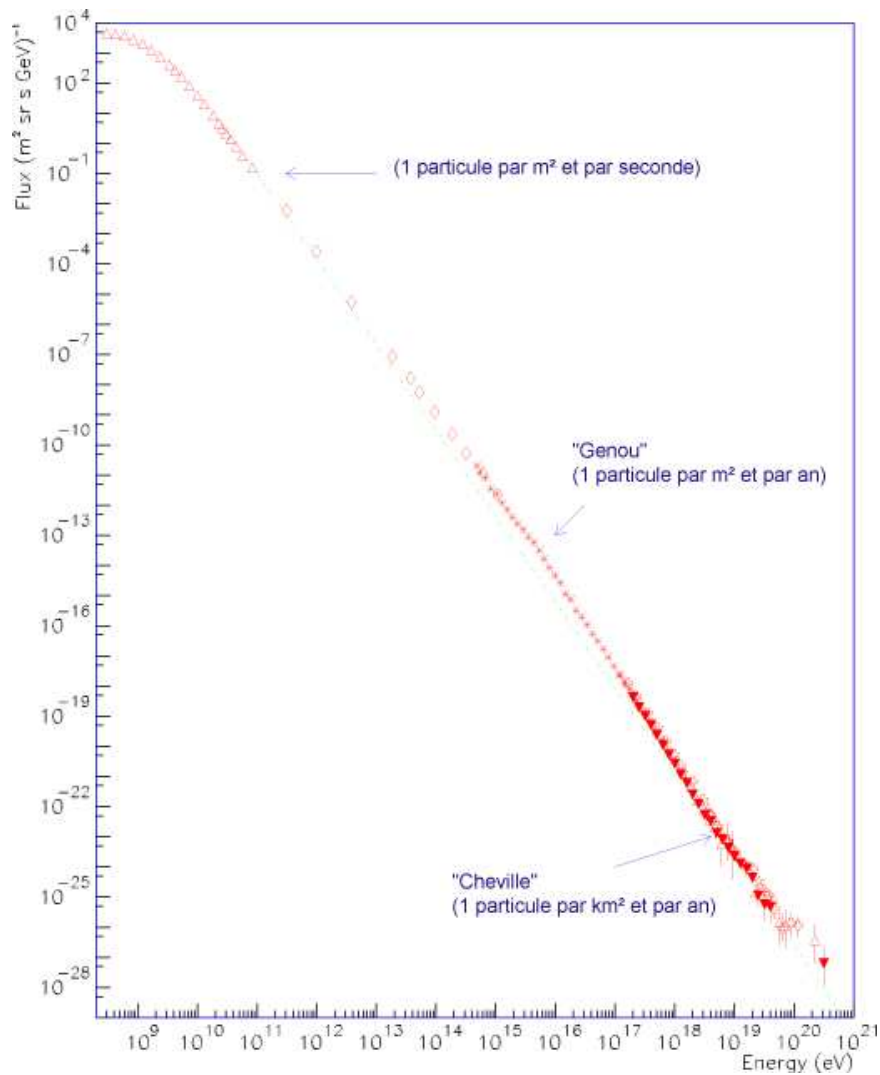


FIG. 1.2 – Spectre des rayons cosmiques.

la présence d'une source astrophysique dans notre environnement proche, ajoutant une contribution à cet endroit du spectre.

À ultra haute énergie (au delà de 10^{18} eV), on observe une seconde rupture de pente dans le spectre, couramment appelée la "cheville". À partir de 10^{19} eV, les rayons cosmiques ne peuvent plus être confinés dans la Galaxie, leur rayon de Larmor étant devenu plus grand que le rayon de la Galaxie ($R_{Galaxie} \simeq 12$ kpc). La "cheville" peut être expliquée par la transition entre une origine galactique du rayonnement cosmique et une origine extragalactique.

Enfin, pour des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV, la faible déflexion de leur trajectoire induite par le champ magnétique galactique et extragalactique, permet de commencer à faire de l'astronomie. Cependant, une nouvelle contrainte apparaît à partir de 10^{19} eV, l'effet Greisen, Zatsepin et Kuzmin (GZK) [9, 10], qui prédit une section efficace d'interaction très importante entre le bruit de fond diffus cosmologique micro-onde (CMB) et ces particules de haute énergie :

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta \rightarrow \pi + p.$$

Ainsi, le libre parcours moyen des rayons cosmiques va diminuer avec leur énergie (*c.f.* Figure 1.3), et une réduction du flux de rayons cosmiques est attendue au dessus de quelques 10^{19} eV. Une coupure progressive a, en effet, été confirmée par l'expérience AUGER à partir de $4 \cdot 10^{19}$ eV [11].

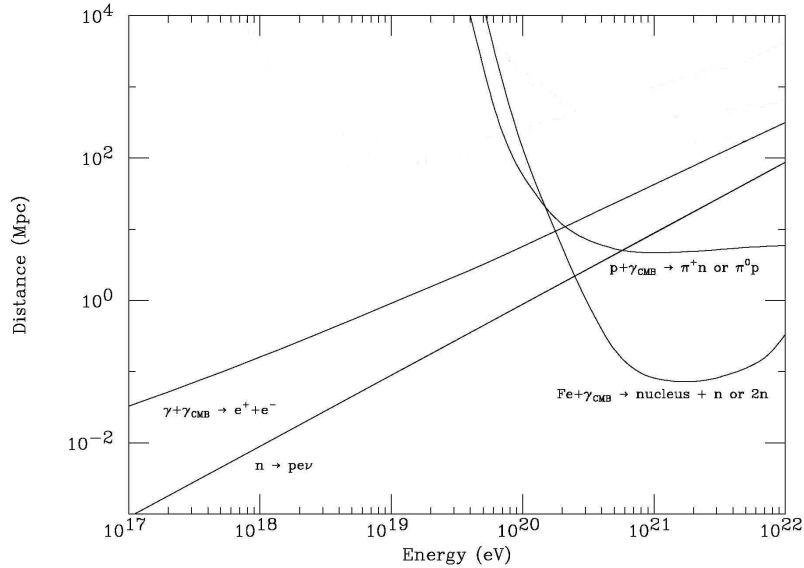


FIG. 1.3 – Libre parcours moyen des rayons cosmiques.

Les modèles tentant d'expliquer les mécanismes d'accélération des rayons cosmiques allant jusqu'à de très hautes énergies (au delà de 10^{15-18} eV), sont divisés en deux grandes catégories :

- Les modèles "bottom-up", qui s'appuient sur l'accélération de particules chargées dans des objets très actifs, et qui est généralement décrit par le modèle de Fermi

du premier et deuxième ordre [12].

- Les modèles "top-down", qui sont basés sur la physique au-delà du modèle standard, et qui considèrent l'existence de particules super-massives dont les produits de désintégration pourraient être les particules de très haute énergie observée [13].

Cependant, l'observation par Auger [2] d'une anisotropie dans le spectre des rayons cosmiques de très haute énergie ($> 6.10^{19}$ eV), corrélée avec la présence des noyaux actifs de galaxie à des distances inférieures à 75 Mpc, et en accord avec la coupure GZK attendue (environ 100 Mpc à cette énergie), ébranle quelque peu les modèles de type "top-down".

1.1.2 Les rayons gamma

L'astronomie γ est une discipline relativement jeune, elle est apparue dans les années 1970. On désigne par astronomie gamma, l'étude des photons d'énergie supérieure à 10^5 eV, s'étendant sur plus de 9 ordres de grandeur en énergie. Son étude est motivée par la compréhension des phénomènes violents de l'Univers. La frontière avec l'astronomie X est assez mal définie, les méthodes de détection des rayons γ "mous" étant du même type que celles utilisées pour les rayons X "durs". Les rayons γ sont produits par des processus non thermiques, associés généralement à l'accélération de particules à des vitesses ultra relativistes.

La difficulté de la détection des rayons γ réside dans le fait que leur longueur d'onde est inférieure à la distance interatomique, ils ne peuvent donc pas être focalisés. De plus les sources d'émission sont variables, ce qui nécessite une observation continue. Enfin, plus l'énergie des photons est élevée, plus leur flux est faible (de l'ordre de $1 \gamma/m^2/siècle$ au delà de 10^{12} eV). Par conséquent, il a fallu développer de nouveaux moyens de détection, proches de ceux qui sont utilisés en physique des particules. Suivant le point d'observation, on peut distinguer deux techniques de détection :

- **Depuis l'espace** : L'utilisation de satellites permet de recourir à des techniques de détection plus simples, et de s'affranchir des produits d'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère. Jusqu'à quelques 10^8 eV, la détection repose sur l'effet photo-électrique¹, l'effet Compton², et la création de paires électron-positron, suivant l'énergie des rayons γ incidents. Le télescope FERMI-GLAST [14], lancé en 2008, peut sonder des énergies allant jusqu'à $\sim 10^{10}$ eV, et est jusqu'à présent le télescope embarqué le plus sensible dans le domaine des hautes énergies.
- **Depuis la Terre** : Pour sonder un domaine plus élevé en énergie, à partir de $\sim 10^8$ eV, la recherche de γ va nécessiter des surfaces de détection beaucoup plus importantes, qui sont difficilement réalisables dans l'espace. De même que pour les rayons cosmiques de très haute énergie, les rayons gamma vont être détectables sur Terre par leur interaction avec l'atmosphère, qui va produire des gerbes de

¹Émission d'un électron après avoir absorbé un photon.

²Le photon incident cède une partie de son énergie par collision avec un électron.

particules relativistes émettant de la lumière Cherenkov, qui sera détectable au sol. L'expérience HESS [1], notamment, utilise ce principe de détection, et a découvert de nombreuses sources de rayons gamma de très hautes énergies ces dernières années.

Malgré les grandes avancées en matière de détection, des limites apparaissent en raison des propriétés intrinsèques aux photons. En effet, dus à leurs fortes interactions avec la matière, les photons vont rapidement être absorbés par les nuages de poussières interstellaires. De plus, au dessus de 10^{12} eV, comme l'illustre la Figure 1.4, ils vont interagir par mécanisme de création de paires avec les rayonnements électromagnétiques diffus radios, micro-ondes et infrarouges. Ainsi, par exemple, il sera très peu probable de détecter des photons d'énergie de l'ordre de 10^{15} eV provenant de sources extragalactiques.

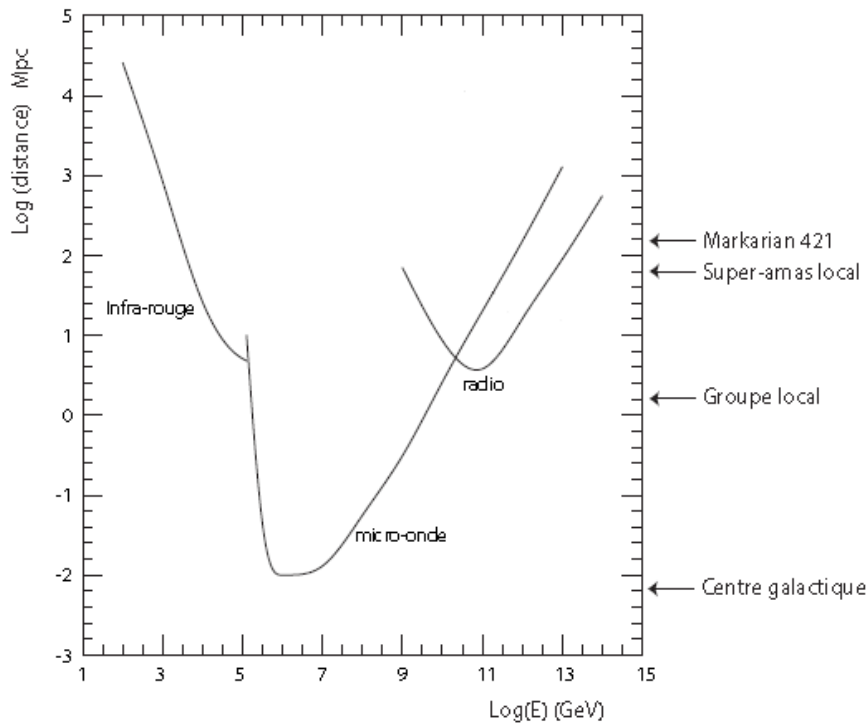
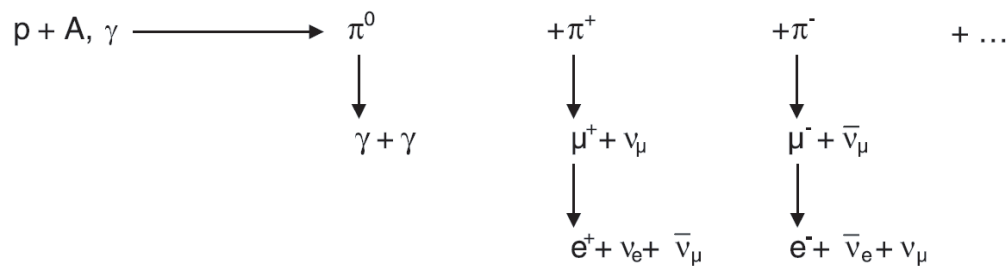


FIG. 1.4 – Libre parcours moyen des photons en fonction de leur énergie.

De nombreuses sources de rayons γ , dont les énergies sont supérieures au GeV, ont été découvertes avec le développement de la discipline. Cependant, sans la détection d'autres messagers, il est difficile de déterminer si ces sources sont des accélérateurs du rayonnement cosmique nucléaire chargé. En effet, les processus de production des rayons γ sont non-thermiques et peuvent être différenciés en deux types :

- Les processus leptoniques, qui font appel au mécanisme de diffusion Compton inverse, dans lequel les électrons accélérés dans une source vont céder une grande partie de leur énergie par diffusion avec des photons.
- Les processus hadroniques, qui considèrent l'interaction de protons p avec des particules de plus faibles énergies, des photons γ ou des noyaux A , et produisant des mésons (notamment des pions π) ou des neutrons. Les π^0 se désintègrent ensuite en rayons gamma.



Ainsi, en déterminant l'origine leptonique ou hadronique des rayons gamma pour une source donnée, on pourra déterminer si des rayons cosmiques nucléaires sont accélérés en leur sein. Cette discrimination est possible par la détection de neutrinos de haute énergie en provenance de ces sources.

1.1.3 Les neutrinos

Les recherches sur la désintégration β en 1930 révélèrent une distribution continue de l'énergie de l'électron, engendrant un problème de conservation de l'énergie-impulsion et du moment angulaire. Afin de "sauver" ces principes fondamentaux, Wolfgang Pauli introduisit une particule électriquement neutre, de spin 1/2, interagissant très faiblement avec la matière, et de masse quasi nulle, qu'il appela neutron. Le "véritable" neutron ayant été découvert en 1932 par James Chadwick, cette particule fut rebaptisée neutrino par Enrico Fermi, qui l'incorpora dans sa théorie de la désintégration β , qui deviendra la théorie de l'interaction faible.

De nombreuses années furent nécessaire avant de pouvoir effectuer la détection du premier neutrino. En 1953, le neutrino électronique est mis en évidence pour la première fois par Frederick Reines et Clyde L. Cowen dans leur expérience de détection de la réaction β inverse $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$. Ce résultat fut ensuite confirmé en 1956 [15], et en même temps fut découvert l'une des caractéristiques les plus remarquables des neutrinos par Lee et Yang, la violation de parité de l'interaction faible [16]. En effet, seuls des neutrinos, respectivement antineutrinos, de chiralité gauche, droite furent détectés. Pour expliquer la non-existence de la chiralité droite, respectivement gauche,

pour les neutrinos, antineutrinos, il fut introduit une masse nulle, supprimant ainsi sa composante singlet d'isospin faible.

À partir de 1962, fut établie l'existence d'un deuxième neutrino, associé au muon par L.M. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger et leurs collaborateurs [17], par la désintégration de pions produits dans la collision d'un faisceau de protons sur une cible de béryllium. Enfin, après la découverte auprès du collisionneur SPEAR du lepton τ^- par M. Perl en 1975 [18], et afin d'expliquer correctement son existence, il devint nécessaire de postuler l'existence d'une troisième saveur de neutrinos, les neutrinos tauiques, qui furent détectés en 2000 par l'expérience DONUT à partir de neutrinos issus de la désintégration du tau [19].

Dans le Modèle Standard, on distingue deux types de neutrinos, les neutrinos de Dirac standards, et les neutrinos de Majorana, dont la caractéristique est que la particule est sa propre antiparticule. Cette conjecture viole la conservation du nombre leptonique, qui est l'un des points les plus obscurs du Modèle Standard car affirmé par aucun principe sous-jacent. Depuis la détection de l'oscillation des neutrinos, il a fallu reconsidérer l'existence d'une masse pour ces particules. En effet, le fait de considérer que les neutrinos, de Dirac ou de Majorana, soient des particules de masse non nulle conduit à la notion de mélange des saveurs de neutrinos.

On a pu voir précédemment que l'astronomie γ présentait des limites à haute énergie, en raison de l'interaction des γ avec le rayonnement électromagnétique diffus dans l'Univers. De plus, due à leur très grande interaction avec la matière, les γ ne semblent pas être les meilleurs messagers pour sonder les objets denses de l'Univers. La déflexion des rayons cosmiques nucléaires chargés par les champs magnétiques, rend difficile le pointage de leur source d'émission, excepté à de très grandes énergies. Cependant, à ces énergies, les flux deviennent très faibles, et l'effet GZK, interaction des rayons cosmiques avec les photons du CMB, devient dominant. Le neutrino semble, par conséquent, être le meilleur vecteur d'information, par sa stabilité, sa neutralité et sa très faible interaction avec la matière, lui permettant de s'échapper du coeur de la source sans en être affecté.

Les mécanismes de production "Bottom-Up" des neutrinos dans les sources sont de types hadroniques. Ils nécessitent la désintégration de mésons produits par l'interaction de protons avec des noyaux ou des photons. Ainsi, la détection de neutrinos, et d'une contrepartie optique, en provenance d'une source, permettra de contraindre les modèles d'accélération des rayons cosmiques de très hautes énergies. En outre, la détection de neutrinos sans aucune contrepartie, pourrait être attribuée à une nouvelle classe de source encore inconnue. Cependant, les flux de neutrinos prédits à partir des observations de rayons γ sont très faibles [20], et il est nécessaire de disposer d'un très grand volume de détection pour pouvoir commencer à faire de l'astronomie.

1.2 Les sources astrophysiques de neutrinos

La détection d'une source de neutrinos est un fort indicateur de l'accélération de rayons cosmiques en son sein. Dans le cas d'une accélération par onde de choc, les rayons cosmiques vont gagner une énergie maximale fonction du facteur de boost de l'accélérateur Γ , de la vitesse de l'onde de choc V_c , de la charge Z de la particule incidente, et enfin de la taille caractéristique R et du champ magnétique B du site traversé :

$$E_{max} = Ze\Gamma BV_c R. \quad (1.1)$$

Si on fixe une énergie maximale et une charge pour un rayon cosmique, on peut représenter le diagramme de Hillas Figure 1.5 qui illustre les différentes sources potentiellement accélératrices, si on ne tient compte d'aucune perte d'énergie dans le milieu. Ce graphique permet d'avoir une idée sur les sites potentiellement accélérateurs.

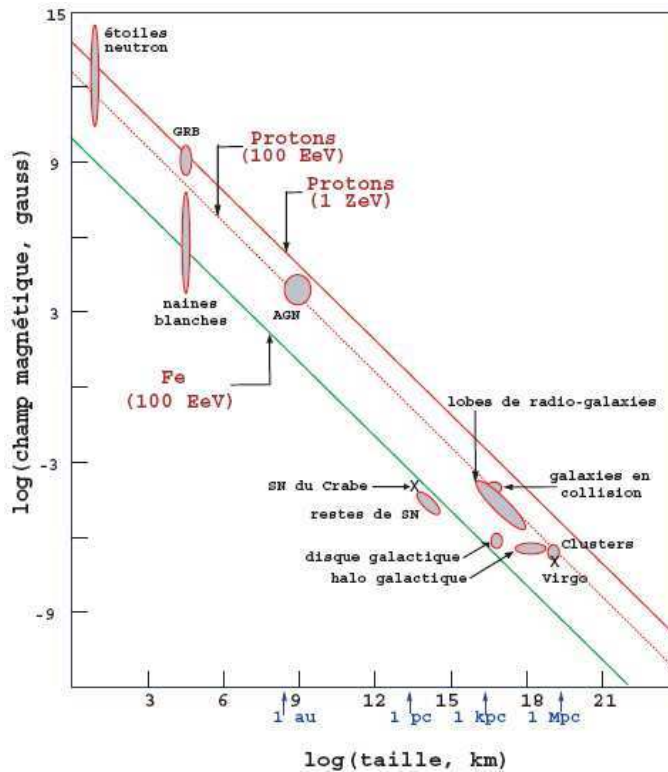


FIG. 1.5 – Diagramme de Hillas.

On peut en distinguer quatre grands types, les rémanants de supernovae (SNR) et les étoiles à neutrons de type pulsar qui sont présents dans la Galaxie, et les noyaux actifs de galaxies (AGN) ainsi que les sursauts gamma (GRB) qui sont principalement

des sources de type extragalactique. Ces différents sources seront succinctement décrites dans la suite, ainsi que les microquasars, non illustrés sur le graphique et qui sont présents dans la Galaxie.

1.2.1 Les rémanants de supernovae (SNR)

Deux mécanismes totalement différents peuvent être à l'origine de supernovae, l'un est thermonucléaire, l'autre est gravitationnel, donnant respectivement naissance aux supernovae de type Ia (SNIa), et aux supernovae de type Ib, Ic ou II. Pour les supernovae de type gravitationnel, le mécanisme d'effondrement va permettre la formation d'ondes de choc propices à l'accélération de rayons cosmiques. En effet, lors de l'effondrement de l'étoile, lorsque la masse de son coeur de fer dépasse la masse de Chandrasekhar (1.44 masse solaire), la pression exercée par les électrons n'est plus suffisante pour contrebalancer la gravitation. L'effondrement ne s'achève que lorsque la densité nucléaire est atteinte, les noyaux sont alors complètement dissociés, et le coeur est composé principalement de neutrons. L'interaction forte entre alors en jeu entre les neutrons, et une onde de choc est émise vers les couches extérieures de l'étoile, les expulsant si elle est assez puissante.

L'explosion de la supernova va permettre la production de neutrinos (observés par IMB [21] et Kamiokande [22] avec l'explosion de SN1987A). Cependant l'énergie des neutrinos produits est inférieure à quelques dizaines de MeV. Par ailleurs, après l'explosion, les couches extérieurs en expansion de l'étoile forment le "rémanent de la supernovae". La détection de rayons gamma de haute énergie dans ce milieu est un indice fort en faveur de l'accélération de hadrons en leur sein [27, 28]. Des neutrinos d'énergie pouvant aller jusqu'à $\sim 10^{15}$ eV [23, 24, 25, 26] pourraient alors être produits, et leur détection permettrait de confirmer sans ambiguïté l'accélération de rayons cosmiques dans ces sources.

1.2.2 Les étoiles à neutrons de type pulsar

Les pulsars ont été découverts par Jocelyn Bell et Antony Hewish en 1967. Ils observèrent un signal très régulier, consistant en des impulsions électromagnétiques à un taux de un pour quelques secondes. Depuis les premiers travaux menés par Gold [29] et Pacini [30], ainsi que les travaux théoriques de Goldreich et Julian [31], il est maintenant largement accepté que les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide, ayant une magnétosphère avec un plasma de charge en mouvement, et produisant un champ électrique. Les impulsions électromagnétiques régulières observées, généralement dans le domaine radio et X, proviendraient de la perte d'une partie de l'énergie de rotation de l'étoile convertie en rayonnement synchrotron, et produisant des jets de photons depuis ses pôles magnétiques.

De nombreux pulsars ont été détectés depuis. On peut notamment citer les pulsars

millisecondes, et les pulsars émettant dans le domaine des rayons γ .

Le plasma de charges en mouvement va induire de larges bandes de champs électrostatiques parallèles au champ magnétique (observé par des simulations numériques [32, 33]), et permettre l'accélération de particules à des énergies relativistes pouvant aller jusqu'à 10^{21} eV. Cependant, une étude considérant les pertes dues au rayonnement synchrotron des particules chargées tend à montrer que seules des énergies de l'ordre de 10^{15} eV peuvent être atteintes [34]. Les particules présentes dans la plasma seraient majoritairement des électrons et positrons, mais une contribution de particules hadroniques est probable, et leurs interactions pourraient permettre la production de neutrinos de haute énergie.

1.2.3 Les microquasars

Les microquasars sont des systèmes binaires présentant des jets relativistes de matière similaires à ceux présents dans les noyaux actifs de galaxies (c.f. §1.2.4). Dans de tels systèmes, la première source d'énergie est gravitationnelle, la matière provenant d'une étoile est accrétée par un objet compact, tel qu'un trou noir ou une étoile à neutron, et une partie est accélérée dans des jets relativistes. L'observation de rayonnements non thermiques dans ces jets de matière sont une bonne indication quant à l'accélération de particules. Ils sont principalement émis dans le domaine des ondes radios, mais aussi dans le domaine des rayons X [35] et γ [36]. Ces jets de particules suggèrent l'accélération de hadrons en leur sein, et une émission de neutrinos peut alors être envisagée [37]. L'étude de microquasars est particulièrement intéressante par leur proximité (présence dans la Galaxie), afin de mieux comprendre les mécanismes d'accrétion et d'éjection de matière, et les processus d'accélération dans les jets relativistes.

1.2.4 Les noyaux actifs de galaxies (AGN)

Les noyaux actifs de galaxies ont été découverts la première fois en 1963, grâce à leur intense luminosité dans le domaine radio. Ces objets se situent généralement au cœur des galaxies, et leur émission recouvre presque tout le spectre électromagnétique. Les AGN seraient constitués d'un trou noir supermassif ($> 10^6$ masses solaires), entouré d'un disque d'accrétion de matière en rotation. Perpendiculairement à ce disque d'accrétion, deux jets de particules relativistes sont émis, visibles sous la forme de gros lobes, en radio-astronomie. De plus les observations en astronomie gamma [38] supposent l'accélération de particules à des énergies au delà du TeV. Bien que les modèles leptoniques semblent à première vue plus apte à expliquer les émissions de rayons gamma, notamment lors d'états très actifs et très variables, il existe d'autres modèles qui suggèrent que les émissions seraient dues à des hadrons. Si des protons sont présents dans les jets, alors des rayons gamma seraient émis par interactions $p - \gamma$ [39, 40], ou $p - p$ [41, 42] si leur densité est suffisamment élevée, ainsi que des neutrinos. De plus,

les émissions de rayons gamma pourraient provenir du rayonnement synchrotron émis directement par les protons présents, qui doivent cependant être accélérés à de très hautes énergies de l'ordre de $\sim 10^{19}$ eV pour contribuer de manière significative à la densité de flux de l'AGN [43, 44]. Cette contribution suggère de nouveau la production de neutrinos de haute énergie qui peuvent s'échapper aisément des champs magnétiques intenses produits par les plasmas entourant le trou noir supermassif.

1.2.5 Les sursauts gamma

Les sursauts gamma, ou GRB pour *Gamma Ray Burst*, sont des émissions brèves et extrêmement intenses de rayons gamma, d'origine extragalactique. Les premiers furent observés en 1967 par les satellites américains Vela, destinés à surveiller les essais nucléaires sur Terre, et furent attribués à partir de 1973 à de violents phénomènes cosmiques [45]. Les sursauts gamma sont classés en deux types, les sursauts courts, dont l'émission principale (appelée émission prompte) est inférieure à 2s, et les sursauts longs, d'une durée pouvant aller de 2s à plusieurs centaines de secondes [46]. Leur origine est un mystère, ils pourraient provenir de l'explosion d'une supernova supermassive ou apparaître après la collision de deux objets, tels que des étoiles à neutrons ou des trous noirs.

Les GRB sont caractérisés par trois phases :

- Quelques heures avant l'émission prompte, aucune lumière n'est visible, le milieu étant supposé opaque aux photons, et l'accélération de hadrons en leur sein en interaction avec les photons, pourraient produire un flux détectable de neutrinos.
- Lors de l'émission prompte, une intense luminosité dans le domaine des rayons gamma est émise, et l'interaction des protons ultra-relativistes induirait la production de neutrinos.
- Après l'émission prompte, pendant une période pouvant aller de quelques heures à plusieurs semaines appelée *afterglow*, des photons de longueurs d'onde variées, allant du domaine des rayons gamma au domaine radio, sont émis, et des neutrinos pourraient être produits dans cette phase.

Le modèle le plus communément admis dans la communauté scientifique est le modèle dit de la "boule de feu" [47], qui suppose la propagation d'un plasma relativiste de e^\pm , de photons, et de baryons, et prédit l'émission d'un flux de neutrinos. Cependant, il existe d'autres modèles, dont le modèle dit du "boulet de canon" [48], qui suppose un jet constitué de bulbes de matière baryonique de vitesses relativistes, et prédit, lui aussi, la production de neutrinos, mais de plus faibles énergies.

1.3 Principe de détection

En 1960, M.A. Markov [49] proposa une solution à la détection de très faibles flux de neutrinos cosmiques de haute énergie. Le principe des télescopes à neutrinos repose sur l'utilisation d'un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs installés au sein

d'un très grand volume d'un milieu transparent naturel, tel qu'un lac, la mer, ou la calotte glaciaire, ceci pour détecter le rayonnement Cherenkov des leptons, produits d'interaction des neutrinos par courant chargé. La Terre est utilisée, quant à elle, à la fois comme cible pour les neutrinos et comme bouclier contre toutes les particules autres que les neutrinos. En effet, un grand volume dense cible est nécessaire en raison de la très faible interaction des neutrinos avec la matière. Un neutrino de 10^{12} eV a un libre parcours moyen d'environ $3.10^{11} \text{ g.cm}^{-2}$, et le diamètre de la Terre, à titre de comparaison, est équivalent à environ 5.10^9 g.cm^{-2} .

Considérons un neutrino (anti-neutrino) émis par une source, celui-ci va se propager avec peu d'interactions jusqu'à la Terre, où il va potentiellement interagir faiblement avec celle-ci par courant chargé :

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \xrightarrow{W^{+/-}} l(\bar{l}) + X,$$

ou par courant neutre :

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \xrightarrow{Z_0} \nu_l(\bar{\nu}_l) + X,$$

où l est un lepton chargé, ν un neutrino, et où N est un nucléon et X une gerbe hadronique.

Les sections efficaces des neutrinos et antineutrinos sont présentées respectivement sur la Figure 1.6 et la Figure 1.7, elles sont calculées à partir de la théorie électrofaible et du modèle de Björken (diffusion profondément inélastique)[51, 52]. On remarque que la section efficace d'interaction des neutrinos augmente avec l'énergie et qu'à partir de $\sim 10^{15}$ eV, elle est de l'ordre de 10^{-34} cm^2 , ce qui correspond à la valeur pour laquelle la Terre devient opaque.

Seule l'interaction par courant chargé va nous intéresser, étant donné la production de leptons chargés, qui induisent des signaux caractéristiques forts, contrairement à l'interaction par courant neutre dont le signal produit par la gerbe hadronique fera seulement quelques dizaines de mètres au maximum. De plus, les télescopes à neutrinos ne pouvant pas distinguer un lepton d'un anti-lepton, il sera appelé lepton la particule et son antiparticule sans distinction dans la suite.

Suivant la saveur du neutrino, différentes signatures vont se présenter lors du passage du lepton dans le détecteur. Les ν_e et ν_τ ne seront détectables que s'ils interagissent dans le volume du détecteur, en raison du très faible libre parcours moyen de l'électron et du tauon, tandis que les ν_μ pourront interagir dans la Terre à plusieurs kilomètres, et toujours être détectables, le libre parcours moyen des muons dans la roche étant 1 km environ à 10^{12} eV, et de 5 km à 10^{15} eV. Le schéma Figure 1.8 montre les signaux caractéristiques que produiraient un électron, un tauon et un muon en traversant le milieu transparent. L'électron est rapidement stoppé dans le milieu, et seuls les photons induits par les gerbes hadronique et électromagnétique sont utilisables. Le tauon produit, quant à lui, un signal appelé "double bang". Son signal est caractérisé par des

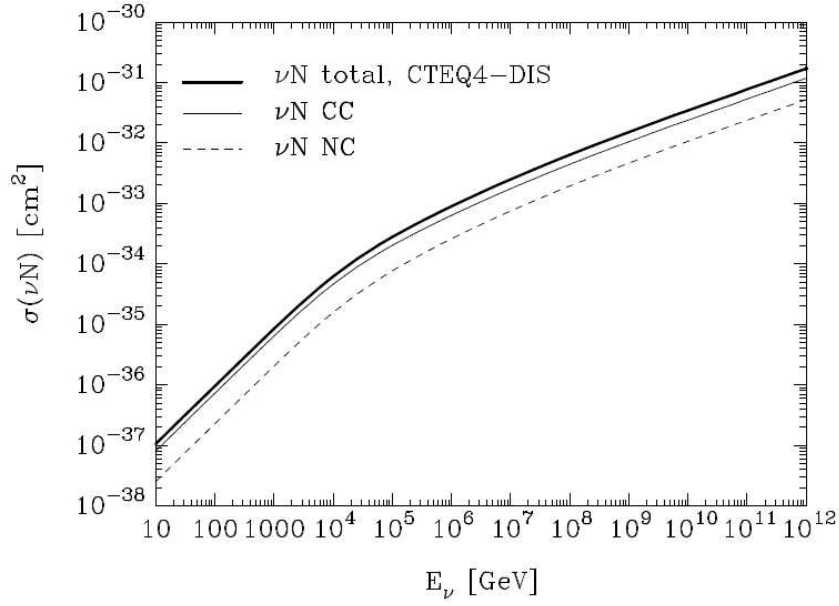


FIG. 1.6 – Section efficace d'interaction des neutrinos en fonction de leur énergie [53].

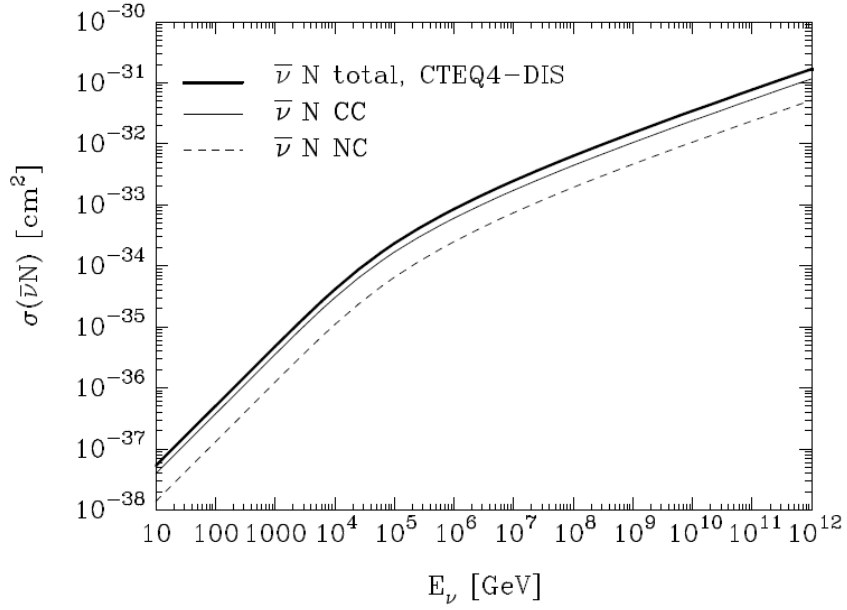


FIG. 1.7 – Section efficace d'interaction des antineutrinos en fonction de leur énergie [53].

photons induits par la gerbe hadronique produite par l'interaction du neutrino avec la matière, puis induits par l'émission Cherenkov du tauon dans le milieu, et enfin par la gerbe hadronique de désintégration du lepton. Finalement, le ν_μ par interaction avec la matière produit une gerbe hadronique, puis des photons Cherenkov sont émis lors de la traversée du muon dans le milieu.

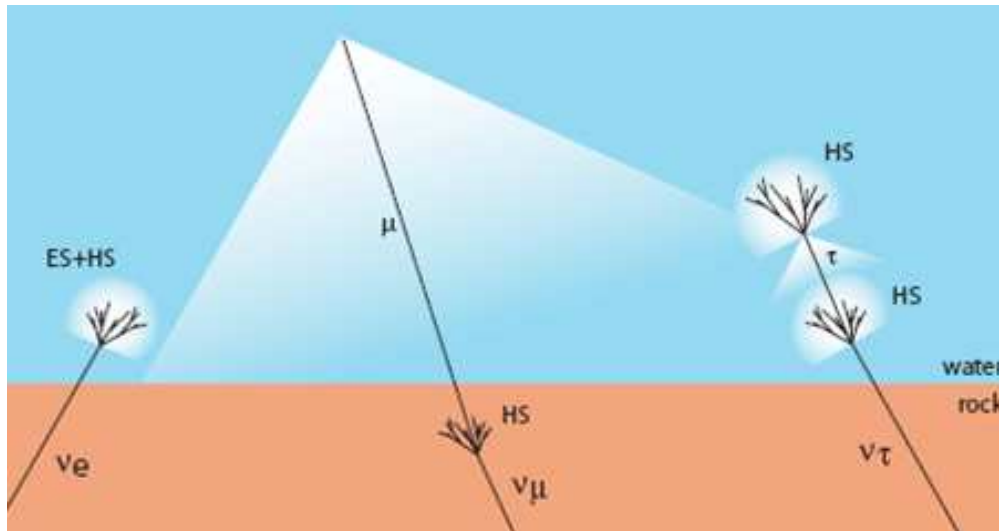


FIG. 1.8 – Signaux caractéristiques produits par un électron, un muon et un tauon traversant un milieu avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu.

La trajectoire des muons est la plus facilement reconstituée grâce à son long sillage Cherenkov, et dans la thèse, seuls les ν_μ sont considérés. L'angle entre le neutrino incident et le muon produit diminue avec l'énergie qui augmente, il est représenté sur la Figure 1.9.

La reconstruction de la trajectoire des particules incidentes, avec un télescope à neutrinos, est basée sur le principe de l'émission Cherenkov. Ce principe est décrit ci-après.

1.3.1 L'émission Cherenkov

Une particule chargée traversant un milieu d'indice n , avec une vitesse $v = \beta c$, supérieure à la vitesse de la lumière c/n dans le milieu, induit la propagation d'une onde électromagnétique.

La première étude observationnelle de ce phénomène a été entreprise par Mallet entre 1926 et 1929. Mais ce n'est qu'entre 1934 et 1944 que Cherenkov mena l'étude de ce rayonnement. Ainsi il analysa entre-autres la distribution angulaire, la dépendance avec n et β du rayonnement, et démontra que l'intensité de l'onde est proportionnelle au

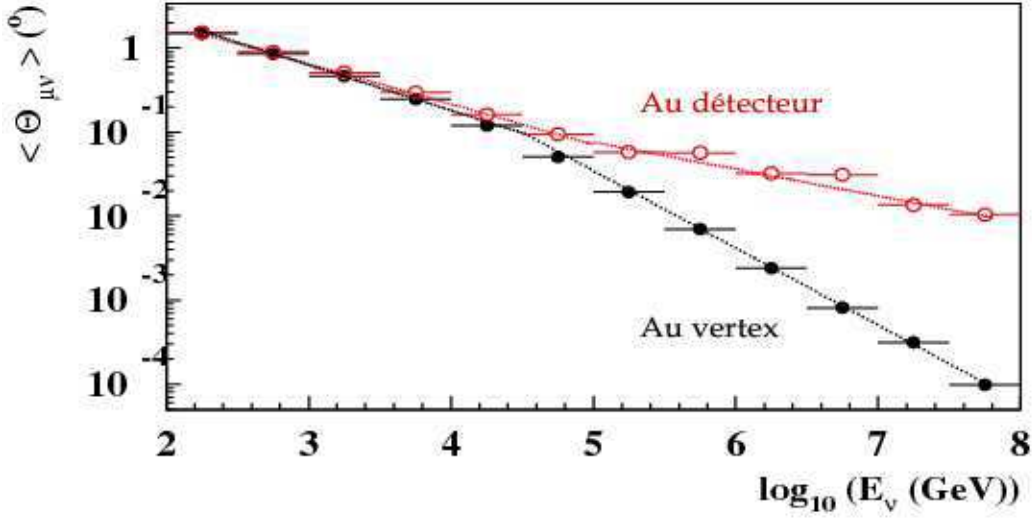


FIG. 1.9 – Angle moyen entre le neutrino incident et le muon produit en fonction de l'énergie du neutrino, au niveau du détecteur et au niveau du vertex d'interaction. La diffusion du muon dans la roche explique la différence entre les 2 courbes.

chemin parcouru, ainsi que l'existence d'une polarisation pour l'onde électromagnétique. La relation portant son nom s'écrit : $\cos(\theta_c) = \frac{1}{(\beta n)}$, θ_c étant l'angle entre la direction de propagation de l'onde électromagnétique et celle de la particule.

Considérant un milieu homogène d'indice n , l'émission Cherenkov de la particule se fait de manière symétrique par rapport à sa direction de propagation. Il se forme donc un cône de lumière, appelé aussi cône Cherenkov d'angle θ_c constant par rapport à la propagation de la particule, comme l'illustre la figure (1.10).

Dans cette approximation (θ_c constant), on peut exprimer le nombre N de photons émis sur un intervalle d'énergie ΔE et une trajectoire de longueur L pour une particule de charge Z , tel que

$$N = \left(\frac{\alpha}{\hbar c}\right) \sin^2(\theta_c) \times L \times \Delta E \times Z^2, \quad (1.2)$$

avec α la constante de structure fine. L'équation venant de l'intégrale de la relation de Franck-Tamm [54] :

$$\frac{d^2 N}{dL dE} = \left(\frac{\alpha}{\hbar c}\right) Z^2 \sin^2(\theta_c) \quad (1.3)$$

Ainsi en connaissant le nombre de photons Cherenkov émis par une particule, et leur angle d'émission, il est possible de remonter à sa charge. Typiquement, si on réécrit l'équation 1.3 en fonction de la longueur d'onde λ des photons émis :

$$\frac{d^2 N}{dL d\lambda} = \left(\frac{2\pi\alpha}{\lambda^2}\right) Z^2 \sin^2(\theta_c), \quad (1.4)$$

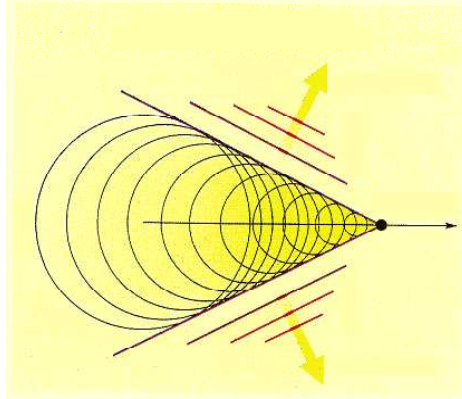


FIG. 1.10 – Schéma de l'effet Cherenkov

en considérant un indice de réfraction $n \sim 1.35$, et un muon hautement relativiste ($\beta \sim 1$), environ 345 photons Cherenkov sont émis par cm dans le domaine de longueur d'onde sensible des photomultiplicateurs du télescope ANTARES $\lambda \sim [300, 600]$ nm (c.f. paragraphe §1.5.1), avec un angle de $\sim 42^\circ$.

1.3.2 Propagation de la lumière

Les photons Cherenkov émis lors de la traversée d'un muon, vont se propager différemment suivant les propriétés optiques du milieu traversé. Plusieurs campagnes de mesures ont été effectuées sur le site ANTARES entre 1997 et 2000 [55], afin de caractériser les propriétés optiques de l'eau, et notamment la longueur d'atténuation de la lumière. La longueur d'atténuation L_{att} effective correspond à la distance au bout de laquelle l'intensité lumineuse a diminué d'un facteur $1/e$. Elle est fonction de la longueur d'absorption L_{abs} ainsi que de la longueur de diffusion³ L_{diff} , telle que :

$$\frac{1}{L_{att}} = \frac{1}{L_{abs}} + \frac{1}{L_{diff}}. \quad (1.5)$$

La longueur d'atténuation entre dans la définition de l'intensité lumineuse I en fonction de la distance R à la source d'émission, d'intensité I_0 , et s'exprime pour une source isotrope telle que :

$$I(R) \propto \frac{I_0}{R^2} e^{-\frac{R}{L_{att}}}. \quad (1.6)$$

En mesurant le nombre de photons en fonction de la distance à la source, les mesures réalisées sur le site ANTARES donne une longueur d'atténuation de l'ordre de 50 m pour une longueur d'onde de 473 nm (bleu).

³La longueur de diffusion correspond à la longueur moyenne entre deux diffusions.

On peut, de plus, noter le phénomène de dispersion chromatique, lié à la vitesse de groupe v_g de la lumière dans l'eau [56], caractérisée par l'indice de réfraction de groupe $n_g = c/v_g$. L'indice n_g varie avec la longueur d'onde, et est d'environ 1.38 pour 460 nm [57]. Cette dépendance entraîne un phénomène de dispersion, qui provoque, pour une distance de ~ 150 m, un temps d'arrivée plus étendu des photons allant jusqu'à ~ 2 ns [57].

1.4 Physique exotique

D'après les mesures effectuées à partir des supernovae de type Ia, des fluctuations de température du fond diffus cosmologique, et des propriétés des amas de galaxies dans les rayonnements X, le modèle de concordance montre un Univers composé de $\sim 30\%$ matière. Cette matière serait composée de 15 à 20% de matière baryonique d'après les observations, le reste étant composé de matière certainement non baryonique, appelée "matière noire". Des théories telles que la supersymétrie, ou celles de Kaluza Klein prédisent l'existence de particules stables qui seraient des candidats pour expliquer cette masse manquante de l'Univers. Si ces particules sont de type Majorana, alors elles pourraient s'annihiler par auto-interactions. De telles particules piégées gravitationnellement dans un corps massif, s'annihileraient et produiraient un signal de neutrinos [58] éventuellement détectable par un télescope à neutrinos. Ainsi par la détection indirecte de neutrinos provenant du Soleil, l'existence de telles particules de matière noire serait prouvée.

Un télescope à neutrinos est potentiellement sensible à toute particule émettant de la lumière sur son passage, et pourrait détecter le passage de particules encore inconnues, telles que les monopôles magnétiques. Les monopôles magnétiques sont des particules portant une ou plusieurs charges magnétiques, et ont été introduits par Dirac, afin de symétriser l'électromagnétisme. Ils apparaissent de plus dans les théories de grande unification des forces, et auraient été créés dans les brisures de symétrie de l'Univers primordial. Leur existence pourrait apporter la preuve de l'existence de telles théories. Le cadre théorique, et le signal émis par une telle particule dans un télescope à neutrinos sont le coeur du sujet d'étude de ce manuscrit et sont décrits respectivement dans le chapitre §3 et §4.

1.5 ANTARES

La collaboration ANTARES est composée de 20 instituts européens, et d'environ 150 chercheurs, ingénieurs et techniciens répartis dans sept pays. La Figure 1.11 représente les différents instituts impliqués dans le projet.

La construction du détecteur a été achevée le 30 mai 2008, après plusieurs phases de construction, qui seront détaillées dans la suite avec la description du télescope, et de ses différents éléments.

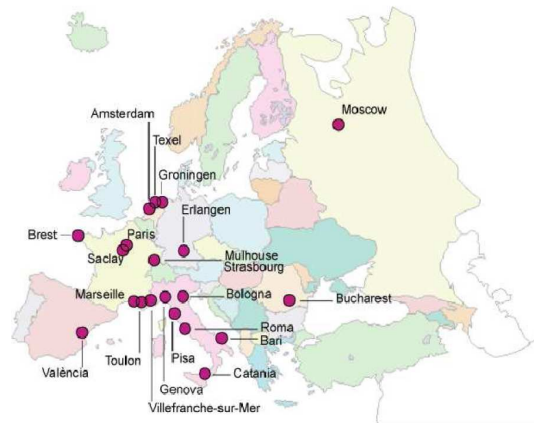


FIG. 1.11 – Distribution géographique des 20 instituts impliqués dans la collaboration ANTARES.

1.5.1 Description du détecteur

Le détecteur ANTARES est localisé à $42^{\circ}50'$ N et $6^{\circ}10'$ E, en France, à ~ 40 km au large de Toulon, dans une zone militarisée (*c.f.* Figure 1.12). Cette zone a été choisie pour son sol relativement plat (inclinaison de quelques mètres pour 100 m^2 de surface), et sa profondeur d'environ 2500 m, qui permet de s'affranchir de la lumière du soleil ainsi que d'une grande partie des muons créés dans l'atmosphère. De plus, sa proximité à la côte permet d'effectuer les opérations de déploiement et de maintenance, beaucoup plus simplement.

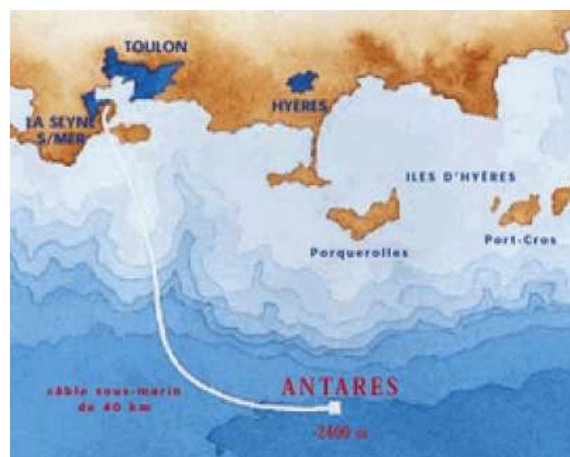


FIG. 1.12 – Carte du site d'ANTARES.

Le télescope est composé d'un réseau de 885 photomultiplicateurs répartis sur une surface de $\sim 0.1 \text{ km}^2$. Ces photomultiplicateurs (PM) de 10 " (Hamamatsu R7081-20), sensibles dans la région de longueur d'onde $\lambda \sim [300, 600] \text{ nm}$ sont entourés d'une sphère de verre de 17 " de diamètre, à laquelle ils sont collés à l'aide d'un gel transparent, dont l'indice de réfraction de 1.404 est compris entre celui de la sphère de 1.47 et de l'eau d'environ 1.35, afin de diminuer la réflexion de la lumière sur sa surface. Les PMs sont de plus protégés par une grille en mu-métal pour limiter les effets du champ magnétique terrestre, et sont reliés à l'électronique nécessaire à leur fournir la haute tension. On peut en outre noter la présence d'une LED interne utilisée pour contrôler l'évolution du temps de transit dans le phototube des PMs. Cet ensemble est appelé Module Optique (OM) [59], et est représenté Figure 1.13. Les OMs sont orientés à $\sim 43^\circ$ de la verticale en direction du sol et leur hémisphère supérieur est peint en noir, afin de diminuer la sensibilité aux photons arrivant dans la direction opposée.



FIG. 1.13 – Une photographie d'un module optique. Le photomultiplicateur, la grille en mu-métal, ainsi que l'hémisphère peint en noir sont visibles ici.

Trois OMs forment un groupe, appelé "étage". Ce dernier, représenté Figure 1.14, est en outre constitué d'un cylindre en titane, appelé LCM (Local Control Module), responsable de la distribution du courant aux OMs, de la numérisation et du traitement des signaux, et de l'envoi des données. Chaque LCM contient un inclinomètre et un compas, qui permettent de mesurer l'orientation en trois dimensions d'un étage, et des cartes électronique vérifiant son bon fonctionnement (mesures de température, de tension, d'intensité et d'humidité).

Les étages sont distants de 14.5 m, et sont reliés entre eux par des câbles électromécaniques. Ils constituent un ensemble de 25 niveaux, nommé "ligne". Ces lignes sont maintenues au sol par une base en plomb, et restent quasi-verticales à l'aide d'une

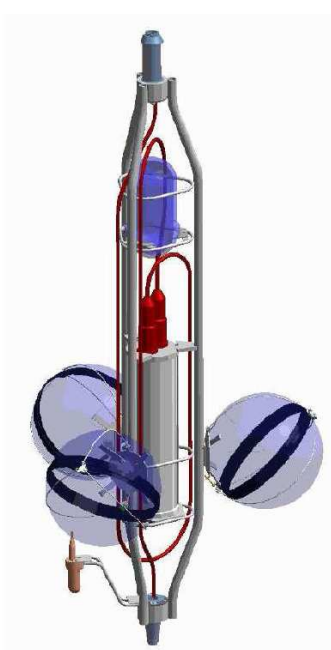


FIG. 1.14 – Représentation d'un étage, avec ses trois modules optiques, son LCM, et un éventuel système de LED, ainsi qu'un hydrophone récepteur.

bouée. Ces dernières ne sont donc pas rigides, et se mouvoient légèrement au gré des courants. Sur chacune d'entre elles sont répartis cinq hydrophones récepteurs, ainsi que quatre systèmes à LED, appelés LED Beacon [60], afin, respectivement, de connaître la forme de la ligne, et d'effectuer un étalonnage *in situ* des OMs du détecteur.

Sur chaque pied de ligne est fixé un hydrophone émetteur-récepteur, qui permet de positionner l'emplacement des lignes, et d'envoyer des signaux aux cinq récepteurs répartis sur les lignes. Enfin, les lignes sont reliées à une boîte de jonction, qui est connectée par un câble électro-optique de 42 km de long au centre de contrôle, situé à la Seyne sur Mer. La Figure 1.15 schématise le détecteur ANTARES dans son ensemble.

Le détecteur ANTARES est composé de 12 lignes, 11 comportant 25 étages, et la ligne 12 en comportant 20, les derniers étages étant dédiés à la recherche et développement de la détection acoustique de neutrinos, et à des mesures océanographiques. Les différentes lignes ont été intégrées, et *calibrées* entre 2005 et 2008, au CEA Saclay (lignes impaires), et au Centre de Physique des Particules de Marseille (lignes paires). Le déploiement et la connection de ces lignes à la boîte de jonction pour la prise de données, se sont faites en cinq grandes étapes :

- Connection de la ligne 1 en Mars 2006.

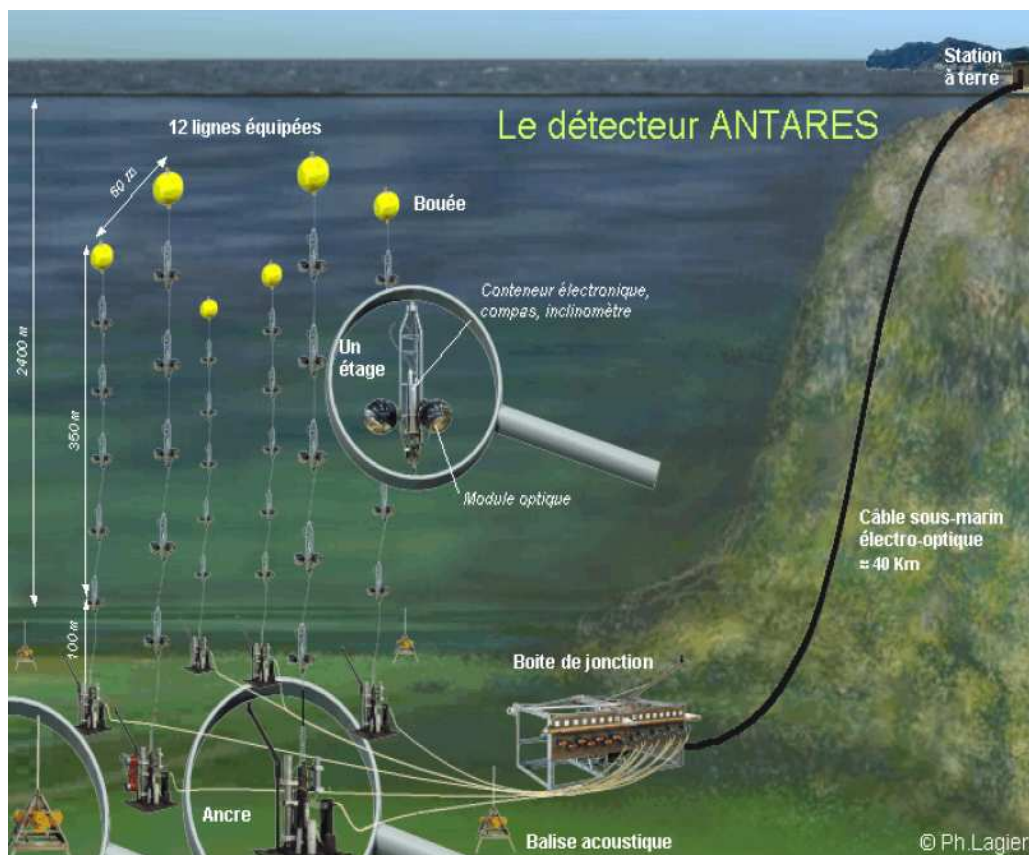


FIG. 1.15 – Schéma du détecteur ANTARES.

- Connection de la ligne 2 en Septembre 2006.
- Connection des lignes 3, 4 et 5 en Janvier 2007.
- Connection des lignes 6, 7, 8, 9 et 10 en Décembre 2007.
- Connection des lignes 11 et 12 en Mai 2008.

Le détecteur ANTARES est donc complet depuis Mai 2008. On peut, de plus, noter que les lignes ont été pensées de façon à être réparables par la suite, avec comme exemple, la récupération, la réparation, le redéploiement et la reconnection de la ligne 12 en Décembre 2009.

1.5.2 Système d'acquisition

Chaque photomultiplicateur est "lu" par deux ARS (Analogue Ring Sampler) [61, 62], des cartes électroniques qui sont utilisées pour la numérisation du signal en sortie du PM. Dès que la tension provenant du PM excède un seuil de 0.3 photoélectron (pe),

un “hit”, contenant la charge intégrée sur l’anode pendant un intervalle en temps de ~ 33 ns, avec ~ 8 ns avant le passage du seuil et ~ 25 ns après, et un étiquetage temporel donné par l’horloge interne du LCM, est créé par l’ARS. L’étiquetage est rendu possible avec un TVC (Time to Voltage Converter), disponible pour chaque ARS, qui interpole le temps entre deux impulsions de l’horloge locale de 50 ns, avec une précision inférieure à la nanoseconde. L’horloge locale de chaque LCM est, quant à elle, régulièrement synchronisée avec l’horloge principale de la station de contrôle.

Après l’intégration et la conversion du signal, un temps mort d’environ 250 ns résulte pour un ARS. Afin de compenser ce temps mort, deux ARS sont connectés en parallèle par une logique de “token ring”, qui exerce la permutation d’un ARS à l’autre. Le temps mort entre le premier et le deuxième signal est alors d’environ 40 ns⁴, et d’environ 250 ns entre le premier et le troisième signal.

La lecture de la paire d’ARS est effectuée par un FPGA (Field Programmable Gate Array), qui regroupe les données numérisées par paquets de 104 ms, et qui sont ensuite envoyées à l’un des LCMs, appelé MLCM (Master Local Control Module). Les MLCMs, qui sont au nombre de un par secteur (regroupement de 5 étages consécutifs), comportent les mêmes composants que les LCMs, mais aussi un commutateur ethernet, et un système de démultiplexage, un DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing), qui permet de rassembler les données des cinq étages en un seul paquet et de l’envoyer dans une même bande passante à terre. La Figure 1.16 représente une vision schématique des composants présents dans un LCM.

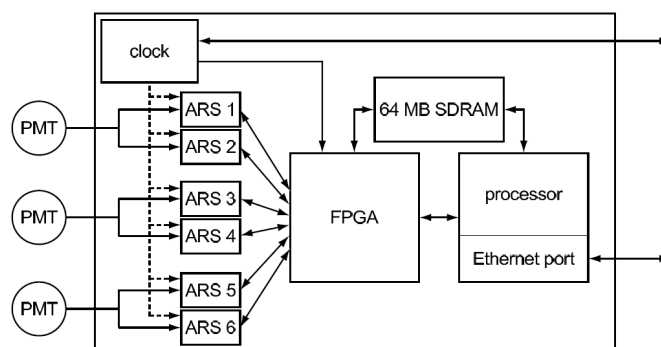


FIG. 1.16 – Représentation schématique des composants présents dans un LCM.

Enfin, une ferme d’ordinateurs située à la station à terre, combine les paquets simultanés provenant de chaque PM dans une fenêtre en temps de 104 ms. Ainsi, chacun de ces paquets peut contenir plusieurs événements muoniques, ces derniers ayant un temps de traversé du détecteur de l’ordre de $2 \mu\text{s}$. Cependant, aucune sélection n’est effectuée

⁴Les ~ 40 ns de temps mort proviennent du temps d’intégration du signal d’environ 33 ns et du temps de permutation des ARS d’environ 10 ns.

par le système d'acquisition embarqué, et les données envoyées sont principalement dues au bruit de fond environnant. La ferme d'ordinateurs applique donc en temps réels divers systèmes de déclenchement (ou *triggers*), sélectionnant les événements pouvant correspondre au passage d'un muon dans le détecteur. Les algorithmes recherchent les hits reliés en temps et en position, qui seront généralement la conséquence du passage d'un muon dans le détecteur, en raison des propriétés de l'émission de lumière Cherenkov, ces coïncidences ne s'appliquant pas aux bruits de fond aléatoires. Dans ANTARES, la notion d'événement correspond à la fenêtre en temps dans laquelle les hits ont été sélectionnés par un déclencheur, à laquelle sont ajoutées une fenêtre en temps de $2.2 \mu s$ avant le premier hit *triggé*, et une fenêtre en temps de $2.2 \mu s$ après le dernier hit *triggé*. Cette large fenêtre en temps s'appelle communément le *snapshot*. Deux déclencheurs généraux sont implémentés dans le système d'acquisition *off-shore*, le trigger 2T3 et le trigger 3N, dont les algorithmes seront brièvement expliqués §4.6.

1.5.3 Positionnement acoustique

À défaut d'être un télescope rigide, les lignes d'ANTARES vont se mouvoir suivant le sens des courants et leurs forces. Or, la reconstruction des trajectoires des particules incidentes, à partir de la lumière détectée par les modules optiques, nécessite une bonne connaissance de la position relative de ces derniers dans l'espace. En effet, pour obtenir une précision de l'ordre de la nanoseconde sur le temps d'arrivée des photons sur les PMs, qui est requise par la reconstruction, il est nécessaire d'avoir une précision de 22 cm sur la position des modules optiques.

Pour cela, sur chaque pied de ligne, a été installé un hydrophone acoustique émetteur/récepteur, diffusant des signaux hautes fréquences de 40 à 60 kHz par cycle de une à deux minutes. Les cinq hydrophones récepteurs disposés sur chaque secteur⁵ d'une ligne, détectent ainsi le signal acoustique, et, par triangulation, en connaissant la vitesse du son dans le milieu, la forme de la ligne est reconstruite. Le graphique Figure 1.17 illustre les déplacements horizontaux des hydrophones de la ligne 4 durant deux mois de prise de données.

La précision estimée sur la mesure est de l'ordre de 6 cm pour les étages les plus éloignés du pied de ligne, et est surtout due aux incertitudes de mesure de l'appareil, et à l'incertitude sur la vitesse du son.

Par ailleurs, la fiabilité sur le pointage de la direction de propagation de la particule reconstruite, va dépendre en partie de l'incertitude sur le positionnement absolu du détecteur. Ce dernier étant disposé à ~ 2500 mètres de profondeur, le positionnement GPS n'est pas envisageable. Des ondes acoustiques basses fréquences ont donc été utilisées, afin de mesurer la distance entre un bateau et chaque ligne, ainsi que les balises, du détecteur ; le bateau se servant, quant à lui, d'un système de positionnement GPS.

⁵On rappelle qu'une ligne est composée de 5 secteurs, qui contiennent 5 étages consécutifs.

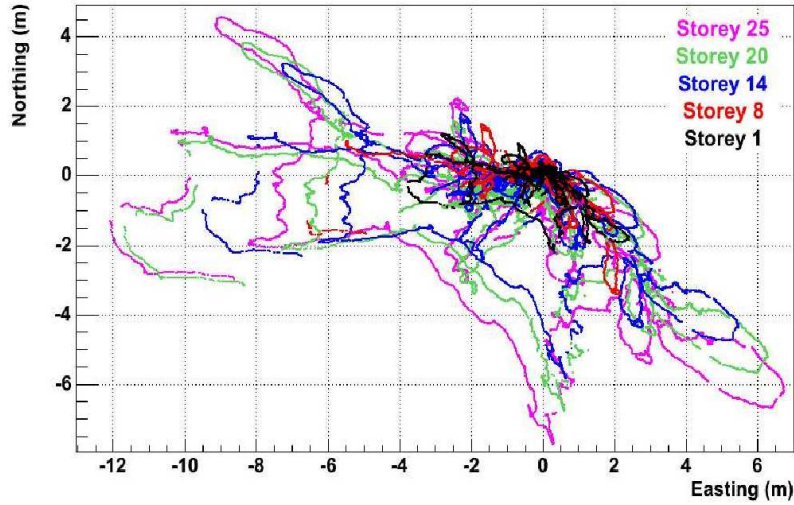


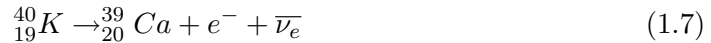
FIG. 1.17 – Déplacements horizontaux des hydrophones de la ligne 4 du premier étage (en noir) au dernier étage (en rose) durant 2 mois de prise de données au printemps 2007.

Après l’optimisation d’un algorithme dédié, l’incertitude obtenue sur la position absolue d’une ligne est inférieure à 1 m, portant à 0.13° d’indétermination sur le pointage d’une source. Cette valeur, comme nous le verrons par la suite, est négligeable devant la résolution angulaire induite par la précision sur le temps d’arrivée des photons sur les PMs, et par l’algorithme de reconstruction.

1.5.4 Bruit de fond optique

La lumière produite par le passage de muons dans l’eau de mer n’est pas la seule lumière détectée par les photomultiplicateurs. Les photons vont en majorité provenir de la désintégration β du potassium 40 (K^{40}), et de l’émission de lumière par des organismes bioluminescents.

L’eau de mer contient environ 400 ppm de potassium [63], dont l’isotope radioactif K^{40} avec une proportion de $\sim 0.0117\%$. Cet isotope se désintègre principalement en Ca^{40} (89.3 %) [64], en émettant un électron, dont l’énergie maximum est de 1.311 MeV, supérieure à l’énergie nécessaire pour franchir le seuil Cherenkov de ~ 1.13 MeV pour un électron.



Chaque désintégration de K^{40} va émettre des photons Cherenkov visibles par les PMs [65]. On montre que le taux de bruit de fond visible par les PM, et provenant de K^{40} est à hauteur d’environ 30 ± 7 kHz.

Une autre source de bruit de fond provient d’organismes bioluminescents, tels que

des bactéries, des crevettes, ou même des poissons, qui émettent de la lumière dans différents buts. La présence de micro-organismes bioluminescents produit un bruit de fond variable, généralement de l'ordre de 30 kHz sur les PM. Ce taux de bruit de fond varie, notamment en fonction des courants marins et de la température de l'eau. Plus le courant sera élevé, plus le bruit de fond sera important (l'inverse n'étant pas vrai). La Figure 1.18 (a) montre le taux de bruit de fond, ou ligne de base, mesuré par différents étages d'une ligne dans une période de quelques jours, aux alentours de 60 kHz la majorité du temps, tandis que la Figure 1.18 (b) montre le taux de bruit de fond pendant un intervalle de temps d'une centaine de secondes. Sur cette fenêtre, on aperçoit, en outre de la ligne de base, des pics de quelques secondes, qui correspondent généralement au passage d'organismes macroscopiques bioluminescents, et qui ne sont visibles que sur des modules optiques voisins. Enfin, on peut noter le bruit de fond

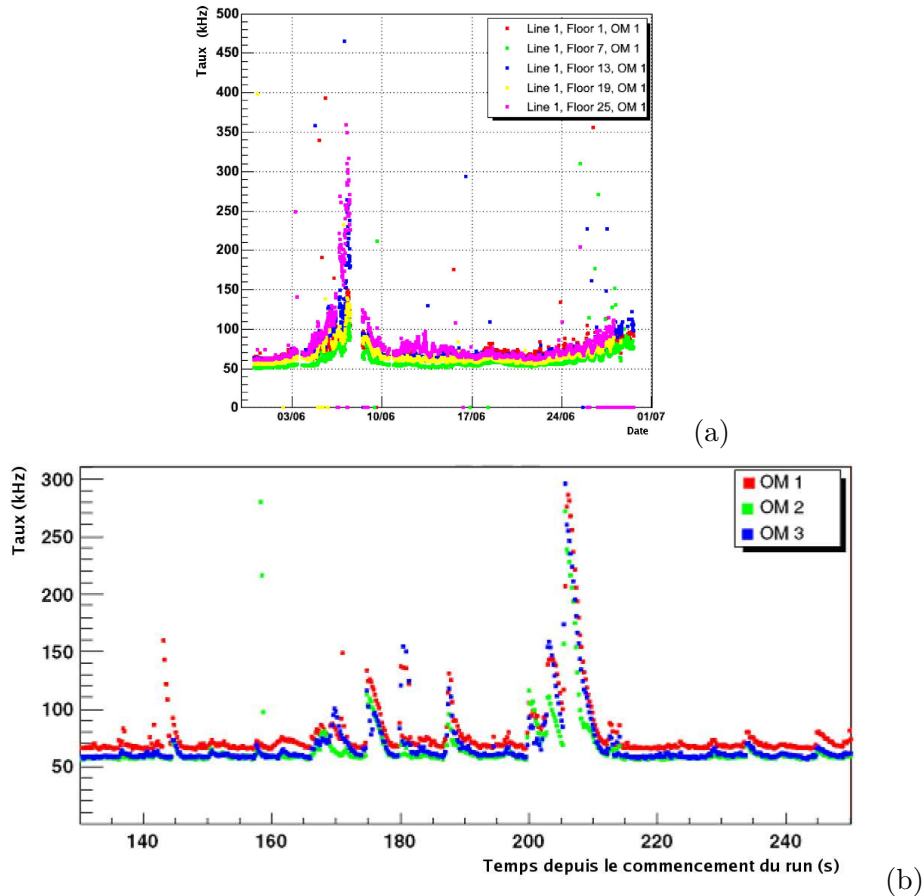


FIG. 1.18 – (a) Taux de comptage de 5 modules optiques de la ligne 1 placés sur 5 différents étages pendant une période d'environ un mois. (b) Taux de comptage de trois modules optiques d'un même étage pendant une période d'une centaine de secondes.

électronique des photomultiplicateurs qui est de l'ordre de 2-3 kHz.

1.5.5 Performances attendues pour les neutrinos

Les performances attendues du détecteur sont d'une manière générale déterminées à partir de données simulées. La résolution angulaire caractérise un télescope cherchant à détecter des sources ponctuelles. Sur la Figure 1.19, est illustrée la résolution angulaire du détecteur ANTARES. Cette figure montre la valeur médiane de la distribution entre l'angle du neutrino simulé et celui du muon reconstruit, ainsi que la valeur médiane de la distribution entre l'angle du muon simulé et celui du muon reconstruit.

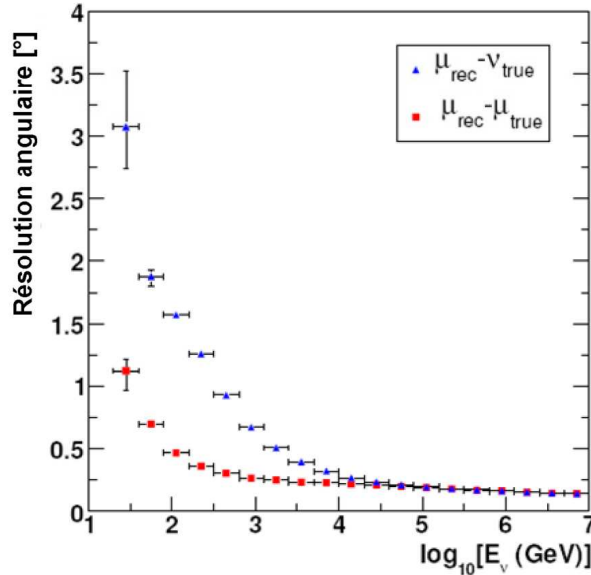


FIG. 1.19 – Distribution de l'écart angulaire entre la direction du muon reconstruit et la direction du muon incident (en bleu), ou la direction du neutrino incident (en rouge) [66].

On remarque qu'à haute énergie, à partir de 100 TeV, le muon issu de l'interaction du neutrino avec la matière, suit quasiment la même direction ($< 0.2^\circ$), et la résolution du détecteur est alors seulement limitée par la précision de la reconstruction. Tandis que lorsque l'on se situe à basse énergie, la résolution d'ANTARES est majoritairement limitée par l'angle entre le muon provenant de l'interaction du neutrino avec la Terre, et le neutrino parent. La résolution en énergie du détecteur et sa surface effective sont des paramètres importants qui caractérisent aussi un télescope, elles sont fonction des méthodes de reconstruction, qui évoluent sans cesse avec le temps.

1.5.6 Bruit de fond atmosphérique

Dans le paragraphe §1.5.4, nous avons vu que la désintégration du K^{40} , et les organismes bioluminescents produisent un bruit continu de l'ordre de 60 kHz par module optique. Les signaux numérisés sont dominés par ce bruit de fond, et seulement ~ 10 Hz provient de muons.

Ces muons sont en majorité produits dans l'atmosphère par la désintégration de mésons chargés et neutres, issus de l'interaction des rayons cosmiques avec les noyaux présents, donnant lieu à des gerbes hadroniques. Les muons sont les seules particules produites dans l'atmosphère, avec les neutrinos, à pouvoir atteindre le détecteur ANTARES, et émettre un signal caractéristique. On observe une décroissance exponentielle de leur flux avec la profondeur d'eau traversée, comme montré sur la Figure 1.20 [67], en conséquence de pertes d'énergie importantes dues au Bremsstrahlung, à la production de paires e^+e^- et aux interactions photo-nucléaires. Ces pertes d'énergies sont représentées sur la Figure 1.21.

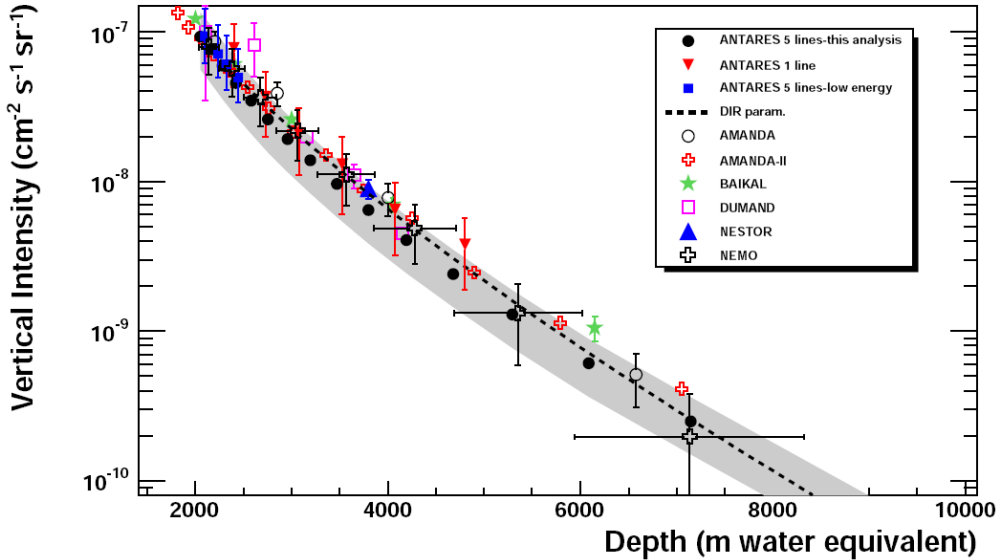


FIG. 1.20 – Flux vertical de muons atmosphériques provenant de mesures effectuées avec la configuration à 5 lignes du détecteur en 2007 (points noirs) en fonction de la profondeur d'eau traversée. Les triangles rouges pointés vers le bas montrent les résultats provenant des données de la configuration à une ligne prises en 2006 [68]. Les carrés bleus montrent les résultats obtenus avec une méthode sélectionnant des muons de faibles énergies [69]. Le flux attendu provenant de la paramétrisation de Bugaev (ligne pointillée) est superposée [70]. Une compilation des résultats obtenus avec d'autres détecteurs sous-marins est montrée : AMANDA [71], AMANDA-II [72], Baïkal [73], DUMAND [74], NESTOR [75], NEMO [76].

Le détecteur ANTARES est particulièrement sensible à des particules montantes,

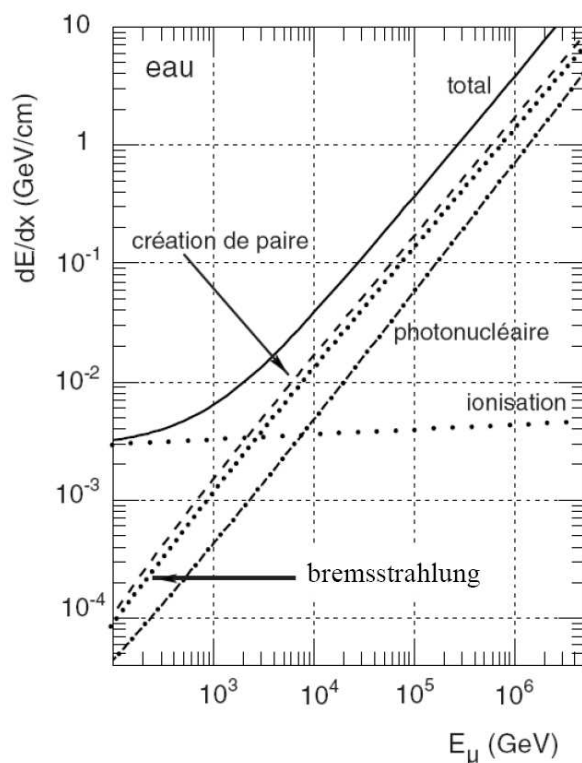


FIG. 1.21 – Pertes d'énergie théoriques par unité de longueur dE/dx d'un muon se propageant dans l'eau, en fonction de son énergie.

en raison notamment de l'inclinaison des OMs du détecteur, à $\sim 43^\circ$ par rapport à l'axe de la ligne, en direction du sol. Les neutrinos atmosphériques sont produits dans l'atmosphère par l'interaction des rayons cosmiques avec les noyaux dont les sections efficaces de production sont dominées par la désintégration de pions et kaons jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^5 GeV, puis par la désintégration de mésons charmés au delà de ces énergies. Ils peuvent traverser la Terre, et sont donc le bruit de fond le plus gênant pour la recherche de sources ponctuelles émettrices de neutrinos. La Figure 1.22 montre le flux différentiel des muons atmosphériques et des muons issus de l'interaction des neutrinos atmosphériques à 2400 mètres de profondeur, en fonction du cosinus de l'angle zénithal de la particule incidente. Un cosinus négatif indique une particule descendante, et *vice versa* pour un cosinus positif. On peut noter les six ordres de grandeur entre le flux de muons atmosphériques descendants et le flux de muons provenant de la désintégration de neutrinos atmosphériques.

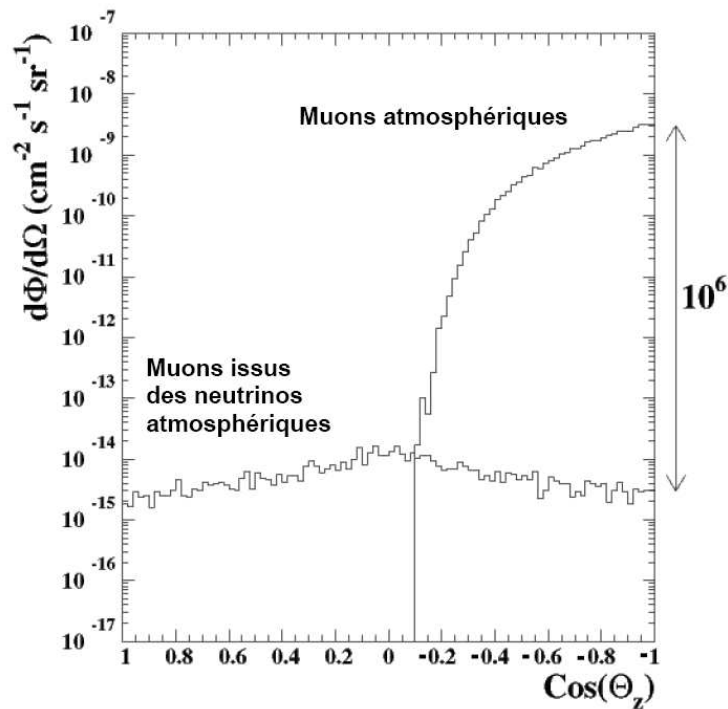


FIG. 1.22 – flux différentiel des muons atmosphériques et des muons issus de l’interaction des neutrinos atmosphériques à 2400 mètre de profondeur, en fonction du cosinus de l’angle zénithal de la particule incidente.

1.6 Autres télescopes à neutrinos

Dans cette partie sont présentés les deux autres télescopes à neutrinos de haute énergie, le télescope Baïkal installé au lac Baïkal en Russie, et le télescope AMANDA/Ice-Cube installé au pôle Sud géographique.

1.6.1 Baïkal

Le projet pionnier dans l’astronomie neutrino est le télescope à neutrinos du lac Baïkal [77], installé en Sibérie. Les lignes sont déployées l’hiver lorsque le lac est gelé, facilitant grandement les opérations. Le détecteur, appelé NT200, est complet depuis 1998, et est installé à 1400 m de profondeur. Il est composé de 8 lignes et d’un total de 192 photomultiplicateurs. En 2005, une nouvelle configuration est apparue, le NT200+, avec trois nouvelles lignes ajoutées (c.f. Figure 1.23). Enfin, des études sont menées, à présent, dans le but d’étendre le télescope pour atteindre une taille kilométrique [78]. La Figure 1.24 montre les limites apportées par NT200 sur les flux de neutrinos cosmiques, comparés à diverses expériences [79].

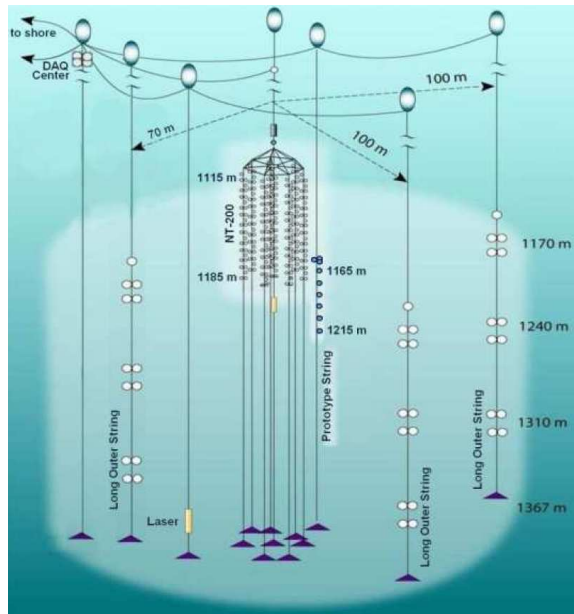


FIG. 1.23 – Schéma des détecteur NT200 et NT200+ [78].

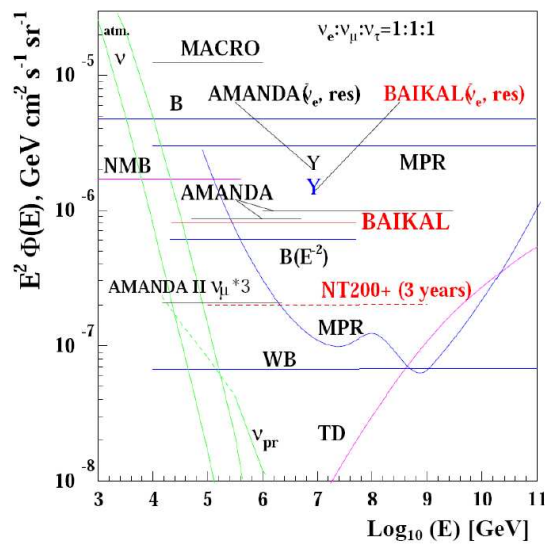


FIG. 1.24 – Limite apportée par NT200 sur flux de neutrinos cosmiques, comparée à la sensibilité attendue pour le télescope NT200+, aux limites posées par d'autres expériences, et à différents modèles [79].

1.6.2 AMANDA/IceCube

Le télescope ayant apporté la plus grande contribution dans la recherche de neutrinos cosmiques de haute énergie est le télescope AMANDA [80]. Ce détecteur est situé en Antarctique entre 1500 et 2000 m de profondeur dans la glace. Il est en activité depuis 2000, et est composé de 19 lignes, avec un total de 667 modules optiques. L'avantage de la glace, est la facilité avec laquelle sont déployées les lignes, par l'utilisation d'un jet d'eau chaude à haute pression, et le très faible bruit de fond optique de l'ordre de 1 kHz. Cependant les nombreuses bulles et poussières présentes dans la glace font diffuser la lumière, et entraîne une résolution pour le détecteur d'environ 3° . Les recherches du détecteur n'ont montré aucune source ponctuelle de neutrinos, et des limites ont été posées sur le flux de neutrinos cosmiques, et sont illustrées sur la Figure 1.25.

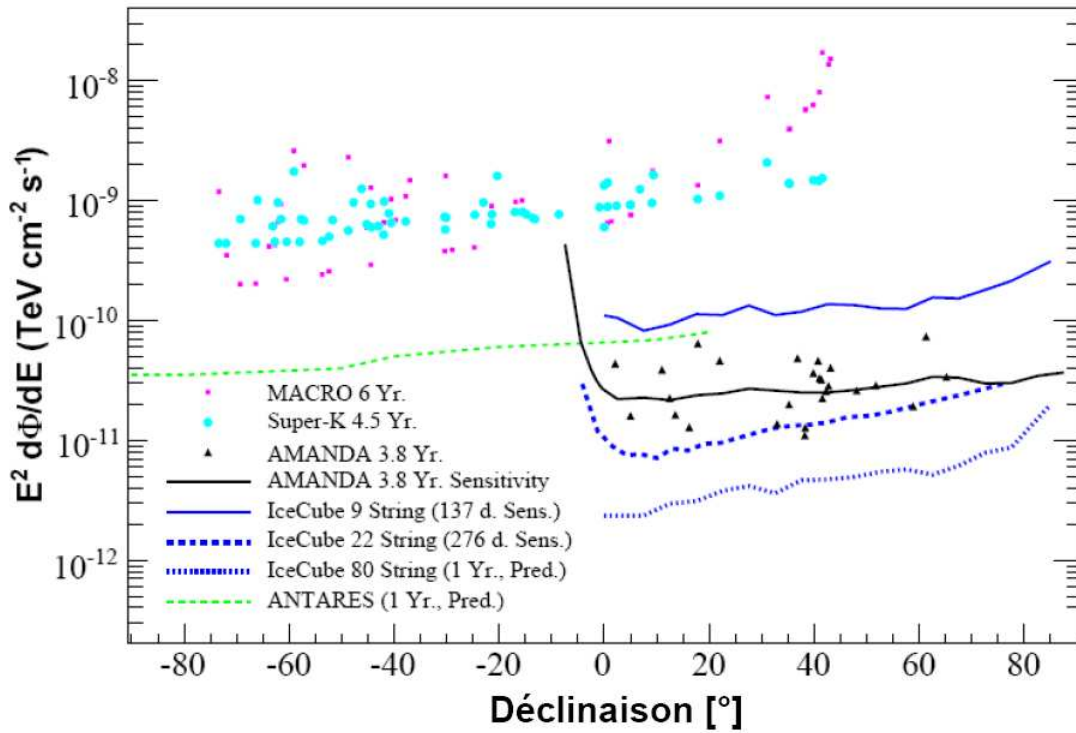


FIG. 1.25 – Limites posées par AMANDA sur le flux de neutrinos provenant d'une liste de sources ponctuelles [81], comparées aux limites posées par les expériences MACRO et Super-Kamiokande, et aux sensibilités attendues par IceCube et ANTARES.

Ces limites seront complétées par ANTARES sur l'hémisphère invisible du télescope AMANDA/IceCube, leurs visibilités étant complémentaires, comme le montre la Figure 1.26.

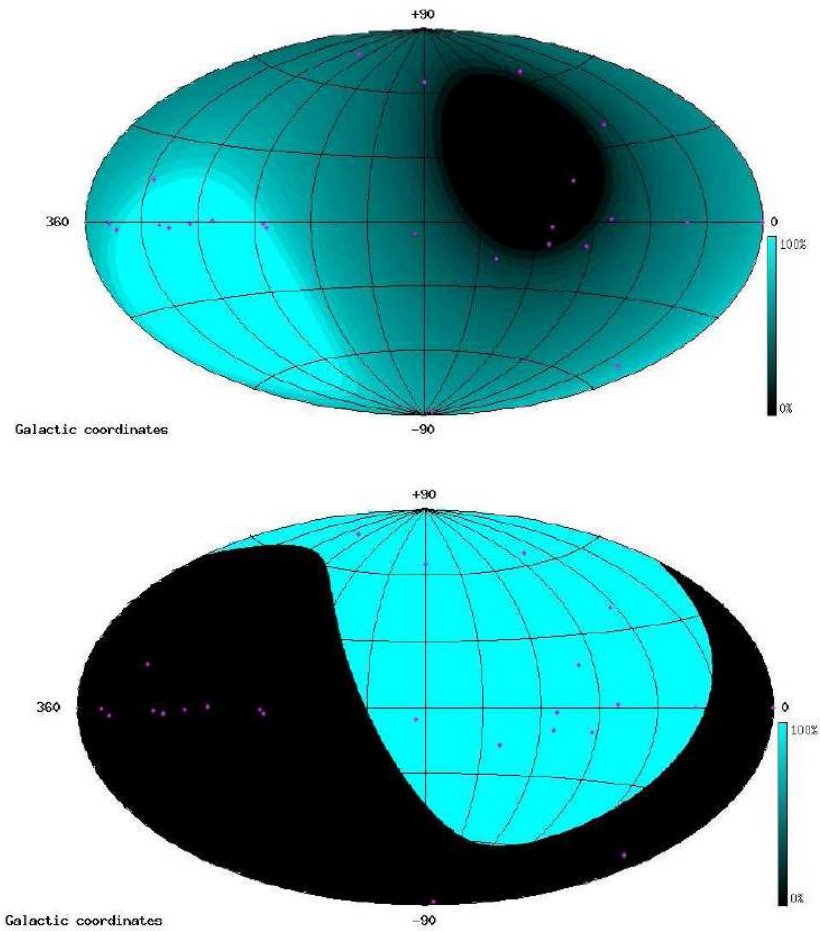


FIG. 1.26 – La fenêtre du haut montre la visibilité (en % de temps d'exposition) du télescope ANTARES, qui est comparée à la visibilité du télescope AMANDA/IceCube sur la fenêtre du bas.

Depuis 2005, le détecteur est en extension, et est nommé IceCube. Il devrait atteindre sa configuration finale en 2011, avec 80 lignes de 60 modules optiques, pour un total de 4800 photomultiplicateurs. Le détecteur final est illustré Figure 1.27, et devrait atteindre une résolution angulaire inférieure au degré.

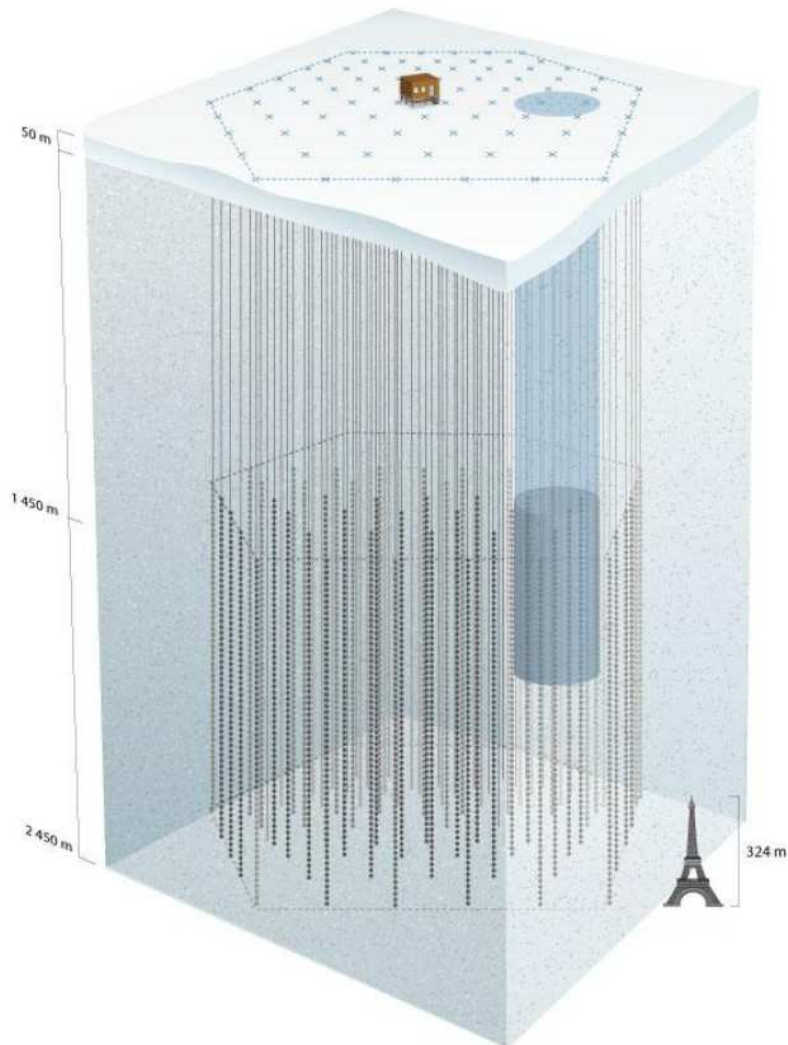


FIG. 1.27 – Schéma du détecteur IceCube, avec le cylindre bleu foncé représentant le télescope AMANDA.

Chapitre 2

Calibration du télescope

Avant la déploiement d'une ligne, et après son intégration, une calibration minutieuse de cette dernière est effectuée. En effet, la reconstruction optimale de la trace d'une particules, nécessite une bonne connaissance du temps et de la position des photons incidents. Nous avons pu voir précédemment §1.5.3, que la position d'un étage est connue à ~ 6 cm, une valeur très supérieure à la résolution nécessaire (~ 22 cm) pour obtenir une précision de l'ordre de la nanoseconde sur le temps d'arrivée d'un photon, nécessaire à la reconstruction.

Afin d'obtenir une reconstruction optimale de la trace des particules traversant le détecteur, il faut, avant toutes choses, avoir une grande précision sur le temps d'arrivée des photons sur les OMs. La *calibration* temporelle va, par conséquent, consister à connaître au mieux le temps de transit des électrons à l'intérieur des PMs, et à rendre négligeable les erreurs sur le temps de propagation du signal à travers les différents éléments du détecteur. La méthode employée pour ce type d'étalonnage va être de mesurer la différence en temps entre deux signaux coïncidents par l'utilisation d'un laser.

Par ailleurs, afin d'estimer au mieux l'énergie des particules incidentes, directement liée au nombre de photons Cherenkov émis, il est important d'avoir une bonne connaissance du nombre de photons détectés. La *calibration* en charge va donc reposer sur la détermination de la dynamique en charge des photomultiplicateurs utilisés, par la connaissance de la position de leurs piédestals¹, et des pics induits par la détection de photo-électrons uniques.

Enfin, la *calibration* d'une ligne permet aussi de vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble de l'électronique d'acquisition, de niveau moyen de bruit de fond des photomultiplicateurs, et des autres éléments instrumentés.

Dans la suite, seront présentées les différentes étapes de *calibration* avant la mise à l'eau d'une ligne. La moitié de la *calibration* à Terre des lignes, a été effectuée au

¹Le piédestal dans ce cas va correspondre surtout au bruit de fond électronique, inhérent à tout système électrique.

CPPM à Marseille (lignes paires), et l'autre moitié au CEA Saclay (lignes impaires). Ensuite nous verrons qu'après leur mise à l'eau, d'autres systèmes de *calibration* sont utilisés, avec l'utilisation de LED Beacon, ou du bruit de fond environnant tel que la désintégration du K^{40} .

2.1 Calibration d'une ligne avant sa mise à l'eau

2.1.1 Description du système de *calibration*

La *calibration* est effectuée secteur par secteur, de manière successive, à la suite de leur intégration, dans une salle hermétique à la lumière, appelée chambre noire [82]. Lors de la *calibration*, les LCMs des 5 étages sont refroidis, pour atteindre une température proche de celle du site ANTARES à ~ 2500 m de profondeur, d'environ 15° . Ensuite, les 15 OMs du secteur en question, sont connectés à leurs LCMs correspondants (trois par LCM), et leurs parties sensibles sont orientées vers le sol, et installées dans un pot de fleurs. Chaque pot est peint en noir pour éviter les réflexions de lumière, et est relié à une fibre optique, elle-même reliée à un laser, cadensé à 1 kHz. Ce laser peut illuminer la photocathode de chacun des PMs de manière quasi-isotrope, grâce à un diffuseur de lumière placé dans les pots. On peut de plus noter la présence d'un LCM de "référence" connecté à une photodiode, qui est reliée au laser, et qui servira d'étalon temporel pour la *calibration* en temps des OMs.

Par ailleurs, les LCMs du secteur sont connectés entre eux par les câbles électromécaniques, qui seront immergés, avec le MLCM (LCM *maître*) servant de pont avec le pied de la ligne (SPM), qui distribue la tension sur les différents secteurs, et qui est relié directement au poste de contrôle, muni d'un DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing), permettant de *démultiplier* le signal de chaque étage reçu à des longueurs d'onde différentes.

Une fois la *calibration* d'un secteur terminée, ce dernier est placé sur une "palette", et le secteur suivant prend sa place dans la chambre noire. La Figure 2.1 montre une photographie d'un secteur en chambre noire, avant sa *calibration*.

2.1.2 Procédure de la *calibration* temporelle

Avant de pouvoir calibrer en temps un OM, c'est à dire d'effectuer des mesures de différences en temps entre deux signaux à l'aide du laser, il est nécessaire de prendre en compte diverses corrections.

Afin d'étiqueter temporellement les événements, deux systèmes sont utilisés :

- Un système d'horloge local aux LCMs, qui envoie une impulsion toutes les 50 ns, permettant d'étiqueter la fenêtre en temps locale dans laquelle est arrivé le signal.
- Un système d'horloge principal, situé au poste de contrôle, qui envoie une impulsion toutes les 120 ns aux ARS, et qui permet d'étiqueter globalement l'instant



FIG. 2.1 – Photographie d'un secteur en chambre noire avant sa *calibration*.

du passage du signal.

Les impulsions envoyées par le système d'horloge principal vont être décalées temporellement avec la distance parcourue dans les fibres optiques, et l'une des premières mesures à effectuer va être de caractériser ces décalages et de les corriger.

Ensuite, une autre étude importante, va consister à corriger, dans le temps d'arrivée des signaux détectés, le temps de parcours du signal laser dans les fibres optiques qui relie le laser aux pots de fleurs, afin que le signal soit vu comme arrivant au même instant sur les PMs.

Enfin, les convertisseurs temps-tension (TVC), cadencés par le signal d'horloge toutes les 50 ns, sont codés sur 1 octet (256 canaux), et permettent d'obtenir l'information du passage du seuil L0 avec une précision meilleure que la nanoseconde. Cependant, en réalité les TVCs n'utilisent pas la dynamique totale disponible, et il est alors nécessaire de déterminer cette dynamique utile, indispensable afin d'obtenir la meilleure précision possible.

Après toutes ces étapes, on peut finalement caractériser les différences en temps entre les signaux provenant d'ARS différents à l'aide du laser.

2.1.3 Signal horloge

Les LCMs d'un secteur sont connectés les uns aux autres, et séparés par environ 25 mètres de fibres optiques, induisant des différences en temps de parcours du signal

horloge principal entre les différents étages, très importants.

Dès lors, afin de corriger ces décalages, l'horloge est utilisée afin d'émettre un signal, qui est relégué à chacun des ARS du secteur calibré, et qui lui est renvoyé à l'image d'un boomerang, sur le même principe que la commande *ping* d'ordinateur à ordinateur, permettant de connaître le temps de latence entre les deux.

Les différences en temps de parcours du signal horloge jusqu'aux ARS des différents étages sont alors obtenues avec une précision de l'ordre de 50 ps (pour plus de détail voir [83]), en prenant le temps trajet entre le poste de contrôle et le pied de la ligne comme référence. La Figure 2.2 montre les temps de trajet du signal horloge dans les différents étages de la ligne 8. On observe que le temps de parcours du signal jusqu'au premier étage d'un secteur est toujours inférieur au temps de trajet mesuré du signal jusqu'au dernier étage du secteur précédent. En effet, les fibres optiques forment en réalité de nombreuses boucles dans les LCMs, allongeant la longueur du chemin parcouru par le signal entre le premier et le dernier étage d'un secteur, alors que les fibres optiques allant d'un secteur à un autre sont directes.

Étage	Temps de parcours du signal horloge (ns)
0	0
<i>Secteur 1</i>	
1	512.448
2	694.354
3	819.604
4	947.311
5	1071.69
<i>Secteur 2</i>	
6	1049.99
7	1173.63
8	1299.42
9	1426.5
10	1551.05
<i>Secteur 3</i>	
11	1534.02
12	1658.23
13	1780.84
14	1903.89
15	2026.74
<i>Secteur 4</i>	
16	2014.64
17	2140.72
18	2266.7
19	2389.16
20	2515.15
<i>Secteur 5</i>	
21	2495.19
22	2618.75
23	2743.09
24	2865.52
25	2993.48

Temps de parcours du signal horloge (ns)

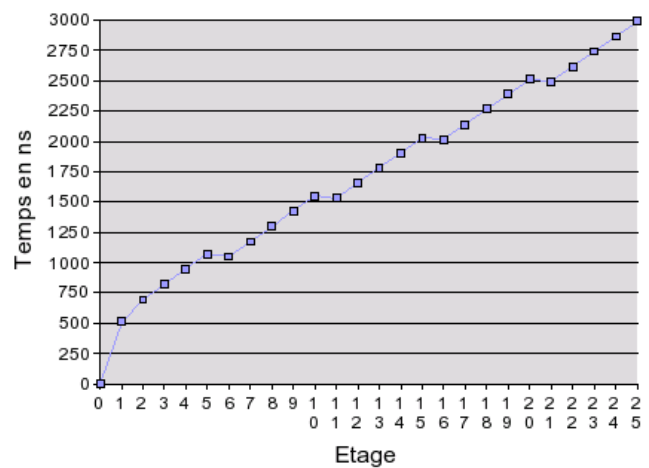


FIG. 2.2 – Temps de parcours du signal horloge entre les différents étages de la ligne 8, avec une erreur de $\sim_{\pm} 50$ ps.

2.1.4 Longueur des fibres optiques

Comme énoncé précédemment, une correction importante va concerner le temps de trajet du signal laser dans les fibres optiques reliées aux pots de fleurs contenant les OMs. Ces mesures doivent régulièrement être effectuées, les temps de parcours pouvant avoir évolué au cours du temps (fibres pliées, usées avec le temps, ...).

Afin de mesurer le temps de transit propre à chaque fibre optique, l'OM d'un étage est pris comme référence, avec dans ce cas l'OM 0 du premier étage². Cet OM est ensuite soumis au laser diffusé dans chacun des pots de fleurs de la chambre noire. Avec cette méthode, on s'affranchit du temps de transit propre à l'OM étudié, et on en déduit les différences de temps de parcours du signal laser dans les différentes fibres optiques. La Figure 2.3 montre les différences de temps de transit mesurées lors de la *calibration* de la ligne 1, avant et après la *calibration* du secteur 3 de la ligne 2, et lors de la *calibration* de la ligne 8, avec la fibre 15 prise comme référence (correspondant à l'OM 0 du premier étage). On observe que les différences en temps de parcours du signal laser dans les fibres optiques ont peu ou pas évoluées au cours du temps. Ces valeurs sont ensuite stockées et utilisées dans la *calibration* finale des modules optiques.

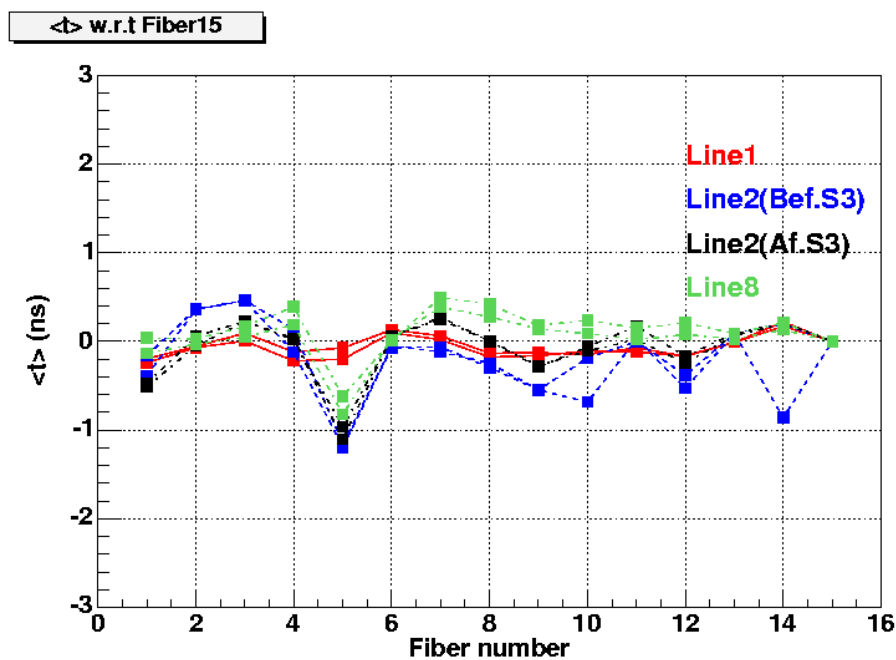


FIG. 2.3 – Evolution du temps de transit des fibres mesurées pour les ligne 1,2 et 8, la fibre 15 étant prise comme fibre de référence.

²Les modules optiques sont au nombre de 3 par étage, et sont numérotés de 0 à 2.

2.1.5 Calibration des TVC

L'information de l'instant de passage du seuil L0 d'un signal, à l'intérieur d'une période de l'horloge de référence, est fournie par le TVC, un convertisseur temps-tension interne à l'ARS. Cette information, codée sur un octet, est complétée par le "Time Stamp" (l'étiquetage temporel), qui est le comptage des périodes de l'horloge, cadencée à 50 ns.

Le convertisseur temps-tension (TVC) repose sur un générateur de rampes, qui fournit une tension proportionnelle à la phase de l'horloge interne. Un compteur binaire, cadencé par cette horloge, permet quant à lui de mesurer le "Time Stamp".

Au moment du passage du signal, la valeur du TVC se fige en même temps que celle du compteur, et les deux sont ensuite combinées pour avoir l'information complète sur le temps. Le principe du convertisseur temps-tension est résumé sur la Figure 2.4.

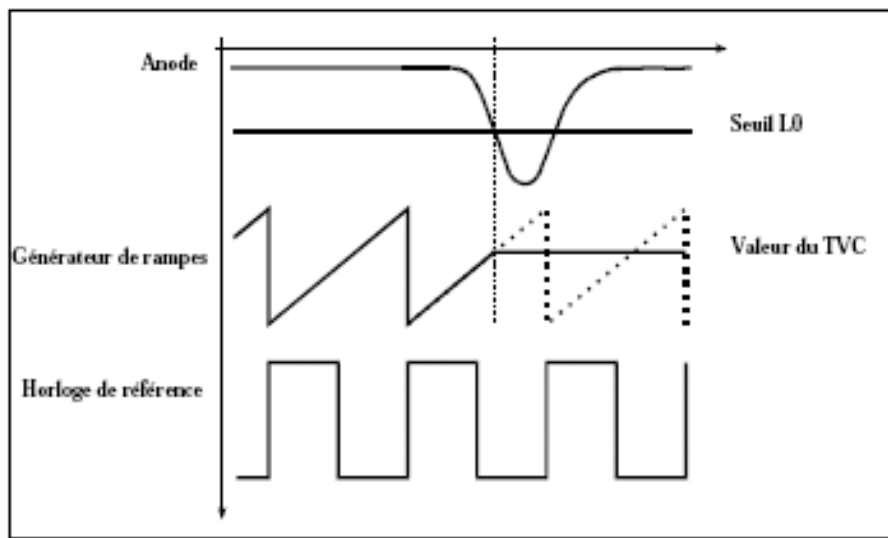


FIG. 2.4 – Principe du convertisseur temps-tension.

Le but de la *calibration* des TVC est de connaître les canaux réellement occupés par le TVC pour chaque ARS, afin de définir le temps réel à partir duquel le transfert de l'information a débuté et s'est achevé.

Pour s'affranchir du temps que prend l'électronique pour passer du maximum en tension au minimum, 2 TVCs par ARS, *se chevauchant* temporellement, sont utilisés. La Figure 2.5 montre la distribution d'une rampe de TVC lors de la mesure du bruit de fond environnant. La distribution est quasi plate, les hits provenant du bruit de fond étant quasi aléatoire, avec cependant de nombreux pics apparaissant à de multiples endroits dans la distribution. Ces pics s'expliquent par un effet de non-linéarité différentielle

[84]. En effet, la valeur du TVC est déterminée par dichotomie, en commençant par regarder si l'amplitude de la rampe est inférieure ou supérieure à $256/2 = 128$ fois une tension de référence, puis ainsi de suite. Cependant, il arrive que le comparateur soit trop lent pour atteindre la valeur de référence, et alors la borne minimale de l'intervalle de dichotomie résultant est choisie, privilégiant ainsi certains bits.

Dans le cas idéal, le TVC donne précisément le temps d'arrivée d'un hit entre 2 coups d'horloge (50 ns). Mais dans la pratique comme on peut le voir sur la Figure 2.5, tous les canaux TVC ne sont pas occupés. La calibration des TVCs consiste donc à déterminer les valeurs minimale TVC_{min} et maximale TVC_{max} , pour lesquelles, par convention, le nombre d'entrées est au moins égal à 10% du nombre moyen d'entrées par canal TVC.

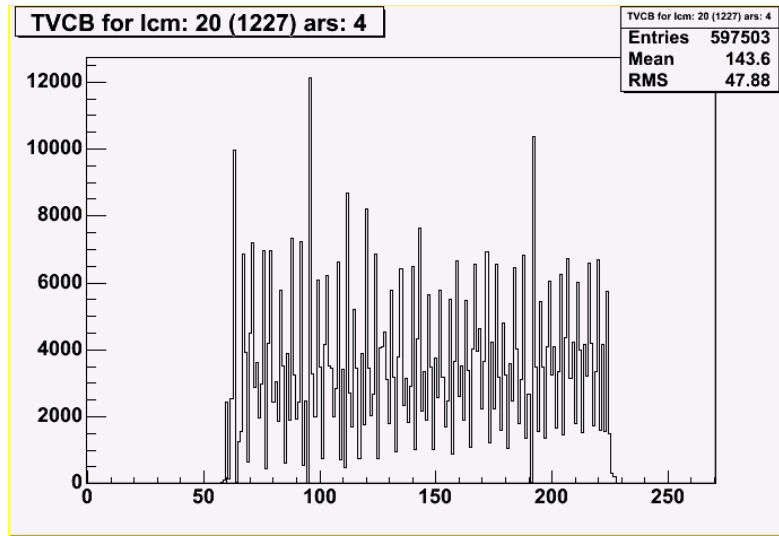


FIG. 2.5 – Histogramme présentant la répartition des événements dans une rampe de TVC. Cette répartition est quasi plate, avec cependant des pics et trous, provenant d'effets non-linéaires dans le TVC.

Ensuite en connaissant les TVC_{min} et TVC_{max} , on peut déterminer la pente T_{pente} du TVC, en supposant que sa forme est parfaitement linéaire. Elle s'écrit :

$$T_{pente} = \frac{T_{horloge}}{TVC_{max} - TVC_{min}}, \text{ avec } T_{horloge} = 50 \text{ ns.} \quad (2.1)$$

On peut donc en déduire l'information sur le temps de passage t du signal au dessus du seuil L0 :

$$t(ns) = TS + T_{pente}(ns/canal) \times (tvc - TVC_{min}), \quad (2.2)$$

avec TS la valeur du "Time Stamp", et tvc la valeur de l'amplitude du canal correspondant au signal.

Les mesures de dynamique utile des TVC sont donc essentielles, et sont effectuées rigoureusement pour chaque un des ARS, puis enregistrées dans la base de données, pour être utilisées *in situ*. Les graphiques de la Figure 2.6 représentent les TVCs minimum et maximum de la ligne 8.

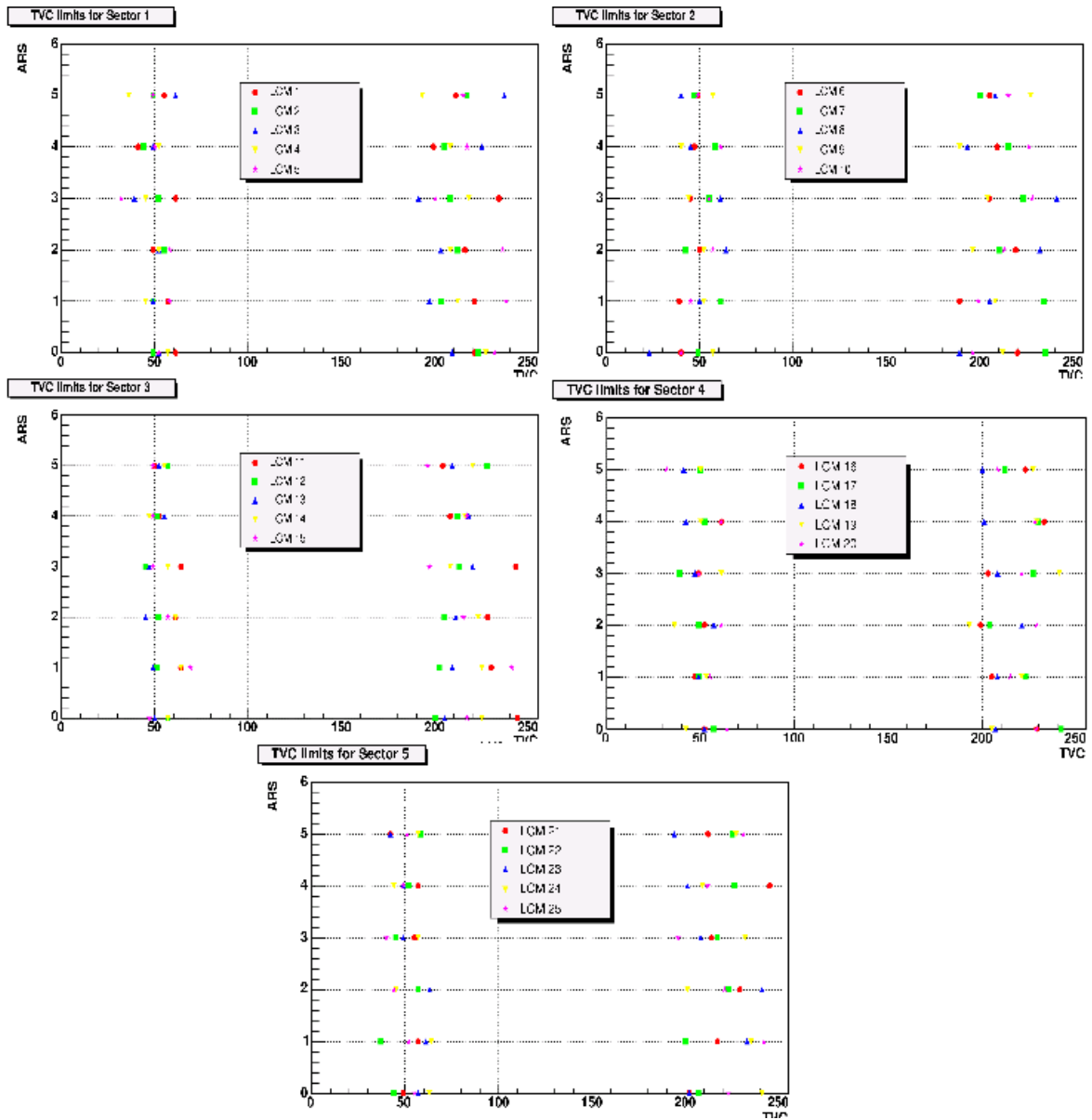


FIG. 2.6 – TVC_{min} et TVC_{max} de la ligne 8.

2.1.6 Calibration des modules optiques

Lorsqu'un photon arrache un ou plusieurs électrons à la photocathode d'un PM, ces électrons, démultipliés par les différentes dynodes, finissent par atteindre l'anode du PM, fournissant ainsi un signal électrique détectable. Le temps de transit des électrons à l'intérieur du phototube est d'environ 100 ns, et varie de quelques ns suivant le PM. De plus, le signal se propage différemment dans les ARS.

Le but de la détermination des décalages en temps des OMs, est donc de connaître le plus précisément possible les différences des temps de parcours des signaux à travers les modules optiques et les ARS. Pour cela, nous recourons au dispositif illustré par le schéma Figure 2.7. Un laser cadensé à 1 kHz émet de la lumière guidée par une fibre optique, qui est ensuite divisée en 16 autres, et qui sont réparties sur les 15 OMs du secteur en cours de calibration. Une photodiode, recueillant en amont la lumière du laser, est connectée à un LCM, que l'on appelle LCM de référence, et est utilisée comme étalon.

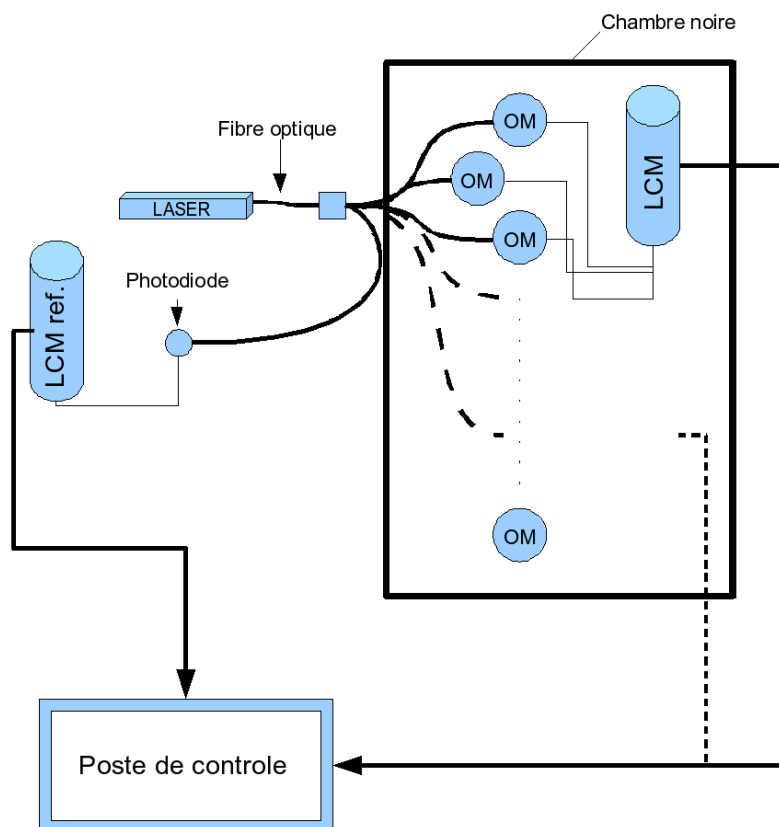


FIG. 2.7 – Schéma du dispositif utilisé pour la détermination des décalages en temps des OMs.

Nous prenons donc tout d'abord le temps d'arrivée du signal de sortie de la diode comme référence, qui est ensuite soustrait au temps d'arrivée du signal de sortie des différents ARS :

$$\Delta T_{ARS_i} = t_{photodiode} - t_{ARS_i}. \quad (2.3)$$

En réalité le terme "temps d'arrivée du signal" est simplificateur, aucun signal n'a jamais totalement la forme d'un "pic de Dirac" et a toujours une certaine largeur ; la valeur moyenne de la gaussienne ajustée a donc été prise comme temps d'arrivée. La figure 2.8 nous montre les formes de signaux obtenus, et les ordres de grandeurs des différences en temps avec la photodiode (~ -70 ns).

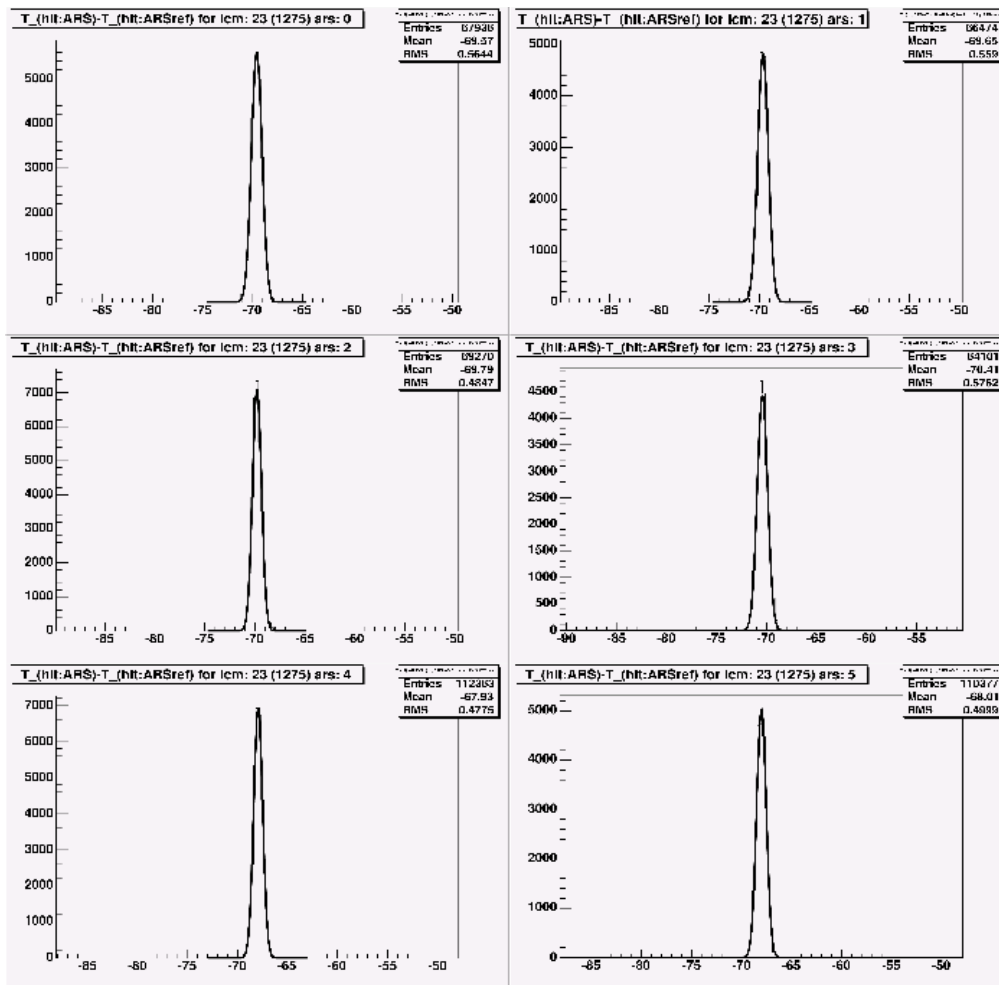


FIG. 2.8 – Temps d'arrivées des signaux provenant des différents OMs de l'étage 23 de la ligne 8 par rapport au temps d'arrivée à la photodiode.

Enfin, afin d'obtenir les différences de temps de parcours, appelées $T0$, entre les OMs, un ARS est pris comme nouvelle référence (nous choisissons arbitrairement l'OM 0 du premier étage), et chaque ΔT_{ARS_i} est ensuite retranché de celui de référence :

$$T0 = \Delta T_{ARS_i} - \Delta T_{ARS_0, LCM_1}. \quad (2.4)$$

La Figure 2.9 représente les $T0$ du secteur 5 de la ligne 8. Ces $T0$ sont au maximum à 6 ns de différence par rapport à l'ARS pris comme référence, avec une incertitude d'environ 0.6 ns, correspondant à la largeur à mi-hauteur des distributions en $T0$. Les décalages temporels dus aux fibres optiques, reliant l'horloge aux LCMs et le laser aux pots de fleurs, mesurés lors de la *calibration*, ont été pris en compte dans la détermination des $T0$, ainsi que la dynamique utile mesurée de chaque TVC. On peut de plus noter la prise en compte de l'effet de Walk, qui est la variation du temps de passage du seuil L0, avec l'amplitude. Plus l'amplitude est élevée plus le temps de passage sera court [85].

Ces valeurs sont ensuite stockées dans la base de données pour être utilisées *in situ*. Nous verrons dans la suite qu'il existe des méthodes de calibration, utilisées *in situ*, qui permettent de vérifier les mesures de $T0$ effectuées, et de les corriger.

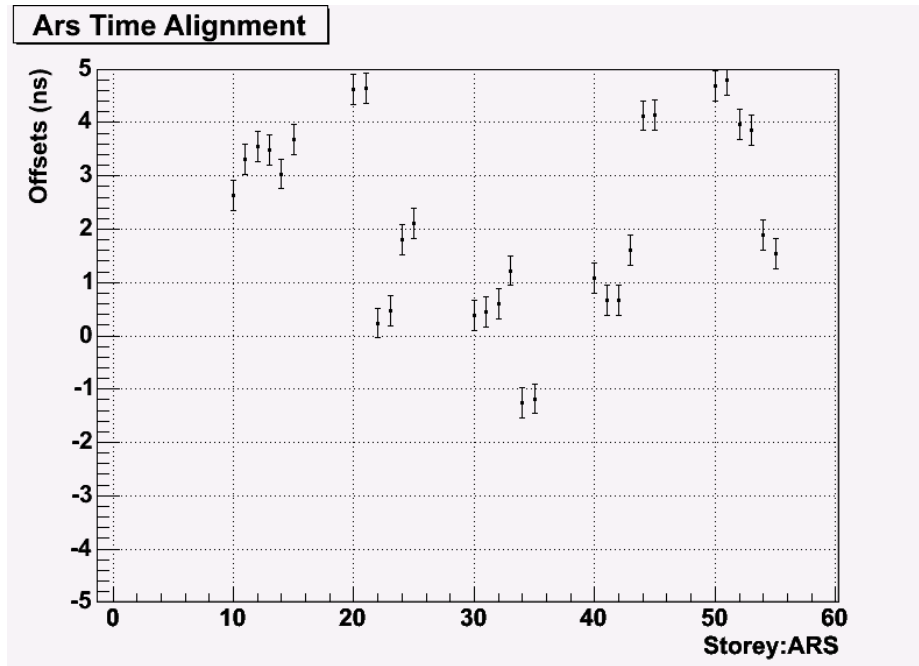


FIG. 2.9 – $T0$ du secteur 5 (étage 21 à 25) de la ligne 8, l'OM 0 du premier étage ayant été pris comme référence.

2.1.7 Calibration en charge

La *calibration* en charge consiste à déterminer la gamme dynamique de la charge mesurée par le convertisseur temps-tension (AVC), en mesurant la position du piédestal, correspondant au bruit électronique, et la position des signaux provenant d'un photo-électron³.

Chaque ARS dispose de 8 bits ($2^8 = 256$ canaux) pour coder l'information; une partie de ces canaux est inutilisable, et se situe entre le canal 0 et le piédestal, inhérent à tout système électronique.

Il faut donc, dans un premier temps, déterminer la position (canal) du piédestal mesuré à une température proche de celle du site ANTARES, afin d'éviter des fluctuations dues au bruit thermique, qui devient le canal de référence. Afin de faire cette mesure, le seuil de l'AVC est mis au maximum afin de ne garder que les événements provenant du bruit de fond électronique. La Figure 2.10 présente le signal d'un AVC, lors de la prise de mesure de son piédestal. On observe cependant quelques événements à haute charge, correspondant notamment à la désintégration de K^{40} dans la sphère de l'OM.

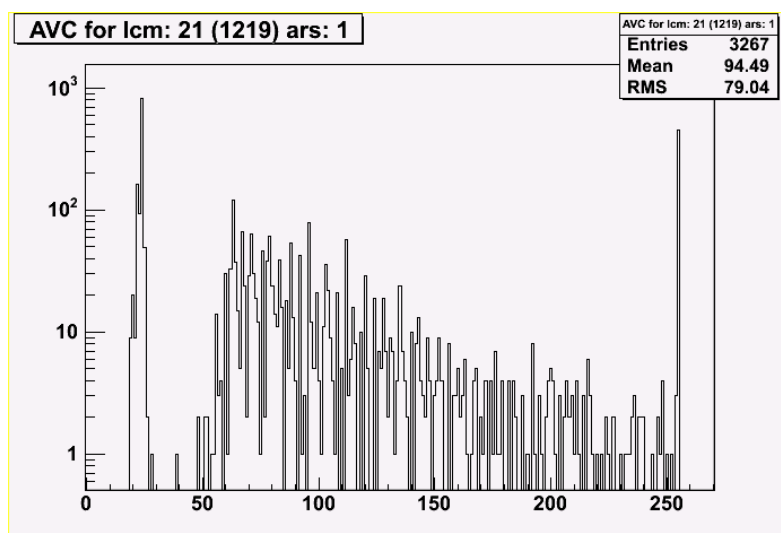


FIG. 2.10 – Données obtenues à la sortie de l'ARS 1 de l'étage 21. Le premier pic correspond au signal du piédestal, le dernier est le signal de l'horloge, et le reste est du bruit thermique et lumineux.

La Figure 2.11 montre la Figure 2.10 intégrée, utilisée pour la détermination de la position du piédestal. Le piédestal correspond aux faibles valeurs de l'AVC jusqu'au plateau, et sa position est choisie à la moitié de la valeur du nombre de coups jusqu'au

³On appelle communément photo-électron, le signal de sortie d'un photo-détecteur pour un seul électron émis au niveau de la photocathode.

palier.

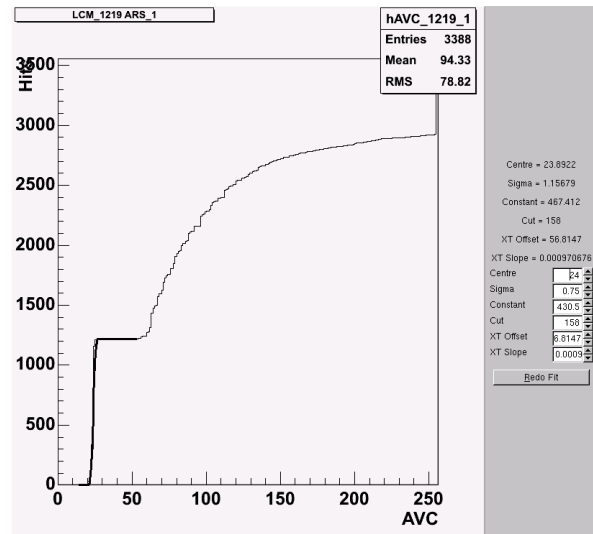


FIG. 2.11 – Graphique représentant le nombre de coups sommés en fonction des canaux.

La figure 2.12 montre les positions des piédestaux des ARS des étages du premier secteur de la ligne 8 (cinq premiers étages).

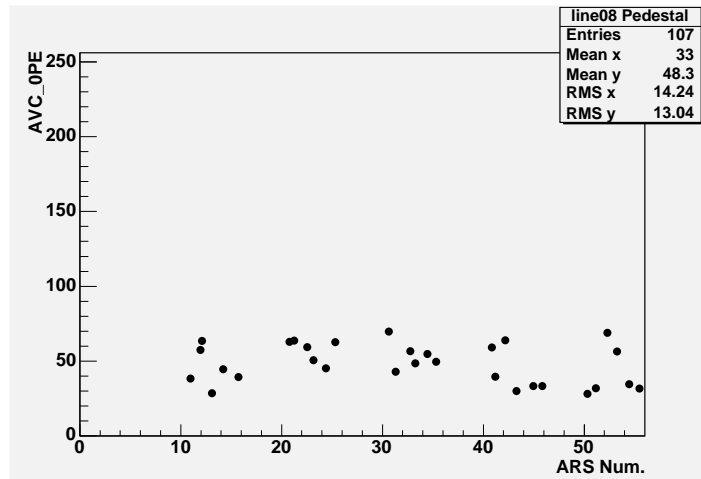


FIG. 2.12 – Positions, en nombre de canaux, des piédestaux des ARS du premier secteur de la ligne 8.

Pour connaître le nombre de photoélectrons détectés par un PM, il importe de connaître la position des photo-électrons uniques par rapport au piédestal. Une fois

cette donnée en notre possession, une loi semi-linéaire⁴ permet d'obtenir la position d'un nombre quelconque de photo-électrons.

Afin d'obtenir la position du "pic" de photo-électrons uniques, une source de lumière extrêmement peu intense est communément utilisée. Cependant, la chambre noire n'est pas parfaitement étanche à la lumière, et quelques photons parviennent aux PMs. Ces photons sont alors utilisés à l'instar de ceux provenant d'une source artificielle de lumière, et aucune condition particulière n'est appliqué sur les seuils des AVCs.

La procédure demeure la même pour déterminer la position du signal des photo-électrons uniques, en prenant la valeur de la position à la moitié du nombre de coups jusqu'au palier. La figure 2.13 montre les positions des signaux de photo-électrons uniques des étages du premier secteur de la ligne 8.

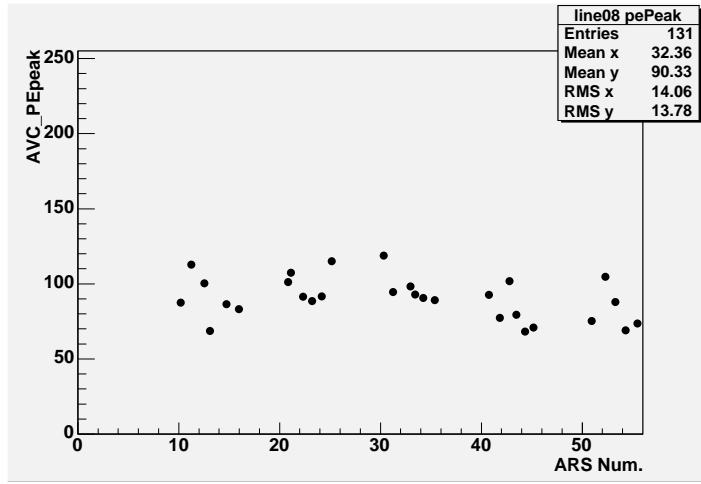


FIG. 2.13 – Positions, en nombre de canaux, du signal de photo-électrons uniques des ARS du premier secteur de la ligne 8.

Enfin, en faisant l'hypothèse que la position de la charge des photo-électrons multiples suit une loi linéaire, on peut déterminer la gamme dynamique G_{max} des AVCs codés sur 256 canaux par la relation :

$$G_{max} = \frac{255 - C_{pedestal}}{C_{1pe} - C_{pedestal}}, \quad (2.5)$$

avec $C_{pedestal}$ et C_{1pe} respectivement la position en canal du piédestal et du signal de photo-électrons uniques.

La différence $C_{1pe} - C_{pedestal}$ est typiquement de l'ordre de 10 canaux, impliquant une gamme dynamique de l'ordre de 20 photo-électrons. Il existe cependant un second

⁴À partir d'une vingtaine de photo-électrons, un phénomène d'écrantage entre en jeu dans le PM, et le nombre de photo-électrons détectés devient inférieur au nombre de photo-électrons réels.

mode de prise de données appelé le mode WF pour *waveform*, un mode “oscilloscope” qui enregistre la forme du signal en l’échantillonnant, mais qui induit par son traitement des temps morts très élevés d’environ 200 Mb.s^{-1} . Ce mode est utilisé pour certain *run* de calibration en lumière intense, et permet d’atteindre un seuil de saturation d’environ 300 photo-électrons.

2.2 Calibration *in situ* du détecteur

Une fois les lignes installées sur le site, de nouveaux systèmes de calibration sont utilisés, afin de vérifier le bon fonctionnement des OMs, et notamment de contrôler leurs T_0 . Les calibrations se déroulent généralement une fois toutes les deux semaines, durant laquelle des *runs* spécifiques sont lancés, et aucune donnée physique n’est enregistrée.

2.2.1 Calibration avec les LED beacon

Les LED beacons sont des systèmes conçus pour illuminer les OMs du détecteur avec un temps d’émission connu avec précision grâce à un petit photomultiplicateur de $1''$. Le but principal de ces balises LED est de mesurer les différences en temps appelées T_0 entre les différents OMs, et finalement si nécessaire de les corriger [86].

Sur chaque ligne sont disposées quatre LED beacon (ou balises LED), sur les étages 2, 9, 15 et 21, qui sont composées d’un photomultiplicateur de $1''$, et de 36 LED, disposées sur 6 faces formant un prisme hexagonal, émettant des pulsations de lumière bleue ($\lambda = 472 \text{ nm}$). La Figure 2.14 montre une LED beacon utilisée pour la calibration en temps du détecteur.



FIG. 2.14 – Image d’une LED beacon utilisée dans la calibration en temps du détecteur ANTARES. Trois des six faces hexagonales, contenant les LED, sont visibles, ainsi que le conteneur en verre, servant à protéger le dispositif.

Le calcul des différences temporelles T_0 entre OMs est basé sur les résidus en temps Δ_t , définis comme la différence entre le temps d'émission t_{LOB} de la lumière des LED, mesuré par le petit PM, et le temps détecté t_{OM} par les OMs, corrigé par le temps de propagation de la lumière jusqu'aux OMs :

$$\Delta_t = t_{OM} - t_{LOB} - \frac{d(LOB, OM)}{c_{eau}}, \quad (2.6)$$

avec $d(LOB, OM)$ la distance entre l'OM et la LED beacon, et c_{eau} la vitesse de la lumière dans l'eau.

Ensuite, une étude, appelée étude "intra-étage" est effectuée. Cette étude consiste à comparer les résidus temporels des OMs d'un même étage, plutôt que ceux d'étages différents, afin notamment d'être peu sensible aux phénomènes de diffusion. La Figure 2.15 représente les différences en temps obtenues entre les différents OMs d'un même étage, pour tous les étages de la ligne 2. On remarque que seulement 62 T_0 ont été calculés, en raison de modules optiques défectueux, et des trois OMs de l'étage 1 non éclairés par les LED beacon. La distribution est bien centrée en zéro, avec une moyenne quadratique (RMS) d'environ 0.6 ns.

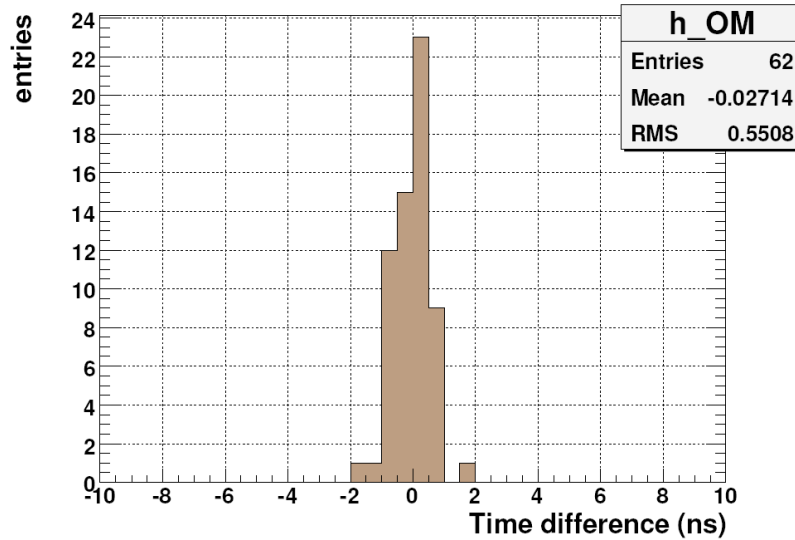


FIG. 2.15 – Différences en temps entre les différents OMs d'un même étage, pour tous les étages de la ligne 2.

Finalement, ces mesures sont régulièrement effectuées pour toutes les lignes du détecteur, puis permettent de corriger les temps mesurés par les OMs, si les T_0 sont supérieurs à 3 ns.

2.2.2 Calibration avec la désintégration du potassium 40

Le potassium 40 est un isotope radioactif naturellement présent dans l'eau de mer. Ses produits de désintégration sont suffisamment énergétiques pour produire de la lumière Cherenkov. Cette dernière est détectable à un taux d'environ 30 kHz, avec, typiquement, environ 70 photons Cherenkov de longueur d'onde $\lambda = [300, 600]$ nm émis en moyenne par désintégration, et pouvant donc toucher deux OMs d'un même étage.

Le principe des mesures de *calibration* effectuées avec le potassium 40 utilisent donc la coïncidence de paires de modules optiques d'un même étage, de l'ordre de 13 Hz dans les simulations, pour calculer les différences en temps entre ces OMs. La Figure 2.16 montre les différences en temps, sur la fenêtre de gauche, entre deux des trois OMs d'un même étage, centrées sur 0. En combinant les différences en temps obtenues, on obtient des valeurs permettant de vérifier la *calibration* temporelle effectuée avec les LED beacon, et si nécessaire de corriger les temps des OMs, montrées sur la fenêtre de droite, Figure 2.16.

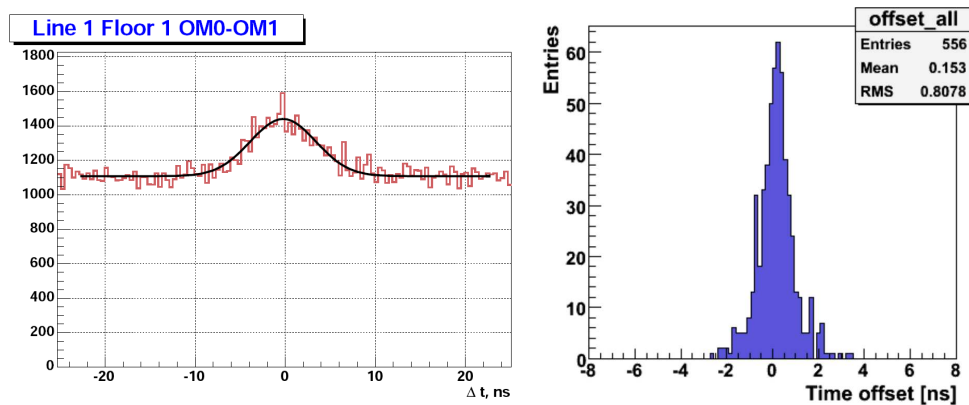


FIG. 2.16 – À gauche : Différences en temps entre les hits mesurés de deux modules optiques d'un même étage. À droite : Décalages temporels entre les modules optiques d'un même étage pour tous les étages du détecteur obtenues à partir de la désintégration du K^{40} , pour la configuration de détecteur utilisée de Janvier à Avril 2010.

De plus, à partir de ces mesures, il est possible d'obtenir l'évolution du gain des photomultiplicateurs, et donc de quantifier leur vieillissement, en utilisant le taux de coïncidences entre les OMs d'un même étage. La Figure 2.17 montre sur la fenêtre de gauche le taux de coïncidences pour tous les OMs du détecteur, ainsi que ce taux moyen en fonction du temps sur la fenêtre de droite, pour une période allant de Novembre 2009 à Mai 2010. On observe une légère décroissance des taux de coïncidences, avec des instabilités l'ordre de 1 Hz, et un taux relativement proche de celui obtenue avec les simulations, d'environ 13 Hz.

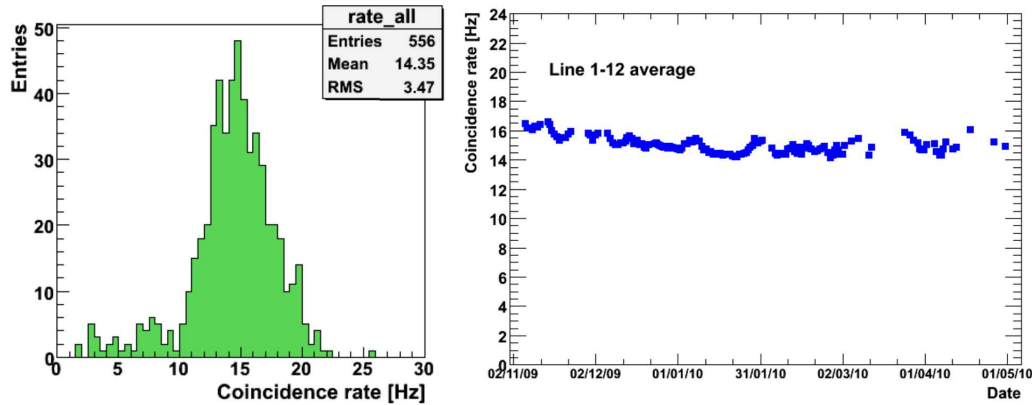


FIG. 2.17 – À gauche : Taux de coïncidences entre les OMs d’un même étage, pour tous les étages du détecteur, pour la configuration de détecteur utilisée de Janvier à Avril 2010. À droite : Taux moyen de coïncidences entre les OMs d’un même étage pour tous les OMs du détecteur, en fonction du temps, pour une période allant de Novembre 2009 à Mai 2010.

2.3 Conclusion

La résolution angulaire sur la reconstruction de la trace d’un muon dans le détecteur, est fortement dépendante de l’algorithme de reconstruction, mais aussi de la bonne connaissance de la position des modules optiques du détecteur, et du temps d’arrivée des photons sur les photomultiplicateurs. La position des étages d’une ligne est fournie par le positionnement acoustique (*c.f.* §1.5.3) et donne une précision de l’ordre de 6 cm pour les étages les plus éloignés du pied de ligne. La *calibration* temporelle, effectuée une première fois en chambre noire, puis régulièrement *in situ*, permet quant à elle d’estimer le temps d’arrivée des photons sur les photomultiplicateurs avec une précision d’environ 0.6 ns. La *calibration* permet en outre de définir le gain de chaque module optique afin de connaître l’amplitude du signal détecté, et de vérifier le bon fonctionnement des différents instruments présents sur une ligne.

Chapitre 3

Les monopôles magnétiques

D'après certains dictionnaires, une définition de la notion de "beauté" est "symétrie". La portée de ce mot du point de vue physique est très attractive. En effet il permet de décrire un concept central de la physique théorique de ces deux cent dernières années, qui a été la recherche de toujours plus de symétrie dans la Nature. Plus la théorie est symétrique, plus elle apparaît belle. Ainsi, une fois l'unité électrique et magnétique comprise, il fut naturel de conjecturer l'existence de pôles magnétiques, homologues des charges électriques, qui complèterait la dualité électro-magnétique des équations de Maxwell.

Les monopôles magnétiques sont certainement les plus intéressantes, et peut-être les plus importantes, particules à n'avoir été trouvées. Dans l'histoire de la physique théorique, l'hypothèse de la possible existence de monopôles magnétiques est sans précédent. Jamais une construction purement théorique n'a réussi à "survivre", sans la moindre évidence expérimentale, et sur plus d'un siècle, tout en restant le centre d'intenses recherches pour des générations de physiciens. L'intérêt quant à la possibilité de tels objets a grandi après l'observation de Dirac en 1931 [87], qui montra que l'existence d'une seule de ces particules apporterait une explication à la quantification de la charge électrique.

Un nouveau chapitre fut ouvert en 1974, avec 't Hooft [88] et Polyakov [89], qui montrèrent que, dans certaines théories de jauge brisées spontanément, les monopôles magnétiques ne sont pas seulement une possibilité, mais une prédiction. Sur les 40 dernières années, la théorie de l'existence de monopôles est devenue étonnamment proche de nombreux domaines de recherches actuels. On peut citer l'astrophysique et l'évolution de l'Univers primordial, le problème de la désintégration des protons, le problème de confinement en chromodynamique quantique, ou encore l'extension supersymétrique du Modèle Standard. La cosmologie fut aussi révolutionnée, après les travaux de Guth [90], qui en tentant d'apporter une explication à la non-abondance de monopôles dans l'Univers, introduisit un scénario d'Univers inflationnaire. De plus, ces dernières années, les problèmes de construction et d'investigation sur les configurations exactes des multimo-

nopoles, à la frontière entre la théorie moderne des champs et la géométrie différentielle, ont mené au développement d'importants outils mathématiques utilisés dans de nombreuses autres applications.

Tous ces développements théoriques furent accompagnés par des recherches expérimentales de monopôles magnétiques présents dans la matière, y compris la roche lunaire, dans les rayons cosmiques, ainsi que des tentatives de les créer dans les accélérateurs. Jusqu'à maintenant toutes ces recherches ont été infructueuses, et les arguments théoriques suggèrent, du moins pour les GUT monopôles, que leur abondance dans l'Univers est extrêmement faible. Une revue non-exhaustive sur le problème des monopôles magnétiques est donnée dans [91]

La section 3.1 traitera du monopôle magnétique de Dirac, introduit pour la première fois de manière consistante dans la théorie, apportant une explication à la quantification de la charge électrique. Ensuite la section 3.2 introduira une origine topologique à la charge magnétique des monopôles. La section 3.3 présentera le monopôle de 't Hooft et Polyakov apparaissant dans le contexte d'une théorie de jauge $SU(2)$. Après ces discussions, dans la section 3.4 sera discuté le flux attendu des monopôles magnétiques créés dans l'Univers primordial par le mécanisme de Kibble. Enfin, la dernière partie donnera les contraintes théoriques et expérimentales actuelles quant aux flux de monopôles magnétiques dans l'Univers.

3.1 Le monopôle magnétique de Dirac

Bien que l'idée de l'existence des monopôles magnétiques ne soit pas nouvelle, et ait été retracée, d'après [92], jusqu'à l'époque des Croisades, dans les notes de Petrus Pelegrinius en 1269, elle est souvent attribuée à Dirac, qui fut le premier à les introduire de manière consistante dans la théorie en 1931 [87].

Il montra que si l'on suppose qu'une particule avec un seul pôle magnétique puisse exister, et qu'elle puisse interagir avec des particules chargées, alors les lois de la mécanique quantique imposent que les charges électriques doivent être quantifiées.

Considérons un champ magnétique produit par un monopôle magnétique de charge g , à l'image du champ électrique coulombien produit par une charge électrique :

$$\vec{B} = \frac{g\vec{r}}{r^3} \quad (3.1)$$

Une particule chargée de charge électrique e interagissant avec un monopôle magnétique satisfait les équations classiques du mouvement :

$$m\vec{r} = e\vec{r} \wedge \vec{B} \quad (3.2)$$

La dynamique classique que cette équation définit est parfaitement sensée. Cependant, pour caractériser le mécanisme quantique d'une particule chargée interagissant

avec un monopôle magnétique, on a besoin d'introduire le potentiel vecteur \vec{A} tel que $\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$. Nous n'entrerons pas dans les détails quant à la définition du potentiel vecteur qui est nécessairement singulier [93].

Pour définir les mécanismes quantiques, nous introduisons l'action S_{int} , terme d'interaction d'une particule chargée avec un champ électromagnétique extérieur

$$S_{int} = \frac{e}{\hbar c} \int_1^2 dt \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{A} = \frac{e}{\hbar c} \int_1^2 d\vec{r} \cdot \vec{A}, \quad (3.3)$$

qui ne dépend que du chemin traversé par la particule. On peut alors représenter la fonction d'onde de la particule par

$$\psi(\vec{r}) = \psi_0(\vec{r}) e^{i \frac{e}{\hbar c} \int_0^{\vec{r}} d\vec{r}' \cdot \vec{A}}, \quad (3.4)$$

où $\psi_0(\vec{r})$ est une fonction d'onde satisfaisant l'équation de Schrödinger libre. ψ est indéterminé à une phase près, et le potentiel vecteur \vec{A} ne peut être défini continument sur une sphère entourant un monopôle magnétique. Cependant cette définition importe peu, en effet seule la phase relative entre deux chemins va nous intéresser.

Soient Γ et Γ' , deux chemins différents avec les mêmes points de départ et d'arrivée. La phase relative est alors

$$(S_{int})_{\Gamma} - (S_{int})_{\Gamma'} = \frac{e}{\hbar c} \oint_{\Gamma - \Gamma'} d\vec{r} \cdot \vec{A} = \frac{e}{\hbar c} \int_{S_{\Gamma - \Gamma'}} d^2 \vec{S} \cdot \vec{B} = \frac{e}{\hbar c} \Phi_{\Gamma - \Gamma'}. \quad (3.5)$$

En appliquant le théorème de Stokes, la phase relative a été exprimée comme le flux magnétique à travers une surface bornée par le chemin fermé $\Gamma - \Gamma'$. La phase relative est ainsi fonction du champ magnétique qui est mieux défini. Il y a, cependant, toujours un problème car la phase est multivaluée. Si le chemin Γ' peut balayer une fois la surface fermée entourant le monopôle et retourner à sa position initiale, alors l'action change de

$$\Delta S_{int} = \frac{e}{\hbar c} \Phi_{sphere} = \frac{e}{\hbar c} \frac{g}{r^2} \int_0^{\pi} r^2 \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi = \frac{4\pi eg}{\hbar c}, \quad (3.6)$$

avec θ et ϕ , respectivement l'angle zenithal et azimuthal en coordonnées sphériques. Finalement, la phase relative entre deux chemins est définie de manière non ambiguë, seulement si $\exp(i\Delta S_{int}) = 1$, et donc si

$$eg = \frac{n\hbar c}{2}, \quad (3.7)$$

avec $n \in \mathbb{Z}$. Cette relation simple est la condition de quantification de Dirac. Si un monopôle est quelque part dans l'Univers, alors il permettrait d'expliquer à lui seul la quantification des charges électriques. Dans la suite, nous prendrons $\hbar = c = 1$ comme notations, la condition de quantification s'exprimant alors $eg = \frac{n}{2}$.

3.2 Origine topologique de la condition de quantification

Il est possible de voir la condition de quantification comme une conséquence de l'invariance de jauge. Il est requis, pour la consistance du mécanisme quantique d'une particule chargée avec un monopôle magnétique, que la phase $e^{ie \oint_{\Gamma} \vec{A} \cdot d\vec{r}}$ associée avec un chemin fermé Γ donné soit bien définie. Bien qu'il ne soit pas possible de définir le vecteur potentiel partout sur une surface fermée entourant le monopôle, il est toujours possible de trouver un vecteur potentiel sur un disque (cela découle du lemme de Poincaré¹). Imaginons donc un chemin fermé Γ qui divise une surface S entourant le monopôle magnétique en deux disques U ("Upper") et L ("Lower"), et que chaque disque a son propre vecteur potentiel, dénoté \vec{A}_U et \vec{A}_L . Il est nécessaire que les phases déterminées par \vec{A}_U et \vec{A}_L soient consistantes sur le contour Γ :

$$e^{ie \oint_{\Gamma} \vec{A}_U \cdot d\vec{r}} = e^{ie \oint_{\Gamma} \vec{A}_L \cdot d\vec{r}} \quad (3.8)$$

Cette équation peut être réécrite comme

$$1 = e^{ie \oint_{\Gamma} (\vec{A}_U - \vec{A}_L) \cdot d\vec{r}} = e^{ie(\Phi_U + \Phi_L)} = e^{4ieg\pi}, \quad (3.9)$$

avec Φ_U et Φ_L les flux magnétiques à travers les disques U et L ($\Phi_U = \Phi_L = 2\pi g$). On a de nouveau obtenu la condition de quantification de Dirac $eg = \frac{n}{2}$. Mais on peut réinterpréter l'équation 3.9 comme le fait que \vec{A}_U et \vec{A}_L sont reliés au bord Γ commun aux deux disques par une transformation de jauge sur Γ . En définissant la transformation de jauge

$$\Omega(\vec{r}_j) = e^{ie \int_{\vec{r}_i}^{\vec{r}_j} (\vec{A}_U - \vec{A}_L) \cdot d\vec{r}} \Omega(\vec{r}_i), \quad (3.10)$$

avec l'intégrale suivant Γ , on a

$$\vec{A}_U = \vec{A}_L + \frac{1}{ie} (\vec{\nabla}_r \Omega) \Omega^{-1}, \quad (3.11)$$

avec le gradient $\vec{\nabla}_r$ pris le long de Γ (en effet $\vec{\nabla}_r \Omega = ie(\vec{A}_U - \vec{A}_L)\Omega$). Les potentiels vecteurs \vec{A}_U et \vec{A}_L sont équivalents de jauge sur le bord Γ , où les deux disques se rejoignent, et décrivent donc la même physique à cet endroit. L'équation 3.9 exprime seulement le fait que la transformation de jauge Ω , reliant \vec{A}_U et \vec{A}_L sur Γ , est simplement valuée sur Γ . La transformation de jauge Ω est l'application de Γ dans $U(1)$, et est de degré² $n = 2eg$. Ce nombre quantique topologique est l'entier qui apparaît dans la condition de quantification de Dirac. On a ainsi découvert que la condition

¹Toute forme fermée sur un ouvert étoilé est exacte.

²En physique, le degré d'une application est aussi appelé nombre quantique topologique. En analyse complexe, on peut le définir comme le nombre de tours effectués par un lacet Γ autour d'un point z , qui peut s'exprimer comme $Ind_{\Gamma}(z) = \frac{1}{2i\pi} \oint_{\Gamma} \frac{df}{f-z}$.

de quantification de Dirac a une origine topologique. La charge magnétique est quantifiée parce que le degré de l'application doit être un entier. De plus, puisque c'est un invariant topologique, il n'est pas affecté par des déformations de la surface S ou de la boucle Γ ; ce nombre invariant est intrinsèque au monopôle, et est indépendant du choix de la surface S entourant le monopôle, ou de la boucle Γ contenue dans la surface.

Exemple plus explicite

Soit la surface S choisie comme étant une sphère centrée sur le monopôle, et la boucle Γ entourant la sphère. Pour tout contour Γ , on a

$$\oint_{\Gamma} \vec{A} \cdot d\vec{r} = \int_0^{2\pi} \frac{g}{r} \vec{u}_{\phi} \cdot r \sin(\theta) d\phi \vec{u}_{\phi}, \tag{3.12}$$

en coordonnées sphériques $(0, \vec{u}_r, \vec{u}_{\theta}, \vec{u}_{\phi})$, avec $d\vec{r} = r \sin(\theta) d\phi \vec{u}_{\phi}$. En intégrant sur θ entre $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi$, on obtient alors :

$$\vec{A}_U \cdot d\vec{r} = g(1 - \cos(\theta)) d\phi, 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}, \text{ et} \tag{3.13}$$

$$\vec{A}_L \cdot d\vec{r} = -g(1 + \cos(\theta)) d\phi, \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi. \tag{3.14}$$

Or à l'équateur ($\theta = \frac{\pi}{2}$), \vec{A}_U et \vec{A}_L sont liés par la relation

$$(\vec{A}_U - \vec{A}_L) = 2g = \frac{1}{ie} (d_{\phi} \Omega) \Omega^{-1}, \tag{3.15}$$

où $\Omega(\phi) = e^{i2\pi e g \phi}$.

On obtient donc le degré de Ω qui est $n = 2eg$ (en effet $n = \frac{1}{2i\pi} \oint_{\Gamma} \frac{d_{\phi} \Omega(\phi)}{\Omega(\phi)}$).

On a pu conclure à une origine topologique de la condition de quantification de Dirac. Ceci a été démontré pour un monopôle dans le groupe de jauge $U(1)$ de l'électromagnétisme, et peut être généralisé pour être valable à des champs de jauge non-abéliens³ [94]

3.3 Les monopôles magnétiques de 't Hooft et Polyakov en 1974 (ou le monopôle magnétique SU(2))

L'ère moderne de la théorie des monopôles commença en 1974, quand 't Hooft [88] et Polyakov [89] découvrirent indépendamment des solutions monopôles dans des modèles du type Georgi et Glashow [95] basés sur le groupe $SO(3)$.

³Groupe dont la loi de composition interne est non-commutative.

Pendant de nombreuses années, à partir du papier pionnier de Dirac [87], l'argument le plus sérieux, défendant le concept des monopôles magnétiques, était l'explication possible de la quantification de la charge électrique. Cependant, avec l'arrivée des modèles de grande unification, ce dernier argument perdit en valeur.

En effet, le point de vue moderne est que la charge électrique est le générateur du groupe $U(1)$. La condition de quantification apparaît dans les modèles d'unifications si le sous-groupe $U(1)$ de l'électromagnétisme est compris dans un groupe de jauge non-abélien semi-simple⁴ de rang plus grand. Dans ce cas, le générateur de la charge électrique forme des relations de commutations non-triviales avec tous les autres générateurs du groupe de jauge, et la condition quant à la quantification de la charge électrique apparaît. Cependant, il a été réalisé que n'importe quel modèle d'unification dans lequel le sous-groupe $U(1)$ de l'électromagnétisme est compris dans un groupe de jauge semi-simple, qui est brisé spontanément⁵ par le mécanisme de Higgs, possède des solutions de types monopôles. Finalement, ces deux explications à la quantification de la charge électrique reviennent au même problème, l'existence des monopôles magnétiques.

Dans ce qui suit est montré l'existence de solutions monopôles dans le modèle de Georgi-Glashow [95], qui fut proposé comme un sérieux candidat pour décrire les interactions faibles.

Considérons la densité lagrangienne classique L , d'un champ de jauge A_μ qui interagit avec un champ de Higgs ϕ , auquel on a imposé l'invariance de jauge. Ces derniers peuvent être exprimés comme $A_\mu = \frac{1}{2}\sigma^a A_\mu^a$, et $\phi = \frac{1}{2}\sigma^a \phi^a$, dans la représentation adjointe du groupe $SU(2)$, groupe localement isomorphe⁶ à $SO(3)$ (σ^i étant les matrices de Pauli).

$$L = -\frac{1}{2}Tr(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}) + Tr(D_\mu\phi D^\mu\phi) - V(\phi), \quad (3.16)$$

($\phi^a\phi^a = 2Tr(\phi^2) \equiv |\phi|^2$) où

$$D_\mu\phi = \partial_\mu\phi + ie[A_\mu, \phi] \quad (3.17)$$

est la dérivée covariante du champ scalaire ϕ , introduite afin que le terme cinétique soit invariant sous $SU(2)$.

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ie[A_\mu, A_\nu] \quad (3.18)$$

est le champ de jauge, avec e le couplage de jauge et

$$V(\phi) = \frac{\lambda}{4}Tr(\phi^2 - v^2)^2 \quad (3.19)$$

⁴Un groupe G est dit semi-simple s'il n'a pas de sous-groupe normal abélien, c'est à dire s'il ne possède pas de sous-groupe abélien globalement stable par l'action de G sur lui-même par conjugaison.

⁵La notion de brisure spontanée de symétrie correspond aux situations dans lesquelles les lois physiques décrivant un système donné sont invariantes sous une transformation de symétrie, mais l'état d'énergie minimale du système (i.e. l'état fondamental) ne l'est pas.

⁶Groupes ayant la même algèbre de Lie.

est le potentiel dans lequel évolue le champ de Higgs, avec λ le couplage scalaire (positif), et v la valeur attendue du vide pour laquelle le potentiel $V(\phi)$ est à l'état fondamental. Le choix d'une solution particulière à l'équation $V(\phi) = 0$ mène à la brisure de symétrie du groupe $SU(2)$, l'état fondamental n'étant plus invariant sous l'action du groupe $G = SU(2)$, mais l'étant sous son sous-groupe $H = U(1)$, que nous décrivons dans le langage de l'électromagnétisme. En redéfinissant le champ de Higgs comme une fluctuation autour de la valeur attendue du vide, on obtient le spectre perturbatif de la théorie, qui consiste en un "photon" de masse nulle, deux mésons vecteurs de masse $m_W = ev$ et de charge électrique $\pm e$, et un scalaire électriquement neutre de masse $m_H = \sqrt{2\lambda}v$. Le mécanisme de Higgs s'est produit.

Pour investiguer le spectre de cette théorie au-delà de la théorie des perturbations, on peut déterminer s'il existe une solution stable indépendante du temps aux équations classiques des champs autre que la solution du vide. De façon équivalente, on cherche une configuration de champ à un temps fixe, qui est un minimum local de la fonctionnelle d'énergie $\int d^3x E$. Une telle configuration de type "soliton" se comporte comme une particule dans la théorie classique, et peut être attendue à survivre dans le spectre de la théorie quantique.

L'énergie totale du système, indépendante du temps, est la somme de trois termes positifs :

$$E = \int d^3x \left(\frac{1}{2} [E_n^a E_n^a + B_n^a B_n^a + D_n \phi^a D_n \phi^a] + U(\phi) \right), \quad (3.20)$$

où

$$E_n^a \equiv F_{0n}^a \text{ et } B_n^a \equiv \frac{1}{2} \epsilon_{nmk} F_{mk}^a \quad (3.21)$$

sont respectivement le champ de "couleur" électrique, et le champ magnétique. La variété du vide G/H , l'espace des valeurs de ϕ qui sont équivalents de jauge à $\phi = (0, 0, v)$, est isomorphe la 2-sphère S_{vide}^2 de rayon v . Ainsi, pour construire les solutions correspondant aux minima non-triviaux de la fonctionnelle d'énergie [3.20], nous considérons que dans une certaine jauge, les valeurs asymptotiques spatiales du champ scalaire ($r \rightarrow \infty$), qui prend ses valeurs dans la variété du vide $|\phi| = v$, prennent la forme :

$$\phi_{r \rightarrow \infty}^a \rightarrow \frac{vr^a}{r}, \quad (3.22)$$

appelée configuration du "hérisson". Une solution particulière des équations des champs, indépendantes du temps, en tenant compte de la condition (3.22), est obtenue pour :

$$\phi^a = \frac{r^a}{er^2} H(\xi), \quad A_n^a = \epsilon_{amn} \frac{r^m}{er^2} [1 - K(\xi)], \quad A_0^a = 0, \quad (3.23)$$

où $H(\xi)$ et $K(\xi)$ sont fonction de la variable sans dimension $\xi = ver$. En réécrivant l'énergie du système en fonction de ces variables

$$E = \frac{4\pi v}{e} \int_0^\infty \frac{d\xi}{\xi^2} \left[\xi^2 \left(\frac{dK}{d\xi} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\xi \frac{dH}{d\xi} - H \right)^2 + \frac{1}{2} (K^2 - 1)^2 + K^2 H^2 + \frac{\lambda}{4e^2} (H^2 - \xi^2)^2 \right], \quad (3.24)$$

et afin que l'énergie soit finie, on obtient que H et K doivent satisfaire les conditions

$$K(\xi) \rightarrow 1, \quad H(\xi) \rightarrow 0 \text{ pour } \xi \rightarrow 0, \quad (3.25)$$

$$K(\xi) \rightarrow 0, \quad H(\xi) \rightarrow \xi \text{ pour } \xi \rightarrow \infty. \quad (3.26)$$

On peut alors réécrire le champ magnétique, et étudier son comportement asymptotique

$$B^a \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{r^a}{er^3}, \quad (3.27)$$

Le champ de jauge (3.27) est un champ de jauge $U(1)_{EM}$ (où $U(1)_{EM}$ est le sous-groupe non-brisé de $SU(2)$), qui transporte une charge magnétique $g = \frac{1}{e}$. Cette charge est réellement la charge magnétique de Dirac dans ce modèle, car il est possible d'introduire des champs de matière dans les représentations d'isospin 1/2 du groupe $SU(2)$, qui transportent une charge électrique $\frac{e}{2}$.

On peut à présent estimer la masse du monopôle magnétique au repos, qui est la valeur de l'énergie (3.24) lorsqu'elle est minimum. Les équations du mouvement forment un système d'équations non linéaires, qui n'ont en général pas de solution analytique (il en existe en fait une, qui correspond à la limite connue sous le nom de limite BPS pour $\lambda = 0$ [96] [97]). Nous présenterons donc seulement quelques caractéristiques générales de la solution.

Deux échelles caractéristiques se présentent dans la solution classique avec le comportement asymptotique de E . Elles correspondent aux rayons r_H et r_W des régions dans lesquelles le champ scalaire et le champ vecteur respectivement commencent à s'éloigner sensiblement de leur valeur asymptotique. Ces longueurs sont choisies de façon à minimiser l'énergie E , qui, en configuration sphérique, est donnée, en ordre de grandeur, par

$$E \simeq \frac{4\pi}{e^2} m_W \left[\frac{1}{m_W r_W} + \frac{e}{\sqrt{2\lambda}} m_H^3 r_H^3 + (m_W r_W - \frac{e}{\sqrt{2\lambda}} m_H r_H) \theta(r_W - r_H) \right]. \quad (3.28)$$

Le premier terme est l'énergie d'une sphère magnétique de rayon r_W , qui favorise son expansion. Le second terme est l'énergie contenue dans le potentiel $U(\phi)$, qui encourage r_H à diminuer. Enfin le dernier terme est l'énergie provenant du gradient du champ scalaire ϕ , qui relie r_H et r_W . On peut distinguer deux cas, suivant les masses $m_W = ev$ du boson vecteur et $m_H = \sqrt{2\lambda}$ du scalaire :

- Si $m_H > m_W$ alors $r_H \sim m_H^{-1}$ et $r_W \sim m_W^{-1}$.
- Si $m_H < m_W$ alors $r_H \sim m_W^{-1}$ et $r_W \sim m_W^{-1}$.

Dans ces deux cas, la masse du monopôle est de l'ordre de $E = M_{mon} \sim \frac{4\pi}{e^2} m_W$, et est peu sensible au rapport m_H/m_W [98]. Cette estimation de la masse des monopôles est aussi valable pour des théories de jauge unifiées plus complexes. Dans une théorie de grande unification typique, la masse du boson vecteur lourd m_W est de l'ordre de 10^{14} GeV, et donc la masse des monopôles m_{mon} résultants est de l'ordre de 10^{16} GeV⁷.

⁷Une masse de $10^{16} GeV$ est comparable à la masse d'une bactérie $10^{-8} g$, ou à l'énergie cinétique d'un rhinocéros en pleine charge $10^6 J$.

Des solutions de type monopôles peuvent, en réalité, être obtenues pour tout groupe de jauge semi-simple brisé spontanément en un sous-groupe contenant explicitement un groupe $U(1)$. Les monopôles magnétiques sont alors une prédiction générique de la théorie de grande unification (GUT), qui suppose l'unification des forces forte, faible et électromagnétique au sein d'un même groupe de jauge, qui s'est brisé en $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

3.4 Création de monopôles magnétiques dans l'Univers primordial

Les théories de grande unification sont motivées par l'existence d'une unification des forces électromagnétique et faible dans le cadre du modèle de Weinberg-Salam à des énergies d'environ 250 GeV. Il est attendu que les symétries de jauge, brisées de nos jours, soient restaurées dans un groupe de jauge plus large, c'est à dire pour des énergies supérieures à l'échelle électrofaible. Cette hypothèse permet ainsi de poser une limite inférieure quant à la masse des monopôles $M_{mon} \gtrsim 40$ TeV. Les brisures de symétries prédites par les théories de grandes unification ont pu avoir lieu dans l'Univers primordial lors de son expansion et donc de son refroidissement, et les défauts topologiques en résultant, tels que les monopôles magnétiques, nous donneraient des éléments importants sur cette période de l'Univers.

On peut déterminer la densité et donc le flux de monopôles magnétiques résultants d'une transition de phase par le mécanisme de Kibble [99]. Lors de la transition, environ un monopôle (ou anti-monopôle) serait produit par volume de corrélation, et le flux présent, ainsi que la densité critique, peuvent s'exprimer [100]

$$F_M \sim 10^{-3} \left(\frac{T_c}{10^{14} \text{GeV}} \right)^3 \left(\frac{v_M}{10^{-3} c} \right) \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (3.29)$$

$$\Omega_M h^2 \sim 10^{11} \left(\frac{T_c}{10^{14} \text{GeV}} \right)^3 \left(\frac{m_M}{10^{16} \text{GeV}} \right), \quad (3.30)$$

où v_M est la vitesse du monopôle, et T_c est la température de la transition de phase. Avec une masse typique de 10^{16} GeV, la densité critique des monopôles excède la densité de la masse observable de l'Univers de plusieurs ordres de grandeur [101]. Cette incohérence est appelée le "problème des monopôles", et peut être résolue de plusieurs manières. Les modèles inflationnaires [90] peuvent résoudre ce problème, mais réduisent l'abondance de monopôles dans l'Univers observable à des valeurs négligeables [102]. Une autre solution est basée sur les modèles de grande unification dans lesquels les monopôles magnétiques apparaissent à des températures inférieures à $T_c \sim 10^{11} \text{GeV}$, bien en-dessous de l'échelle de grande unification initiale [103]. Ceci conduit à des monopôles de masses intermédiaires, et à une densité plus raisonnable en regard de la cosmologie.

La masse et la charge des monopôles dépendent fortement de l'échelle d'unification des théories de jauge qui les prédisent. Dans un modèle d'unification minimal $SU(5)$,

les monopôles produits sont de masse $\sim 10^{17}$ GeV, portants une seule charge de Dirac [104, 105]. Cependant une extension du modèle SU(5) prédit des monopôles de masse $\sim 10^{11}$ GeV, et le modèle phénoménologiquement intéressant SU(15) donne des particules relativement légères de $\sim 10^8$ GeV [106]. Dans quelques modèles supersymétriques, des monopôles de masse pouvant descendre jusqu'à $\sim 10^7$ GeV apparaissent [107, 108]. On peut aussi distinguer les modèles de type Kaluza-Klein [109, 110], qui font baisser la masse de grande unification si les extra-dimensions ne sont pas trop compactifiées. Par exemple, avec l'introduction de deux extra-dimensions de taille millimétrique, l'échelle d'unification devient de l'ordre de 100 TeV, impliquant une masse pour les monopôles de $\sim 10^4$ TeV.

En résumé, il y a de nombreuses possibilités théoriques pour produire des monopôles magnétiques, avec des masses allant de $\sim 10^4$ GeV à $\sim 10^{20}$ GeV, et de charges multiples. Le mécanisme de Kibble prédit un flux de monopôles sur Terre non négligeable, si leur formation n'a pas été suivie par une période d'inflation.

3.5 Contraintes astrophysiques et cosmologiques

Il est difficile de prédire le nombre actuel de monopôles dans l'Univers. Cette difficulté réside dans les incertitudes quant à l'échelle d'unification, étant donné le très grand nombre de modèles prédisant les monopôles. De plus, la présence d'une période d'inflation après la production des monopôles magnétiques changerait radicalement le flux attendu de ces derniers, de nos jours.

Cependant, les mesures astrophysiques peuvent fournir des informations utiles aux expérimentateurs cherchant les monopôles. Les contraintes les plus concrètes, à ce jour, sur le flux de monopôles, proviennent des limites astrophysiques, qui peuvent être classées dans trois catégories :

- Les limites de type Parker, qui imposent que les champs magnétiques astrophysiques ne soient pas dissipés plus vite qu'ils ne sont régénérés.
- Les limites cosmologiques, qui requièrent que la densité des monopôles ne peut dépasser la densité critique de l'Univers.
- Les limites relatives à la catalyse de la désintégration de nucléons, provenant de l'hypothèse que les monopôles catalyseraient la désintégration des nucléons au sein d'étoiles à neutrons et de naines blanches.

3.5.1 Survie du champ magnétique galactique

Parker fut l'un des premiers à mettre l'accent sur le fait que l'existence de champs magnétiques galactiques observables pouvaient apporter une limite supérieure sur le flux de monopôles [111]. La présence d'un champ magnétique galactique d'environ $\sim 3 \cdot 10^{-6} G$ indique en effet une relative disette de monopôles magnétiques.

La limite originale basée sur la survie du champ magnétique galactique est la plus directe. Les monopôles se propageant dans l'Univers vont être accélérés par le champ

magnétique, et vont donc gagner de l'énergie cinétique au détriment de ce dernier. Afin que le champ magnétique puisse survivre, le taux auquel est drainée l'énergie du champ doit être petit devant son échelle en temps de régénération. Cette régénération est présumée se conformer à l'ordre en temps de la période de rotation de la Galaxie d'environ 10^8 ans [112]. On obtient alors la limite de Parker, avec des choix raisonnables de paramètres astrophysiques [111] :

$$F \lesssim 10^{-15} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}, \quad m_{\text{mon}} \lesssim 10^{17} \text{GeV} \quad (3.31)$$

$$F \lesssim 10^{-15} \left(\frac{m_{\text{mon}}}{10^{17} \text{GeV}} \right) \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}, \quad m_{\text{mon}} \gtrsim 10^{17} \text{GeV}, \quad (3.32)$$

en considérant une vitesse de l'ordre de $10^{-3}c$ pour les monopôles. Pour des vitesses plus grandes, la limite devient moins contraignante.

En appliquant des arguments similaires à un éventuel champ antérieur, progéniteur du champ galactique, on est conduit à une limite plus contraignante [113] :

$$F \lesssim \left[\frac{m_{\text{mon}}}{10^{17} \text{GeV}} + 3 \cdot 10^{-6} \right] 10^{-16} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}. \quad (3.33)$$

Cependant, dans la suite, sera considérée seulement la limite de Parker, donnée par la relation (3.31), pour une masse de monopôles $m_{\text{mon}} \lesssim 10^{17} \text{GeV}$, la limite la plus conservatrice étant basée sur très peu d'hypothèses sous-jacentes.

3.5.2 Contraintes cosmologique

Une limite supérieure peut être aussi obtenue en apportant un point de vue cosmologique, en requérant que la densité de masse des monopôles magnétiques ne doit pas dépasser la densité de l'Univers. Si on suppose une expansion adiabatique de l'Univers, ainsi qu'une distribution uniforme de monopôles, et si on considère que la densité critique est approximativement égale à la densité de masse de l'Univers [114], alors on peut calculer la limite supérieure sur le flux moyen de monopôles [112]

$$\langle F \rangle \lesssim 10^5 \beta \frac{1}{m_{\text{mon}}} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}, \quad (3.34)$$

où β est la vitesse relative du monopôle, et M la masse du monopôle en GeV. La Figure 3.1 montre la limite attendue sur le flux de monopôles, en fonction de leur masse, obtenue à partir de considérations cosmologiques, comparée à la limite conservatrice de Parker. Cette dernière est la plus contraignante sur à peu près tout le domaine de masse des monopôles.

3.5.3 Catalyse de la désintégration des nucléons

Des limites beaucoup plus contraignantes peuvent être obtenues sur le flux de monopôles en considérant les implications astrophysiques de la catalyse de la désintégration

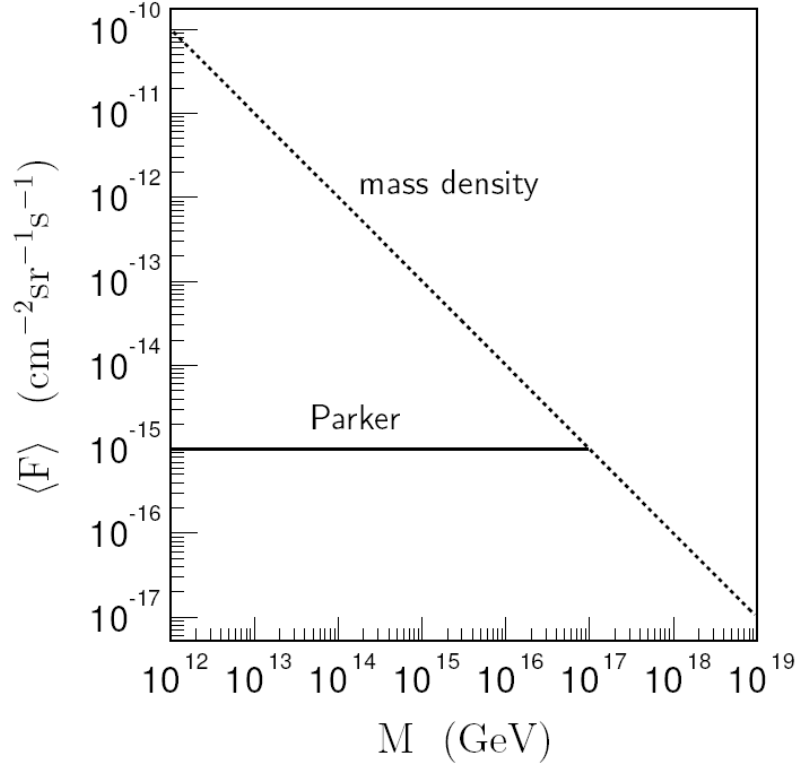


FIG. 3.1 – Limites supérieures théoriques sur le flux moyen de monopôles magnétiques, en fonction de leur masse, pour une vitesse $\beta \sim 10^{-3}$. Ces limites sont basées sur la densité de masse de l’Univers (ligne pointillée), et sur la survie du champ magnétique galactique (ligne pleine).

des nucléons, prédit par Rubakov [115, 116] et Callan [117, 118] au début des années 80 pour certaines théories de grande unification. L’implication la plus intéressante concerne l’effet produit par les monopôles dans les étoiles à neutrons [119, 120, 121], ou encore les naines blanches [122]. Un monopôle heurtant une étoile à neutrons va être capturé dans l’étoile. Puis, étant entouré de matière à la densité nucléaire, il va catalyser la désintégration des nucléons à un rythme effréné. Un nombre modeste de monopôles dans une étoile à neutrons causerait un réchauffement de l’étoile, et émettrait un flux substantiel d’ultraviolets et de rayons X. À partir des limites observationnelles sur la luminosité ultraviolette et X d’anciens pulsars, il est alors possible de déduire une limite sur le flux de monopôles. De façon conservatrice, cette limite est

$$F \lesssim 10^{-22} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} (\sigma\beta/10^{-27} \text{cm}^{-2})^{-1}, \quad (3.35)$$

où σ est la section efficace d’interaction de la catalyse de la désintégration des nucléons par un monopôle, et β est la vitesse relative du nucléon et du monopôle. À partir d’ob-

servation de naines blanches, une limite comparable, mais de deux ordres de grandeur supérieurs a été obtenue [123].

Si la catalyse a réellement lieu avec un taux d'interaction aussi fort, alors la limite est beaucoup plus contraignante que celle de Parker, à plus de six ordres de grandeur. Les monopôles seraient si rares, qu'il y aurait peu d'espoir d'en observer un seul directement. La meilleure façon de trouver une évidence quant à leur existence serait d'observer leur effet directement sur la distribution en luminosité d'étoiles à neutrons.

Cependant, cette limite n'a aucune valeur si les monopôles ne catalysent pas la désintégration des nucléons, ou s'ils le font à un taux insignifiant. Il a été montré qu'il est possible de construire des modèles de grande unification qui excluent ce phénomène [124, 125, 107, 108]. Dans ce cas, la limite conservative la plus contraignante sur le flux de monopôles magnétiques proviendrait encore une fois de la limite de Parker.

3.6 Contraintes expérimentales de monopôles magnétiques

Jusqu'à maintenant, il n'y a eu aucune confirmation quant à l'observation de particules exotiques possédant une charge magnétique. Guidés principalement par les arguments de Dirac, et l'existence de monopôles prédite dans les mécanismes de brisures spontanées de symétries, les physiciens recherchent, et ont recherché, les monopôles dans les rayons cosmiques, dans les collisionneurs, ou encore piégés dans la matière.

Les stratégies de recherche sont déterminées par les interactions attendues des monopôles traversant la matière. La méthode d'induction exploite par exemple l'interaction électromagnétique à longue portée d'un monopôle avec un anneau supraconducteur, qui par son passage induirait un courant permanent. Cette technique est ainsi utilisée pour détecter la présence de monopôles dans la matière ou le rayonnement cosmique.

Une autre méthode consiste à exploiter la perte d'énergie électromagnétique des monopôles dans la matière. En effet, un monopôle portant une charge de Dirac, perdrait de l'énergie à un taux plusieurs milliers de fois plus élevé qu'une particule possédant une charge électrique élémentaire. Par conséquent, des détecteurs tels que des scintillateurs, des chambres à gaz, et des détecteurs à traces nucléaires (NTDs), ont été utilisés dans les collisionneurs et les expériences d'astroparticules recherchant les monopôles magnétiques. De plus, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, les télescopes à neutrinos comme ANTARES, AMANDA ou Baikal, se servent de l'émission Cherenkov caractéristique que produirait un monopôle, pour tenter de les détecter.

3.6.1 Recherche de monopôles dans le rayonnement cosmique

Bien que des candidats monopôles aient été observés dans des expériences utilisant des NTDs [126], et des techniques d'induction [127], aucune observation n'a pu être confirmée. Des détecteurs plus récents comme l'expérience MACRO ont typiquement utilisé ces types de détecteurs. Cette expérience a recherché des monopôles magnétiques ayant une charge de Dirac, avec une acceptance de $10000 \text{ m}^2 \cdot \text{sr}$ pour un flux isotrope,

et a obtenu la limite sur le flux de monopôles, portant une charge de Dirac, la plus étendue en fonction de leur vitesse. Cette limite, à 90 % de niveau de confiance, est montrée Figure 3.2, et est d'environ un ordre de grandeur supérieure à celle de Parker pour $\beta > 4 \times 10^{-5}$ [128]. Sur cette figure sont aussi montrées des limites provenant d'expériences du même type, telles que Ohya [129] et Baksan [130], ainsi que des limites établies par les télescopes à neutrinos Baikal [131] et AMANDA [132], recherchant une émission directe de photons Cherenkov par le passage de monopôles magnétiques. Les contraintes les plus fortes, apportées par le télescope AMANDA, ne concernent cependant pas les monopôles de masse supérieure à $\sim 10^{14}$ GeV, ces derniers ne pouvant être accélérés à de tels vitesses, comme nous le verrons dans le Chapitre §4.

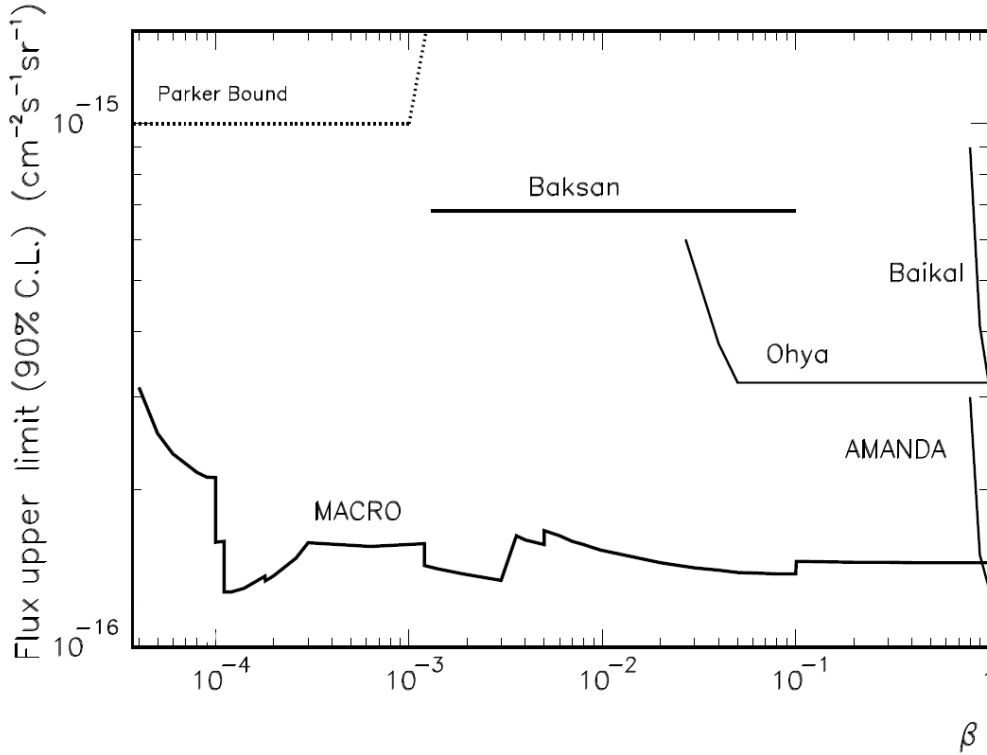


FIG. 3.2 – Limite supérieure sur le flux de monopôles magnétiques, à 90% de niveau de confiance, apportée par l'expérience MACRO [128], en fonction de leur vitesse. Cette limite est comparée à celles posées par les expériences Baksan [130], Ohya [129], Baikal [131], et AMANDA [132], et à la limite théorique de Parker[111].

De plus, on peut énoncer l'expérience SLIM [133], composée de NTDs, qui a recherché des monopôles de masse intermédiaire ($10^5 \lesssim m_{mon} \lesssim 10^{12}$ GeV) et jusqu'à triplement chargés (trois charges de Dirac), à haute altitude dans le rayonnement cos-

mique. Ce détecteur a posé une limite de l'ordre de $10^{-15} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ sur le flux de monopôles. Enfin, la contrainte la plus forte n'est pas montrée sur le graphique. Cette dernière de $\sim 10^{-18} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ a été obtenue par le télescope RICE [134], mesurant le rayonnement Cherenkov radio des particules incidentes, sensible à des monopôles magnétiques ultrarelativistes ($10^7 \lesssim \gamma \lesssim 10^{12}$).

Avec la construction de détecteurs toujours plus grands et plus sensibles, les limites apportées sur le flux de monopôles magnétiques dépassent à présent la limite conservative théorique de Parker $\sim 10^{-15} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. Néanmoins, afin d'améliorer la sensibilité aux flux de monopôles magnétiques, des surfaces de collections encore plus grandes sont nécessaires, et l'utilisation de NTDs, ou de méthodes d'induction, sont de plus en plus difficiles à mettre en oeuvre. Les télescopes à neutrinos, cependant restreints à la détection de monopôles de masse inférieure à $\sim 10^{14} \text{eV}$, sont alors les instruments pouvant apporter les résultats les plus prometteurs dans les prochaines années.

3.6.2 Recherche de monopôles magnétiques dans les accélérateurs

Certains modèles prédisent l'apparition de monopôles magnétiques lors de la brisure de symétrie électrofaible, avec des masses allant de $\sim 2.5 \text{ TeV}$ à $\sim 15 \text{ TeV}$ [94, 135]. Jusqu'à maintenant les accélérateurs n'ont pas une énergie au centre de masse suffisante pour atteindre de telles énergies, cependant il n'y aucune prédiction sur la masse des monopôles de type Dirac, et il est important de poser des limites à des échelles d'énergies plus faibles. Ces détecteurs ont ainsi permis de poser des limites inférieures sur la masse des monopôles, auprès de collisionneurs de type hadron-hadron, électron-positron, et électron-hadron. On peut séparer ces recherches en deux types, celles directes, qui demandent le passage d'un monopôle à travers un détecteur, et les recherches indirectes, qui prennent l'hypothèse que des processus avec des monopôles virtuels modifient les taux de production de certains états finaux.

Recherches directes

Il n'existe actuellement pas de théories décrivant les interactions des monopôles pour procéder à des calculs directs de production. Le large couplage monopôle-photon interdit l'utilisation de la théorie des perturbations pour calculer le taux et les propriétés cinématiques des monopôles produits, laissant comme seul moyen de procéder, l'utilisation d'"ansätze". Ceci peut provoquer certaines problématiques lors de la comparaison des limites modèles-dépendantes obtenues de différentes expériences, notamment concernant les régions d'exclusion de masses. Afin d'avoir une approche plus conservative, la moins modèle-dépendante possible, on peut représenter les limites sur les sections efficaces d'interaction en fonction de l'énergie au centre de masse des collisions, comme illustré sur la Figure 3.3 avec des résultats récents obtenus auprès de collisionneurs.

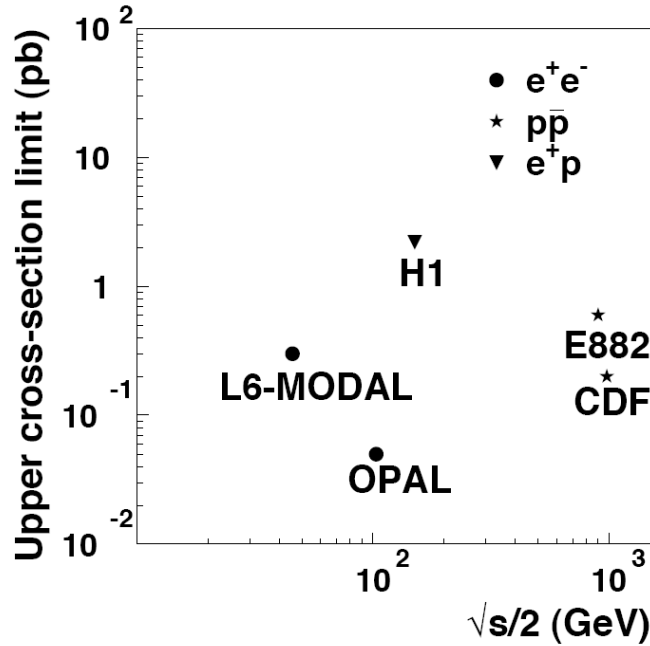


FIG. 3.3 – Limites supérieures sur les sections efficaces de production de monopôles magnétiques provenant d’expériences variées utilisant des collisionneurs.

Les plus hautes énergies disponibles avec lesquelles les monopôles magnétiques ont été recherchés, ont été produites au Tevatron dans des collisions hadron-hadron. Ces recherches ont été menées en utilisant des approches complémentaires par les expériences CDF [136] et E882 [137]. CDF a utilisé un système dédié de temps de vol, alors que l’expérience E882 a employé des techniques d’induction pour la recherche de monopôles ayant été stoppés et piégés dans de “vieux” éléments des détecteurs D0 et CDF. Ces recherches ont été sensibles à des monopôles pouvant porter une à six charges de Dirac, pour des masses allant jusqu’à ~ 900 GeV. D’autres études moins récentes, et moins sensibles en raison de la luminosité relativement plus modeste, ont été réalisées au Tevatron en utilisant des NTDs [138] et dans des collisionneurs hadron-hadron de plus faible énergie, en utilisant une variété de techniques différentes [139], [140].

Des investigations ont aussi été conduites auprès de collisionneurs e^+e^- , avec par exemple les expériences OPAL [141] et L6-MODAL [142], respectivement au LEP-2 et LEP-1. OPAL a ainsi posé des limites sur la section efficace d’interaction pour la production de monopôles de masses allant jusqu’à ~ 103 GeV, tandis que MODAL a été sensible à des monopôles de masses inférieures à ~ 45 GeV. On peut aussi noter les recherches menées auprès d’autres collisionneurs e^+e^- tels que le KEK [143], ou PETRA [144].

Enfin, l'expérience H1 installée auprès du collisionneur lepton-hadron HERA [145], a établi des limites de sections efficaces d'interaction pour des monopôles portant une à six charges de Dirac, et des masses allant jusqu'à 140 GeV. La méthode d'induction, pour la détection de monopôle piégés dans le tuyau du faisceau en aluminium, a été utilisée pour cette recherche.

Recherches indirectes

Les recherches indirectes de monopôles se sont intéressées aux effets que produirait une boucle virtuelle monopôle/anti-monopôle ajoutée aux diagrammes de Feynman en QED dans les collisions $p\bar{p}$ et e^+e^- . Il a été proposé que des monopôles virtuels peuvent servir de médiateurs dans des processus qui donnent lieu à des états finaux multi-photons [146] [147]. Ces genres de processus ont été recherchés au Tevatron et au LEP, dans les expériences D0 [148] et L3 [149]. Le travail de D0 a mené à des limites de masses spin-dépendantes entre 610 et 1580 GeV, et l'expérience L3 a obtenu une masse limite inférieure de 510 GeV. Cependant, il faut mentionner que les incertitudes sur les calculs théoriques, utilisés pour tirer ces limites, sont difficiles à estimer.

Chapitre 4

Les monopôles magnétiques et leur signature dans un télescope à neutrinos

Les télescopes à neutrinos sont basés sur le rayonnement Cherenkov émis par des particules chargées électriquement qui traversent le détecteur. Or les pertes d'énergies électromagnétiques d'un monopôle magnétique dans la matière seraient similaires à celle d'un nucléon lourd chargé électriquement. Les monopôles ayant une vitesse suffisante pourraient émettre de la lumière Cherenkov dans l'eau, et, ainsi, être détectables par ANTARES.

Nous montrerons dans la section 4.1, que les monopôles magnétiques d'une certaine gamme de masse, grâce à leur charge, peuvent être accélérés à des vitesses relativistes, et pourraient donner un signal caractéristique dans ANTARES. Cependant, le télescope ANTARES est essentiellement sensible à des particules ascendantes, et les sections 4.2 et 4.3 présenteront respectivement les pertes d'énergies électromagnétiques dominantes pour les monopôles dans la matière, et la possibilité de ces derniers de traverser la Terre pour une certaine gamme de vitesse et de masse.

Dans la section 4.4, seront examinés les différents signaux que produirait un monopôle en traversant un détecteur comme ANTARES.

Enfin les paragraphes 4.5 et 4.6 expliqueront respectivement comment sont simulés les monopôles magnétiques, et la sensibilité de déclenchement du détecteur à ces particules.

4.1 Accélération des monopôles magnétiques dans l'Univers

Une large motivation pour la recherche de monopôles dans les rayons cosmiques de hautes énergies, est la facilité avec laquelle de l'énergie cinétique est communiquée aux monopôles par les champs magnétiques cosmiques. Comme signalé par Dirac, la charge magnétique d'un monopôle est fixée par les conditions de l'invariance de jauge, et la valeur unique de l'équation d'onde. Elle s'écrit $g = \frac{k}{2e}$, $k = \pm 1, \pm 2, \dots$, et est minimum pour $k = 1$. On peut apprécier la valeur de cette charge en la réécrivant en fonction de la constante de structure fine $\alpha = e^2$, comme $g = \frac{ke}{2\alpha}$. En prenant $\alpha \sim 1/137$, on obtient $g \sim \frac{k137e}{2}$.

L'énergie cinétique gagnée par un monopôle de charge g , traversant un champ magnétique B [150]

$$E_K = g \int_{\text{chemin}} \vec{B} \cdot d\vec{l} \sim gB\xi\sqrt{n}, \quad (4.1)$$

où ξ représente la longueur de cohérence du champ, et \sqrt{n} est un facteur qui approxime le parcours aléatoire du monopôle à travers les n domaines de champs cohérents traversés.

En choisissant une constante de structure fine $\alpha \sim 1/137$, on peut calculer l'énergie $gB\xi$ qu'acquerrait un monopôle magnétique de charge minimale $g = \frac{1}{2e}$ en traversant diverses régions de champs magnétiques dans l'Univers. Ces énergies sont indiquées dans le tableau 4.1, tiré de [150], et sont calculées à partir de différentes caractéristiques estimées de champs magnétiques cosmiques pouvant être traversés par des monopôles magnétiques.

	B (μG)	ξ (Mpc)	$gB\xi$ (GeV)	Références
galaxies normales	3-10	10^{-2}	(de 0.3 à 1) $\times 10^{12}$	[151]
galaxies à sursaut de formation d'étoiles	de 10 à 50	10^{-3}	de 1.7 à 8×10^{11}	[152]
jets d'AGN	~ 100	de 10^{-4} à 10^{-2}	$1.7\times$ (de 10^{11} à 10^{13})	[153]
amas de galaxies	de 5 à 30	de 10^{-4} à 1	de 3×10^9 à 5×10^{14}	[154]
milieu extragalactique	de 0.1 à 1.0	de 1 à 30	de 1.7×10^{13} à 5×10^{14}	[155]

TAB. 4.1 – Tableau indiquant l'énergie $gB\xi$ que gagnerait un monopôle magnétique de charge minimale $g = \frac{1}{2e}$ en traversant diverses régions de champ magnétique B , et de longueur de cohérence ξ .

Comme nous le verrons dans le paragraphe §4.4, la détection de monopôles magnétiques

par leur passage dans l'eau ne peut se faire essentiellement que si $\beta \gtrsim 0.5$. En connaissant les ordres de grandeur auxquels peuvent être accélérés les monopoles, on peut en déduire les échelles de masses accessibles par le télescope ANTARES.

Le milieu extragalactique est attendu comme étant le spectre dominant des milieu pouvant être traversés par les monopôles magnétiques. D'après les valeurs du tableau 4.1, on s'attend à une énergie minimale gagnée de $\sim 1.7 \times 10^{13}$ GeV pour un monopôle de charge minimale et $\alpha \sim 1/137$, après qu'il ait traversé une région de champ magnétique extragalactique cohérente. Ainsi, afin qu'une charge magnétique puisse atteindre une vitesse $\beta \sim 0.5$ et donc émettre un signal suffisamment caractéristique dans l'eau, il faut que $M_{mon} \lesssim 1.5 \times 10^{13}$ GeV. Cependant ce calcul prend seulement en compte le passage d'un monopôle dans une seule région de champ cohérente. Dans le papier [150], le nombre de champs traversés est estimé de l'ordre de $n \sim H_0^{-1}/50$ Mpc ~ 100 , induisant une énergie acquise d'un ordre de grandeur supérieur, et donc une masse limite pour des monopôles relativistes de l'ordre de $M_{mon} \lesssim 10^{14}$ GeV.

4.2 Pertes d'énergie des monopôles magnétiques dans la matière

Les mesures et estimations des champs magnétiques cosmiques suggèrent que des monopôles magnétiques plus légers que $\sim 10^{14}$ GeV pourraient être accélérés à des vitesses relativistes. À grandes vitesses, la charge d'un monopôle magnétique transportant une charge de Dirac, devrait se comporter comme un ion lourd $Ze \sim 68.5e$ (considérant une constante de structure fine de $\sim \frac{1}{137}$). En raison de cette charge relativement importante, on s'attend à de larges pertes électromagnétiques d'énergie lors de la traversée dans la matière.

Dans son mouvement, le monopôle magnétique produit un champ électrique perpendiculaire à sa direction de propagation, qui interagit avec les électrons des atomes, et les noyaux du milieu traversé. Ce champ électrique va ainsi mener à l'ionisation et l'excitation des atomes environnants.

En première approximation, l'énergie perdue par un monopôle de charge magnétique g , par interaction avec les électrons des atomes, est $(g\beta/Ze)^2$ fois plus importante que celle perdue par une particule de charge Ze de même vitesse [156]. L'équivalent monopôle de la formule de Bethe-Bloch dans un milieu non-conducteur, qui décrit les pertes d'énergie par ionisation, et excitation du milieu lors du passage d'une charge électrique lourde, est donné par [157]

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e g^2 e^2}{m_e c^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \frac{1}{2} + \frac{k}{2} - \frac{\delta}{2} - B_m \right]. \quad (4.2)$$

Où N_e est la densité d'électrons, m_e est la masse de l'électron, g la charge magnétique du monopôle, I le potentiel moyen d'ionisation, δ la correction de l'effet de densité

[158], k la correction sur la “cross section” QED [159], et B_m la correction de Bloch [160].

Comme le montre la Figure 4.1, extraite de [150], qui représente les pertes d’énergies électromagnétiques par centimètre dans l’air pour un monopôle $M_{mon} \sim 10^5$ GeV, les pertes dues à l’ionisation et à l’excitation du milieu, appelées aussi pertes par collision, sont dominantes jusqu’à environ $\gamma \sim 10^4$. Pour des vitesses plus élevées, les pertes d’énergies électromagnétiques sont dominées par les productions de paires¹ e^+e^- pour $10^4 < \gamma < 10^6$, et par les interactions photonucléaires² pour $\gamma > 10^6$. La Figure 4.1 expose aussi la contribution des pertes d’énergies par rayonnement Bremsstrahlung des monopôles magnétiques, qui deviennent négligeables pour des particules beaucoup plus massives pour des vitesses plus élevées, car inversement proportionnelles à leur masse [150].

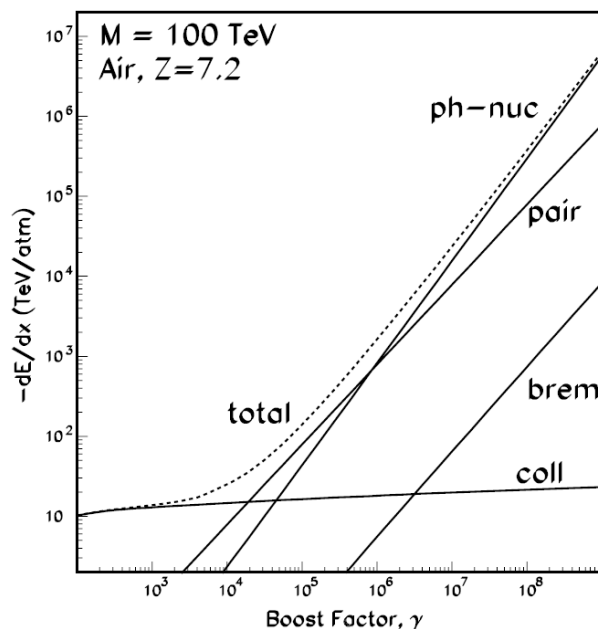


FIG. 4.1 – Pertes d’énergie électromagnétique par collisions (coll), Bremsstrahlung (brem), productions de paires (pair), et par interactions photonucléaires dans l’air pour un monopôle de masse $M_{mon} = 100$ TeV, en fonction de son facteur de “boost” γ . Les pertes par collisions, par production de paires, et par interactions photonucléaires sont quasi-indépendantes de la masse du monopôles, alors que celles par Bremsstrahlung y sont inversement proportionnelles.

¹Dans le papier [150], les pertes d’énergies par production de paires e^+e^- par des muons [161] ont été adaptées aux monopôles magnétiques.

²Les interactions photonucléaires sont décrites par l’échange virtuel d’un photon entre un monopôle et un noyau. Les pertes d’énergies des leptons dues à ces interactions [162], ont été adaptées aux monopôles magnétiques[150].

Afin de rester le plus modèle indépendant possible, la contribution des pertes d'énergie par interactions hadroniques monopôles-matière sera négligée, la structure des monopôles magnétiques étant dépendante du modèle d'unification les prédisant. L'ordre de grandeur des pertes d'énergies attendues est comparable à l'énergie perdue par production de paires e^+e^- [150].

4.3 Interaction des monopôles magnétiques dans le milieu terrestre

Le télescope ANTARES est surtout sensible à des particules ascendantes, en raison notamment de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère, produisant un bruit de fond important de muons descendants dans le détecteur. Il convient donc d'estimer l'énergie que perdrait un monopôle magnétique en traversant la Terre, afin de savoir s'il est possible de les rechercher en tant que particules ascendantes.

La Figure 4.2 montre le profil de densité de la Terre utilisé par Derkaoui et ses collaborateurs [163], pour calculer l'énergie que perdrait un monopôle en traversant la Terre. Dans ce papier, la Terre est divisée en première approximation en deux régions de quasi-même taille, le noyau composé de fer et le manteau composé de silicium.

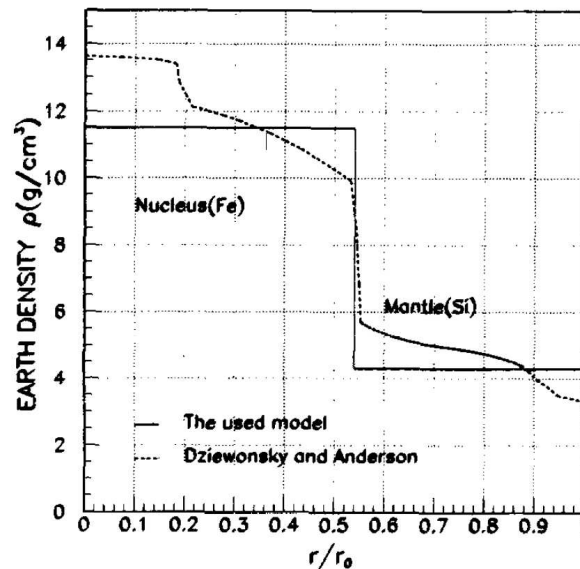


FIG. 4.2 – La ligne pointillée représente le profil de densité de la Terre d'après [164]. La ligne pleine, représente le profil simplifié, et utilisé par [163] pour calculer l'énergie que perdrait un monopôle en traversant la Terre, avec r_0 son rayon.

Comme nous l'avons vu précédemment, le passage d'un monopôle relativiste à tra-

88s monopôles magnétiques et leur signature dans un télescope à neutrinos

vers un milieu va ioniser les atomes environnants. Pour une vitesse $\beta > 10^{-1}$ et $\gamma < 100$, les pertes d'énergies électromagnétiques par un monopôle sont données par la formule 4.2.

Le Figures 4.3 montrent l'énergie, estimée par [163], que perdrait un monopôle magnétique par centimètre, pour différentes charges magnétiques, en traversant un manteau de densité 4.3 g.cm^{-3} (à gauche) et le noyau de densité 11.5 g.cm^{-3} (à droite). À partir de considérations différentes, les auteurs ont de plus calculé les pertes d'énergies que subiraient des monopôles magnétiques pour de plus faibles vitesses.

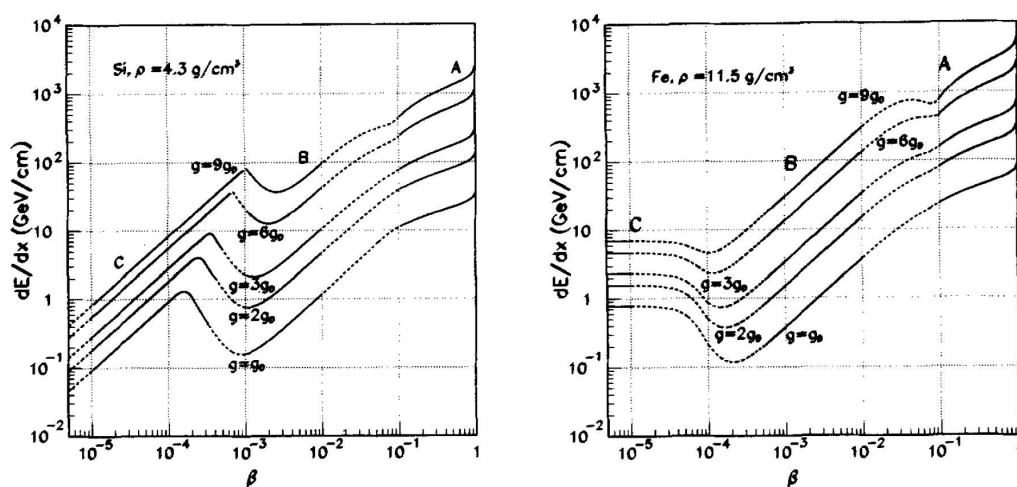


FIG. 4.3 – Pertes d'énergies de monopôles magnétiques dans le manteau terrestre (à gauche) et dans le noyau terrestre (à droite) en fonction de leurs vitesses β et de leurs charges magnétiques g . Les lignes pleines dans les régions A, B et C, correspondent aux calculs les plus fiables, tandis que les lignes pointillées correspondent aux calculs pour lesquels il y a le plus d'incertitudes [163].

On peut à présent estimer l'énergie totale perdue par un monopôle en traversant la Terre de rayon $r_0 \sim 6371 \text{ km}$, en considérant le profil de densité simplifié de [163]. Pour un monopôle de charge minimale $g = g_D$, et $0.5 < \beta < 1$, on attend une perte d'énergie $2 \times 10^{10} \text{ GeV} \lesssim E_P \lesssim 4.5 \times 10^{10} \text{ GeV}$. Or les champs magnétiques cosmiques (voir paragraphe §4.1) peuvent accélérer les charges magnétiques à des énergies de l'ordre de 10^{14} GeV . Malgré les énergies colossales qui seraient perdues lors de la traversée de la Terre, les calculs suggèrent la possibilité aux monopôles magnétiques de masse $M_{mon} < 10^{14} \text{ GeV}$ de la traverser tout en conservant des vitesses suffisamment élevées pour pouvoir émettre un signal caractéristique dans le télescope ANTARES, comme nous le verrons dans la section suivante.

4.4 Signatures des monopôles magnétiques dans l'eau

4.4.1 Émission Cherenkov directe

De même que pour les charges électriques, Tompkins [165] montra que pour des charges magnétiques, l'émission Cherenkov ne se produit pas pour une vitesse $\beta < 1/n$, avec n l'indice de réfraction de phase du milieu. Le nombre de photons émis par unité de longueur et de longueur d'onde, pour $\beta > 1/n$, de manière analogue à l'équation (1.3), s'écrit comme :

$$\frac{dN}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(\frac{ng}{e}\right)^2 \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right), \quad (4.3)$$

avec N le nombre de photons émis, λ leur longueur d'onde, et α la constante de structure fine. Pour une vitesse donnée, le rayonnement Cherenkov émis par le monopôle est un facteur $(ng/Ze)^2$ plus important que pour une particule électriquement chargée. En plus d'une intensité différente du rayonnement Cherenkov, le rayonnement est polarisé différemment pour un monopôle que pour une charge électrique.

La charge magnétique d'un monopôle peut s'exprimer comme $g = ke/(2\alpha)$, avec $k = \pm 1, \pm 2, \dots$. On peut donc réécrire l'équation comme

$$\frac{dN}{d\lambda dx} = \frac{k^2 n^2 \pi}{2\lambda^2 \alpha} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right). \quad (4.4)$$

En prenant un indice de réfraction de phase $n \sim 1.35$ pour l'eau de mer, et la constante de structure fine $\alpha \sim 1/137$, on attend ~ 8550 fois plus de photons Cherenkov émis par un monopôle de charge de Dirac ($g = g_D = e/(2\alpha)$) que par une charge électrique de même vitesse.

En considérant que n est constant dans l'intervalle ~ 300 et ~ 600 nm³, on peut représenter le graphique Figure 4.4 qui montre le nombre de photons Cherenkov directs détectables, qu'émettrait un monopôle magnétique par centimètre, comparé à une particule de charge électrique, en fonction de leur vitesse dans l'eau de mer. Les pertes d'énergies dues à l'émission Cherenkov sont de l'ordre de 3 MeV.cm^{-1} , et sont négligeables par rapport à l'énergie d'un monopôle émettant de la lumière Cherenkov.

Les monopôles magnétiques dont la vitesse est supérieure au seuil Cherenkov $\beta \sim 0.74$, émettraient une très grande quantité de lumière, qui serait détectable par ANTARES. De plus, lors du passage d'un monopôle dans l'eau de mer, cette dernière va être ionisée, entraînant une émission indirecte de lumière bien avant le seuil Cherenkov, comme expliqué dans la section suivante.

4.4.2 Émission Cherenkov indirecte

Lors de son passage dans la matière, un monopôle va ioniser le milieu environnant. Cette ionisation va entraîner la production de δ -électrons (ou δ -rays), qui vont

³Les modules optiques d'ANTARES sont sensibles à des longueurs d'onde comprises entre ~ 300 et ~ 600 nm.

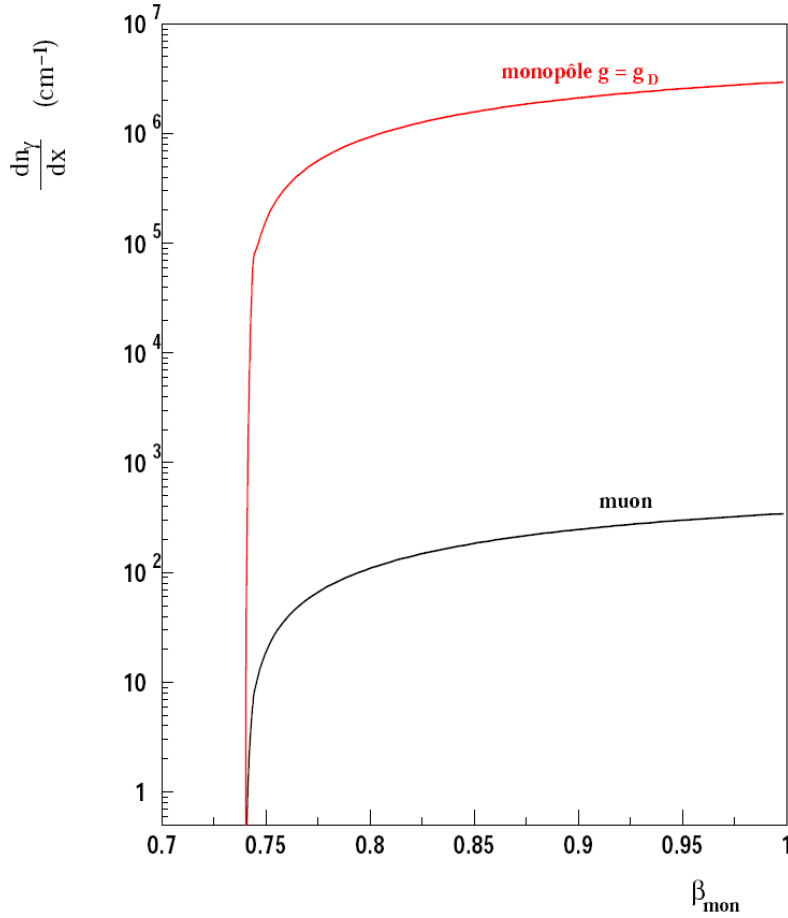


FIG. 4.4 – Nombre total de photons Cherenkov directs émis par centimètre dans des longueurs d’onde comprises entre 300 et 600 nm, par un monopôle de charge magnétique minimale $g = g_D$ (ligne rouge), et par un muon (ligne noire), en fonction de leur vitesse.

potentiellement émettre de la lumière Cherenkov si leur énergie cinétique est suffisante. Les interactions électromagnétiques d’un monopôle magnétique dans la matière peuvent être approximées à celles produites par une charge électrique par la substitution $Z \rightarrow g\beta/e$ [166]. Ainsi la distribution de δ -rays qui sont produits par un monopôle magnétique peut être déduite de ceux produits par une charge électrique [167].

Production de δ -rays dans l’eau de mer

La distribution des δ -rays produits par un monopôle par unité de longueur dx et

d'énergie dT_e est donnée par [168]

$$\frac{d^2 N_e}{dT_e dx} = \frac{2\pi N g^2 e^2}{m_e c^2} \frac{F(T_e)}{T_e^2}, \quad (4.5)$$

où T_e est l'énergie cinétique des électrons. L'expression est valable pour $T_e \gg I$, avec I l'énergie d'ionisation moyenne. Afin d'émettre de la lumière Cherenkov dans un milieu d'indice 1.35, un électron doit avoir une énergie d'au moins $T_0 = 0,2487 \text{ MeV}^4$. Comme $I(H_2O) \sim 0.75 \text{ eV}$, l'équation (4.5) peut être utilisée pour déterminer le nombre de δ -électrons produisant de la lumière Cherenkov. Le facteur $F(T_e)$, quant à lui, est dépendant du spin du monopôle. Cependant, tant que T_e est petit devant l'énergie cinétique et la masse du monopôle, la production de δ -ray est indépendante de son spin, et $F(T_e)$ s'exprime [168]

$$F(T_e) = (1 - \beta^2 \frac{T_e}{T_{max}}), \quad (4.6)$$

où $T_{max} = 0.69T_m$ est l'énergie maximale qui peut être transférée à un électron dans une collision avec un monopôle. Elle est fonction de la limite cinétique du transfert d'énergie, qui tend vers $T_m \sim 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ pour $M_{mon} \gg m_e$ [168]. Le facteur 0.69 prend en compte la correction du paramètre d'impact [169].

L'équation (4.5) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 N_e}{dT_e dx} &= \frac{2\pi N g^2 e^2}{m_e c^2} \left[\frac{1}{T_e^2} - \frac{\beta^2}{T_e T_{max}} \right] \\ &\simeq 400.1 \left[\frac{1 - \beta^2 \frac{T_e}{T_{max}}}{T_e^2} \right] \text{MeV.cm}^{-1}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

En intégrant cette équation entre T_0 et T_{max} , on peut déterminer le nombre de δ -électrons produits par unité de longueur par un monopôle de vitesse β

$$\begin{aligned} \frac{dN_e}{dx} &= \int_{T_0}^{T_{max}} 400.1 \left[\frac{1 - \beta^2 \frac{T_e}{T_{max}}}{T_e^2} \right] dT_e \\ &= \frac{400.1}{T_0} \left[1 - \frac{T_0}{T_{max}} + \beta_{mon}^2 \frac{T_0}{T_{max}} \ln\left(\frac{T_0}{T_{max}}\right) \right] \text{cm}^{-1}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

La Figure 4.5 montre le nombre de δ -électrons, ayant une énergie cinétique supérieure à $T_0 = 0.2487 \text{ MeV}$, produits par centimètre en fonction de la vitesse du monopôle. Au seuil $\beta \simeq 0,51$ ⁵, ce nombre est de zéro, et il augmente jusqu'à environ $1,7.10^3 \text{ cm}^{-1}$ pour $\beta = 1$ ($\gamma \rightarrow \infty$).

⁴L'énergie d'un électron dans son référentiel propre est $E_0 = mc^2 = 511 \text{ keV}$, celle dans son référentiel impropre s'exprime comme $E_T = \gamma mc^2$, la différence $E_T - E_0$ donne $T_0 = 0.2487 \text{ MeV}$ pour $\beta \sim 0.74$, la vitesse nécessaire à une particule pour émettre de la lumière Cherenkov dans un milieu d'indice 1.35.

⁵Cette valeur se retrouve facilement à partir du seuil en énergie qui est donné par $T_0 = 0.69 \times 2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2$.

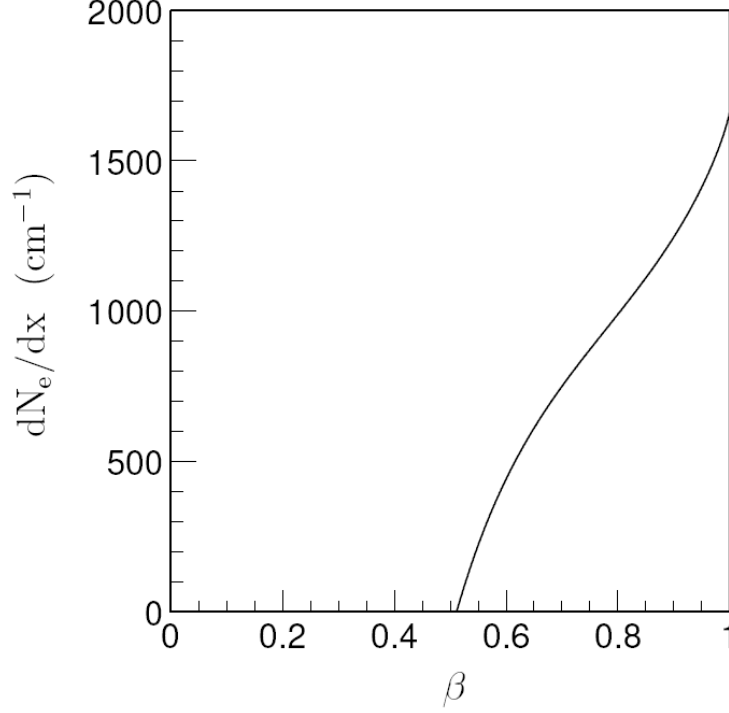


FIG. 4.5 – Nombre de δ -électrons, ayant une énergie cinétique supérieure à $T_0 = 0.2487$ MeV, produits par unité de longueur en fonction de la vitesse du monopôle, tiré de [170].

Émission Cherenkov des δ -rays

Le nombre de photons Cherenkov, ayant une longueur d'onde comprise entre 300 et 600 nm, émis par unité de longueur par un électron s'écrit

$$\frac{dN_\gamma}{dx_e} \simeq 764 \left(1 - \frac{1}{\beta_e^2 n^2}\right) cm^{-1}, \quad (4.9)$$

où β_e est la vitesse du δ -ray. Avant de pouvoir calculer le nombre total de photons Cherenkov N_γ émis par un δ -électron avec une énergie cinétique initiale T_e , il est nécessaire de connaître les pertes d'énergies par ionisation d'un électron dans l'eau. On peut les calculer via la formule de Seltzer et Berger [171], valable pour des énergies cinétiques inférieures à 10 MeV :

$$\frac{dE_e}{dx_e} = \frac{2\pi N e^4}{m_e c^2 \beta_e^2} \left(B(T_e) - 2 \ln\left(\frac{I}{m_e c^2}\right) - \delta \right), \quad (4.10)$$

où T est l'énergie cinétique du δ -électron, et δ est la correction des effets de densité dus aux pertes d'énergie par ionisation. Le facteur $B(T_e)$ ne dépend que de l'énergie cinétique :

$$B(T_e) = \ln\left(\frac{\tau^2(\tau + 2)}{2}\right) + \frac{1 + \frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1)\ln 2}{(\tau + 1)^2}, \quad (4.11)$$

avec $\tau = \frac{T_e}{m_e c^2}$.

On obtient donc le nombre total de photons Cherenkov émis par un δ -ray d'énergie cinétique T_e :

$$N_\gamma = \int_{T_0}^{T_e} \frac{dN_\gamma}{dx_e} \left(\frac{dE_e}{dx_e}\right)^{-1} dE_e. \quad (4.12)$$

Ainsi le nombre total de photons Cherenkov n_γ émis par tous les δ -rays qui sont produits par unité de longueur, par le passage d'un monopôle, peut être déterminé par :

$$\frac{dn_\gamma}{dx} = \int_{T_0}^{T_{max}} \frac{d^2 N_e}{dT_e dx} \int_{T_0}^{T_e} \frac{dN_\gamma}{dx_e} \left(\frac{dE_e}{dx_e}\right)^{-1} dE_e dT_e. \quad (4.13)$$

Ceci est illustré sur la Figure 4.6. En comparaison avec la lumière émise par un muon, on observe qu'un monopôle magnétique ayant une vitesse inférieure au seuil Cherenkov, pourrait être détectable par ANTARES jusqu'à des vitesses de l'ordre de $\beta \sim 0.55$, étant donné la grande quantité de lumière émise par les δ -électrons.

4.4.3 Mécanisme de Callan-Rubakov

Comme cela a été montré par Callan et Rubakov [172] au début des années 80, les monopôles magnétiques de certains modèles GUT catalyseraient la désintégration des nucléons. Ce processus requiert une faible vitesse pour les monopôles magnétiques de l'ordre de $\beta \lesssim 10^{-3}$. Une estimation sur la section efficace de catalyse σ_{cat} prend la forme :

$$\sigma_{cat} = \frac{\sigma_0}{\beta_{mon}},$$

où σ_0 est de l'ordre des sections efficaces pour les interactions fortes ($\sim 10^{-28} \text{ cm}^2$). Lors d'une catalyse, l'énergie libérée est distribuée entre les différents produits de la désintégration du proton, qui vont émettre de la lumière Cherenkov. Si le taux de désintégration des nucléons est assez élevé le long de la trajectoire du monopôle, le taux de comptage des photons Cherenkov pourrait dépasser celui du bruit de fond. Cependant, dans la suite de la thèse nous ne nous focaliserons que sur la détection de monopôles magnétiques par leur émission Cherenkov directe et indirecte, afin de rester le plus modèle indépendant possible. En effet, il a été montré qu'il est possible de construire des modèles d'unification prédisant l'existence de monopôles magnétiques, et excluant les processus de catalyse de désintégrations des nucléons [124, 125, 107, 108].

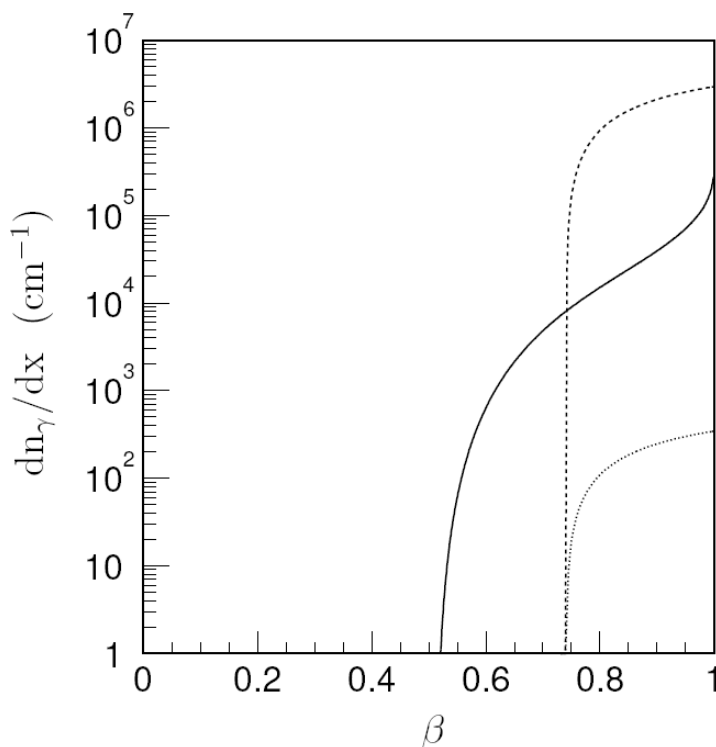


FIG. 4.6 – Nombre total de photons Cherenkov émis par tous les δ -rays (ligne pleine), produits par centimètre par le passage d’un monopôle dans l’eau de mer, en fonction de sa vitesse β , comparé à son émission directe Cherenkov (tirés), et à celle produite par la traversée d’un muon (pointillés) [170].

4.5 Simulation des monopôles magnétiques

Le programme de simulation monopôle utilisé a été développé par Bram van Rens [173] durant sa thèse. Il est adapté du programme Monte Carlo GEASIM [192], outil basé sur GEANT3 [174], qui simule le signal émis par le passage d’un monopôle, de charge $g = g_D = 68.5e$, par émission Cherenkov directe et indirecte, ainsi que la réponse du détecteur.

Les monopôles sont tout d’abord générés sphériquement avec des trajectoires rectilignes isotropes, et sont propagés jusqu’à la surface d’un volume cylindrique entourant le télescope, appelé “*canette*”, ou “*CAN*”. Une fois dans la *canette*, le passage des événements est simulé en détail, avec notamment la propagation des photons Cherenkov jusqu’aux OMs. Lorsque les photons atteignent le détecteur, la réponse des photomultiplicateurs est simulée.

Pour un muon, la *canette* est généralement de quelques longueurs d’absorption plus

large que le détecteur (illustrée Figure 4.7), et doit être augmentée pour des monopôles, afin de tenir compte du très grand nombre de photons émis. Nous montrerons dans la suite comment nous avons défini sa taille.

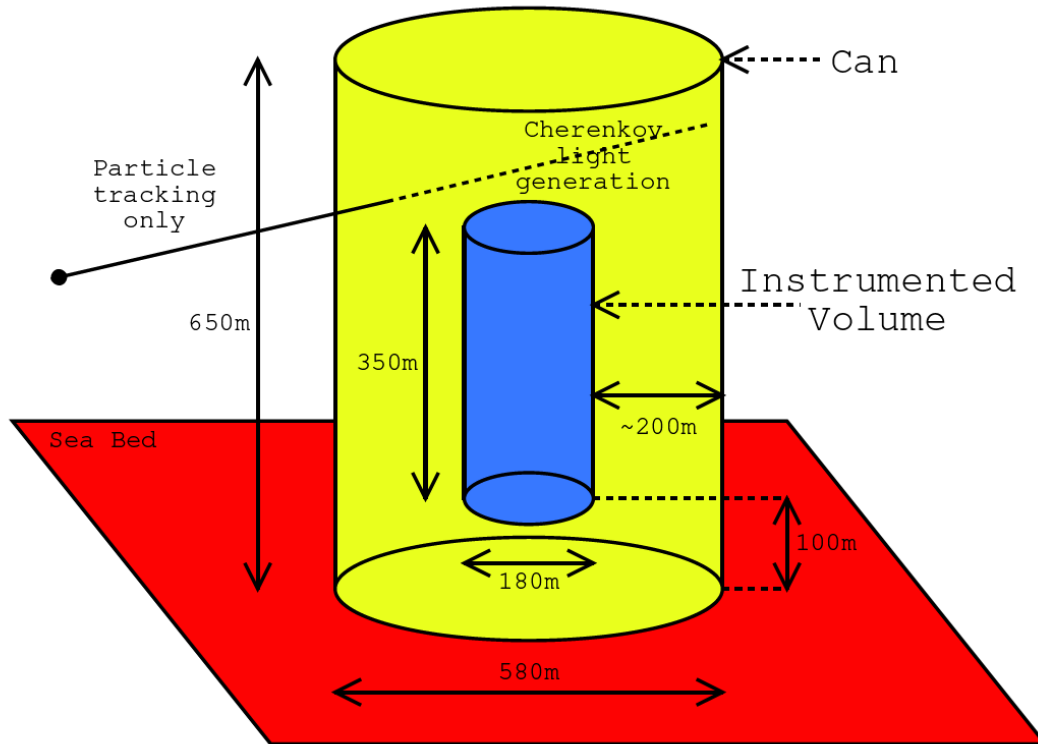


FIG. 4.7 – Schéma de la *canette* (can) utilisée dans les simulations. Ici, son rayon correspond à celui employé pour la simulation de muons ou neutrinos atmosphériques.

Le nombre de photons Cherenkov émis par le monopôle, ainsi que leur distribution uniforme suivant l'angle $\cos(\theta) = 1/\beta n$ par rapport à la trajectoire de la particule, avec $n \sim 1.35$ l'indice de réfraction de l'eau de mer, sont calculés par le programme, et seuls les photons de longueurs d'onde comprises entre 300 et 600 nm sont considérés, en accord avec le domaine de sensibilité des photomultiplicateurs. L'intensité lumineuse I en fonction de la longueur parcourue L par les photons et de la longueur d'atténuation λ_{att} ,

$$I(L) \propto \frac{e^{-L/\lambda_{att}}}{L}$$

est de plus prise en compte dans la simulation.

Des monopôles magnétiques et leur signature dans un télescope à neutrinos

Afin de simuler les photons émis par les δ -rays produits par le passage d'un monopôle, il est nécessaire de connaître leur dispersion angulaire. Cette dernière est calculée numériquement [175] à partir de l'angle du photon par rapport à la direction du monopôle

$$\cos(\theta_{mon}^\gamma) = -\sin(\theta_{mon}^e)\sin(\theta_e^\gamma)\sin(\phi_e^\gamma) + \cos(\theta_{mon}^e)\cos(\theta_e^\gamma), \quad (4.14)$$

avec ϕ_e^γ pris uniformément entre 0 et 2π , θ_e^γ l'angle d'émission entre les δ -rays et les photons tel que

$$\cos(\theta_e^\gamma) = 1/(\beta_e n), \quad (4.15)$$

où β_e est la vitesse du δ -ray, et où θ_{mon}^e est l'angle de production des δ -rays par rapport à la direction du monopôle tel que

$$\cos(\theta_{mon}^e) = \frac{1}{\beta_{mon}} \sqrt{\frac{T_e}{T_e + 2m_e c^2}}, \quad (4.16)$$

avec T_e l'énergie cinétique du δ -ray, et m_e sa masse.

De plus, la distribution de l'angle correspondant à la multiple diffusion des électrons dans l'eau est approximée par une gaussienne de déviation standard [176]

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{E_e \beta_e} \sqrt{\frac{x_e}{X_0}} (1 + 0.038 \ln \frac{x_e}{X_0}), \quad (4.17)$$

avec E_e l'énergie du δ -ray, x_e sa distance traversée, et X_0 la longueur de radiation de l'eau de 36.1 cm [177]. La figure 4.8 montre les dispersions angulaires par rapport à la trajectoire du monopôle obtenues, calculées pour différentes vitesses.

Finalement, dix distributions ont été calculées dans l'intervalle $0.55 < \beta_{mon} < 0.995$, puis implémentées dans la simulation, avec l'utilisation d'une interpolation logarithmique afin de déterminer l'émission Cherenkov pour des distributions non disponibles. De même que pour l'émission Cherenkov directe, l'intensité lumineuse I en fonction de la distance parcourue par les photons L est prise en compte, et en raison de la nature quasi-isotrope des photons (c.f. Figure 4.8), elle est exprimée comme [170]

$$I(L) \propto \frac{1}{L^2} e^{-L/\lambda_{att}}. \quad (4.18)$$

Pour des muons, la *canette*, qui entoure le volume du détecteur et à partir duquel le passage des particules est simulé en détail, s'étend typiquement sur un rayon de quelques longueurs d'absorption de plus que le volume instrumenté ($\sim 2.5\lambda_{abs}$ avec $\lambda_{abs} \sim 55$ m), afin d'inclure la lumière produite à l'extérieur du détecteur. Dans le cas des monopôles, la *canette* a besoin d'être élargie en raison de leur rayonnement Cherenkov très intense. Le rayon de la *canette* a été optimisée telle que la position de génération de la trace la plus éloignée du centre, pour laquelle l'angle zenithal est plus petit que 10° , et pour

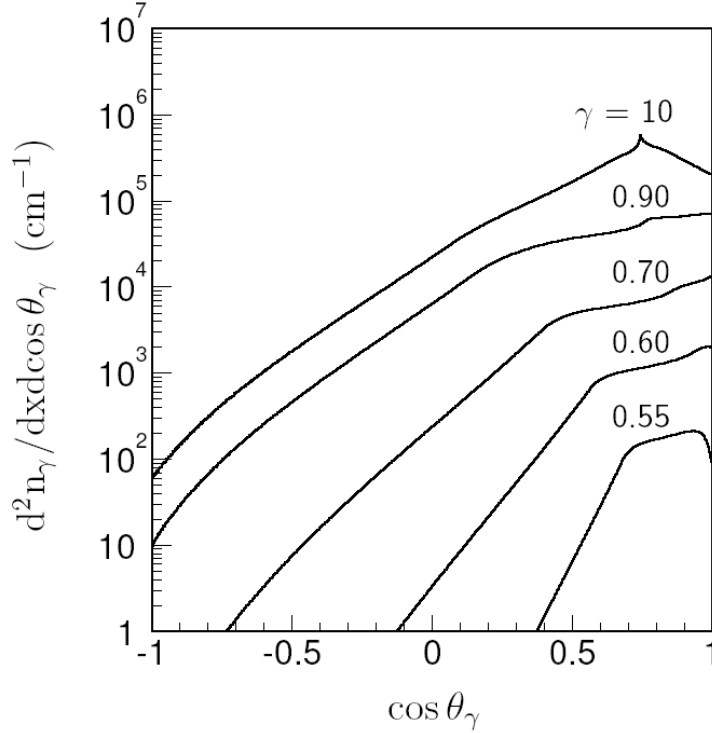


FIG. 4.8 – Distributions angulaires des photons Cherenkov émis par les δ -électrons, avec la prise en compte des multiples diffusions des électrons dans l'eau, pour différentes vitesses de monopôles magnétiques.

laquelle au moins un hit a été détecté par les OMs, corresponde au rayon minimum du volume cylindrique de génération. La Figure 4.9 montre la distribution des positions (en mètre) de génération des traces par rapport au centre de la base du détecteur, ayant un angle zénithal plus petit que 10° , et ayant produit au moins un hit dans le détecteur, pour des monopôles de vitesse $0.975 \leq \beta \leq 0.995$. La position de la trace la plus éloignée fournit ainsi la taille minimum du rayon de la *canette*. Cette position a été définie comme 12 fois la longueur d'atténuation ($\sim 40m$) de la lumière dans l'eau.

Finalement, la dernière étape consiste à simuler le bruit de fond environnant⁶, la réponse de l'électronique, ainsi que le système de déclenchement utilisé *in situ*.

⁶Le bruit de fond environnant est soit modélisé par un bruit de fond "plat", soit par un bruit de fond plus représentatif de la réalité, extrait de données réelles.

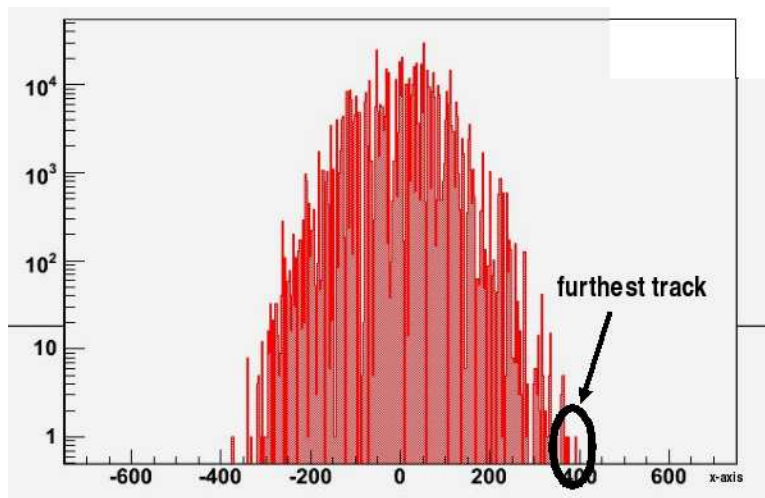


FIG. 4.9 – Distribution du nombre de monopôles magnétiques montants de vitesse $\beta \simeq 0.99$, pour lesquels l'angle zénithal est plus petit que 10° , et pour lesquels au moins 1 hit a été détecté par les photomultiplicateurs, en fonction de la distance au centre de la base du détecteur, à laquelle ils ont été générés.

4.6 Comparaison des systèmes de déclenchement

Une phase primordiale, avant de commencer toute analyse, est de connaître l'efficacité des systèmes de déclenchement (*trigger*) de notre détecteur au passage des particules recherchées.

Une étude a ainsi été menée pour évaluer l'efficacité des déclencheurs d'ANTARES, implémentés ou non, et exploitant différentes logiques. Afin de décrire les déclencheurs existants, il est nécessaire d'introduire les différentes notations, communément utilisées dans l'expérience. À l'étape du *trigger*, seuls les hits ayant passé un seuil de 0.3 photo-électrons (pe) sont considérés. Ensuite on distingue deux types de *clusters* :

- Les L1 qui correspondent soit à un hit de large amplitude (généralement défini à 3 pe), soit à une coïncidence d'au moins deux hits sur un même étage dans une fenêtre en temps de 20 ns. Cette fenêtre en temps de 20 ns permet de s'accomoder de la distance entre les modules optiques, des incertitudes sur la calibration en temps, et de la possible lumière diffusée.
- Les *clusters* T3, qui sont définis par la coïncidence de deux L1 sur deux étages parmi trois adjacents, dans une fenêtre de 100 ns, ou 200 ns, suivant la distance des L1 en coïncidences. Une fenêtre en temps de 100 ns correspond au temps que met un photon voyageant d'un étage à un autre, à une vitesse $\beta = 1/n_g \sim 0.72$, avec n_g l'indice de réfraction de groupe de l'eau de mer, auquel 30 ns ont été ajoutées.

Les différents déclencheurs étudiés sont :

- Le *trigger* **3N** : Ce déclencheur est optimisé pour la traversée de muons dans le détecteur, et était déjà implémenté dans l’acquisition. Il recherche tout d’abord les *clusters* L1, puis ne conserve que ceux qui vérifient deux à deux la relation de causalité $|\Delta_t| \leq \frac{n_g}{c}d$, où Δ_t est la différence en temps entre deux L1, et d la distance entre les deux étages. Ensuite, un scan est pratiqué sur ~ 200 directions prédéfinies, et par de simples considérations géométriques et temporelles, seuls les L1 reliés causalement dans l’une des directions sont gardés. Enfin, si au moins 5 L1 sont restants, l’événement est gardé, et tous les hits présents dans une fenêtre en temps correspondant au *snapshot*⁷ autour des *clusters* sont enregistrés.
- Le *trigger* **3S** : Ce déclencheur a été spécialement créé afin d’améliorer l’efficacité de déclenchement pour des monopôles magnétiques ayant des vitesses inférieures au seuil Cherenkov [170]. Il est basé sur le même algorithme que le *trigger* 3N, mais suppose en premier lieu que la différence en temps maximale entre deux L1 corrélés est déterminée par la vitesse minimale du monopôle, tel que $|\Delta_t| \leq \frac{d}{\beta_{min}c} + \frac{L}{c}(\frac{1}{\beta_{min}} - n_g)$, où $\beta_{min} \sim 0.5$ est la vitesse minimale à laquelle un monopôle peut émettre de la lumière. Le deuxième terme est relié à l’émission de photons le long de la trajectoire du monopôle, avec L la distance longitudinale entre un photomultiplicateur et le point d’émission des photons, posée à une valeur de 24 m. Cette valeur est obtenue à partir de l’intensité I de la lumière émise par les δ -électrons qui décroît avec la distance L parcourue (*c.f.* 4.5). Ensuite, un scan est pratiqué suivant différentes directions, et seuls les L1 reliés causalement sont gardés (se référer à la thèse [170] pour plus d’informations). Enfin, si au moins 7 L1 sont restants, l’événement est gardé, et tous les hits présents dans une fenêtre de $\sim 4 \mu\text{s}$ avant et après, respectivement le premier et le dernier hit, sont enregistrés⁸.
- Les *trigger* **1T3** et **2T3** : Ces déclencheurs, moins contraignants, sont basés sur le *cluster* T3, et demande respectivement au moins 1 ou 2 *clusters* T3 dans une fenêtre en temps de $2.2 \mu\text{s}$. De nouveau, une fois cette condition remplie, tous les hits présents dans une fenêtre en temps de $2.2 \mu\text{s}$ avant et après, respectivement le premier et le dernier hit, sont enregistrés.

Les *triggers* de type T3 étant les moins contraignants, on s’attend à ce qu’ils soient les plus efficaces. La Figure 4.10 montre l’efficacité de déclenchement des différents déclencheurs en fonction de la vitesse des monopôles magnétiques⁹. L’efficacité est définie comme le nombre d’événements *triggés* divisé par le nombre d’événements

⁷Tous les hits présents $2.2 \mu\text{s}$ avant le premier hit *triggé*, et $2.2 \mu\text{s}$ après le dernier hit *triggé* sont enregistrés, et le temps total est appelé communément *snapshot*. Le temps de $2.2 \mu\text{s}$ correspond au temps maximal de traversée d’un muon d’un bout à l’autre du détecteur, et est calculé à partir de la hauteur d’une ligne ~ 450 m, à laquelle sont ajoutées 5 longueurs d’absorption ($\sim 40\text{m}$) de la lumière dans l’eau ~ 200 m.

⁸Il faut environ $4 \mu\text{s}$ à un monopôle de vitesse $\beta \sim 0.5$ pour traverser le détecteur.

⁹Pour effectuer cette étude, les monopôles magnétiques ont été simulés montants dans 18 domaines de vitesses différents.

générés ayant produit au moins 6 hits dans le détecteur. Les déclencheurs **1T3** et **2T3** sont effectivement les plus efficaces sur tout le domaine de vitesse étudié, et se distinguent notamment dans la région $\beta \sim [0.55, 0.65]$.

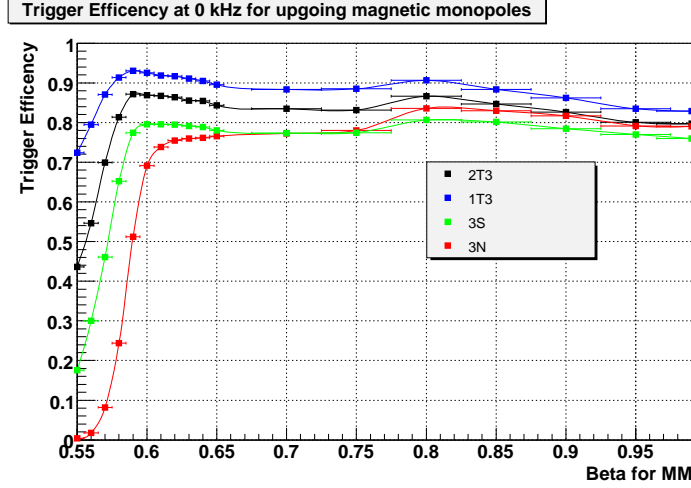


FIG. 4.10 – Efficacité de déclenchement aux monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse, pour les trigger 3N (en rouge), 3S (en vert), 2T3 (en noir) et 1T3 (en bleu).

Le *trigger* 1T3 étant trop lâche sur les critères requis, ce dernier n’a pas été implémenté, et seul le *trigger* 2T3 a été choisi comme déclencheur complémentaire au *trigger* 3N, augmentant ainsi l’efficacité de déclenchement, notamment pour des monopôles magnétiques dont la vitesse est inférieure au seuil Cherenkov $\beta \sim 0.74$. L’idée d’implémenter le déclencheur 3S a, quant à elle, était abandonnée pour le moment.

4.7 Conclusion

Cette section avance des arguments quant à une possible détection des monopôles magnétiques par le télescope ANTARES. D’après [150, 163], les monopôles magnétiques dont la masse n’excéderait pas 10^{14} GeV pourraient être accélérés à des énergies suffisamment élevées pour leur permettre de traverser la Terre, et émettre un signal caractéristique dans le détecteur. Ce signal détectable se compose de deux composantes principales. On distingue l’émission Cherenkov directe produite par des monopôles magnétiques de vitesse $\beta \gtrsim 0.74$, supérieure au seuil Cherenkov. Pour un monopôle de charge magnétique minimale, ce signal est attendu comme étant ~ 8500 fois plus lumineux que celui émis par un muon de même vitesse dans l’eau de mer. La deuxième composante correspond à l’émission Cherenkov indirecte produite par les δ -électrons créés par le passage d’un monopôle de vitesse $\beta \gtrsim 0.51$ dans l’eau. Le nombre de photons émis s’avère conséquent, avec cependant une très grande dispersion angulaire, en comparaison avec l’émission Cherenkov directe focalisée.

Chapitre 5

Recherche de monopôles magnétiques au dessus du seuil Cherenkov

Nous avons pu voir, dans la section précédente, que les monopôles magnétiques dont la vitesse est supérieure au seuil Cherenkov $\beta \gtrsim 0.74$, vont émettre ~ 8500 fois plus de photons qu'un muon de même vitesse dans l'eau de mer. En dessous de ce seuil, le nombre de photons émis indirectement par les δ -électrons serait aussi conséquent, avec cependant une dispersion angulaire beaucoup plus importante. Une première approche pour la recherche de monopôle magnétique, et qui est le coeur de ce chapitre, consiste à utiliser les algorithmes de reconstruction de trace existants. Cependant, ces derniers ayant été conçus pour reconstruire la trace de particules chargées voyageant à la vitesse de la lumière c , il est attendu que leur efficacité¹ diminue lorsque la vitesse des particules incidentes s'éloigne de c . En dessous du seuil Cherenkov, cette efficacité sera encore amoindrie, en raison notamment de la grande dispersion angulaire de la lumière émise par les δ -électrons.

Dans ce chapitre sera présentée une analyse consistant à rechercher des monopôles magnétiques ayant des vitesses supérieures au seuil Cherenkov, en utilisant les algorithmes de reconstruction existants. Le chapitre suivant présentera la modification de l'un des algorithmes de reconstruction existants, qui a consisté à implémenter la vitesse des particules incidentes en tant que paramètre libre, et à utiliser la lumière indirecte issue des δ -électrons, afin de reconstruire les monopôles magnétiques en-dessous du seuil Cherenkov. Suivant les résultats obtenus sur la sensibilité des analyses au flux de monopôles magnétiques, l'une, l'autre, ou la combinaison des sensibilités en fonction de la vitesse des monopôles sera décidée.

¹Dans ce cas, l'efficacité va notamment correspondre au facteur de qualité de la reconstruction.

5.1 Stratégie d'analyse

5.1.1 Principe de l'analyse à l'aveugle pour un flux diffus

Sur ANTARES, la politique d'analyse de données est basée sur "l'analyse à l'aveugle". On entend par "analyse à l'aveugle", le fait de développer une analyse complète non biaisée, et basée sur les simulations MonteCarlo du signal et des bruits de fond. Cependant, il est nécessaire d'exploiter les données prises avec ANTARES, afin de tester l'accord entre les simulations et les données réelles. Différentes stratégies sont utilisées suivant les objectifs de l'analyse. Pour la recherche de sources ponctuelles, par exemple, toutes les données sont utilisées pour effectuer les comparaisons données réelles/simulées, et seule l'information sur la direction reconstruite réelle des particules incidentes est faussée, par l'application d'une rotation virtuelle de la position du détecteur.

Dans le cas d'un flux diffus, comme les monopôles magnétiques, la stratégie est toute autre. Dans ce cas, l'information sur la direction incidente des particules n'est plus l'élément central de l'analyse, et l'utilisation de toute les données réelles afin d'effectuer des comparaisons est exclue. L'idée est donc d'utiliser un lot de $\sim 15\%$ de données réelles enregistrées, afin d'effectuer les comparaisons avec les simulations MonteCarlo, puis de considérer seulement les $\sim 85\%$ restants pour une possible limite, ou découverte. Ce principe d'analyse en aveugle a, par exemple, déjà été utilisé par la collaboration AMANDA pour la recherche de particules exotiques [178].

L'analyse présentée dans ce chapitre concerne la période du détecteur complet à 12 lignes en 2008, l'une des configurations de prises de données du détecteur ANTARES en 2008, comme vu au §1.5.1.

5.1.2 Stratégie

Le principe de la stratégie d'analyse générale peut être synthétisé en 4 étapes :

- Définir les variables discriminantes qui pourront discriminer les muons et neutrinos atmosphériques des monopôles.
- Effectuer des comparaisons entre les données réelles (échantillon de 15 %) et les données simulées, afin de vérifier l'accord pour diverses distributions, et de valider l'analyse effectuée avec les simulations.
- Optimiser les coupures sur les variables discriminantes, afin d'obtenir la meilleure sensibilité pour la recherche de monopôles magnétiques. Cette étape sera basée sur la méthode de minimisation du facteur de réjection.
- Appliquer les coupures définies précédemment sur les 85% des données restantes, afin d'obtenir une limite ou de proclamer une découverte. Cette étape ne sera appliquée qu'après l'accord de la collaboration ANTARES.

Les analyses présentées ci-après utilisent les deux algorithmes servant usuellement à reconstruire la trace de muons traversant le détecteur sur ANTARES. Ces stratégies de reconstruction sont optimisées pour des particules voyageant à la vitesse de la lumière,

et émettant un cône de lumière Cherenkov d'angle $\theta = \arccos(1/n_\Phi) \sim 42^\circ$, avec $n_\Phi \sim 1.35$ l'indice de réfraction de phase de l'eau de mer. Elles seront donc plus efficaces pour la recherche de monopôles magnétiques dont la vitesse se rapproche de celle de la lumière.

Les deux algorithmes de reconstruction sont désignés comme la stratégie de Aart [179], et la stratégie de BBfit [180]. La stratégie de Aart est basée sur une maximisation de vraisemblance. Elle est sensible aux informations relatives à l'alignement des lignes et à l'orientation des modules optiques, et offre une résolution angulaire de l'ordre de 0.3° sur la direction des neutrinos montants, dont l'énergie est supérieure à ~ 10 TeV (12 lignes). Le facteur de qualité de sa reconstruction est cependant fortement dépendant du bruit de fond environnant. BBfit, quant à lui, offre une résolution angulaire plus faible, de l'ordre de 1 à 2° pour ces mêmes énergies. Il a l'avantage de pouvoir être utilisé on-line, grâce à sa rapidité, et de ne pas être sensible aux informations de positionnement. Il présente en outre une stabilité remarquable vis à vis du bruit de fond environnant.

Quelque soit la stratégie de reconstruction adoptée, Aart ou BBfit, le principe de l'analyse est basée sur la méthode du facteur de réjection décrit ci-après.

5.1.3 Modèle du facteur de réjection

MRF

Dans cette partie, la question de comment effectuer une optimisation sur la sélection finale des événements, de manière à obtenir la meilleure sensibilité, est discutée.

Afin d'effectuer une optimisation pour obtenir la meilleure sensibilité, *i.e.* poser la meilleure limite si aucun signal n'est présent, le modèle du facteur de réjection [181] a été largement utilisé dans les détecteurs à neutrinos de haute énergie (AMANDA, IceCube, ANTARES). La méthode est seulement basée sur les valeurs attendues de bruit de fond et de signal, provenant de simulations MonteCarlo, et aucun biais n'est introduit en regardant les données réelles.

Nous allons tout d'abord présenter le calcul exact d'une limite supérieure. Après avoir effectué une analyse complète, nous disposons d'un bruit de fond attendu n_b , d'un nombre d'événements observés n_{obs} dans les données réelles, et d'une surface effective pour les monopôles magnétiques S_{eff} . Cette surface effective est définie comme

$$S_{eff} = \frac{n_{MM}}{\Phi_{MM}}, \quad (5.1)$$

avec Φ_{MM} le flux de monopôles simulé, et n_{MM} le nombre d'événements monopôles restants. Nous choisissons par convention un intervalle de confiance μ_{90} de 90%. Ce dernier est fonction du nombre d'événements observés et du bruit de fond attendu tel que

$$\mu_{90}(n_{obs}, n_b), \quad (5.2)$$

et se rapporte aux tables obtenues dans l'approche unifiée de Feldman-Cousins [182]. Par exemple, pour 4 événements observés, et 2 événements de bruit de fond attendus,

l'intervalle de confiance sera $\mu_{90} = [0.0, 6.60]$, avec 6.60 la limite supérieure, qui sera appelée pour plus de simplicité μ_{90} .

Ainsi en connaissant le nombre d'événements détectés n_{obs} , le nombre d'événements de bruit de fond attendus n_b dans un temps donné T , et la surface effective aux monopôles magnétiques S_{eff} , on peut calculer la limite supérieure $\Phi_{90\%}$ [183] sur le flux de monopôles, qui s'exprime comme

$$\Phi_{90\%}(cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}) = \frac{\mu_{90}(n_{obs}, n_b)}{S_{eff}(cm^2.sr) \times T(s)}. \quad (5.3)$$

Cependant, la limite supérieure sur le flux est dépendante du nombre d'événements observés n_{obs} , qui n'est pas connu lors de l'optimisation des coupures, afin de ne pas biaiser l'analyse. Par conséquent, l'optimisation des coupures se fait à partir d'un concept de "limite supérieure moyenne", que nous appellerons sensibilité [182], et qui est la somme des limites supérieures attendues, pondérées par leur probabilité d'occurrence poissonnien, telle que

$$\bar{\mu}_{90}(n_b) = \sum_{n_{obs}=1}^{\infty} \mu_{90}(n_{obs}, n_b) \frac{n_b^{n_{obs}}}{n_{obs}!} e^{-n_b}. \quad (5.4)$$

Dans ce chapitre, les coupures des analyses présentées seront optimisées de manière à minimiser le facteur de réjection, qui est le rapport $\frac{\bar{\mu}_{90}(n_b)}{n_{MM}}$, et qui équivaut à minimiser la limite supérieure moyenne $S_{90\%}$ (sensibilité) sur le flux de monopôles magnétiques, à 90% de niveau de confiance, qui s'écrit :

$$S_{90\%}(cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}) = \frac{\bar{\mu}_{90}(n_b)}{S_{eff}(cm^2.sr) \times T(s)} \quad (5.5)$$

MDP

Cependant, dans les analyses présentées, une autre méthode aurait pu être utilisée. Elle consiste à optimiser les coupures dans le but de maximiser les chances de clamer une découverte [184, 185] plutôt que de chercher à poser la meilleure limite supérieure. Cette méthode est utilisée dans le chapitre §6, qui détaille l'analyse développée pour la recherche de monopôles magnétiques en-dessous du seuil Cherenkov.

En effet, il est possible de clamer une découverte si la "*p-value*" $P(\geq n_{obs} | n_b)$, c'est à dire la probabilité d'observer plus de n_{obs} événements sachant n_b , est inférieure à l'aire α des queues d'une gaussienne, à 5σ , de 5.73×10^{-7} . On peut alors calculer le nombre critique d'événements n_{crit} minimum nécessaire pour obtenir une "*p-value*" plus petite que α , qui par exemple sera de 13 pour 2 événements de bruit de fond attendus. De plus, si un signal monopôles avec un taux n_{MM} est aussi présent, la probabilité $1 - \beta$ que l'on observe plus de n_{crit} événements est donnée par $P(\geq n_{crit} | n_{MM} + n_b) = 1 - \beta$. On définit alors le plus "petit signal détectable" [184] n_{lds} comme la valeur de n_{MM}

pour laquelle l'égalité est satisfaite dans une fraction $1 - \beta$ des expériences. Ainsi par exemple pour $n_{crit} = 13$, $n_{lds} + n_b$ sera égale à 17.8 avec une puissance $1 - \beta$ de 90%, et n_{lds} sera donc égale à un taux de 15.8 événements. Ce nombre correspond alors à un taux de signal minimum pour que dans 90% des expériences, le nombre d'événements observés soit supérieur au nombre critique n_{crit} , nécessaire pour clamer une découverte à 5σ .

Finalement, l'optimisation des coupures dans le but de maximiser les chances de clamer une découverte, consiste à minimiser le rapport n_{lds90}/n_{MM} , ou de façon équivalente à minimiser le flux de monopôles qui maximise une découverte à 5σ , avec une puissance de 90%, que nous appellerons "MDP" dans la suite. On peut de plus noter que la sensibilité obtenue avec les coupures définies dans ce type d'analyse, prend la même valeur que la limite supérieure que l'on obtiendrait après avoir défini les coupures en minimisant le facteur de réjection, et après avoir détecté $n_{crit} - 1$ événements dans les données réelles.

Cependant avant d'entrer dans la description des analyses utilisant chacune des deux stratégies de reconstruction, il est nécessaire de donner un aperçu de la simulation des événements atmosphériques, bruit de fond principal pour la recherche de monopôles magnétiques.

5.2 Simulation du bruit de fond atmosphérique

Afin de construire une analyse complète non biaisée, il est nécessaire d'utiliser des simulations, aussi bien pour le signal que pour les bruits de fond atmosphériques. Pour cela, des chaînes de production MonteCarlo existantes sont utilisées, et les événements sont simulés un par un. Contrairement aux monopôles, avant d'atteindre la "canette", les interactions des muons et neutrinos atmosphériques sont simulées, ainsi que leurs éventuelles particules secondaires. Ensuite, une fois ces particules dans la canette, la simulation détaillée de la propagation des photons Cherenkov jusqu'au détecteur est effectuée, ainsi que la réponse des photomultiplicateurs. Enfin, le bruit de fond environnant est simulé, ainsi que l'électronique d'acquisition, et les systèmes de déclenchement du télescope.

5.2.1 Interactions des neutrinos

L'interaction des neutrinos dans la Terre est simulée par le générateur officiel d'ANTARES, le programme GENHEN [186, 187]. Les neutrinos de haute énergie sont générés dans un large volume entourant le détecteur. La taille de ce volume est choisie telle que tous les muons ayant la possibilité de produire de la lumière dans le détecteur soient créés dans le volume de génération. Par exemple, pour des neutrinos d'énergie $\sim 10^8$ GeV, le volume de génération sera de $\sim 8.10^4$ km³. Les neutrinos sont générés suivant une loi de puissance arbitraire ($E^{-\gamma}$ avec l'indice γ habituellement de 1.4), puis pondérés de manière à reproduire la spectre souhaité. De même, ils sont générés de

façon isotrope, et les coefficients de pondération permettent de prendre en compte leur direction. En effet, un événement ayant une direction verticale aura moins de chance d'atteindre le détecteur qu'un événement provenant de l'horizon, en raison d'une quantité plus grande de matière à traverser. La simulation de l'interaction des neutrinos par courant chargé, ainsi que l'hadronisation sous-jacente est, quant à elle, fournie par l'utilisation du pack LEPTO [188].

5.2.2 Propagation jusqu'à la *canette*

Afin de propager les muons jusqu'à la canette, GENHEN utilise le pack MUSIC [190], qui simule leurs pertes d'énergie et leurs multiples diffusions Coulombiennes. Mais parmi tous les événements engendrés, seulement ceux atteignant la canette sont conservés et seront utilisés pour l'étape suivante. La canette utilisée est un volume cylindrique qui est obtenu en ajoutant 2.5 longueurs d'absorption de la lumière dans l'eau (~ 55 m) aux dimensions du détecteur [189].

5.2.3 Génération des photons dans la *canette* et détection

Le programme KM3 [191], une version modifiée de MUSIC, simule ensuite la propagation des muons à travers la canette, jusqu'à ce que le muon soit stoppé, ou qu'il en soit sorti.

Les photons Cherenkov, produits sur le passage du muon, sont générés et propagés par KM3, qui simule leur dispersion, leur absorption et leur diffusion dans l'eau de mer. Les produits d'interaction des neutrinos ayant interagi dans la canette, ainsi que les photons émis, sont, quant à eux, propagés avec l'aide du programme GEASIM [192].

Ensuite, lorsque ces photons atteignent un OM, la réponse du photomultiplicateur est simulée, en considérant l'efficacité quantique, ainsi que le temps de transit du PMT. Les propriétés optiques de la sphère et du gel sont aussi pris en compte dans cette étape, ainsi que la réponse des ARS.

5.2.4 Flux de neutrinos et muons

Dans la description de la simulation présentée précédemment, aucun modèle de flux pour les neutrinos et muons atmosphériques n'a été évoqué.

La génération des neutrinos par le programme GENHEN, qui simule leur interaction jusqu'au détecteur, peut être effectuée entre deux bornes d'énergie, allant de 10 à 10^8 GeV. Une distinction est faite entre des neutrinos produits par la désintégration de pions et de kaons, qui dominent le spectre à des énergies inférieures à 10^5 GeV, et des neutrinos produits par la désintégration de mésons charmés, qui doivent dominer le spectre à de plus hautes énergies. On peut voir sur la Figure 5.1, à gauche, le spectre de neutrinos atmosphériques calculé par différents modèles pour des énergies inférieures à 10^5 GeV, avec des différences de l'ordre de 20 % entre les flux attendus. En ce qui concerne les flux de neutrinos au dessus de 10^5 GeV, les calculs dépendent des modèles

de production des mésons charmés dans les collisions protons-nucléons. Le graphique de droite représente les gammes de flux des neutrinos atmosphériques prédits pour différents modèles de production, affichant de très larges incertitudes.

Les neutrinos montants étant le bruit de fond dominant pour la recherche de neutrinos cosmiques, il a été décidé d'utiliser le modèle de Bartol [193], combiné au modèle RPQM [194], afin d'être le plus conservatif possible, ces derniers prédisant les plus grands flux de neutrinos.

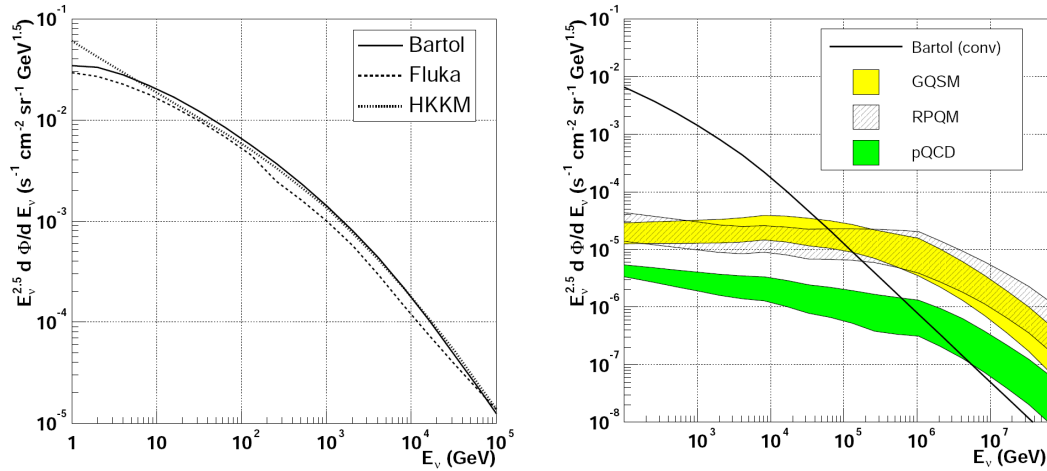


FIG. 5.1 – À gauche : Spectres de neutrinos atmosphériques d'énergies inférieures à 10^5 GeV, calculés avec le modèle de Bartol [193], de Fluka [195], et le modèle HKKM [196]. À droite : Flux de neutrinos atmosphériques provenant de la désintégration de mésons charmés, calculés à partir des modèles GQSM, RPQM, pQCD (une revue de ces flux est donnée [197]), et comparés aux flux prédits par le modèle de Bartol [193].

Quant aux muons atmosphériques, ils peuvent être simulés de deux manières. L'une des options est d'utiliser le programme CORSIKA [198], qui effectue une simulation complète, partant du spectre du rayonnement cosmique primaire, et nous laissant le choix de la composition des rayons cosmiques, ainsi que le choix du modèle de propagation. L'autre option consiste à utiliser le programme MUPAGE [199, 200], qui, à partir d'une formule analytique obtenue à l'aide d'une simulation du même accabi que la première, donne directement un flux de muons sous l'eau.

Nous avons choisi, dans la suite, de n'utiliser que les muons atmosphériques simulés à l'aide de CORSIKA, suivant le spectre de rayons cosmiques paramétré par le modèle de Horandel [201], et représenté Figure 5.2. De plus, afin de simuler le développement des gerbes atmosphériques jusqu'au niveau de la mer, le modèle QGSJET [202] a été désigné. Ce dernier modèle a affiché de bons accords avec les résultats issus de l'expérience MACRO [203].

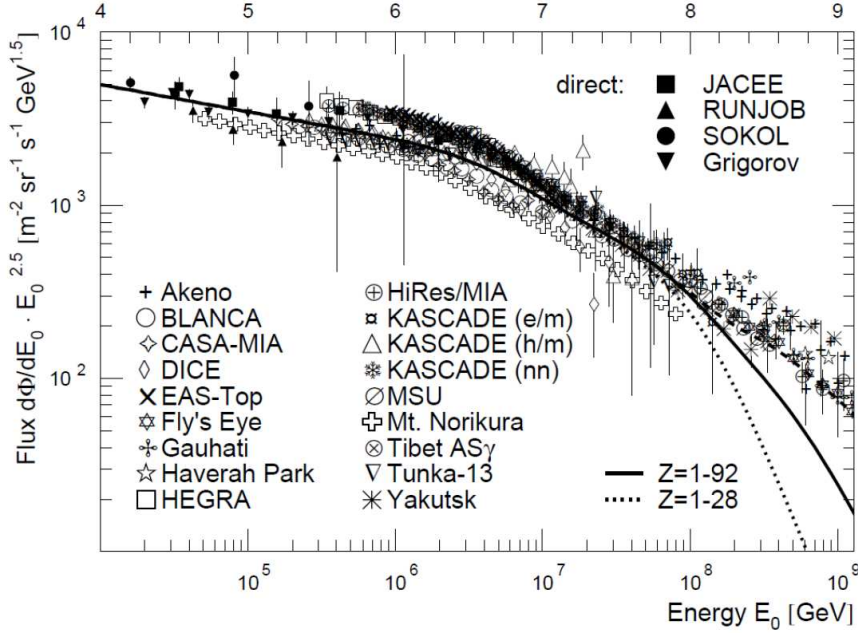


FIG. 5.2 – Spectre en énergie mesuré par différentes expériences. Le spectre total obtenu avec le modèle de Horandel [201] est représenté par une ligne en pointillés fins pour $1 \leq Z \leq 28$ et une ligne pleine pour $1 \leq Z \leq 92$.

5.3 La stratégie de reconstruction de Aart

Dans cette partie, nous présenterons succinctement l'algorithme de reconstruction de Aart [179], puis nous détaillerons les différentes étapes de l'analyse en utilisant cette stratégie de reconstruction. Cependant, tout d'abord, la trace d'un muon traversant le détecteur, ainsi que les relations qui la relie aux OMs seront évoquées.

5.3.1 Trace d'un muon dans le détecteur

La trajectoire d'un muon peut être caractérisée par deux vecteurs, un vecteur de direction $\vec{d} = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$, et un vecteur de position $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ défini à un temps de référence t_0 . Un muon est considéré comme voyageant à la vitesse de la lumière c , avec une trajectoire rectiligne, et est caractérisé par 5 paramètres, qui sont estimés par l'algorithme de reconstruction. Ces paramètres sont déterminés à partir des photons détectés, et contraints par les trois fonctions suivantes :

- Le temps d'arrivé théorique t_{th} du photon sur le module optique.
- La distance théorique d_{th} parcourue par le photon.
- L'angle d'arrivé théorique a_{th} du photon incident par rapport à la direction \vec{w} de

pointage du module optique.

Si on considère un photon Cherenkov émis par un muon, et ayant voyagé sans avoir subi de diffusion, son temps d'arrivé t_{th} s'écrit :

$$t_{th} = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan\theta_c} \right) + \frac{1}{v_g} \left(\frac{k}{\sin\theta_c} \right), \quad (5.6)$$

où v_g correspond à la vitesse de groupe de la lumière, θ_c est l'angle Cherenkov d'émission du photon, et où $l = \vec{v} \cdot \vec{d}$ et $k = \sqrt{\vec{v}^2 - l^2}$ sont, respectivement, les composantes de \vec{v} parallèle et perpendiculaire à la direction du muon (c.f. Figure 5.3). Le deuxième terme correspond au temps que met le muon pour atteindre le point d'émission du photon, par rapport à un temps de référence t_0 , et le troisième terme au temps que met le photon entre son point d'émission et le module optique.

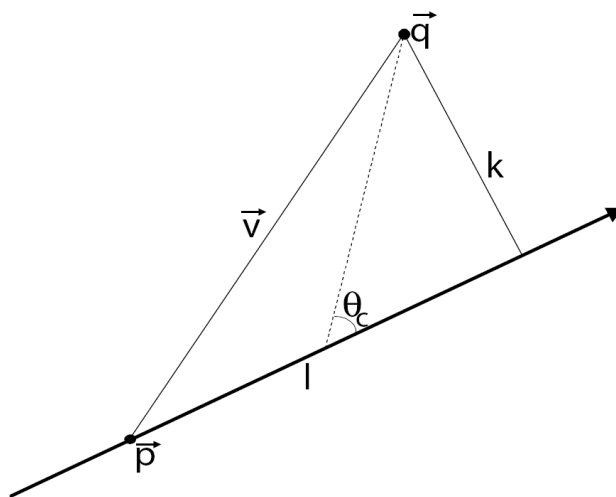


FIG. 5.3 – Description de la géométrie de la détection de la lumière Cherenkov (tiré de [179]). Le muon passe par un point \vec{p} dans la direction \vec{d} . La lumière Cherenkov est émise à un angle θ_c par rapport à la trace du muon, et est détectée par un module optique placé au point \vec{q} . La ligne pointillée indique le chemin de la lumière Cherenkov.

La distance traversée par le photon s'exprime alors comme

$$d_{th} = \frac{k}{\sin\theta_c}, \quad (5.7)$$

et le cosinus de l'angle d'incidence du photon par rapport à la direction \vec{w} du module optique est donné par :

$$\cos(a_{th}) = \left[\vec{v} - \vec{d} \left(l - \frac{k}{\tan\theta_c} \right) \right] \cdot \vec{w}. \quad (5.8)$$

5.3.2 Algorithme de reconstruction

Avant de lancer l'algorithme de reconstruction, les informations relatives à l'alignement des lignes, ainsi qu'à l'orientation des photomultiplicateurs sont récupérées. Dans le cas où ces informations sont inaccessibles, ou si l'algorithme est appliqué sur des données simulées, alors un détecteur dont les lignes sont verticales est utilisé.

Différentes étapes, qui se veulent complémentaires, sont appliquées par l'algorithme de reconstruction de traces développé par Aart, et sont résumées dans ce qui suit :

1. Préselection des hits :

Afin de rendre l'algorithme moins sensible au bruit de fond environnant (bioluminescence, K^{40}), une présélection des hits est appliquée. Après avoir sélectionné tous les hits présents dans le *snapshot*, une seconde sélection est appliquée de manière à ne retenir que les hits causalement reliés entre eux, dans une fenêtre en temps $\Delta t \leq \frac{d}{v_g} + 100$ ns. Δt correspond au temps entre le hit d'amplitude la plus élevée et un hit quelconque, d correspond à la distance entre ces deux hits, et v_g est la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau. Une fenêtre en temps additionnelle de 100 ns est prise en compte pour s'accommoder des incertitudes sur la position des étages, sur la calibration en temps, et sur la diffusion des photons dans l'eau.

2. Pré-ajustement linéaire :

Bien qu'il n'apporte pas une très grande précision quant à la direction de la trace de la particule incidente, le pré-ajustement linéaire a l'avantage de ne demander aucun point de départ, et est donc utilisé comme base pour les étapes suivantes. Cet ajustement est accompli à partir d'un lot réduit de hits, constitué de hits en coïncidences locales² ou de large amplitude (supérieure à 3 photo-électrons).

Il est basé sur la connaissance de la position des hits dans le détecteur, avec le temps des hits en tant que variable indépendante. Afin d'obtenir une relation linéaire entre la position des hits et les paramètres de la trace, il est supposé que les hits sont positionnés sur la trajectoire de la trace³. On peut alors écrire la relation

$$y = H\Theta, \quad (5.9)$$

avec $y = [x_1, y_2, z_3, \dots, z_n]$ le vecteur position des hits, et $\Theta = [p_x, d_x, p_y, d_y, p_z, d_z]^T$ le vecteur des paramètres de la trace. Les quantités p_x, p_y, p_z correspondent à la position du muon à un temps t_0 de référence, et d_x, d_y, d_z à la direction de la

²Ici, une coïncidence locale correspond à plusieurs hits ayant été détectés sur un même étage dans une fenêtre en temps de 25 ns.

³Cette approximation est raisonnable si la longueur de la trace du muon est bien plus grande que la longueur d'atténuation de la lumière dans l'eau.

trace. La matrice H qui les relie, contient les temps t_i des n hits, et s'écrit :

$$H = \begin{bmatrix} 1 & ct_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & ct_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & ct_1 \\ 1 & ct_2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & ct_2 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & ct_n \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

L'estimation Θ des paramètres de la trace est ensuite obtenue par les paramètres minimisant le χ^2 :

$$\chi^2 = [y - H\Theta]^T V^{-1} [y - H\Theta], \quad (5.11)$$

avec V , la matrice contenant les erreurs estimées sur la position de hits, les incertitudes sur le temps des hits étant négligées.

3. Ajustement de M -estimateur :

Dans ce cas, le M -estimateur est un χ^2 qui donne des poids plus faibles aux hits les plus éloignés du pré-ajustement linéaire. Il n'a besoin d'aucun point de départ, tout comme précédemment, et, afin d'obtenir les paramètres de la trace, consiste à minimiser la fonction

$$G = \sum_i \alpha \left(-2 \sqrt{1 + \frac{A_i r_i^2}{2}} \right) - (1 - \alpha) f_{ang}(a_i). \quad (5.12)$$

Où A_i est l'amplitude du hit i en photo-électrons, $r_i = t_i - t_i^{th}$ est le résidu temporel entre le temps détecté du hit i et son temps théorique (voir équation 5.6), $f_{ang}(a_i)$ décrit, quant à lui, l'acceptance angulaire du photomultiplicateur, avec a_i le cosinus de l'angle entre le photon et l'axe du photomultiplicateur (voir équation 5.8). Enfin, α vaut 0.05, et est obtenu à partir de simulations.

Dans ce deuxième ajustement, la sélection des hits est plus restrictive, et garde seulement ceux dont la charge est supérieure à 2.3 pe, ou dont la valeur absolue des résidus en temps, par rapport à la trace obtenue à partir du pré-ajustement linéaire, est inférieure à 150 ns, et dont la distance à la trace reconstruite est inférieure à 100 m.

4. Ajustement avec maximum de vraisemblance :

Avant de commencer cet ajustement, une nouvelle sélection de hits est réalisée. La sélection est basée sur les hits utilisés dans le M -estimateur, et demande soit qu'ils fassent partie d'une coïncidence locale, ou qu'ils aient une charge supérieure à 2.5 pe, soit que leur résidu temporel soit compris entre $-0.5 \times R$ et R , avec R l'écart quadratique moyen de la distribution des résidus. L'asymétrie de l'intervalle

est motivée par les hits en retard, par rapport au temps attendu, en raison, notamment, de diffusions multiples.

Cette troisième étape consiste en la maximisation d'une fonction de vraisemblance L . Pour chaque combinaison de paramètres, est calculée une fonction de vraisemblance en multipliant les fonctions densités de probabilité L_i de chaque hit (ces derniers étant décorrélés), tel que :

$$L = \prod_i L_i. \quad (5.13)$$

La Figure 5.4 représente la fonction densité de probabilité des résidus temporels $r_i = t_i - t_i^{th}$, utilisée dans cette étape, qui ne prend pas en compte les hits provenant du bruit de fond. Le jeu de paramètres qui maximise cette vraisemblance basée sur les résidus en temps, est ensuite choisi.

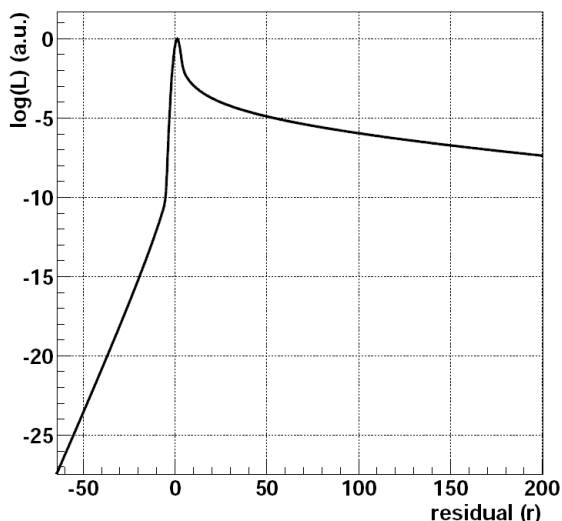


FIG. 5.4 – Fonction densité de probabilité des résidus temporels [179].

Enfin, avant de passer à l'étape suivante, 8 nouveaux points de départ sont générés par rapport au résultat du pré-ajustement, afin d'éviter de tomber dans un maximum local de la fonction L . Les 4 premiers points sont obtenus par rotation de $\pm 25^\circ$ de la trace, par rapport au centre de gravité des hits utilisés dans le pré-ajustement. Les 4 points restants sont générés en effectuant diverses translations de ± 50 m. Ainsi, les nouveaux paramètres de trace obtenus en sortie du *M-estimateur*, après avoir utilisé ces 8 nouveaux points de départ, sont injectés comme paramètres d'entrée dans l'ajustement avec maximum de vraisemblance. Finalement, le jeu de paramètres dont la vraisemblance est maximum, est gardé comme combinaison pour débiter la dernière étape.

5. Ajustement par maximisation de vraisemblance avec fonctions densités de probabilité améliorées :

Le jeu de paramètres de trace obtenu dans l'étape précédente est finalement utilisé comme point de départ de cette dernière étape. Les hits sélectionnés doivent satisfaire les conditions sur les résidus temporels tels que $r_i \in [-250, 250]$ ns, et avoir une amplitude supérieure à 2.5 pe, ou faire partie d'une coïncidence locale. Contrairement à l'étape 4, la fenêtre des résidus a été augmentée, ce dernier niveau voulant se rapprocher de la réalité, en prenant en compte le bruit de fond environnant.

Une maximisation de vraisemblance est de nouveau effectuée, en utilisant, cette fois, plusieurs fonctions densités de probabilité, qui changent suivant l'amplitude du hit. La Figure 5.5 montre les distributions de résidus temporels utilisées, pour différents domaines d'amplitude. Le taux de bruit de fond ambiant, dans cette étape, a été pris à une valeur de 60 kHz. On observe que plus l'amplitude est élevée, plus les résidus temporels sont proches de zéro. Il est à noter que ceux utilisés dans cette maximisation ne tiennent pas compte du second pic aux alentours de 25 ns, dû aux temps d'intégration des ARS, afin d'éviter d'obtenir des maximas locaux.

Finalement, cette dernière étape donne les paramètres finaux de la trace reconstruite, utilisables dans les analyses.

Comme nous le verrons dans la suite, une quantité importante de muons descendants sont reconstruits comme des traces montantes, en raison de certaines configurations de hits (traces horizontales, événements fragmentés, bruit de fond important). Afin d'améliorer la discrimination des traces descendantes des montantes, un facteur de qualité de la trace reconstruite a été développé, il s'exprime comme

$$\Lambda = \frac{-\log(L)}{N_{ddl}} + 0.1(N_{comp} - 1), \quad (5.14)$$

où $\frac{-\log(L)}{N_{ddl}}$ correspond au logarithme du maximum de vraisemblance par degré de liberté, et N_{comp} au nombre de points de départs, dont le résultat sur l'estimation de la direction de la trace est compatible avec la trace "choisie" à $\pm 1^\circ$. Le paramètre N_{comp} est tronqué par la trace choisie, et est normalisé par le facteur 0.1 pour considérer le nombre de traces totales analysées en étape 2 et 3 plus un. Le nombre de degrés de liberté est défini par le nombre de hits utilisés, soustraits par le nombre de paramètres libres, *i.e.* 5.

Ce critère Λ sera très important dans la discrimination de particules montantes et descendantes, et sera l'un des paramètres utilisés dans la suite afin d'isoler les monopôles magnétiques.

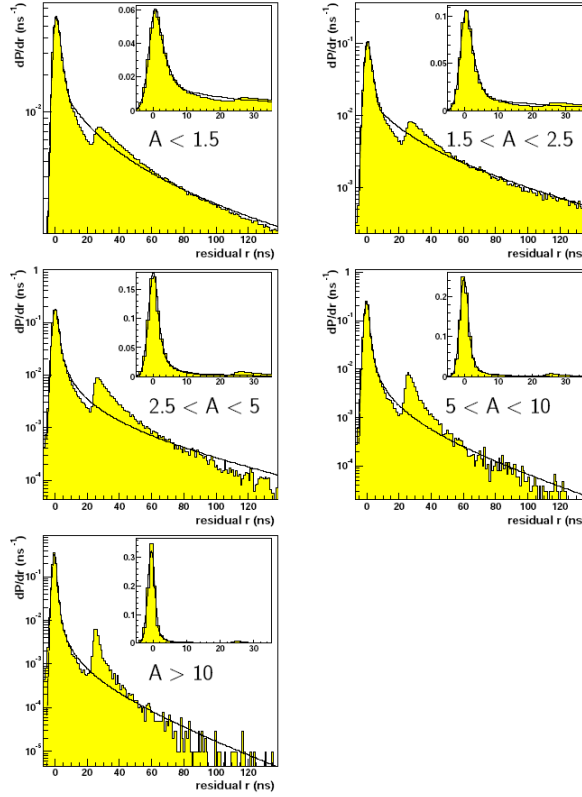


FIG. 5.5 – Distributions des résidus temporels pour des hits de différentes amplitudes A , et des fonctions ajustées qui paramétrisent les distributions [179]. Les fenêtres incrustées montrent les distributions en échelles linéaires.

5.3.3 Détermination des variables discriminantes

La première étape de l'étude consiste à définir des variables discriminantes pouvant isoler les monopôles magnétiques, basée exclusivement sur les simulations MonteCarlo. Nous présenterons tout d'abord les résultats obtenus à partir de simulations utilisant un détecteur 12-ligne "idéal". On désigne par "idéal", un détecteur dont les lignes sont totalement verticales, et dont tous les modules optiques sont opérationnels (885 OMs). Cependant, afin de s'approcher des conditions de prise de données, un bruit de fond plat de 60 kHz a été ajouté au niveau du *trigger*.

Comme cette analyse est centrée sur la recherche de monopôles magnétiques montants traversant le détecteur, une coupure naturelle, que l'on attend efficace dans la réduction du bruit de fond muonique descendant, concerne l'angle zénithal reconstruit des particules incidentes. Par convention, un angle zénithal compris entre 0 et 90 degrés correspond à une particule montante, alors qu'un angle appartenant à l'intervalle [90, 180] degrés correspond à une particule descendante.

Sur la Figure 5.6, la fenêtre de gauche montre l'angle zénithal reconstruit pour des muons et neutrinos atmosphériques, tandis que celle de droite montre cet angle pour des monopôles magnétiques simulés dans différentes gammes de vitesse. Comme attendu, les muons atmosphériques sont le bruit de fond majoritaire, et sont pour la plupart reconstruits descendants. Cependant, aussi bien pour les muons que pour les neutrinos, on observe une large contamination d'événements reconstruits avec de mauvais angles zénithaux. Par ailleurs, pour les monopôles, on constate que plus leur vitesse est proche de la vitesse de la lumière c , mieux l'angle zénithal de ces derniers est reconstruit. Ces formes de distribution ne sont pas surprenantes, étant donné que la stratégie de Aart est optimisée pour des particules voyageant à la vitesse c .

La contrainte $\theta_{zen} \leq 90^\circ$, où θ_{zen} est l'angle zénithal reconstruit, a donc été imposée en premier lieu, et permet d'exclure une large proportion de particules descendantes, notamment des muons atmosphériques.

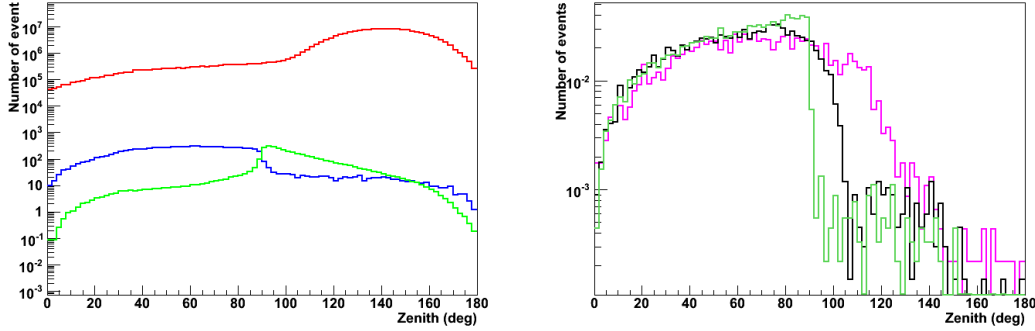


FIG. 5.6 – Gauche : Distribution de l'angle zénithal reconstruit pour des muons atmosphériques simulés descendants (rouge), des neutrinos atmosphériques simulés montants (bleu) et des neutrinos atmosphériques simulés descendants (vert). Droite : Distribution de l'angle zénithal reconstruit pour des monopôles magnétiques simulés dans les domaines de vitesse $\beta = [0.725, 0.775]$ (violet), $\beta = [0.825, 0.875]$ (noir) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (vert).

Cependant, de nombreuses traces mal reconstruites, à l'origine descendantes, sont identifiées comme montantes en sortie de la reconstruction. Une coupure sur la qualité de la trace reconstruite devient alors nécessaire afin d'améliorer la pureté des signaux montants. La Figure 5.7 donne les distributions du facteur de qualité Λ , défini par l'équation (5.14), pour des muons et neutrinos atmosphériques (fenêtre de gauche), ainsi que pour des monopôles magnétiques (fenêtre de droite), pour lesquels $\theta_{zen} \leq 90^\circ$. On peut noter que la variable Λ offre une possibilité intéressante afin de séparer les muons mal reconstruits, des neutrinos. Il en va de même pour isoler les monopôles magnétiques. En effet, on observe que plus leur vitesse est proche de la vitesse de la lumière, plus leur facteur de qualité est élevé, et donc plus ils seront discernables des muons atmosphériques mal reconstruits.

Les monopôles magnétiques sont attendus comme émettant une quantité énorme

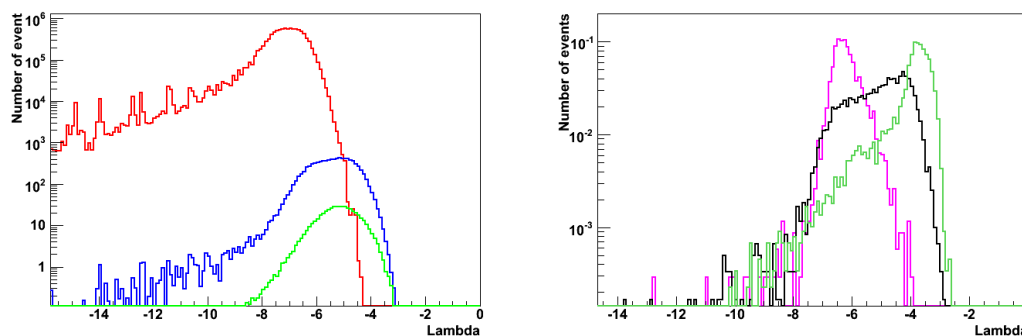


FIG. 5.7 – Gauche : Distribution du facteur de qualité Λ pour des événements reconstruits montants, pour des muons atmosphériques simulés (rouge), des neutrinos atmosphériques simulés montants (bleu) et descendants (vert). Droite : Distribution du facteur de qualité Λ pour des monopôles magnétiques reconstruits comme montants, et simulés dans les domaines de vitesse $\beta = [0.725, 0.775]$ (violet), $\beta = [0.825, 0.875]$ (noir) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (vert).

de lumière Cherenkov directe comparé à ce qu'émettrait un muon de même vitesse. On s'attend donc à ce que le nombre de hits produits par le passage d'un monopôle soit bien plus élevé que celui produit par une particule chargée quelconque. Plusieurs variables ont été étudiées, afin de prendre en compte l'intense quantité de lumière émise par les monopôles magnétiques. Parmi celles-ci on s'est intéressé à l'amplitude totale enregistrée, au nombre de *clusters* L1⁴, ou encore au nombre de *clusters* T3⁵. Ces variables ont ainsi été recalculées au niveau reconstruction à partir de tous les hits détectés dans la fenêtre en temps du *snapshot* incluant l'événement. Les résultats de cette étude ont montré que le meilleur rapport signal sur bruit était obtenu avec le nombre de *clusters* T3, l'amplitude ou le nombre de L1 étant plus dépendants du bruit de fond environnant (dû à la bioluminescence et la désintégration du potassium 40). Nous avons donc décidé d'utiliser le nombre de T3 comme paramètre discriminant dans l'analyse.

La distribution du nombre de T3 par événement est présentée Figure 5.8 pour des muons et neutrinos atmosphériques, ainsi que pour de monopôles magnétiques simulés à différentes vitesses. On aperçoit, sans équivoque, le grand pouvoir discriminant de cette variable, notamment pour des monopôles dont la vitesse est proche de la vitesse de la lumière.

⁴Nous rappelons qu'un L1 est généralement défini comme un hit de large amplitude supérieure à ~ 3 pe, ou une coïncidence de plusieurs hits sur un même étage dans une fenêtre en temps de 20 ns.

⁵Un *cluster* T3 est défini par la coïncidence de deux L1 sur deux étages parmi trois adjacents, dans une fenêtre de 100 ns, ou 200 ns, suivant la distance des L1 en coïncidence (*c.f.* §4.6).

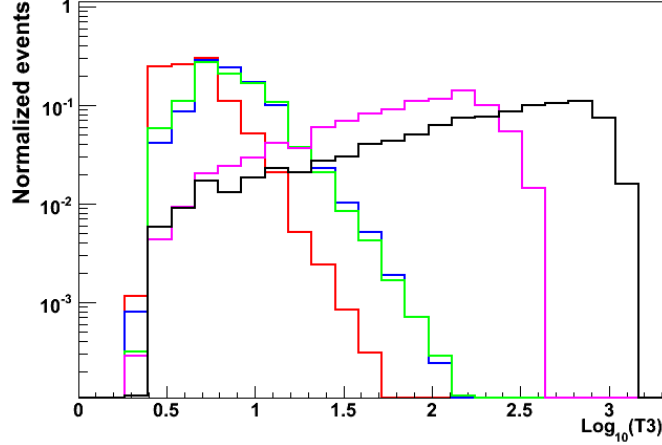


FIG. 5.8 – Distribution normalisée du nombre de *clusters* T3 pour des événements reconstruits montants, pour des muons atmosphériques simulés (rouge), pour des neutrinos atmosphériques simulés montants (bleu) et descendants (vert), et pour des monopôles magnétiques simulés dans les domaines de vitesse $\beta = [0.725, 0.775]$ (violet) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (noir).

5.3.4 Comparaison entre données réelles et données simulées

Un lot de 10 jours de données, correspondant à $\sim 15\%$ des données prises en 2008 dans la configuration 12 lignes, a été choisi afin d’effectuer les comparaisons données réelles et données simulées nécessaires à l’analyse. Durant la période choisie, le détecteur était quasi-complet, avec environ 770 modules optiques fonctionnels. Le taux de bruit de fond moyen par OM oscillait autour de ~ 70 kHz (c.f. Figure 5.9), et la proportion de *burst* était inférieure à 20%, ce qui fait entrer ces données parmi les fichiers “or”. Ces conditions de prises de données sont les meilleures qui puissent être obtenues *in situ*, et sont relativement proches des simulations MonteCarlo, pour lesquelles un bruit de fond plat de 60 kHz a été ajouté.

Les Figures 5.10 et 5.11 montrent la comparaison des distributions entre le lot de données réelles et les productions MonteCarlo, après reconstruction avec la stratégie de Aart, respectivement pour le paramètre de qualité Λ , et le nombre de *clusters* T3 par événement.

Les figures montrent un grand désaccord entre les données réelles et les simulations. Une hypothèse serait que ce désaccord provienne de la simulation, qui a été réalisée avec un détecteur “idéal”. Néanmoins, on peut montrer qu’en imposant une valeur de Λ supérieure à -6.1 , les distributions simulées en Λ collent raisonnablement avec les données réelles. On peut noter cependant un déficit en neutrinos dans les données réelles. Pour illustrer l’accord données réelles et simulées sur la deuxième variable discriminante T3, la Figure 5.12, présente la distribution du nombre de T3 par événement, pour deux coupures en Λ différentes, lorsque $\Lambda \geq -6.5$ et lorsque $\Lambda \geq -6.1$.

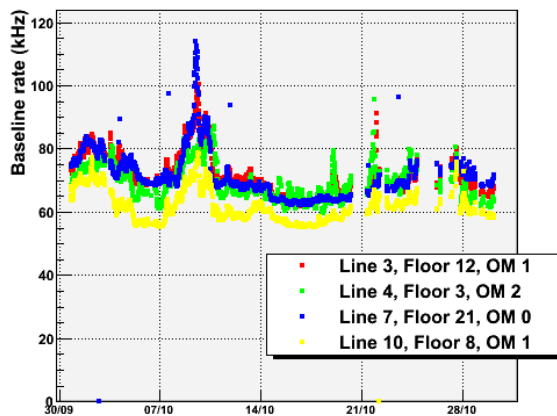


FIG. 5.9 – Taux de bruit de fond moyen, en fonction du temps, pour le mois d’Octobre 2008, pour différents modules optiques.

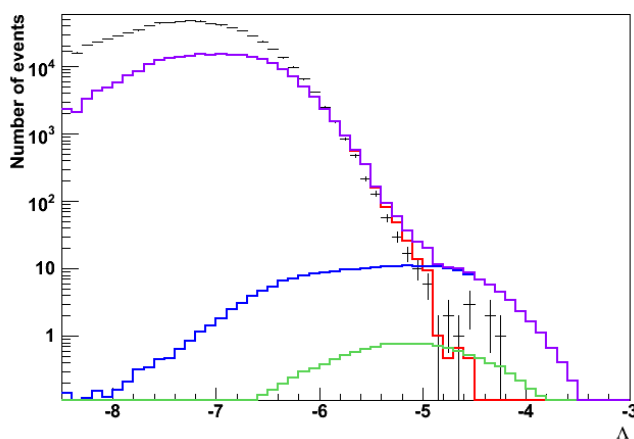


FIG. 5.10 – Comparaison des distributions du facteur de qualité Λ pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$), entre les simulations de muons atmosphériques (rouge), neutrinos atmosphériques montants (bleu) et descendants (vert), et le lot de 10 jours de données réelles (noir). La ligne violette représente la somme des événements de simulations.

5.3.5 Optimisation des variables discriminantes

Les deux quantités, qui sont le facteur de qualité Λ et le nombre de *clusters* T3, vont être choisies afin de maximiser la sensibilité sur le flux de monopôles magnétiques à 90% de niveau de confiance. Cette méthode est basée sur le modèle du facteur de réjection (*c.f.* §5.1.3).

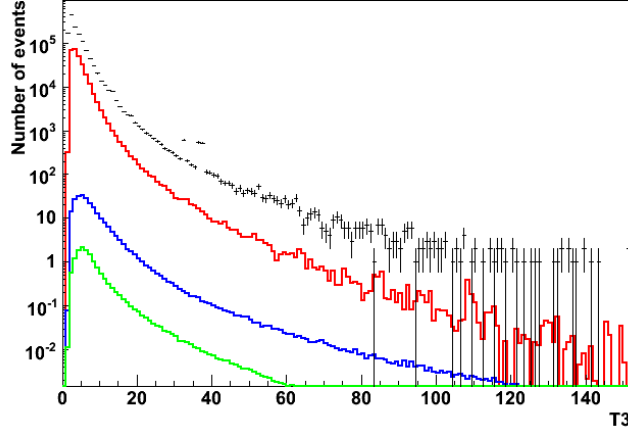


FIG. 5.11 – Comparaison des distributions du nombre de *clusters* T3 pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$), entre les simulations de muons atmosphériques (rouge), neutrinos atmosphériques montants (bleu) et descendants (vert), et le lot de 10 jours de données réelles (noir).

Les monopôles magnétiques ont été simulés sur 6 domaines de vitesses β dans l'intervalle $\beta = [0.725, 0.995]$. Les coupures appliquées sur le jeu de paramètres discriminants $(\Lambda, T3)$, ont, dans un premier temps, été optimisées pour chaque domaine de vitesse. Afin d'illustrer cette optimisation, les Figures 5.13, 5.14 et 5.15, montrent la sensibilité optimale trouvée pour une coupure en Λ supérieure à -6 , pour des monopôles simulés respectivement dans les intervalles de vitesse $\beta = [0.775, 0.825]$, $\beta = [0.875, 0.925]$ et $\beta = [0.975, 0.995]$. On peut noter que les maxima de sensibilité ne sont pas toujours obtenus avec le même jeu de coupures, sur toute la gamme de vitesse des monopôles simulés.

Considérant que la sensibilité sera meilleure pour des monopôles simulés dans le domaine de vitesse $\beta = [0.725, 0.775]$ lorsque la vitesse sera implémentée comme paramètre libre dans la reconstruction, et afin d'avoir un jeu de coupures indépendant de la vitesse des monopôles magnétiques, ce dernier a été optimisé exclusivement pour le domaine de vitesse $\beta = [0.775, 0.995]$. Ainsi, pour une condition donnée sur le paramètre Λ , la meilleure coupure sur le nombre de *clusters* T3 est trouvée quand

$$\sum_{i=[0.775, 0.825]}^{i=[0.975, 0.995]} S(i) \quad (5.15)$$

est minimum, avec $S(i)$ la sensibilité pour un domaine de vitesse i donné. Cette condition revient à optimiser les coupures pour un flux plat de monopôles entre $\beta = 0.775$ et $\beta = 0.995$.

Le tableau 5.1 résume, pour quelques-unes des conditions appliquées sur le paramètre Λ (Λ entier pour illustration), les meilleures coupures obtenues sur la variable

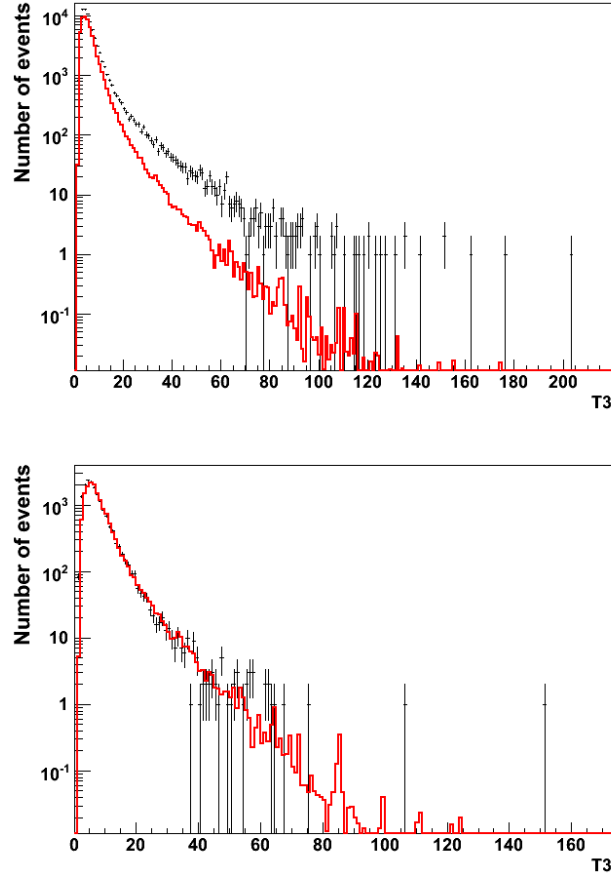


FIG. 5.12 – Comparaison des distributions du nombre de *clusters* $T3$ pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$), entre les données simulées (rouge), et le lot de 10 jours de données réelles (noir), après avoir appliqué la coupure de qualité $\Lambda \geq -6.5$ (fenêtre en haut) et $\Lambda \geq -6.1$ (fenêtre en bas).

$T3$, ainsi que les sensibilités intégrées correspondantes.

$(\Lambda, T3)$	(-5,80)	(-6,150)	(-7,280)	(-8,280)	(-9,280)
$\sum_{i=[0.975, 0.995]}^{i=[0.775, 0.825]} S(i) (10^{-17} cm^{-2} . s^{-1} . sr^{-1})$	6.94	3.96	3.6	3.5	3.5

TAB. 5.1 – Sensibilités, à 90% de niveau de confiance, intégrées obtenues avec différents couples de coupures $(\Lambda, T3)$.

Cependant, nous avons pu constater précédemment qu'un bon accord entre les données réelles et les simulations MonteCarlo existe seulement si la coupure sur le paramètre Λ est supérieure à -6.1 . On ne peut donc pas définir cette variable comme

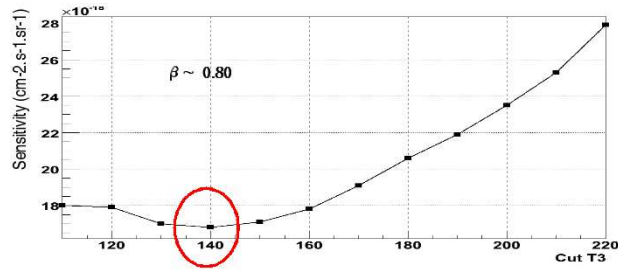


FIG. 5.13 – Sensibilité attendue, à 90% de niveau de confiance, en fonction de la coupure appliquée sur le nombre de *clusters* T3, pour $\Lambda \geq -6$, pour des monopôles magnétiques simulés dans l'intervalle de vitesse $\beta = [0.775, 0.825]$.

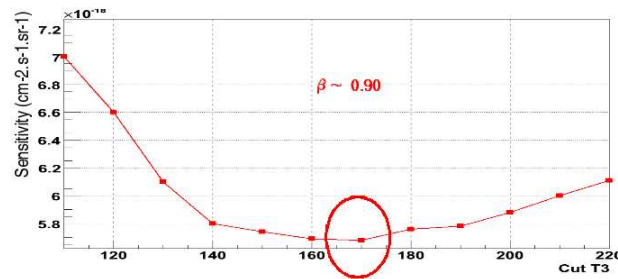


FIG. 5.14 – Sensibilité attendue, à 90% de niveau de confiance, en fonction de la coupure appliquée sur le nombre de *clusters* T3, pour $\Lambda \geq -6$, pour des monopôles magnétiques simulés dans l'intervalle de vitesse $\beta = [0.875, 0.925]$.

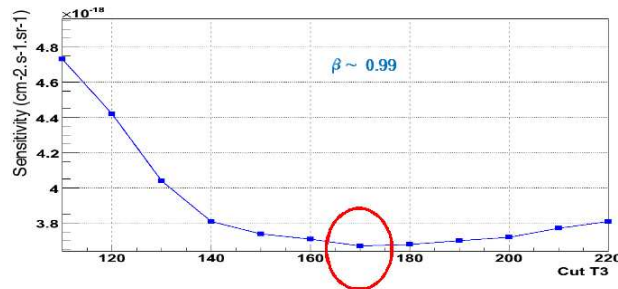


FIG. 5.15 – Sensibilité attendue, à 90% de niveau de confiance, en fonction de la coupure appliquée sur le nombre de *clusters* T3, pour $\Lambda \geq -6$, pour des monopôles magnétiques simulés dans l'intervalle de vitesse $\beta = [0.975, 0.995]$.

un paramètre totalement libre dans l'optimisation, et le meilleur jeu de coupures obtenu dans l'intervalle $\Lambda = [-6.1, 0.]$ est finalement donné par $(\Lambda, T3) = (-6.1, 140)$.

5.3.6 Sensibilité attendue

Finalement, la meilleure sensibilité attendue, à 90% de niveau de confiance, pour le domaine de vitesse $\beta = [0.775, 0.995]$, est définie quand $\Lambda \geq -6.1$, et quand le nombre de *clusters* T3 est supérieur à 140. Après avoir appliqué ces coupures de sélection, environ 1.9 événements de bruit de fond sont attendus après un an de prise de donnée (1.2 neutrinos montants et 0.7 muons descendants).

La sensibilité, à 90% de niveau de confiance, pour le détecteur à 12 lignes ANTARES après un an de prise de données, est montrée Figure 5.16, et est comparée aux limites supérieure, à 90% de niveau de confiance, posées par d'autres expériences, telles que AMANDA [178], MACRO [128], et Baïkal [131].

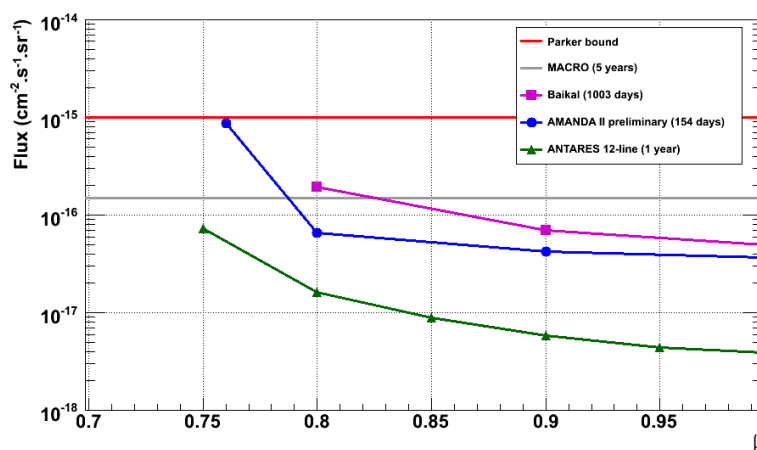


FIG. 5.16 – Sensibilité attendue (vert), à 90% de niveau de confiance, pour des monopôles magnétiques montants, en fonction de leur vitesse, après un an de prise de données. Les limites supérieures posées par d'autres expériences (AMANDA, MACRO et Baïkal) sont aussi reportées.

5.3.7 Étude des incertitudes systématiques

Dans cette partie est estimé l'impact sur la sensibilité attendue, si des changements sont appliqués à la configuration du détecteur. Nous verrons l'impact de l'utilisation d'un détecteur plus réaliste, puis de l'utilisation d'informations relatives à l'alignement dans les données réelles, qui modifie la forme de la distribution en Λ , et nécessite l'application d'un facteur d'échelle sur les simulations afin d'améliorer l'accord entre les données réelles et les simulations. L'impact sur la sensibilité, avec l'introduction d'une nouvelle paramétrisation de l'acceptance angulaire [204] des modules optiques dans les simulations, sera aussi décrit, ainsi que l'utilisation d'une variable discriminante moins sensible au temps mort des ARS, autre que le nombre de *clusters* T3.

5.3.7.1 Étude avec un détecteur plus “réaliste”

L’étude présentée précédemment à été réalisée avec un détecteur “idéal” 12-ligne, avec 885 OMs et un bruit de fond plat de 60 kHz. Cependant, il est possible d’utiliser une configuration plus “réaliste” du détecteur dans les simulations. Par “réaliste”, nous entendons extraire le bruit de fond d’un *run* standard, et prendre en compte les OMs manquants de ce *run*. Dans le cas du *run* choisi représentatif de toute la période 12-ligne en 2008⁶, environ 140 OMs sur 885 sont désactivés. Dans cette section, le but sera de déduire la sensibilité attendue sur le flux de monopôles en utilisant une configuration de détecteur plus représentative de la réalité.

Les variables discriminantes θ_{zen} , Λ et T3 sont les mêmes que celles utilisées avec le détecteur “idéal”, ainsi que la méthode d’optimisation du facteur de réjection. La Figure 5.17 montre les distributions du nombre d’événements reconstruits, en fonction de leur angle zénithal reconstruit, pour le bruit de fond atmosphérique simulé et des événements monopôles. Ces distributions sont comparées à celles obtenues avec le détecteur “idéal” 12-ligne, et montrent que, comme attendu, les formes changent peu, mais que le nombre d’événements détectés, avec la perte de ~ 140 OMs, a diminué.

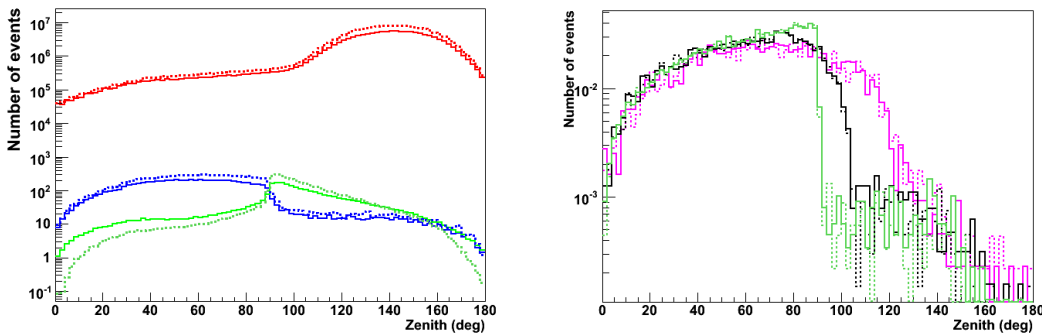


FIG. 5.17 – Gauche : Distribution de l’angle zénithal reconstruit pour des événements reconstruits sur au moins deux lignes, pour des muons atmosphériques simulés descendants (rouge), des neutrinos atmosphériques simulés montants (bleu) et des neutrinos atmosphériques simulés descendants (vert), en utilisant le détecteur “réel” (lignes pleines) et le détecteur “idéal” (lignes pointillées) à 12 lignes. Droite : Distribution de l’angle zénithal reconstruit pour des monopôles magnétiques montants, simulés dans les intervalles de vitesse $\beta = [0.725, 0.775]$ (violet), $\beta = [0.825, 0.875]$ (noir) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (vert), en utilisant le détecteur “réel” (lignes pleines) et le détecteur “idéal” (lignes pointillées) à 12 lignes.

Les Figures 5.18 et 5.19 montrent les distributions du nombre d’événements reconstruits montants, en fonction, respectivement, du facteur de qualité Λ de la reconstruction, et du nombre de *clusters* T3, pour les données simulées. Ces distributions sont aussi comparées avec celles obtenues avec le détecteur “idéal” 12-ligne.

⁶Le *run* communément utilisé est le 37218 (Novembre 2008)

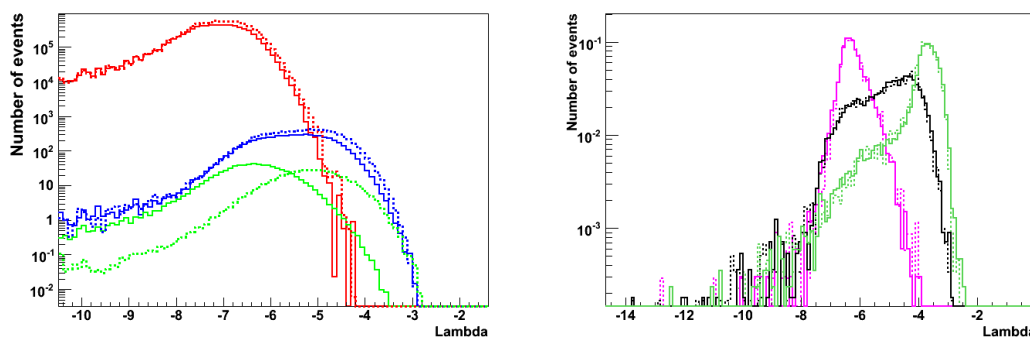


FIG. 5.18 – Gauche : Distribution du facteur de qualité Λ pour des événements reconstruits sur au moins deux lignes, pour des muons atmosphériques simulés descendants (rouge), des neutrinos atmosphériques simulés montants (bleu) et des neutrinos atmosphériques simulés descendants (vert), en utilisant le détecteur “réel” (lignes pleines) et le détecteur “idéal” (lignes pointillées) à 12 lignes. Droite : Distribution du facteur de qualité Λ pour des monopôles magnétiques montants, simulés dans les intervalles de vitesse $\beta = [0.725, 0.775]$ (violet), $\beta = [0.825, 0.875]$ (noir) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (vert), en utilisant le détecteur “réel” (lignes pleines) et le détecteur “idéal” (lignes pointillées) à 12 lignes.

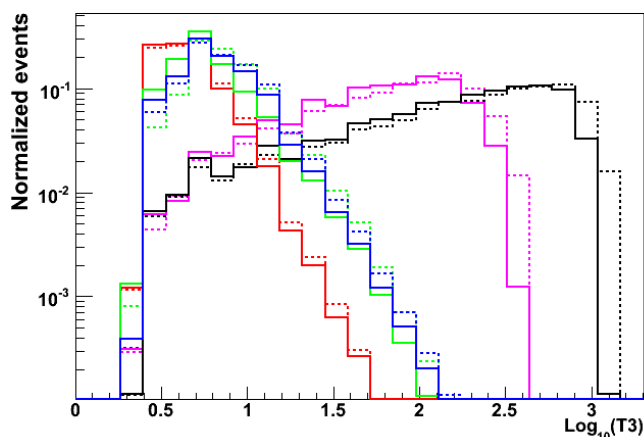


FIG. 5.19 – Distribution normalisée du nombre de *clusters* $T3$ pour des événements reconstruits montants, pour des muons atmosphériques descendants (rouge), des neutrinos atmosphériques montants (bleu), des neutrinos atmosphériques descendants (vert), et des monopôles magnétiques simulés dans les intervalles de vitesse $\beta = [0.725, 0.775]$ (violet) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (noir), en utilisant le détecteur “réel” (lignes pleines) et le détecteur “idéal” (lignes pointillées) à 12 lignes.

La forme des distributions n’est pas très affectée par le changement de détecteur, excepté pour les muons induits par les neutrinos atmosphériques descendants. On s’attend à ce que les événements descendants, reconstruits montants, présentent des valeurs en Λ moins bonnes que des événements bien reconstruits, et la nouvelle forme obtenue

pour des neutrinos atmosphériques descendants semble donc plus réaliste.

Comme cela a été fait dans le paragraphe §5.3.5, une optimisation de la sensibilité a été réalisée avec le jeu de coupures $(\Lambda, T3)$, ceci après avoir appliqué une coupure sur l’angle zénithal, afin de ne garder que les événements reconstruits montants. Le tableau 5.2 résume, pour quelques-unes des conditions appliquées sur le paramètre Λ , les meilleures coupures obtenues sur la variable T3, ainsi que les sensibilités intégrées correspondantes. Il permet, de plus, de comparer les coupures définies en T3 pour une condition sur Λ donnée, entre les deux configurations de détecteur. Cette comparaison montre que, dans le but d’obtenir la meilleure sensibilité, la coupure en T3 pour un Λ donnée est plus faible pour le détecteur “réaliste” que pour le détecteur “idéal” ; ce qui peut être expliqué une nouvelle fois par le plus petit nombre d’OMs disponibles.

Détecteur “réel” à 12 lignes					
$(\Lambda, T3)$	(-5,80)	(-6,120)	(-7,220)	(-8,220)	(-9,220)
$\sum_{i=[0.775, 0.825]}^{i=[0.975, 0.995]} S(i) (10^{-17} cm^{-2} .s^{-1} .sr^{-1})$	6.81	3.6	3.56	3.64	3.64
Détecteur “idéal” à 12 lignes					
$(\Lambda, T3)$	(-5,80)	(-6,150)	(-7,280)	(-8,280)	(-9,280)
$\sum_{i=[0.775, 0.825]}^{i=[0.975, 0.995]} S(i) (10^{-17} cm^{-2} .s^{-1} .sr^{-1})$	6.94	3.96	3.6	3.5	3.5

TAB. 5.2 – Sensibilités, à 90% de niveau de confiance, intégrées obtenues avec différents couples de coupures $(\Lambda, T3)$, en utilisant le détecteur “réel” et le détecteur “idéal” à 12 lignes.

Cependant, la coupure appliquée sur le paramètre Λ a, de nouveau, besoin d’être optimisée en regard d’un accord entre donnée réelles et données simulées. Le même lot de 10 jours de données est utilisé pour effectuer les comparaisons. Les Figures 5.20 et 5.21 montrent la comparaison d’événements reconstruits montants, entre les données réelles et les simulations, respectivement en fonction du paramètre de qualité Λ et du nombre de *clusters* T3.

L’accord entre les données réelles et simulées, pour des valeurs de Λ proche de zéro, est meilleur que celui obtenu avec un détecteur idéal (c.f. Figure 5.10). Un accord raisonnable entre les données réelles et les simulations est obtenu pour une coupure sur le paramètre Λ , tel qu’il soit supérieur à -5.5 , comme montré Figure 5.20. Cette valeur est corroborée avec les distributions en T3, représentées Figure 5.22. En effet, l’accord sur les distributions en T3 devient raisonnable dès que $\Lambda \geq -5.5$, bien qu’il ne soit pas parfait. En particulier, on peut noter que le nombre de T3 par événement semble être surestimé dans la simulation. Finalement, le meilleur compromis entre l’optimisation effectuée afin d’obtenir la meilleure sensibilité et la contrainte sur le paramètre Λ afin que les simulations reproduisent au mieux les données réelles, conduit à choisir la coupure de qualité à $\Lambda \geq -5.5$.

Ainsi, la meilleure sensibilité, à 90 % de niveau de confiance, sur le domaine de vitesse $\beta = [0.775, 0.995]$, est définie avec les conditions $\Lambda \geq -5.5$ et $T3 \geq 110$. Après avoir appliquées ces coupures de sélection, environ 1.07 événements de bruit de fond

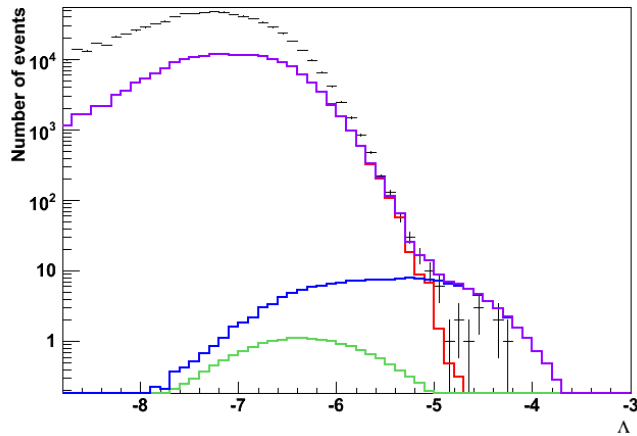


FIG. 5.20 – Comparaison des distributions du facteur de qualité Λ , pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$) entre les simulations de muons atmosphériques descendants (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu) et descendants (vert), et le lot de données réelles (noir), en utilisant le détecteur “réel” à 12 lignes. La ligne violette représente le nombre total d’événements simulés.

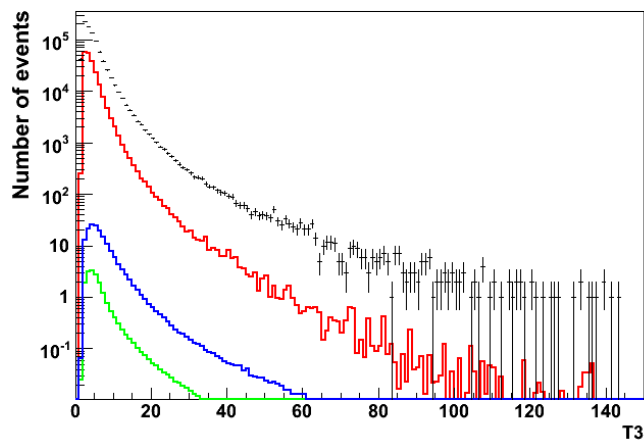


FIG. 5.21 – Comparaison des distributions du nombre de *clusters*, pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$) entre les simulations de muons atmosphériques descendants (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu) et descendants (vert), et le lot de données réelles (noir), en utilisant le détecteur “réel” à 12 lignes.

sont attendus (seulement des neutrinos atmosphériques montants). La sensibilité est présentée Figure 5.23, pour un an de prise de donnée, et est comparée à la sensibilité calculée avec un détecteur “idéal”.

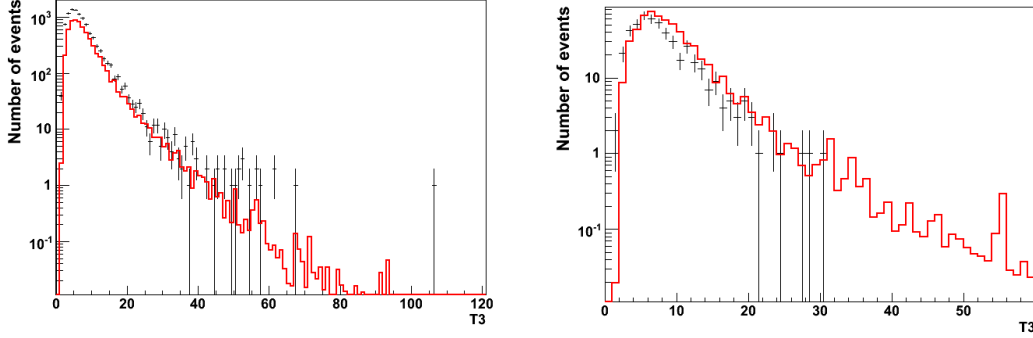


FIG. 5.22 – Comparaison du nombre de *clusters* T3 pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$) entre les données simulées (rouge), et le lot de données réelles (noir), avec une coupure sur le facteur de qualité $\Lambda \geq -6.0$ (gauche) et $\Lambda \geq -5.5$ (droite), en utilisant le détecteur “réel” à 12 lignes.

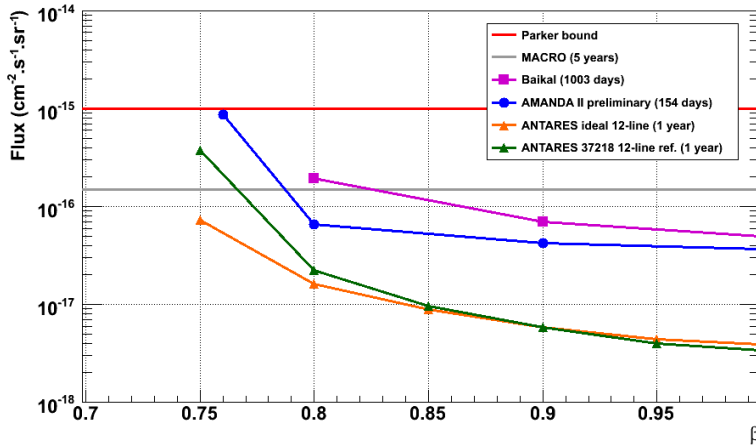


FIG. 5.23 – Sensibilité attendue (vert), à 90% de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse, obtenue avec le détecteur “réel” à 12 lignes, après un an de prise de données. Les résultats obtenus avec l’étude effectuée en utilisant le détecteur “idéal” à 12 lignes sont aussi montrés (orange), ainsi que les limites supérieures posées par différentes expériences.

La perte de modules optiques ne semble pas tellement affecter la sensibilité du détecteur, excepté pour les monopôles les plus lents ($\beta = [0.725, 0.775]$), ce qui s’explique par une coupure plus forte sur le paramètre Λ . Le tableau 5.3 résume les sensibilités obtenues avec les deux détecteurs. Il montre de plus l’écart ΔS entre les sensibilités, défini tel que :

$$\Delta S = \frac{S_X - S_R}{S_R}, \quad (5.16)$$

avec S_R la sensibilité du détecteur “réaliste” R , et S_X celle obtenue avec une configuration X . Les résultats obtenus avec la configuration R sont donc pris comme référence ici. Excepté pour la région $\beta = [0.725, 0.775]$, la différence relative entre les deux configurations est inférieure à ~ 28 %, et la sensibilité attendue avec un détecteur “réaliste” est légèrement meilleure que celle attendue avec un détecteur “idéal”, pour les monopôles les plus rapides avec $\beta \gtrsim 0.90$.

Configuration / β	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95	0.99
$S_{Ideal} (cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1})$	$7.2.10^{-17}$	$1.6.10^{-17}$	$8.8.10^{-18}$	$5.9.10^{-18}$	$4.4.10^{-18}$	$3.9.10^{-18}$
$S_{Reel} (cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1})$	$3.8.10^{-16}$	$2.2.10^{-17}$	$9.6.10^{-18}$	$5.8.10^{-18}$	$4.0.10^{-18}$	$3.4.10^{-18}$
Déviation						
ΔS	-80.9 %	-28.1 %	-8.4 %	0.5 %	10.8 %	14.66 %

TAB. 5.3 – Comparaison des sensibilités, à 90% de niveau de confiance, attendues avec les détecteur “idéal” et “réel” à 12 lignes, ce dernier étant pris comme référence dans le calcul de ΔS . Chaque colonne correspond aux résultats obtenus pour un intervalle de vitesse.

De nombreuses modifications ont été apportées, durant l’étude, sur les simulations et/ou données réelles. La même analyse a été réalisée pour les changements les plus notables, et les sensibilités calculées peuvent être considérées comme des erreurs systématiques. Lorsque les sensibilités sont comparées dans la suite, la configuration “réelle” R est considéré comme celle de référence.

5.3.7.2 Impact de l’alignement sur les données

Dans la section précédente, en raison de leur indisponibilité au moment de l’étude, les informations relatives à l’alignement n’ont pas été utilisées lors de la reconstruction du lot de données réelles. Ici, nous investiguons l’effet d’utiliser des données alignées, qui peut modifier la forme des distributions, et changer l’accord entre les données réelles et les simulations. L’alignement donne la position des étages, qui bougent en fonction des courants marins, et est fournie par des hydrophones installés sur chacune des lignes, elle est de plus complétée par l’orientation des modules optiques, fournie par des instruments qui équipent chaque étage.

La Figure 5.24 montre la comparaison d’événements reconstruits montants entre les simulations MonteCarlo, et le lot de données réelles alignées, en fonction du paramètre de qualité Λ . Sur ce graphique est aussi représentée la distribution en Λ obtenue avec le lot de données non alignées. On peut noter que la nouvelle distribution, obtenue avec les données alignées, a légèrement changée, et que l’accord entre les muons atmosphériques simulés et les données réelles s’est dégradé, en tout cas au niveau de la normalisation. Il devient alors nécessaire d’appliquer un facteur d’échelle α sur les muons atmosphériques, dans le but d’obtenir des distributions compatibles.

Dans le but de définir le facteur d’échelle α , la distribution en Λ des données réelles est divisée bin par bin , par la distribution des données MonteCarlo : $\delta_i = \frac{Bin_{Donnee_i}}{Bin_{MC_i}}$.

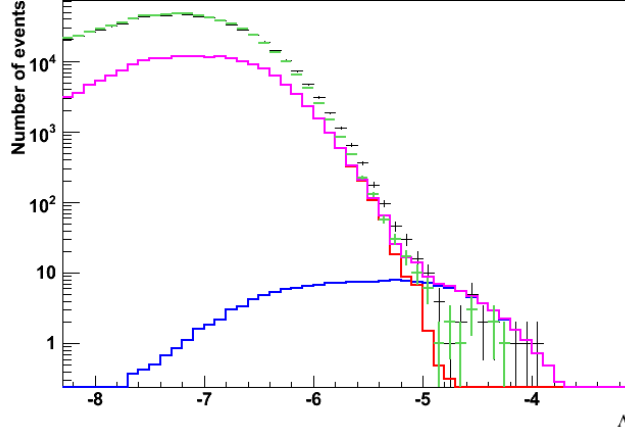


FIG. 5.24 – Comparaison des distribution du facteur de qualité Λ pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$), entre les muons atmosphériques simulés (rouge), les neutrinos atmosphériques simulés montants (bleu) et descendants (vert), et le lot de données reconstruit avec alignement (noir) et sans alignement (vert), en utilisant le détecteur “réel” à 12 lignes. La ligne violette représente le nombre total des événements simulés.

Ensuite, une nouvelle distribution est obtenue, et est ajustée par une fonction polynômiale de degré 0, dans le domaine qui nous intéresse $-6.3 \leq \Lambda \leq -5.0$. La valeur obtenue est $\alpha \simeq 2.14$.

La distribution en Λ renormalisée de la simulation des muons atmosphériques est montrée Figure 5.25 sur la fenêtre de gauche. Un bon accord données réelles/simulées est obtenue dès que $\Lambda \geq -6.1$, ce qui est corroboré par la distribution du nombre de *clusters* T3 par événement (fenêtre de droite Figure 5.25), après avoir appliqué la condition $\Lambda \geq -6.1$. La prise en compte de l’alignement dans les données réelles améliore l’accord général avec les simulations.

Finalement, la meilleure sensibilité sur l’espace des paramètres de coupure ($\Lambda, T3$), avec $\Lambda \geq -6.1$, est obtenue pour les conditions $\Lambda \geq -6.1$ et $T3 \geq 120$, avec environ 0.98 événements de bruit de fond atmosphérique attendus par an. Le tableau 5.4 résume les sensibilités résultantes, et montre l’écart avec les résultats de référence obtenus précédemment sans considérer l’alignement des données réelles dans la reconstruction.

Configuration / β	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95	0.99
$S_{\text{alignment}} (cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot sr^{-1})$	$6.9 \cdot 10^{-17}$	$1.5 \cdot 10^{-17}$	$7.8 \cdot 10^{-18}$	$5.1 \cdot 10^{-18}$	$3.9 \cdot 10^{-18}$	$3.5 \cdot 10^{-18}$
ΔS	-81.8 %	-35.3 %	-19.2 %	-11.8 %	-2.3 %	1.17 %

TAB. 5.4 – Sensibilités attendues, à 90% de niveau de confiance, en considérant l’alignement dans le lot de données réelles, en utilisant un détecteur “réel”. Les écarts ΔS entre ces sensibilités et celle de référence, sans alignement sont affichés. Chaque colonne correspond aux résultats obtenus pour un intervalle de vitesse.

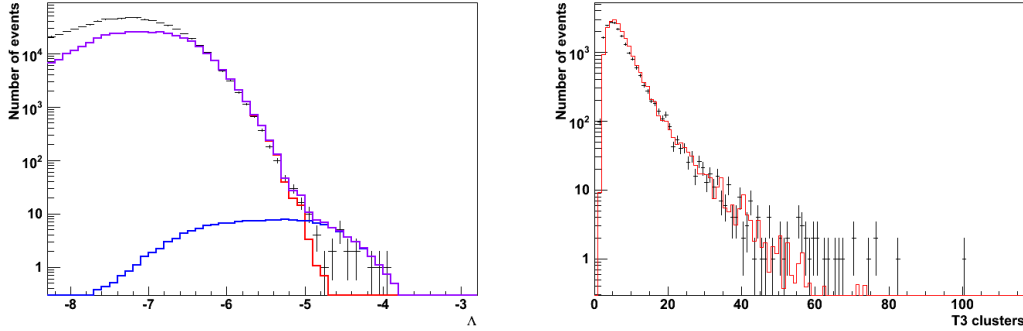


FIG. 5.25 – Gauche : Comparaison des distributions du facteur de qualité Λ pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$), entre la simulation de muons atmosphériques renormalisée par le facteur d'échelle $\alpha \simeq 2.14$ (rouge), la simulation de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et le lot de données avec alignement (noir), en utilisant le détecteur “réel” à 12 lignes. La ligne violette représente le nombre total des événements simulés. Droite : Distributions du nombre de *clusters* T3 pour des événements reconstruits montants, pour les simulations (rouge), et le lot de données réelles avec alignement (noir), après avoir appliqué la condition $\Lambda \geq -6.1$.

Cette étude montre que l'effet sur les sensibilités attendues est important, notamment pour les monopôles de plus faible vitesse, lorsque l'alignement est pris en compte. Il faut cependant noter que l'application d'un facteur d'échelle, sur les muons atmosphériques simulés, est devenue nécessaire dans cette analyse. La Figure 5.26 montre la sensibilité attendue, à 90 % de niveau de confiance, après un an de prise de données, déduit de cette analyse, et comparée à la précédente, qui est considérée comme celle de référence. L'amélioration de la sensibilité, notamment pour de plus faibles vitesses, malgré l'application du facteur d'échelle, s'explique par la coupure plus lâche imposée sur la variable Λ .

5.3.7.3 Impact de la nouvelle acceptation angulaire

Durant l'analyse, de nouvelles mesures ont été effectuées afin d'améliorer la connaissance sur l'acceptation angulaire des modules optiques. Dans cette partie, seront investigués les changements liés à l'utilisation de nouvelles simulations, prenant en compte la nouvelle paramétrisation de l'acceptation angulaire [204], que nous appellerons “**dic08**”. Les neutrinos atmosphériques descendants, apportant un bruit de fond quasiment inexistant, ne sont pas pris en compte dans ce paragraphe.

La Figure 5.27 montre la distribution en Λ pour les événements reconstruits montants, provenant du lot de données non alignées, et des simulations Montecarlo de muons et neutrinos atmosphériques, générées avec la nouvelle acceptation des OMs. La distribution des données simulées avec l'ancienne acceptation angulaire est de plus montrée, à titre de comparaison.

Le nombre d'événements simulés reconstruits montants est plus faible, entraînant un

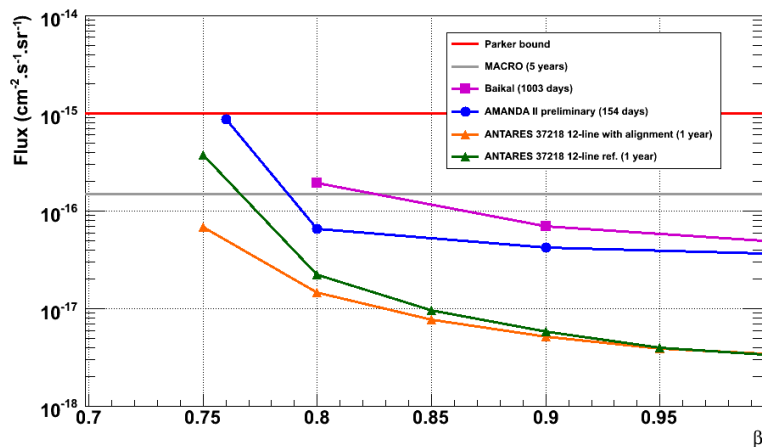


FIG. 5.26 – Sensibilité attendue (orange), à 90% de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse, obtenue en considérant l’alignement avec le détecteur à 12 lignes “réel”, pour ANTARES après un an de prise de données, et comparée aux limites supérieures posées par les expériences AMANDA, MACRO et Baikal. La sensibilité de référence obtenue sans considérer l’alignement avec le détecteur à 12 lignes “réel”, est aussi montrée pour comparaison (vert).

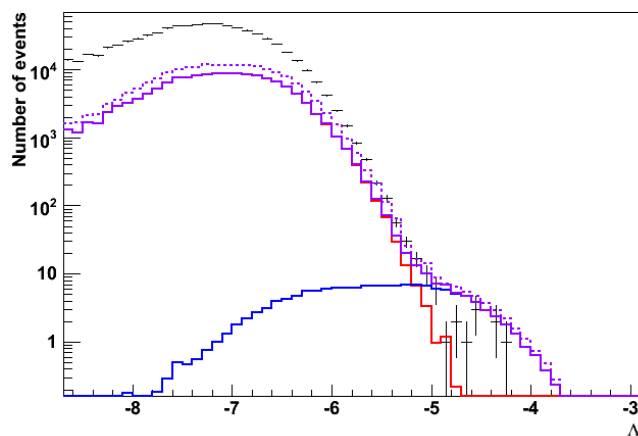


FIG. 5.27 – Comparaison des distributions du facteur de qualité Λ pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$), entre les muons atmosphériques (rouge) et les neutrinos atmosphériques (bleu) simulés en considérant la nouvelle acceptance angulaire “Dic08”, et le lot de données reconstruit sans alignement (noir), avec le détecteur “réel” à 12 lignes. Les lignes violettes pleine et pointillée représentent le nombre total d’événements simulés, en considérant respectivement la nouvelle et l’ancienne acceptance angulaire.

désaccord avec les données réelles. Un facteur d’échelle α peut être de nouveau introduit, afin de corriger la normalisation du MonteCarlo, comme cela a été décrit dans la section

précédente. Un facteur $\alpha \simeq 2.19$ a alors été défini pour les muons atmosphériques. La distribution résultante des muons simulés est montrée Figure 5.28, elle affiche un bon accord entre les données réelles et les simulations à partir de $\Lambda \geq -5.8$.

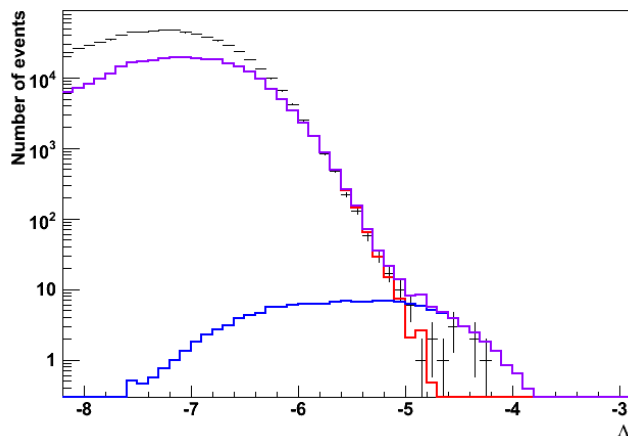


FIG. 5.28 – Comparaison des distributions du facteur de qualité Λ pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$), entre les muons atmosphériques simulés renormalisés par le facteur d’échelle $\alpha \simeq 2.19$ (rouge), les neutrinos atmosphériques simulés montants (bleu), en considérant la nouvelle acceptation angulaire “Dic08”, et le lot de données réelles reconstruit sans alignement (noir), en utilisant le détecteur “réel” à 12 lignes. La ligne violette représente le nombre total d’événements simulés.

La meilleure sensibilité est finalement trouvée pour $\Lambda \geq -5.8$ et $T3 \geq 110$, attendant environ 1.5 événements de bruit de fond après un an de prise de données. Le tableau 5.5, ainsi que la Figure 5.29, résumet la sensibilité obtenue, à 90 % de niveau de confiance, et est comparée à celle de référence. Peu de différences sont à noter entre les deux, excepté, une nouvelle fois, pour les vitesses plus faibles de monopôles.

Configuration / β	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95	0.99
$S_{Dic08} (cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1})$	$1.4.10^{-16}$	$2.0.10^{-17}$	$9.8.10^{-18}$	$6.2.10^{-18}$	$4.4.10^{-18}$	$3.9.10^{-18}$
Écart p. r. à réf.						
ΔS	-62.9 %	-9.8 %	2.5 %	5.7 %	10.8 %	14.7 %

TAB. 5.5 – Sensibilités attendues, à 90% de niveau de confiance, obtenue en utilisant la nouvelle acceptation angulaire “Dic08” avec le détecteur “réel” à 12 lignes. L’écart ΔS entre ces sensibilités et celles de référence obtenues avec l’ancienne acceptation est aussi montré. Chaque colonne correspond aux résultats obtenus pour un intervalle de vitesse.

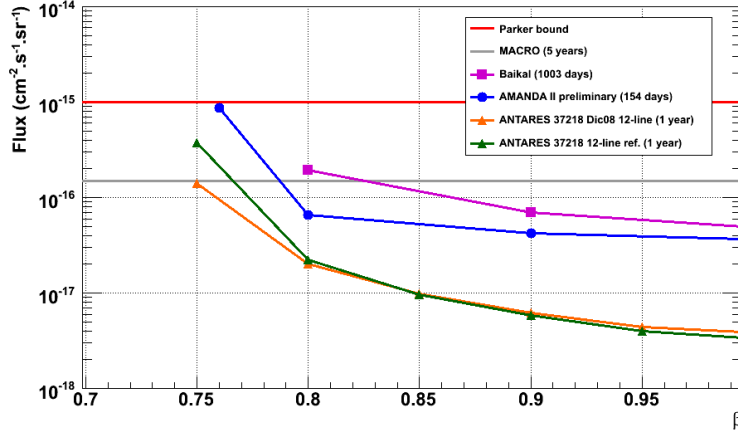


FIG. 5.29 – Sensibilité attendue (orange), à 90% de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse, obtenue avec la nouvelle acceptance angulaire “Dic08” en utilisant le détecteur “réel” à 12 lignes, pour ANTARES après un an de prise de données, et comparée aux limites supérieures posées par les expériences AMANDA, MACRO et Baïkal. La sensibilité de référence attendue avec l’ancienne acceptance angulaire est aussi montrée pour comparaison (vert).

5.3.7.4 Impact du choix des variables discriminantes

Dans le processus de simulation, les temps morts des ARS sont fixés à des valeurs par défaut (*c.f.* §1.5.1). Cependant, en réalité, le temps mort des ARS entre deux hits peut augmenter lorsqu’un photomultiplicateur est illuminé par un très grand nombre de photo-électrons, impliquant la perte de ceux arrivant durant le temps mort. Cette perte de photo-électrons, difficile à quantifier, peut mener à des différences sur le nombre de L1 (et donc de T3) créés par le passage d’un événement, entre les simulations et les données réelles. Cette caractéristique fut soulignée lors de diverses discussions, et une étude de l’impact sur la sensibilité, par l’utilisation d’une variable indépendante aux temps morts des ARS, a été effectuée. Cette variable a été définie comme le nombre d’étages inclus dans les *clusters* T3, elle est appelée *LCM*. Cette définition prévient, en effet, le fait de compter deux fois le même étage, et est donc indépendante du temps mort des ARS. Cependant, cela implique une perte d’information, et devrait diminuer la sensibilité attendue, tout en améliorant l’accord entre les données réelles et simulées.

Comme montré dans l’étude menée avec le détecteur “réel”, la coupure de qualité Λ , dans ce cas, est choisie supérieure à -5.5 . Elle permet un bon accord entre les événements reconstruits montants, provenant des données réelles et de la simulation, pour les distributions du nombre de *LCM*, comme montrée Figure 5.30.

Ensuite, l’optimisation du facteur de réjection a été réalisée, donnant la meilleure sensibilité, à 90 % de niveau de confiance, pour un nombre d’étages touchés supérieurs à 45, et pour laquelle nous attendons environ 3.0 événements de bruit de fond neutrinos

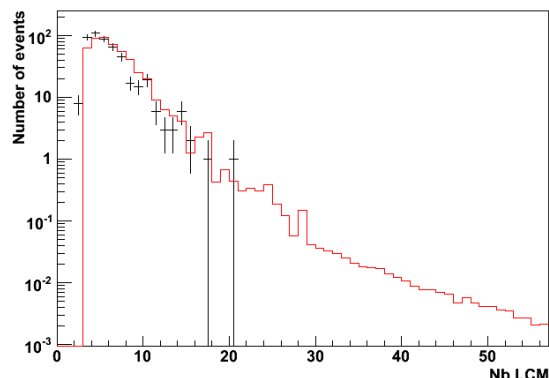


FIG. 5.30 – Comparaison des distributions du nombre de LCM pour des événements reconstruits montants ($\cos(\theta_{zen}) > 0$) entre les données simulées (rouge) et le lot de données réelles (noir), après avoir appliqué une coupure sur le facteur de qualité $\Lambda \geq -5.5$, en utilisant le détecteur “réel” à 12 lignes.

par an. Le tableau 5.6 résume les résultats, et la Figure 5.31 illustre la sensibilité obtenue. Comme attendue, l’analyse perd en sensibilité avec l’utilisation du nombre d’étages à la place du nombre de $clusters$ T3 lors de l’optimisation de la sensibilité, en raison d’une légère perte d’information.

Configuration / β	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95	0.99
$S_{LCM} (cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1})$	$1.1.10^{-15}$	$3.4.10^{-17}$	$1.2.10^{-17}$	$7.1.10^{-18}$	$4.9.10^{-18}$	$4.2.10^{-18}$
Écart p. r. à réf.						
ΔS	189.1 %	53.1 %	27.1 %	21.8 %	21.8 %	23.5 %

TAB. 5.6 – Sensibilités attendues, à 90% de niveau de confiance, avec le détecteur “réel” à 12 lignes, obtenues en utilisant le nombre de LCM , au lieu du nombre de $clusters$ T3 en tant que variable discriminante. L’écart ΔS entre ces sensibilités et celles de référence obtenues avec les $clusters$ T3 est aussi montré. Chaque colonne correspond aux résultats obtenus pour un intervalle de vitesse.

5.3.7.5 Contamination d’OMs scintillitants

Des problèmes de modules optiques scintillitants ont été observés dans le détecteur à plusieurs reprises. En effet, par certains processus d’ionisation, les photomultiplicateurs peuvent émettre une grande quantité de lumière, et donc apparaître comme des événements très lumineux dans ANTARES, comme cela est montré Figure 5.32. L’objectif de cette partie est de s’assurer que ces événements ne puissent être vus comme des monopôles magnétiques, après l’application des critères de sélection.

Une grande partie des $runs$ contenant ces modules optiques scintillitants ont pu être isolés, cependant il est possible que certains d’entre eux soient passés entre les “mailles

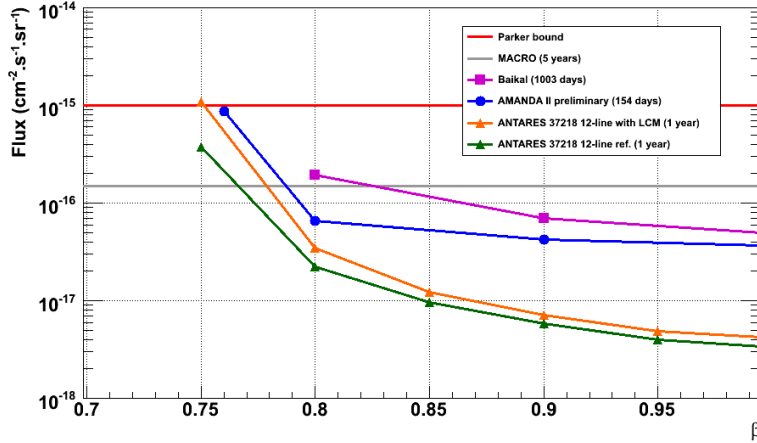


FIG. 5.31 – Sensibilité attendue (orange), à 90% de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants, obtenue en utilisant le nombre de LCM , au lieu du nombre de $clusters$ T3 en tant que variable discriminante, avec le détecteur “réel” à 12 lignes, pour ANTARES après un an de prise de données, comparée aux limites supérieures posées par les expériences AMANDA, MACRO et Baïkal. La sensibilité de référence attendue en utilisant les clusters T3 est aussi montrée (vert).

du filet”. Afin de se prévenir de cette possibilité, des coupures suffisamment fortes sont nécessaires pour éliminer ces événements. Le *run* 36666 a été étiqueté comme contenant un module optique scintillant. Après avoir identifié le module optique “défaillant” placé sur l’étage 17 de la ligne 7, au milieu du détecteur, nous avons décidé d’étudier si les événements “factices” peuvent effectivement être identifiés comme des monopôles.

La Figure 5.33 nous permet d’avoir une idée de l’intensité de la lumière émise par un module optique scintillant, avec le nombre de $clusters$ T3 détectés par événement reconstruit montant dans le *run* 36666. En raison de la quantité impressionnante de $clusters$ T3 détectés, ces événements sont facilement identifiables, avec environ 150 événements ayant chacun produit environ 700 T3.

Les événements identifiés sur la Figure 5.33 vont passer sans problèmes les coupures sur le nombre nécessaire de T3 de 110, défini dans l’étude avec le détecteur “réel”. Il devient donc important de regarder le facteur de qualité Λ des événements provenant du module optique scintillant. La distribution en Λ des événements étiquetés comme scintillants est montrée Figure 5.34. Comme nous pouvions l’attendre, ces événements ne sont pas reconstruits avec de très bonnes valeurs de Λ , qui sont toujours inférieures à -7 .

En définitive, aucun événement scintillant ne subsiste après la coupure de sélection appliquée sur Λ , où $\Lambda \geq -5.5$. Ainsi, étant donné qu’un lot d’environ 150 événements n’a pas passé les critères de sélection, et que le module optique scintillant a été choisi au milieu du détecteur, nous pouvons faire l’hypothèse que les coupures appliquées dans l’analyse, utilisant la stratégie de “Aart”, sont suffisamment discriminantes pour rejeter

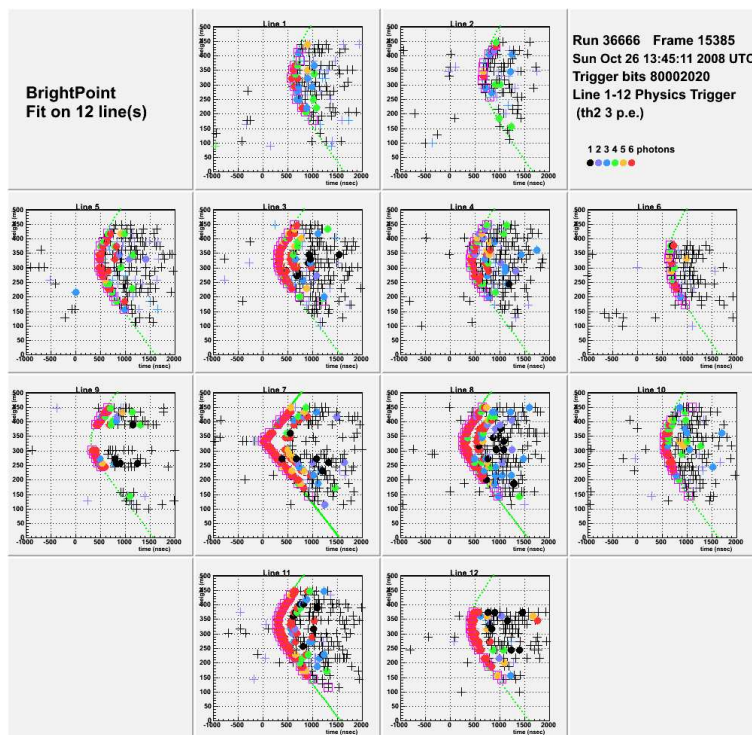


FIG. 5.32 – Représentation graphique d'un événement reconstruit sur 12 lignes, et provenant d'un module optique scintillant placé sur l'étage 17 de la ligne 7. Chaque fenêtre correspond à une ligne, avec l'axe des abscisses le temps (ns) et l'axe des ordonnées la hauteur des modules optiques. Chaque croix correspond à un hit sur un module optique, et les couleurs à leur amplitude.

les événements non souhaités.

5.4 Stratégie de reconstruction BBfit

Dans l'analyse précédente, nous avons choisi d'utiliser l'algorithme de reconstruction basé sur la stratégie de Aart. Cependant, il existe une seconde stratégie, appelée BBfit, et communément utilisée, à présent, dans ANTARES, pour la recherche de flux diffus. Le but de cette section est de comparer les sensibilités atteintes par les deux stratégies, pour plus de fiabilité sur les résultats finaux attendus.

5.4.1 Algorithme de reconstruction

BBfit [180] est une méthode de reconstruction robuste, qui produit des résultats sans positionnement précis des étages. Les lignes du détecteur sont, en effet, considérées comme des lignes verticales dans l'espace. Sa stricte sélection des hits procure une très

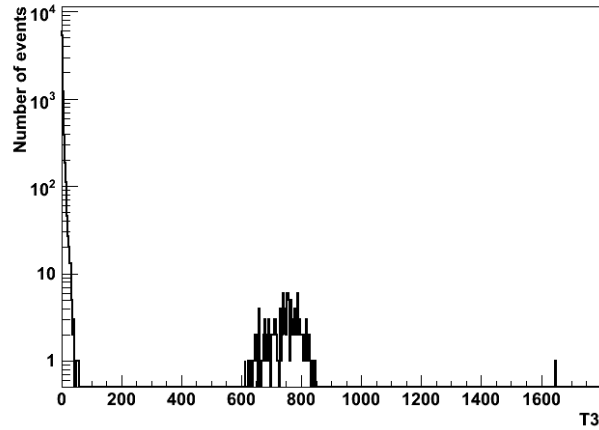


FIG. 5.33 – Distribution du nombre de *clusters* T3 détectés pour des événements reconstruits montants dans le *run* 36666, contenant un module optique scintillant sur létage 17 de la ligne 7.

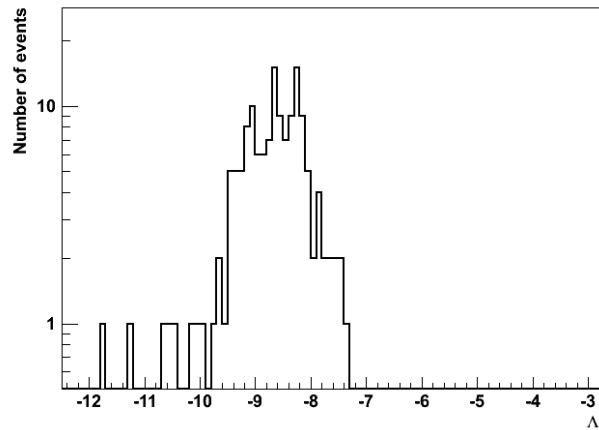


FIG. 5.34 – Distribution du facteur de qualité Λ pour des événements reconstruits montants provenant du module optique scintillant du *run* 36666.

bonne séparation des événements montants et descendants, tout en gardant une bonne efficacité.

Sélection des hits

Dans BBfit, un étage est perçu comme un point centré sur une ligne, la géométrie des trois modules optiques est ignorée.

Avant de débiter la sélection des hits, les *calibrations* en temps et en charge du

détecteur sont appliquées. Tout d'abord, la sélection des hits commence en considérant tous les coups enregistrés dans la fenêtre en temps de $2.2 \mu s$. Seul un hit par étage est autorisé dans la procédure d'ajustement. Le traitement suivant est donc appliqué en première étape :

- Tous les hits ayant été enregistrés sur le même étage, sont ordonnés en temps, sans considérer le module optique correspondant.
- Les hits espacés temporellement de moins de 20 ns sont fusionnés, et les amplitudes sont additionnées. Le temps de référence devient alors celui du premier hit.
- Quand des hits provenant de différents modules optiques sont fusionnés, un bonus de 1.5 photo-électrons est donné.

Dans la suite, seront appelés “hits”, aussi bien les hits seuls, que les hits fusionnés.

Pour continuer, il est nécessaire d'introduire les conditions “L1” et “T3” définies dans BBfit. Un L1 est défini comme un hit de large amplitude supérieure à 2.5 photo-électrons, privilégiant donc les hits fusionnés, qui passeront la plupart du temps ce critère.

Un T3 est défini ici par la coïncidence de 2 L1 sur deux étages adjacents, dans une fenêtre en temps de 80 ns, ou dans une fenêtre de 160 ns pour deux étages étant séparés par un étage entre les deux.

Dans l'étape de sélection suivante, seules les lignes contenant au moins un T3 sont considérées, afin de prévenir l'utilisation de hits isolés pouvant provenir du bruit de fond. Ces T3 deviennent les hits de référence, et des hits supplémentaires sont ajoutés en appliquant une sélection exclusivement basée sur l'information du temps d'arrivée par rapport aux T3.

Enfin, avant de commencer la procédure d'ajustement, seuls les événements dont cinq hits ont été sélectionnés sont gardés. Cette condition est nécessaire afin que le nombre de degrés de liberté soit suffisant pour un ajustement multilignes.

Procédure d'ajustement d'une trace

Dans BBfit, la trajectoire d'une particule est considérée comme une droite dans l'espace, voyageant à la vitesse de la lumière c dans le vide, et émettant un cône de lumière Cherenkov. L'algorithme est basé sur une procédure de minimisation des résidus temporels par la méthode des moindres carrés. Il est donc nécessaire d'estimer le temps d'arrivée des photons sur les modules optiques. Pour cela, Il faut introduire les paramètres requis pour la description de la trace d'une particule traversant le détecteur. À un temps t_0 , une particule va passer par un point $\vec{q} = (q_x, q_y, q_z)$, et voyager dans la direction \vec{v} . Le vecteur \vec{v} est défini par deux paramètres, le cosinus de l'angle d'incidence azimutal v_a , et le cosinus de l'angle d'incidence zenithal v_z . La trace peut ainsi être paramétrée par 5 paramètres tels que :

$$\vec{p}(t) = \vec{q}(t_0) + c(t - t_0)\vec{v}. \quad (5.17)$$

En considérant une ligne verticale $(0, 0, z)$, nous pouvons exprimer le point minimal d'approche z_c de la trace par rapport à la ligne suivant l'axe vertical :

$$z_c = \frac{q_z - v_z(\vec{q} \cdot \vec{v})}{1 - v_z^2}. \quad (5.18)$$

La particule passe en ce point au temps minimal d'approche

$$t_c = t_0 + \frac{q_z v_z - (\vec{q} \cdot \vec{v})}{c(1 - v_z^2)}, \quad (5.19)$$

à la distance minimale d'approche

$$d_c = \sqrt{p_x^2(t_c) + p_y^2(t_c) + (p_z(t_c) - z_c)^2}. \quad (5.20)$$

Étant donné que quelque soit l'azimut d'une trace, cette dernière est vue de façon invariante, la trace d'une particule peut maintenant être définie par les 3 paramètres d'approche minimale de la trace z_c , t_c , d_c , et par le cosinus de l'angle d'incidence zénithal v_z . Cependant, l'ajustement d'une trace requiert des variables relatives aux photons émis par le passage de la particule incidente. Les fonctions utilisées concernent le temps d'arrivée t_γ des photons sur les OMs, la longueur du chemin traversé d_γ , et leur inclinaison par rapport à la ligne verticale θ_γ . Ils s'expriment selon :

$$d_\gamma(z) = \sqrt{\frac{d_c^2 + (z - z_c)^2(1 - v_z^2)}{\sin^2 \theta_c}}. \quad (5.21)$$

$$t_\gamma(z) = (t_c - t_0) + \frac{1}{c}((z - z_c)v_z - \cos \theta_c \times d_\gamma(z)) + \frac{n_g}{c} d_\gamma(z). \quad (5.22)$$

$$\cos \theta_\gamma(z) = (1 - v_z^2) \frac{z - z_c}{d_\gamma(z)} + v_z \times \cos \theta_c. \quad (5.23)$$

Le temps d'arrivée des photons Cherenkov émis par une particule voyageant à la vitesse de la lumière c , à un angle Cherenkov $\cos \theta_c = 1/n_\phi$, a ainsi été défini en fonction des variables caractérisant une trace, avec $n_\phi \sim 1.35$ l'indice de réfraction de phase du milieu traversé, et avec $n_g \sim 1.38$ son indice de réfraction de groupe⁷. Le premier terme correspond au temps mis par la particule entre le point d'approche minimum et le point d'émission, le deuxième terme est le temps de référence, le troisième terme correspond, quant à lui, au temps mis par le photon entre son point d'émission et l'étage. Comme nous le verrons, la fonction $\cos \theta_\gamma(z)$ sera utilisée dans la minimisation de χ^2 , et sera reliée à la charge des hits détectés.

Comme pour un ajustement standard de χ^2 , la fonction d'ajustement Q dépend des résidus temporels, c'est à dire de la différence entre le temps d'arrivé théorique

⁷On peut noter que dans l'algorithme BBfit, l'approximation $n_\phi = n_g = 1.38$ est utilisée.

des hits, et celui détecté. Cependant, afin d'améliorer l'ajustement, et notamment de pouvoir séparer plus aisément les particules montantes des descendantes, un terme supplémentaire a été ajouté dans la fonction, dépendant de l'amplitude et de la distance minimale d'approche théorique de la trace :

$$Q = \sum_{i=1}^{N_{hit}} \left[\frac{(t_\gamma - t_i)^2}{\sigma_i^2} + \frac{a(a_i)d(d_\gamma)}{\langle a \rangle d_0} \right]. \quad (5.24)$$

σ_i correspond à l'erreur sur le temps d'arrivée des hits. Elle est posée à 10 ns pour des hits dont la charge est supérieure à 2.5 pe, et à 20 ns sinon. La Figure 5.4, qui montre la densité de probabilité des résidus temporels, sans considérer le bruit de fond, étaye le choix de 10 ns d'erreur. Le fait d'appliquer différentes erreurs sur le temps d'arrivée des hits a pour effet de donner un poids plus important aux hits de large amplitude dans l'ajustement.

Le second terme est plus technique, il apporte une pénalité pour une large amplitude combinée à une grande distance d'approche minimale. $a(a_i)$ est fonction de l'amplitude du hit i , à laquelle une saturation artificielle est introduite. De plus, cette amplitude a été corrigée de manière à prendre en compte grossièrement l'acceptance angulaire des OMs, tel que :

$$a(a_i) = \frac{a_0 a'_i}{\sqrt{a_0^2 + a_i'^2}}, \quad (5.25)$$

avec

$$a'_i = \frac{2a_i}{\cos\theta_\gamma + 1}. \quad (5.26)$$

En plus de la saturation artificielle introduite sur la charge de $a_0 = 10$ pe, une limite minimale sur la distance traversée par les photons a été appliquée telle que :

$$d(d_\gamma) = \sqrt{d_1^2 + d_\gamma^2}, \quad (5.27)$$

avec $d_1 = 5$ m la distance minimale.

Le dénominateur du deuxième terme de l'équation 5.24 est fonction de l'amplitude moyenne des hits détectés $\langle a \rangle$, définie tel que

$$\langle a \rangle = \frac{1}{N_{hit}} \sum_i^{N_{hit}} a'_i, \quad (5.28)$$

et d'un facteur de normalisation $d_0 = 50$ m, servant à obtenir des poids comparables entre les deux termes de l'équation (5.24).

Finalement, à partir de la valeur Q minimum trouvée par l'algorithme d'ajustement, la variable de qualité $t\chi^2$ est définie, telle que :

$$t\chi^2 = \frac{Q}{Nddl}, \quad (5.29)$$

avec N_{ddl} le nombre de degré de liberté utilisé lors de l'ajustement de la trace incidente, s'exprimant :

$$N_{ddl} = N_{hit} - N_{pl}, \quad (5.30)$$

où N_{pl} est le nombre de paramètres libres dans l'ajustement. Pour un événement multiligne, il est de 5, alors que pour un événement reconstruit sur une seule ligne, il est de 4, l'azimut étant dégénéré.

Procédure d'ajustement d'une source ponctuelle

Un second ajustement est appliqué dans l'algorithme. Il consiste à reconstruire un événement comme un point lumineux sphérique. Contrairement à une trace de particule, un point lumineux est une source ponctuelle de lumière, qui va émettre un seul flash, à un moment donné, supposé isotrope. Le modèle de point lumineux ne s'applique pas seulement à la lumière artificielle, telle que celle provenant de LED beacon, mais aussi à la lumière provenant de gerbes hadroniques et électromagnétiques, dont l'extension est bien plus petite que l'échelle du détecteur. Un point lumineux est défini par 4 paramètres, sa position $\vec{q} = (q_x, q_y, q_z)$, et son temps t_0 d'émission. Il est alors possible de faire une analogie directe avec les paramètres d'approche minimale :

$$t_c = t_0, z_c = q_z, \text{ et } d_c = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}.$$

Le point lumineux est ainsi défini totalement par 3 paramètres par rapport à une ligne. Et, une nouvelle fois, par analogie avec la trace d'une particule, l'ajustement sera dépendant des trois fonctions :

$$d_\gamma(z) = \sqrt{d_c^2 + (z - q_z)^2}. \quad (5.31)$$

$$t_\gamma(z) = t_0 + \frac{n_g}{c} d_\gamma(z). \quad (5.32)$$

$$\cos\theta_\gamma(z) = \frac{z - q_z}{d_\gamma(z)}. \quad (5.33)$$

La fonction d'ajustement Q est identique à celle utilisée par la reconstruction de trace, afin que le paramètre de qualité $b\chi^2$ de l'ajustement de point lumineux soit comparable à $t\chi^2$.

5.4.2 Détermination des variables discriminantes

Pour cette analyse, les simulations prenant en compte l'acceptance angulaire "dic08" ont été utilisées. Comme cela a été fait dans le paragraphe §5.3.3, il est nécessaire de définir les variables discriminantes à utiliser, afin d'isoler les monopôles magnétiques des événements de bruit de fond atmosphérique. La première coupure de sélection concerne l'angle zénithal reconstruit, tel que seuls les événements reconstruits montants sur au

moins deux lignes soient gardés. La Figure 5.35 montre la distribution de l'angle zénithal pour des événements reconstruits sur au moins deux lignes, pour des simulations de muons et neutrinos atmosphériques, comparées aux données réelles sur la fenêtre de gauche, et pour des monopôles magnétiques simulés dans différents domaines de vitesse sur la fenêtre de droite.

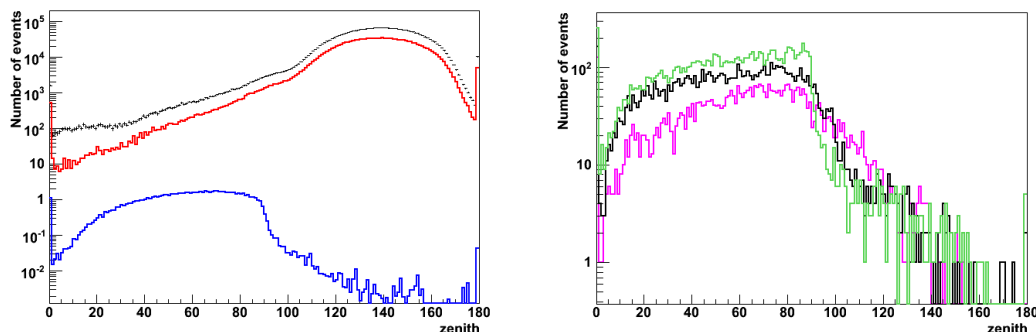


FIG. 5.35 – Gauche : Distribution de l'angle zénithal reconstruit pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour le lot de données réelles (noir), reconstruits sur au moins deux lignes. Droite : Distribution de l'angle zénithal reconstruit pour des monopôles magnétiques simulés montants dans les intervalles de vitesse $\beta = [0.725, 0.775]$ (violet), $\beta = [0.825, 0.875]$ (noir) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (vert), reconstruits sur au moins deux lignes.

Deux ajustements sont appliqués dans la stratégie de BBfit, un ajustement de point lumineux, utile pour éliminer des événements multimuons, et un ajustement de trace, comme détaillé dans la section précédente, leurs paramètres de qualité respectifs étant désignés par $b\chi^2$ et $t\chi^2$. Ceci permet de définir une coupure de qualité intéressante, consistant à privilégier la reconstruction de trace plutôt que la reconstruction de point lumineux, en requérant $t\chi^2 \leq b\chi^2$. Les événements restants sont illustrés Figure 5.36, qui représente les distributions en $t\chi^2$ des événements atmosphériques simulés comparés au lot de données réelles sur la fenêtre de gauche, et pour des monopôles magnétiques sur la fenêtre de droite.

Tout comme dans l'analyse précédente, l'une des variables discriminantes sera le facteur de qualité de la stratégie de reconstruction $t\chi^2$, qui représente un bon potentiel discriminatoire pour les monopôles, notamment pour ceux dont la vitesse est proche de celle de la lumière. Par ailleurs, le deuxième paramètre discriminant, va concerner la quantité de lumière détectée. Deux variables sont disponibles en sortie de la reconstruction, le nombre d'étages utilisés lors de l'ajustement, appelé "**nhit**", et l'amplitude totale enregistrée des hits utilisés dans l'ajustement. L'amplitude étant encore peu fiable, car trop dépendante du bruit de fond, nous avons choisi de seulement considérer le nombre d'étages en tant que variable discriminante pour la recherche de monopôles. La Figure 5.37 montre les distributions normalisées des événements de bruit de fond atmosphérique, et des monopôles magnétiques en fonction de la variable *nhit*. On re-

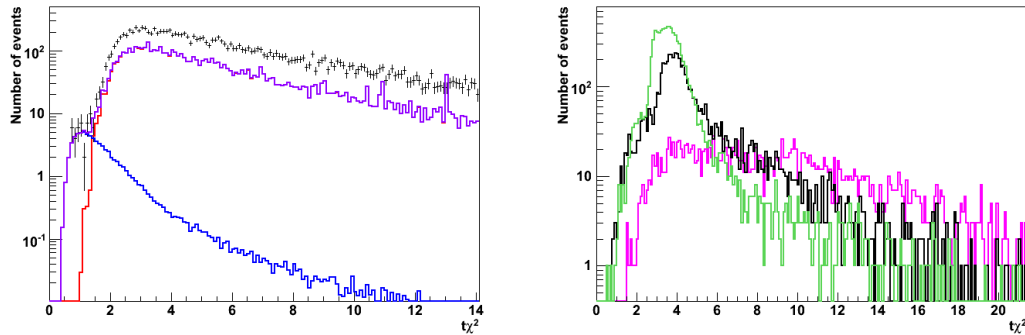


FIG. 5.36 – Gauche : Distribution du paramètre de qualité $t\chi^2$ pour des événements reconstruits montants sur au moins deux lignes, pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour le lot de données réelles (noir), avec la condition $t\chi^2 \leq b\chi^2$. Droite : Distribution du paramètre de qualité $t\chi^2$ pour des monopôles reconstruits montants sur au moins deux lignes, et simulés montants dans les intervalles de vitesse $\beta = [0.725, 0.775]$ (violet), $\beta = [0.825, 0.875]$ (noir) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (vert), avec la condition $t\chi^2 \leq b\chi^2$.

marque que cette variable apporte un grand pouvoir discriminant à l'analyse.

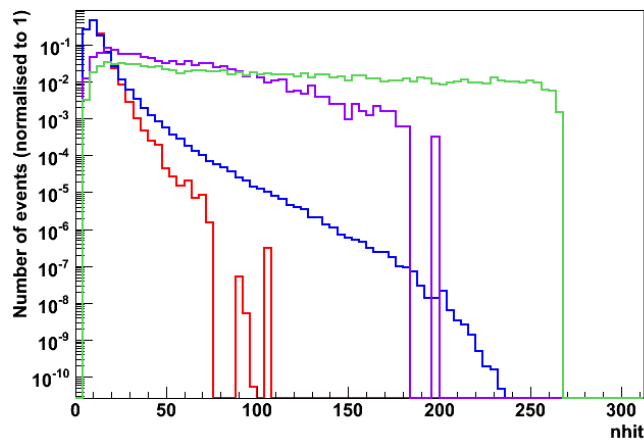


FIG. 5.37 – Distribution normalisée de la variable $nhit$ pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu) et de monopôles magnétiques simulés dans les intervalles de vitesse $\beta = [0.775, 0.825]$ (violet) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (vert), reconstruits montants sur au moins deux lignes, avec la condition $t\chi^2 \leq b\chi^2$.

5.4.3 Comparaisons données réelles/simulées

Comme on a pu le voir dans la section §5.3.7 avec l'utilisation de l'acceptance angulaire "dic08", il devient nécessaire d'appliquer un facteur d'échelle sur les simulations de muons atmosphériques, afin d'obtenir un accord raisonnable entre les données réelles et les données simulées. Ainsi un facteur de correction de ~ 1.97 a été défini à partir des distributions en $t\chi^2$, sur un domaine raisonnable $t\chi^2 \leq 20$. La Figure 5.38 montre la distribution en $t\chi^2$ pour des neutrinos atmosphériques simulés et le lot de données réelles, ainsi que pour des simulations de muons atmosphériques renormalisés par le facteur de correction.

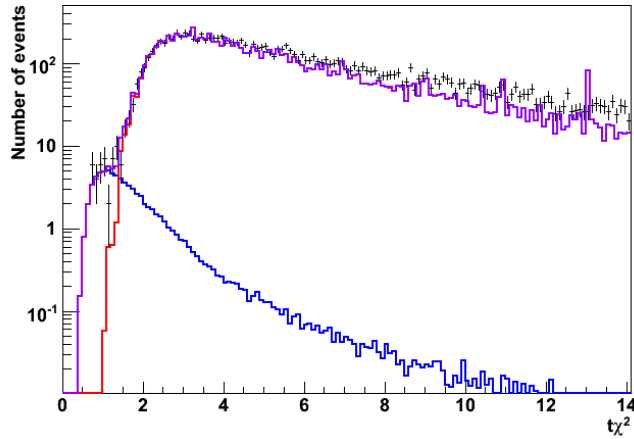


FIG. 5.38 – Distribution du paramètre de qualité $t\chi^2$ pour les simulations de muons atmosphériques renormalisées par le facteur d'échelle $\alpha \sim 1.97$ (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour le lot de données réelles (noir), reconstruits montants sur au moins deux lignes, avec la condition $t\chi^2 \leq b\chi^2$.

On observe, dans les distributions de $t\chi^2$ un bon accord entre les données réelles et les simulations dès que $t\chi^2 \leq 8$, ce qui est corroboré par les distributions en $nhit$, Figure 5.39, obtenues après avoir appliqué cette condition.

5.4.4 Optimisation des variables discriminantes

Maintenant que les paramètres discriminants ont été définis, il ne reste plus qu'à définir le jeu de coupure qui optimise la sensibilité sur le flux de monopôles magnétiques. De même que dans le paragraphe §5.3.5, le jeu de coupure sur les variables ($t\chi^2$, $nhit$) est tout d'abord optimisé pour chacun des 6 domaines de vitesse des monopôles simulés. Puis un seul couple est choisi, tel que $\int_{i=[0.775,0.825]}^{i=[0.975,0.995]} S(i)$ soit minimum, avec $S(i)$ la sensibilité pour un domaine de vitesse i donné, toujours dans l'idée d'optimiser les coupures pour un flux plat de monopôles entre $\beta = 0.775$ et $\beta = 0.995$. La Figure

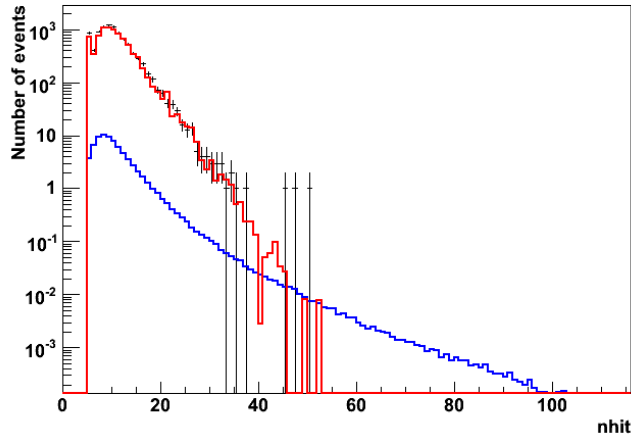


FIG. 5.39 – Distribution de la variable $nhit$ pour les simulations de muons atmosphériques renormalisées par le facteur d'échelle (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour le lot de données réelles (noir), reconstruits montants sur au moins deux lignes, avec la condition $t\chi^2 \leq b\chi^2$, et après avoir appliqué la condition $t\chi^2 \leq 8$.

5.40 donne un aperçu de l'espace des paramètres de coupure ($t\chi^2, nhit$) dans lequel la sensibilité évolue pour un domaine de vitesse $\beta = [0.975, 0.995]$, et montre clairement un minimum aux alentours de $nhit \sim 80$ et $t\chi^2 \sim 10$.

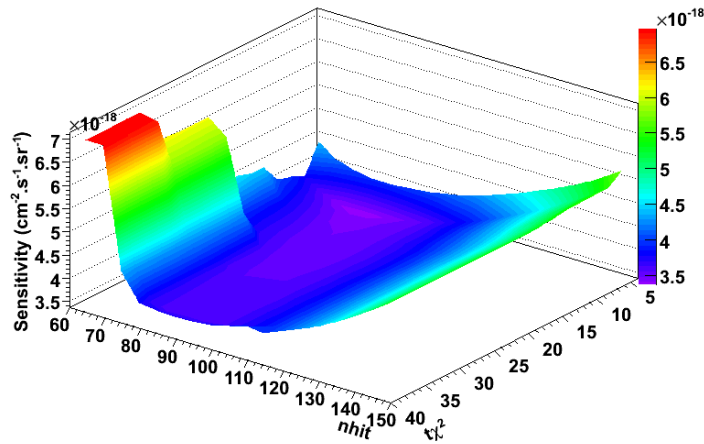


FIG. 5.40 – Espace des paramètres de coupures ($t\chi^2, nhit$), dans lequel la sensibilité évolue pour des monopôles simulés dans l'intervalle de vitesse $\beta = [0.975, 0.995]$.

Ainsi, la meilleure sensibilité intégrée sur l'intervalle $\beta = [0.775, 0.995]$ et pour $t\chi^2 \leq 8$, pour lequel on a un bon accord entre les données réelles et les simulations, est

obtenue en appliquant les critères $t\chi^2 \leq 8$ et $n_{hit} \geq 60$.

5.4.5 Sensibilité attendue

Finalement, après avoir appliqué les coupures sur les variables discriminantes, définies dans la section précédente, environ 1.6 événements de bruit de fond neutrinos sont attendus après un an de prise de données. Le tableau 5.7 et la Figure 5.41 résument les sensibilités, à 90 % de niveau de confiance, obtenues pour chaque domaine de vitesses avec BBfit, et les comparent aux valeurs obtenues avec l’analyse de “référence” utilisant la stratégie de Aart. Les différences entre les sensibilités sont inférieures à ~ 15 % dans le domaine $\beta = [0.775, 0.995]$.

Configuration / β	0.75	0.80	0.85	0.90	0.95	0.99
$S_{BBFit} (cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1})$	$5.1.10^{-16}$	$2.3.10^{-17}$	$9.1.10^{-18}$	$5.6.10^{-18}$	$4.3.10^{-18}$	$3.9.10^{-18}$
$S_{Aart37218} (cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1})$	$3.8.10^{-16}$	$2.2.10^{-17}$	$9.6.10^{-18}$	$5.8.10^{-18}$	$4.0.10^{-18}$	$3.4.10^{-18}$
Écart p. r. à réf.						
ΔS	35.28 %	4.55 %	-5.21 %	-3.45 %	7.5 %	14.71 %

TAB. 5.7 – Sensibilités attendues, à 90% de niveau de confiance, en utilisant l’algorithme de reconstruction BBfit. L’écart ΔS de ces sensibilités par rapport à celles de référence obtenues avec la stratégie de Aart est montré.

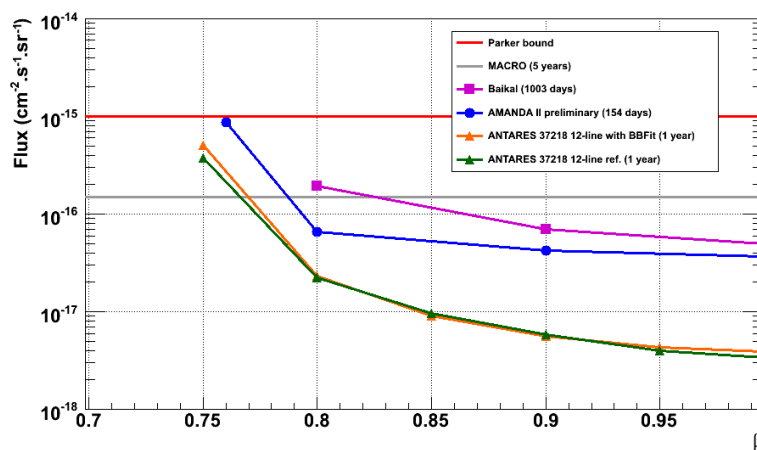


FIG. 5.41 – Sensibilité attendue (orange), à 90% de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse, obtenue avec la stratégie de reconstruction BBfit, pour ANTARES après un an de prise de données, comparée aux limites supérieures posées par les expériences AMANDA, MACRO et Baïkal. La sensibilité de référence obtenue avec la stratégie de Aart est aussi montrée pour comparaison (vert).

5.4.6 Modules optiques scintillants

De même que pour l'analyse utilisant la stratégie de "Aart", il est intéressant et nécessaire de connaître le nombre d'événements, s'il en est, qui passeraient les coupures définies avec l'algorithme de reconstruction BBfit, et qui proviendraient de modules optiques scintillants. De nouveau, le *run 36666*, étiqueté comme contenant un module optique scintillant, a été choisi. Après avoir exécuté l'algorithme BBfit sur le *run 36666*, nous notons qu'aucun événement, identifiable comme provenant du module optique scintillant, n'est reconstruit comme montant. Cependant, afin de s'assurer qu'aucun de ces événements, s'ils étaient reconstruits montants, ne passeraient les critères de sélection définis, nous pouvons regarder la Figure 5.42, qui montre le nombre d'étages *nhit* utilisés lors de l'ajustement, par événement, sans appliquer de coupures sur l'angle zenithal de reconstruction. Sur ce graphique est aussi montrée (en noir) la distribution obtenue, en demandant que le paramètre de qualité de la trace $t\chi^2$ soit meilleur que le paramètre de qualité de point lumineux $b\chi^2$, *i.e.* après avoir appliqué $t\chi^2 \leq b\chi^2$.

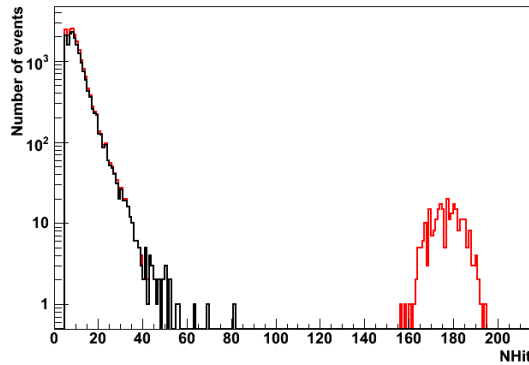


FIG. 5.42 – Distribution de la variable *nhit* pour les événements reconstruits du *run 36666*, contenant un module optique scintillant, avant (rouge) et après (noir) avoir appliqué la condition $t\chi^2 \leq b\chi^2$.

L'amoncellement d'événements provenant du module optique scintillant est facilement identifiable (~ 270 événements) sur la droite de la distribution, avec un nombre d'étage centré sur environ 180 *nhit*. Ces événements disparaissent avec la condition $t\chi^2 \leq b\chi^2$, corroborant le fait que les événements provenant de modules optiques scintillants sont bien décrit comme des événements de type "points lumineux".

En conclusion, nous pouvons faire l'hypothèse que, même si des événements étaient reconstruits comme montants, la coupure $t\chi^2 \leq b\chi^2$ les éliminerait, et ainsi aucun de ces événements ne devrait être identifié comme monopôle magnétique, en sortie de l'analyse.

5.5 Conclusion

Les analyses présentées dans ce chapitre sont basées sur l'utilisation des algorithmes de reconstruction de traces usuels de la collaboration ANTARES. Ces algorithmes étant optimisés pour reconstruire la trace de particules voyageant à la vitesse de la lumière, ces analyses ne sont sensibles que pour la recherche de monopôles magnétiques dont la vitesse est proche de celle de la lumière, et en-dessous de $\beta \sim 0.75$ les sensibilités atteintes ne sont plus compétitives. Les études ont été menées avec deux stratégies de reconstruction, la stratégie de Aart et la stratégie BBfit. Durant l'analyse effectuée avec la reconstruction de Aart, de nombreuses modifications ont été apportées et ont été prises en compte dans les calculs de sensibilités, avec par exemple l'utilisation des informations relatives à la position des modules optiques (alignement) dans le lot de données réelles, montrant des écarts relatifs de l'ordre de $\sim 15\%$ avec et sans ces modifications. De plus, la comparaison des sensibilités obtenues avec l'utilisation de la stratégie de Aart et de la stratégie BBfit (c.f. Figure 5.41), affiche des résultats équivalents. On a pu cependant noter les meilleurs accords entre données réelles et données simulées obtenus avec la reconstruction BBfit, justifiés notamment par sa faible dépendance au bruit de fond environnant, grâce à une sélection stricte des hits à utiliser dans l'ajustement. D'hors et déjà, les résultats obtenus après un an de prise de données intégrées d'ANTARES permettraient d'améliorer la sensibilité attendue sur le flux de monopôles magnétiques d'un facteur dix par rapport aux contraintes mondiales actuelles.

Le but de l'analyse présentée dans le chapitre suivant, sera de récupérer les monopôles magnétiques plus lents, notamment émettant de la lumière en dessous du seuil Cherenkov, par l'implémentation de la vitesse de la particule incidente en paramètre libre dans l'une des deux reconstructions présentées précédemment.

Chapitre 6

Recherche de monopôles magnétiques en-dessous du seuil Cherenkov

Dans le chapitre précédent, la recherche de monopôles magnétiques a été optimisée pour des vitesses supérieures à $\beta \sim 0.8$. Les reconstructions utilisées habituellement dans ANTARES, qui permettent de reconstruire la trace des muons, sont définies pour des particules voyageant à la vitesse de la lumière, et émettant un cône de photons Cherenkov à un angle de $\sim 42^\circ$. On comprend donc le décroît de sensibilité de la première analyse vis à vis des monopôles de faible vitesse, moins bien reconstruits par les algorithmes.

Afin d'être sensible à ces monopôles de plus faible vitesse, la méthode employée a consisté à modifier l'une des deux reconstructions présentées dans le chapitre précédent, afin d'y inclure la vitesse de la particule incidente en tant que paramètre libre supplémentaire.

6.1 Modification de la reconstruction

6.1.1 Choix de la reconstruction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que deux stratégies de reconstruction étaient utilisées usuellement dans ANTARES :

- La stratégie de Aart qui est divisée en plusieurs étapes, et est basée principalement sur une maximisation de vraisemblance à partir de distributions de résidus temporels. Cette reconstruction offre une résolution angulaire de $\sim 0.3^\circ$ pour des neutrinos d'énergie supérieure à ~ 10 TeV, lorsque l'alignement des lignes et l'orientation des OMs sont pris en compte.
- L'algorithme de reconstruction BBfit, qui est basé sur la méthode des moindres

carrés, fonction des résidus temporels des hits produits dans le détecteur. Il offre une résolution angulaire de 1 à 2° pour des neutrinos d'énergie supérieure à ~ 10 TeV, et ne prend pas en compte les informations concernant l'alignement des lignes, ni l'orientation des OMs.

Pour cette nouvelle analyse, l'algorithme BBfit a été choisi car il répond à plusieurs critères importants. La sélection des hits appliquée par BBfit est beaucoup plus stricte, et rend la reconstruction peu sensible au bruit de fond environnant [205], contrairement à la reconstruction de Aart, dont les fonctions densités de probabilité, optimisées pour un taux de 60 kHz de bruit de fond, dépendent de l'amplitude du hit regardé. De plus, en flux diffus, comme la recherche de monopôles magnétiques se fait en analyse de flux diffus, la résolution angulaire de BBfit peut être considérée comme suffisante.

Nous verrons cependant que la difficulté majeure réside dans la non-utilisation de fonctions de densité de probabilité, rendant difficile l'estimation des résidus temporels des hits produits par les δ -électrons. En effet, la distribution angulaire d'émission des photons Cherenkov produits par les δ -électrons par rapport à la trajectoire du monopôle incident est, contrairement à la lumière Cherenkov directe, très étalée (c.f. Figure 6.1). Dans le paragraphe suivant seront décrites les différentes étapes qui ont été nécessaires afin d'inclure la vitesse des particules incidentes comme variable d'ajustement.

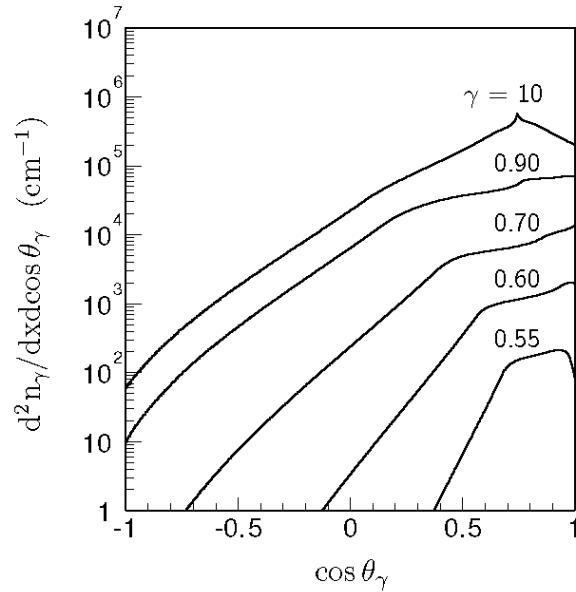


FIG. 6.1 – Distributions angulaires des photons Cherenkov émis par les δ -électrons, avec la prise en compte des multiples diffusions des électrons dans l'eau, pour différentes vitesses de monopôles magnétiques.

6.1.2 Modifications apportées

Différentes parties de l'algorithme BBfit ont été modifiées afin de le rendre sensible au passage des monopôles magnétiques, et afin de reconstruire leur vitesse incidente. Dans cette section seront expliqués seulement les changements les plus significatifs.

Dans la sélection des hits, seule la définition du temps des *clusters* T3 a été modifiée, passant de 80 ns à 100 ns, afin d'être en accord avec la définition utilisée par le déclencheur 2T3, et afin d'augmenter le nombre de hits utilisables pour la reconstruction, notamment ceux provenant des monopôles magnétiques (les photons produits par les δ -rays sont très dispersés en temps).

Nous avons montré que l'algorithme de reconstruction de trace est basé sur un ajustement de χ^2 , par la minimisation d'une fonction Q , fonction dépendante des résidus temporels et d'un terme d'amplitude, telle que :

$$Q = \sum_{i=1}^{Nhit} \left[\frac{(t_\gamma - t_i)^2}{\sigma_i^2} + \frac{a(a_i)d(d_\gamma)}{\langle a \rangle d_0} \right], \quad (6.1)$$

avec, dans le premier terme, t_γ et t_i , respectivement, les temps d'arrivée théoriques et mesurés des hits, et σ_i l'erreur sur le temps d'arrivée des hits, posée à 10 ns pour des hits dont la charge est supérieure à 2.5 pe, et à 20 ns sinon. Le deuxième terme apporte une pénalité aux hits combinant une large amplitude, et une grande distance parcourue, caractérisée par $d(d_\gamma)$. Ce terme est dépendant de $a(a_i)$, une fonction dépendante de l'amplitude mesurée a_i du hit, corrigée pour prendre en compte, en première approximation, l'acceptance angulaire des modules optiques. Cette correction dépend de l'angle $\cos\theta_\gamma$ d'incidence du "photon" sur le module optique.

Ainsi, comme cela a été vu précédemment paragraphe §5.4.1, la fonction Q est dépendante de seulement trois fonctions :

1. Le temps d'arrivée du hit sur le module optique :

$$t_\gamma(z) = (t_c - t_0) + \frac{1}{c}((z - z_c)v_z - \cos\theta_c \times d_\gamma(z)) + \frac{n_g}{c}d_\gamma(z), \quad (6.2)$$

avec t_c , le temps d'approche minimale de la trace, t_0 un temps de référence, v_z l'angle zénithal d'incidence de la trace, c la vitesse de la lumière dans le vide, et $n_g \sim 1.38$ l'indice de réfraction de groupe de la lumière dans l'eau de mer, pour des longueurs d'onde entre 300 et 600 nm. z et z_c , respectivement, la hauteur de l'étage touché et la hauteur de la trace à la distance minimale d'approche par rapport à la ligne.

2. La distance parcourue par le photon incident :

$$d_\gamma(z) = \sqrt{\frac{d_c^2 + (z - z_c)^2(1 - v_z^2)}{\sin^2\theta_c}}, \quad (6.3)$$

avec d_c , la distance minimale d'approche de la trace.

3. L'angle d'arrivée du photon incident :

$$\cos\theta_\gamma(z) = (1 - v_z^2) \frac{z - z_c}{d_\gamma(z)} + v_z \times \cos\theta_c. \quad (6.4)$$

Les paramètres relatifs à la distance minimale d'approche de la trace sont exprimés par le paragraphe §5.4.1. Ces fonctions sont optimisées pour des particules simplement chargées, voyageant à la vitesse de la lumière c , et émettant de la lumière Cherenkov à un angle $\cos\theta_c = 1/n_\phi \sim 0.74$, avec $n_\phi \sim 1.35$ l'indice de réfraction de phase de l'eau de mer.

Afin d'implémenter la vitesse en tant que paramètre libre dans ces trois fonctions, nous allons tout d'abord exprimer deux configurations différentes de manière indépendante. Une configuration, qui se rapporte aux monopôles voyageant à une vitesse supérieure au seuil Cherenkov, et pour laquelle, en première approximation, ne sera pris en compte que l'émission Cherenkov directe, qui est bien plus intense que l'émission indirecte produite par les δ -électrons. La seconde configuration concernera les monopôles dont la vitesse est inférieure au seuil Cherenkov.

- Pour une particule incidente avec une vitesse supérieure au seuil Cherenkov $\beta \gtrsim 0.74$, les photons sont émis à un angle Cherenkov bien défini, qui s'exprime comme $\cos\theta_c(\beta) = 1/\beta n_\phi$. Le temps d'arrivée des photons change donc avec l'angle d'émission des photons, mais aussi avec le temps mis par la particule pour atteindre le point d'émission. L'expression (6.2) devient alors :

$$t_\gamma(z) = (t_c - t_0) + \frac{1}{\beta c} ((z - z_c)v_z - \cos\theta_c(\beta) \times d_\gamma(z)) + \frac{n_g}{c} d_\gamma(z, \beta), \quad (6.5)$$

avec $\cos\theta_c(\beta)$ variant de 1 à 0.74 pour, respectivement, une vitesse β de 0.74 à 1.

- Pour des photons émis par les δ -électrons produits sur le passage d'un monopôle, l'angle d'émission est très étendu, et donc beaucoup moins facile à définir (c.f. Figure 6.1). L'une des façons les plus simples est de choisir l'angle $\cos\theta_{max}(\beta)$ pour lequel le plus grand nombre de photons est émis pour chaque vitesse. L'expression du temps d'arrivée des photons s'exprime :

$$t_\gamma(z) = (t_c - t_0) + \frac{1}{\beta c} ((z - z_c)v_z - \cos\theta_{max}(\beta) \times d_\gamma(z)) + \frac{n_g}{c} d_\gamma(z, \beta), \quad (6.6)$$

avec $\cos\theta_{max}(\beta)$ entre ~ 0.93 et ~ 1 pour β allant de 0.55 à 0.74.

L'angle $\cos\theta$ d'émission des photons varie suivant la vitesse considérée, et modifie donc la distance parcourue d_γ , et l'angle d'arrivée $\cos\theta_\gamma$, qui deviennent fonction de β . Les deux cas de figure présentés nous montrent le cas "idéal" que nous aimerions pouvoir implémenter dans la reconstruction. Cependant, il est nécessaire de construire une fonction $\cos\theta(\beta)$ continue, qui permet de joindre les deux régimes évoqués, et dont les dérivées en chaque point ne sont pas trop élevées, afin d'éviter des problèmes de minima locaux lors de la procédure d'ajustement basée sur l'algorithme de minimisation MINUIT [206]. Dans cet objectif, nous avons choisi d'utiliser une fonction spéciale $f(x)$,

appelée “sigmoïde”, s’exprimant comme $f(x) = \frac{1}{1+e^{-\lambda x}}$, avec $\lambda \in \mathbb{R}$. Afin d’illustrer ce type de fonction, cette dernière est représentée Figure 6.2, avec un coefficient arbitraire $\lambda = -5$.

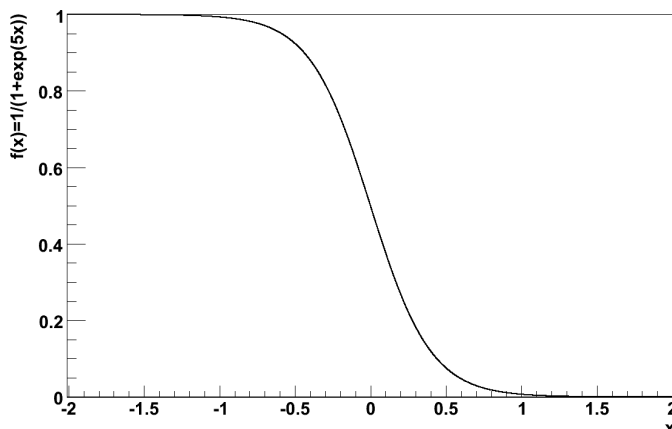


FIG. 6.2 – Représentation de la fonction sigmoïde avec un coefficient $\lambda = -5$.

En se basant sur cette fonction spéciale, nous pouvons construire une fonction qui se rapproche de la fonction “idéale” avec :

$$\cos\theta(\beta) \propto \cos\theta_{max}(\beta) \frac{1}{1 + e^{\lambda(\beta-\beta_S)}} + \cos\theta_c(\beta) \left(1 - \frac{1}{1 + e^{\lambda(\beta-\beta_S)}}\right), \quad (6.7)$$

où β_S correspond au point de fusion des fonctions $\cos\theta_{max}(\beta)$ et $\cos\theta_c(\beta)$, idéalement le seuil Cherenkov. En pratique, il est nécessaire d’utiliser des fonctions sigmoïdes étalées, afin d’éviter les minima locaux lors de l’ajustement. Ceci implique une déformation des fonctions espérées. Les paramètres tels que l’étalement des sigmoïdes, contraint par λ , la position exacte du seuil β_S , ainsi qu’un facteur de normalisation, ont été définis de manière empirique, par une série de tests, dans le but d’obtenir une reconstruction de la vitesse la plus proche de la réalité, quelque soit la vitesse des monopôles magnétiques incidents. La Figure 6.3 montre la fonction finalement utilisée afin de représenter l’angle d’émission des photons sur tout le domaine de vitesse $\beta = [0.55, 1]$. Il est à noter que la fonction a en fait été définie sur un domaine plus large dans le code, allant de $\beta = 0.1$ à $\beta = 1.5$, afin d’éviter des problèmes “d’effets de bord” lors de l’ajustement.

De plus, parmi les modifications apportées à l’algorithme, on peut noter la prise en compte du degré de liberté supplémentaire dans la définition du paramètre de qualité $t\chi^2$, ainsi que le changement des erreurs sur le temps d’arrivé des hits dans la fonction d’ajustement Q . En effet, afin d’améliorer la reconstruction, notamment, des

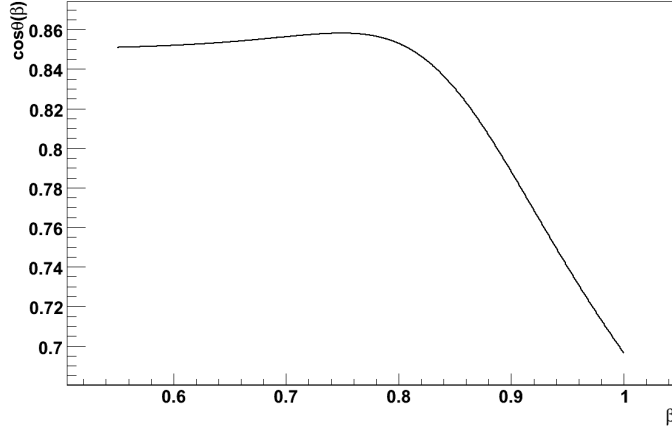


FIG. 6.3 – Représentation de la fonction utilisée pour représenter l’angle d’émission θ des photons par rapport à la direction du monopôle incident, en fonction de sa vitesse.

événements dont la vitesse est supérieure au seuil Cherenkov, il a été nécessaire d’augmenter le poids des hits de large amplitude, *i.e.* supérieure à 2.5 pe, pour donner une importance plus grande aux photons Cherenkov directs par rapport aux photons émis par les δ -électrons. Ce changement a été aussi répercuté sur la fonction d’ajustement de point lumineux, afin que les facteurs de qualité restent comparables.

6.1.3 Efficacité de reconstruction de la vitesse des monopôles magnétiques

Pour plus de clarté pour la suite, nous désignerons par β_s la vitesse simulée des monopôles magnétiques, et par β_r leur vitesse reconstruite. La reconstruction a été optimisée avec des monopôles magnétiques simulés sur 10 domaines de vitesse allant de $\beta = 0.55$ à $\beta = 0.995$. L’efficacité de reconstruction peut être évaluée par deux paramètres, la résolution sur la vitesse reconstruite des monopôles, et le facteur de qualité $t\chi^2$.

La résolution sur la vitesse reconstruite des monopôles est définie comme la différence entre la vitesse simulée β_s et celle reconstruite β_r par l’algorithme. Elle est représentée Figure 6.4, pour quatre domaines de β_s , avec leur distribution respective de β_r . Comme on pouvait s’y attendre, la résolution sur la vitesse reconstruite est meilleure pour des monopôles dont la vitesse est supérieure au seuil Cherenkov $\beta_s \gtrsim 0.74$ et est de l’ordre de $\Delta\beta \sim 0.003$, alors qu’elle avoisine $\Delta\beta \sim 0.025$ pour des monopôles dont la vitesse est inférieure au seuil Cherenkov. Cette différence s’explique par la moins grande dispersion angulaire de la lumière Cherenkov émise directement par les monopôles.

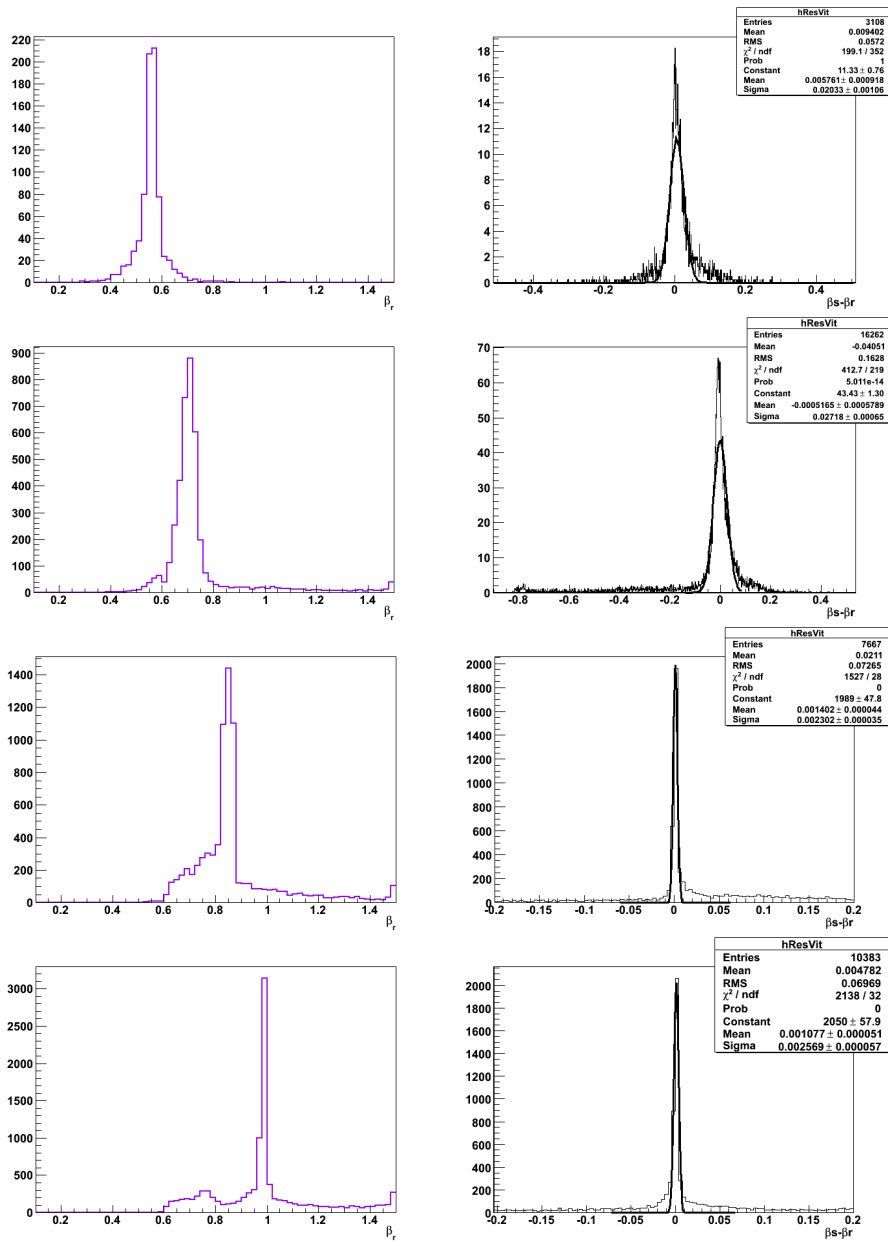


FIG. 6.4 – Vitesses reconstruites β_r (colonne de gauche), et résolutions sur la vitesse reconstruite définies par $\beta_s - \beta_r$ (colonne de droite), pour des monopôles simulés dans les intervalles de vitesse $\beta = [0.525, 0.575]$ (première ligne), $\beta = [0.625, 0.675]$ (deuxième ligne), $\beta = [0.825, 0.875]$ (troisième ligne) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (quatrième ligne).

Le facteur de qualité $t\chi^2$ des traces reconstruites donne de plus une information quant à la qualité de la reconstruction. La distribution en $t\chi^2$ est illustrée Figure 6.5, pour les quatres mêmes domaines de vitesse de monopôles simulés. De nouveau, on constate que les distributions du facteur de qualité, obtenues en sortie de la reconstruction, sont très étalées, et donc moins bonnes, pour des monopôles dont la vitesse est inférieure à $\beta_s \sim 0.74$, alors qu'au dessus du seuil Cherenkov, le facteur de qualité tend vers des valeurs plus raisonnables ($t\chi^2 \sim 5$). Il est d'hors et déjà possible de remarquer qu'il ne sera pas envisageable d'appliquer une coupure globale très contraignante sur le facteur de qualité $t\chi^2$, sans quoi trop de monopôles magnétiques, ayant notamment des vitesses au dessous du seuil Cherenkov, seront supprimés.

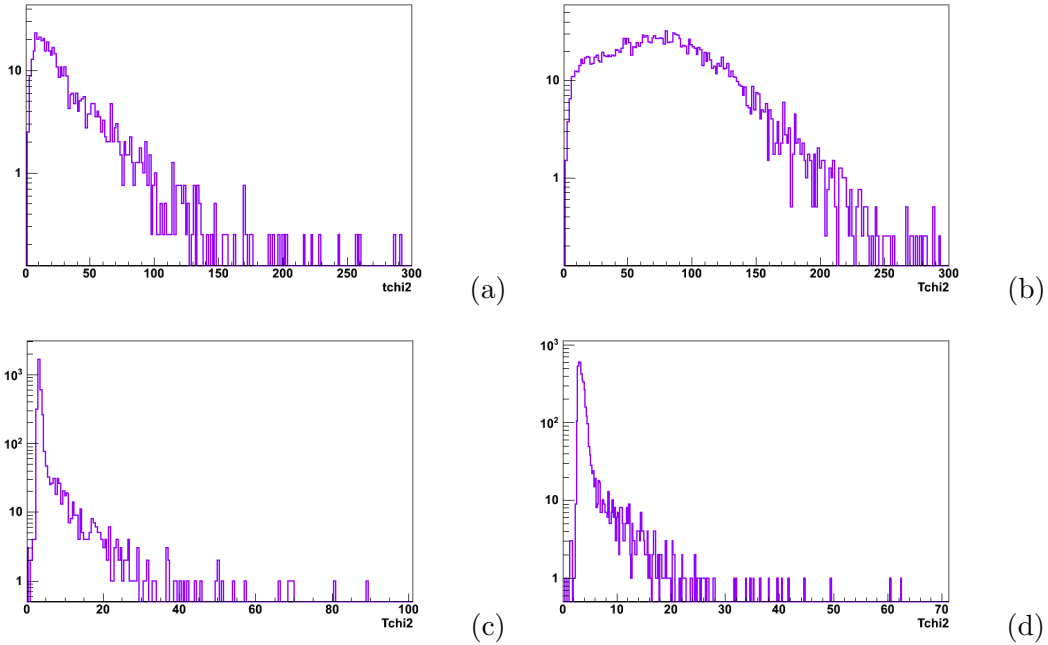


FIG. 6.5 – Distributions du facteur de qualité $t\chi^2$ de la trace reconstruite pour des monopôles magnétiques simulés dans les intervalles de vitesse $\beta = [0.525, 0.575]$ (a), $\beta = [0.625, 0.675]$ (b), $\beta = [0.825, 0.875]$ (c) et $\beta = [0.975, 0.995]$ (d).

6.1.4 Reconstruction des muons et neutrinos simulés

La reconstruction de la vitesse des traces des muons et neutrinos atmosphériques, est tout aussi importante, ces particules étant le bruit de fond majoritaire auquel nous sommes confrontés dans la recherche de monopôles magnétiques. La Figure 6.6 nous montre les distributions en vitesse reconstruite des muons et neutrinos atmosphériques, normalisées à un. Comme espéré, les particules sont reconstruites majoritairement à la

vitesse de la lumière $\beta \sim 1$, avec cependant un “pic” notable apparaissant aux alentours de $\beta \sim 0.65$. On peut en réalité montrer que ces traces “mal reconstruites” proviennent de trajectoires ayant été reconstruites sur une seule ligne. La Figure 6.7 représente, en effet, les mêmes distributions en vitesse, des muons et neutrinos atmosphériques, ayant été reconstruits, cette fois, sur au moins deux lignes.

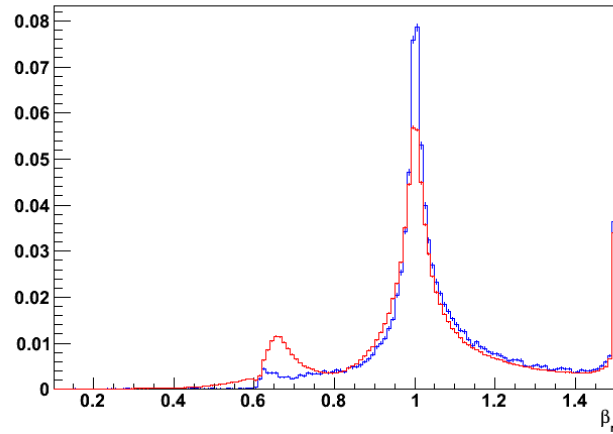


FIG. 6.6 – Distribution normalisée de la vitesse reconstruite β_r des simulations de muons atmosphériques (rouge) et de neutrinos atmosphériques montants (bleu).

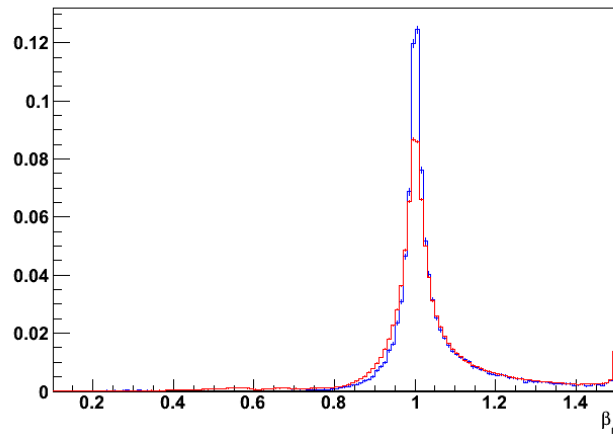


FIG. 6.7 – Distribution normalisée de la vitesse reconstruite β_r des simulations de muons atmosphériques (rouge) et de neutrinos atmosphériques montants (bleu), reconstruits sur au moins deux lignes.

Le principe de l'analyse présentée ci-après sera d'optimiser les variables discriminantes sur 10 intervalles de vitesse reconstruite disjoints. Il est donc intéressant de regarder les distributions du facteur de qualité de la reconstruction, non pas sur tout l'ensemble des muons et neutrinos atmosphériques, mais pour des intervalles disjoints prédéfinis. La Figure 6.8 présente les distributions du facteur de qualité obtenu pour quatre domaines de vitesse reconstruite différents, pour les muons et neutrinos atmosphériques, normalisés à un. Même pour des vitesses mal reconstruites, les moyennes des distributions en $t\chi^2$ restent meilleures que celles des monopôles magnétiques, notamment ceux dont la vitesse est inférieure au seuil Cherenkov. Cela confirme la difficulté d'envisager l'utilisation de la variable $t\chi^2$ comme paramètre discriminant dans la suite.

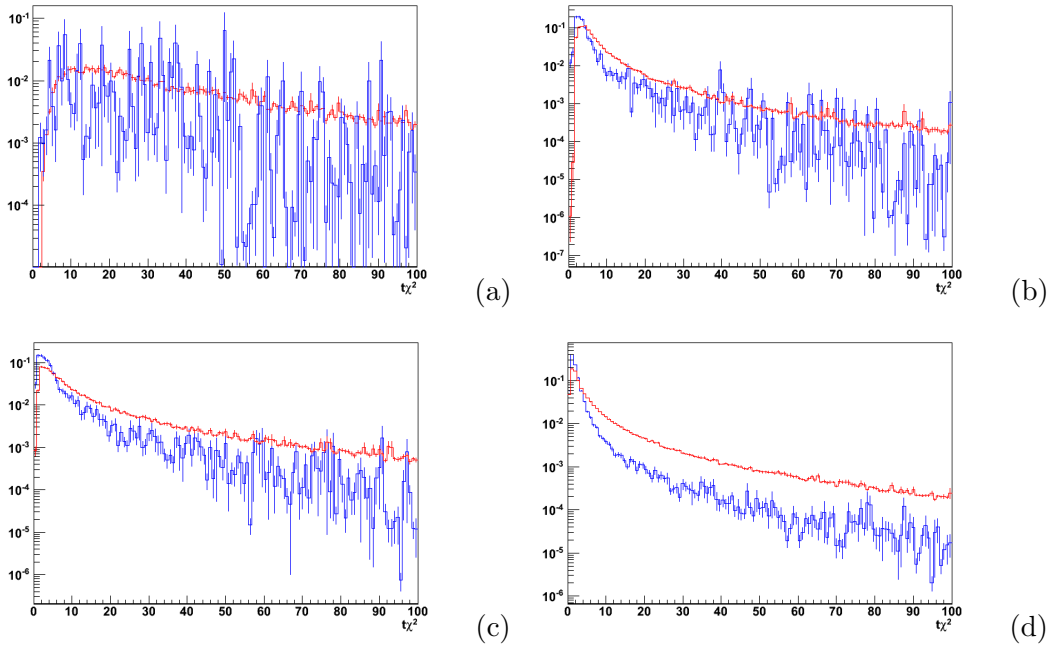


FIG. 6.8 – Distributions normalisées du facteur de qualité $t\chi^2$ pour les simulations de muons atmosphériques (rouge) et neutrinos atmosphériques montants (bleu), reconstruits dans les intervalles de vitesse $\beta_r = [0.525, 0.575]$ (a), $\beta_r = [0.675, 0.725]$ (b), $\beta_r = [0.825, 0.875]$ (c), $\beta_r = [0.975, 0.995]$ (d).

6.2 Choix des lots de données et facteurs d'échelle

Cette analyse est dédiée aux données prises en 2008 avec le télescope. Tout comme dans la première analyse¹, le principe de l'analyse en aveugle appliqué pour la recherche de monopôles magnétique est d'utiliser un lot de $\sim 15\%$ de données afin d'effectuer des comparaisons données réelles/simulations MonteCarlo indispensables. Ensuite, seules les 85% de données restantes seront considérées dans l'analyse finale, permettant de fournir une limite, ou de clamer une découverte. Cependant, l'analyse a été optimisée pour le nombre de jours correspondant aux 85% de données.

Durant l'année 2008, le détecteur a connu 3 grandes périodes, présentées dans le tableau 6.1. Elles sont divisées pour séparer les données enregistrées avec un seuil imposé de 3 ou de 10 photo-électrons (pe). Ce seuil définit les hits qualifiés de hits de large amplitude, sa valeur nominale est de 3 pe, mais est parfois augmentée à 10, notamment après la (re)connexion d'une ligne, afin de tester sa stabilité, et de moins dépendre de problèmes éventuels liés à la calibration en charge du détecteur.

Configuration de détecteur	Déclencheurs	Seuil (pe)	Nombre de jours
10 lignes	$3N$	3	~ 46
10 lignes	$3N$	10	~ 9
9 lignes	$3N+2T3$	3	~ 47
9 lignes	$3N+2T3$	10	~ 2
12 ligne	$3N+2T3$	3	~ 44
12 ligne	$3N+2T3$	10	~ 27

TAB. 6.1 – Résumé des configurations de prise de données du détecteur ANTARES en 2008.

Les données enregistrées avec un seuil de 10 pe n'ont pas été prises en compte dans l'analyse, en raison du faible nombre de jours de données enregistrées dans cette configuration avec les détecteurs 10 et 9 lignes, et en raison de problèmes importants d'accords données réelles/simulées pour le détecteur 12 lignes à 10 pe. Ce désaccord est présenté Figure 6.9 (a), où sont illustrées les distributions des vitesses reconstruites pour un lot de $\sim 15\%$ de données 12 lignes 10 pe et les simulations MonteCarlo neutrinos/muons. Le désaccord entre données réelles et simulées est impressionnant comparé à ce qui est obtenu avec des données 3 pe, illustré Figure 6.9 (b). Un large pic apparaît sur les données réelles 10 pe aux alentours de $\beta \sim 0.3$, qui ne peut être expliqué par le changement de seuil dont l'effet devrait être minime sur la forme de la distribution de la vitesse reconstruite.

Pour effectuer ces comparaisons, un facteur d'échelle a été appliqué sur les muons, et est expliqué dans la suite.

¹Lors de la première analyse, les données 12 lignes prises avec un seuil de 3 et 10 pe n'ont pas été différenciées, et le lot de $\sim 15\%$ de données a été pris sur un total de ~ 70 jours.

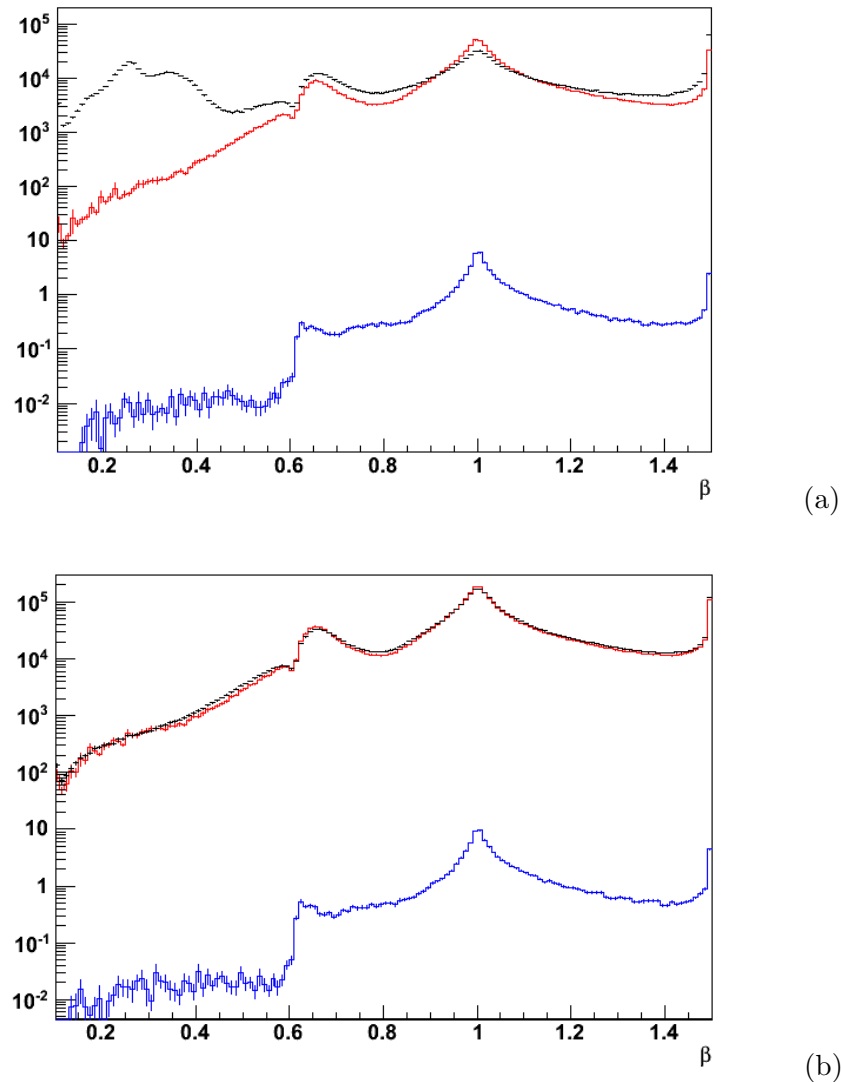


FIG. 6.9 – Distributions de la vitesse reconstruite avec le détecteur 12-ligne pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques (bleu), et pour les lots de données réelles (noir), avec un seuil de 10 photo-électrons (a), et de 3 photo-électrons (b).

Facteurs d'échelles :

La Figure 6.10 montre la vitesse reconstruite des particules incidentes pour le lot de données 3 pe 12 lignes, comparé aux simulations de muons atmosphériques, et aux simulations de neutrinos atmosphériques montants. Les neutrinos atmosphériques des-

endants n'ont pas été considérés dans cette seconde analyse.

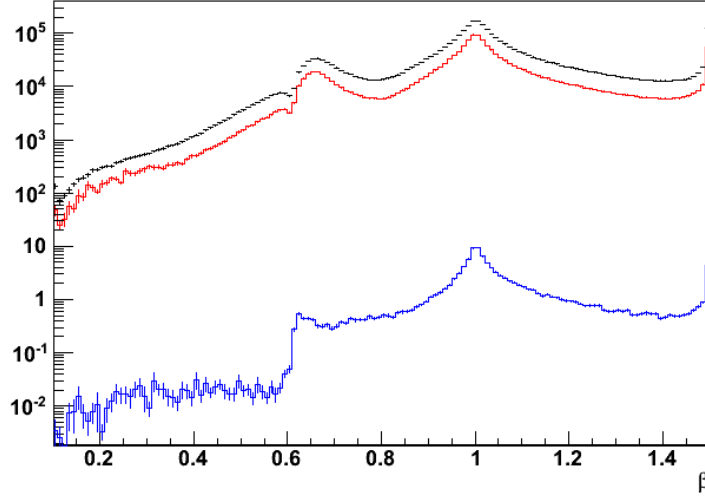


FIG. 6.10 – Distributions de la vitesse reconstruite avec le détecteur 12-ligne pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques (bleu), et pour les lots de données réelles (noir), avec un seuil de 3 photo-électrons sans appliquer de facteur d'échelle.

Afin de palier une forte sous-estimation du bruit de fond atmosphérique, nous avons choisi d'appliquer un facteur d'échelle sur les simulations MonteCarlo. Tout comme dans l'étude précédente, seuls les muons atmosphériques descendants sont concernés par ce facteur, n'observant pas de désaccord entre le bruit de fond atmosphérique provenant des neutrinos montants et les données réelles. On peut se référer à la Figure 6.11, où sont présentées les distributions de la qualité de la reconstruction $t\chi^2$ pour un détecteur 12 lignes 3 pe, pour des muons et neutrinos simulés, ainsi que pour le lot de données réelles, reconstruits dans le domaine $0.975 \leq \beta_r \leq 1.025$.

Plusieurs éléments peuvent expliquer le désaccord entre les muons atmosphériques simulés, et les données enregistrées. Les OMs sont orientés à 45° par rapport à l'axe de la ligne, en direction du sol, et des effets de bord difficiles à estimer interviennent lorsque des photons descendants les frappent. Ces problèmes sont liés à la connaissance précise de l'acceptance angulaire des OMs. Par ailleurs, la composition exacte du rayonnement cosmique interagissant dans l'atmosphère n'est pas résolue à ces énergies, et d'autres paramétrisations et modèles de développement de gerbes aurait pu être utilisés que respectivement le modèle de Horandel et QGSJET, tels que la paramétrisation de Bugaev [207], et le modèle de développement de gerbes SYBILL [208].

Afin de définir le facteur d'échelle, la distribution, relative à la vitesse reconstruite, des données réelles est divisée par celle des muons atmosphériques, et une fonction

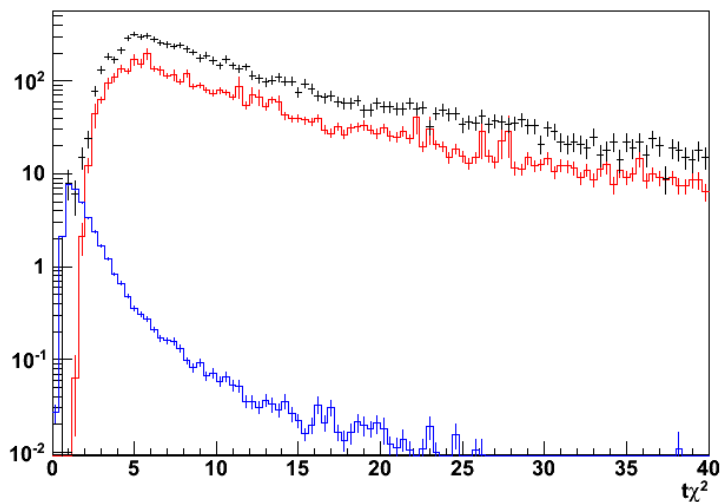


FIG. 6.11 – Distribution du facteur de qualité de la reconstruction avec le détecteur 12-ligne (3 pe), pour des muons (rouge) et neutrinos (bleu) atmosphériques simulés, et pour le lot données réelles, reconstruits dans l'intervalle de vitesse $\beta_r =]0.975, 0.995]$.

constante est ajustée sur le domaine de vitesse intéressant $0.5 \lesssim \beta \lesssim 1$. Cette constante devient finalement le facteur multiplicatif appliqué aux muons atmosphériques simulés. Sur la Figure 6.12 sont montrées les distributions de vitesses reconstruites obtenues pour les détecteurs 10 lignes et 9 lignes à 3 pe, après avoir respectivement appliqué un facteur 1.64 et 1.79 sur les muons simulés. La distribution obtenue avec le détecteur 12 lignes 3 pe est montrée Figure 6.9 sur le graphique de droite, pour lequel un facteur de 1.95 a été appliqué. Dans la suite, ces facteurs d'échelle seront systématiquement appliqués sur les distributions étudiées.

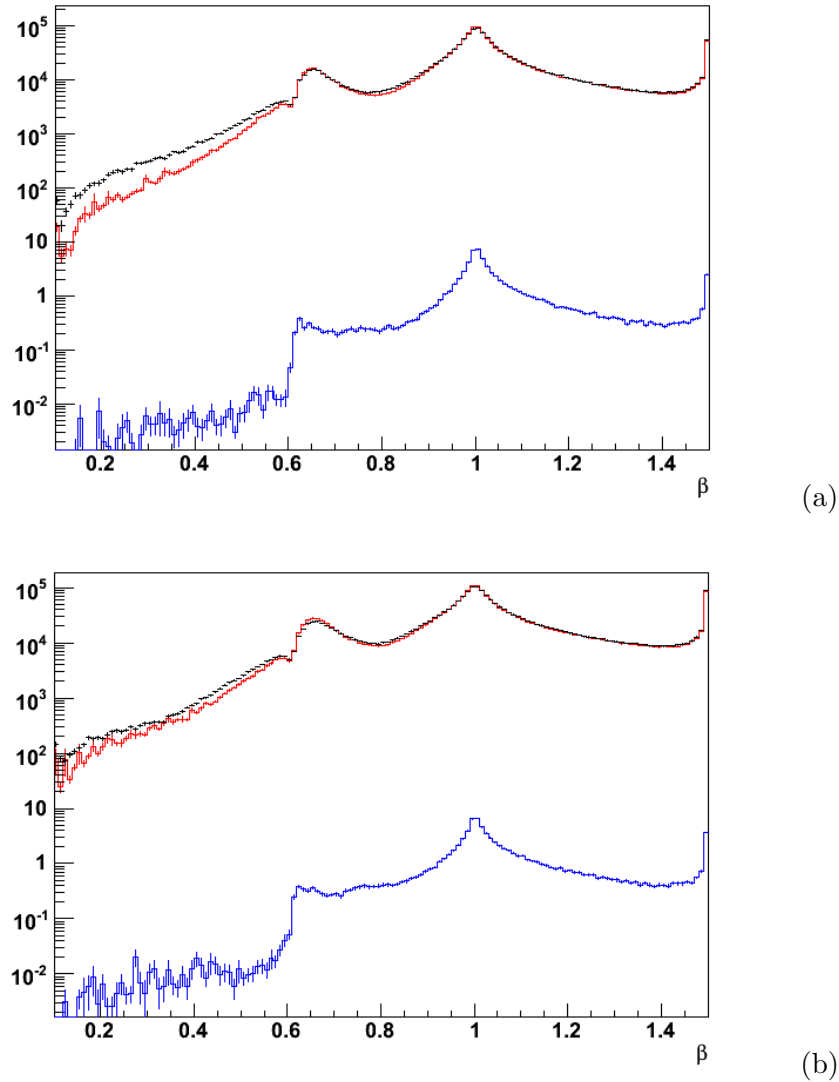


FIG. 6.12 – Distributions de la vitesse reconstruite pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour les lots de données réelles (noir), avec le détecteur 10-ligne (a) et 9-ligne (b), et un seuil de 3 photo-électrons.

6.3 Stratégie d'analyse

La stratégie de cette nouvelle analyse est différente de la première. Les coupures vont changer suivant le domaine de vitesse reconstruit considéré. Avant de commencer l'analyse, quelques précoupures de qualité générales ont été définies.

6.3.1 Coupures préliminaires

Seuls les monopôles magnétiques pouvant traverser la Terre sont recherchés dans cette analyse. Une précoupe naturelle est donc de garder seulement les particules reconstruites avec un angle zénithal $\theta_{zen} \leq 90^\circ$. Les distributions des angles zénithaux reconstruits pour les simulations de particules atmosphériques, comparées aux données réelles, ainsi que pour des monopôles magnétiques reconstruits dans différentes gammes de β_r , sont exposées Figure 6.13. On constate que plus les monopôles sont rapides, plus ces derniers sont reconstruits horizontalement, avec une très faible proportion reconstruite descendante. En outre, cette coupure permet de supprimer, comme attendu, la majorité des muons atmosphériques.

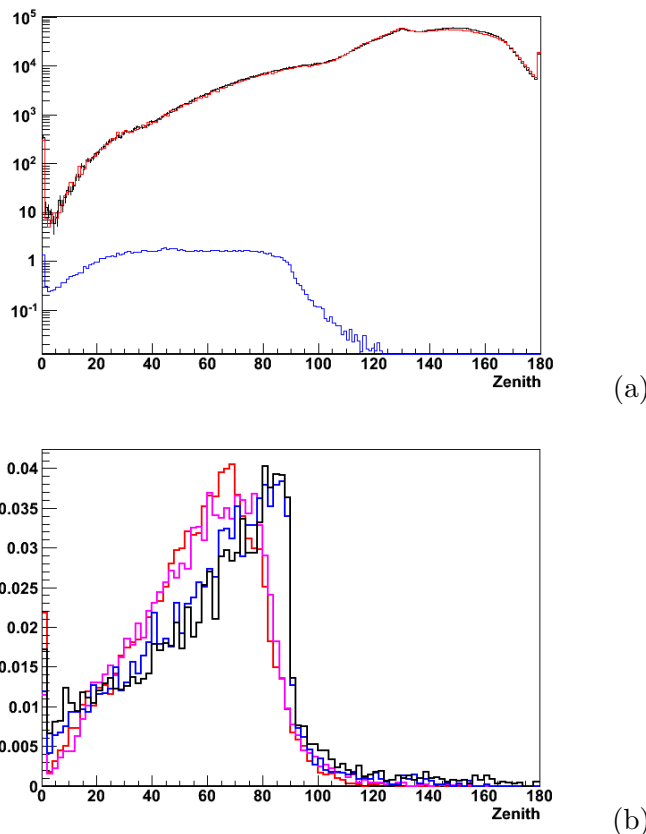


FIG. 6.13 – Distributions de l'angle zénithal reconstruit avec le détecteur 12-ligne à 3 pe, pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu) et pour le lot de données réelles (noir) sur le graphique (a), et pour des monopôles magnétiques simulés et reconstruits dans les intervalles de vitesse $\beta_r =]0.575, 0.625]$ (rouge), $\beta_r =]0.675, 0.725]$ (violet), $\beta_r =]0.775, 0.825]$ (bleu), $\beta_r =]0.875, 0.925]$ (noir), sur le graphique (b)

Une seconde coupure naturelle est de donner la priorité à la reconstruction de traces, plutôt qu'à la reconstruction de points lumineux. Pour cela, nous choisissons seulement les particules dont le facteur de qualité de la trace reconstruite $t\chi^2$ est meilleur que celui de point lumineux $b\chi^2$. La Figure 6.14 présente les distributions du $\log(\frac{b\chi^2}{t\chi^2})$ pour des particules reconstruites montantes dans différentes gammes de β_r , pour les simulations de particules atmosphériques, comparées aux données réelles, ainsi que pour des monopôles magnétiques. Les distributions montrent qu'effectivement la majorité des monopôles magnétiques sont mieux reconstruits en tant que trace, et qu'appliquer une telle coupure supprime un grand nombre de muons atmosphériques.

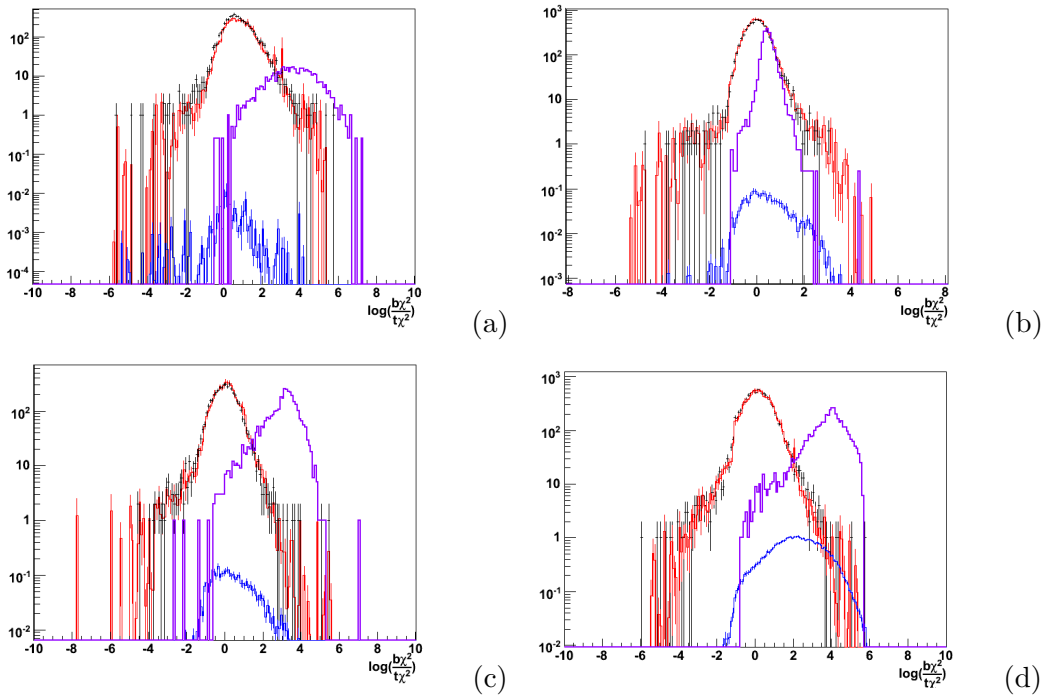


FIG. 6.14 – Distributions du $\log(\frac{b\chi^2}{t\chi^2})$ pour des événements reconstruits montants avec le détecteur 12-ligne à 3 pe dans différentes gammes de vitesse β_r , pour les simulations de muons (rouge) et neutrinos (bleu) atmosphériques, pour le lot de données réelles (noir), et pour des monopôles magnétiques simulés dans la région de vitesse correspondante (violet). Les intervalles de vitesse reconstruite sont $\beta_r = [0.525, 0.575]$ (a), $\beta_r = [0.675, 0.725]$ (b), $\beta_r = [0.825, 0.875]$ (c), $\beta_r = [0.975, 0.995]$ (d).

Un argument supplémentaire à l'application de cette préoccupation est la suppression de la plupart des événements provenant d'OMs scintillants (c.f. §5.4.6), et produisant une très grande quantité de hits dans le détecteur. La Figure 6.15 présente la distribution du $\log(\frac{b\chi^2}{t\chi^2})$ en fonction du nombre d'étages "*nhit*" utilisés dans l'ajustement, pour des données réelles présentant un OM scintillant. Des événements provenant d'OMs

scintillants sont clairement identifiables sur cette figure, et sont aisément extractibles en appliquant la condition $t\chi^2 \leq b\chi^2$.

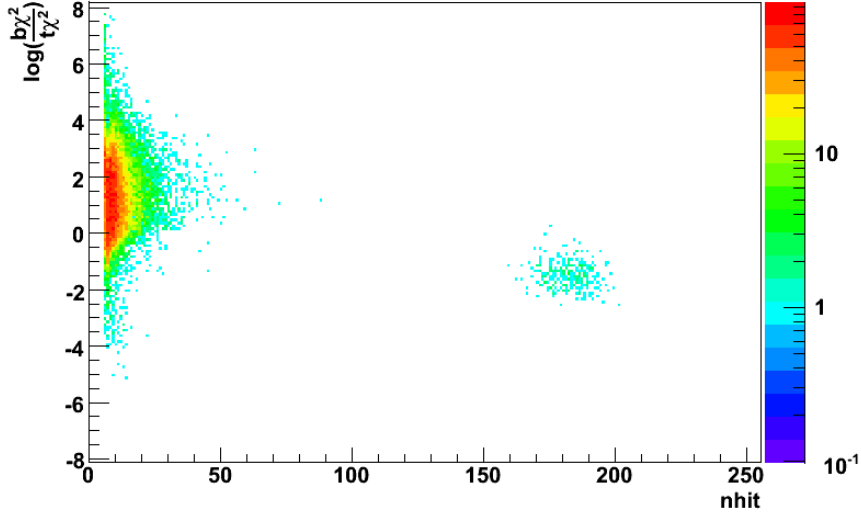


FIG. 6.15 – Distribution du $\log(\frac{b\chi^2}{t\chi^2})$ en fonction de la variable $nhit$ pour les événements reconstruits du *run* 36666 de données réelles contenant un module optique scintillant.

Nous avons vu précédemment que les pics apparaissant aux alentours de $\beta_r \sim 0.65$ étaient dus à des événements reconstruits exclusivement sur une ligne. Ne connaissant, *a priori*, pas l'impact sur la sensibilité d'appliquer une coupure sur le nombre de lignes utilisées dans la reconstruction, l'analyse a été réalisée pour deux configurations, une configuration d'événements reconstruits sur au moins une ligne, puis une configuration d'événements reconstruits sur au moins deux lignes.

Un paramètre important, en sortie d'un ajustement, est de quantifier la qualité de la trace reconstruite. Cependant, comme cela a été montré paragraphe §6.1.3, les distributions de $t\chi^2$ obtenues pour des monopôles magnétiques, dont la vitesse est inférieure au seuil Cherenkov notamment, ont une dispersion énorme, et il devient difficile de choisir une coupure sur la qualité de la reconstruction, pertinente, quelque soit la vitesse reconstruite. Les $t\chi^2$ élevés obtenus s'expliquent par la très grande dispersion angulaire d'émission des photons Cherenkov par les δ -électrons, et par l'algorithme de reconstruction, basé sur une minimisation de χ^2 . Nous verrons, plus loin, comment ont été définies les conditions sur la qualité des traces reconstruites, qui seront dépendantes des domaines de vitesse reconstruits.

6.3.2 Méthode

Après avoir défini les coupures à appliquer aux données, $\theta_{zen} \leq 90^\circ$ et $t\chi^2 \leq b\chi^2$, l'idée est d'appliquer deux algorithmes :

- BBfit, basé sur la reconstruction de particules voyageant à la vitesse de la lumière, décrit section §5.4.1. Nous appellerons son critère de qualité $t\chi_{\beta=1}^2$.
- BBfit modifié, dont la vitesse a été ajoutée en paramètre libre, décrit section §6.1.2. Nous appellerons son critère de qualité $t\chi_{\beta var}^2$.

Le fait d'appliquer ces deux reconstructions nous procure un nouveau critère de qualité, que nous appellerons λ , et qui est défini tel que :

$$\lambda = \log\left(\frac{t\chi_{\beta=1}^2}{t\chi_{\beta var}^2}\right). \quad (6.8)$$

Cette variable sera donc attendue comme étant positive pour les monopôles magnétiques dont $\beta_s \neq 1$, et négative pour les particules voyageant à la vitesse de la lumière et reconstruite avec une vitesse différente de c , c'est à dire les muons et neutrinos atmosphériques.

Les distributions relatives au paramètre λ sont présentées Figure 6.16 pour différentes gammes de β_r , pour le bruit de fond atmosphérique simulé, et pour des monopôles magnétiques simulés sur des domaines de β_s correspondants. On observe que ce paramètre ne sera pas efficace de façon équivalente pour toutes les gammes de vitesse. On peut voir en réalité quatre “régimes” : Les monopôles dont les vitesses sont proches de $\beta \sim 0.55$ sont extrêmement mal reconstruits avec l'algorithme BBfit, et malgré des valeurs de $t\chi_{\beta var}^2$ médiocres, des valeurs intéressantes en λ sont obtenues. Ensuite plus la vitesse augmente et se rapproche du seuil Cherenkov, plus le critère λ est inefficace, les valeurs de $t\chi_{\beta=1}^2$ étant relativement meilleures (la vitesse se rapprochant de c), et les valeurs de $t\chi_{\beta var}^2$ s'étant dégradées en raison de la grande dispersion des photons émis. Le troisième “régime” au-dessus du seuil Cherenkov voit la variable λ redevenir intéressante, avec l'arrivée des photons directs émis par les monopôles, améliorant la variable $t\chi_{\beta var}^2$, et laissant des valeurs médiocres de $t\chi_{\beta=1}^2$, pour des vitesses encore éloignées de c . Enfin le dernier “régime”, correspond aux monopôles dont la vitesse est proche de celle de la lumière, pour qui la variable λ n'est plus efficace pour séparer le bruit de fond atmosphérique des monopôles.

Dans cette analyse, les critères discriminants sont chacun optimisés sur 10 régions de vitesses reconstruites β_r disjoints. Ainsi, afin d'obtenir la meilleure sensibilité pour un domaine de vitesse donné, les coupures sont optimisées avec des monopôles magnétiques simulés sur ce domaine, et reconstruits dans cette même région. Par exemple, le meilleur jeu de coupures pour la gamme $0.625 \leq \beta < 0.675$, est optimisé avec des monopôles simulés sur le domaine $0.625 \leq \beta_s < 0.675$, et reconstruits dans la région correspondante $0.625 \leq \beta_r < 0.675$. Nous pouvons cependant distinguer deux exceptions :

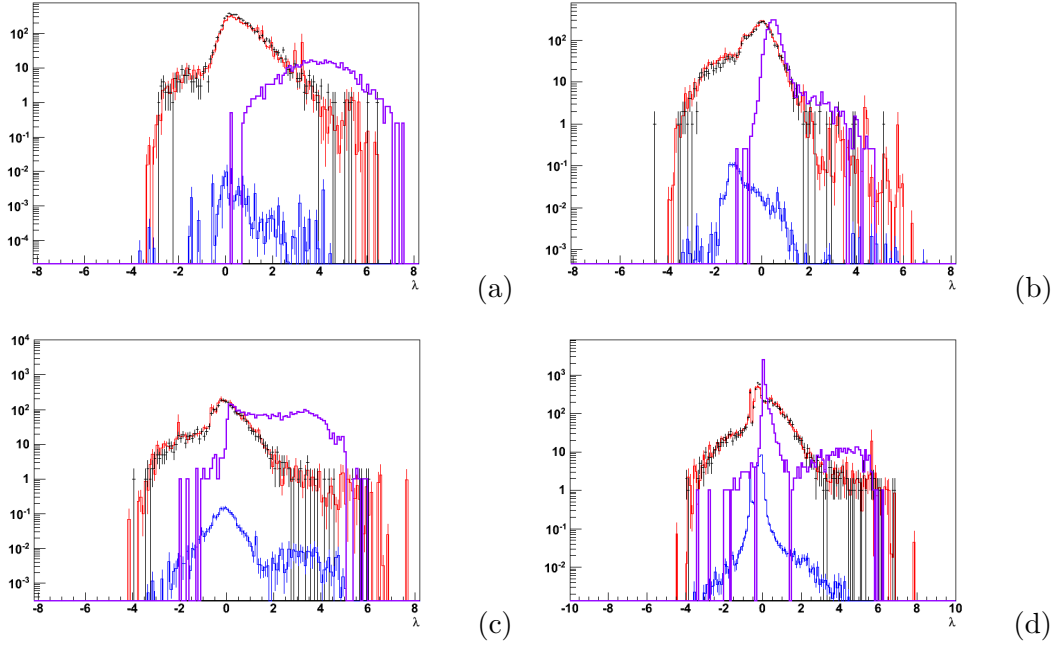


FIG. 6.16 – Distributions du paramètre λ pour des événements reconstruits avec le détecteur 12-ligne à 3 pe dans différentes gammes de vitesse β_r , pour les simulations de muons (rouge) et neutrinos (bleu) atmosphériques, pour le lot de données réelles (noir), et pour des monopôles magnétiques simulés dans la région de vitesse correspondante (violet). Les intervalles de vitesse reconstruite sont $\beta_r = [0.525, 0.575]$ (a), $\beta_r = [0.675, 0.725]$ (b), $\beta_r = [0.825, 0.875]$ (c), $\beta_r = [0.975, 0.995]$ (d).

- Les monopôles simulés dans la région $0.55 \leq \beta_s < 0.575$, pour qui l’optimisation des coupures a été réalisée sur le domaine plus large $0.525 \leq \beta_r \leq 0.575$.
- Les monopôles simulés dans la région $0.975 \leq \beta_s \leq 0.995$, pour qui l’optimisation des coupures a été réalisée sur le domaine plus large $0.975 \leq \beta_r \leq 1.025$. Cette gamme n’est *a priori* physiquement pas possible, mais n’est pas une contrainte dans BBfit modifié (*c.f.* section §6.1.2).

Les sensibilités sont donc optimisées pour dix domaines de vitesses disjoints, pour des monopôles magnétiques simulés dans le domaine de vitesse “correspondant”, et les variables discriminantes choisies sont le nombre d’étages “*nhit*”² utilisés par l’algorithme, ainsi que le paramètre λ , définie comme $\log\left(\frac{t\chi_{\beta=1}^2}{t\chi_{\beta var}^2}\right)$.

²De même que dans la première analyse, nous avons choisi de ne pas utiliser l’information, trop dépendante du bruit de fond environnant, sur l’amplitude totale détectée.

6.4 Comparaison données réelles/données simulées

Après l'application des précoupures, avant de passer à l'étape d'optimisation des variables discriminantes, il est nécessaire d'effectuer des comparaisons entre les données réelles, et les simulations de muons et neutrinos atmosphériques, notamment pour ces paramètres. Les comparaisons sont ainsi effectuées avant chaque optimisation, pour chaque domaine de vitesse reconstruite, et chacune des configurations de détecteur. On peut voir, tout d'abord, Figure 6.17, les comparaisons sur les vitesses reconstruites pour les 3 configurations de détecteur, obtenues après avoir appliqué les précoupures. On observe un très bon accord données réelles/simulées, qui se dégrade en-deçà de $\beta \sim 0.6$, notamment pour les détecteurs 9 et 10 lignes.

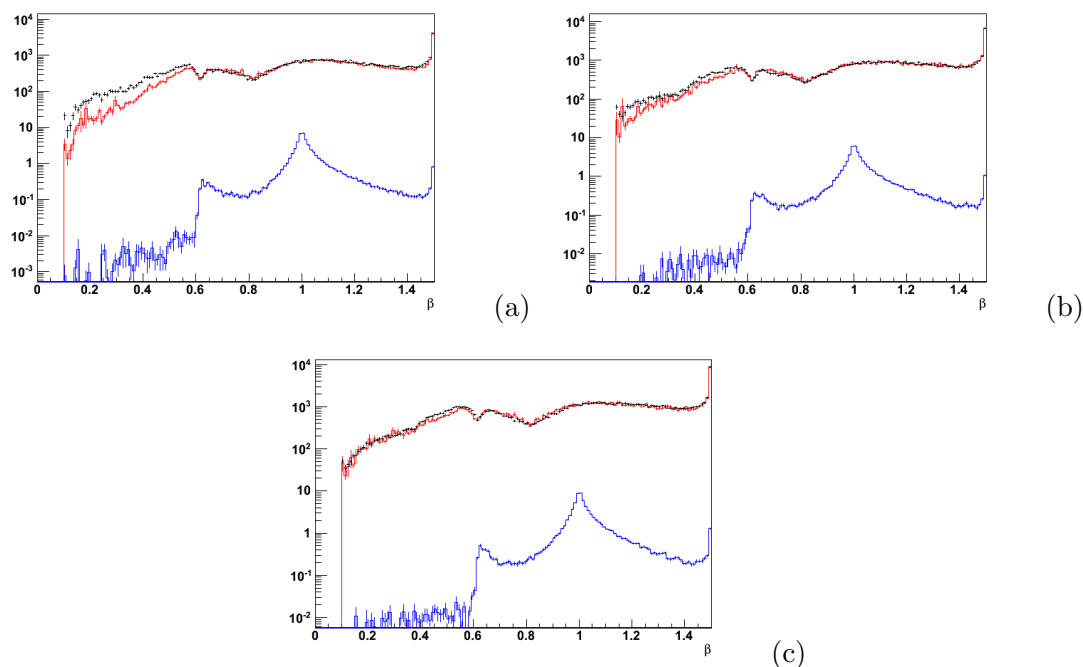
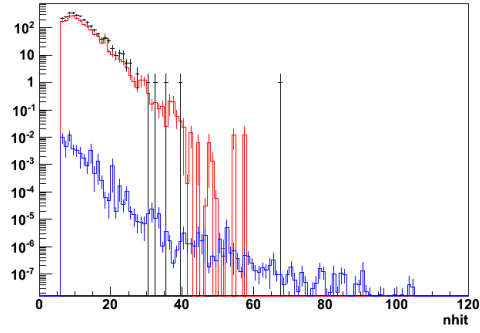


FIG. 6.17 – Distributions de la vitesse reconstruite pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour les lots de données réelles (noir). Ces distributions sont montrées pour des événements reconstruits avec le détecteur 10-ligne (a), 9-ligne (b) et 12-ligne (c), avec un seuil de 3 photo-électrons.

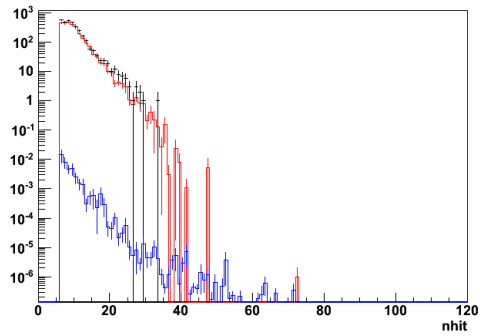
Ci-après sont montrées les distributions en n_{hit} et λ , pour trois domaines différents de vitesse reconstruite, pour les trois configurations de détecteur étudiées :

1. Les distributions en n_{hit} et λ des événements reconstruits dans la région $0.525 \leq \beta_r \leq 0.575$ sont montrées Figures 6.18 et 6.19, respectivement. On remarque un très bon accord sur la forme entre données simulées et réelles, avec cependant une

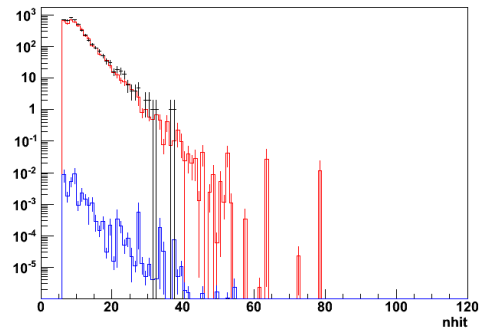
sous-estimation du bruit de fond atmosphérique muonique, notamment pour le détecteur 10 lignes.



(a)



(b)



(c)

FIG. 6.18 – Distributions de la variable $nhit$ pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour les lots de données réelles (noir). Ces distributions sont montrées pour des événements reconstruits dans le domaine de vitesse $\beta_r = [0.525, 0.575]$ avec le détecteur 10-ligne (a), 9-ligne (b) et 12-ligne (c), avec un seuil de 3 photo-électrons.

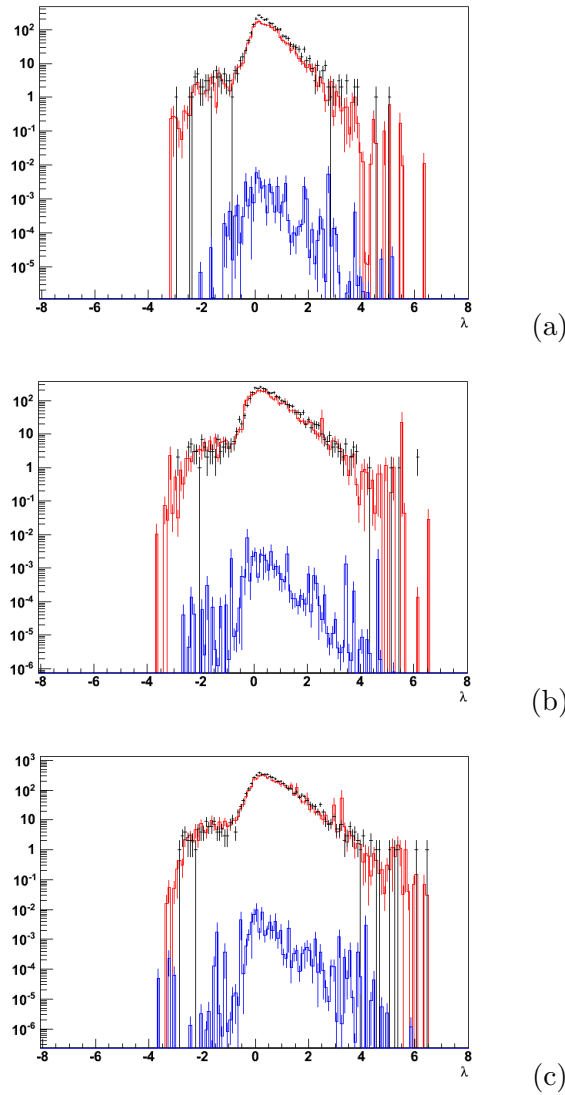


FIG. 6.19 – Distributions du paramètre λ pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour les lots de données réelles (noir). Ces distributions sont montrées pour des événements reconstruits dans le domaine de vitesse $\beta_r = [0.525, 0.575]$ avec le détecteur 10-ligne (a), 9-ligne (b) et 12-ligne (c), avec un seuil de 3 photo-électrons.

2. Les distributions en n_{hit} et λ des événements reconstruits dans la région $0.675 < \beta_r \leq 0.725$, juste en dessous du seuil Cherenkov, sont montrées Figures 6.20 et 6.21, respectivement. De nouveau, de très bons accords données réelles/simulations sont obtenus, aussi bien pour la forme que pour la normalisation des distributions, pour les trois configurations de détecteur.

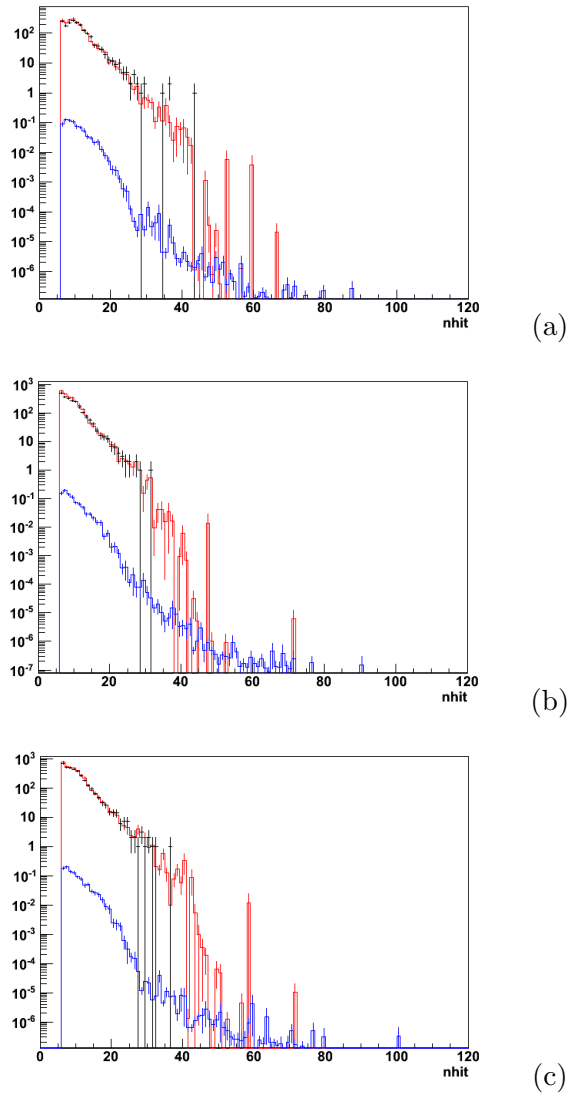


FIG. 6.20 – Distributions de la variable $nhit$ pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour les lots de données réelles (noir). Ces distributions sont montrées pour des événements reconstruits dans le domaine de vitesse $\beta_r \in]0.675, 0.725]$ avec le détecteur 10-ligne (a), 9-ligne (b) et 12-ligne (c), avec un seuil de 3 photo-électrons.

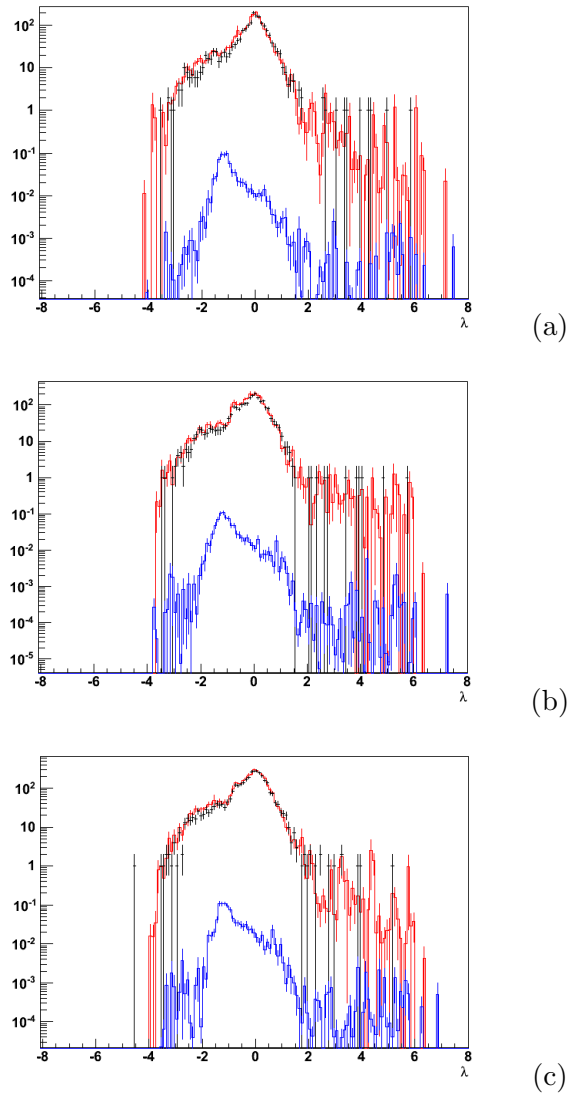


FIG. 6.21 – Distributions du paramètre λ pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour les lots de données réelles (noir). Ces distributions sont montrées pour des événements reconstruits dans le domaine de vitesse $\beta_r \in]0.675, 0.725]$ avec le détecteur 10-ligne (a), 9-ligne (b) et 12-ligne (c), avec un seuil de 3 photo-électrons.

3. Les distributions en n_{hit} et λ des événements reconstruits dans la région $0.825 < \beta_r \leq 0.875$ sont montrées Figures 6.22 et 6.23, respectivement. Les simulations collent, une nouvelle fois, très bien avec le lot de données réelles utilisé, pour les trois configurations de détecteur.

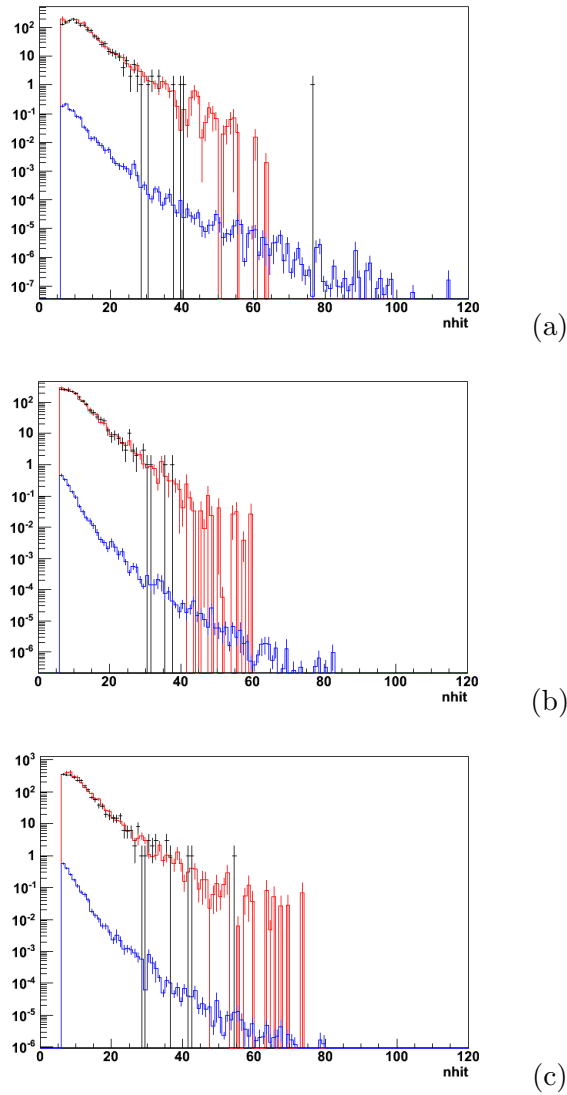


FIG. 6.22 – Distributions de la variable $nhit$ pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour les lots de données réelles (noir). Ces distributions sont montrées pour des événements reconstruits dans le domaine de vitesse $\beta_r \in]0.825, 0.875]$ avec le détecteur 10-ligne (a), 9-ligne (b) et 12-ligne (c), avec un seuil de 3 photo-électrons.

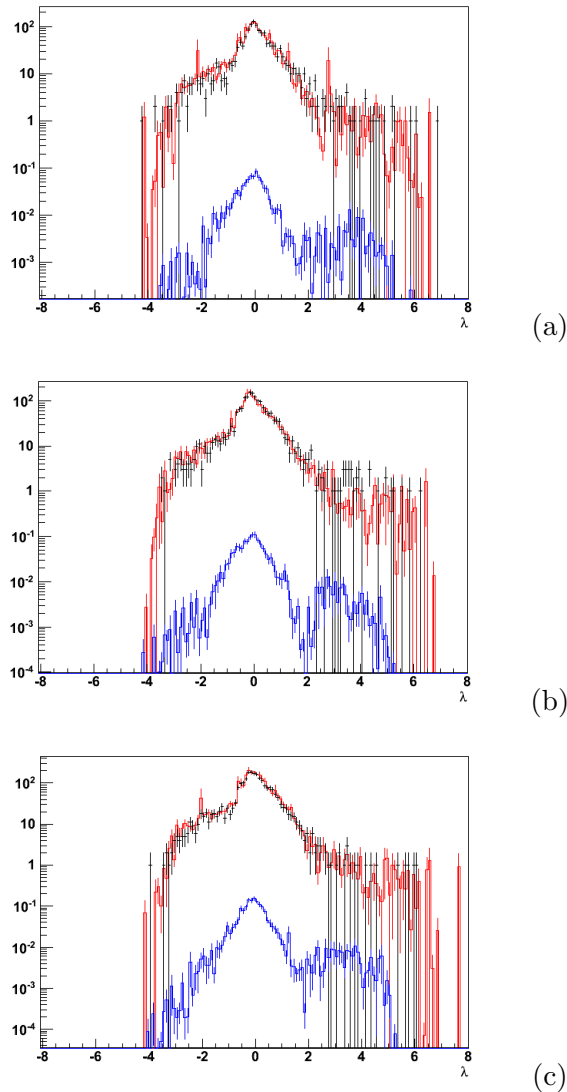


FIG. 6.23 – Distributions du paramètre λ pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques montants (bleu), et pour les lots de données réelles (noir). Ces distributions sont montrées pour des événements reconstruits dans le domaine de vitesse $\beta_r \in]0.825, 0.875]$ avec le détecteur 10-ligne (a), 9-ligne (b) et 12-ligne (c), avec un seuil de 3 photo-électrons.

Les comparaisons montrent de très bons accords entre les données réelles et les simulations, excepté pour des événements dont la vitesse reconstruite est en-deçà de $\beta_r \sim 0.57$, qui présentent une sous-estimation du bruit de fond attendu. Ces désaccords, obtenus pour de plus faibles vitesses, ne sont pas encore expliqués, mais pourraient provenir de la simulation de la bioluminescence, encore très simplifiée.

6.5 Optimisations des variables discriminantes, et combinaison des sensibilités sur l'année 2008

Cette analyse étant beaucoup plus sensible que dans l'étude présentée chapitre §5, et les comparaisons entre les données réelles et les simulations affichant de très bons accords, nous avons décidé, plutôt que d'optimiser les coupures sur les variables discriminantes dans le but d'obtenir la meilleure sensibilité, et finalement la meilleure limite, d'optimiser ces coupures de façon à maximiser la possibilité de clamer une découverte sur le temps de prise de données des trois configurations, prises indépendamment. Cette méthode a été expliquée paragraphe §5.1.3, et est appelée communément la minimisation de la *MDP*.

On peut voir, à titre d'exemple, Figure 6.24, les espaces de paramètres dans lesquels évoluent les événements reconstruits, pour deux domaines de vitesse reconstruite différents $\beta_r =]0.625, 0.675]$ et $\beta_r =]0.775, 0.825]$, et pour le détecteur 12 lignes. Sur cette figure sont représentés les événements muons atmosphériques simulés, le bruit de fond prédominant, ainsi que les monopôles magnétiques simulés dans les domaines de vitesse "correspondants". (Des contours arbitraires, sont présents afin de distinguer plus aisément les différentes composantes.)

On s'aperçoit nettement du grand pouvoir de discrimination entre les monopôles magnétiques et le bruit de fond atmosphérique, sur le jeu de variables (n_{hit}, λ) . Ainsi, pour chaque gamme de vitesse reconstruite, l'espace des paramètres de coupure est scanné, et un lot de coupures est choisie lorsque la valeur de la MDP est minimum, c'est à dire, lorsque le pouvoir de découverte est maximal, dans la période de prise de données.

Dans la suite, seront présentés les optimisations de ces variables, et les résultats obtenus, lorsqu'aucune contrainte n'est demandée sur le nombre de lignes, puis lorsque sont demandées au moins deux lignes pour tout événement reconstruit, supprimant ainsi les événements de bruit de fond, piqués sur $\beta_r \sim 0.65$. Enfin, après avoir choisi l'une ou l'autre des optimisations, une dernière étape consistera à définir des coupures sur le paramètre de qualité $t\chi_{\beta var}^2$ de la reconstruction, pour chaque domaine de vitesse reconstruite.

6.5.1 Optimisation sans contraintes sur le nombre de lignes

Le tableau 6.2 présente les lots de coupures définies pour chaque domaine de vitesse reconstruite, et pour les trois configurations de détecteur, ainsi que le bruit de fond atmosphérique attendu d'après les simulations, et le nombre d'événements n_{crit} nécessaires pour clamer une découverte "à 5σ ", sur les périodes de prise de données respectives. On remarque dans le tableau présentant les coupures appliquées avec une configuration à 10 lignes, qu'aucun jeu discriminant n'a été défini dans la région $\beta = [0.525, 0.575]$. En effet, comme cela a été vu §4.6, le trigger 3N est très peu efficace pour des monopôles magnétiques dont la vitesse est inférieure à $\beta \sim 0.60$. Ainsi, avec

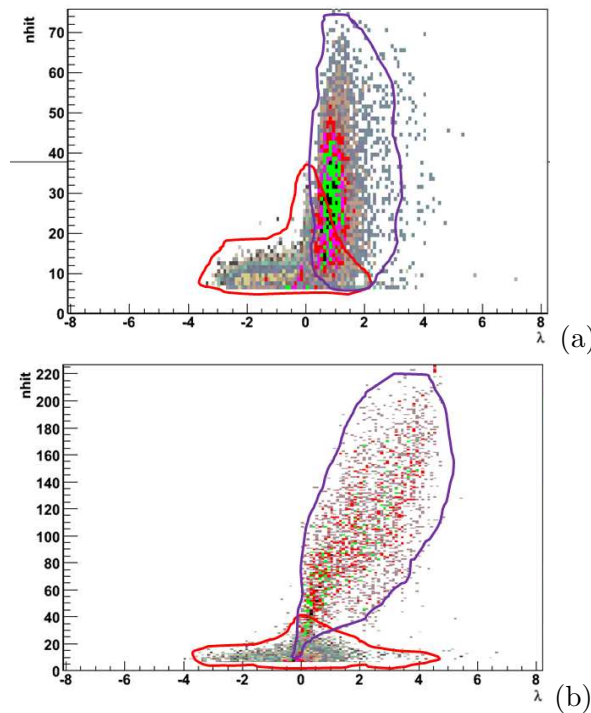


FIG. 6.24 – Distribution de la variable $nhit$ en fonction du paramètre λ pour des événements reconstruits dans le domaine de vitesse $\beta_r =]0.625, 0.675]$ (a) et $\beta_r =]0.825, 0.875]$ (b), pour les simulations de muons atmosphériques (contour rouge), et de monopôles magnétiques (contour violet). Les contours ont été définis de manière arbitraire afin de distinguer chaque composante.

cette analyse, et les variables utilisées afin de discriminer le bruit de fond des monopôles dans cette région, aucun lot de coupures contraignant n'a pu être obtenu afin de rejeter suffisamment de bruit de fond, et de conserver des monopôles magnétiques.

À partir de ces jeux de coupures, nous pouvons de plus déterminer la sensibilité³ (*c.f.* §5.1.3), à 90 % de niveau de confiance, sur le flux de monopôles pour chaque configuration de détecteur considérée, puis la sensibilité attendue S_{Tot90} sur toute la période de prise de donnée 2008 $T \sim 115$ jours, qui est montrée Figure 6.25 et s'exprime :

$$S_{Tot\ 90}(D_\beta) = \frac{\overline{\mu_{90}(N_{bdf})}}{S_{EffComb}(D_\beta) \times T}, \quad (6.9)$$

avec $\overline{\mu_{90}(N_{bdf})}$, le facteur dépendant des tables de Feldman et Cousins (*c.f.* §5.1.3) et N_{bdf} le nombre d'événements de bruit fond total attendu, et avec $S_{EffComb}$ la surface effective combinée des configurations de détecteur aux monopôles magnétiques,

³Nous rappelons que la sensibilité a été définie comme la limite moyenne, en considérant une statistique poissonnienne, attendue.

Configuration à 10 lignes				
β_r	coupure $nhit$	coupure λ	Bruit de fond attendu	n_{crit}
[0.525,0.575]	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.
[0.575,0.625]	≥ 20	≥ 1.5	$1.03.10^{-3}$	2
[0.625,0.675]	≥ 27	≥ 0.6	$3.15.10^{-4}$	2
[0.675,0.725]	≥ 34	≥ 0.4	$8.29.10^{-4}$	2
[0.725,0.775]	≥ 43	≥ 0.2	$2.18.10^{-4}$	2
[0.775,0.825]	≥ 77	≥ 0.9	$4.08.10^{-7}$	1
[0.825,0.875]	≥ 93	≥ 0.4	$5.12.10^{-7}$	1
[0.875,0.925]	≥ 118	≥ 0.1	$1.77.10^{-7}$	1
[0.925,0.975]	≥ 114	≥ 0.2	$5.09.10^{-7}$	1
[0.975,1.025]	≥ 85	≥ 0.0	$1.40.10^{-2}$	3
Configuration à 9 lignes				
β_r	coupure $nhit$	coupure λ	Bruit de fond attendu	n_{crit}
[0.525,0.575]	≥ 11	≥ 3.0	$2.39.10^{-1}$	6
[0.575,0.625]	≥ 21	≥ 1.7	$3.39.10^{-7}$	1
[0.625,0.675]	≥ 28	≥ 0.5	$2.55.10^{-4}$	2
[0.675,0.725]	≥ 35	≥ 0.2	$1.03.10^{-4}$	2
[0.725,0.775]	≥ 57	≥ 0.4	$5.65.10^{-7}$	1
[0.775,0.825]	≥ 64	≥ 0.7	$5.18.10^{-7}$	1
[0.825,0.875]	≥ 79	≥ 0.3	$3.08.10^{-7}$	1
[0.875,0.925]	≥ 99	≥ 0.2	$5.63.10^{-7}$	1
[0.925,0.975]	≥ 108	≥ 0.1	$4.17.10^{-7}$	1
[0.975,1.025]	≥ 110	≥ -2.1	$1.06.10^{-3}$	2
Configuration à 12 lignes				
β_r	coupure $nhit$	coupure λ	Bruit de fond attendu	n_{crit}
[0.525,0.575]	≥ 10	≥ 4.5	$3.14.10^{-5}$	2
[0.575,0.625]	≥ 21	≥ 1.1	$3.20.10^{-4}$	2
[0.625,0.675]	≥ 36	≥ 0.7	$3.69.10^{-7}$	1
[0.675,0.725]	≥ 47	≥ 0.0	$6.70.10^{-4}$	2
[0.725,0.775]	≥ 53	≥ -2.1	$2.35.10^{-4}$	2
[0.775,0.825]	≥ 81	≥ 0.8	$3.09.10^{-8}$	1
[0.825,0.875]	≥ 93	≥ 0.4	$1.49.10^{-7}$	1
[0.875,0.925]	≥ 85	≥ 0.7	$4.18.10^{-7}$	1
[0.925,0.975]	≥ 84	≥ 0.0	$8.40.10^{-4}$	2
[0.975,1.025]	≥ 92	≥ 0.0	$1.49.10^{-2}$	3

TAB. 6.2 – Lots de coupures définis pour chaque domaine de vitesse reconstruite, pour les trois configurations de détecteur, avec le nombre d'événements de bruit de fond atmosphériques attendu, ainsi que le nombre d'événements n_{crit} nécessaires pour clamer une découverte "à 5σ ", sur les périodes de 85 % de prise de données respectives.

s'écrivant

$$S_{EffComb}(D_\beta) = \frac{1}{T}(T_{10L} \times S_{Eff10L}(D_\beta) + T_{9L} \times S_{Eff9L}(D_\beta) + T_{12L} \times S_{Eff12L}(D_\beta)). \quad (6.10)$$

T_{XL} correspond au temps de prise de donnée de la configuration à X -ligne du détecteur, et S_{EffXL} à sa surface effective aux monopôles magnétique, pour le domaine de vitesse reconstruite D_β .

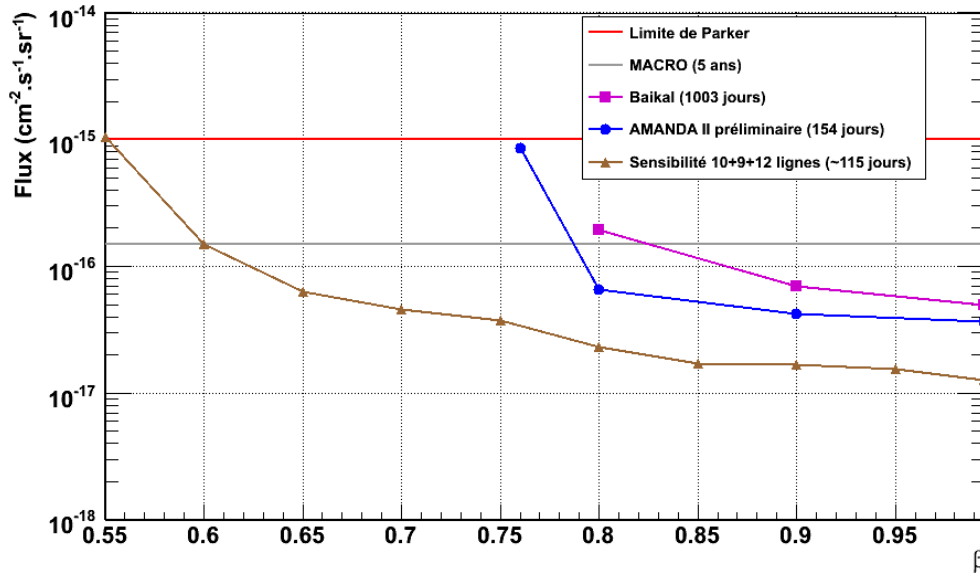


FIG. 6.25 – Sensibilité attendue, à 90 % de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse, pour ANTARES après 115 jours de prise de données en 2008, comparée aux limites posées par les expériences MACRO, Baikal et AMANDA.

6.5.2 Optimisation requérant au moins deux lignes

Nous avons pu constater précédemment dans la section §6.1.4, qu'un grand nombre d'événements de bruit de fond, dont la vitesse était mal reconstruite, et était piquée sur $\beta_r \sim 0.65$, provenait d'événements reconstruits sur une seule ligne. Nous allons à présent évaluer l'impact de requérir au moins deux lignes pour chaque événement reconstruit sur la sensibilité finale attendue.

Les lots de coupures obtenus après l'optimisation sur l'espace des paramètres (n_{hit}, λ) sont présentés sur le tableau 6.3, pour les trois configurations de détecteur. Tout comme dans la section précédente, le nombre d'événements de bruit de fond attendu, ainsi que le nombre d'événements n_{crit} nécessaires à une découverte, pour chaque intervalle de vitesse reconstruite, sont donnés.

La Figure 6.26, montre la sensibilité combinée, à 90 % de niveau de confiance, attendue pour la période de prise de donnée considérée, en 2008. Cette dernière est comparée à celle obtenue sans imposer de contrainte sur le nombre de lignes utilisées dans la reconstruction.

À partir du tableau, et de la sensibilité combinée, nous remarquons que les coupures, ainsi que la sensibilité attendue sont identiques à celles obtenues lorsqu'aucune contrainte sur le nombre de lignes n'est requise, pour un domaine de vitesse recons-

Configuration à 10 lignes				
β_r	coupure $nhit$	coupure λ	Bruit de fond attendu	n_{crit}
[0.525,0.575]	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.
[0.575,0.625]	≥ 20	≥ 1.5	$3.21.10^{-7}$	1
[0.625,0.675]	≥ 27	≥ 0.6	$3.15.10^{-4}$	2
[0.675,0.725]	≥ 34	≥ 0.4	$8.29.10^{-4}$	2
[0.725,0.775]	≥ 43	≥ 0.2	$2.18.10^{-4}$	2
[0.775,0.825]	≥ 77	≥ 0.9	$4.08.10^{-7}$	1
[0.825,0.875]	≥ 93	≥ 0.4	$5.12.10^{-7}$	1
[0.875,0.925]	≥ 118	≥ 0.1	$1.77.10^{-7}$	1
[0.925,0.975]	≥ 114	≥ 0.2	$5.09.10^{-7}$	1
[0.975,1.025]	≥ 85	≥ 0.0	$1.40.10^{-2}$	3
Configuration à 9 lignes				
β_r	coupure $nhit$	coupure λ	Bruit de fond attendu	n_{crit}
[0.525,0.575]	≥ 7	≥ 4.1	3.61	17
[0.575,0.625]	≥ 21	≥ 1.3	$5.66.10^{-7}$	1
[0.625,0.675]	≥ 28	≥ 0.5	$2.55.10^{-4}$	2
[0.675,0.725]	≥ 35	≥ 0.2	$1.03.10^{-4}$	2
[0.725,0.775]	≥ 57	≥ 0.4	$5.65.10^{-7}$	1
[0.775,0.825]	≥ 64	≥ 0.7	$5.18.10^{-7}$	1
[0.825,0.875]	≥ 79	≥ 0.3	$3.08.10^{-7}$	1
[0.875,0.925]	≥ 99	≥ 0.2	$5.63.10^{-7}$	1
[0.925,0.975]	≥ 108	≥ 0.1	$4.17.10^{-7}$	1
[0.975,1.025]	≥ 110	≥ -2.1	$1.06.10^{-3}$	2
Configuration à 12 lignes				
β_r	coupure $nhit$	coupure λ	Bruit de fond attendu	n_{crit}
[0.525,0.575]	≥ 10	≥ 4.5	$3.14.10^{-5}$	2
[0.575,0.625]	≥ 21	≥ 1.1	$2.35.10^{-4}$	2
[0.625,0.675]	≥ 36	≥ 0.7	$3.69.10^{-7}$	1
[0.675,0.725]	≥ 47	≥ 0.0	$6.70.10^{-4}$	2
[0.725,0.775]	≥ 53	≥ -2.1	$2.35.10^{-4}$	2
[0.775,0.825]	≥ 81	≥ 0.8	$3.09.10^{-8}$	1
[0.825,0.875]	≥ 93	≥ 0.4	$1.49.10^{-7}$	1
[0.875,0.925]	≥ 85	≥ 0.7	$4.18.10^{-7}$	1
[0.925,0.975]	≥ 84	≥ 0.0	$8.40.10^{-4}$	2
[0.975,1.025]	≥ 92	≥ 0.0	$1.49.10^{-2}$	3

TAB. 6.3 – Lots de coupures définis pour chaque domaine de vitesse reconstruite sur au moins deux lignes, pour les trois configurations de détecteur, avec le nombre d'événements de bruit de fond atmosphériques attendu, ainsi que le nombre d'événements n_{crit} nécessaires pour clamer une découverte "à 5σ ", sur les périodes de 85 % de prise de données respectives.

truite supérieure à $\beta_r = 0.625$. Les seuls changements notables interviennent dans les gammes $\beta_r = [0.525, 0.575]$ et $\beta_r =]0.575, 0.625]$, où la sensibilité est respectivement moins bonne de ~ 14.4 %, et est améliorée de ~ 5.4 %.

Finalement, le choix des coupures s'est porté sur cette dernière optimisation, ne changeant peu, ou pas, la sensibilité finale attendue, ainsi que le potentiel de découverte, et réduisant le nombre d'événements mal reconstruits dans l'analyse.

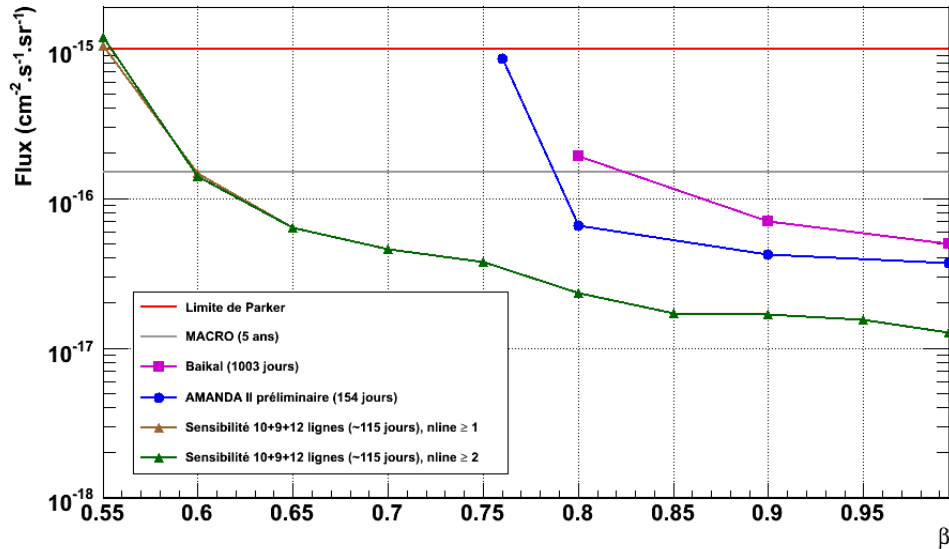


FIG. 6.26 – Sensibilité attendue, à 90 % de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse, pour ANTARES après 115 jours de prise de données en 2008, comparée à la sensibilité attendue sans imposer de contraintes sur le nombre de lignes, et comparée aux limites posées par les expériences MACRO, Baïkal et AMANDA.

6.5.3 Coupures et sensibilité finales

Enfin, comme cela a été préalablement expliqué, la dernière étape de la définition des coupures consiste à imposer pour chaque gamme de vitesse reconstruite, une contrainte supérieure sur le paramètre de qualité de la reconstruction de trace $t\chi_{\beta var}^2$. Ces contraintes sont définies de manière à ce que moins de 1 % des événements monopôles restants, dans leur domaine de vitesse “correspondant”, après avoir appliqué les coupures déterminées dans la section précédente, soient rejetés. Comme attendu, les contraintes sur le facteur de qualité de la reconstruction, définies pour chaque gamme de vitesse reconstruite, sont très lâches en-dessous du seuil Cherenkov, en raison de la très grande dispersion des photons émis par les δ -électrons, qui entraîne des valeurs de $t\chi_{\beta var}^2$ élevées pour les monopôles magnétiques reconstruits avec un algorithme tel que BBfit (c.f. §6.1.2). Le tableau 6.4 synthétise les différentes coupures déterminées dans l’analyse, avec, de nouveau, le bruit de fond attendu, provenant des muons et neutrinos atmosphériques, ainsi que le nombre critique d’événements n_{crit} qui serait théoriquement nécessaire pour clamer une découverte, pour les trois configurations de détecteur étudiées.

Finalement, à partir des différentes contraintes appliquées sur les données simulées, nous pouvons calculer la sensibilité totale attendue du détecteur pour les trois périodes de prise de données (~ 115 jours), à 90 % de niveau de confiance, montrée Figure 6.27.

Configuration à 10 lignes					
β_r	coupure n_{hit}	coupure λ	coupure $t\chi_{\beta var}^2$	Bruit de fond attendu	n_{crit}
[0.525,0.575]	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.	N.A.
]0.575,0.625]	≥ 20	≥ 1.5	≤ 155.0	$2.88.10^{-7}$	1
]0.625,0.675]	≥ 27	≥ 0.6	≤ 186.7	$3.05.10^{-4}$	2
]0.675,0.725]	≥ 34	≥ 0.4	≤ 171.2	$8.27.10^{-4}$	2
]0.725,0.775]	≥ 43	≥ 0.2	≤ 145.9	$9.49.10^{-5}$	2
]0.775,0.825]	≥ 77	≥ 0.9	≤ 41.3	$6.25.10^{-10}$	1
]0.825,0.875]	≥ 93	≥ 0.4	≤ 20.2	0	1
]0.875,0.925]	≥ 118	≥ 0.1	≤ 14.9	0	1
]0.925,0.975]	≥ 114	≥ 0.2	≤ 10.1	0	1
]0.975,1.025]	≥ 85	≥ 0.0	≤ 12.4	$6.19.10^{-3}$	3
Configuration à 9 lignes					
β_r	coupure n_{hit}	coupure λ	coupure $t\chi_{\beta var}^2$	Bruit de fond attendu	n_{crit}
[0.525,0.575]	≥ 7	≥ 4.1	≤ 61.5	3.50	17
]0.575,0.625]	≥ 21	≥ 1.3	≤ 169.0	$5.38.10^{-7}$	1
]0.625,0.675]	≥ 28	≥ 0.5	≤ 189.7	$2.54.10^{-4}$	2
]0.675,0.725]	≥ 35	≥ 0.2	≤ 177.9	$9.11.10^{-5}$	2
]0.725,0.775]	≥ 57	≥ 0.4	≤ 133.3	$2.00.10^{-7}$	1
]0.775,0.825]	≥ 64	≥ 0.7	≤ 47.2	$2.90.10^{-7}$	1
]0.825,0.875]	≥ 79	≥ 0.3	≤ 18.9	0	1
]0.875,0.925]	≥ 99	≥ 0.2	≤ 14.5	0	1
]0.925,0.975]	≥ 108	≥ 0.1	≤ 9.5	0	1
]0.975,1.025]	≥ 110	≥ -2.1	≤ 12.6	$1.94.10^{-4}$	2
Configuration à 12 lignes					
β_r	coupure n_{hit}	coupure λ	coupure $t\chi_{\beta var}^2$	Bruit de fond attendu	n_{crit}
[0.525,0.575]	≥ 10	≥ 4.5	≤ 60.3	$3.14.10^{-5}$	2
]0.575,0.625]	≥ 21	≥ 1.1	≤ 172.6	$2.25.10^{-4}$	2
]0.625,0.675]	≥ 36	≥ 0.7	≤ 190.5	$8.88.10^{-8}$	1
]0.675,0.725]	≥ 47	≥ 0.0	≤ 178.5	$2.79.10^{-4}$	2
]0.725,0.775]	≥ 53	≥ -2.1	≤ 135	$3.40.10^{-5}$	2
]0.775,0.825]	≥ 81	≥ 0.8	≤ 44.7	$5.70.10^{-10}$	1
]0.825,0.875]	≥ 93	≥ 0.4	≤ 19.2	0	1
]0.875,0.925]	≥ 85	≥ 0.7	≤ 10.7	0	1
]0.925,0.975]	≥ 84	≥ 0.0	≤ 14.2	$4.01.10^{-6}$	2
]0.975,1.025]	≥ 92	≥ 0.0	≤ 13.9	$6.98.10^{-3}$	3

TAB. 6.4 – Lots de coupures définis pour chaque domaine de vitesse reconstruite, pour les trois configurations de détecteur, avec le nombre d'événements de bruit de fond atmosphériques attendu, ainsi que le nombre d'événements n_{crit} nécessaire pour clamer une découverte "à 5σ ", sur les périodes de 85 % de prise de données respectives.

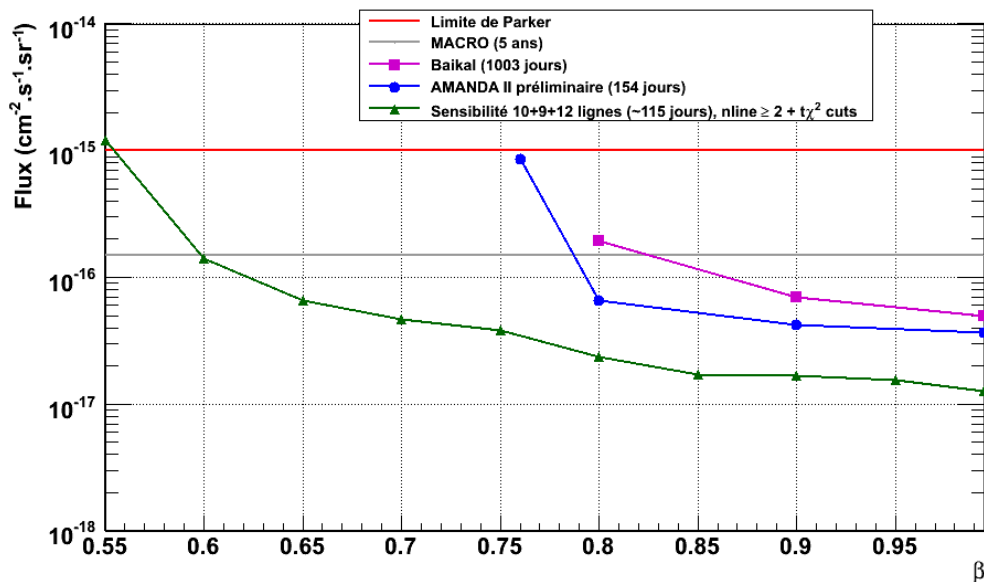


FIG. 6.27 – Sensibilité attendue, à 90 % de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse, pour ANTARES après 115 jours de prise de données en 2008, comparée aux limites posées par les expériences MACRO, Baikal et AMANDA.

6.6 Analyse des données 2008 d'ANTARES

Cette dernière analyse s'avère efficace aussi bien pour des monopôles magnétiques en-dessous du seuil Cherenkov, qu'au dessus, affichant de très bons accords entre données réelles et données simulées. L'analyse a donc été choisie pour la demande de levée de traitement en "aveugle" à appliquer sur les 85% des données 2008 restantes auprès de la collaboration ANTARES.

Une fois l'accord obtenu par la collaboration, avant d'appliquer les coupures définies dans l'analyse, des comparaisons entre les données réelles et les données simulées ont été effectuées. La Figure 6.28 illustre les distributions de la vitesse reconstruite des événements, après avoir appliqué les pré-coupures de l'analyse, pour les trois configurations de détecteur. De même qu'avec le lot de 15% des données 2008, de bons accords sont obtenus, aussi bien sur la normalisation que sur la forme des distributions, notamment dans la région $\beta_r \sim [0.57, 1]$.

Une fois les comparaisons entre les données réelles et les données simulées effectuées, les reconstructions et coupures définies dans ce chapitre ont été appliquées. Le tableau 6.5 présente les événements résultants de l'analyse pour chaque période du détecteur ANTARES en 2008, avec le bruit de fond attendu, ainsi que le nombre critique n_{crit}

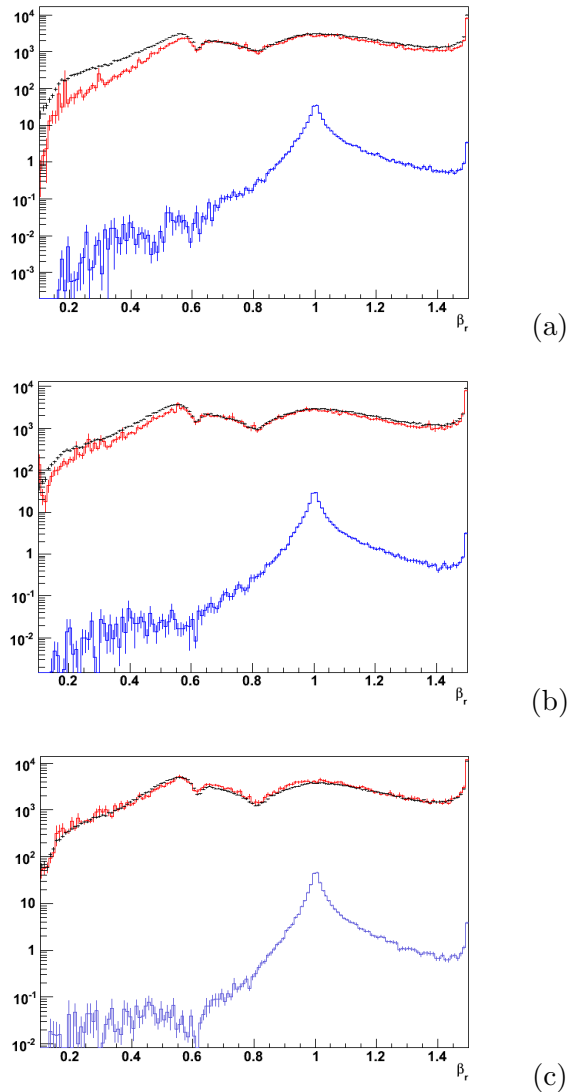


FIG. 6.28 – Distributions de la vitesse reconstruite après avoir appliqué les précoupures pour les simulations de muons atmosphériques (rouge), de neutrinos atmosphériques (bleu) et pour les données réelles (noir). Ces distributions sont montrées pour des événements reconstruits avec le détecteur 10-ligne (a), 9-ligne (b) et 12-ligne (c), avec un seuil de 3 photo-électrons.

d'événements nécessaire pour annoncer avoir observé une déviation "à 5σ " (c.f. §5.1.3). On peut noter que le nombre de jours total est de ~ 116 jours au lieu des 115 définis lors de l'optimisation, augmentant légèrement le bruit de fond atmosphérique attendu. Au total, 16 événements passent les coupures définies dans l'analyse, et sont répartis

dans 3 gammes de vitesses $\beta_r = [0.525, 0.575]$, $\beta_r =]0.575, 0.625]$ et $\beta_r =]0.675, 0.725]$.

Configuration à 10 lignes			
β_r	Bruit de fond attendu	n_{crit}	Nombre d'événements observés
$[0.525, 0.575]$	N.A.	N.A.	N.A.
$]0.575, 0.625]$	$2.89.10^{-7}$	1	0
$]0.625, 0.675]$	$3.06.10^{-4}$	2	0
$]0.675, 0.725]$	$8.30.10^{-4}$	2	1
$]0.725, 0.775]$	$9.52.10^{-5}$	2	0
$]0.775, 0.825]$	$6.27.10^{-10}$	1	0
$]0.825, 0.875]$	0	1	0
$]0.875, 0.925]$	0	1	0
$]0.925, 0.975]$	0	1	0
$]0.975, 1.025]$	$6.21.10^{-3}$	3	0
Configuration à 9 lignes			
β_r	Bruit de fond attendu	n_{crit}	Nombre d'événements observés
$[0.525, 0.575]$	3.52	17	12
$]0.575, 0.625]$	$5.42.10^{-7}$	1	1
$]0.625, 0.675]$	$2.56.10^{-4}$	2	0
$]0.675, 0.725]$	$9.17.10^{-5}$	2	0
$]0.725, 0.775]$	$2.01.10^{-7}$	1	0
$]0.775, 0.825]$	$2.98.10^{-7}$	1	0
$]0.825, 0.875]$	0	1	0
$]0.875, 0.925]$	0	1	0
$]0.925, 0.975]$	0	1	0
$]0.975, 1.025]$	$1.95.10^{-4}$	3	0
Configuration à 12 lignes			
β_r	Bruit de fond attendu	n_{crit}	Nombre d'événements observés
$[0.525, 0.575]$	$3.20.10^{-5}$	2	0
$]0.575, 0.625]$	$2.30.10^{-4}$	2	2
$]0.625, 0.675]$	$9.06.10^{-8}$	1	0
$]0.675, 0.725]$	$2.85.10^{-4}$	2	0
$]0.725, 0.775]$	$3.47.10^{-5}$	2	0
$]0.775, 0.825]$	$5.81.10^{-10}$	1	0
$]0.825, 0.875]$	0	1	0
$]0.875, 0.925]$	0	1	0
$]0.925, 0.975]$	$4.09.10^{-6}$	2	0
$]0.975, 1.025]$	$7.12.10^{-3}$	3	0

TAB. 6.5 – Événements résultants de l'analyse pour chaque période du détecteur ANTARES en 2008, avec le bruit de fond attendu, ainsi que le nombre critique n_{crit} d'événements nécessaires pour annoncer avoir observé une déviation "à 5σ "

Hormis pour le canal de vitesse $\beta =]0.575, 0.625]$, pour les configurations d'un détecteur à 9 lignes et 12 lignes, l'ensemble des événements observés est inférieur au nombre critique d'événements calculés à partir de la simulation, ce qui permet de poser une limite sur le flux de monopôles. Mais pour la région $\beta =]0.575, 0.625]$ respectivement 1 et 2 événements ont été détectés avec le détecteur à 9 lignes et 12 lignes, ces nombres d'événements étant égaux aux nombres critiques calculés à partir du bruit de fond atmosphérique simulé attendu. Il s'agit donc d'évaluer si ces événements correspondent à un signal monopôle, ou s'ils proviennent d'un bruit de fond mal évalué. Les caractéristiques de ces événements sont présentées sur le tableau 6.6, avec leur

numéro de *run*, et le numéro de leur fenêtre en temps de détection, appelée *frame* ici. Les événements résultants sont reconstruits sur plus de 4 lignes avec des facteurs de qualité $t\chi_{\beta var}^2$, et des nombres de hits *nhit* utilisés dans l’ajustement, correspondants aux valeurs moyennes que l’on attendrait pour des monopôles magnétiques.

9-ligne										
β_r	nhit	λ	$t\chi_{\beta var}^2$	θ_{zenith}	$b\chi^2$	amplitude	lignes	date	<i>run</i>	<i>frame</i>
0.598	23	2.72	17.0	84.3°	480.1	85.4	4	09/04/2008	33459	104162
coupures		≥ 21	≥ 1.3	≤ 169	≤ 90					
12-ligne										
β_r	nhit	λ	$t\chi_{\beta var}^2$	θ_{zenith}	$b\chi^2$	amplitude	lignes	date	<i>run</i>	<i>frame</i>
0.604	21	1.12	49.7	82.1°	170.9	114.2	4	13/10/2008	36364	37909
0.612	22	1.90	46.4	77.0°	807.4	70.8	5	15/10/2008	36403	16981
coupures		≥ 21	≥ 1.1	≤ 172.6	≤ 90					

TAB. 6.6 – Caractéristiques des événements restants dans les domaines de vitesse pour lesquels le nombre critique d’événements a été dépassé. “*frame*” correspond au numéro de leur fenêtre en temps de détection. Les coupures appliquées dans ces intervalles de vitesse sont de plus rappelées.

Quelques études complémentaires ont été menées afin de mieux comprendre les événements observés. Des comparaisons entre les données simulées et les données réelles ont été ainsi entreprises, pour des coupures discriminantes relâchées, afin d’avoir une idée du degré de confiance imputable à ces déviations à “ 5σ ” par rapport au bruit de fond attendu. Les contraintes appliquées sur *nhit* ont tout d’abord été relâchées de \sqrt{nhit} , puis de $2\sqrt{nhit}$, puis celles appliquées sur le facteur λ de 0.3, puis de 0.5⁴. Les nombres d’événements réels et simulés résultants de l’étude sont montrés sur le tableau 6.7. On observe que dans certaines gammes de vitesse, le nombre d’événements attendus n’a pas ou peu augmenté avec le relâchement des coupures, notamment pour des vitesses proches de celle de la lumière, en raison des précoupures contraignantes définies dans la section précédente sur le facteur de qualité $t\chi_{\beta var}^2$ à ces vitesses. Cependant, on peut noter un écart important entre le nombre d’événements prédits par la simulation et le nombre d’événements observés dans les données, pour le canal de vitesse $\beta_r =]0.575, 0.625]$ avec un détecteur 12 lignes et une coupure sur *nhit* relâchée de $2\sqrt{nhit}$. En effet, le nombre d’événements observés est de 114 à comparer au nombre d’événements attendus de 68. Ceci suggère déjà que la simulation ne reproduit pas parfaitement le comportement des données pour les événements reconstruits à $\beta_r =]0.575, 0.625]$ dans la configuration 12 lignes notamment.

Les désaccords pourraient provenir de bruits de fond non simulés, tels que les neutrinos de saveurs électroniques et tauiques, ou encore les neutrinos muoniques descendants. Les produits de désintégration des neutrinos électroniques et tauiques ne sont visibles, en majorité, que lorsque le neutrino interagit dans le détecteur, en raison du faible libre parcours moyen des particules résultantes, et seules les gerbes électromagnétiques et

⁴Le facteur λ relâché de 0.3 puis de 0.5, correspond à un facteur de qualité $t\chi_{\beta var}^2$ environ 2 fois plus grand, puis à $t\chi_{\beta var}^2$ environ 3 fois plus grand.

β	$nhit - \sqrt{nhit}$					
	10-ligne		9-ligne		12-ligne	
	Simu.	Obs.	Simu.	Obs.	Simu.	Obs.
~ 0.55	N.A.	N.A.	162.26	42	20.20	13
~ 0.60	6.05	1	8.48	5	14.86	14
~ 0.65	1.76	0	0.59	1	$2.90 \cdot 10^{-3}$	0
~ 0.70	0.60	1	1.95	2	2.04	1
~ 0.75	0.13	1	$7.96 \cdot 10^{-7}$	0	0.94	0
~ 0.80	$2.8 \cdot 10^{-6}$	0	$1.59 \cdot 10^{-5}$	0	$1.05 \cdot 10^{-7}$	0
~ 0.85	0	0	0	0	0	0
~ 0.90	0	0	0	0	0	0
~ 0.95	0	0	0	0	$1.4 \cdot 10^{-4}$	0
~ 0.99	$1.18 \cdot 10^{-2}$	0	$4.95 \cdot 10^{-4}$	0	$1.27 \cdot 10^{-2}$	0

β	$nhit - 2\sqrt{nhit}$					
	10-ligne		9-ligne		12-ligne	
	Simu.	Obs.	Simu.	Obs.	Simu.	Obs.
~ 0.55	N.A.	N.A.	162.26	42	41.15	48
~ 0.60	27.79	26	68.55	40	67.75	114
~ 0.65	14.94	10	10.42	28	$6.50 \cdot 10^{-2}$	0
~ 0.70	10.71	6	14.05	20	5.51	5
~ 0.75	3.77	6	$1.56 \cdot 10^{-5}$	0	2.46	1
~ 0.80	$9.13 \cdot 10^{-6}$	0	$2.39 \cdot 10^{-5}$	1	$8.08 \cdot 10^{-7}$	0
~ 0.85	$6.29 \cdot 10^{-6}$	0	$5.29 \cdot 10^{-9}$	0	0	0
~ 0.90	0	0	0	0	0	0
~ 0.95	$1.25 \cdot 10^{-15}$	0	$1.5 \cdot 10^{-8}$	0	$2.56 \cdot 10^{-4}$	0
~ 0.99	$2.26 \cdot 10^{-2}$	0	$1.44 \cdot 10^{-3}$	0	$2.30 \cdot 10^{-2}$	0

β	$\lambda - 0.3$					
	10-ligne		9-ligne		12-ligne	
	Simu.	Obs.	Simu.	Obs.	Simu.	Obs.
~ 0.55	N.A.	N.A.	6.47	16	2.82	3
~ 0.60	2.23	0	$3.02 \cdot 10^{-3}$	1	4.23	5
~ 0.65	1.99	2	3.92	2	$1.67 \cdot 10^{-5}$	0
~ 0.70	2.33	1	0.37	0	$4.17 \cdot 10^{-4}$	0
~ 0.75	$1.92 \cdot 10^{-4}$	1	$3.30 \cdot 10^{-7}$	0	$3.40 \cdot 10^{-5}$	0
~ 0.80	$6.27 \cdot 10^{-10}$	0	$2.90 \cdot 10^{-7}$	0	$5.45 \cdot 10^{-10}$	0
~ 0.85	0	0	0	0	0	0
~ 0.90	0	0	0	0	0	0
~ 0.95	0	0	0	0	$3.84 \cdot 10^{-6}$	0
~ 0.99	$6.49 \cdot 10^{-3}$	0	$1.95 \cdot 10^{-4}$	0	$7.06 \cdot 10^{-3}$	0

β	$\lambda - 0.5$					
	10-ligne		9-ligne		12-ligne	
	Simu.	Obs.	Simu.	Obs.	Simu.	Obs.
~ 0.55	N.A.	N.A.	23.98	22	2.82	5
~ 0.60	2.62	0	1.06	6	12.46	12
~ 0.65	13.77	5	11.60	9	0.11	0
~ 0.70	4.24	2	0.41	0	$4.17 \cdot 10^{-4}$	0
~ 0.75	$1.94 \cdot 10^{-4}$	1	$7.62 \cdot 10^{-7}$	0	$3.41 \cdot 10^{-5}$	0
~ 0.80	$6.27 \cdot 10^{-10}$	0	$3.10 \cdot 10^{-17}$	0	$5.45 \cdot 10^{-10}$	0
~ 0.85	0	0	0	0	0	0
~ 0.90	0	0	0	0	0	0
~ 0.95	0	0	0	0	$3.84 \cdot 10^{-6}$	0
~ 0.99	$6.50 \cdot 10^{-3}$	0	$1.95 \cdot 10^{-4}$	0	$7.06 \cdot 10^{-3}$	0

TAB. 6.7 – Nombres d'événements réelles et simulés résultants après avoir relâché les coupures sur la variable $nhit$ de \sqrt{nhit} et $2\sqrt{nhit}$, et les coupures sur le paramètre λ de 0.3 et de 0.5, pour les trois configurations de détecteur. Par simplification les régions de vitesse sont notées par “ \sim ”.

hadroniques des désintégrations produisent un signal suffisamment important dans le détecteur. Ces signaux devraient être reconstruits comme des points lumineux, mais l'implémentation de la vitesse en paramètre libre dans la reconstruction peut avoir changé les résultats de l'algorithme, qui pourrait reconstruire les gerbes comme des traces de particules ayant des vitesses éloignées de celle de la lumière.

Une contribution supplémentaire pouvant apporter un élément d'explication aux différences observées entre données simulées et données réelles pourraient provenir du bruit de fond optique extrait de données réelles et qui est ajouté dans la simulation. Les simulations effectuées avec les configurations à 9 et 10 lignes, utilisent un bruit de fond optique extrait d'un échantillon de différents *run* de données pris pendant leurs périodes respectives de fonctionnement, alors qu'en raison de l'indisponibilité partielle de ces informations lors de l'étude 12 lignes, le bruit de fond optique utilisé a été extrait d'un unique *run* pris en Novembre 2008, communément utilisé dans l'expérience comme référence⁵. Par l'utilisation d'un bruit de fond extrait d'un seul *run* de prise de données, il semble évident que de nombreux comportements pouvant être observés dans les données réelles ne seront pas reproduits dans la simulation. Ainsi, afin de mieux comprendre l'influence du bruit de fond environnant, la simulation des muons et neutrinos atmosphériques a été relancée avec un bruit de fond extrait d'un échantillon de *run* de données du détecteur 12 lignes. Les coupures définies dans l'analyse ont été appliquées en aveugle sur ce nouveau lot de données simulées.

Le tableau 6.8 montre le nombre d'événements attendus, ainsi que le nombre critique n_{crit} d'événements nécessaires pour une déviation à "5 σ ", pour le détecteur 12 lignes avec cette dernière simulation, après l'application des différentes coupures discriminantes, comparé à la simulation utilisée dans l'analyse présentée dans ce chapitre, qui utilise un bruit de fond optique extrait d'un unique *run* de prise de données. Les événements résultants des ~ 116 jours de prise de données de 2008 sont de plus montrés dans ce tableau.

Les différences sur le nombre d'événements attendus entre les deux simulations montent à environ un ordre de grandeur pour $\beta > 0.625$, alors qu'elles atteignent près de cinq ordres de grandeur pour des vitesses inférieures, modifiant alors radicalement le nombre critique d'événements nécessaires pour une déviation à 5 σ . Le bruit de fond environnant semble avoir un impact important pour des événements reconstruits à $\beta \leq 0.625$, et notamment pour des muons atmosphériques descendants, reconstruits montants. Le nombre d'événements observés dans les données 12 lignes dans l'intervalle $\beta \in]0.575, 0.625]$ présente alors une déviation inférieure à "2 σ " par rapport aux simulations. Avec de tels écarts sur le nombre d'événements attendus pour des vitesses inférieures à $\beta \leq 0.625$, la confiance à attribuer aux déviations observées aussi bien sur les données 9 lignes que sur les données 12 lignes peut être remise en question.

Enfin, l'analyse de la distribution temporelle de la position des hits dans le détecteur peut nous donner des informations supplémentaires quant à la qualité de la reconstruc-

⁵Ce *run* de référence est le 37218.

β	Bruit de fond optique 12-ligne extrait d'un <i>run</i>		Bruit de fond optique 12-ligne extrait d'un échantillon de <i>runs</i>		n_{obs}
	Bruit de fond attendu	n_{crit}	Bruit de fond attendu	n_{crit}	
[0.525, 0.575]	$3.20 \cdot 10^{-5}$	2	2.51	14	0
]0.575, 0.625]	$2.30 \cdot 10^{-4}$	2	0.42	7	2
]0.625, 0.675]	$9.06 \cdot 10^{-8}$	1	$2.18 \cdot 10^{-7}$	1	0
]0.675, 0.725]	$2.85 \cdot 10^{-4}$	2	$3.48 \cdot 10^{-3}$	3	0
]0.725, 0.775]	$3.47 \cdot 10^{-5}$	2	$2.07 \cdot 10^{-5}$	2	0
]0.775, 0.825]	$5.81 \cdot 10^{-10}$	1	$1.34 \cdot 10^{-8}$	1	0
]0.825, 0.875]	0	1	0	1	0
]0.875, 0.925]	0	1	0	1	0
]0.925, 0.975]	$4.09 \cdot 10^{-6}$	2	$2.25 \cdot 10^{-5}$	2	0
]0.975, 1.025]	$7.12 \cdot 10^{-3}$	3	$6.45 \cdot 10^{-3}$	3	0

TAB. 6.8 – Tableau représentant le nombre d'événements de bruit de fond attendus avec la configuration à 12 lignes en utilisant un bruit de fond optique extrait d'un unique *run*, et d'un échantillon de différents *runs*, après avoir appliqués les coupures discriminantes de l'analyse pour les différentes gammes de vitesse. n_{crit} correspond au nombre d'événements nécessaires pour observer une déviation à "5 σ ", et n_{obs} correspond au nombre d'événements observés dans les ~ 116 jours de prise de données réelles.

tion des événements. Les Figures 6.29, 6.30 et 6.31 sont les représentations graphiques des événements résultants et reconstruits dans la région $\beta =]0.575, 0.625]$ respectivement pour les configurations à 12 et 9 lignes. À chaque fenêtre est associée une ligne du télescope, l'axe des ordonnées représentant l'altitude en mètres de la position géométrique des hits dans le détecteur, et l'axe des abscisses leur temps d'arrive. La ligne violette correspond quant à elle à la position attendue des hits par l'algorithme de reconstruction de trace, avec les hits sélectionnés pour effectuer l'ajustement entourés d'un carré violet. Enfin, les différences de couleur entre ces derniers donnent une information quant à l'intensité, en nombre de photons, des hits détectés.

La Figure 6.29 illustre l'un des deux événements reconstruits avec le détecteur à 12 lignes dans l'intervalle $\beta =]0.575, 0.625]$. Cet événement présente la distribution typique attendue par le passage d'un muon suivi d'une gerbe électromagnétique. Dans ce cas l'événement n'a pas été reconstruit en tant que point lumineux, et le temps de traversée de la particule incidente a été sur-estimé par l'algorithme de reconstruction qui a alors donné une vitesse reconstruite inférieure à la vitesse réelle. Les Figures 6.30 et 6.31 respectivement du second événement reconstruit avec le détecteur à 12 lignes et de l'événement reconstruit avec le détecteur à 9 lignes, peuvent être classés dans une même catégorie. Comme le montre les lignes 3, 4, 8 et 10 pour la Figure 6.30, l'événement reconstruit comme montant est en réalité descendant, les premiers hits ayant une altitude supérieure aux derniers hits. Cependant, l'utilisation par l'algorithme de reconstruction des deux hits présents sur la ligne 5, détectés à une altitude très inférieure aux hits des autres lignes, et certainement produits par du bruit de fond environnant, a eu pour conséquence la reconstruction de la particule incidente en tant

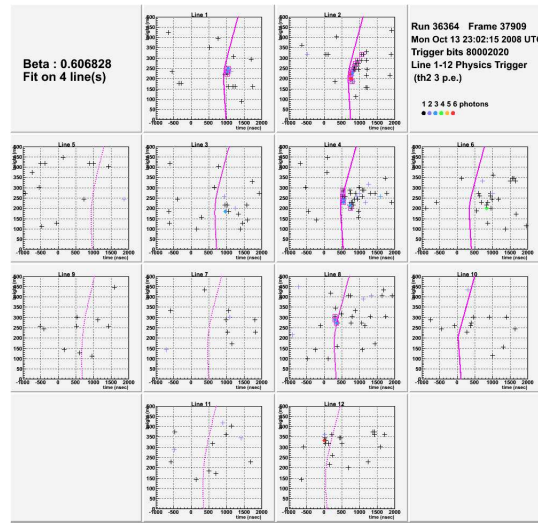


FIG. 6.29 – Distribution temporelle de la position des hits dans le détecteur du premier événement résultant dans la configuration à 12 lignes et reconstruit dans la région de vitesse $\beta = [0.575, 0.625]$. La ligne violette représente la position attendue des hits par l’algorithme de reconstruction. Les hits sélectionnés pour effectuer l’ajustement sont entourés d’un carré violet.

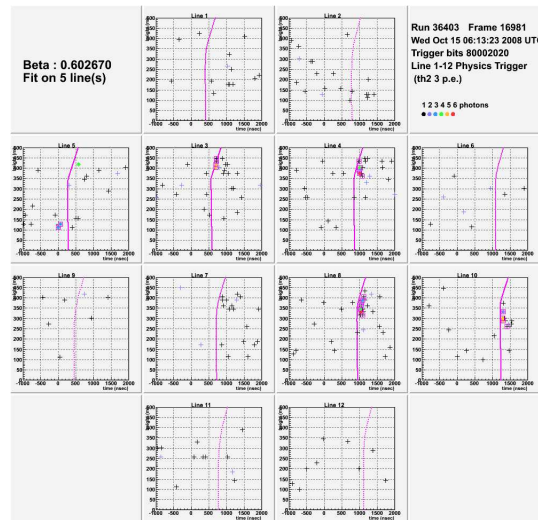


FIG. 6.30 – Distribution temporelle de la position des hits dans le détecteur du second événement résultant dans la configuration à 12 lignes et reconstruit dans la région de vitesse $\beta = [0.575, 0.625]$. La ligne violette représente la position attendue des hits par l’algorithme de reconstruction. Les hits sélectionnés pour effectuer l’ajustement sont entourés d’un carré violet.

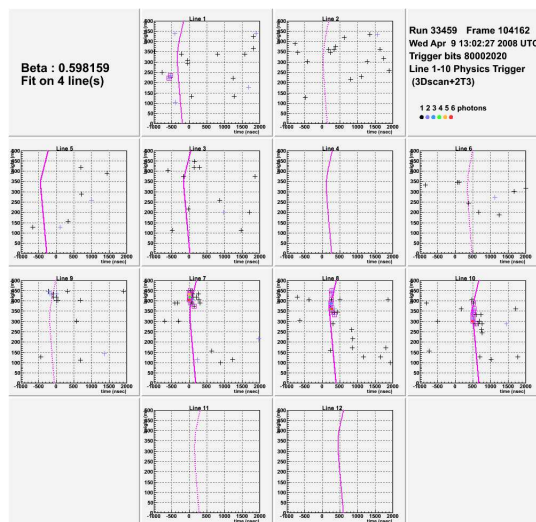


FIG. 6.31 – Distribution temporelle de la position des hits dans le détecteur de l'événement résultant dans la configuration à 9 lignes et reconstruit dans la région de vitesse $\beta = [0.575, 0.625]$. La ligne violette représente la position attendue des hits par l'algorithme de reconstruction. Les hits sélectionnés pour effectuer l'ajustement sont entourés d'un carré violet.

qu'événement montant au lieu de descendant. Il en est de même pour l'événement du détecteur à 9 lignes illustré Figure 6.31, pour lequel les hits présents lignes 7, 8 et 10 montrent distinctement la traversée d'une particule descendante, qui a cependant été reconstruite montante en raison de l'utilisation par l'algorithme des hits présents ligne 1. Cette analyse conclut à une mauvaise reconstruction des événements résultants, qui auraient dû être reconstruits comme un point lumineux dans un cas, et comme des événements descendants dans les autres.

Ces dernières études permettent d'exclure sans ambiguïté une éventuelle découverte, mais il est malgré tout possible de poser une nouvelle limite sur le flux de monopôles, qui sera dégradée dans les régions de vitesse pour lesquelles des événements sont observés. La Figure 6.32 montre la limite finale obtenue, à 90% de niveau de confiance, avec le détecteur ANTARES après ~ 116 jours de prise de données en 2008. Cette nouvelle limite est comparée à celles posées par les expériences MACRO, Baikal et AMANDA, et devient la meilleure contrainte mondiale sur le flux de monopôles magnétiques de masse inférieure à 10^{14} GeV dans la région de vitesse $\beta \sim [0.625, 0.995]$, allant de $\sim 7.58 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ à $\sim 1.27 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$.

On peut noter que la limite a été calculée en prenant en compte les incertitudes systématiques sur la longueur d'absorption de la lumière dans l'eau de mer, et sur l'efficacité de collection des modules optiques. Ces incertitudes ont été estimées comme produisant un impact équivalent à environ 15 % de hit détectés en moins au niveau du déclencheur. La limite a alors été calculée en considérant les événements si-

mulés résultants après suppression de ces hits de manière aléatoire. Il est résulte une dégradation de la limite initiale d'environ 3 % au-dessus du seuil Cherenkov, et de 7 % à 30 % en dessous. De plus, pour le calcul de la limite, le nombre d'événements attendus avec le bruit de fond optique extrait d'un unique run de prise de données, utilisé dans l'analyse présentée dans ce chapitre pour la configuration à 12 lignes a été utilisé. Pour les vitesses inférieures à $\beta \leq 0.625$, la limite est alors conservative comparée à la limite obtenue si le nombre d'événements attendus est pris de la seconde simulation, présentée dans les paragraphes précédents. Les différences sur les limites obtenues avec l'utilisation des deux simulations, pour des vitesses supérieures à $\beta \leq 0.625$ sont inférieures à 1 %, et n'ont alors pas été pris en compte, de même que les effets induits par le choix des facteurs d'échelle appliqués aux muons atmosphériques simulés.

L'amélioration de la limite d'un facteur d'environ trois par rapport au télescope AMANDA pour un nombre de jours presque équivalent peut en partie s'expliquer par le volume de détection d'ANTARES, qui est plus de trois fois plus important que ce dernier. Les limites obtenues en $cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$ sont reportées dans le tableau 6.9, avec pour simplifier les régions de vitesses notées par le signe “ \sim ”.

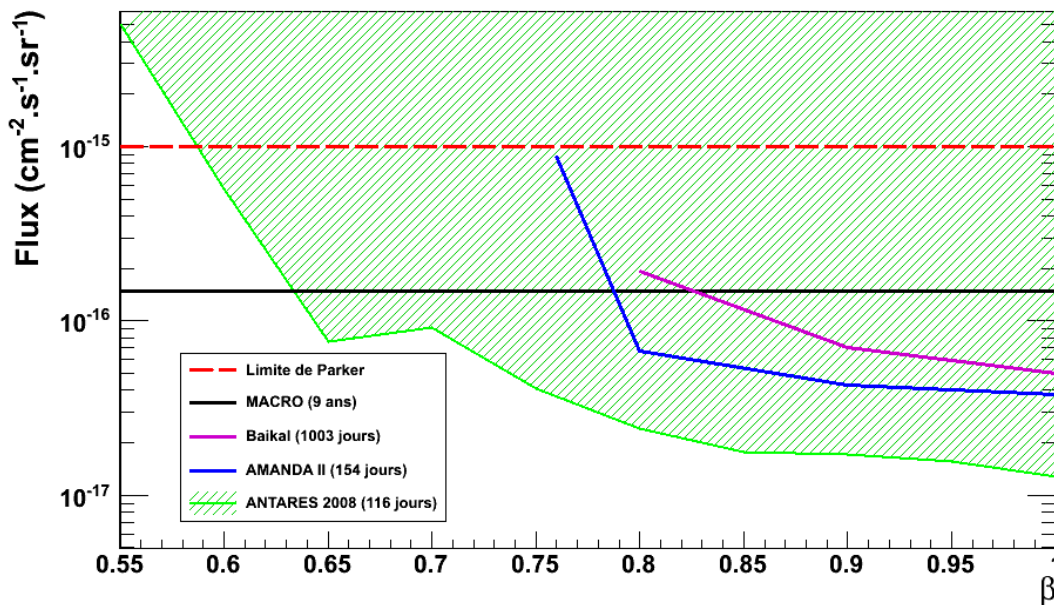


FIG. 6.32 – Limite finale, à 90 % de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants en fonction de leur vitesse, obtenue avec le détecteur ANTARES après ~ 116 jours de prise de données en 2008, comparée à celles posées par les expériences MACRO, Baikal et AMANDA.

β	Limites ($cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}$)
~ 0.55	$5.03.10^{-15}$
~ 0.60	$5.69.10^{-16}$
~ 0.65	$7.58.10^{-17}$
~ 0.70	$9.12.10^{-17}$
~ 0.75	$4.08.10^{-17}$
~ 0.80	$2.41.10^{-17}$
~ 0.85	$1.76.10^{-17}$
~ 0.90	$1.72.10^{-17}$
~ 0.95	$1.57.10^{-17}$
~ 0.99	$1.27.10^{-17}$

TAB. 6.9 – Limites, à 90% de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétiques montants, obtenues après l’application de l’analyse sur les 116 jours de données réelles. Par simplification les régions de vitesse sont notées par “ \sim ”.

6.7 Conclusion

Par l’implémentation de la vitesse en paramètre libre dans la reconstruction, cette nouvelle analyse augmente la sensibilité du détecteur à des flux de monopôles sur une plus grande région de vitesse allant de $\beta = 0.55$ à $\beta = 0.995$. L’analyse des données de 2008 prises avec trois configurations différentes du détecteur ANTARES, présente des résultats intéressants, avec notamment 3 événements résultants dans la gamme de vitesse $\beta \in]0.575, 0.625]$, et dépassant le nombre critique nécessaire pour théoriquement clamer une déviation à “ 5σ ”. Cependant, après avoir observé de larges fluctuations, pour des vitesses $\beta \leq 0.625$, sur le nombre d’événements attendus lorsqu’un bruit de fond optique différent est utilisé, et après avoir analysé les distributions temporelles de la position des hits dans le détecteur pour chaque événement, les déviations observées sont remises en question, et excluent une éventuelle découverte. Malgré cela, il est possible de poser de nouvelles limites sur le flux de monopôles magnétiques montants de masse inférieure à 10^{14} GeV, montrées Figure 6.32, qui deviennent les meilleures contraintes mondiales dans la région de vitesse $\beta \in]0.625, 0.995]$.

Conclusion

Les neutrinos étant des particules interagissant faiblement avec la matière, leur détection nécessite de très grands volumes afin d'être observables. Cette particularité fait des télescopes à neutrinos, de nouveaux outils pour la recherche de particules exotiques pour lesquelles les contraintes sur les flux sont extrêmement fortes. Le manuscrit montre la sensibilité offerte par le télescope à neutrinos ANTARES pour la recherche d'une particule convoitée depuis 1931 notamment, le monopôle magnétique.

La thèse a présenté, chapitre 1, tout d'abord les enjeux de l'astronomie neutrinos, avec le nouveau regard apporté par les neutrinos. La détection de sources de neutrinos, avec contrepartie optique, permettrait en outre de mieux comprendre les mécanismes entrant en jeu, et d'identifier l'origine du rayonnement cosmique nucléaire chargé de haute énergie. Dans cette partie, ont de plus été décrites les techniques mises en oeuvre pour leur détection avec le télescope ANTARES, mais aussi avec les précurseurs que sont les télescopes Baïkal et AMANDA, et leurs extensions.

Afin de faire de l'astronomie avec les neutrinos, les télescopes détectent les photons produits par les muons issus de l'interaction de neutrinos muoniques avec la matière. La trajectoire de ces particules est reconstruite à partir d'algorithmes, qui, afin d'obtenir la plus grande précision possible, nécessite une bonne connaissance sur le temps d'arrivée des photons sur les photomultiplicateurs du détecteur, ainsi qu'une bonne connaissance du nombre détecté. Pour cela, des systèmes d'étalonnage ont été mis en oeuvre, et ont été décrits dans le chapitre 2. Dans cette partie, la *calibration* effectuée avant chaque déploiement de ligne a notamment été détaillée, et montre une résolution de l'ordre de la nanoseconde atteinte sur le temps d'arrivée des photons.

Avec le chapitre 3, nous avons pu découvrir comment ont été introduits pour la première fois les monopôles magnétiques de manière consistante dans la théorie, avec Dirac en 1931, et leur explication de la quantification de la charge électrique, encore mystérieuse. Au fil des années, avec l'émergence des théories de grande unification, ces particules sont devenues des prédictions, apparaissant en tant que solitons dans les transitions de phase de l'Univers primordial. Les monopôles devraient avoir survécu jusqu'à nos jours, mais d'importantes contraintes sur leur flux ont été posées, avec notamment la contrainte théorique de Parker, qui demande un flux inférieur à $10^{-15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ pour que le champ magnétique galactique puisse se régénérer, et avec notamment la limite expérimentale de l'expérience MACRO, qui est meilleure d'un

ordre de grandeur à la limite théorique sur un très large domaine de vitesse.

Les monopôles étant munis d'une ou de plusieurs charges magnétiques, suivant le modèle les prédisant, ces derniers en traversant un milieu, vont émettre un champ électrique perpendiculaire à leur direction. À l'image des particules chargées électriquement, les monopôles vont alors pouvoir émettre de la lumière Cherenkov si leur vitesse la leur permet, avec une intensité ~ 8500 plus élevée qu'un muon de même vitesse. Le chapitre 4 nous a montré que les monopôles magnétiques pourraient atteindre de telles vitesses si leur masse est inférieure à 10^{14} GeV, et qu'ils pourraient de plus traverser la Terre, et atteindre le télescope ANTARES du dessous tout en restant relativiste, qui est la direction pour laquelle le détecteur est au maximum de sa sensibilité, les modules optiques étant orientés vers le sol. On a de plus pu constater que les monopôles magnétiques, en plus d'être détectables par émission Cherenkov directe, pourraient émettre de la lumière Cherenkov indirecte provenant des électrons arrachés de leurs atomes lors de son passage, même pour des vitesses, inférieures au seuil Cherenkov ($\beta \sim 0.74$ dans l'eau), supérieures à $\beta \sim 0.50$. Enfin, dans ce chapitre, nous avons défini les simulations utilisées pour les monopôles magnétiques, et étudié l'efficacité de déclenchement du détecteur aux monopôles, de l'ordre de 80 % sur un domaine de vitesse allant de $\beta \sim 0.60$ à $\gamma = 10$.

Ensuite les deux analyses effectuées pour la recherche de monopôle ont été détaillées dans les chapitre 5 et 6. La première (chapitre 5), qui présente par ailleurs les simulations des neutrinos et muons atmosphériques, les bruits de fond prépondérants, est basée sur l'utilisation des deux algorithmes principaux employés pour la reconstruction de la trace des muons incidents. L'analyse a été effectuée exclusivement sur des simulations, avec cependant l'utilisation d'un lot de données réelles pour effectuer des comparaisons, et est basée sur la minimisation du facteur de réjection, afin de définir les paramètres de sélection pour poser une limite optimale sur le flux de monopôles. Elle présente des sensibilités compétitives sur le flux de monopôles magnétiques pour des vitesses supérieures à $\beta \sim 0.80$, les algorithmes étant optimisés pour reconstruire des particules voyageant à la vitesse de la lumière.

Après cette étude, la seconde analyse (chapitre 6) a consisté à modifier l'un des deux algorithmes de reconstruction, choisi notamment suivant sa fiabilité, afin d'implémenter la vitesse des particules incidentes en tant que paramètre libre, et donc afin d'améliorer la sensibilité pour des monopôles magnétiques de plus faible vitesse. Cette analyse, elle aussi effectuée exclusivement sur des simulations avec l'utilisation d'un lot de données pour des comparaisons, est basée sur la maximisation du potentiel de découverte, contrairement à la première qui était basée sur la minimisation du facteur de réjection. Ce type d'optimisation diminue généralement légèrement la limite maximale atteignable, mais peut grandement améliorer le potentiel de découverte. On a pu constater que l'analyse était aussi bien efficace pour des monopôles magnétiques ayant des vitesses supérieures au seuil Cherenkov qu'inférieure, et a finalement été choisie pour être appliquée sur les données prises en 2008 avec le télescope ANTARES. Après l'application de l'analyse sur les données réelles, plusieurs événements sont ressortis, et la région de

vitesses $\beta \in]0.575, 0.625]$ présente un nombre d'événements supérieur au seuil critique nécessaire théoriquement pour clamer une découverte. Cependant, l'utilisation d'un bruit de fond optique différent dans la simulation montrent de larges fluctuations sur le nombre d'événements attendus dans cette même gamme de vitesse, et l'analyse des distributions temporelles de la position des hits dans le détecteur a permis de conclure à une mauvaise reconstruction des événements résultants. Ces dernières études remettent alors en question les déviations observées, et excluent une éventuelle découverte. Une limite supérieure, à 90 % de niveau de confiance, sur le flux de monopôles magnétique avec le détecteur ANTARES après ~ 116 jours de prise de données, a donc été établie, et devient dès lors la meilleure limite mondiale sur le flux de monopôles magnétiques montants de masse inférieure à 10^{14} GeV dans le domaine de vitesse $\beta \sim]0.625, 0.995]$.

Bibliographie

- [1] F. Aharonian et al., H.E.S.S. collaboration
The H.E.S.S. survey of the Inner Galaxy in very high-energy gamma-rays
Astrophys. Journal 636 (2006) 777-797
- [2] The Pierre Auger Collaboration
Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei
Astropart. Phys. 29 (2008) 188-204
- [3] M. Ackermann et al. (AMANDA/IceCube Collab.)
Astrophys. J. 675 (2008) 1014
- [4] J. Carr, for the ANTARES collab.
J. Phys. Conf. Ser., 136 (2008) 022047
- [5] Virgo Collaboration
Class. Quantum Grav. 25 114045 (2008)
- [6] V. Aynutdinov et al.
Izvestia Akademii Nauk (Izvestia Russ. Academy Science), Ser. Phys., vol. 71, N. 4, 2007 ;
V. Aynutdinov et al.
Nucl. Instrum. Methods, vol A602, p. 14, 2009
- [7] E.S. Seo et al.
Adv. Sp. Res. 33(10) (2004) 1777
- [8] M. Boezio et al.
(2008), arxiv : 0810.3508
- [9] K. Greiser
End to the cosmic ray spectrum ?
Phys. Rev. Lett., 16 :748750, 1966
- [10] G.T. Zatsepin et V.A. Kuzmin
Upper limit of the spectrum of cosmic rays
JETP Lett., 4 :7880, 1966

-
- [11] 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.
- [12] E. Fermi
Physical Review, 75, p1169, 1949
- [13] C. T. Hill
Nucl. Phys. B 224, 469 (1983);
P. Bhattacharjee and G. Sigl
Phys. Rev. D 51, 4079 (1995);
V. Berezhinsky et A. Vilenkin
Phys. Rev. Lett. 79, 5202 (1997)
- [14] Atwood, W. B., et al.
The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope
ApJ, in press, arXiv :0902.1089 (2009)
- [15] C.L. Cowen, et al
Science 124, 103, 1956
- [16] S. Eidelman, et al
Review of particle physics. Phys Lett., B592 :1, 2004.
- [17] G. Danby, J-M. Gaillard, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger
Phys. Rev. Lett. 9, 36, 1962
- [18] M.L. Perl, et al
Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975)
- [19] The DoNUT collaboration
Phys. Lett. B504, 218-224, 2001
- [20] A. Kappes, et al.
Potential Neutrino Signals from Galactic Gamma-Ray Sources
Astrophys.J.656 :870-896, 2007
- [21] IMB Collaboration
Angular distribution of events from SN1987A
Phys. Rev. D37 (1988) 217
- [22] Kamiokande-II Collaboration
Observation of the neutrino burst from supernovae SN1987A
Phys. Rev. D38 (1988) 448
- [23] E. Waxman and A. Loeb
TeV neutrinos and GeV photons from shock breakout in supernovae
Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 071101
- [24] J. Alvarez-Muiz and F. Halzen
Possible High-Energy Neutrinos from the Cosmic Accelerator RX J1713.7-3946
Astrophys. J., 576 (2002) L33

-
- [25] M.L. Costantini and F. Vissani
Expected neutrino signal from supernova remnant RX J1713.7-3946 and flavor oscillations
Astropart. Phys. 23 (2005) 477
- [26] D. Guetta and E. Amato
Neutrino flux predictions for galactic plerions
Astropart. Phys. 19 (2003) 403.
- [27] T. Tanimori et al.
Discovery of TeV gamma rays from SN1006 : Further evidence for the SNR origin of cosmic rays
Astrophys. J. 497 (1998) L25
- [28] F. A. Aharonian [HESS Collaboration]
HESS observations of the supernova remnant RX J0852.0-4622 : Shell-type morphology and spectrum of a widely extended VHE gamma-ray source
arXiv :astro-ph/0612495.
- [29] T. Gold
Nature, 218, 731 (1968)
- [30] F. Pacini
Nature, 216, 567 (1967) ; *ibid* 219, 145 (1968)
- [31] P. Goldreich, and W. H. Julian
Astrophys. J. 157, 869 (1969)
- [32] M. Galvez, J.E. Borovsky
Phys. Fluids B 3, 1892 (1991)
- [33] T. Kitanishi, et al.
Phys. Rev. E 53, 6376 (1996)
- [34] A. Venkatesan, et al.
Constraints on the Production of Ultra-High-Energy Cosmic Rays by Isolated Neutron Stars
Astrophys. J. 484 : 323-328 (arXiv :astro-ph/9612210v2, 1997)
- [35] S. Corbel, R. P. Fender, A. K Tzioumis, J. A. Tomsick et al.
Science 298, 196 (2002)
- [36] M. Tavani, A. Bulgarelli, G. Piano, S. Sabatini et al.
Nature 462, 620 (2009)
- [37] C. Distefano, D. Guetta, E.Waxman and A. Levinson
Neutrino flux predictions for known galactic microquasars
Astrophys. J. 575 (2002) 378
- [38] F. Aharonian et al. [HESS Collaboration]
Detection of VHE gamma-ray emission from the distant blazar 1ES 1101-232 with

- H.E.S.S. and broadband characterisation
arXiv :0705.2946 [astro-ph]
- [39] A. Mücke et al.
Computer Physics Communications, 124, 290 (2000)
- [40] M. Boettcher, A. Reimer, A. P. Marscher
arXiv :0810.4864 (2008)
- [41] M. Orellana, G. E. Romero
arXiv :0902.0731 (2009)
- [42] S. P. Owocki, G. E. Romero, R. H. D. Townsend, A. T. Araudo
ApJ, 696, 690 (2009)
- [43] F. A. Aharonian
New Astronomy, 5, 377 (2000)
- [44] F. A. Aharonian
MNRAS, 332, 215 (2002)
- [45] R. Klebesadel, I. Strong and R. Olson
Observations of gamma-ray bursts of cosmic origin
Astrophys. J. 182 (1973) L85
- [46] C. Kouveliotou et al.
Identification of two classes of gamma-ray bursts
Astrophys. J. 413 (1993) L101
- [47] T. Piran
Gamma-Ray Bursts and the Fireball Model
Phys. Rept., 314 : 575-667, 1999
- [48] S. Dado et A. Dar
Short Hard Gamma Ray Bursts And Their Afterglows
Astrophys. J., 693 : 311-328, 2009
- [49] M. A. Markov
Proceedings of the Rochester Conference, New-York (1960)
- [50] T.K. Gaisser, T. Stanev
Nucl. Phys. A, 777, p98, 2006
- [51] C. Quigg, M. H. Reno, T. P. Walker
Interactions of ultra high energy neutrinos
Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 774-777
- [52] C. Quigg, M. H. Reno
Phys. Rev. D37 (1988) 657-664
- [53] R. Gandhi et al.
Neutrino interactions at Ultrahigh Energies
Phys. Rev. D 58, 093009 (arXiv :hep-ph/9807264v1, 1998)

- [54] I. Franck et I. Tamm Dokl.
Akad Nauk SSSR, 14, p107, 1937
- [55] The ANTARES Collaboration
Transmission of light in deep sea water at the site of the Antares neutrino telescope
Astroparticle Physics 23 : 131-155 (2005)
- [56] L.A. Kuzmichev
On the Velocity of Light Signals in Deep Underwater Neutrino Experiments
Nuclear Instruments and Methods A 482, 304 (2002)
- [57] D.J.L. Bailey
Monte Carlo Tools and Analysis Methods for Understanding the ANTARES Experiment and Predicting Its Sensitivity to Dark Matter
Ph.D. Thesis, Wolfson College, Oxford, 2002
- [58] 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
- [59] P. Amram et al., ANTARES Collaboration
The ANTARES Optical Module
Nucl. Inst. & Meth. A 484 (2002) 369, astro-ph/0112172
- [60] M. Ageron et al., ANTARES Collaboration
astro-ph/0703355 (2007)
- [61] D. Lachartre et F. Feinstein
Application specific integrated circuits for ANTARES offshore frontend electronics
Nucl. Instrum. Meth., A442 : 99-104, 2000
- [62] F. Druillolle et al.
The analoge ring sampler : An ASIC for the front-end electronics of the ANTARES neutrino telescope
IEEE Trans. Nucl. Sci., 49 : 1122-1129, 2002
- [63] A. G. Dickson and C. Goyet (eds.)
Handbook of Methods for the Analysis of the Various Parameters of the Carbon Dioxide System in Sea Water
version 2, DOE (1994), ORNL/CDIAC-74, <http://andrew.ucsd.edu/co2qc/handbook/0content.pdf>
- [64] G. Audi et al.
The NUBASE Evaluation of Nuclear and Decay Properties
Nucl. Phys. A 729 (2003) 3
- [65] J. Brunner
Simulation of 40K Signals
internal note Site/1999-002, ANTARES (1999)
- [66] <http://antares.in2p3.fr>

- [67] J.A. Aguilar et al., ANTARES Collaboration
Zenith distribution and flux of atmospheric muons measured with the 5-line ANTARES detector
arXiv :1007.1777v1 [astro-ph.HE] (2010)
- [68] M. Ageron et al. (ANTARES Collab.)
Astropart. Phys. 31 (2009) 277
- [69] Aguilar J.A., et al.
Astropart. Phys., 33 (2010) 86-90
- [70] E. V. Bugaev et al.
Phys. Rev. D58 (1998) 05401
- [71] E. Andres et al., (AMANDA Collab.)
Astropart.Phys. 13 (2000) 1
- [72] P. Desiati for AMANDA Collab.
Proc. of the 28th ICRC, Tsukuba 2003
- [73] I. A. Belolaptikov et al., (Baikal Collab.)
Astropart. Phys. 7 (1997) 263
- [74] J. Babson et al., (DUMAND Collab.)
Phys. Rev. D42 (1990) 41
- [75] G. Aggouras et al., (NESTOR Collab.)
Astropart. Phys. 23 (2005) 377
- [76] S. Aiello et al., (NEMO Collab.)
Astropart. Phys. 33(2010)263
- [77] <http://www.ifh.de/baikal/baikalhome.html>
- [78] K. Antipin et al.
The Baikal Neutrino Telescope : Status and plans
arXiv/astro-ph.0710.3063, 2007
- [79] V. Aynutdinov et al., BAIKAL experiment
Main results obtained with the neutrino telescope NT200
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 : 423-427 (2006)
- [80] <http://amanda.berkeley.edu/>
- [81] The IceCube Collaboration
Search for Point Sources of High Energy Neutrinos with Final Data from AMANDA-II
arXiv :0809.1646v2 [astro-ph] (2008)
- [82] S. Karkar
Détection de microquasars et calibration en temps du télescope à neutrinos Antares
Thèse de doctorat, AIX-MARSEILLE II, 2004

-
- [83] V. Bertin et al.
Time Calibration Methodology
ANTARES internal note : ANTARES-CALI-2002-002 (2002)
- [84] A. Kouchner
Antares : talonnage de l'électronique frontale, tude de muons atmosphériques, et
recherche de neutrinos cosmiques
Habilitation à diriger des recherches, 2010.
- [85] G. Lambard
Walk effect correction
ANTARES Internal note, 2006
- [86] F. Salesa
In situ ARST0 computation using the LED Optical Beacon System
ANTARES Internal note, 2008
- [87] P.A.M. Dirac
Proc. R. Soc. A 133 (1931) 60
- [88] G. t'Hooft
Nucl. Phys. B 79 (1974) 276
- [89] A.M. Polyakov
Sov. Phys. JETP Lett. 20 (1974) 194
- [90] A.H. Guth
Phys. Rev., D23, 347 (1981)
- [91] Ya. Shnir
Magnetic Monopoles
Springer, 2005
- [92] A.S. Goldhaber, W.P. Trower
Magnetic Monopoles
- [93] P.A.M. Dirac
Phys. Rev. 74 (1948) 817
- [94] J. Preskill
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 34, 461 (1984)
- [95] M. Georgi, S.L. Glashow
Phys. Rev. Letters 28 (1972) 1494
- [96] E. Bogomol'nyi
Sov. J. Nucl. Phys. 24 :449 (1976)
S. Coleman, S. Parke, A. Neveu, C. Sommerfield
Phys. Rev. D15 :544 (1977)
- [97] M. Prasad, C. Sommerfield
Phys. Rev. Lett. 35 :760 (1975)

- [98] T.W. Kirkman and C.K. Zachos
Phys. Rev. D24 (1981) 999
- [99] T.W.B. Kibble
Topology of Cosmic Domains and Strings
Journal of Physics A9, 1387 (1976)
- [100] E. W. Kolb, M. Turner
The Early Universe
Addison-Wesley Publishing Company, 1990
- [101] T.W.B. Kibble
J. Phys. A9, 1387 (1976)
- [102] M.S. Turner
Phys. Lett., 115B :95 (1982)
- [103] G. Giacomelli
Magnetic Monopoles
La Rivista del Nuovo Cimento 7, 1 (1984)
- [104] H. Georgi, H.R. Quinn and S. Weinberg
Hierarchy of Interactions in Unified Gauge Theories
Physical Review Letters 33, 451 (1974)
- [105] M. Daniel, G. Lazarides and Q. Shafi
SU(5) Monopoles, Magnetic Symmetry and Confinement
Nuclear Physics B 170, 156 (1980)
- [106] P.H. Frampton, B. Lee
Phys. Rev. Letters 64, 619 (1990);
P.H. Frampton, T.W. Kephart
Phys. Rev. D42, 3892 (1990)
- [107] S.F. King and Q. Shafi
Physics Letters B 422, 135 (1998)
- [108] T.W. Kephart and Q. Shafi
Family Unification, Exotic States and Magnetic Monopoles
hep-ph/0105237 (2001)
- [109] K.R. Dienes, E. Dudas, T. Gherghetta
Phys. Lett. B436, 55 (1998)
- [110] I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali
Phys. Lett. B436, 257 (1998)
- [111] E.N. Parker
Astrophys. J. 160, 383 (1970)

-
- [112] M.S. Turner, E.N. Parker, T.J. Bogdan
Magnetic monopoles and the survival of galactic magnetic fields
Phys. Rev. D26, 6 (1982)
- [113] F.C. Adams et al.
Phys. Rev. Lett. 70, 2511 (1993).
- [114] E.W. Kolb and M.S. Turner
The Early Universe, in Frontiers in Physics
Perseus Publishing, 1990
- [115] V.A. Rubakov
Superheavy Magnetic Monopoles and Decay of the Proton
JETP Letters 33, 644 (1981)
- [116] V.A. Rubakov
Adler-Bell-Jackiw Anomaly and Fermion-Number Breaking in the Presence of a
Magnetic Monopole
Nuclear Physics B 203, 311 (1982)
- [117] C.G. Callan
Disappearing Dyons
Physical Review D 25, 2141 (1982)
- [118] C.G. Callan
Dyon-Fermion Dynamics
Physical Review D 26, 2058 (1982)
- [119] E.W. Kolb, S. Colgate, J.A. Harley
Phys. Rev. Lett. 49, 1373 (1982)
- [120] S.Dinopoulos, J. Preskill, F. Wilczek
Phys. Lett. 119B, 320 (1982)
- [121] F.A. Bais, J. Ellis, D.V. Nanopoulos and K.A. Olive
Nucl. Phys. B219, 189 (1983)
- [122] J.A. Frieman, K. Freeze and M.S. Turner
Astrophys. J. 335, 844 (1988)
- [123] K. Freeze, E. Krasteva
Bound on the flux of magnetic monopoles from catalysis of nucleon decay in white
dwarfs
Phys. Rev. D 59, 063007 (1999)
- [124] S. Dawson, A.N. Schellekens
Phys. Rev. D27 :2119 (1983)
- [125] A.N. Schellekens
Boundary-Condition Independence of Catalysis of Proton Decay by Monopoles
Phys. Rev. D 29, 2378 (1984)

-
- [126] P.B. Price et al.
Phys. Rev. Lett. 35, 487 (1975)
- [127] B. Cabrera
Phys. Rev. Lett. 48, 1378 (1982)
- [128] M. Ambrosio et al., MACRO Coll.
Eur. Phys. J. C25, 511 (2002)
- [129] S. Orito et al.
Phys. Rev. Lett. 66, 1951 (1991)
- [130] Y.F. Novoseltsev, M.M. Boliev, A.V. Butkevich, et al.
Nucl. Phys. B151, 337-340 (2006)
- [131] V. Aynutdinov et al.
astro-ph/0507713
- [132] A. Pohl et al.
astro-ph/0701333
- [133] S. Balestra et al.
Eur. Phys. J. C55, 57 (2008)
- [134] D.P. Hogan et al.
Phys. Rev. D78, 075031 (2008)
- [135] T. W. Kirkman and C. K. Zachos
Phys. Rev. D24, 999 (1981)
- [136] A. Abulencia et al., CDF Coll.
Phys. Rev. Lett. 96, 201801 (2006)
- [137] G.R. Kalbfleisch et al.
Phys. Rev. D69, 052002 (2004)
- [138] P.B. Price, G.X. Ren, K. Kinoshita
Phys. Rev. Lett. 59, 2523 (1987)
- [139] B. Aubert et al.
Phys. Lett. B120, 465 (1983)
- [140] R.A. Carrigan, F.A. Nezrick, B.P. Strauss
Phys. Rev. D8, 3717 (1973)
- [141] G. Abbiendi et al., OPAL Collab.
Phys. Lett. B663, 37 (2008)
- [142] J.L. Pinfold et al.
Phys. Lett. B316, 407 (1993)
- [143] K. Kinoshita et al.
Phys. Lett. B228, 543 (1989)
- [144] P. Musset et al.
Phys. Lett. B128, 333 (1983)

-
- [145] A. Aktas et al., H1 Collab.
Eur. Phys. J. C41, 133 (2005)
- [146] A. De Rujula
Nucl. Phys. B435, 257 (1995)
- [147] I.F. Ginzburg, A. Schiller
Phys. Rev. D60, 075016 (1999)
- [148] B. Abbott et al., D0 Coll.
Phys. Rev. Lett. 81, 524 (1998)
- [149] M. Acciarri et al., L3 Coll.
Phys. Lett. B345, 609 (1995)
- [150] St.D. Wick et al.
Astropart. Phys., 18, 663 (2003)
- [151] R. Beck
Ann. Rev. Astron. Astrophys. 34 (1996) 155
- [152] P.P. Kronberg, P.L. Biermann, F.R. Schwab
Astrophys. J. 291 (1985) 693
- [153] K.I. Kellermann, I.I.K Pauliny-Toth
Ann. Rev. A&A 19 (1981) 373
- [154] T.A. Enßlin et al.
Astrophys. J. 477 (1997) 560-567
- [155] D. Ryu, H. Kang, P.L. Biermann
Astron. Astrophys. 335 (1998) 19 [astro-ph/9803275]
- [156] S.P. Ahlen
Monopole-Track Characteristics in Plastic Detectors
Phys. Rev. D 14, 2935 (1976)
- [157] S.P. Ahlen
Stopping-power formula for magnetic monopoles
Phys. Rev. D17, 1, 229-233 (1978)
- [158] R.M. Sternheimer, R.F. Peierls
Phys. Rev. B3, 3681 (1971)
- [159] Y. Kazama, C.N. Yang, A.S. Goldhaber
Phys. Rev. D15, 2287 (1977)
- [160] F. Bloch
Ann. Phys. (Leipz.) 16, 285 (1933)
- [161] S.R. Kel'ner, Yu.D. Kotov
Sov. J. Nucl. Phys., 7, 237 (1968)
S.R. Kel'ner
Sov. J. Nucl. Phys., 5, 778 (1967)

- [162] S.I. Dutta, M.H. Reno, I. Sarcevic, D. Seckel
Phys. Rev., D63 (2001)
- [163] J. Derkaoui, G. Giacomelli, T. Lari, A. Margiotta, M. Ouchrif, L. Patrizii, V. Popa, V. Togo
Energy losses of magnetic monopoles and of dyons in the earth
Astropart. Phys. 9 (1998) 173-183
- [164] D. Anderson
Theory of the Earth
Blackwell Scientific Publications, 1989
- [165] D.R. Tompkins
Total Energy Loss and Cherenkov Emission from Monopoles
Phys. Rev., 138, 248 (1965)
- [166] S.P. Ahlen
Reviews of Modern Physics, 52, 1 (1980)
- [167] D.E. Groom, S.R. Klein
Particle Data Group, "Passage of Particles through Matter"
European Physical Journal C 3, 144 (1998)
- [168] B. Rossi
High Energy Particles
Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952
- [169] S.P. Ahlen
Phys. Rev. D14, 11 (1976)
- [170] B.A.P. van Rens
Detection of Magnetic Monopoles below the Cherenkov Limit
Ph.D. Thesis, University of Amsterdam, Amsterdam, 2006
- [171] S.M. Seltzer, M.J. Berger
Improved Procedure for Calculating the Collision Stopping Power of Elements and Compounds for Electrons and Positrons
International Journal of Applied Radiation and Isotopes 35, 665 (1984)
- [172] V.A. Rubakov
JETP Lett. 33, 644 (1981)
C.G. Callan
Phys. Rev., D25, 2141 (1982)
- [173] B.A.P. van Rens
Magnetic monopole simulation
Internal note (2006)
- [174] Application Software Group, GEANT
Detector Description and Simulation Tool
CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993), [http ://ww-wasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/](http://www-wasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/)

- [175] J.S. Ricol
Etude de la détection de monopôles magnétiques au sein du futur télescope à neutrinos Antares et caractérisation des performances du traitement des impulsions des photomultiplicateurs
Thèse de doctorat, AIX-MARSEILLE II, 2002
- [176] G.R. Lynch and O.I. Dahl
Approximations to Multiple Coulomb Scattering
Nucl. Instr. and Meth. B 58, 6 (1991)
- [177] Particle Data Group
Atomic and Nuclear Properties of Materials
European Physical Journal C 3, 76 (1998)
- [178] The Icecube Coll.
arXiv :0711.0353v1 [astro-ph]
- [179] A. Heijboer
Track reconstruction and point source searches with Antares
Ph.D. Thesis, University of Amsterdam, Amsterdam, 2004
- [180] J. Brunner
The BBfit reconstruction algorithm
Antares Internal note, 2009
- [181] G.C. Hill, K. Rawlins
Astropart. Phys. 19, 393 (2003)
- [182] G.J. Feldman, R.D. Cousins
Phys. Rev. D 57 (1998) 3873.
- [183] W. Rhode et al.
Astropart. Phys., 4, 217, 1996
- [184] G.C. Hill et al.
Proc. PHYSTAT2005, Oxford (2005)
- [185] G. Punzi
Proc. PHYSTAT2003, SLAC. Stanford (2003)
- [186] A. Labbate et al.
GENHEN v6 : ANTARES neutrino generator extension to all neutrino flavors and inclusion of propagation through the Earth
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2004-010 (2004)
- [187] K. Kuzmin et al.
Genhen v6r3 : implementation of the Glashow resonance and of the MUSIC transport code
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-2004-012 (2004)

- [188] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman
LEPTO 6.5 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering
Comp. Phys. Comm. 101 (1997) 108, hep-ph/9605286.
- [189] D.J.L. Bailey
Monte-Carlo tools and analysis methods for understanding the ANTARES experiment and predicting its sensitivity to Dark Matter
PhD Thesis, Wolfson College, Oxford (2002)
- [190] P. Antonioli et al.
A Three-dimensional Code for Muon Propagation through the Rock : MUSIC
Astroparticle Phys. 7 (1997) 357, hep-ph/9705408
- [191] S. Navas and L. Thompson
KM3 User Guide and Reference Manual
ANTARES Internal Note ANTARES-SOFT-1999-011 (1999)
- [192] J. Brunner
GEASIM (2000)
<http://antares.in2p3.fr/internal/software/geasim.html>
- [193] V. Agrawal, et al.
Atmospheric neutrino flux above 1 GeV
Phys. Rev. D53, 1314 (1996), hep-ph/9509423
- [194] C. G. S. Costa
The prompt lepton cookbook
Astropart. Phys. 16, 193 (2001), hep-ph/0010306
- [195] G. Bastistoni et al.
Astropart. Phys., 12 (2000), 315-333
- [196] M. Honda et al.
Phys. Rev. D52 (1995) 4985-5005
- [197] C.G.S. Costa
Astropart. Phys., 16 (2001) 193-204
- [198] D. Heck et al
A monte-carlo code to simulate extensive air showers
Technical report FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998
- [199] G. Carminati, A. Margiotta, M. Spurio,
Atmospheric MUons from PArametric formulas : a fast GEnerator for neutrino telescopes (MUPAGE)
Comput. Phys. Commun., 179, 915-923, 2008
- [200] Y. Becherini, A. Margiotta, A. Sioli, M. Spurio
A parameterisation of single and multiple muons in the deep water or ice
Astropart. Phys., 25, 1-13, 2006

- [201] J.R. Hörandel
On the knee in the energy spectrum of cosmic rays
27th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2001), Hamburg, Germany, 7-15
Aug 2001
- [202] N.N.Kalmykov, S.S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.*
Phys. At. Nucl., 56 (1993) 105
N.N.Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I.Pavlov,
Bull. Russ. Acad. Sci. (Physics) 58 (1994) 1966
- [203] M. Sioli
A new approach to the study of high energy muon bundles with the MACRO
detector at Gran Sasso
PhD Thesis, Bologna (2000)
- [204] M. Anghinolfi, H. Costantini, K. Fratini, D. Piombo, M. Taiuti
New measurement of the angular acceptance of the Antares Optical Module
Antares Internal note, 2008
- [205] D. Dornic, S. Escoffier
Analysis of the standard data in coincidence with GRB alerts
Antares Internal note, 2009
- [206] F. James
MINUIT Reference Manual
CERN Program Library Writeup D506
- [207] 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, 1998.
- [208] Engel J. et al
Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City (USA), 1999

Résumé

Le télescope à neutrinos ANTARES est situé à 2500 mètres de profondeur, et est composé d'un réseau de 900 photomultiplicateurs installés pour la détection de la lumière Cherenkov émise par des muons, induits par l'interaction de neutrinos avec la matière, et dans le but de reconstruire leur direction. Cependant en outre d'être en mesure de détecter des neutrinos de hautes énergies, les télescope à neutrinos pourraient mesurer le passage de monopôles magnétiques dans le détecteur.

Dans ce travail, ont été présentées tout d'abord les différentes méthodes d'étalonnage utilisées afin de caractériser les photomultiplicateurs, qui sont le coeur d'un télescope à neutrinos. La possibilité de détecter des monopôles magnétiques avec ANTARES a ensuite été abordée, puis une première analyse optimisée pour la recherche de monopôles de hautes vitesses a montré la grande sensibilité offerte par le télescope. Enfin, un algorithme de reconstruction de traces a été modifié, et une nouvelle analyse cette fois sensible sur une plus grande gamme de vitesse a été effectuée. Après l'application de la dernière analyse sur les données prises en 2008 par le télescope ANTARES, de nouvelles limites supérieures sur le flux de monopôles magnétiques ascendants de masse inférieure à 10^{14} GeV ont finalement été obtenues, et sont les meilleures contraintes expérimentales sur leur flux pour la région de vitesse $\beta \sim [0.625, 0.995]$.

Mots clés : *Antares / Monopôles magnétiques / Neutrinos / Etalonnage temporel / Télescope à neutrinos*

Abstract

The ANTARES neutrino telescope is located at 2500 meters depth, and is composed by an array of 900 photomultipliers installed for the detection of Cherenkov light emitted by neutrino-induced muons, after having interacted with matter, and in order to reconstruct their directions. However, besides of being capable to detect high energy neutrinos, neutrino telescopes could measure the through going of magnetic monopoles in the detector.

In this work, were first presented the different methods used in order to calibrate the photomultipliers, which are the heart of a neutrino telescope. The possibility to detect magnetic monopoles with ANTARES was then discussed, and a first analysis optimised for the search for high velocity magnetic monopoles showed the great sensitivity offered by the telescope. Finally, a track reconstruction algorithm was modified, and a new analysis this time sensitive over a wider range of velocities was performed. After the application of the last analysis on the data taken in 2008 with the ANTARES telescope, new upper limits on the upward going magnetic monopole flux, of masses lower than 10^{14} GeV were obtained, and are the best experimental constraints on their flux for the velocity region $\beta \sim [0.65, 0.995]$.

Keywords : *Antares / Magnetic monopoles / Neutrinos / Calibration / Neutrino telescopes*