



Sensibilité du télescope ANTARES au flux diffus de neutrinos galactiques

Fabrice Jouvenot

► To cite this version:

Fabrice Jouvenot. Sensibilité du télescope ANTARES au flux diffus de neutrinos galactiques. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2005. Français. NNT: . tel-00011345

HAL Id: tel-00011345

<https://theses.hal.science/tel-00011345>

Submitted on 11 Jan 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris VII – Denis Diderot – UFR de physique

Thèse présentée par
Fabrice Jouvenot

Sensibilité du télescope ANTARES au flux diffus de neutrinos galactiques

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

Soutenue le 20 juin 2005, devant le jury composé de

MM.	P. Binetruy	(Président)
	F. Montanet	(Rapporteur)
	L. Sulak	(Rapporteur)
	J. Paul	
	Th. Stolarczyk	(Directeur)

*Verum, sine mendacio, certum et verissimum : quod est inferius est sicut quod est superius
et quod est superius est sicut quod est inferius, ad perpetranda miracula rei unius.*

REMERCIEMENTS

Je souhaite tout d'abord remercier Luciano Moscoso et Thierry Stolarczyk, mes directeurs de thèse.

Durant ces trois années, Luciano a toujours su m'apporter un regard très éclairé tant sur mon travail que sur le monde de la physique en général. Sa pertinence et son enthousiasme font de lui un des grands physiciens que j'ai eu la chance de côtoyer et je regrette qu'à l'horizon de sa retraite je n'aurai certainement pas la chance de poursuivre ma carrière à ses côtés.

Mes années de collaboration avec Thierry nous ont enrichis mutuellement. Thierry a su me former au travail de chercheur tout au long de nos inlassables discussions. Il a su à la fois m'apporter les qualités dont je manquais initialement mais aussi me suivre sur des voies qui lui étaient peu coutumières. Toute cette période fut d'autant plus agréable que nous partageons nombre d'avis parallèles et complémentaires.

Ce fut un réel honneur pour moi d'être le dernier thésard de Luciano et le premier de Thierry...

Je désire également remercier Bruno Mansoulié, chef de service, et Georges Cozzika, adjoint au chef de service, pour leur accueil au sein du Service de Physique des Particules du DAPNIA. Je suis heureux d'avoir pu travailler toutes ces années au sein d'un tel laboratoire avec une pensée particulière pour les personnes de l'ombre sans qui tout serait plus difficile : Laure et Virginie.

J'adresse également toute ma gratitude aux membres du jury. En premier lieu à Pierre Binétruy pour en avoir accepté la présidence après avoir été mon professeur en DEA et avoir suivi ma passion tout au long de ces années. Merci à Larry Sulak, dont la curiosité et l'enthousiasme semblent sans limites, et à François Montanet, avec qui je partage visions graphiques et physiques, qui ont tous deux accepté d'être mes rapporteurs. Enfin un merci tout particulier à Jacques Paul, qui a su avant tous, croire en ce travail.

Bien évidemment un tel travail s'insérant dans une collaboration internationale, je désire remercier l'ensemble de l'équipe ANTARES et tout particulièrement Antoine Kouchner dont j'ai apprécié le soutien et avec qui j'ai aimé collaborer à de nombreuses reprises, Thierry Pradier qui m'a initié à l'anglais de pub, Sotiris Loucatos qui est humain avant d'être physicien, Bertrand Vallage l'homme dont le sourire ne fléchit jamais et Henri Zaccane qui a toujours soutenu les thésards.

Enfin, je remercie John Carr qui m'a accordé sa confiance et m'a suivi sur ma fin de thèse.

Je désire également remercier Régis Terrier pour m'avoir permis dès les premiers instants de m'impliquer dans le groupe de recherche sur les flux diffus galactiques et dont les conseils me furent utiles. Un merci particulier pour Richard Taillet et David Maurin dont les discussions ont toujours été très agréables et enrichissantes, ils ont toujours été disponibles, pédagogues et d'une ouverture d'esprit sans égal.

Un remerciement enfin pour Andrew Strong qui m'a permis d'ouvrir son travail à celui des neutrinos.

Ces remerciements ne peuvent oublier ceux qui m'ont permis de m'épanouir autour du travail de thèse : Yves Charon, directeur de mon école doctorale, avec qui j'ai pris plaisir à enseigner

à l'université et dont le dévouement pour ses étudiants est sans pareil ; Daniel Vignaud dont la passion et l'engouement dévorants sont communicatifs, qui m'a permis de m'impliquer dans l'APC et de découvrir avec un grand plaisir la naissance de la première fédération en astroparticule ; Michel Cribier qui a une sympathie exemplaire qu'on ne peut qu'énormément apprécier et Jean-François Dars et Anne Papillaut qui comprennent que la recherche peut être un poème au delà des sciences.

Il va sans dire que je remercie également ceux qui m'ont communiqué leur passion pour la physique fondamentale tout au long de mes années universitaires : Georges Rasigni, Christophe Guichet, Thomas Shucker, Emmanuel Monnier et plus particulièrement Jean-Marc Virey qui a toute mon amitié.

Mais une thèse n'en serait pas une sans les compagnons thésards des hauts et des bas, tout d'abord Sébastien qui s'est révélé être un ami inattendu de tous les jours et qui m'a prodigué des sujets de discussions passionnées, Marie avec qui j'ai pu partager 4 années d'amitié et d'échanges rafraîchissants, Daphné dont les gâteaux et la gentillesse furent régénérants, mais aussi les thésards du SPP (Clarisse, Marine, Nadia, Stéphanie, Alain, Jérémy, Matthieu, Nicolas, Simon) qui ont contribué à la bonne humeur du service et qui se sont agréablement prêtés au Repas Thésard qui j'espère restera une tradition, aux amis du DEA dont la liste est trop longue pour être écrite ici avec une pensée particulière pour les Cartmaniacs et enfin aux thésards des Doctoriales et notamment aux membres de Naïade.

Une dédicace spéciale à Sophie et Laurence qui bien que loin des yeux, ne restent pas moins près du cœur.

Une pensée entre rêve et réalité à mes amis de toujours, Rémy, Nico et Delphine.

Ce travail parachevant des études commencées 7 ans auparavant est tout spécialement dédié à mes grands-parents qui sont l'incarnation de la gentillesse et à Daniel et ma mère qui sont ce que des mots ne peuvent décrire.

J'embrasse Moor à qui je dois toutes ces années, tous ces rêves, toutes mes réussites et bien plus encore et sans qui je ne serais pas celui que je suis aujourd'hui.

Une dernière pensée à ceux qui m'ont appris à voir autrement par delà les paradigmes, à ces inconnus que je ne pourrais nommer qu'à travers Heyl, Porthos, Klein, Duchamp, Lynch...

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS	7
TABLE DES MATIERES.....	9
INTRODUCTION	1
ASTROPARTICULES	3
I Les messagers astrophysiques à haute énergie.....	5
I.1 L'astronomie gamma	5
I.2 Les Rayons Cosmiques.....	8
I.3 Les ondes gravitationnelles.....	13
I.4 Les neutrinos.....	13
II Les télescopes à neutrinos	16
II.1 Principe de détection.....	16
II.1.1 L'idée de Markov	16
II.1.2 Interaction et absorption des neutrinos dans la matière.....	17
II.1.3 Effet de la Terre à très haute énergie.....	19
II.1.4 Propagation des muons dans la matière.....	22
Les corrélations angulaire et énergétique.....	22
Interactions dominantes	23
II.1.5 Détection des muons par effet Tcherenkov	26
II.1.6 Surface effective et estimation du nombre d'évènements attendus.....	29
II.2 Bruit de fond	30
II.2.2 Muons atmosphériques.....	31
II.2.3 Muons induits par l'interaction des neutrinos atmosphériques	33
II.3 ANTARES	34
II.3.2 Le détecteur ANTARES.....	35
Les lignes	37
Les modules optiques	38
Le site sous-marin du télescope	40
Le déploiement du détecteur	42
II.3.3 Le traitement du signal.....	44
Le suivi du positionnement.....	46
II.3.4 L'environnement	46
Les propriétés optiques de l'eau	47
Bruit de fond optique.....	49
Bio-salissure	50
II.4 Les autres projets	52
II.4.1 Les projets en cours.....	52
II.4.2 Les projets km3	55
LA GALAXIE EN NEUTRINOS.....	61
III La Galaxie	63
III.1 Les vues de la Galaxie	63
III.2 Géométrie de la Galaxie.....	69
III.2.1 Généralités.....	69

III.2.2	Le halo	72
III.2.3	Les coordonnées célestes	73
	Le système de coordonnées équatoriales	74
	Le système de coordonnées galactiques	74
	Le système de coordonnées galactocentriques	75
III.3	Composition	76
III.3.1	Les étoiles	77
III.3.2	La matière interstellaire	78
	Le gaz d'hydrogène atomique	80
	Le gaz moléculaire	81
	Le gaz ionisé	81
	La poussière	82
III.3.3	Le champ de rayonnement interstellaire	82
III.3.4	Le champ magnétique	83
	Ondes d'Alfvén	84
III.3.5	Le vent galactique	85
III.4	Le milieu interstellaire local	86
IV	Les rayons cosmiques galactiques	88
IV.1	Caractéristiques du rayonnement cosmique	88
	Le flux	89
	Les abondances	91
IV.2	Interactions des rayons cosmiques galactiques	94
IV.2.1	La boîte qui fuit	95
	Rapport secondaire sur primaire	96
	Rapport radioactif sur stable	96
	Les abondances	97
IV.2.2	Equation de propagation	99
	Sources primaires	99
	La diffusion	101
	La reaccélération	102
	Les pertes d'énergie	103
	La convection	104
	Les spallations	105
	Les désintégrations	106
	Retour sur l'équation de propagation	107
	DETECTION DU FLUX DIFFUS GALACTIQUE	109
V	Simulation des neutrinos galactiques	111
V.1	GALPROP	112
V.1.1	La méthode de GALPROP	112
	Modèle galactique	114
	Paramètres de propagation	115
	Méthode de calcul	115
V.1.2	Les différents modèles de flux gammas	116
	Le modèle conventionnel, C	117
	Le modèle de spectre cosmique dur, HN	119
	Modèle de spectre dur d'électrons, HE, HEMN	121
V.2	Mécanismes de production des neutrinos	123
V.2.1	Production des pions dans les collisions pp	124
	Section efficace de production des pions	124
	Spectre en énergie de production des pions	127
V.2.2	Spectre de production des neutrinos issus de la désintégration du pion et du muon	128
V.2.3	Emissivité et flux des neutrinos	128
V.2.4	Oscillations de neutrinos	130
V.2.5	Spectre des neutrinos galactiques arrivant sur Terre	131
	Vue de la Galaxie en neutrinos	131
	Spectre en énergie	134
V.3	La génération et la reconstruction des événements dans ANTARES	137

V.3.2	Simulation des muons et des photons Tcherenkov.....	138
	Simulation des modules optiques et de l'électronique.....	138
	Bruit de fond optique.....	140
V.3.3	La reconstruction des muons.....	140
	La trajectoire d'un muon.....	140
	Sélection des impulsions.....	143
	Reconstruction de la trajectoire.....	143
	Reconstruction de l'énergie.....	147
V.4	Evènements galactiques et atmosphériques dans Antares.....	150
V.4.1	Bruit de fond atmosphérique.....	150
	Neutrinos atmosphériques.....	150
	Muons atmosphériques.....	151
V.4.2	Pondération galactique.....	153
	Incidence galactique.....	154
	Simulation des évènements galactiques.....	156
V.4.3	Récapitulatif des évènements.....	156
VI	Observation des neutrinos galactiques dans Antares.....	158
VI.1	Méthode de réjection des muons atmosphériques.....	158
	La qualité de reconstruction.....	159
	Coupure angulaire.....	161
	Estimation du nombre de muons atmosphériques.....	164
VI.2	Performances d'ANTARES.....	166
VI.2.1	Probabilité de détection.....	166
VI.2.2	Algorithme d'optimisation angulaire.....	168
VI.2.3	Energie.....	170
VI.2.4	Observation du ciel au fil des années.....	172
VI.2.5	Optimisation des coupures.....	174
	La qualité de reconstruction.....	174
	La reconstruction en énergie.....	175
VI.3	La sensibilité d'ANTARES.....	176
VI.4	Estimation avec un détecteur kilométrique.....	179
VI.4.1	Exemples de géométries.....	180
VI.4.2	Performances escomptées.....	183
VI.5	Méthode optimisée d'observation.....	185
VI.5.2	Maximisation de la probabilité.....	187
VI.5.3	Reconnaissance de forme à pixellisation itérative.....	189
VI.6	Perspectives.....	192
CONCLUSION		195
ANNEXES		197
REFERENCES		211

INTRODUCTION

Ce travail de recherche s'inscrit dans la thématique des astroparticules. Cette discipline ouvre une nouvelle fenêtre sur les phénomènes cosmiques en s'appuyant sur les connaissances acquises en physique des particules. L'Univers offre aux scientifiques un laboratoire qui réunit des conditions irréalisables sur Terre que ce soit en terme d'énergie, d'échelle de temps ou de densité.

Les multiples expériences qui se sont développées depuis l'émergence de l'astroparticule ont montré que la physique des particules, l'astrophysique et la cosmologie étaient complémentaires, s'apportant mutuellement contraintes et réponses sur l'infiniment petit et l'infiniment grand.

L'astronomie observationnelle "classique" qui sonde l'espace à l'aide du spectre électromagnétique des ondes radios au visible et à plus haute énergie des rayons X aux gammas est maintenant complétée par de nouveaux modes d'observation à l'aide des neutrinos, des rayons cosmiques de haute énergie et dans les prochaines décennies des ondes gravitationnelles. Dans ce contexte, le neutrino de haute énergie a une place toute particulière. Cette particule stable, neutre, et possédant une très faible section efficace d'interaction, permettrait d'observer directement et sur des distances cosmologiques, le cœur des objets denses de l'Univers (chapitre I).

Plusieurs projets de télescopes à neutrinos se sont développés au cours des deux dernières décennies. Leur principe repose initialement sur l'idée de Markov : détecter à l'aide d'un réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs la lumière Tcherenkov produite dans l'eau par le passage du muon induit par l'interaction du neutrino cosmique dans la croûte terrestre.

Fort d'une collaboration européenne, ANTARES est un télescope sous-marin dont l'installation sera achevée en 2007. Ce détecteur composé à terme de 12 lignes rassemblant 900 photomultiplicateurs couvre $0,1 \text{ km}^2$ à 2500 m au fond de la Méditerranée au large des côtes de Toulon. Il permettra de valider la faisabilité des télescopes en pleine mer, constituant une première étape vers des télescopes imposants de taille kilométrique comportant plusieurs milliers de phototubes (chapitre II).

Parmi les diverses problématiques auxquelles les observations neutrinos pourraient apporter une réponse, il y a celle de l'origine et du confinement des rayons cosmiques galactiques.

Les rayons cosmiques galactiques accélérés initialement au sein des restes de supernovæ par mécanisme de Fermi ont un spectre en E^{-2} . Durant les plusieurs millions d'années de confinement et d'interactions qui suivent au sein de la Galaxie, le spectre et la composition de ces noyaux sont altérés ce qui donne à l'équilibre un spectre en énergie observé sur Terre en $E^{-2,7}$ (chapitres III et IV).

Parmi toutes les interactions que subissent les noyaux durant leur parcours galactique, leurs collisions avec les nuages interstellaires constituent une source certaine de neutrinos de haute énergie. Au cours de ces processus nucléaires, des pions sont engendrés qui, en se désintégrant, donnent naissance à des neutrinos électroniques et muoniques détectables avec un télescope à neutrinos.

Dans ce travail, pour calculer les flux produits par la Galaxie, je m'appuie sur un programme de simulation du confinement galactique, GALPROP, qui a été développé pour étudier les flux gammas de haute énergie, dans lequel j'introduis le calcul de la production des neutrinos. Cette implémentation est basée sur une méthode intégrale qui permet de connaître l'émissivité des neutrinos dans la Galaxie et les flux observables sur Terre. Ces derniers sont calculés d'une part à l'aide des sections efficaces de production des pions et d'autre part à l'aide de l'espace de phase dont dispose les neutrinos provenant respectivement de la désintégration du méson et de la désintégration polarisée du muon résultant (chapitre V).

En combinant l'émission galactique en neutrinos observée depuis la Terre en rotation à une production Monte Carlo tenant compte de la réponse du détecteur, j'ai pu construire une simulation complète des événements pour tout le ciel.

Les muons des gerbes atmosphériques et ceux induits par l'interaction des neutrinos atmosphériques sont les deux bruits de fond entrant en compétition avec la recherche du flux diffus des neutrinos galactiques. Ils ont tous les deux la même origine : l'interaction d'une particule cosmique avec un noyau de l'atmosphère. Le nombre d'événements provenant du signal étant plusieurs ordres de grandeurs inférieur à celui du bruit de fond, il est nécessaire de procéder à des sélections permettant d'isoler le signal.

J'effectue une analyse se basant sur différents critères de sélection. L'ouverture angulaire d'observation permet de n'observer que le plan galactique d'où provient la majeure partie du signal. L'estimation de l'énergie des muons est également discriminante car le signal possède un spectre plus dur que celui du bruit de fond. Des critères sur la reconstruction des traces des muons permettent quant à eux de rejeter la plus grande partie des muons atmosphériques qui ne proviennent que de l'hémisphère supérieur du détecteur.

Cette analyse me permet de déterminer les performances d'Antares selon divers modèles de flux galactiques et d'estimer la sensibilité de cette expérience au bout de plusieurs années de fonctionnement (chapitre VI).

Le nombre d'événements prédits étant très faible, j'estime également les dimensions nécessaires à un futur détecteur pour être sensible à ce signal ; et en effectuant à nouveau cette analyse à partir des caractéristiques envisageables des futures générations de télescopes à neutrinos de taille kilométrique, j'estime quelles seront leurs performances, leur sensibilité, et quels critères seront déterminants pour l'observation de la Galaxie.

Dans ce contexte, je développe un algorithme de reconnaissance de forme qui pourrait permettre d'identifier les structures du plan galactique.

L'analyse que je conduis montre qu'à l'aide des prochaines générations de télescopes à neutrinos la Galaxie pourrait être observée pour les modèles au spectre en énergie les plus durs. Dans le pire des cas, certains modèles seraient rejetés et d'autres sévèrement contraints.

ASTROPARTICLES

I Les messagers astrophysiques à haute énergie

I.1 L'astronomie gamma

Le dernier siècle a été un tournant dans l'histoire millénaire de l'astronomie. Jusqu'alors, les observations du ciel se limitaient au domaine du visible qui ne représente qu'une toute petite partie du spectre électromagnétique. Elles s'étendent maintenant des ondes radios aux gammas, c'est-à-dire sur 18 ordres de grandeur en énergie (cf. Fig. I.1).

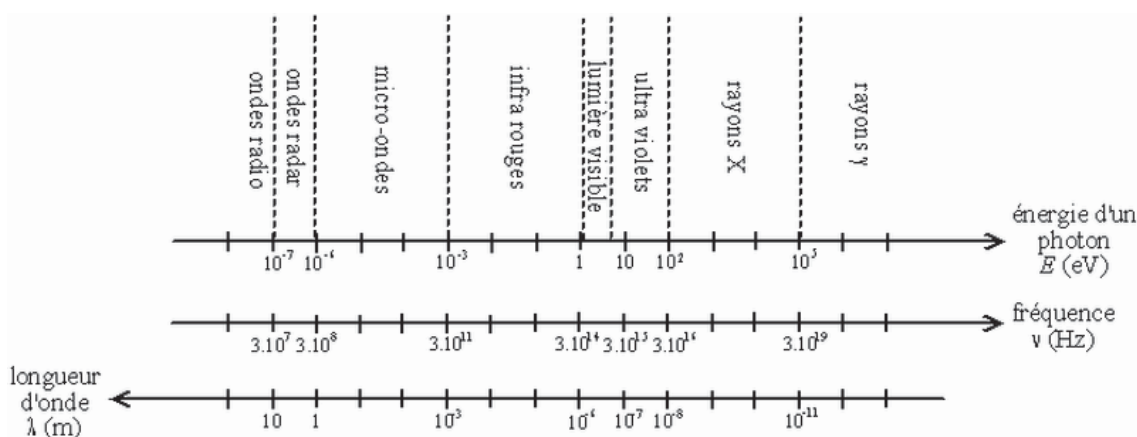


Fig. I.1 – Le spectre électromagnétique : les différentes longueurs d'ondes.

Les premières observations en dehors du visible ont été faites dans le domaine des ondes radios après la seconde guerre mondiale et ont permis de révéler la présence des plasmas relativistes, des quasars, des pulsars et sans doute la plus grande découverte de cosmologie observationnelle, le fond diffus cosmologique. Chaque observation du ciel à l'aide d'une nouvelle longueur d'onde a systématiquement été accompagnée de découvertes inattendues.

L'atmosphère terrestre absorbe un grand nombre de rayonnements. Ainsi, l'astronomie du rayonnement X a dû attendre l'avènement de fusées capables d'atteindre des altitudes supérieures à 50 km. Les premières observations ont révélé des phénomènes qui n'avaient pas été prédits par les astrophysiciens : les systèmes binaires et les processus d'accrétion qui ont apporté de solides indications à l'existence des trous noirs.

Les satellites plus récents (BATSE, EGRET, INTEGRAL et bientôt GLAST) ont permis depuis de cartographier plus précisément le ciel dans des domaines d'énergie de plus en plus élevés (> 100 MeV).

Au sol, l'astronomie gamma s'est développée plus tardivement, mais pour sonder un domaine d'énergie encore plus élevé. Les réseaux de télescopes terrestres utilisent la lumière

Tcherenkov des gerbes de particules produites dans l'atmosphère par les rayons gamma d'énergie de l'ordre du TeV et au-delà. Depuis les premiers projets comme Whipple, CAT ou HEGRA, c'est actuellement un domaine en pleine effervescence avec des expériences comme HESS ou CANGAROO. Le nombre de sources observées avec ces nouvelles techniques tend à augmenter exponentiellement au fil des années (cf. Fig. I.2).

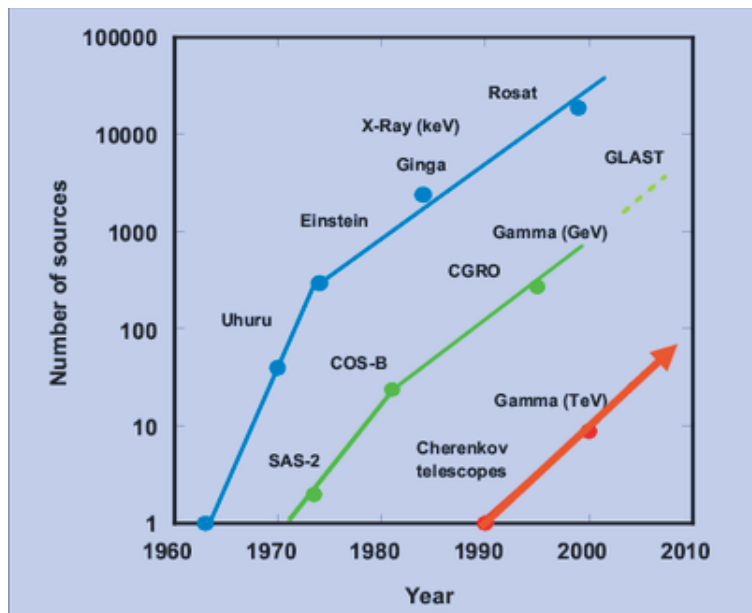


Fig. I.2 – Evolution du nombre de sources connues avec le temps pour trois domaines d'énergie différents : les rayons X (en bleu), les gammas mous (en vert), les gammas (en rouge).

Depuis les premières observations, l'astronomie gamma a fait de nombreuses découvertes comme les sursauts gammas dont l'origine reste encore un mystère, l'émission diffuse du plan galactique provenant des interactions des rayons cosmiques avec la matière galactique, le signal intense provenant du centre galactique et la détection d'un signal provenant d'un reste de supernova, la nébuleuse du Crabe. Cette dernière découverte tendrait à confirmer que les restes de supernovæ seraient des sources de rayons cosmiques galactiques.

La détection des sources ponctuelles n'a été possible qu'avec l'amélioration des performances tant en terme de résolution que de sensibilité, et avec l'augmentation de la taille des détecteurs.

Les flux à haute énergie sont d'autant plus faibles que l'énergie est élevée, ils décroissent souvent en loi de puissance avec des indices spectraux généralement supérieurs ou égal à 2. De plus, la résolution angulaire des instruments est nettement plus limitée que dans le visible, de l'ordre du degré ($1,5^\circ$ pour EGRET à 1 GeV). Cette mauvaise résolution angulaire des télescopes gamma ne permettait pas (ou difficilement) la détection des sources ponctuelles qui apparaissent comme un fond diffus. L'identification du fond diffus observé par EGRET aux énergies du keV s'est avéré être en réalité une accumulation de sources ponctuelles non résolues jusqu'à leur observation par INTEGRAL[110].

Les nouvelles générations de satellites seront plus performantes. Ainsi, GLAST, dont le lancement est prévu pour être lancé en 2007, aura une résolution de $0,25^\circ$ à 1 GeV.

Malgré les avancées considérables en terme de détection, certaines contraintes intrinsèques aux photons ne peuvent être contournées. Les photons interagissent avec la matière qu'ils

traversent. Dans l'optique, la lumière est absorbée et diffusée par le gaz et la poussière sur la ligne de visée, et à plus haute énergie, les sites de productions ont une densité telle que les photons s'en extraient difficilement sans perte d'énergie. En outre, le libre parcours moyen des photons devient faible à haute énergie diminuant d'autant la profondeur à laquelle il est possible de sonder l'Univers. Cet effet est équivalent à l'effet GZK, du nom de ses inventeurs Greisen, Zatsepin et Kuz'min pour les protons ; il augmente la difficulté de détecter des sources émettant des photons de haute énergie. L'effet GZK est dû à l'interaction des photons sur les différents fonds cosmologiques, infrarouge, micro-ondes et radio. La figure Fig. I.3. montre l'évolution de la longueur d'interaction des photons et des protons en fonction de l'énergie.

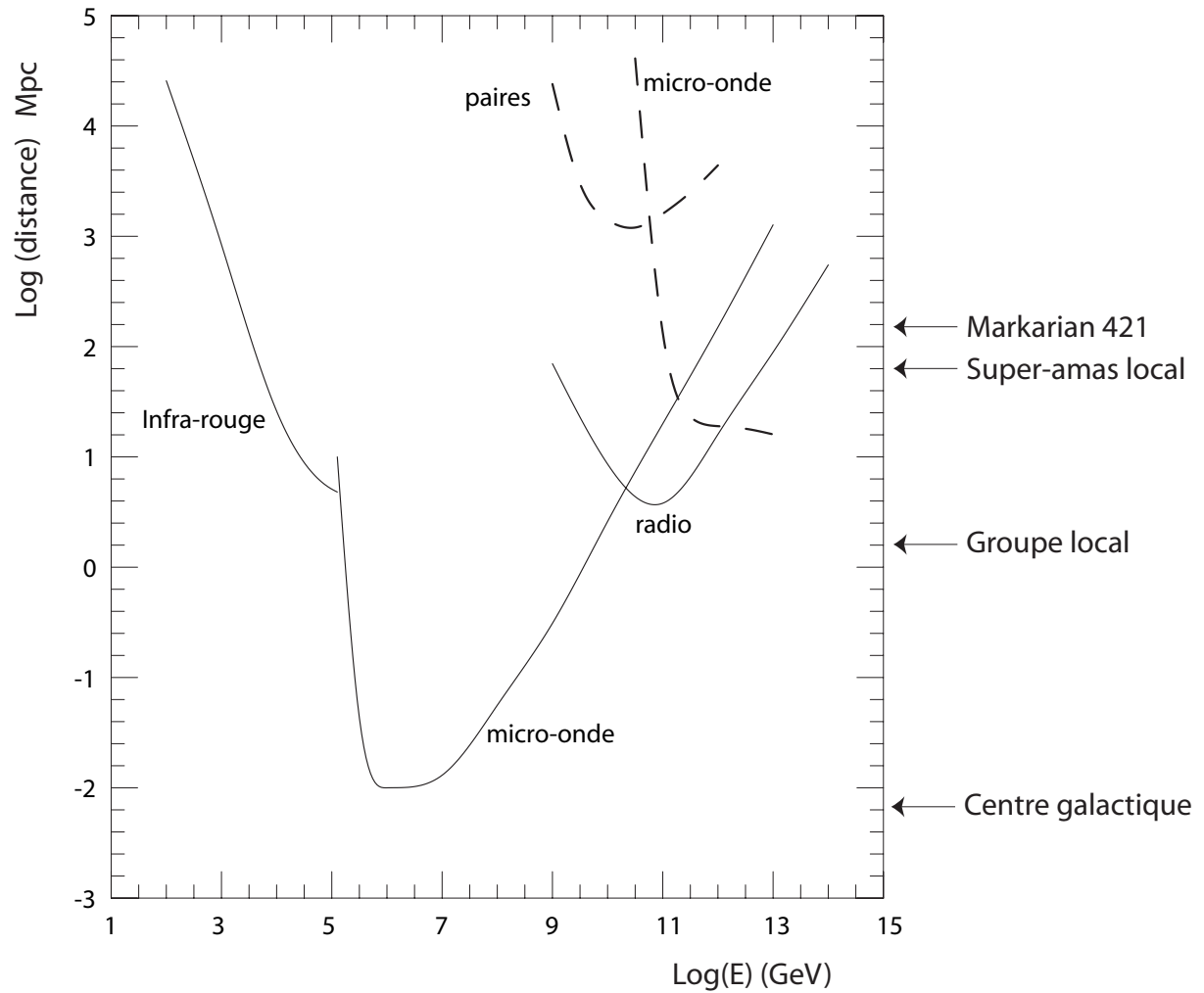


Fig. I.3 – Evolution du libre parcours moyen des photons en fonction de l'énergie. Les courbes en trait plein indiquent la longueur d'interaction des photons sur les différents fonds cosmologiques en fonction de leur énergie. Les courbes en pointillés correspondent à l'effet GZK et concernent donc les protons.

Le processus mis en jeu est le suivant :

$$\gamma_{source} + \gamma_{diffus} \rightarrow e^+ + e^- \quad (I.1)$$

Un photon de 1 TeV ne peut parcourir en moyenne que¹ 700 Mpc, soit un décalage vers le rouge de l'ordre de 0,17. Ce libre parcours moyen diminue encore à plus haute énergie jusqu'aux environs de 1 PeV où il devient de l'ordre de la taille de la Galaxie (environ 15 kpc).

Parallèlement au développement de cette astronomie photonique, d'autres particules en provenance de l'Univers ont été étudiées. Elles bombardent la Terre en permanence et sont appelées les rayons cosmiques.

I.2 Les Rayons Cosmiques

Depuis près d'un siècle, les scientifiques ont découvert que l'atmosphère terrestre est continuellement bombardée par un flux isotrope de particules appelées "rayons cosmiques". C'est en 1912 que Victor Hess s'embarqua avec ses instruments de mesure à bord de ballons pour traquer les rayons cosmiques. D'autres, comme Pierre Auger en 1938, s'installèrent au sommet des montagnes avec des détecteurs de particules afin de comprendre l'origine de ces particules ionisantes. Presque un siècle s'est écoulé et si de nombreuses réponses ont été apportées, l'origine des rayons cosmiques reste toujours un mystère non résolu.

Le flux différentiel en énergie des rayons cosmiques suit une loi de puissance $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$ où l'indice spectral γ vaut approximativement :

- 2,7 au dessous de 10^{16} eV
- 3,0 entre 10^{16} et 10^{18} eV
- 3,2 aux alentours de 10^{18} eV
- 2,7 au-delà de 10^{18} eV

Les principales caractéristiques du spectre des noyaux cosmiques sont présentées sur la figure Fig. I.4.

¹ 1 pc = $3,086 \cdot 10^{16}$ m

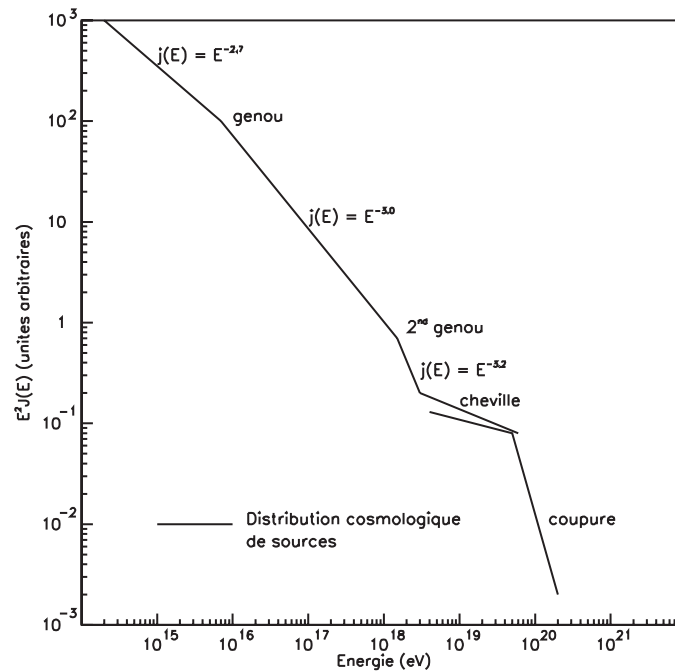


Fig. I.4 – Principales caractéristiques du spectre des rayons cosmiques sur Terre.

Les rayons cosmiques de basse énergie (en dessous du GeV) peuvent être observés, avant leur interaction avec les noyaux de l'atmosphère, à l'aide de petits détecteurs embarqués à bord de ballons ou de satellites. L'importance de leur flux à cette énergie permet d'étudier avec précision leur abondance. Ils sont composés à 99 % de noyaux (89 % de protons, 10 % d'Hélium, et 1 % de noyaux plus lourds), et à 1 % d'électrons.

Cette courbe présente deux ruptures de pente bien visibles : la cassure vers 10^7 GeV est appelée *genou*, tandis que le durcissement du spectre vers 10^9 GeV est appelé *cheville*. Les rayons cosmiques d'énergie inférieure au genou sont généralement considérés comme étant d'origine galactique et sont abordés au chapitre IV qui leur est intégralement consacré. Ces noyaux sont produits par des sources de type restes des supernovæ avec un spectre en E^{-2} , puis se propagent durant plusieurs millions d'années dans la Galaxie où ils y sont confinés par les champs magnétiques. Au cours de cette période, leur spectre et leur abondance sont altérés par les multiples interactions électromagnétiques et hadroniques avec le milieu interstellaire jusqu'à une observation à leur arrivée au voisinage de la Terre d'un spectre en $E^{-2.7}$.

A plus haute énergie, au-delà de 10^6 GeV, le flux devient tellement faible que des détecteurs de grandes dimensions sont nécessaires. Ils sont installés au sol et observent la gerbe de particules qui s'est développée après l'interaction du rayon cosmique dans la haute atmosphère. Ce sont soit les particules ionisantes arrivant au sol qui sont détectées, soit la fluorescence des atomes d'azote de l'atmosphère excités par le passage des particules de la gerbe. Seule l'énergie totale et la forme de la gerbe peuvent alors être reconstruites et la composition initiale est difficile à déterminer.

Deux types de modèles tentent d'expliquer ces événements de haute énergie : les modèles *bottom-up* qui considèrent des particules de basse énergie accélérées, généralement par mécanisme de Fermi (cf. annexe A), jusqu'aux énergies extrêmes, et les modèles *top-down* qui supposent des particules très massives reliques du big-bang, qui en s'annihilant ou se désintégrant produiraient les rayons cosmiques de très haute énergie.

Différentes expériences tentent d'observer ces événements, parmi lesquelles Fly's Eye/HiRes (fluorescence) et AGASA (détection au sol).

Actuellement la collaboration Auger (du nom de Pierre Victor Auger considéré comme le découvreur des gerbes atmosphériques) met en place un observatoire de rayons cosmiques avec une détection hybride utilisant à la fois des détecteurs au sol et des détecteurs de fluorescence. Le projet spatial EUSO se base sur le même principe de détection mais vu du ciel. Ce détecteur dont l'installation est proposée sur la Station Spatiale Internationale devrait permettre d'avoir une plus grande couverture et une meilleure identification des gerbes grâce à la signature des gerbes combinant la fluorescence dans la haute atmosphère et la réflexion du faisceau Tcherenkov de la gerbe sur la surface terrestre ou les nuages.

La station spatiale a également accueilli le spectromètre électromagnétique AMS qui permet de mesurer les flux et les spectres en énergie des différents types de particules du rayonnement cosmique.

Les protons sont sensibles à l'effet GZK via leur interaction avec un photon du fond cosmologique. Ainsi, l'effet GZK prédit une coupure dans le spectre en énergie des rayons cosmiques. Si les rayons cosmiques de haute énergie proviennent de distances bien supérieures à leur libre parcours moyen qui est de 10 Mpc, leur spectre doit s'arrêter en dessous de 10^{12} GeV (cf. coupure GZK Fig. I.5).

La figure Fig. I.5 montre le spectre en énergie des rayons cosmiques obtenu par l'expérience AGASA au-dessus de 10^{10} GeV. Les événements se situant à l'extrémité du spectre représentent une énergie de 50 J transportée par une seule particule. La présence d'événements au-dessus de la coupure GZK ne peut être expliquée par un modèle où les sources sont réparties uniformément dans l'Univers et dont les produits subissent l'effet GZK. Le flux observé au dessus de 10^{20} eV par AGASA est compatible avec une absence de coupure. Les détecteurs de fluorescence (Fly's Eyes/HiRes) bien qu'observant quelques événements au delà de la coupure, constatent un flux compatible avec une distribution uniforme des sources et l'atténuation GZK.

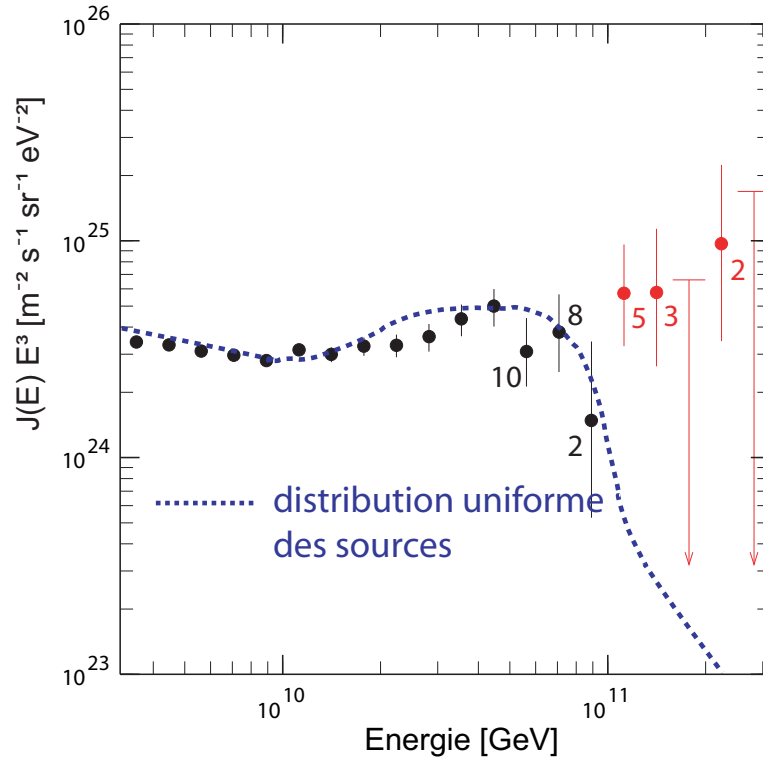


Fig. 1.5 – Spectre d'énergie des rayons cosmiques observés par AGASA au-dessus de 10^9 GeV. La courbe en pointillés illustre ce qui est attendu d'une distribution de sources uniformément réparties dans l'univers et avec un spectre d'injection en E^{-2} . Cette hypothèse inclut implicitement l'effet GZK. Des événements ont été observés au-delà de la coupure GZK.

L'accélération de particules jusqu'à de telles énergies est difficile à obtenir dans des objets astrophysiques tout en respectant les valeurs des paramètres physiques décrivant ces sources : dimensions et valeur des champs magnétiques. Ces événements au-delà de la coupure GZK soulèvent alors deux questions fondamentales : quels mécanismes permettent d'accélérer des particules jusqu'à de telles énergies ? et dans quelles sources sont-ils produits ?

Pour qu'une particule reste suffisamment longtemps dans un système pour être accélérée, il faut que le rayon de giration de cette particule dans un champ magnétique local soit inférieur à la taille de la région accélératrice. Cette relation entre la taille de l'objet et l'intensité du champ magnétique est représentée sur le diagramme dit de Hillas (cf. Fig. I.6).

Diagramme de Hillas

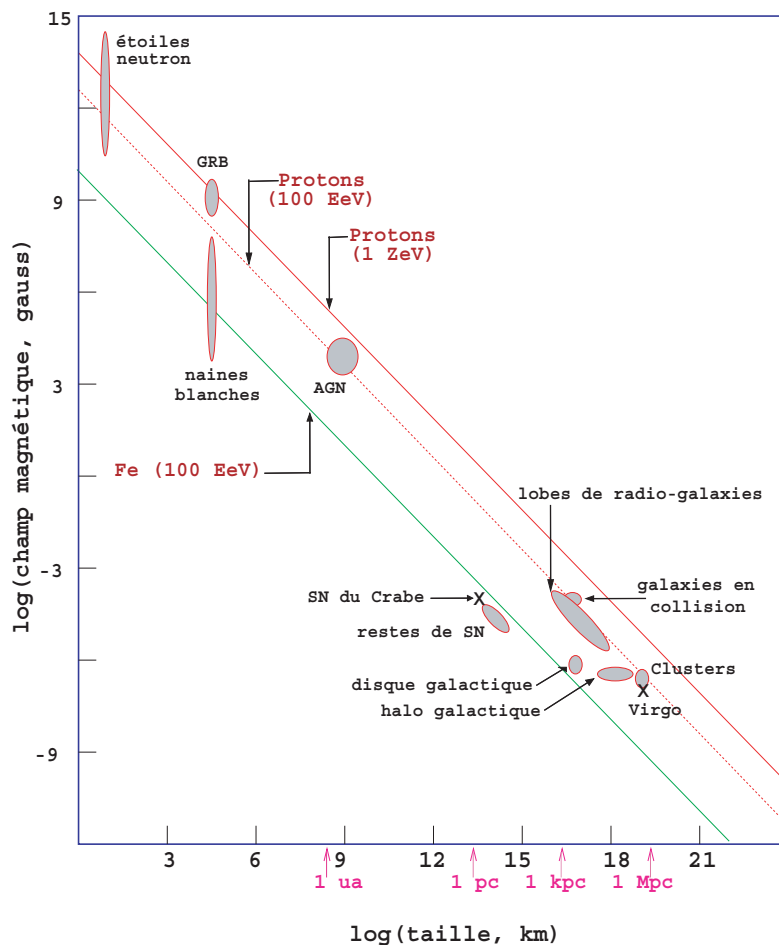


Fig. I.6 – Diagramme de Hillas. Les droites correspondent à la condition nécessaire pour atteindre respectivement 10^{20} eV pour les protons et 10^{21} eV pour les noyaux de fer. Les objets représentés en dessous de ces droites ne peuvent accélérer les particules au-delà de leur énergie correspondante.

Les objets présentés sur le diagramme sont autant de sources potentielles de noyaux cosmiques de haute énergie que de gammas et de neutrinos. Très peu de ces objets (comme certaines étoiles à neutrons et une partie de sursauts gammas) permettent d'atteindre les ultra hautes énergies de 10^{21} eV et, quand les autres contraintes sont prises en compte, comme leur densité dans l'Univers par exemple, aucun candidat satisfaisant n'est trouvé.

Les protons ne sont des messagers astronomiques valables qu'à haute énergie. En effet, même si l'effet GZK est inexistant à basse énergie ($< 10^7$ GeV), le proton est une particule chargée qui sera déviée par les champs magnétiques régnant dans l'univers : il perd toute information directionnelle permettant de le relier à sa source. Ce n'est que vers 10^{11} GeV que l'influence des champs magnétiques sur leur trajectoire commence à devenir négligeable (la valeur du champ magnétique intergalactique est estimée à quelque nG) mais restreint à cause de l'effet GZK à des distances de l'ordre du Mpc.

I.3 Les ondes gravitationnelles

Les ondes gravitationnelles sont des candidats particulièrement intéressants pour une nouvelle astronomie.

Plusieurs projets ont été mis en place pour construire et faire fonctionner des instruments capables de les détecter. Il existe deux types de détecteurs : les barres résonnantes et les interféromètres.

Les barres résonnantes furent les premiers détecteurs envisagés par Weber en 1960. Le principe repose sur une barre cylindrique en métal qui entre en résonance si elle est traversée par une onde gravitationnelle à sa fréquence propre. Cette résonance est détectée par des capteurs appliqués sur la barre.

La seconde méthode de détection fut envisagée dans les années 70 et nécessite l'utilisation d'un interféromètre de Michelson dont la déformation des bras par le passage d'une onde se traduit par une variation de la luminosité en sortie. Pour être efficace il faut s'affranchir du bruit de fond constitué de toutes les vibrations environnantes.

Plusieurs détecteurs de ce type sont actuellement en fonctionnement ou en projet : les deux interféromètres LIGO aux Etats-Unis, la collaboration franco-italienne à côté de Pise VIRGO, GEO en Allemagne, TAMA au Japon et ACIGA en Australie.

Le bruit de fond est extrêmement délicat à éliminer sur Terre et pour s'en affranchir, le projet LISA a pour ambition de construire un interféromètre constitué de trois stations en orbites héliocentriques aux sommets d'un triangle équilatéral d'environ cinq millions de kilomètres de côté.

La combinaison des interféromètres au sol et spatiaux devrait permettre dans les prochaines décennies de passer de la détection des ondes gravitationnelles à l'astronomie gravitationnelle.

I.4 Les neutrinos

Lors des recherches sur la désintégration β , à la fin de l'année 1930, la communauté des physiciens se trouve confrontée à un problème délicat : l'énergie des électrons émis par les noyaux radioactifs présente un spectre continu, alors qu'on s'attendait, selon le principe de conservation de l'énergie, à ce qu'il soit discret. Et tandis que Niels Bohr suggère de remettre en question ce principe, Wolfgang Pauli a une toute autre idée : une autre particule que l'électron, échappant à la détection, est émise. Pauli nomme cette particule le neutron. Le neutron actuel est découvert par Chadwick en février 1932, et c'est à cette occasion qu'Enrico Fermi propose le nom de neutrino² pour la particule suggérée par Pauli, avant d'achever la rédaction de sa théorie de la désintégration β . Dès lors quelques physiciens tentent de détecter cette particule et assez tôt quelques propriétés sont énoncées : son spin est $1/2$, sa masse est très petite et sa section efficace d'interaction est "fantastiquement faible" selon les affirmations de Hans Bethe et Rudolf Peierls en 1934. A l'époque, ils la jugent inférieure à 10^{-44} cm^2 .

Au départ, les recherches se concentrent essentiellement sur la détection indirecte du neutrino, notamment avec la première expérience souterraine à laquelle participent Allen et Crane, dans le métro de Londres à 30 m sous terre. Ces efforts fournissent bien sûr des limites, mais ne permettent pas de trancher sur l'existence du neutrino.

² "petit neutre" se dit neutrino en italien.

Au printemps 1953 auprès du réacteur nucléaire de Hanford, Reines et Cowan montent une expérience de détection directe du neutrino. En 1956, Le neutrino électronique est détecté [101].

Le neutrino muonique est découvert en 1962 [102] ; quant au neutrino tauique, il faudra attendre l'année 2000 pour le découvrir alors que son existence est prédite depuis 1975 [103].

Dans le Modèle Standard, les neutrinos sont des leptons (insensibles à l'interaction forte), neutres (insensibles à l'interaction électromagnétique) et de masse très faible (donc peu sensibles à l'interaction gravitationnelle). Ils n'interagissent avec la matière que via l'interaction faible dont l'intensité globale est quatre ordres de grandeur inférieure à l'intensité de l'interaction électromagnétique. Leur faible section efficace d'interaction explique que leur détection fut difficile et tardive.

L'astronomie gamma présente des limites à haute énergie, et il apparaît nécessaire d'utiliser de nouveaux messagers tant pour étudier tant les zones opaques aux photons que pour sonder l'Univers sur des distances cosmologiques. Le neutrino de haute énergie prend dans ce contexte une place toute particulière.

Il peut parcourir de grandes distances et traverser facilement les zones denses de l'Univers. Ensuite, il ne porte pas de charge électrique. Sa trajectoire n'est donc pas influencée par les champs magnétiques. Enfin c'est une particule stable. Ces propriétés font du neutrino un bon messager astronomique dans la gamme d'énergie allant de 10^5 GeV à 10^{10} GeV, peu favorable aux photons subissant l'équivalent de l'effet GZK, et aux protons déviés par les champs magnétiques. Le neutrino permet ainsi d'ouvrir une nouvelle fenêtre en énergie sur l'Univers comme indiqué sur la figure Fig. I.7 ci-après.

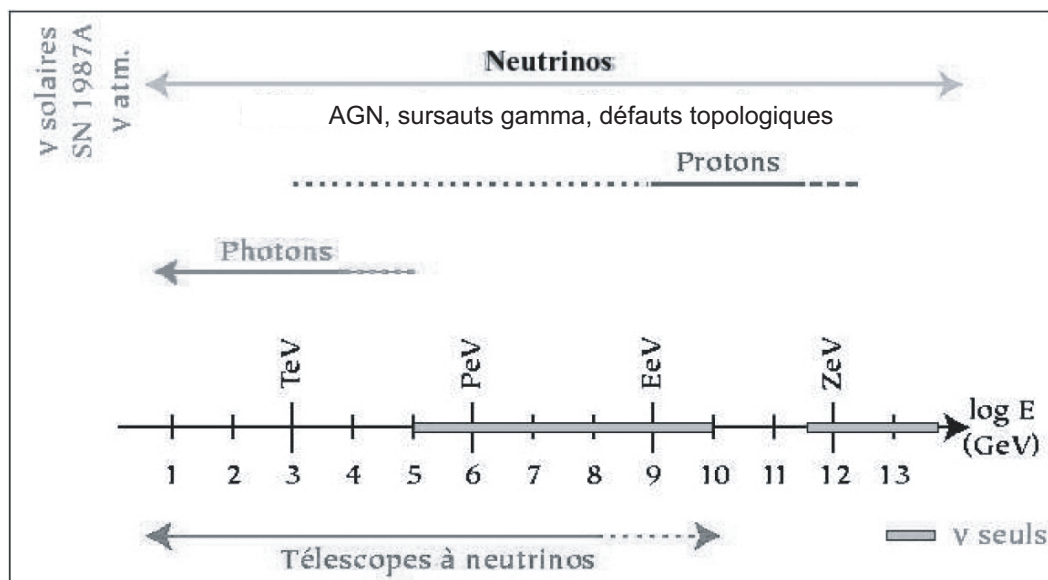
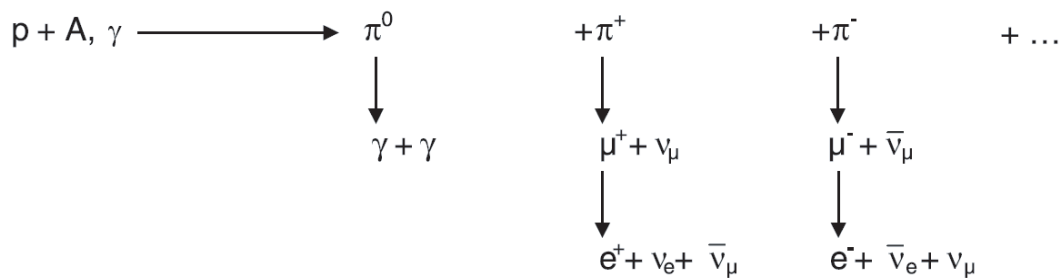


Fig. I.7 – Domaine d'énergie couvert par les différents messagers. Les neutrinos sont les seuls présents dans deux zones du spectre et permettant une astronomie de pointage, entre 10^5 GeV et 10^{10} GeV, et au-delà de 10^{12} GeV.

Le mécanisme généralement utilisé pour expliquer l'accélération des particules dans les sources astrophysiques est le mécanisme de Fermi (cf. annexe A). Ce mécanisme s'applique à tous les types de particules chargées, en particulier les protons et les électrons.

Deux castes de modèles, les modèles électromagnétiques et les modèles hadroniques, s'affrontent lorsqu'il s'agit d'expliquer l'émission de photons à des énergies de l'ordre du GeV et au-delà. Dans les modèles électromagnétiques, cette émission s'explique par la diffusion Compton inverse alors que les modèles hadroniques utilisent la désintégration des pions neutres π^0 . L'observation de neutrinos apporterait une preuve de l'existence d'une composante d'origine hadronique à ces émissions.

En effet, lorsqu'un proton p de haute énergie interagit sur une particule de plus basse énergie, un photon γ ou un noyau A , il peut engendrer de nouvelles particules dont des neutrons et des pions qui en se désintégrant vont engendrer des neutrinos.



Les neutrons sont insensibles aux champs magnétiques et à l'inverse des protons vont s'échapper de la source avant de se désintégrer.

Les neutrinos sont, quant à eux, principalement produits dans la chaîne de désintégration des pions chargés.

La première observation de neutrinos extrasolaire a été observée par SuperKamiokande lors de la supernova de 1987 [129]. Depuis, diverses études ont été faites sur la sensibilité et les performances des détecteurs à neutrinos aussi bien pour, par exemple, les micro-quasars [111] et les sources ponctuelles [75][74] dans Antares, que le centre galactique dans Superkamiokande [130].

Ce mécanisme hadronique est à l'origine du flux diffus des neutrinos galactiques produits lors des collisions des noyaux cosmiques avec la matière galactique (expliqué en détail au paragraphe V.2).

II Les télescopes à neutrinos

Les neutrinos astrophysiques de haute énergie pourraient être les messagers des phénomènes d'accélération se déroulant au sein des régions les plus violentes de l'Univers là où sont peut-être produits les rayons cosmiques. Leur détection permettrait de répondre à nombre d'énigmes de la physique des particules et de l'astrophysique.

Leur observation, basée sur le principe de Markov, nécessite la conception d'un nouveau type de télescope. En particulier, la faiblesse des flux attendus et des sections efficaces impose l'instrumentation de volumes de taille kilométrique dans les profondeurs marines ou dans la glace polaire.

Ce chapitre présente le principe de détection des neutrinos astrophysiques, depuis leur interaction au sein de la terre jusqu'à la détection de la lumière Tcherenkov émise dans l'eau par le muon induit. Le bruit de fond y est décrit, ainsi que les caractéristiques nécessaires aux télescopes à neutrinos. Ensuite, une description du télescope de la collaboration ANTARES est présentée à travers sa géométrie, ses caractéristiques et son environnement. Enfin, les projets passés, présents et futurs de l'astronomie neutrinos de haute énergie sont sommairement exposés.

II.1 Principe de détection

Afin de détecter des neutrinos de haute énergie (au dessus de 1 TeV), il est indispensable d'avoir une bonne compréhension des différents mécanismes mis en jeu lors de leur parcours au sein de la Terre. Les paragraphes qui suivent décrivent les interactions et l'absorption des neutrinos ainsi que les mécanismes associés aux muons induits par le neutrino.

II.1.1 L'idée de Markov

C'est en 1960 que M. A. Markov [88] proposa une solution à la détection des très faibles flux de neutrinos cosmiques de haute énergie. Son idée repose sur l'installation d'une matrice tridimensionnelle de photomultiplicateurs au sein d'un très grand volume transparent naturel (comme le fond des océans ou des glaces polaires) afin d'utiliser la Terre comme cible pour la détection des neutrinos.

Lorsqu'un neutrino muonique de haute énergie interagit par courant chargé au sein de la Terre, il produit un muon également de haute énergie qui peut parcourir plusieurs kilomètres dans la roche et l'eau (cf. paragraphe II.1.4). Produite sous le détecteur, ce muon va ressortir de la Terre pour traverser le volume instrumenté. Or, si la vitesse du muon est supérieure à celle de la lumière dans l'eau, il va produire un cône de lumière Tcherenkov (cf. paragraphe II.1.5) dont les photons vont être détectés par le réseau de photomultiplicateurs.

Les temps d'arrivée du front d'onde en différents points du réseau tridimensionnel permettent de reconstruire la direction du muon, tandis que la quantité de lumière reçue permet d'estimer son énergie. Les relations en énergie et en direction entre le neutrino et son muon induit sont explicitées en détail au paragraphe II.1.4.

Le muon possède des avantages indéniables, tels que sa longueur de parcours dans la Terre qui augmente considérablement le volume de détection de l'expérience, la corrélation entre sa direction et celle du neutrino parent qui permet de remonter à la direction de la source du neutrino et son sillage Tcherenkov qui permet une excellente reconstruction angulaire.

L'efficacité de détection dépend donc essentiellement de quantités qui deviennent de plus en plus favorables avec l'énergie : la section efficace d'interaction du neutrino, la corrélation directionnelle entre le muon et le neutrino, et la longueur de parcours du muon dans la Terre.

II.1.2 Interaction et absorption des neutrinos dans la matière

La seule interaction à laquelle sont soumis les neutrinos est l'interaction faible. De ce fait, leur libre parcours moyen est très grand. La plupart d'entre eux traversent la matière sans interagir. Il est nécessaire d'instrumenter un très grand volume et d'utiliser la Terre comme cible pour que quelques uns d'entre eux soient détectés.

Pour cette description des interactions dans la matière, nous nous placerons d'emblée dans le cadre des interactions de neutrinos de très haute énergie et dans un milieu dense tel que l'eau.

L'interaction du neutrino se fait avec un quark appartenant à un noyau de matière³ via l'échange soit d'un W (courant chargé), soit d'un Z (courant neutre). Ces sections efficaces d'interaction neutrino-noyau dépendent à la fois de la théorie électrofaible et du modèle de quark-partons de Björken (diffusion profondément inélastique) [89][90].

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + q_d(q_u) \xrightarrow{W} l(\bar{l}) + q_u(q_d) \quad \text{avec } l = e, \mu, \tau \quad (\text{II.1})$$

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + q/e^- \xrightarrow{Z} \nu_l(\bar{\nu}_l) + q/e^- \quad (\text{II.2})$$

Dans les deux cas dans la Terre, une gerbe hadronique d'une extension d'une dizaine de mètres maximum est produite. Mais c'est uniquement lors d'une interaction de type courant chargé, qu'un lepton chargé de même saveur que le neutrino incident est engendré (cf. Fig. II.1). Cette interaction est plus facile à observer si le neutrino est de saveur muonique car le lepton produit est alors un muon qui peut se propager (contrairement à l'électron ou au tau⁴) sur plusieurs kilomètres augmentant ainsi l'efficacité de détection de l'expérience.

³ Le neutrino peut également interagir avec les électrons, toutefois la petitesse de la masse de l'électron rend les sections efficaces d'interaction négligeables face aux interactions avec les noyaux et cela d'un facteur de l'ordre du rapport des masses $m_N/m_e \approx 1800$.

⁴ Le tau peut également parcourir plusieurs kilomètres dans la Terre mais à des énergies de l'ordre de la dizaine de PeV.

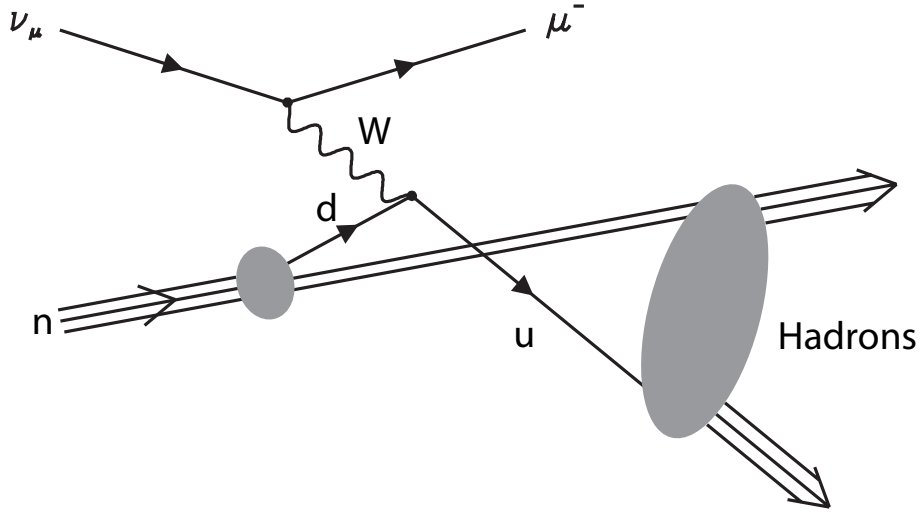


Fig. II.1 – Diagramme de Feynman correspondant à l'interaction d'un neutrino de type ν_μ avec un nucléon n par échange de courant chargé (boson W) produisant un muon et une gerbe hadronique.

Dans le référentiel du laboratoire où le nucléon est une cible fixe, la section efficace différentielle s'écrit ($\hbar=c=1$) en fonction de l'énergie du neutrino E_ν et du muon E_μ :

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}^{CN/CC}}{dx dy} = \frac{2}{\pi} G_F^2 m_N E_\nu \left(\frac{M_{Z/W}^2}{Q^2 + M_{Z/W}^2} \right)^2 \left[x \cdot q(x, Q^2) + x \cdot \bar{q}(x, Q^2)(1 - y^2) \right] \quad (\text{II.3})$$

avec

$$q = \frac{u_v + d_v}{2} + \frac{u_m + d_m}{2} + s_m + b_m \quad (\text{II.4})$$

$$\bar{q} = \frac{u_m + d_m}{2} + c_m + t_m$$

et les variables de Björken x et y sont définies par :

$$x = \frac{Q^2}{2m_N(E_\nu - E_\mu)} \quad \text{et} \quad y = 1 - \frac{E_\mu}{E_\nu} \quad (\text{II.5})$$

x est la fraction d'impulsion du parton et y est l'inélasticité. m_N est la masse du nucléon cible, $M_{Z/W}$ est la masse du boson Z ou W selon le courant considéré. G_F est la constante de Fermi, - Q^2 est le carré de la quadri-impulsion transférée entre le muon et le neutrino.

Enfin, $q(x, Q^2)$ et $\bar{q}(x, Q^2)$ sont les fonctions construites à partir des distributions u des différents quarks au sein des nucléons (comprenant les quarks de valence (v) et de la mer (m)).

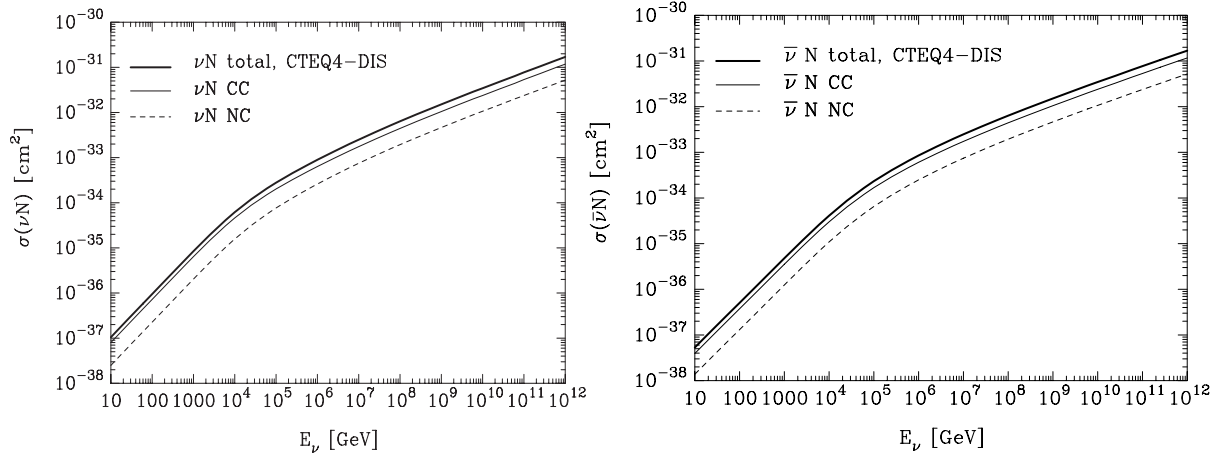


Fig. II.2 – Evolution de la section efficace d'interaction des neutrinos en fonction de leur énergie exprimée en GeV [96][97]. La figure de droite montre la section efficace totale (courant neutre + courant chargé) pour les antineutrinos et à gauche pour neutrinos.

Comme la figure Fig. II.2 le montre, la section efficace d'interaction des neutrinos et antineutrinos par courant neutre et chargé augmente avec leur énergie.

Tant que l'énergie du neutrino est faible devant $M_W^2 / 2m_N \approx 3,2 \text{ TeV}$, les sections efficaces augmentent linéairement avec E_ν . Les fonctions de distribution sont alors dominées par la contribution des quarks de valence, rendant la section efficace des antineutrinos plus faible que celle des neutrinos. A plus haute énergie, la différence des sections efficaces entre neutrinos et antineutrinos disparaît.

Plus l'énergie du neutrino est élevée, plus l'énergie du muon induit a de chance de l'être également. Les pertes d'énergies du muons sont d'autant plus importantes que l'énergie de celui-ci est élevée ; toutefois, plusieurs facteurs croissant avec l'énergie tels que l'augmentation de la section efficace d'interaction du neutrino dans la Terre, la distance de parcours du muon dans la roche et l'eau et l'augmentation de la lumière émise par le muon dans l'eau permettent au final d'augmenter la sensibilité du détecteur.

II.1.3 Effet de la Terre à très haute énergie

A haute énergie l'accroissement de la section efficace d'interaction du neutrino est tel que l'absorption et la diffusion au sein de la Terre ne sont alors plus négligeables. On dit que la Terre devient opaque aux neutrinos.

Pour quantifier correctement ce phénomène il faut connaître le profil de densité terrestre. Celui utilisé dans les simulations est un modèle en couche [91] comprenant une succession de strates dont la densité dépend de la distance radiale r au centre de la Terre (cf. Fig. II.3).

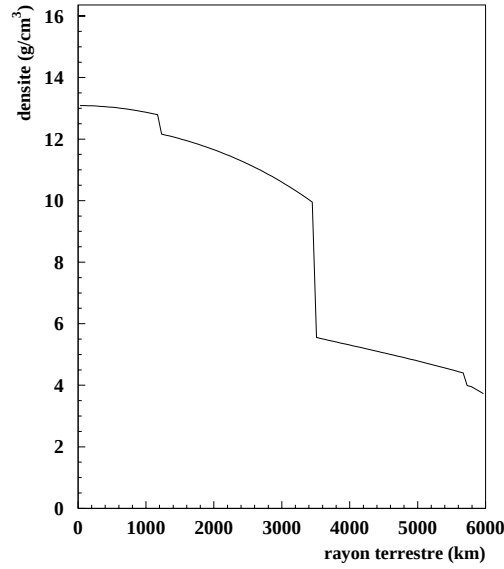


Fig. II.3 – Profil de densité de la Terre (g/cm^3) en fonction de la distance au centre (km).

Un neutrino qui a atteint le détecteur a traversé une colonne de densité de matière $z(\theta_\nu)$ qui dépend de l'angle d'arrivée avec le nadir (c.-à-d. $\theta_\nu = 0^\circ$ ce qui correspond à un neutrino strictement vertical ascendant).

Selon l'angle d'incidence du neutrino, ce dernier n'aura pas la même probabilité d'interaction. Un coefficient de transmission de la Terre dépendant de l'angle d'incidence et de l'énergie du neutrino peut être établi. Il correspond à la probabilité moyenne du neutrino d'interagir tout au long de son parcours (cf. figure Fig. II.4) :

$$S(E_\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^0 S(E_\nu, \theta_\nu) \Psi(E_\nu, \theta_\nu) d \cos \theta \quad (\text{II.6})$$

$$\text{avec } S(E_\nu, \theta_\nu) = e^{\frac{-z(\theta_\nu)}{L_{\text{int}}(E_\nu)}} \text{ et } L_{\text{int}}(E_\nu) = 1/\sigma_{\nu N}^{CC}(E_\nu)n \quad (\text{II.7})$$

L_{int} est la longueur d'interaction par courant chargé du neutrino et n la densité de nucléons cibles exprimés en cm^{-3} . La fonction $\Psi(E_\nu, \theta_\nu)$ exprime la régénération des neutrinos dans la Terre par des interactions courants neutres.

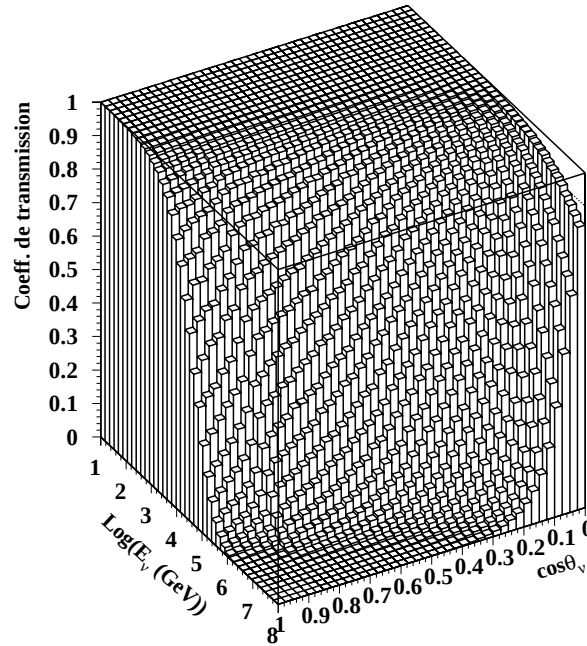


Fig. II.4 – Coefficient de transmissibilité de la Terre aux neutrinos en fonction de leur énergie E_ν et de leur angle d'incidence θ_ν .

Comme l'illustre la figure Fig. II.4, l'absorption par la Terre est négligeable pour les neutrinos horizontaux ($\theta_\nu = 90^\circ$), tandis que les flux de neutrinos ascendants sont réduits de plus de 70% au delà de 10^5 GeV.

La simulation des diffusions successives par courant neutre dans la terre nécessite des temps de calculs très importants pour obtenir une statistique fixée de neutrinos atteignant le télescope. En effet, un neutrino se dirigeant vers le détecteur à son arrivée sur Terre a de fortes chances d'être dévié et de continuer sa propagation bien loin du volume de détection. Cependant la diffusion peut être négligée en première approximation pour les neutrinos électroniques et muoniques, le rapport des sections efficaces courant neutre sur courant chargé étant de l'ordre de $1/3$.

Le cas du neutrino tau est différent car le tau engendré par le neutrino a une durée de vie telle ($c\tau \approx 87 \mu\text{m}$) qu'il va se désintégrer avant d'avoir interagi, donnant naissance à un nouveau neutrino tau de plus basse énergie. Cette régénération du neutrino tau peut donc avoir lieu jusqu'à ce que la Terre soit à nouveau transparente, c'est-à-dire en deçà de 10^3 GeV.

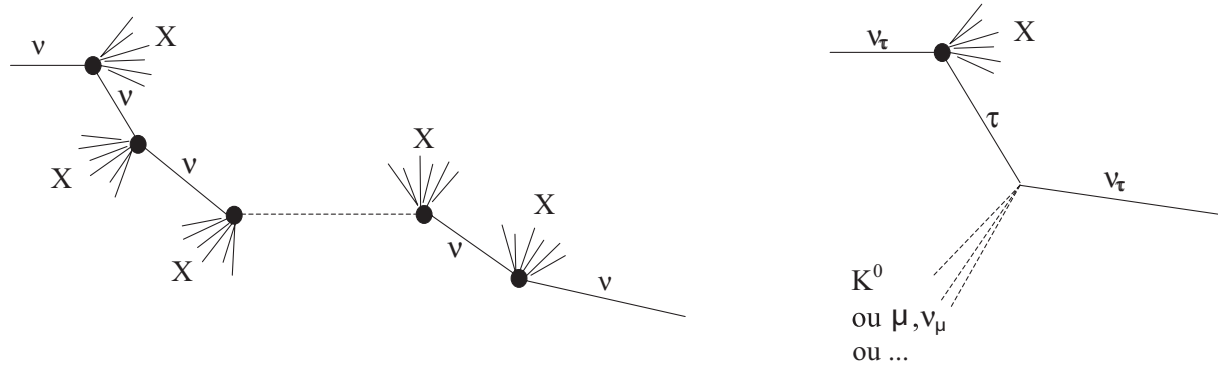


Fig. II.5 – Régénération des neutrinos dans la Terre. La figure de gauche illustre la régénération des neutrinos de n'importe quelle saveur par courant neutre, celle de droite la régénération des neutrinos tau par désintégration du tau produit lors de leur interaction par courant chargé.

II.1.4 Propagation des muons dans la matière

La direction et l'énergie du muon engendré par un neutrino muonique lors d'une interaction de type courant chargé sont fortement corrélées avec l'énergie et la direction du neutrino parent. Ceci est d'autant plus vrai que l'énergie du neutrino est élevée, ce qui permet de faire de l'astronomie neutrino.

Toutefois, le muon créé va subir en se propageant dans la Terre de multiples interactions qui vont dégrader en partie sa trajectoire et son énergie [127][128].

Les corrélations angulaire et énergétique

L'écart entre la direction d'incidence et l'énergie du neutrino et celles du muon détecté dans le volume instrumenté dépend de deux processus : la cinématique de l'interaction au niveau du vertex et les interactions que le muon subit tout au long de son parcours jusqu'au détecteur.

Au point d'interaction, le muon tend à être aligné avec le neutrino lorsque son énergie augmente. En première approximation, l'angle au niveau du vertex entre le muon et le neutrino dans le repère de l'observateur, $\theta_{\nu\mu}$, peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\sqrt{\langle \theta_{\nu\mu}^2 \rangle} \approx \sqrt{\frac{m_N}{E_\nu}} = \begin{cases} 5,7^\circ \text{ à } 100 \text{ GeV} \\ 1,8^\circ \text{ à } 1 \text{ TeV} \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

avec m_N la masse du noyau cible et E_ν l'énergie du neutrino.

La figure Fig. II.6 montre les effets de la propagation du muon dans la Terre obtenus à partir d'une simulation Monte Carlo.

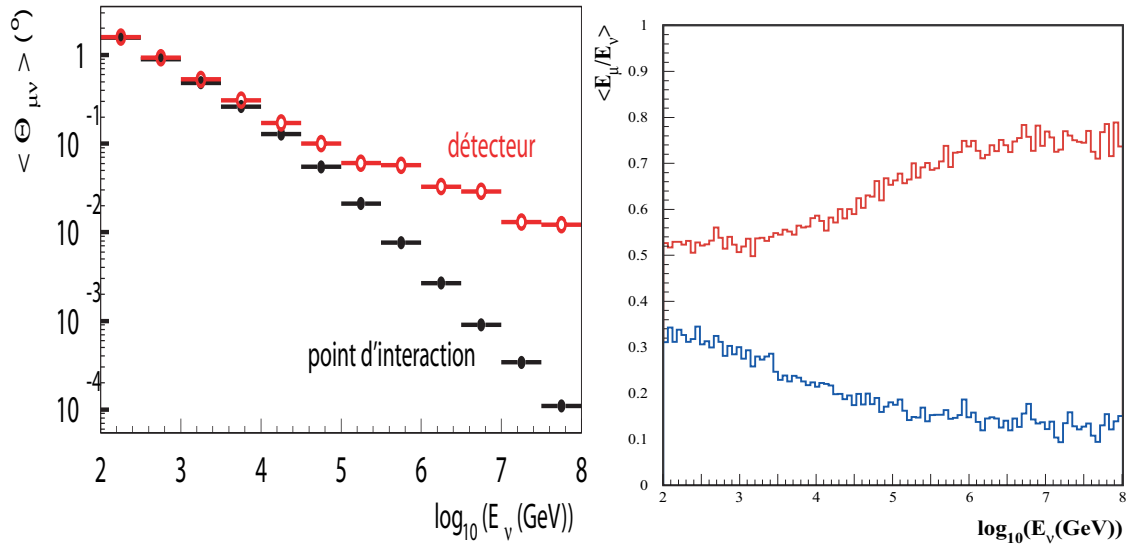


Fig. II.6 – (à gauche) Comparaison de l'écart angulaire moyen entre le neutrino et le muon au niveau du vertex et observé par le détecteur en fonction de l'énergie du neutrino. – (à droite) Rapport moyen entre l'énergie du muon et celle du neutrino au niveau du vertex de production (courbe du haut) et de l'arrivée dans le détecteur (courbe du bas).

Deux régimes distincts sont clairement identifiables sur la figure ci-dessus à gauche. En dessous de 10^5 GeV c'est la cinématique de la réaction qui détermine la déviation $\theta_{\mu\nu}$ qui est supérieure au degré, tandis qu'à plus haute énergie, l'effet de la cinématique devient négligeable et c'est la diffusion du muon dans la roche⁵ qui fixe la valeur de $\theta_{\mu\nu}$. La corrélation angulaire est suffisante pour justifier le terme d'astronomie neutrino, permettant –pour une reconstruction parfaite– de détecter des sources ponctuelles à 100 GeV.

Interactions dominantes

Dès sa création, le muon engendré va se propager à travers différents milieux (de l'eau ou la roche) qui vont déterminer le parcours du muon selon son énergie. Le parcours est déterminé principalement par les pertes continues d'énergie, les pertes stochastiques et la désintégration.

⁵ La densité de la roche est d'environ $2,65 \text{ g cm}^{-3}$.

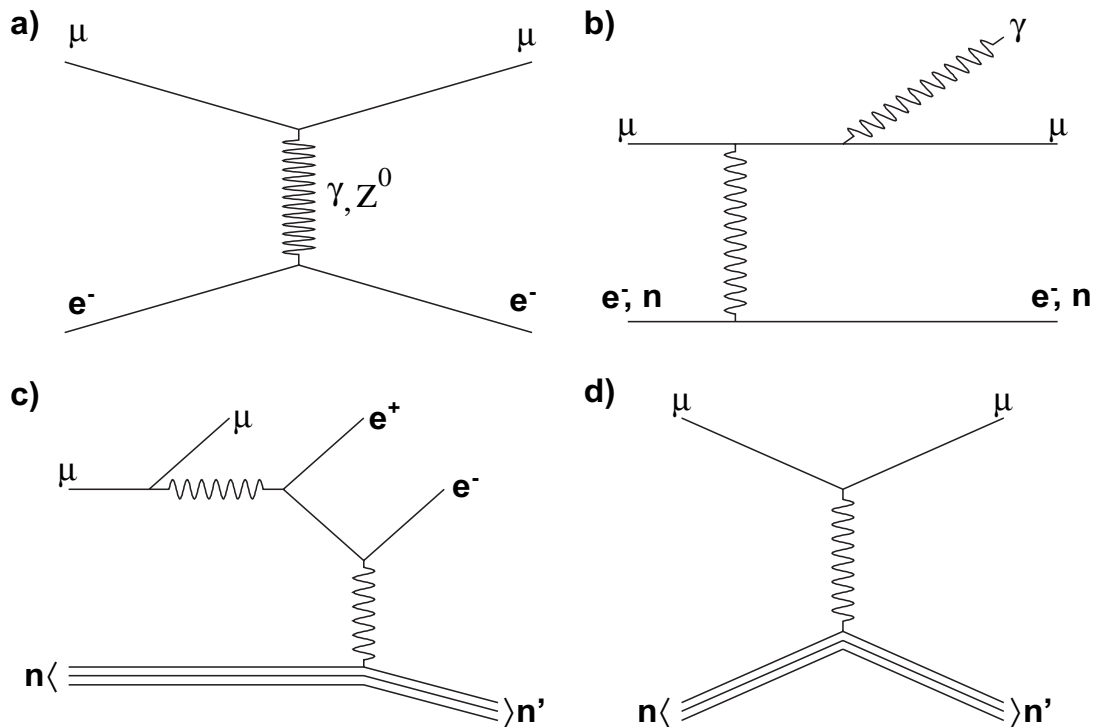


Fig. II.7 – Diagrammes de Feynman des processus de perte d'énergie du muon dans la matière. Le diagramme a) montre la diffusion sur les électrons atomiques, b) le bremsstrahlung, c) la création de paires et d) l'interaction photonucléaire.

Aux énergies qui nous intéressent (> 100 GeV), la durée de vie⁶ du muon est telle que sa désintégration est négligeable face aux autres processus dans les liquides et les solides.

Il existe deux types de pertes continues : l'excitation des atomes et molécules composant le milieu qui entraîne une émission de photons à basse énergie, et l'ionisation qui arrache des électrons. Ce dernier processus peut aller jusqu'à l'émission d'électrons relativistes (nommés δ -rays) qui est un processus quasi continu. Ces pertes dépendent essentiellement de la composition et de la densité du matériau.

Les pertes stochastiques ont des spectres très durs et sont soumises à de grandes fluctuations.

Il en existe 3 types :

- o le bremsstrahlung qui correspond au ralentissement du muon se propageant dans le champ électrique d'un noyau. Cela a pour effet de freiner le muon qui perd son énergie en rayonnant des photons ;
- o la création de paires électron-positron. Cette contribution est la principale au delà de 1 TeV. Les créations de paires muon-antimuon, elles, sont inférieures de 4 ordres de grandeur à celles des paires d'électron-positron ;
- o l'interaction photonucléaire qui est issue de la collision du muon avec un noyau. Bien que très rare cette réaction contribue à d'importantes pertes d'énergie.

Ces pertes sont à peu près proportionnelles à l'énergie de la particule qui se propage. De plus, les pertes par freinage et par diffusion photonucléaire sont inférieures aux créations de paires de respectivement 25 et 70 %.

⁶ Sa durée de vie propre est de 2.10^{-6} s, soit un $c\tau$ de 660 m.

Les différentes contributions aux pertes d'énergie sont représentées sur la figure Fig. II.8.

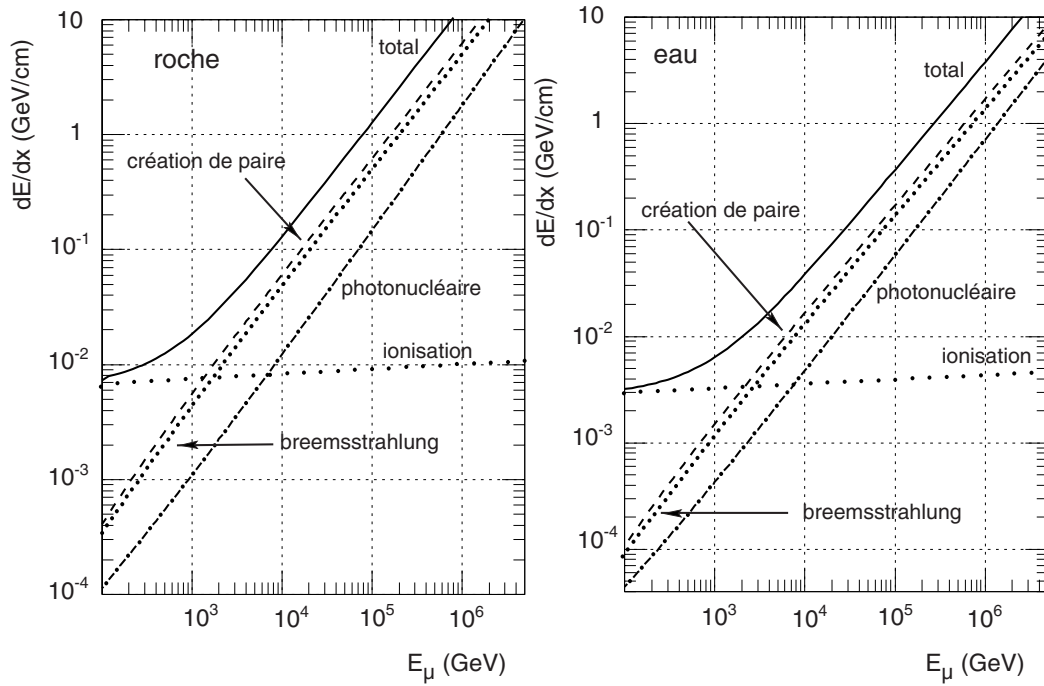


Fig. II.8 – Evolution de la perte d'énergie des muons dans la roche (à gauche) et l'eau (à droite) en fonction de leur énergie [98].

Les pertes d'énergies par unité de longueur perdue par la particule d'énergie E se résument à l'équation suivante :

$$\frac{dE}{dx} = -\rho[a(E) + b(E) \cdot E] \quad (\text{II.9})$$

Avec $a(E)$ représentant les pertes continues, qui est de l'ordre de quelques $\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$, et $E \cdot b(E)$ représentant les pertes stochastiques, qui dépendent fortement de la masse de la particule.

Le parcours moyen du muon dans la roche est représenté sur la figure Fig. II.9.

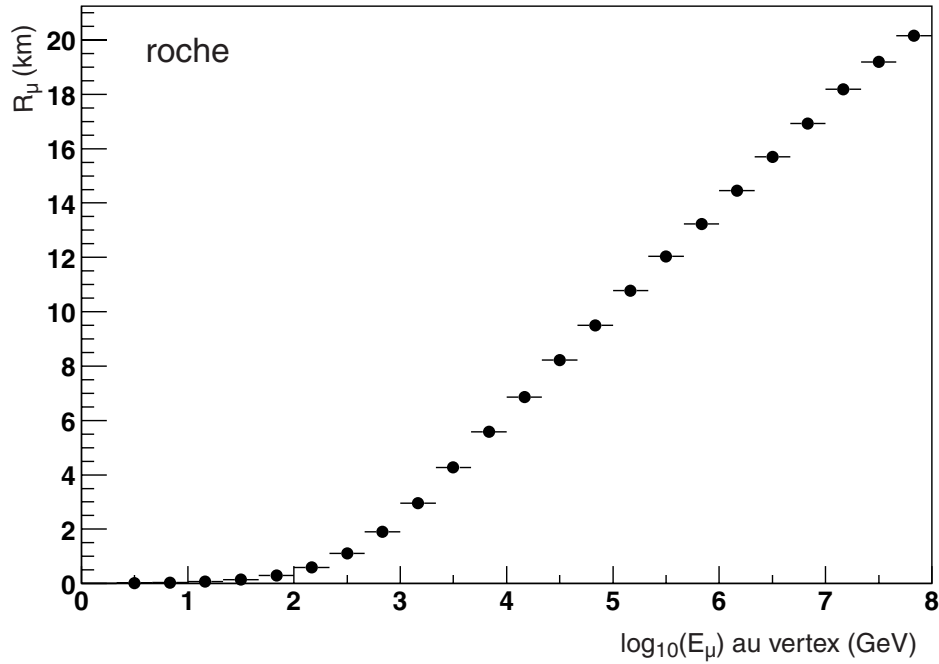


Fig. II.9 – Evolution du parcours du muon R_μ dans la roche en fonction de son énergie au vertex d'interaction. A haute énergie, R_μ évolue linéairement avec le log de l'énergie du muon.

Cette formule peut être réécrite en faisant intervenir l'énergie critique E_c qui est l'énergie à partir de laquelle les pertes catastrophiques dominent les pertes continues :

$$\frac{dE}{dx} \approx -\rho \cdot a \left(1 + \frac{E}{E_c} \right) \quad (\text{II.10})$$

Dans le cas du muon, son énergie critique E_c est d'environ 600 GeV dans la roche et 1 TeV dans l'eau [92].

II.1.5 Détection des muons par effet Tcherenkov

Le principe de détection des muons repose sur la détection et la reconstruction du sillage Tcherenkov engendré par le muon relativiste dans un milieu transparent (l'eau) qu'il traverse[122][124].

Parmi les processus contribuant à la perte d'énergie continue du muon dans la matière, une toute petite partie est due au rayonnement Tcherenkov qui a lieu si le muon se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans ce milieu où l'indice de réfraction⁷ est n . Dans le cas du muon dans l'eau, E^c vaut approximativement 160 MeV.

Ce processus fut expliqué dans les années 30 par Ilya M. Frank et Igor Ievghenievitch Tamm [93] répondant aux observations faites par Pavel Alexaïevitch Tcherenkov et Sergey Ivanovich Vavilov [120][121].

⁷ Dans l'eau, $n = 1,35$.

Lors du passage dans un milieu électrique, le muon, étant une particule chargée, émet un champ sphérique en chaque point de son passage. Au dessus de la vitesse de la lumière dans ce milieu, le champ créé se propage moins vite que la particule source et entre alors en interférence avec lui même.

Il existe ainsi un angle particulier pour lequel les sources des ondes sphériques émettent de façon cohérente et dont les interférences sont toutes constructives formant un cône de lumière ayant pour sommet le muon (cf. figure Fig. II.10). Dans l'eau, cet angle Tcherenkov θ_c est de l'ordre de 43° , puisque

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (\text{II.11})$$

Pour tous les autres angles, les ondes sont déphasées et s'annulent en moyenne par interférences destructrices.

La lumière émise possède un spectre continu et est polarisée selon l'incidence du parcours du muon.

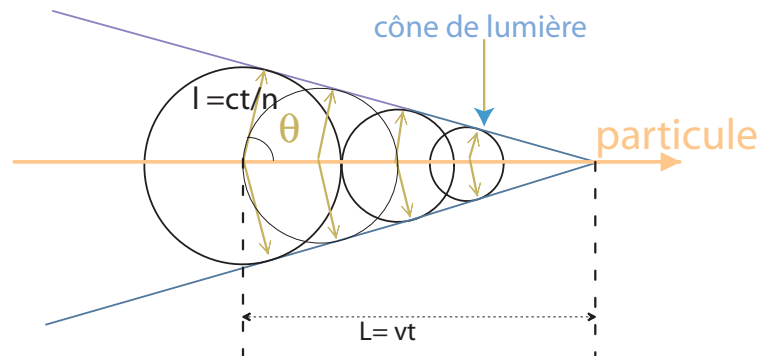


Fig. II.10 – Illustration de l'effet Tcherenkov. Le front d'onde est émis sous un angle θ_c par rapport à la trace de la particule chargée.

Le nombre de photons N_γ émis par unité de longueur dx et par unité de longueur d'onde $d\lambda$ est le suivant [123] :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c \quad (\text{II.12})$$

Où α est la constante de structure fine.

Afin de pouvoir reconstruire le passage des muons (cf. Fig. II.11), il est donc nécessaire d'utiliser un vaste réseau tridimensionnel de photomultiplicateurs plongé dans un milieu transparent et sans lumière.

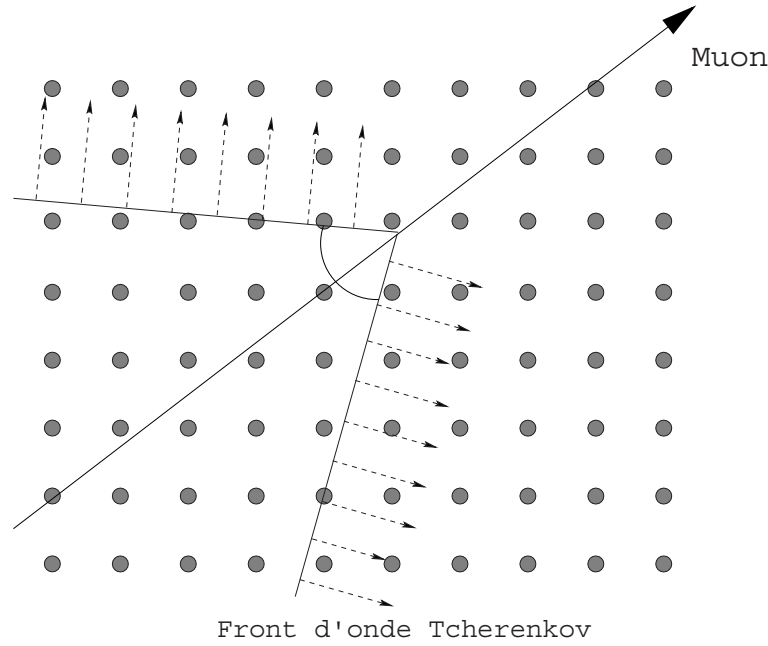


Fig. II.11 – Passage du cône Tcherenkov (associé à la trajectoire d'un muon) dans un réseau de photomultiplicateur.

Ces photomultiplicateurs ont un domaine de sensibilité défini et dépendant de la longueur d'onde, $\varepsilon_{pm}(\lambda)$, typiquement entre 300 et 600 nm (les caractéristiques exactes des photomultiplicateurs de l'expérience ANTARES sont décrites au paragraphe II.3.2). En intégrant sur le domaine de sensibilité, le nombre de photons par unité de longueur peut être obtenu :

$$\frac{dN_{\gamma}}{dx} = 2\pi \sin^2 \theta_c \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_{pm}(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (\text{II.13})$$

Dans le cas d'un détecteur parfait, $\varepsilon_{pm}(\lambda) = 1 \Rightarrow \frac{dN_{\gamma}}{dx} = 350$ photons/cm avec $\begin{cases} \lambda_1 = 300 \text{ nm} \\ \lambda_2 = 600 \text{ nm} \end{cases}$.

Avant d'être détectés, les photons doivent se propager dans l'eau jusqu'au photomultiplicateur ; or, l'eau est un milieu absorbant et diffusant qui affecte le parcours de la lumière, ce qui implique une diminution du nombre de photons observables. Ainsi, le nombre de photons ayant parcouru une distance d peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\frac{dN_{\gamma}^d}{d\lambda} \approx \frac{1}{4\pi d \lambda_{eff}} \frac{1}{\lambda^2} e^{\frac{-3d}{\sqrt{L_{abs} L_{diff}}}} \quad (\text{II.14})$$

Où L_{diff} et L_{abs} sont les longueurs effectives de diffusion et d'absorption du milieu. Les caractéristiques du milieu sont explicitées au paragraphe II.3.4.

II.1.6 Surface effective et estimation du nombre d'évènements attendus

La surface effective est la surface équivalente d'un détecteur qui répondrait à 100 % à un flux perpendiculaire à la surface. Elle est analogue à une section efficace. Associée à un flux incident donné, elle permet de rendre compte de la réponse du détecteur et ainsi obtenir une estimation du taux d'évènements attendu [94].

La réponse du détecteur dépendant de l'énergie et de l'incidence du neutrino, il en est de même pour la surface effective. Cette dernière prend en compte tous les effets qu'ont subi le neutrino et le muon jusqu'au détecteur, ainsi que les caractéristiques intrinsèques du milieu (telles les propriétés optiques de l'eau) et de l'électronique (comme l'efficacité des photomultiplicateurs et la réponse de l'électronique).

Il est donc nécessaire d'effectuer une simulation Monte Carlo complète des évènements afin d'estimer cette surface.

Plus généralement, la surface effective peut être définie pour différentes sources physiques (chaque lepton) et à différents niveaux de sélection (déclenchement, reconstruction, etc.).

La surface effective en neutrinos est définie comme le quotient du nombre d'évènements détectés par unité de temps par le flux. Elle se calcule par :

$$A_{\nu, \text{sélection}}^{\text{eff}}(E_\nu, \theta_\nu, \varphi_\nu) = V_{\nu, \text{sélection}}^{\text{eff}}(E_\nu, \theta_\nu, \varphi_\nu) \cdot \rho \cdot N_a \cdot \sigma(E_\nu) \cdot P_{\text{Terre}}(E_\nu, \theta_\nu) \quad (\text{II.15})$$

Où E_ν est l'énergie du neutrino, θ_ν et φ_ν sa direction, ρN_a le nombre de nucléons cibles par unité de volume, $\sigma(E_\nu)$ la section efficace d'interaction, P_{Terre} l'absorption de la Terre et $V_{\nu, \text{sélection}}^{\text{eff}}$ le volume effectif neutrino.

Ainsi, le taux d'évènement, R , à une énergie donnée associé à un flux d'un type donné (neutrinos muoniques, muons, etc.) est le produit de la surface effective associée par le flux différentiel :

$$R = A^{\text{eff}} \cdot \frac{d\Phi}{dE} \quad (\text{II.16})$$

Connaissant la réponse du détecteur, il est possible d'avoir une estimation du nombre d'évènements attendus selon différents flux astrophysiques.

Le volume effectif $V_{\nu, \text{sélection}}^{\text{eff}}$ est le produit entre la part d'évènements étudiés parmi le total d'évènements Monte Carlo engendrés et le volume $V_{\text{engendré}}$ dans lequel ces évènements sont engendrés.

$$V_{\nu, \text{sélection}}^{\text{eff}}(E_\nu, \theta_\nu, \varphi_\nu) = \frac{N_{\text{type étudié}}}{N_{\text{engendré}}} V_{\text{engendré}} \quad (\text{II.17})$$

Notons que le volume effectif est bien supérieur à celui du volume instrumenté notamment à haute énergie où le parcours du muon est plus important et donc la distance minimale pour être observée d'autant plus élevée (cf. Fig. II.12).

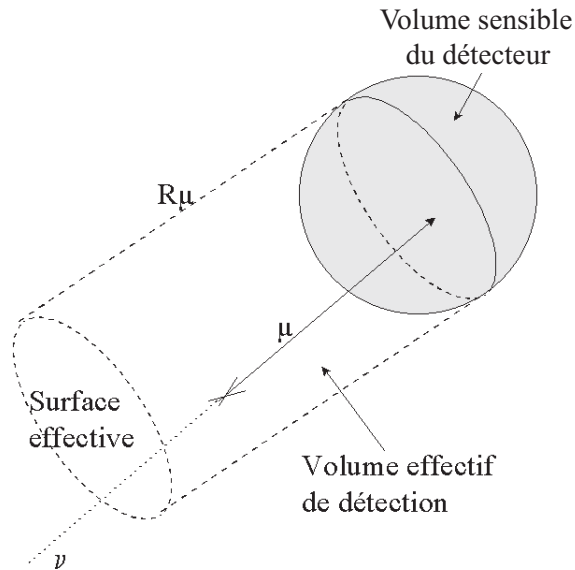


Fig. II.12 – Illustration de quelques caractéristiques d'un télescope à neutrinos ayant une réponse parfaite : le volume effectif, la surface effective et le volume sensible du détecteur. R_μ désigne le parcours du muon.

II.2 Bruit de fond

Le principal bruit de fond d'un télescope à neutrinos est dû à l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre.

Lorsqu'un noyau cosmique (principalement des protons) entre en collision avec les noyaux d'azote ou d'oxygène, il engendre une cascade atmosphérique (cf. Fig. II.13). Au cours de son développement, la gerbe engendre des mésons chargés qui ont de fortes probabilités de se désintégrer et de créer ainsi des muons et des neutrinos.

Afin de se prémunir au mieux de ce bruit de fond, il est nécessaire de protéger le détecteur d'un blindage qui absorbe la plus grande partie des muons atmosphériques. Or, les télescopes à neutrinos nécessitent l'utilisation de grands volumes transparents et sans lumière ; le fond des océans est, par exemple, un site répondant à ces trois exigences, protégé de plusieurs kilomètres d'eau.

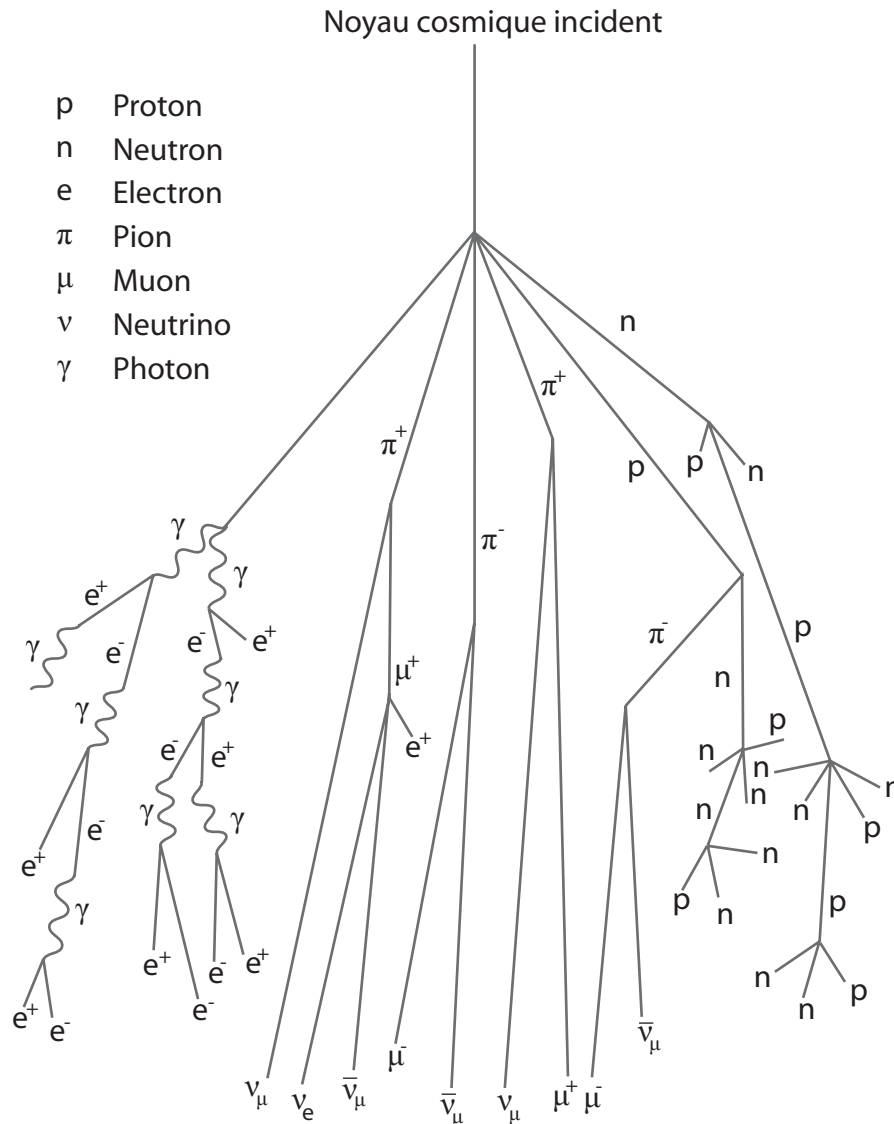


Fig. II.13 – Schéma de développement d'une gerbe atmosphérique. Le proton primaire interagit avec un noyau de l'atmosphère. Il s'en suit la production de pions chargés qui en se désintégrant vont engendrer muons et neutrinos.

II.2.2 Muons atmosphériques

Les muons produits dans les gerbes atmosphériques se propagent jusqu'au niveau de la mer où seuls les plus énergétiques (principalement ceux constituant le cœur de la gerbe) parviennent à traverser plusieurs kilomètres de roche ou d'eau et ainsi atteindre le détecteur. Ce bruit de fond est donc exclusivement composé de particules descendantes. Il domine de plus de 6 ordres de grandeur les muons induits par les neutrinos et exige ainsi de restreindre le domaine d'observation aux traces reconstruites montantes.

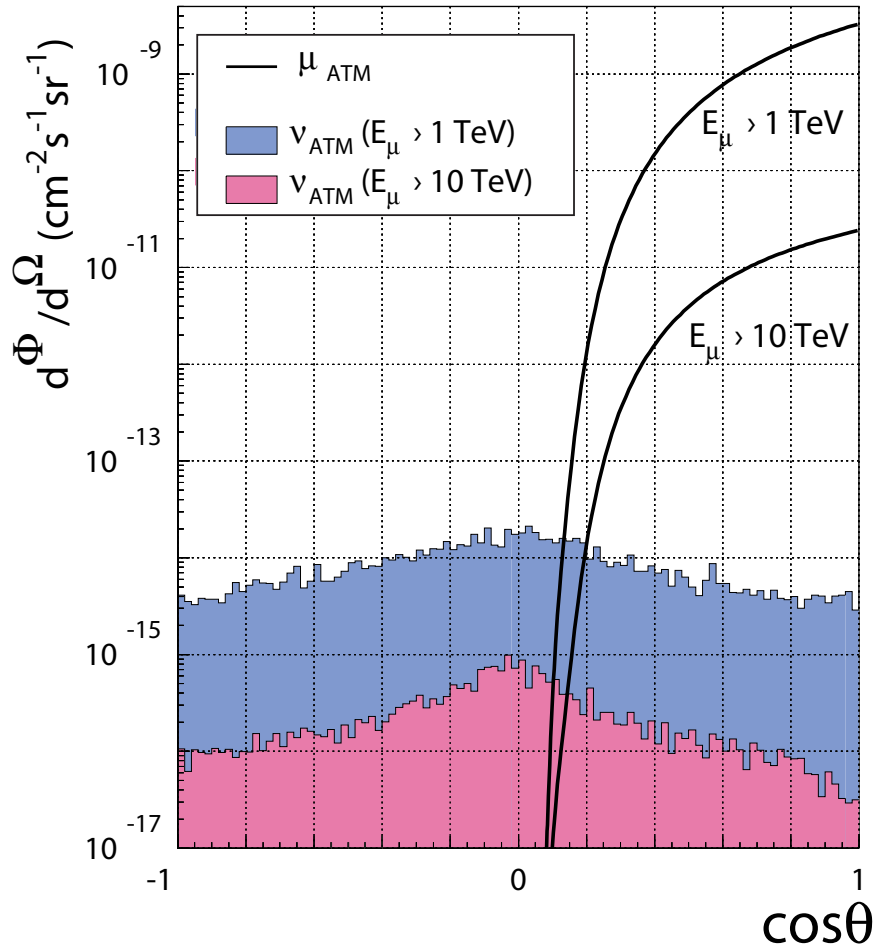


Fig. II.14 – Dépendance angulaire du bruit de fond (neutrinos et muons atmosphériques) simulés dans les conditions du détecteur ANTARES ($\cos\theta = 1$ correspond aux particules descendantes verticales).

Les muons étant absorbés durant leur propagation dans la matière, il est possible de diminuer significativement l'intensité de leur flux en plaçant le détecteur en profondeur afin de le blinder contre les particules descendantes. La figure Fig. II.15 montre l'évolution de ce flux en fonction de la profondeur et souligne la diminution logarithmique du flux. L'absorption des muons est relativement importante (4 à 5 ordres de grandeurs) jusqu'à environ 2000 m de blindage d'eau ; au-delà, plusieurs kilomètres supplémentaires ne font perdre qu'un ordre de grandeur sur le flux des muons atmosphériques.

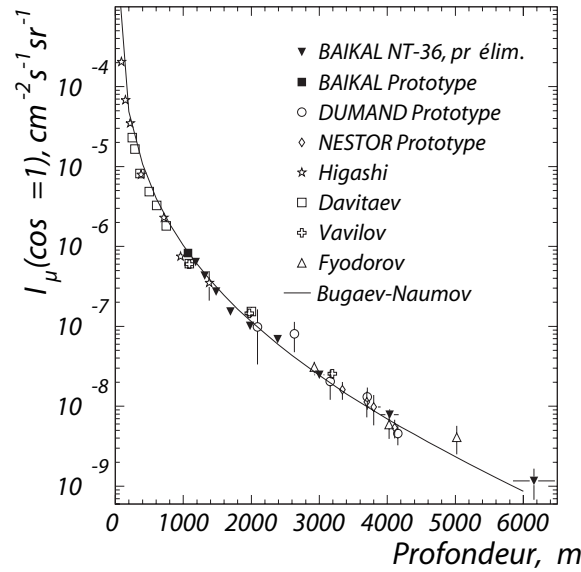


Fig. II.15 – Flux vertical de muons atmosphériques en fonction de l'épaisseur de matière (mètres d'eau) traversé. Les différents points sont associés aux mesures effectuées par les expériences correspondantes.

Si une gerbe est suffisamment énergétique, son “cœur dur” –composé de plusieurs muons parallèles entre eux– peut traverser le détecteur simultanément. Ce genre de topologie engendre un signal lumineux particulièrement complexe qui peut induire en erreur les algorithmes de reconstruction. Les multiples muons descendants peuvent alors être identifiés (à tort) comme un muon montant issu d'un neutrino astrophysique de haute énergie. Bien que cela soit extrêmement rare, l'importance du flux de ce bruit de fond rend ce problème complexe et non négligeable.

II.2.3 Muons induits par l'interaction des neutrinos atmosphériques

Les gerbes atmosphériques sont produites de manière isotrope dans l'atmosphère terrestre, engendrant un flux de neutrinos qui peuvent interagir aux abords du détecteur. Les neutrinos muoniques produisent ainsi dans les deux hémisphères des muons qui sont ensuite détectés (cf. Fig. II.13).

Ce sont les expériences SuperKamiokande et Macro qui ont apportées les premières mesures significatives sur les flux de neutrinos atmosphériques et solaires.

La distinction entre un muon issu d'un neutrino produit dans l'atmosphère ou d'un neutrino cosmique est impossible à faire. Toutefois, grâce à l'épaisseur finie de l'atmosphère, les muons issus de la désintégration des pions chargés interagissent avant de se désintégrer. Ainsi, seule la composante issue de la désintégration directe des pions chargés contribue au flux des neutrinos atmosphériques. Ce dernier possède ainsi un indice spectral plus élevé que celui de leur source, les rayons cosmiques, qui est de 2,7.

De surcroît, les spectres attendus provenant des sources astrophysiques peuvent être bien plus durs que ceux des rayons cosmiques.

$$\frac{d\Phi}{dE} = AE^{-\gamma} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \gamma_{Atm} \approx 3,7 \\ 2 \lesssim \gamma_{Astro} \lesssim 2,7 \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

Ainsi, si l'intensité des flux cosmiques est suffisante, il est possible de distinguer les neutrinos astrophysiques des atmosphériques grâce à la mise en évidence d'un excès de flux à haute énergie. C'est uniquement sur cette distinction des spectres qu'il peut exister une astrophysique des neutrinos à haute énergie pour les flux diffus qui ne peuvent être isolés dans le ciel.

II.3 ANTARES

Le télescope à neutrinos est basé sur l'idée de Markov. Considérant les différents mécanismes permettant d'observer les neutrinos cosmiques, un certain nombre de critères sont indispensables à l'élaboration d'un télescope à neutrinos.

Le principe de détection repose sur l'observation de la lumière Tcherenkov produite par un muon afin d'en reconstruire la trajectoire et ainsi de remonter à la direction et l'énergie du neutrino source.

En premier lieu, le télescope doit se trouver dans un milieu optiquement transparent et ayant un indice optique assez éloigné de celui du vide afin que les muons produisent de la lumière Tcherenkov qui sera collectée. L'environnement idéal est donc l'eau (liquide ou solide).

Les flux de neutrinos attendus étant très faibles, un très large volume instrumenté est indispensable afin d'augmenter la surface effective du détecteur. Les volumes nécessaires étant de l'ordre du kilomètre cube, c'est au sein d'un environnement naturel comme les glaces polaires ou les océans qu'un tel télescope sera déployé.

De plus, la section efficace d'interaction du neutrino étant extrêmement faible, la cible doit avoir une masse considérable, et c'est la Terre elle-même qui sera utilisée comme telle. Contrairement aux télescopes classiques qui observent le ciel vers le zénith, un télescope à neutrinos regarde sous nos pieds, à travers la Terre.

Enfin, un tel télescope doit s'affranchir du bruit de fond issu de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère. Afin de réduire le flux de muons traversant le détecteur, celui-ci doit utiliser un blindage. C'est pourquoi un tel télescope sera enfoui sous plusieurs kilomètres d'eau. Cela ne suffisant pas à stopper tous les muons descendant, il est alors nécessaire de maîtriser une excellente reconstruction de la direction du signal puisque ce dernier est uniquement montant.

Enfin, c'est la reconstruction en énergie qui permettra de distinguer un excès de neutrinos cosmiques par rapport à un flux de neutrinos atmosphériques au spectre plus mou.

La combinaison de ces critères ouvre la porte à un nouveau type de télescope.

ANTARES, Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch, est un projet européen ayant pour objectif de faire de l'astronomie à l'aide d'un télescope à neutrinos.

A l'heure actuelle, la collaboration réunit environ 150 physiciens, ingénieurs, océanologues et astronomes répartis dans 6 pays européens (Allemagne, Espagne, France, Italie, Pays-Bas et Russie (cf. Fig. II.16)) avec une composante majoritaire de laboratoires de physique des particules et d'astrophysique.



Fig. II.16 – Carte des laboratoires participants au projet ANTARES.

De plus, le télescope devant être déployé en pleine mer, la collaboration bénéficie de l'aide précieuse de l'IFREMER⁸ dont les submersibles sont utilisés pour la mise en place du détecteur et de l'INSU⁹ qui a fourni les bateaux lors des campagnes en mer.

Des sismologues appartenant au *département de sismologie* de Grenoble et à *Geoscience Azur* à Villefranche-sur-mer se sont également joints à la collaboration afin de bénéficier de l'infrastructure ANTARES pour effectuer des mesures sismologiques en Méditerranée en parallèle avec l'expérience.

II.3.2 Le détecteur ANTARES

Ce télescope est constitué de 12 lignes de détection indépendantes espacées les unes des autres de 60 ou 75 m (cf. Fig. II.17).

⁸ Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER

⁹ Institut National des Sciences de l'Univers

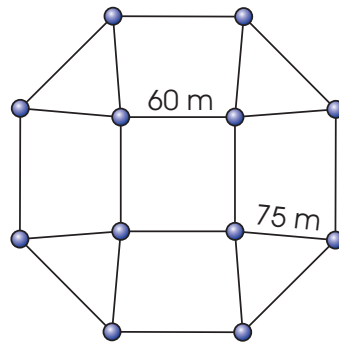


Fig. II.17 – Schéma de la disposition au sol des 12 lignes du détecteur.

Chaque ligne se compose de 5 secteurs comportant 5 étages identiques espacés verticalement de 14,5 m. Chaque étage regroupe 3 modules optiques orientés à 45° vers le bas afin d'augmenter la sensibilité du détecteur aux muons montants. Chacun de ces 900 modules optiques est équipé d'un photomultiplicateur de 10 pouces.

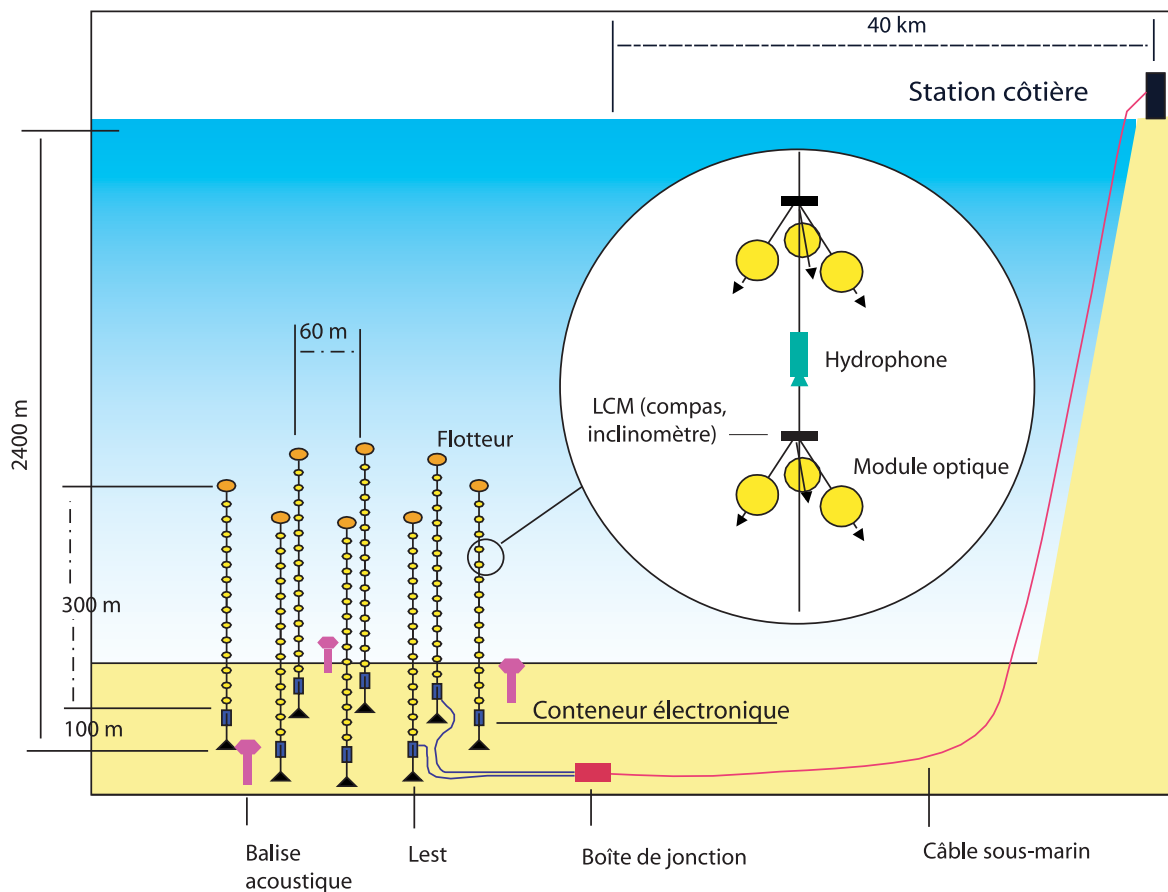


Fig. II.18 – Schéma du détecteur ANTARES.

Les lignes vont être reliées à une boîte de jonction qui a été déployée au fond de la mer en décembre 2002 (cf. Fig. II.19). Cette boîte de jonction assure l'alimentation des lignes au moyen de convertisseur de tension et l'acheminement via multiplexage des données jusqu'à la terre. Ces données rassemblent aussi bien les informations physiques enregistrées par les phototubes que les caractéristiques techniques de chacun des éléments du détecteur afin de pouvoir surveiller son évolution.

Cette boîte de jonction est reliée à la côte à l'aide d'un câble électro-optique d'environ 40 km de long.

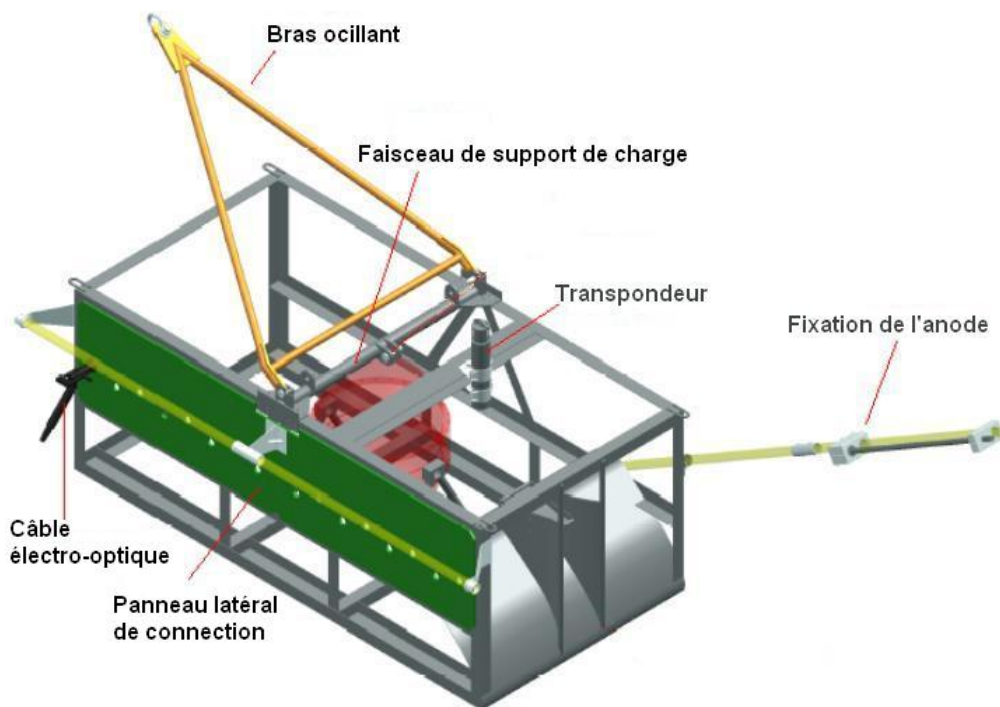


Fig. II.19 – Schéma descriptif des éléments constituant la boîte de jonction.

Les lignes

Les étages constituant une ligne d'ANTARES possèdent une flottaison propre, mais cela ne suffit pas à assurer leur verticalité. C'est une bouée placée à l'extrémité de la ligne qui permet de maintenir la tension verticale de toute la ligne.

A l'autre extrémité de la ligne se trouve un poids mort qui sert d'ancre. C'est sur ce lest que se trouve le connecteur qui est relié via l'intervention d'un ROV ou d'un bathyscaphe à la boîte de jonction afin d'assurer d'une part l'alimentation de la ligne et d'autre part le rapatriement des données.

Le lest comprend de plus un émetteur-récepteur acoustique qui permet –s'il en reçoit l'injonction– de libérer la ligne de son ancre afin de la faire remonter en surface si la collaboration désire la récupérer pour une intervention.

Les lignes sont composées de 25 étages rigides comportant une structure en titane. Au centre de cette armature se trouve le module local de contrôle qui renferme, à l'abri de l'humidité et de la pression, toute l'électronique embarquée nécessaire au bon fonctionnement de l'étage et qui contient des éléments permettant de déterminer la position et l'orientation exacte de l'étage (compas et inclinomètre). Les trois modules optiques renferment dans une sphère de verre résistante à la pression les photomultiplicateurs qui servent d'yeux au détecteur.



Fig. II.20 – Schéma d'un étage d'ANTARES.

Une ligne mesurant près de 400 m, chaque étage est relié aux autres via un câble souple permettant de fléchir au gré du courant marin. Cette variation du positionnement doit être enregistrée à chaque instant afin de connaître parfaitement le réseau tridimensionnel des modules optiques qui permettront de reconstruire correctement les traces Tcherenkov. En plus des compas et inclinomètres propres aux étages, chaque secteur possède également un hydrophone pour le positionnement acoustique.

De plus, une source lumineuse isotrope a été installée sur chaque étage permettant d'assurer l'étalonnage temporel de tous les modules optiques in situ.

Les modules optiques

Les modules optiques sont les éléments de base du télescope, ce sont eux qui vont détecter les signaux physiques.

Chaque module est composé d'une sphère de verre épaisse de 1,5 cm qui protège son contenu de la pression et de l'humidité régnant dans les profondeurs de la Méditerranée. Il renferme le photomultiplicateur, l'alimentation haute tension et le système d'étalonnage. La transmissibilité des sphères dans le bleu (région principale du rayonnement Tcherenkov) est supérieure à 95%. L'hémisphère situé à l'arrière du photomultiplicateur est peint en noir afin d'absorber les photons parasites et de minimiser les risques de réflexion interne.

Afin d'assurer la continuité de l'indice optique, un gel de silicone assure le contact optique entre la sphère de verre et le phototube du photomultiplicateur. L'indice optique du gel qui est de 1,404 fait le lien entre l'indice du verre de 1,47 et celui de l'eau de 1,35. De plus, ce gel permet d'assurer le maintien mécanique des phototubes.

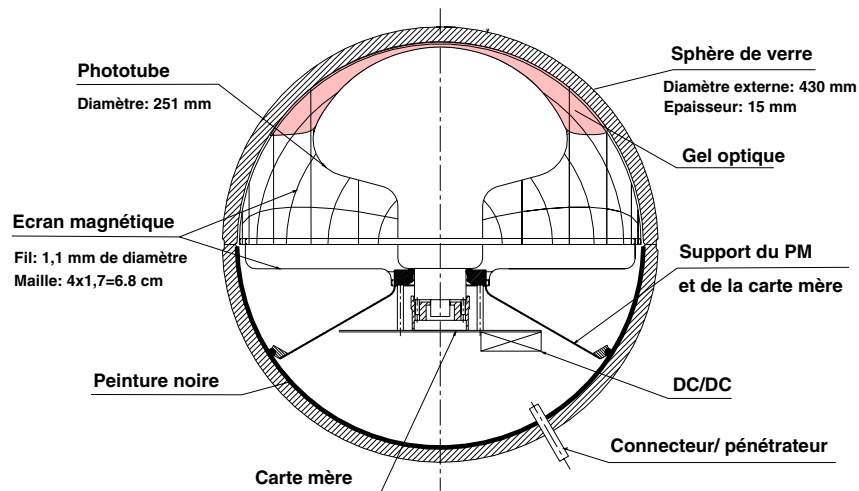


Fig. II.21 – Schéma de principe d'un module optique.

Le champ magnétique terrestre qui est de l'ordre de 0,5 G modifie la trajectoire des électrons de faible énergie dans le photomultiplicateur et plus particulièrement entre la photocathode et la première dynode dégradant ainsi l'uniformité de la réponse. Cet effet est atténué par un blindage, une cage métallique constituée de fils minces en μ -métal¹⁰ qui sert de cage de Faraday afin d'isoler le module du champ terrestre.

Les photomultiplicateurs utilisés ont été fabriqués par Hamamatsu [95]. Le modèle a un diamètre de 10 pouces et possède une résolution temporelle meilleure que 3 ns. Ce paramètre est caractérisé par le temps de transit des électrons dont la dispersion de 1,3 ns résulte de la différence de temps de collection des charges entre les différents points de la photocathode et la première dynode.

Des mesures en laboratoires [111] ont permis de vérifier le comportement des modules optiques. Un dispositif expérimental a été spécialement développé pour reproduire les conditions réelles de l'expérience. Le module optique a été immergé dans une cuve d'eau pure entre deux scintillateurs. Les scintillateurs détectent le passage d'un muon et déclenchent le système d'acquisition. Les muons sélectionnés étaient quasi verticaux, et ont permis de déterminer, entre autre, l'orientation la plus favorable des modules optiques afin de les détecter. Les résultats démontrent que la sensibilité du photomultiplicateur est maximale lorsque le photon arrive parallèlement à l'axe du module et il a ainsi été possible de vérifier que l'angle Tcherenkov des muons dans l'eau pure était de 43°. Ces mesures ont de plus permis de vérifier que le nombre de photoélectrons diminue suivant l'inverse de la distance à la trace.

¹⁰ Alliage de fer et de nickel ayant la particularité d'avoir une très grande perméabilité magnétique.

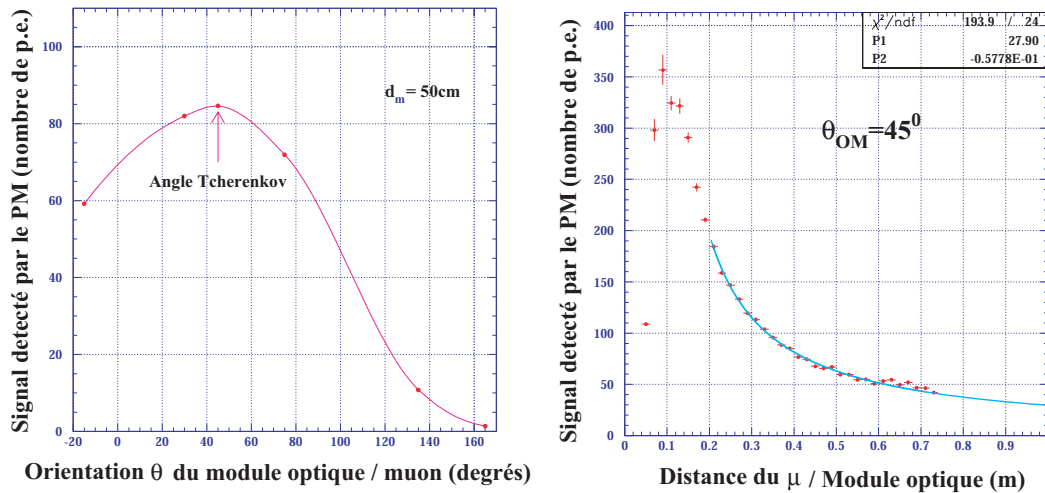


Fig. II.22 – (à gauche) Nombre de photo-électrons détectés en fonction de l'angle entre la trace et l'axe du phototube pour des muons passant à 50 cm. Le maximum de la courbe se situe pour un angle de 43° qui correspond à l'angle tcherenkov. (à droite) – Nombre de photo-électrons détectés par un phototube en fonction de la distance entre le phototube et la trace des muons à in angle de 45° .

La valeur de l'angle Tcherenkov influe sur la géométrie du détecteur ; devant être sensible aux trajectoires montantes, les modules optiques sont orientés à 45° vers le bas afin d'augmenter leur sensibilité aux photons Tcherenkov des traces montantes verticales. Cette orientation permet de plus de couvrir un grand angle solide et de recouvrir les champs de vue de deux modules optiques afin de les utiliser en coïncidences locales.

Le site sous-marin du télescope

C'est un plateau marin au large de La Seyne-sur-Mer¹¹ qui a été sélectionné par la collaboration afin d'y déployer le télescope. De coordonnées géographiques $42^\circ 50'N$, $6^\circ 10'E$, ce plateau a une profondeur de 2475 m et situe à environ 20 km des côtes françaises (cf. Fig. II.23).

¹¹ Dans le Var en France.

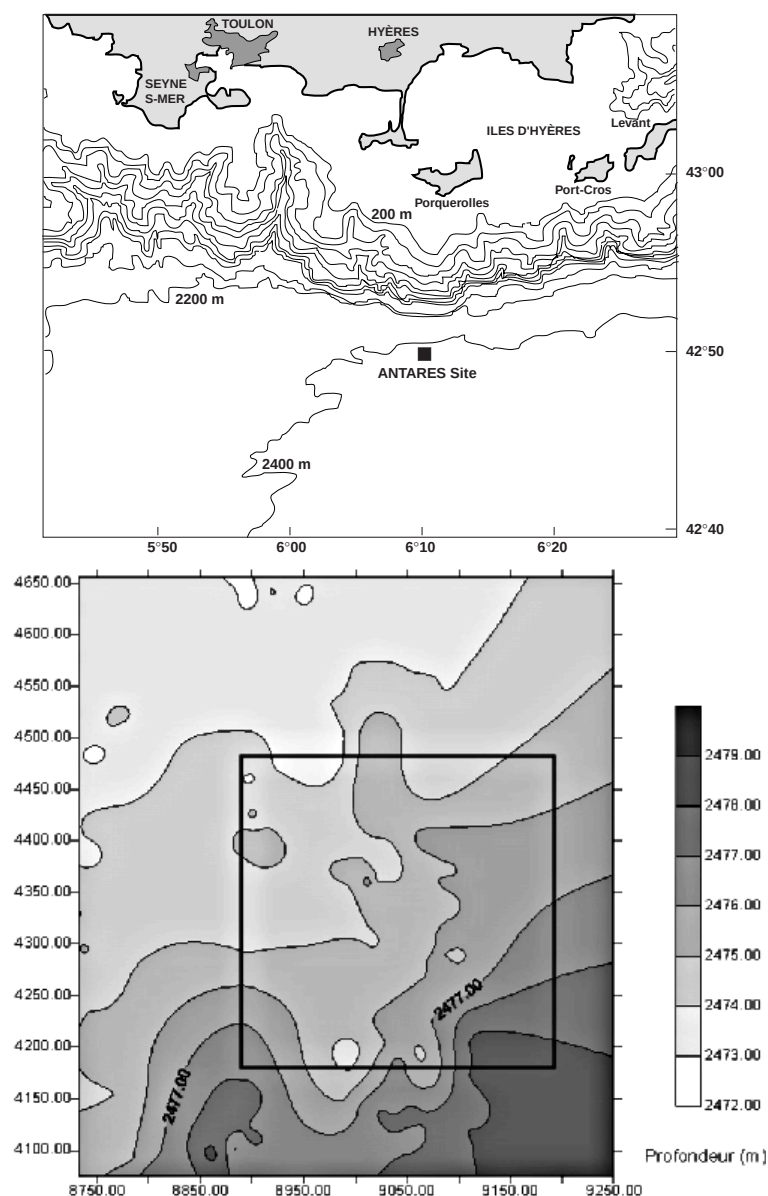


Fig. II.23 – En haut, carte géographique du site d'ANTARES. En bas, relevé bathymétrique du site.

Parmi les nombreux critères qui ont contribué au choix du site, la proximité des installations de l'IFREMER a été décisive. De plus, les infrastructures de FOSSELEV facilitent le déploiement du matériel et minimisent le temps de déplacement entre la côte et l'aplomb du détecteur.

Les opérations maritimes permettant de déployer le détecteur ne peuvent s'effectuer que si les conditions météorologiques répondent à des critères de beau temps pendant une durée de 3 jours : une hauteur de houle de moins de 1,5 m et une vitesse de vent inférieure à 25 nœuds (46 km/h).

Des mesures effectuées pendant quatre années aux abords du site, sur l'île de Porquerolles, montrent que ces exigences météorologiques sont remplies préférentiellement entre mai et septembre à un rythme de plus de 5 fois par mois.

Le fond marin devant accueillir les éléments du détecteur a été exploré et inspecté en 1998 par un submersible de l'IFREMER (cf. Fig. II.23). Les mesures bathymétriques effectuées sur une zone de 300 x 300 m indiquent un dénivelé d'environ 5 m (~ 1,7%) et l'absence d'anomalies

topologiques (épaves, roches, etc.). De plus, des carottages du sol durant l'expédition, ont révélé que le sol est constitué d'une couche solide adaptée à l'immersion des structures d'ANTARES.

Le déploiement du détecteur

Le déploiement des lignes en mer est une étape cruciale de l'expérience. La ligne est rangée sur le pont d'un bateau à positionnement dynamique qui permet de rester à un point déterminé sans dériver.

Le lest est mis à l'eau en premier, puis les étages sont sortis un à un de leur zone de stockage. La ligne est ainsi immergée étage par étage, en position verticale et en tension. Cette opération est surveillée depuis le bateau, mais aussi par des plongeurs en surface qui vérifient qu'aucun câble ne s'enroule. Une fois le haut de la ligne mis à l'eau, la descente de tout le dispositif est effectué à vitesse constante et maîtrisé par l'intermédiaire d'un câble de soutien déroulé depuis le bateau. La progression de la descente est surveillée grâce à un sonar qui permet de positionner la base de la ligne à 50 cm près. A l'arrivée, le câble de soutien est décroché par une commande acoustique.

Il ne reste plus que la connexion à la boîte de jonction à effectuer à l'aide d'un bathyscaphe ou d'un ROV. Durant les dernières années, c'est le *Nautilus*, un des sous-marins de l'IFREMER plus connu pour être intervenu dans les fouilles du *Titanic*, qui a été utilisé. Ce module sous-marin s'empare alors d'un touret qui a été largué à proximité du site et à l'intérieur duquel est enroulé le câble à connecter. Le câble est relié d'un côté à la prise équipant le lest et de l'autre à la boîte de jonction (cf. Fig. II.24).

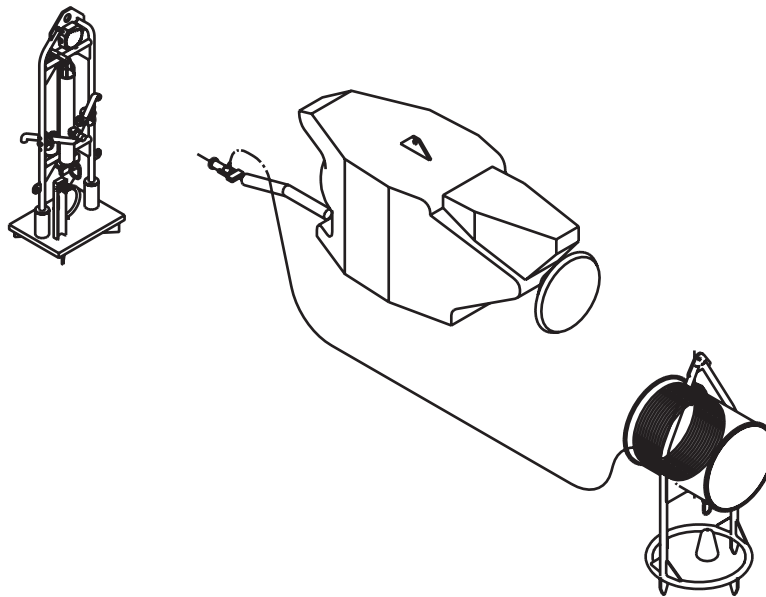


Fig. II.24 – Principe de connexion sous-marine d'une ligne de détection au réseau. Le sous-marin habité ou le ROV vient dérouler le câble et branche le connecteur qui le termine sur le lest de la ligne déployé auparavant. L'autre extrémité du câble est ensuite connecté à la boîte de jonction qui est reliée par un câble électro-optique à la côte.

S'il est nécessaire de remonter une ligne, un ordre acoustique de largage est envoyée ayant pour effet de décrocher la ligne de son lest. La ligne remonte jusqu'en surface où elle pourra être récupérée selon la méthode inverse à son déploiement.



Fig. II.25 – Quelques photos de la mise en place du détecteur. En haut, enfouissement sur la plage des Sablettes à La Seyne-sur-Mer du câble électro-optique reliant le détecteur à la côte (10/11/01). Au milieu, Mise à l'eau de la boîte de jonction (9/12/02). En bas, photographie d'un secteur prototype qui fut ensuite immergé et testé dans les conditions réelles (04/11/02).

II.3.3 Le traitement du signal

Afin d'assurer la qualité des données transmises par le détecteur à la station de contrôle 40 km plus loin, les signaux sortant des phototubes sont numérisés avant d'être envoyés à terre. Un microprocesseur a été spécialement développé au CEA à Saclay afin d'effectuer ce travail et optimiser le transfert des données.

La plus grande partie des signaux collectés (plus de 98%) correspondent à une charge d'un photoélectron (pe) qui correspond à un seul photon ayant arraché un électron au niveau de la photocathode du photomultiplicateur. Ces signaux ont tous les mêmes caractéristiques et il n'est donc pas nécessaire de stocker toutes les informations relatives à la forme du signal. Seuls l'amplitude et le temps sont conservés et rapatriés à la station de contrôle.

Le temps de l'impulsion est défini par le passage du signal au dessus d'un seuil ($\sim 1/4$ pe) et l'amplitude par une intégration de la charge pendant 33 ns (8 ns avant le passage du seuil et 25 ns après).

Si toutefois les signaux de type *1 photoélectron* sont traités par un mode dédié permettant d'économiser la bande passante et les temps morts de lecture, un autre mode de numérisation des données permet de collecter des signaux plus complexes et plus rares. Ce genre de signal advient lorsque plusieurs photons arrivent quasi-simultanément sur le phototube produisant des impulsions superposées.

Dans ce cas précis, afin de conserver sa forme complexe, le signal est échantillonné à une fréquence pouvant varier de 0,3 à 1 GHz par 128 cellules de mémoires puis est transmis à la côte pour une analyse complète.

Le temps mort induit par ce genre de traitement étant de 2 μ s (contre 300 ns pour le mode simple), un deuxième système d'acquisition est installé dans chaque module optique afin de prendre le relais lorsque le premier est occupé.

Le choix de traiter une impulsion donnée par l'un ou l'autre des deux modes est effectué par un discriminateur de forme d'impulsion. Le signal analogique du phototube est comparé à un gabarit standard qui correspond à un signal type de 1 photoélectron (temps d'impulsion inférieur à 20 ns et une amplitude de moins de 2,5 pe). Si le signal est compatible avec le modèle, le mode simple se déclenche, sinon c'est le mode complexe qui prend le relais (cf. Fig. II.26).

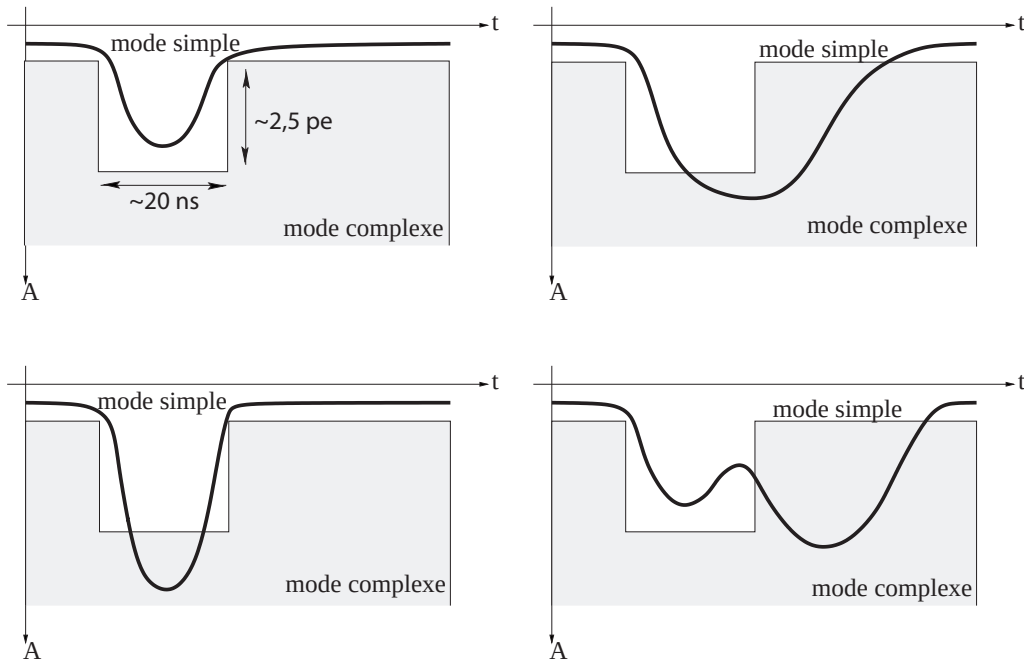


Fig. II.26 – Fonctionnement de la discrimination entre les évènements déclenchant le mode simple et le mode complexe. La forme du signal est représentée par la courbe en noir et le gabarit en temps et en amplitude par la zone en gris.

Le temps d'arrivée des impulsions est obtenu à partir de l'horloge générale du détecteur qui a une fréquence de 20 MHz. Entre deux périodes de l'horloge, un condensateur se charge linéairement en fonction du temps. Lorsque le seuil d'acquisition est déclenché, il suffit, connaissant la pente de charge du condensateur, de mesurer sa charge pour affiner la mesure temporelle et d'avoir ainsi une résolution inférieure à 0,5 ns (cf. Fig. II.27).

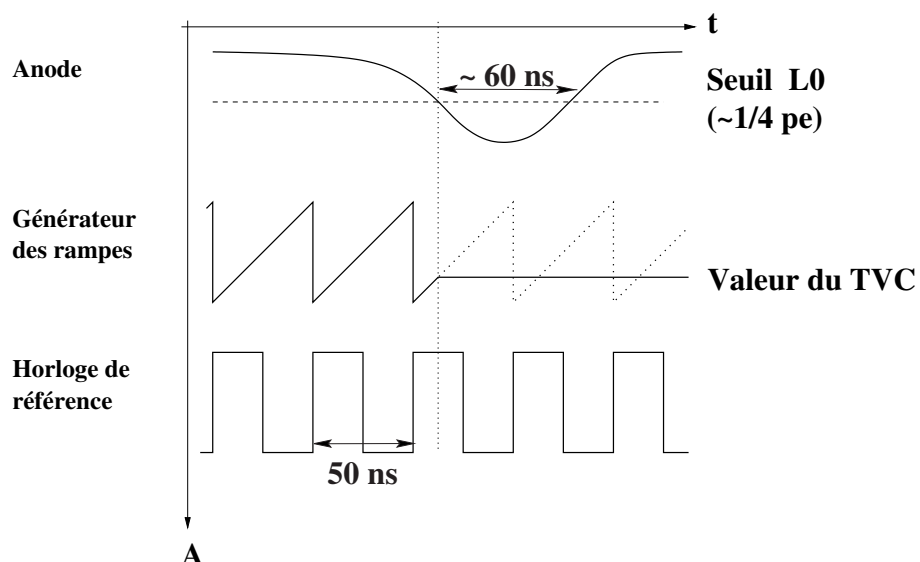


Fig. II.27 – Principe d'utilisation d'un TVC pour la détermination du temps d'arrivée d'une impulsion.

Le suivi du positionnement

Les lignes étant souples, leur position n'est pas fixe et elles se meuvent au gré du courant (cf. Fig. II.28). Le positionnement des différents éléments du détecteur est effectué en utilisant des hydrophones, des inclinomètres et des compas.

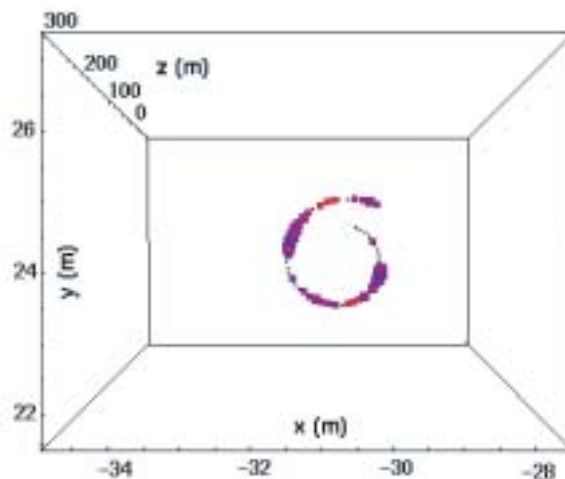


Fig. II.28 – Vue de dessus d'une simulation d'une ligne d'environ 300 m de hauteur de distordant dans un courant de 20 cm/s.

La surface des photocathodes étant de l'ordre de la dizaine de centimètres, il est donc nécessaire de connaître la position des modules optiques au moins à 10 cm près.

Les modules optiques sont repérés relativement sur la ligne à l'aide du compas et de l'inclinomètre qui équipent chaque étage. Le premier mesure le champ magnétique terrestre dans les 3 directions tandis que le second repère l'inclinaison du module selon le plan horizontal.

De plus, les 5 secteurs composant une ligne sont équipés d'hydrophones qui reçoivent les signaux acoustiques émis par les 3 balises disposées au sol. Les mesures des différents temps de transit entre émetteurs et récepteurs acoustiques permettent – par triangulation – de connaître le positionnement de chaque hydrophone avec une précision de l'ordre de 3 cm.

Ces techniques ont été testées lors du déploiement de la ligne test de 1999, et ont montré que la précision de 10 cm sur les modules optiques était atteinte.

Le positionnement et l'orientation absolus du détecteur se fera soit par l'observation d'une source de gamma connue qui produirait également des neutrinos comme la nébuleuse du Crabe, ou en quelques années d'acquisition en observant l'ombre de la Lune [76]. Une méthode consistant à observer les côtes sous-marines à l'aide du bruit de fond atmosphérique est en cours de développement et permettrait d'orienter le détecteur par rapport aux axes terrestres.

II.3.4 L'environnement

A ces caractéristiques purement géographiques et topographiques viennent s'ajouter les différentes campagnes de mesures effectuées sur le site par la collaboration. Plus d'une vingtaine de sorties ont permis de recueillir un grand nombre de données liées aux propriétés du site et d'observer ainsi les variations saisonnières. La salinité et la température du site sont

des paramètres influant sur la vitesse de propagation du son dans l'eau et donc sur la mesure de positionnement acoustique de l'expérience. Ces deux paramètres ont été mesurés sur de longues périodes et tendent à être très stables (38,44 g de sel par kg d'eau ; 13,2°). Bien qu'aucune fluctuation n'ait été observée, l'expérience inclut toutefois une mesure continue de ces paramètres capitaux.

Les lignes flexibles du détecteur sont soumises aux contraintes du courant et sont conçues pour résister à une vitesse de 30 cm/s, ce qui est supérieur à la vitesse maximale enregistrée sur le site qui est de 20 cm/s pour une valeur moyenne de 5,5 cm/s.

Ce courant est enregistré en temps réel tout au long de l'expérience (cf. figure Fig. II.29).

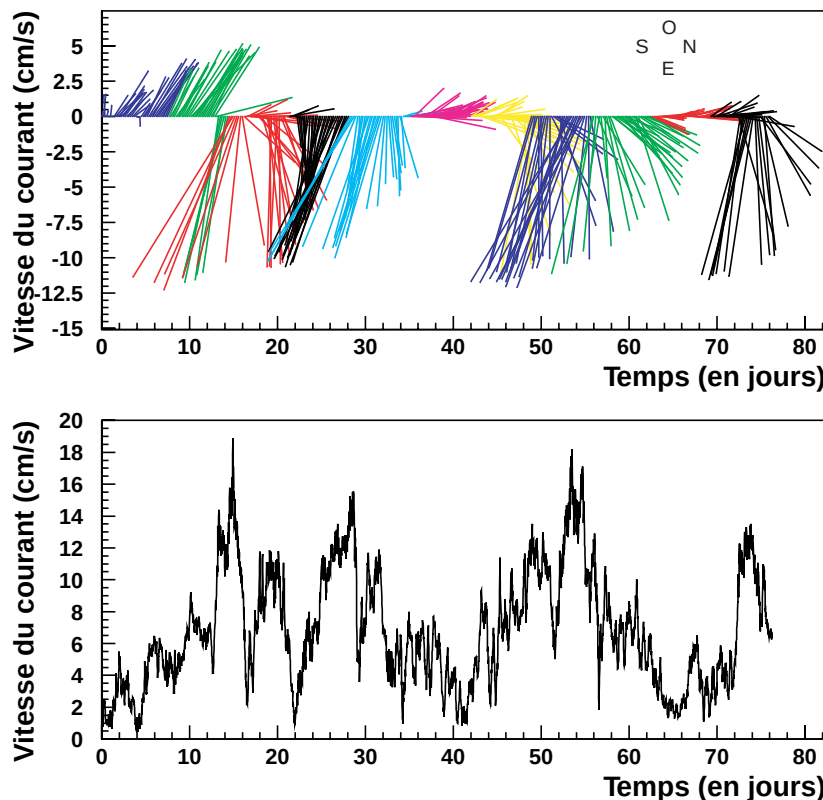


Fig. II.29 – Vitesse et orientation du courant enregistrés sur le site ANTARES pour une durée de 72 jours. Les différentes couleurs indiquent différentes semaines. La direction privilégiée du courant est Est-Ouest et la plus grande valeur enregistrée est de 20 cm/s.

Les propriétés optiques de l'eau

La connaissance des propriétés optiques du site ANTARES est indispensable au développement des algorithmes de reconstruction et aux estimations des performances du détecteur.

L'atténuation effective de la lumière Tcherenkov, qui est définie comme la distance au bout de laquelle l'intensité lumineuse transmise a diminué d'un facteur $1/e$, résulte d'une combinaison entre l'absorption et la diffusion.

$$\frac{1}{L_{att.eff.}} = \frac{1}{L_{abs}} + \frac{1}{L_{diff.eff.}} \quad (II.19)$$

Ces deux grandeurs ont été mesurées sur le site ANTARES par deux dispositifs expérimentaux différents. En décembre 1997 a été déployé un photomultiplicateur de 8 pouces et une source lumineuse d'intensité réglable Φ_{LED} , séparés par une distance ajustable D . La mesure de la longueur d'atténuation effective est obtenue en faisant varier l'intensité lumineuse de la source pour obtenir un signal d'intensité I_{PM} constante sur le phototube.

$$I_{PM} = \frac{\Phi_{LED}}{D^2} e^{\frac{-D}{L_{att.eff.}}} \quad (II.20)$$

Le résultat de cette mesure est : $L_{att.eff.} = 41 \pm 1(\text{stat.}) \pm 1(\text{syst.})$ m.

Un autre dispositif expérimental utilisé permet de mesurer séparément les longueurs de diffusion et d'absorption en utilisant une source lumineuse pulsée pour évaluer le temps de vol des photons à une distance de 24 m ou 44 m d'un photomultiplicateur.

La résolution expérimentale sur le temps d'arrivée des photons étant d'environ 4,5 ns, seuls les grands angles de diffusion induisant un retard suffisant peuvent être étudiés.

La distribution des temps d'arrivée des photons est illustrée sur la figure Fig. II.30.

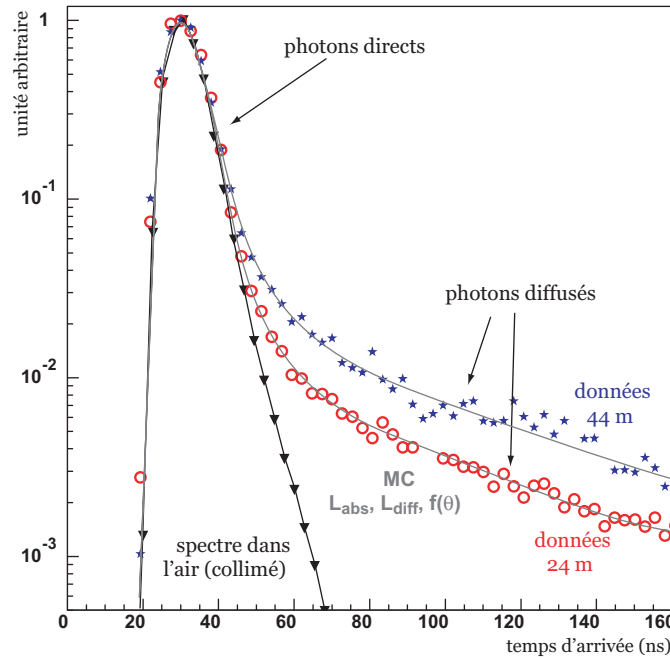


Fig. II.30 – Distributions des temps d'arrivée des photons dans les photomultiplicateurs normalisées à une même hauteur de pic et pour les deux distances de 24 et 44 m.

Le rapport d'amplitude des pics mesurés aux différentes distances dépend essentiellement de la longueur d'atténuation effective, alors que la forme des queues de distribution dépend de la longueur de diffusion. Un ajustement global permet de déterminer l'ensemble des paramètres.

Enfin, comme ces valeurs sont différentes pour différentes longueurs d'ondes, la mesure a été faite dans le bleu (466 nm) et dans l'ultraviolet (370 nm).

La comparaison entre les longueurs d'absorption (~ 55 m) et de diffusion (~ 220 m) moyennes respectivement montre que le facteur dominant l'atténuation sur le site d'ANTARES est clairement l'absorption.

Il a été montré que les propriétés optiques de l'eau sont constantes sur toute la hauteur d'une ligne, mais qu'elles subissent des variations (de l'ordre de 25% dans le bleu et 15% dans l'ultraviolet).

Bruit de fond optique

Le comportement et le taux du bruit de fond optique présent sur le site conditionnent aussi bien l'électronique associée aux modules optiques que la logique de déclenchement.

Le dispositif expérimental utilisé pour étudier ce bruit de fond est constitué d'une ligne équipée de phototubes de 8 pouces et a pris des données sur le site ANTARES à plusieurs reprises. Cette ligne a permis de mesurer sur une longue période le taux de comptage des photomultiplicateurs ainsi que ses corrélations avec la vitesse du courant et sa dépendance temporelle. Un exemple du taux de comptage mesuré sur un phototube est représenté sur la figure Fig. II.31. Deux composantes sont visibles, une ligne de base d'environ 40 kHz, et des pics pouvant atteindre plusieurs MHz.

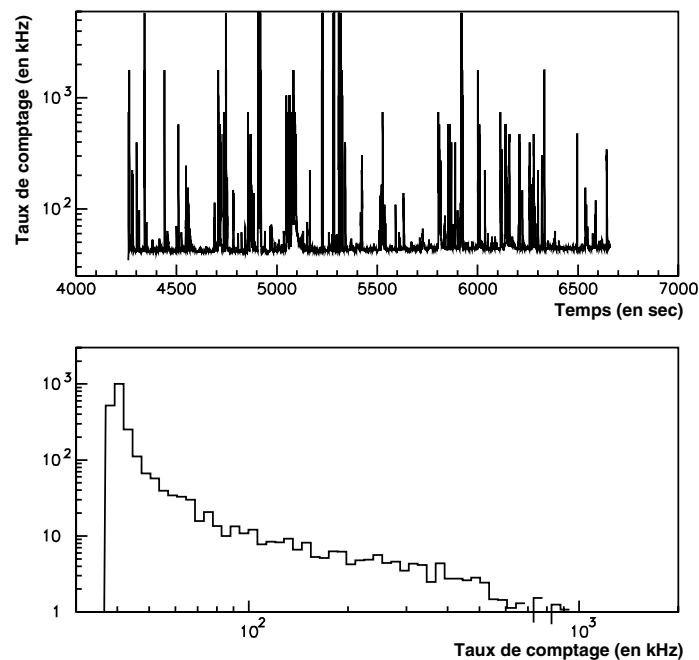


Fig. II.31 – Exemple de taux de comptage enregistré sur un phototube de 8 pouces. La figure du bas représente la distribution du taux de comptage.

Le taux de comptage de la ligne de base change simultanément sur tous les phototubes, même à 40 m de distance. Par contre, l'activité des pics qui est corrélée aux courants marins n'est généralement perçue simultanément que sur les phototubes proches (1,50 m) bien que des corrélations sur plusieurs étages aient parfois été observées.

L'une des composantes de la ligne de base est associée à l'émission Tcherenkov des électrons provenant de la désintégration β^- d'un isotope radioactif du potassium (^{40}K) présent dans l'eau de mer.



Son abondance isotopique est de 0,0118 % dans la nature et sa durée de vie de 1,3 milliards d'années. Il intervient à hauteur d'environ 30 kHz sur le taux de comptage.

La composante variable de la ligne de base ainsi que les pics sont attribués à une activité continue d'organismes vivants au fond de la mer.

Cette bioluminescence subit des variations saisonnières. Elle est également corrélée à la vitesse du courant, comme le montre la figure Fig. II.32. L'évolution de la ligne de base et du taux de pics s'explique par la stimulation d'organismes vivants qui viennent heurter le détecteur à cause du courant marin.

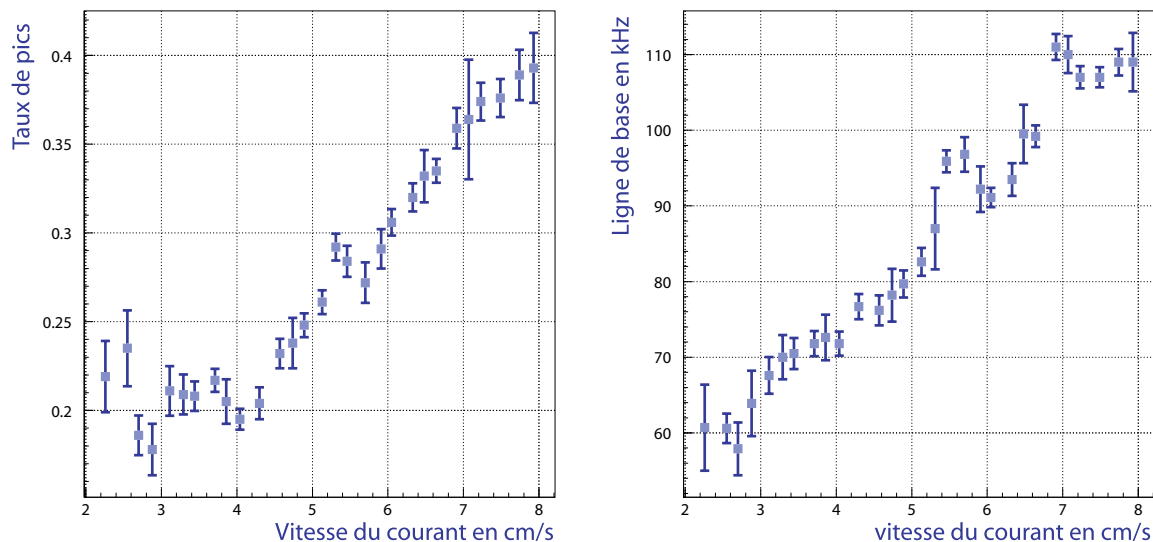


Fig. II.32 – Evolution du taux de comptage de la ligne de base (à gauche) et du taux de pics (à droite) observés sur les photomultiplicateurs en fonction de la vitesse du courant.

Au-dessus de 200 kHz, l'électronique commence à saturer, et une partie du détecteur devient aveugle. Le temps mort induit sur chaque photomultiplicateur est estimé comme inférieur à 5%. Ce temps mort est aléatoirement réparti sur l'ensemble du détecteur et peut être supprimé par une stratégie de déclenchement utilisant des coïncidences ou des coupures sur l'amplitude des signaux observés par les phototubes. En effet, en passant d'un seuil de 0,3 à 2 photoélectrons, le taux de comptage est diminué d'un facteur 100 tout en conservant la majeure partie du signal.

Bio-salissure

Pendant toute la durée de son immersion, la surface des modules optiques se recouvre de sédiments et de micro-organismes.

La sédimentation affecte préférentiellement l'hémisphère supérieur du module optique alors que les colonies de bactéries se développent sur toute la surface immergée. Le film biologique ainsi formé par un conglomérat de bactéries est normalement transparent, mais il forme une surface collante qui piège de petites particules de sédiments (de taille inférieure à 20 μm) qui, elles, diminuent la transmissibilité des sphères. L'importance de cette bio-salissure est liée à l'apport sédimentaire local et à la densité de bactéries, qui décroît avec la profondeur. L'immersion d'un dispositif expérimental, en 1997 et 1998, a permis de mesurer la transmissibilité des sphères ainsi que d'étudier la sédimentation et l'influence des bactéries [100].

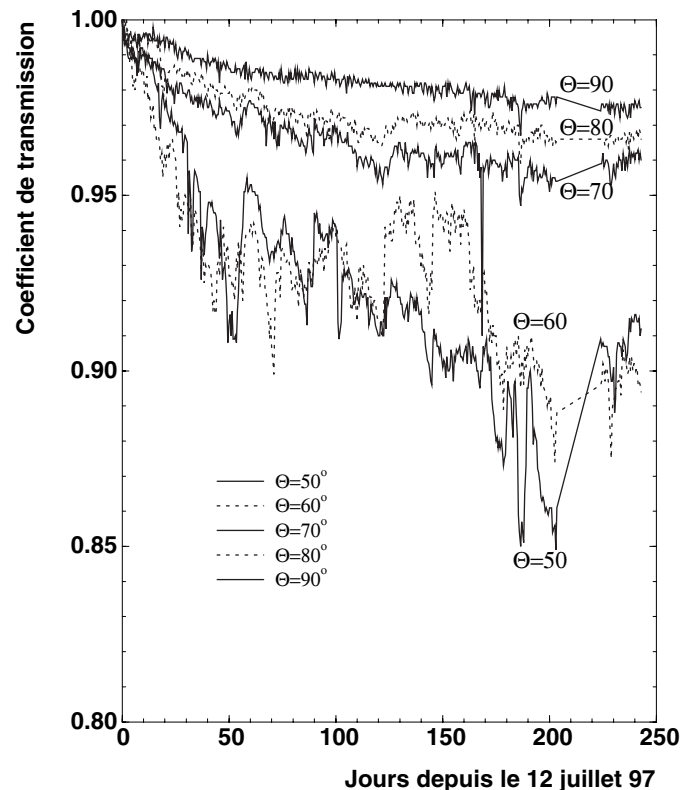


Fig. II.33 – Perte de transmissibilité des sphères pour des régions proches de l'horizontale sur une période de 8 mois. Les angles sont mesurés par rapport à la verticale orientée vers le haut.

La perte de transmissibilité des sphères après un an d'immersion est estimée à environ 2% à l'horizontale (cf. Fig. II.33). Les courants marins importants nettoient partiellement la surface des sphères des dépôts sédimentaires, ce qui explique les variations fortes de transmissibilité au cours du temps. Les modules optiques étant orientés à 45° vers le bas, cette valeur de perte de transmissibilité est une limite supérieure pour les sphères du détecteur décrites au paragraphe précédent.

Le taux de sédimentation varie de 19 $\text{mg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{j}^{-1}$ au mois d'août à 352 $\text{mg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{j}^{-1}$ au mois d'octobre. Ce qui peut s'expliquer par la présence en automne et en hiver d'évènements météorologiques forts : vent violent en provenance des côtes, rivières en crues, etc.

Les sédiments provenant du site d'Antares prélevés par le Nautile, ont une composition dominée par du matériau provenant du lit des rivières continentales. L'analyse de ces échantillons a permis de déterminer un taux de sédimentation moyen de 0,0052 $\text{cm}\cdot\text{an}^{-1}$.

II.4 Les autres projets

Le projet DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detection) [118] a été mené de 1976 à 1995. C'était le premier projet visant à construire un détecteur de neutrinos de haute énergie au fond d'un océan. Ce détecteur devait se trouver à 4800 mètres de fond au large de la grande île de Hawaï. Après de nombreuses études préliminaires, une ligne prototype verticale instrumentée et suspendue à un bateau a été utilisée pour démontrer la faisabilité d'un tel projet et mesurer le flux des rayons cosmiques à grande profondeur [119]. Une opération majeure eut lieu en décembre 1993 : une ligne de photodétecteurs, une ligne d'instrumentation et une boîte de jonction furent déployées et reliées à la côte par un câble. Malgré le succès du déploiement du câble, des courts-circuits empêchèrent rapidement (au bout de seulement 10 heures) toute communication avec les instruments. Cet incident témoigne de l'extrême difficulté technique que représente le déploiement d'un détecteur de particules dans de telles conditions et souligne l'importance d'une étroite collaboration avec les spécialistes des milieux marins.

En 1995, le Department of Energy annulait tout financement ultérieur ce qui signa la fin du projet.

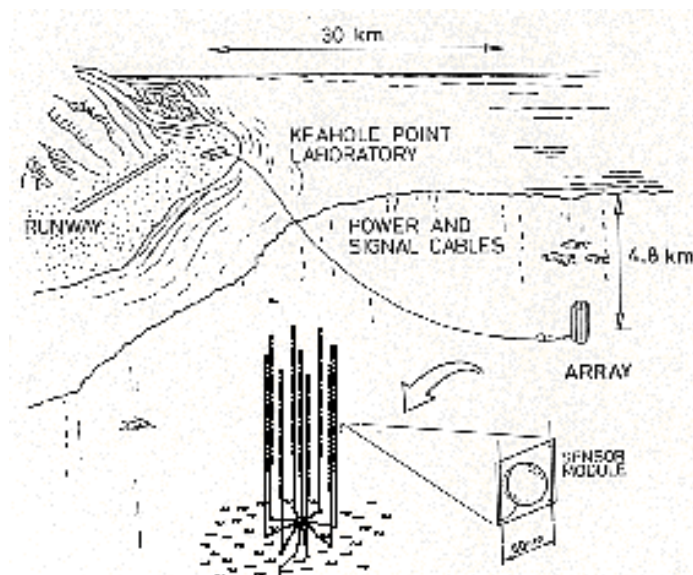


Schéma de DUMAND.

Depuis, outre ANTARES, deux télescopes à neutrinos sont en fonctionnement et trois autres sont en projets.

II.4.1 Les projets en cours

Baïkal

Situé dans le lac Baïkal en Sibérie, ce télescope à neutrinos a été le premier à fonctionner. Les opérations de déploiement et de maintien des lignes se font l'hiver pour profiter de la couche de glace du lac. Après plusieurs étapes de recherche et de développement (depuis 1980) puis de construction (depuis 1990), le télescope Baïkal est en fonctionnement avec environ 200 photomultiplicateurs répartis sur 8 lignes (cf. Fig. II.34).

Les projets d'extensions prévoient d'accroître considérablement son volume effectif de détection en ajoutant quelques lignes de granularité réduite mais permettant de détecter les gerbes issues des interactions sous le détecteur principal.

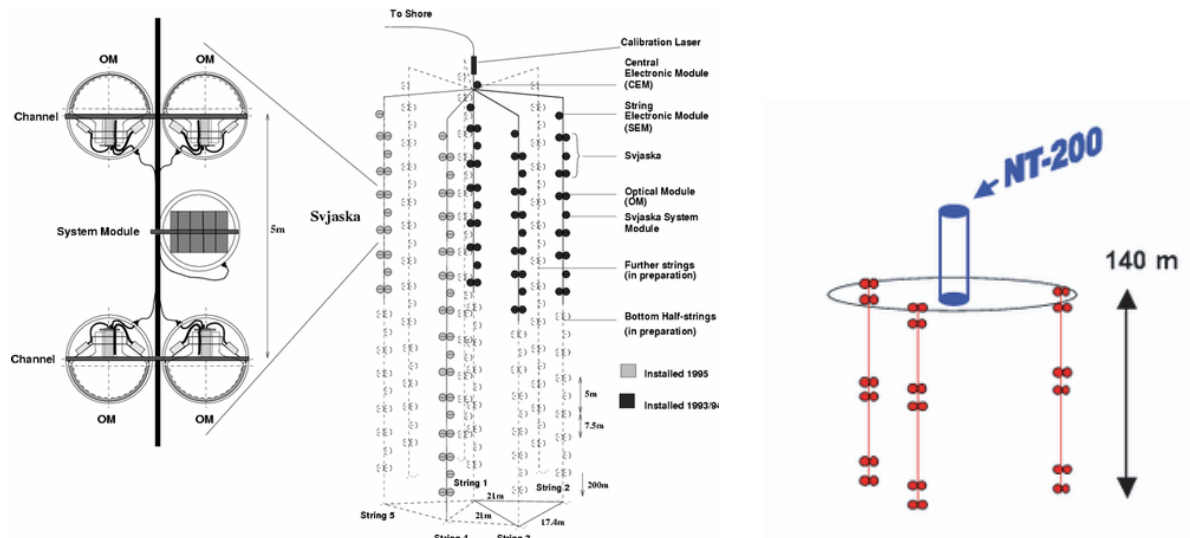


Fig. II.34 – La structure du détecteur actuel NT200 (à gauche) et un projet d'extension par ajout de lignes profondes (à droite).

Au cours de son fonctionnement, les neutrinos atmosphériques ont été détectés et des premières limites sur les flux diffus de neutrinos ont été posées.

Amanda

L'expérience AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) est située au Pôle-Sud [109]. Le milieu de détection est la glace de l'Antarctique qui a une épaisseur de 3 km. Elle a pour avantage d'avoir un très faible bruit de fond : pas de bioluminescence, pas de potassium 40. Le taux de comptage du bruit de fond est de ~ 1 kHz par phototube.

Les lignes sont déployées dans un trou, creusé par un jet d'eau chaude. Après la reformation de la glace, elles sont figées dans leur position. Les modules optiques sont protégés de la pression exercée par la glace par des sphères en verre. Ils contiennent des photomultiplicateurs de 8 pouces de diamètre.

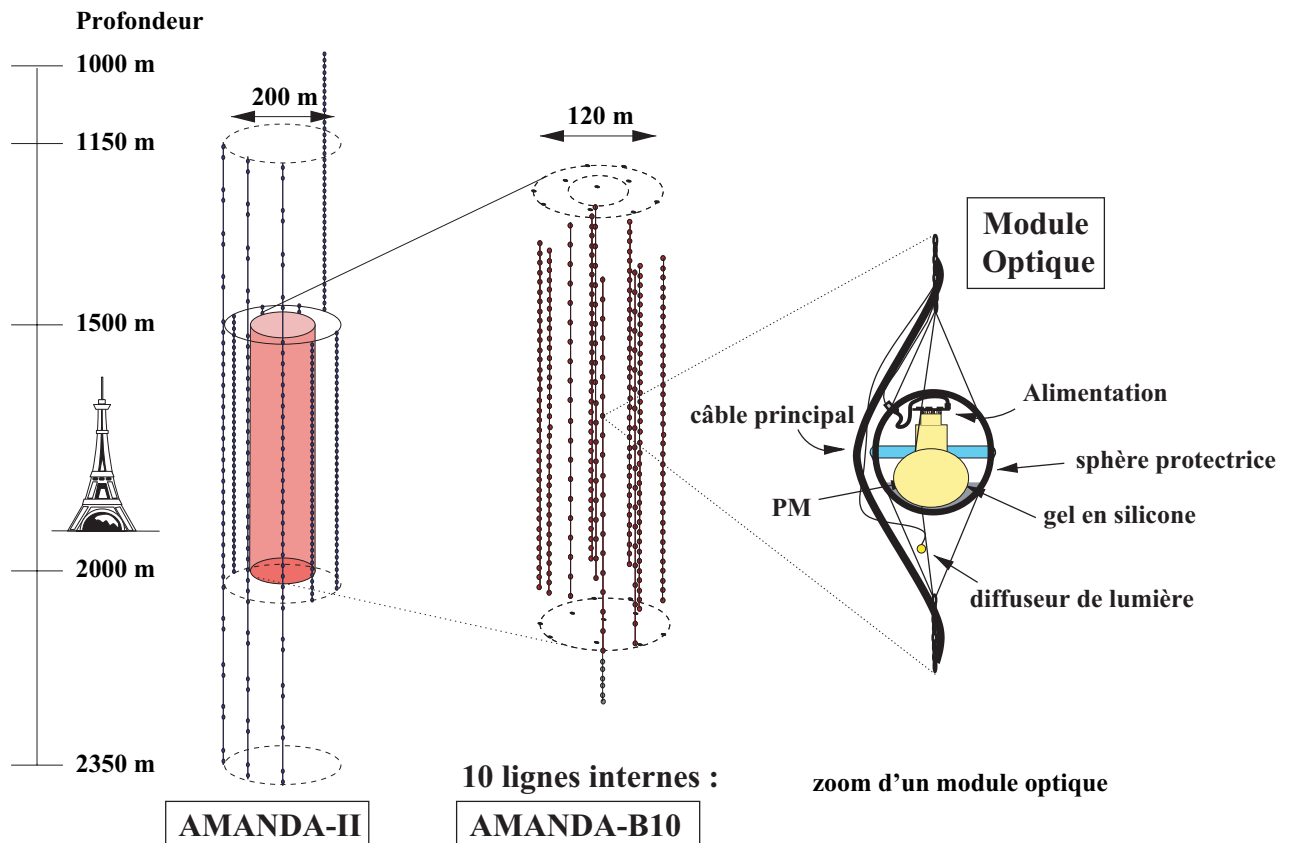


Fig. II.35 – Schéma des détecteurs AMANDA B10 et AMANDA II. La tour Eiffel est donné comme élément de comparaison avec la structure du détecteur.

De 1993 à 1994, le détecteur appelé AMANDA-A a été installé à une profondeur de 1000 m. A cette profondeur les propriétés optiques de la glace ne sont pas adaptées : la trop grande concentration de bulles d'air induit une large diffusion de la lumière rendant la reconstruction de traces de muons très difficile. Pour pallier ce problème, de 1995 à 1996, un nouveau détecteur a été installé à 2000 m de profondeur.

De 1996 à 1997, ce détecteur a été complété par de nouvelles lignes d'environ 500 m de haut. Cette nouvelle structure a été appelée Amanda-B10. Elle est constituée de 10 lignes comportant au total 302 modules optiques.

De 1997 à 1998, 3 autres lignes beaucoup plus longues (1200 m) ont été installées entre 1150 et 2350 m autour d'Amanda-B10 marquant le début de la construction du détecteur Amanda II.

Ce détecteur, dans sa configuration finale, est composé des 10 lignes originales entourées par 9 lignes de 1200 m, soit 676 modules optiques.

Son déploiement a été terminé en février 2000.

A la surface, deux expériences complémentaires ont été installées : un détecteur de gerbes atmosphériques SPASE (South Pole Air Shower Experiment) constituant un réseau de 30 stations séparées de 30 m et contenant chacune 4 scintillateurs de $0,2 \text{ m}^2$ et un télescope à imagerie gamma GASP (Gamma Astronomy South Pole). Toutes deux collaborent avec Amanda et permettent de vérifier les mesures des flux de muons descendants et la résolution angulaire du télescope (de l'ordre de 3°).

GASP était impliqué dans la première phase du détecteur SPASE en l'aidant à affiner la reconstruction de la direction du rayon cosmique primaire. En effet, son acceptation angulaire de $0,5^\circ$ permettait de très bien localiser le point d'interaction du rayon cosmique initiant une

gerbe atmosphérique. Les gerbes vues par GASP+SPASE et Amanda permettent ainsi l'alignement des photomultiplicateurs d'Amanda et assurent un étalonnage précis du pointage du télescope à neutrinos.

Les résultats publiés par Amanda établissent actuellement la limite la plus restrictive sur le flux de neutrinos de haute énergie. Malheureusement, la recherche de source ponctuelle reste difficile en raison du faible nombre d'événements attendu et de la mauvaise résolution angulaire. Pour cela, la prochaine étape de cette collaboration est de construire un détecteur de taille kilométrique appelé IceCube.

II.4.2 Les projets km3

Nemo

La collaboration Nemo projette la construction d'un télescope de taille kilométrique dans la Méditerranée [107].

Encore à l'état de projet, plusieurs sites ont été étudiés et le site situé à environ 70 km au Sud-Est de Capo Passero a été sélectionné. Sa profondeur est de 3350 m.

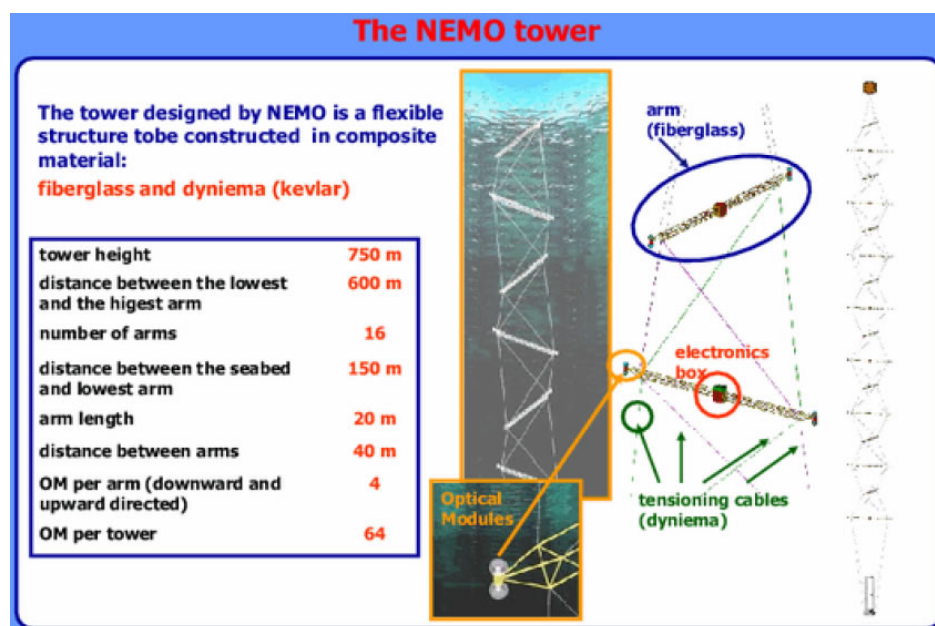


Fig. II.36 – Schéma de Nemo.

Une géométrie de détecteur a également été proposée ; les photomultiplicateurs sont fixés sur des bras rigides, reliés par des câbles pour former des tours de 750 mètres. Chaque bras porte quatre modules optiques, deux dirigés vers le haut et deux vers le bas. Le détecteur comportera à terme 64 tours de ce type, espacées de 200 mètres, soit au total 4096 photomultiplicateurs. Les simulations des performances du détecteur indiquent que la résolution angulaire pourrait être meilleure que $0,3^\circ$.

Nestor

Le projet Nestor prévoit de déployer un télescope à neutrinos kilométrique au large de la baie de Navarino, près de Pylos en Grèce [105]. Le site sélectionné a une profondeur de presque 4 000 mètres.

Le détecteur est constitué de six tours de 12 étages espacées de 30 m en étoile (de rayon 16 m) portant chacun 14 photomultiplicateurs orientés vers le haut et le bas.

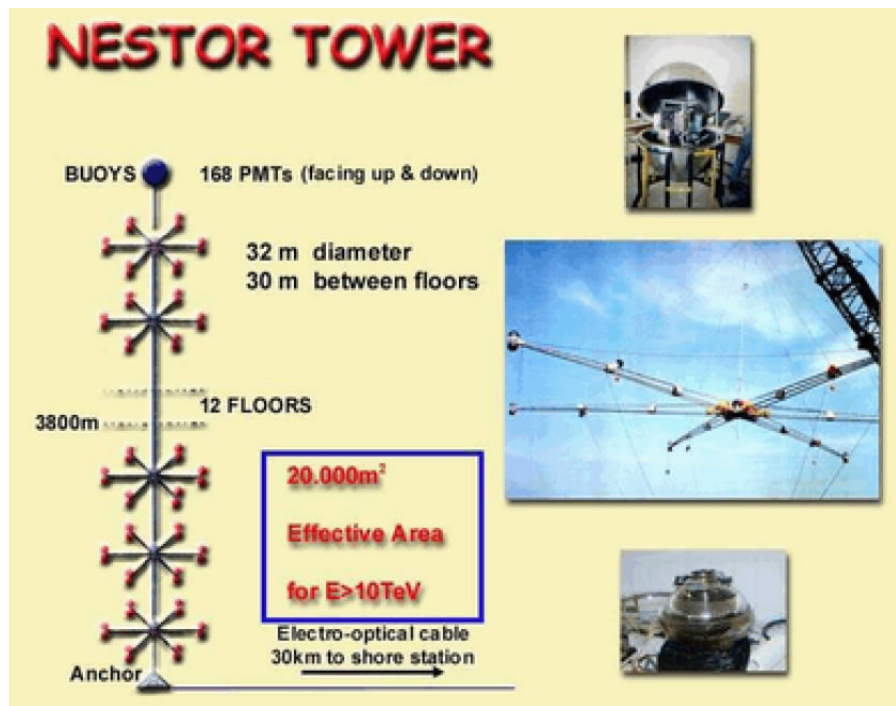


Fig. II.37 – Structure d'une tour Nestor.

En 2002, le câble principal de 28 km entre le site en mer et la station à terre a été posé. En mars 2003, un étage-étoile a été déployé et connecté via une boîte de jonction. Cette étoile comportait 12 photomultiplicateurs de 15 pouces aux extrémités des bras de l'étoile. L'électronique de lecture et de contrôle est logée dans une sphère en titane au centre de la structure.

Les mesures effectuées à l'aide de cet étage-étoile ont permis de mesurer le flux des muons atmosphériques à une profondeur de l'ordre de 3500 m (cf. Fig. II.15).

IceCube

IceCube est la prochaine étape de la collaboration Amanda qui construit le premier télescope à neutrinos de dimension kilométrique [106]. Le détecteur, positionné au Pôle Sud, sera composé de 80 lignes de 60 modules optiques chacune, pour un total de 4 800 photomultiplicateurs de 10 pouces. Les lignes seront espacées de 125 m et installées entre 1 500 m et 2 500 m de profondeur. Au dessus du télescope, un détecteur nommé IceTop servira de veto ainsi que de système d'étalonnage pour IceCube. L'agenda officiel prévoit le déploiement de 16 lignes par été austral, ce qui permet d'obtenir le détecteur au bout de cinq années. La première ligne a été mise en place en Janvier 2005.

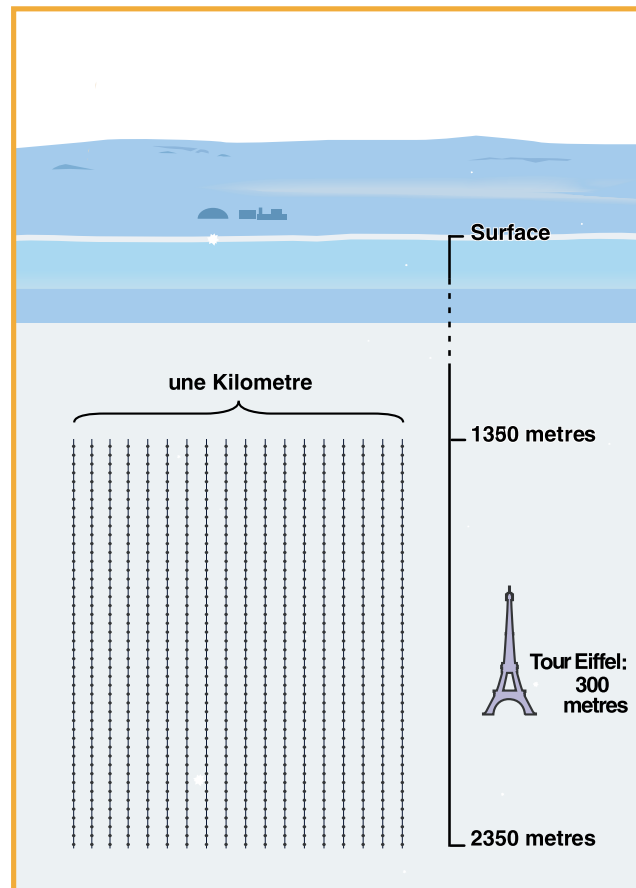


Fig. II.38 – Schéma du télescope Ice-Cube.

L'écart moyen attendu entre la direction du muon vrai et celle reconstruite sera d'environ $0,7^\circ$ malgré les qualités intrinsèques de la glace. Cette résolution angulaire devrait permettre de diminuer par un facteur quinze le taux de bruit de fond engendré par les neutrinos atmosphériques pour la recherche de sources ponctuelles par rapport à Amanda. Enfin, la résolution sur l'énergie reconstruite du muon devrait être de l'ordre d'un facteur deux au dessus de 1 TeV.

KM3NET

Si IceCube constituera le premier télescope de taille kilométrique au monde, il ne pourra de par sa position dans l'hémisphère Sud observer l'intégralité du ciel. Il est nécessaire de mettre en place un détecteur équivalent dans l'hémisphère Nord.

KM3NET [104] est un projet qui a débuté en 2002 et qui réunit des instituts de 8 pays européens (Chypre, Espagne, France, Allemagne, Grèce, Italie, Angleterre et Pays-Bas) comprenant entre autre 3 des 4 collaborations européennes de télescope à neutrinos : ANTARES, Nemo et Nestor. KM3NET a pour ambition d'unifier les efforts des différents instituts en vue de créer un seul projet européen de télescope à neutrinos de taille kilométrique.

En s'appuyant sur leurs expériences communes, les études tant du choix du site le plus approprié pour le déploiement que l'étude des caractéristiques techniques et géométriques du futur détecteur ont déjà débuté.

Le projet a été soumis en 2004 à la commission de financement des projets européens de recherche qui devrait valider le financement de la phase de R&D pour les trois prochaines années.

Le calendrier actuel espère obtenir un Technical Design Report pour 2008 et commencer le déploiement du détecteur en 2010.

	AMANDA	Baikal	ANTARES	NESTOR	NEMO
Situation Milieu Profondeur	• Pôle Sud • Glace • 2000 m	• Sibérie (lac Baïkal) • Eau douce • 1400 m	• 40 km de Toulon - France • Eau de mer • 2500 m	• 30 km de Pylos - Grèce • Eau de mer • 3800 m	• 80 km au sud de la Sicile • Eau de mer • 3350 m
Détecteur	• 667 PM, 19 lignes (AMANDA II)	• 8 lignes, 192 PM.	• 10 lignes souples de 30 étages de 3 PM (900 PM).	• Tour rigide de 12 étages de 14 PM.	• 64 tours avec des bras en quinconces. 4096 PM au total.
Avancement	• Prise de données de 1997 à 2001. • Données 1997 : 300 v atmosph. en 130 jours; limite sur les flux diffus.	• 234 jours de données en 97/98 (35 v atmosph.) • Limite sur le flux diffus de ν_e de haute énergie.	• Site choisi et étudié • « démonstrateur » fin 1999, détection de μ atmosphériques. • Câble déployé. • Prototype fin 2002. • Ligne 0 déployée en mars 2005.	• Câble déployé en 2002 • Etage étoile déployé et connecté à une boîte de jonction (2003)	• De nombreux sites étudiés au sud de l'Italie. Le choix semble être près de Capo Passero.
Performances	• Résolution $\approx 3^\circ$		• Résolution $\approx 0,4^\circ$ • Surface effective $\approx 0,05 \text{ km}^2$	• Surface effective $\approx 0,02 \text{ km}^2$	
Futur	• Icecube (financé): 80 lignes de 60 PM. La première ligne a été déployé en 2005.	• Incertain.	• 10 lignes fin 2004. • Poursuite vers un détecteur de 1 km^3.	• 1 étage en 2002, 1 tour en 2003.	• À terme, lancement d'un projet de 1 km^3 .
Avantages	• Milieu rigide, déploiement facilité. • Aucun bruit de fond environnemental.	• Déploiement facilité lorsque le lac est gelé.	• Couvre la majeure partie du ciel • Très peu de diffusion de la lumière.		
			• Excellente logistique (IFREMER).		• Excellente logistique (ENI consortium)
Inconvénients	• Beaucoup de diffusion de la lumière dans la glace (mauvaise résolution angulaire). • Maintenance seulement l'été. • Couvre seulement une partie du ciel. • Conditions climatiques.	• Maintenance seulement l'hiver (lac gelé). • Conditions climatiques. • Peu de logistique sur place. • Profondeur maximale de 1500 m. • Salissure des PM.	• Déploiement restreint aux périodes de mer calme. • Bruit de fond dû au ^{40}K et à la bioluminescence.		

Tab. II.1 – Comparatif des caractéristiques des télescopes en développement.

LA GALAXIE EN NEUTRINOS

III La Galaxie

Chaque analyse du ciel a apporté une vision différente de la Galaxie¹², tantôt mettant en exergue un mécanisme particulier (émission infrarouge par les poussières, interaction des rayons cosmiques sur la matière, etc.), tantôt conduisant à des observations inattendues.

Comme toutes les galaxies, la notre est un système complexe d'étoiles, de gaz et de poussières. Ces éléments baignent dans un milieu composé de champs magnétiques, de rayonnement lumineux s'étendant sur l'ensemble du spectre, et de particules cosmiques (neutres ou chargées) dont les énergies peuvent atteindre 10^{16} GeV. Les galaxies sont des structures à l'équilibre gravitationnel et leurs différents constituants interagissent en échangeant masse, quantité de mouvement et énergie.

Les noyaux cosmiques accélérés et confinés interagissent avec le milieu interstellaire et produisent de manière certaine durant leur parcours les neutrinos au delà du GeV qui sont étudiés dans cette thèse. L'étude de la Galaxie à l'aide d'un télescope à neutrinos permettrait d'observer les densités de matière interstellaire et de rayons cosmiques.

La Galaxie nous révélera peut-être des phénomènes inattendus comme cela est arrivé régulièrement avec d'autres observations ; et ce d'autant plus que, d'une part, les télescopes à neutrinos sont sensibles à un domaine d'énergie supérieur aux plus hautes observations photoniques et, d'autre part qu'aucune observation n'a encore jamais été faite avec ce nouveau messenger astrophysique.

Ce chapitre expose de manière synthétique les différentes visions de la Galaxie à travers le spectre électromagnétique, ainsi que sa géométrie et sa cartographie. Ses différents constituants interstellaires sont également décrits en détail qu'ils soient hadroniques, sous forme de nuage et de poussière, ou électromagnétiques, sous la forme de rayonnements et du champ magnétique.

Enfin, il est probable que le Soleil soit un point d'observation atypique ; ce voisinage local est présenté à la fin de ce chapitre.

III.1 Les vues de la Galaxie

L'observation du ciel à l'œil nu révèle des étoiles parsemées ainsi qu'une bande plus claire composée d'un grand nombre d'étoiles qui traverse la voûte céleste. Cette bande nommée *voie lactée* est notre galaxie vue de l'intérieur.

¹² Le G majuscule est utilisé pour différencier notre galaxie, la voie lactée, des autres.



Fig. III.1 – Vue du ciel depuis la Terre. La bande claire est la Voie Lactée, notre galaxie vue de l'intérieur.

Depuis plusieurs décennies, à l'aide de détecteurs embarqués sur des satellites ou au sol, l'astronomie a exploré notre Galaxie à travers tout le spectre électromagnétique. Les figures Fig. III.2 à Fig. III.9 présentent diverses cartes du ciel selon la longueur d'onde d'observation. Les photons qui nous parviennent et qui ont permis de dresser ces cartes galactiques sont produits par des mécanismes qui dominent plus ou moins à différentes énergies. Sans entrer dans les détails de ces mécanismes, dont certains seront expliqués dans les chapitres suivants, voilà donc un bref aperçu de la Galaxie.

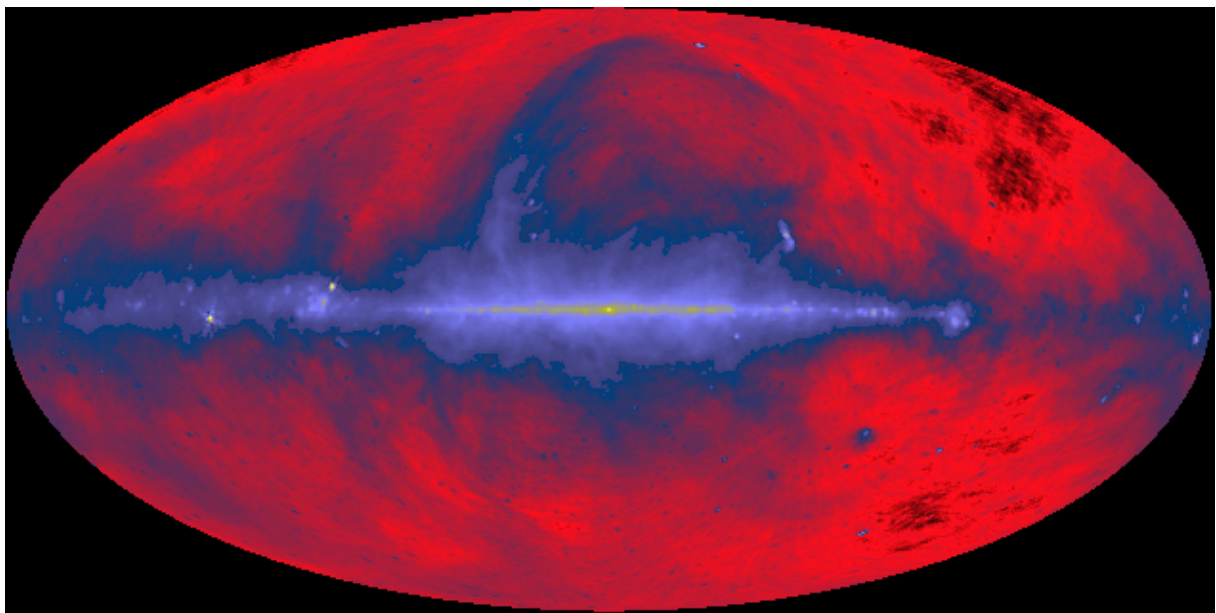


Fig. III.2 – Vue de la Galaxie en radio (408 MHz / 73,5 cm / $1,6 \cdot 10^{-6}$ eV).

L'observation du plan galactique aux fréquences radio, à 408 MHz est un continuum observé à l'aide de radio télescopes terrestres (Jodrell Bank I et IA, Bonn 100-mètres, et Parkes 64-mètres). A cette fréquence, une grande partie de l'émission provient du mouvement des électrons relativistes issus des restes de supernovæ dans le champ magnétique galactique [1].

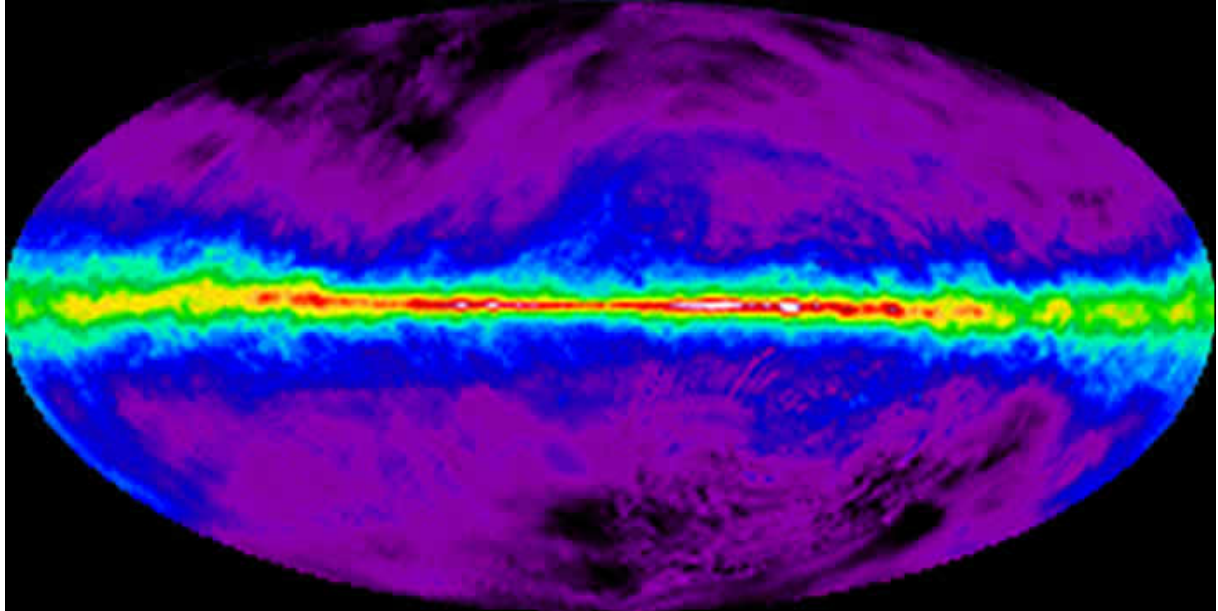


Fig. III.3 – Vue de la Galaxie en radio ($\sim 1,42$ GHz / 21,1 cm / $5,9 \cdot 10^{-6}$ eV).

A la longueur d'onde de 21 cm se trouve la transition de spin de l'électron de l'hydrogène (cf. paragraphe sur la matière interstellaire III.3.2). La différence d'énergie entre les deux états est extrêmement faible ce qui implique qu'un atome d'hydrogène peut attendre en moyenne un million d'années avant d'effectuer cette transition d'énergie. Les structures observées à cette fréquence par le radio télescope Dwingeloo 25-mètres sont dues à l'accumulation sur la ligne de visée de nuages galactiques d'hydrogène atomique [2][3].

L'intensité du continuum radio de 2,4 à 2,7 GHz est due à l'émission des électrons du gaz ionisé interstellaire. Les observations ont été faites sur les mêmes radios télescopes que pour l'observation à 408 MHz [4][5][6].

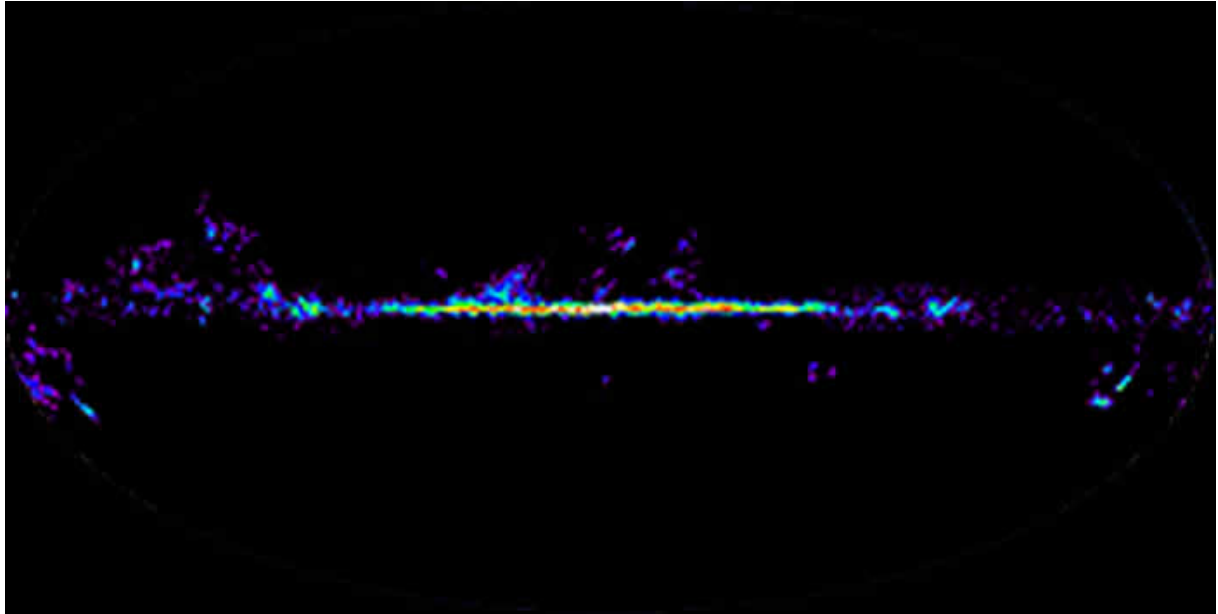


Fig. III.4 – Vue de la Galaxie en onde millimétrique (115 GHz / 2,6 mm / $4,7 \cdot 10^{-4}$ eV).

La Galaxie observée à une longueur d'onde millimétrique permet de détecter la raie de rotation du monoxyde de carbone, molécule qui permet d'estimer la densité des nuages d'hydrogène moléculaire où se forment les étoiles (cf. paragraphe sur l'hydrogène moléculaire III.3.2) [7].

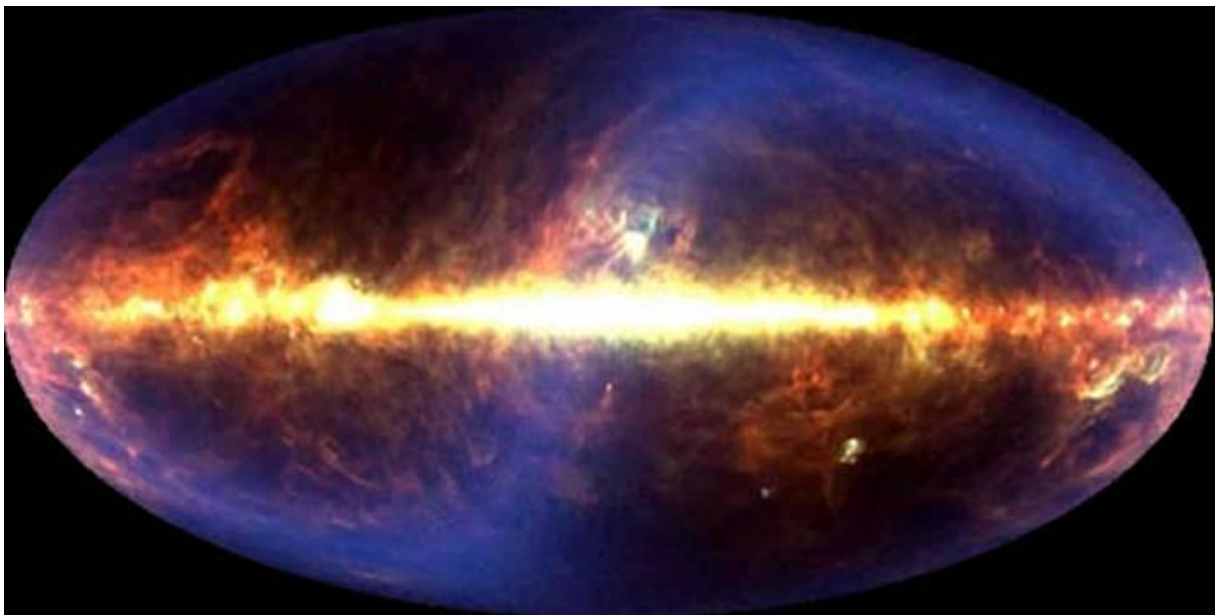


Fig. III.5 – Vue de la Galaxie en infrarouge ($3 \cdot 10^3$ à $25 \cdot 10^3$ GHz / 100 à $12 \mu\text{m}$ / 0,01 à 0,1 eV).

La vue en infrarouge est une image composite faite à l'aide du satellite IRAS dans les bandes 12, 60, et 100 microns. La majorité de cette émission est thermique, issue de l'échauffement des poussières interstellaires par la lumière des étoiles.

L'émission de 6,8 à 10,8 microns est supposée provenir des molécules complexes d'hydrocarbures aromatiques polycycliques présents au voisinage des étoiles jeunes et dans les nébuleuses planétaires [8].

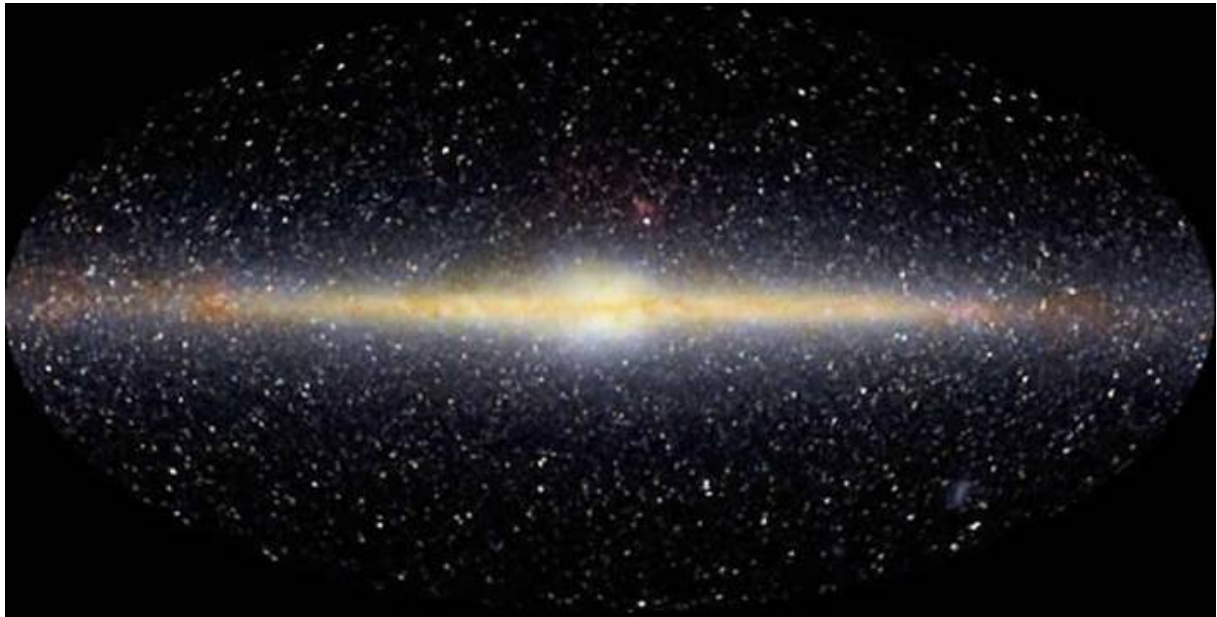


Fig. III.6 – Vue de la Galaxie en infrarouge proche (86.10^3 à 240.10^3 GHz / $1,25$ à $3,5$ μm / $0,35$ à 1 eV).

Le proche infrarouge ($1,25$ à $3,5$ microns) a été cartographié à l'aide de DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment) embarqué sur COBE (Cosmic Background Explorer). A cette énergie, l'émission provient essentiellement des étoiles situées dans le disque et dans le bulbe.



Fig. III.7 – Vue de la Galaxie en optique (460.10^3 GHz / $0,65$ μm / 2 eV – rouge).

Dans le domaine du visible (0,4 à 0,6 microns), la lumière est absorbée principalement par les nuages de poussière interstellaire. Ainsi, seules les étoiles proches du Soleil, quelques centaines de parsec, sont observables. Les zones rouges diffuses sont créées par les nuages de gaz éclairés par les étoiles et les zones obscures par la poussière absorbant le rayonnement. Les distributions de gaz et de poussière altérant la lumière visible correspondent aux distributions qui sont observées respectivement sur les vues en radio et en infrarouge.

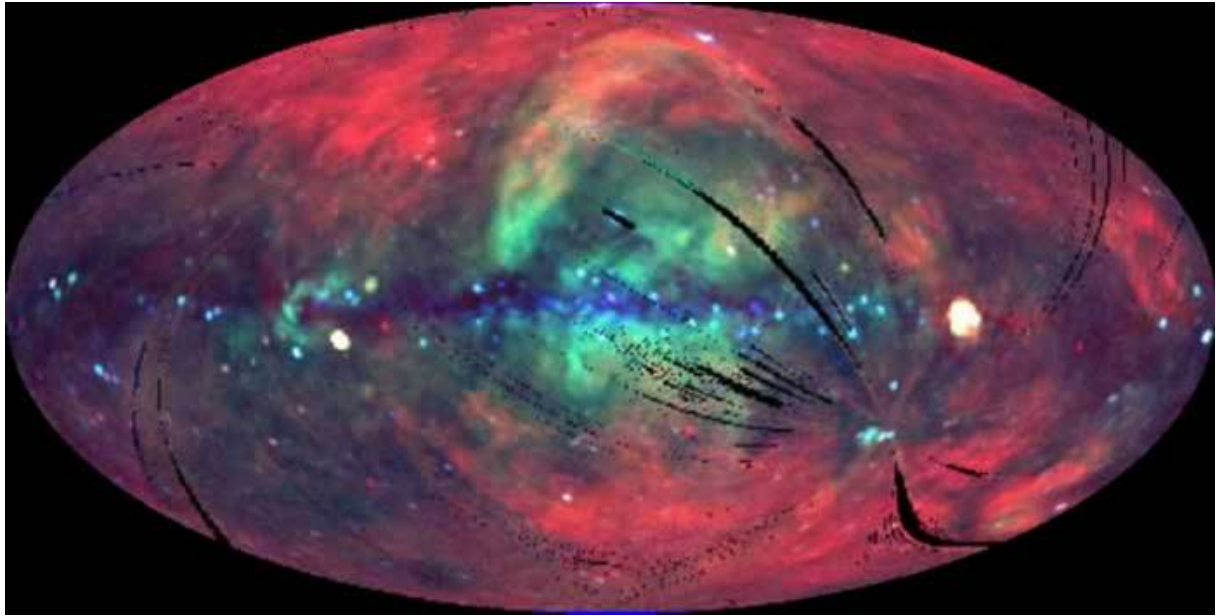


Fig. III.8 – Vue de la Galaxie en rayons X (60.10^6 à 360.10^6 GHz / 5 à 8,3 nm / 0,25 à 1,5 keV).

A plus haute énergie, aux alentours du keV, on trouve les mesures en rayons X faites par le PSPC (Position-Sensitive Proportional Counter) embarqué sur ROSAT (Röntgen Satellite) [9]. Dans la voie lactée, l'émission diffuse rayon X provient de gaz accélérés très chauds par rapport au milieu interstellaire moyen. Le milieu interstellaire absorbe les émissions X qui apparaissent comme des zones sombres sur l'image. Les différences de couleur sur l'image indiquent ainsi des variations soit d'absorption soit de température des régions sources. Quant aux zones noires, ce sont des zones de non observation par ROSAT.

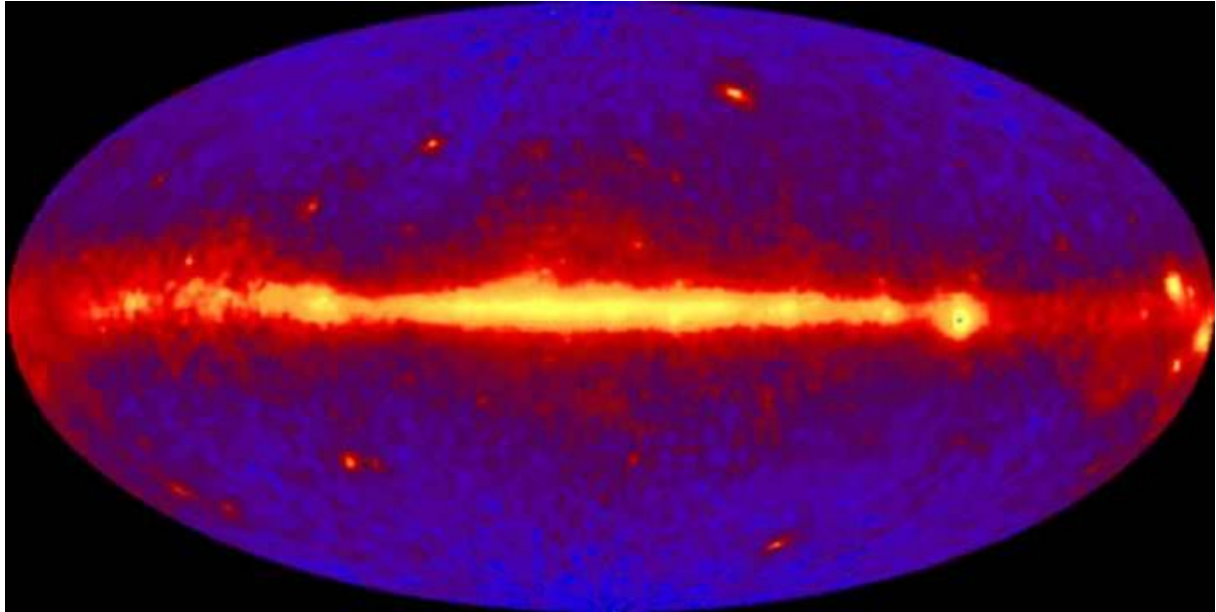


Fig. III.9 – Vue de la Galaxie en rayons gammas ($> 2,4 \cdot 10^{13}$ GHz / $< 12,5$ fm / > 100 MeV).

Enfin, les observations complètes de la Galaxie aux énergies les plus hautes se situent à la centaine de MeV et ont été faites par EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) embarqué sur CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) [10][11]. A cette énergie, les photons observés sont issus de la désintégration des pions neutres provenant de l'interaction d'un noyau cosmique avec la matière interstellaire, du bremsstrahlung de ces mêmes noyaux et de l'effet Compton inverse d'électrons relativistes interagissant avec les photons ambiants. Ce sont ces mécanismes qui vont être développés au chapitre IV car le premier de ces processus produit également des neutrinos.

III.2 Géométrie de la Galaxie

La position particulière du Soleil au sein même de la Galaxie est à la fois un inconvénient et un avantage à son étude. Les différents processus qui s'y déroulent sont plus facilement accessibles qu'en observant les galaxies lointaines. Toutefois, il est impossible contrairement aux autres galaxies d'en avoir une vision globale.

Notons de plus que l'exploration de presque un quart de la Galaxie au-delà du centre galactique est inobservable en photons. En effet, la densité de matière au centre est telle que la majorité de la lumière qui est émise au-delà est absorbée avant de nous atteindre. Contrairement aux photons, l'observation en neutrinos permettrait de voir la totalité de la galaxie en "transparence".

III.2.1 Généralités

La bande claire et diffuse nommée *voie lactée* qui sillonne la voûte céleste est en fait la partie la plus brillante de la Galaxie. Il s'agit d'un plan composé d'un disque d'étoiles en rotation. Son intensité est plus importante en direction de la constellation du Sagittaire où se trouve le centre de gravité de notre Galaxie.

Le rayon de ce disque¹³ est d'environ 25 kpc pour une épaisseur de l'ordre de 400 à 600 parsec (cf. Fig. III.10). Le plan n'est pas uniformément peuplé mais comporte au contraire une structure bien particulière sous forme de 4 bras spiraux qui s'enroulent autour du centre sous la forme d'une spirale logarithmique.

A 4 kpc du centre galactique se trouve un anneau où prennent naissance les bras spiraux. Une barre passant par le centre traverse cet anneau. Cette forme particulière de galaxie comportant des bras spiraux, un anneau et une barre centrale, est appelée galaxie spirale barrée.

A ce disque s'ajoute un système sphéroïdal peu aplati qui s'étend à plus de 30 kpc du centre galactique. Sa partie centrale, le bulbe, est très lumineuse sur un rayon d'environ 2 à 3 kpc, et ses parties externes peu brillantes forment le halo [12].

¹³ 1 parsec (pc) = $3,08 \cdot 10^{16}$ m = 3,26 années lumière

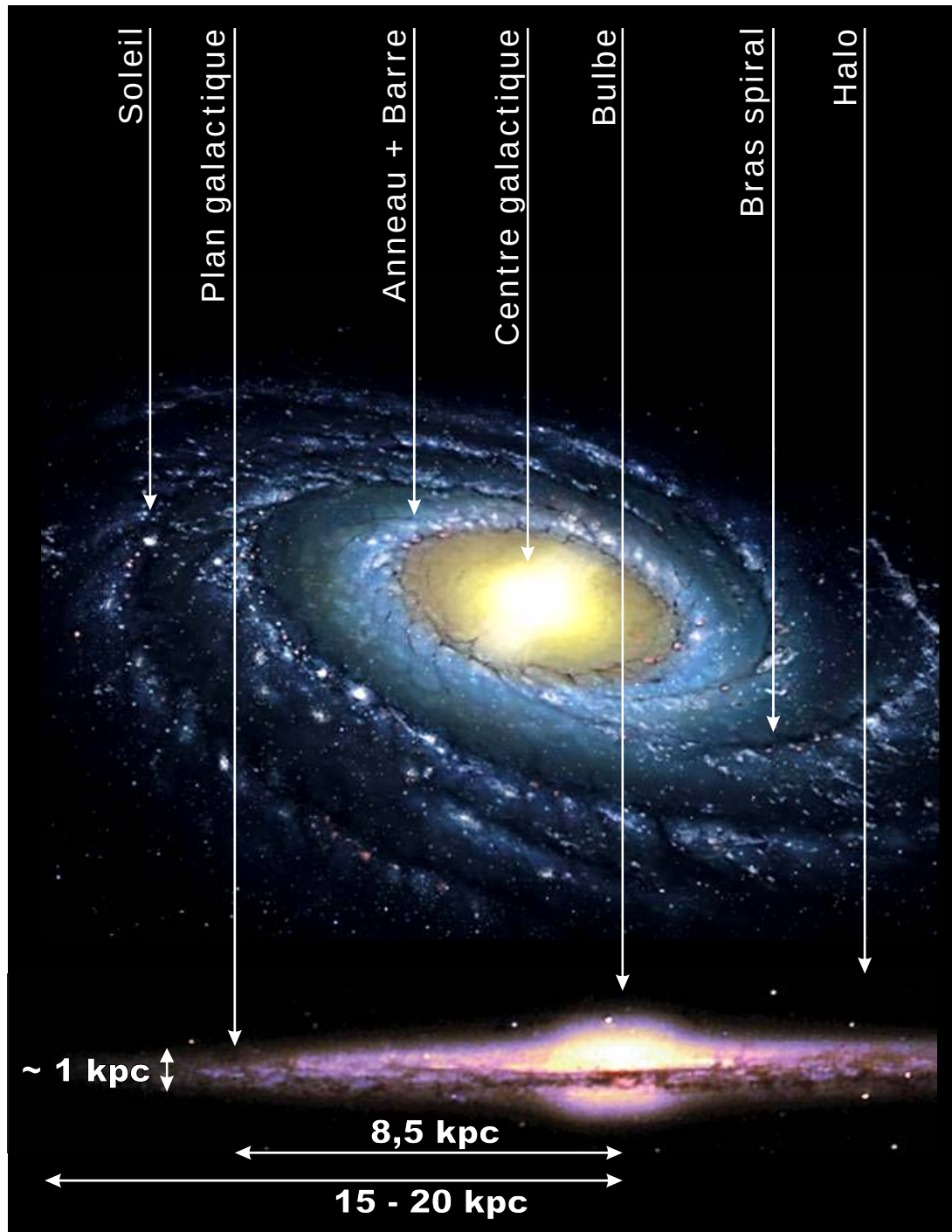


Fig. III.10 Vue d'artiste de la Galaxie.

La position du Soleil par rapport au centre galactique n'a pas toujours été bien connue. De nombreux paramètres astrophysiques en dépendent comme par exemple l'estimation des distributions de matière. Sa position $R_{\odot}$ est estimée de trois manières différentes [3] :

- soit directement via les observations des mouvement propre des nuages et des masers H_2O ou OH dans la Galaxie ;
- soit de manière indirecte en estimant le centre de masse des amas globulaires et de certaines étoiles réparties de manière homogènes dans la Galaxie, leur distance au Soleil étant mesurée directement par leur observation ;

– soit indirectement à l’aide de modèles de rotation de la Galaxie ou de fonction de luminosité des nébuleuses planétaires.

Le Soleil se trouve dans le plan galactique à environ 15 pc d’élévation [13] et à une distance de 8,5 kpc du centre [14].

A cette distance du centre, la période de révolution galactique du Soleil est d’environ 240 millions d’années.

III.2.2 Le halo

Le halo est un volume qui englobe la totalité du disque galactique et dont la dimension reste incertaine. La première indication de son existence dans les galaxies provient de l’observation d’émissions radios non thermiques dans la galaxie NGC 4631.

Le halo est un objet en perpétuelle interaction avec les mouvements du disque galactique. L’interface entre les deux fait appel à de nombreuses structures qui établissent un équilibre entre la pression de matière p_G (les mouvements cinétiques non thermiques du gaz), la pression de rayons cosmiques p_C et la pression du champ magnétique p_B définis comme suit :

1. $p_G = \frac{\rho}{3} \langle v^2 \rangle$, v^2 étant la vitesse quadratique moyenne.
2. $p_C = \frac{1}{3} u_C$, u_C étant la densité d’énergie des particules cosmiques.
3. $p_B = \frac{B^2}{8\pi}$, avec B l’intensité du champs magnétique.

Ces trois pressions sont de l’ordre de 10^{-12} dynes cm^{-2} , ce qui correspond à une densité d’énergie de l’ordre de 1 eV cm^{-3} .

Une superbulle est une zone de déplétion s’étendant sur plusieurs centaines de parsecs qui a été engendrée par l’explosion d’une supernova. A la limite de ces superbules, la matière formant la coquille est plus dense et plus chaude. Lorsque ce gaz chaud arrive à la frontière du disque galactique, il est éjecté vers le halo et s’éloigne pour former des nuages qui en se refroidissant retombent vers le disque ; ce type de structures est appelé *fontaines galactiques*. Quant aux *cheminées*, elles correspondent à des régions connexes de plusieurs superbules qui perforent le disque galactique (cf. Fig. III.11).

Le halo est en fait constitué de différentes contributions qui se superposent les unes aux autres : une contribution stellaire, de gaz, de rayons cosmiques, magnétique, de rayonnement gamma et même une contribution potentielle de matière noire. Le lien entre les différentes contributions n’est pas bien établi et leur extension spatiale difficilement mesurable.

Au chapitre IV, le terme *halo* sera utilisé pour définir la contribution qui est responsable du confinement des rayons cosmiques. L’activité stellaire crée un plasma qui entraîne avec lui la matière et les lignes de champ magnétique créant la zone étendue du confinement (cf. paragraphe III.3.5). Son extension implique qu’un certain nombre de mécanismes se produit dans une zone diffuse et étendue autour du disque.



Fig. III.11 – Les fontaines galactiques sont créées par les explosions de supernovæ qui éjectent de la matière chaude du disque galactique qui retombent, en se refroidissant, sous forme de nuage. Des cheminées résultent de l'accumulation de superbulles traversant le disque galactique.

Ce genre de structures rend la Galaxie fortement inhomogène à l'échelle de quelques centaines de parsecs. L'observation de la Galaxie est donc différente selon la densité de matière avoisinant le point d'observation. Le paragraphe III.4 décrit plus en détail l'environnement solaire et au paragraphe V.1 les implications que cela peut avoir sur l'interprétation des observations des rayons cosmiques sont discutées.

III.2.3 Les coordonnées célestes

Afin de repérer les objets célestes par rapport à la Terre ou à la Galaxie, deux catégories de coordonnées sont utilisées. La première utilise un repérage à trois dimensions qui s'apparente aux coordonnées cylindriques, le système galactocentrique, et la seconde est une projection du ciel observable depuis la Terre sur la voûte céleste.

Cette seconde catégorie est un repérage à deux dimensions analogue au système de coordonnées géographiques qui est utilisé sur terre. Dans ce repérage sphérique, les systèmes de coordonnées diffèrent sur l'utilisation du plan fondamental qui divise le ciel en deux hémisphères égaux le long d'un grand cercle.

Pour le système de coordonnées géographiques terrestres, le plan fondamental est l'équateur ; pour les coordonnées célestes, chaque système est nommé selon le plan fondamental qu'il utilise.

Le système de coordonnées équatoriales

Le système de coordonnées équatoriales est le système de coordonnées célestes le plus utilisé. C'est aussi celui qui est le plus semblable à notre système de coordonnées géographiques, puisqu'ils utilisent tous deux le même plan fondamental et les mêmes pôles. La projection de notre équateur sur la sphère céleste est appelée l'équateur céleste et la projection de nos pôles géographiques crée les pôles célestes Nord et Sud (cf. Fig. III.12).

La latitude du système équatorial est appelée déclinaison, δ . Celle-ci mesure l'angle d'un objet au-dessus ou au-dessous de l'équateur céleste et est donc positive ou négative. La longitude quant à elle s'appelle l'ascension droite, α . Elle mesure l'angle d'un objet à l'Est du point vernal (ce dernier étant défini par la position du Soleil sur la sphère céleste au moment de l'équinoxe du printemps là où l'équateur céleste et l'écliptique se croisent). Contrairement à la longitude, l'ascension droite est mesurée en heures, non en degrés, parce que la rotation apparente du système de coordonnées équatoriales est liée à l'heure sidérale et à l'angle horaire. Puisqu'une rotation complète du ciel prend 24 heures, une heure d'ascension droite est égale à 15 degrés.

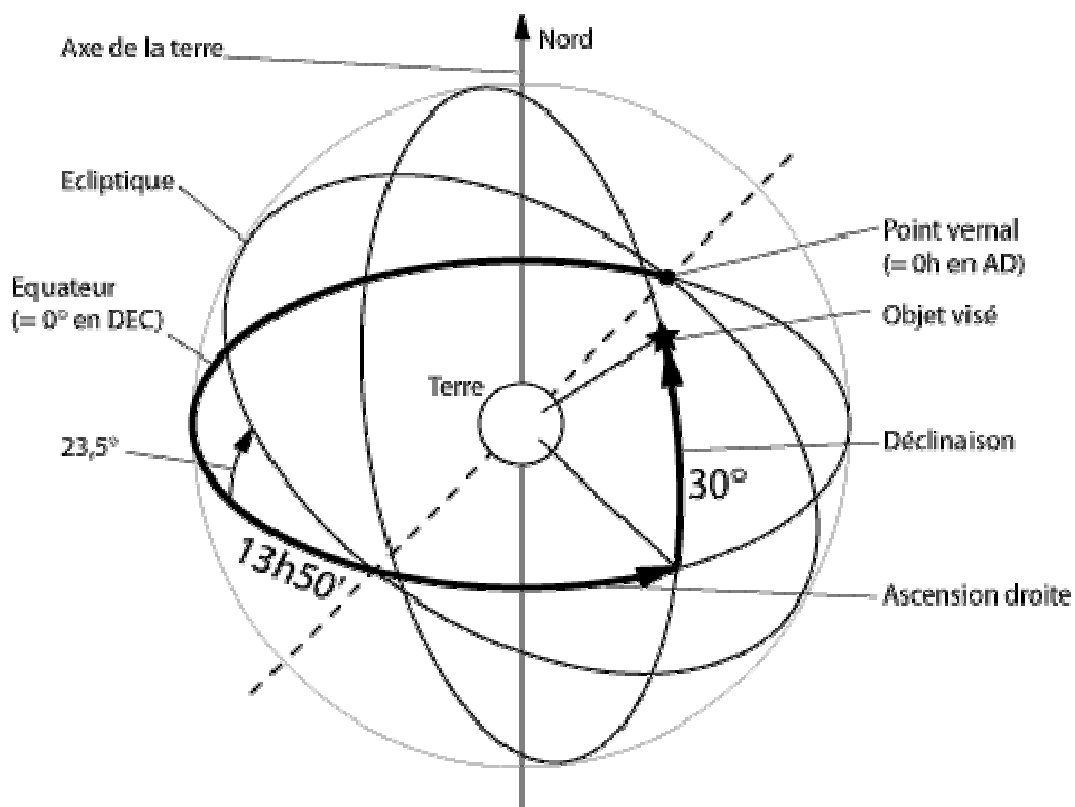


Fig. III.12 – Schéma du système de coordonnées équatorial (α, δ).

Le système de coordonnées galactiques

Le système de coordonnées galactiques utilise le plan parallèle au disque galactique passant par le centre galactique comme plan fondamental (cf. Fig. III.13). L'angle latitudinal est appelé la 'latitude galactique' b et l'angle longitudinal est appelé la 'longitude galactique' l .

La direction ($l = 0^\circ ; b = 0^\circ$) pointe vers le centre galactique alors que la direction opposée ($l = 180^\circ ; b = 0^\circ$) pointe vers ce qui est nommé l'*anticentre galactique*.

La longitude est la distance angulaire au centre galactique mesurée dans le sens inverse horaire. Une latitude galactique positive désigne une élévation au dessus du plan galactique alors qu'une latitude négative désigne la distance en dessous du plan galactique.

Par la suite c'est ce système de cartographie galactique qui sera utilisé.

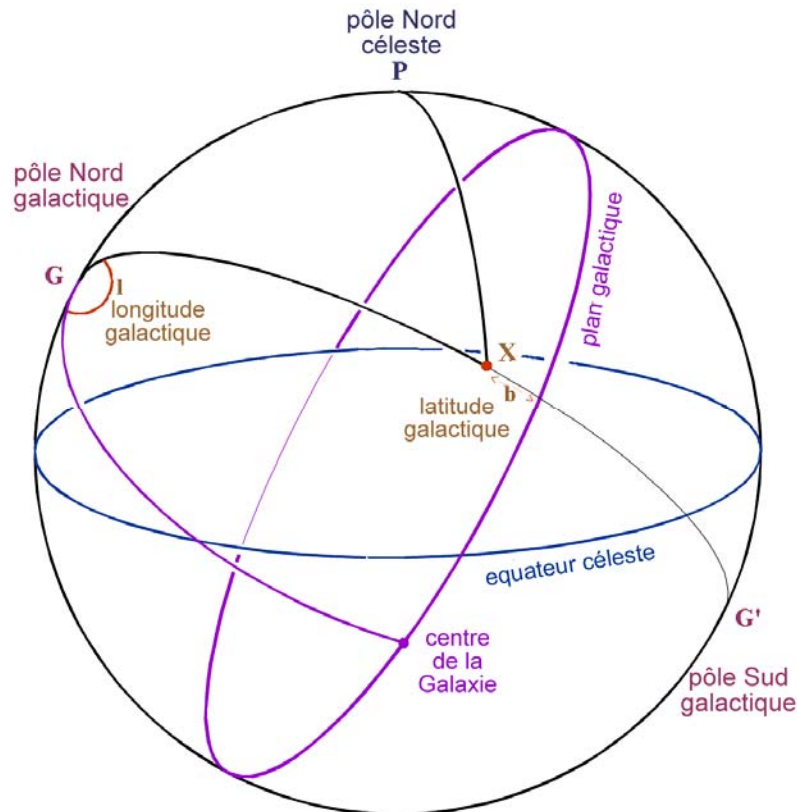


Fig. III.13 – Schéma du système de coordonnées galactiques (l, b) par rapport à l'équateur céleste.

Le système de coordonnées galactocentriques

Ce système de coordonnées diffère des deux précédents par son repérage tridimensionnel dans la Galaxie. Les coordonnées sont équivalentes à un système cylindrique (R, φ, z) ayant pour origine le centre galactique, pour axe z la normale au plan galactique et pour origine des angles la direction du Soleil au centre galactique.

Dans ces coordonnées le Soleil se trouve à une distance de $R_\odot = 8,5 \text{ kpc}$, un angle azimutal $\varphi_\odot = 180^\circ$ et une élévation de $z_\odot = 15 \text{ pc}$.

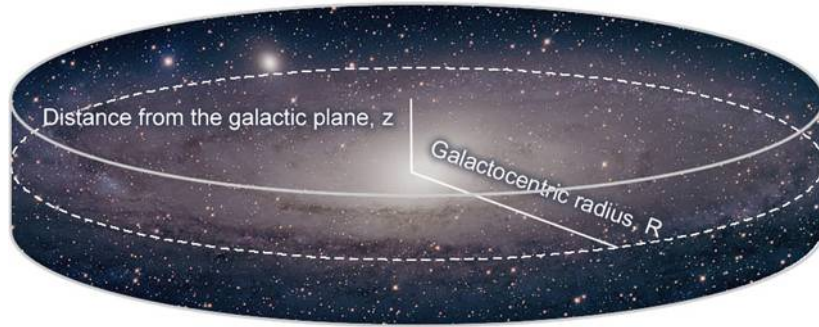


Fig. III.14 – Système de coordonnée galactocentrique (R, ϕ, z) .

Les relations entre ces deux systèmes de coordonnées sont les suivantes :

$$\begin{cases} R = \sqrt{R_{\odot}^2 + D^2 \cos^2(b) - 2R_{\odot}D \cos(b) \cos(l)} \\ \phi = \phi_{\odot} + \arcsin \left[\frac{D \cos(b) \sin(l)}{R} \right] \\ z = D \sin(b) \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

où D est la distance du Soleil au point considéré.

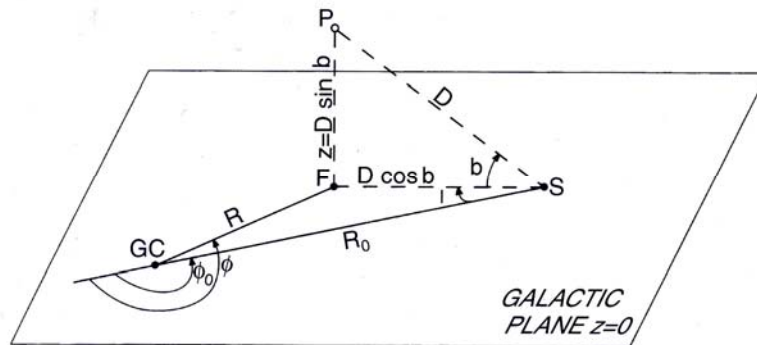


Fig. III.15 – Relation entre le système de coordonnées galactiques (l, b) et galactocentriques (R, ϕ, z) . GC est le centre galactique, S la position du Soleil, P le point considéré et F la projection de P sur la plan galactique.

III.3 Composition

La Galaxie est un ensemble en équilibre gravitationnel renfermant une grande quantité de matière distribuée en nuages de gaz, poussières, météorites, planètes, étoiles, etc.

En première approximation, la Galaxie peut être considérée comme un système fermé en ce qui concerne les échanges de matière avec l'extérieur. Bien que ces échanges existent, ils ne semblent pas effectuer de changement notable de masse à l'échelle de l'âge de la Galaxie (qui est de l'ordre de celle de l'Univers moins quelques millions d'années, soit environ 14 milliards d'années). Par contre il existe des échanges d'énergie avec l'extérieur sous forme

de rayonnement électromagnétique et de neutrinos. La puissance totale rayonnée¹⁴ est de l'ordre de $4 \cdot 10^{10} L_{\odot}$.

Notre Galaxie comporte une masse¹⁵ visible de $10^{11} M_{\odot}$.

Les étoiles se distribuent dans un milieu diffus, le milieu interstellaire, qui contient de la matière (sous forme d'ions, atomes et molécules), des particules chargées relativistes (les rayons cosmiques) et des champs électromagnétiques. Ces trois constituants principaux ont des pressions et une densité d'énergie comparables.

Les rayons cosmiques et les champs magnétiques influencent à la fois l'évolution et la distribution spatiale de la matière ordinaire, notamment en s'opposant à l'attraction gravitationnelle à laquelle elle est soumise. Réciproquement, le poids de la matière interstellaire confine ce qui est à l'origine des champs magnétiques et donc les rayons cosmiques dans la Galaxie ; de plus les turbulences entre matière et champs magnétiques sont responsables des inhomogénéités magnétiques qui contribuent à l'accélération des rayons cosmiques.

La pression magnétique, la pression des rayons cosmiques galactiques confinés par ce même champ magnétique et la pression cinétique de la matière interstellaire sont chacune de l'ordre de 10^{-13} pascals [15].

III.3.1 Les étoiles

La masse de la Galaxie provient essentiellement des 200 à 400 milliards d'étoiles qui la composent. Ces étoiles naissent et meurent contribuant à l'évolution de la Galaxie ; selon leur masse, certaines donnent des supernovæ laissant derrière elles des étoiles à neutrons qui peuvent être observées sous forme de pulsars.

Le Soleil est l'étoile la plus proche de la Terre ; sa lumière met environ 8 minutes à nous parvenir. La seconde étoile la plus proche est Proxima du Centaure qui est à 4 années lumière de nous.

La densité d'étoiles diminue radialement avec une concentration plus importante dans les bras spiraux. Le modèle classique de la Galaxie considère deux populations d'étoiles dispersées dans la Galaxie.

La population I contient les étoiles massives et jeunes principalement contenues dans le disque galactique. Leur rayonnement ultraviolet ionisant, les vents qu'elles émettent et leur explosion finale comme supernovæ altèrent particulièrement le milieu interstellaire. Le mouvement de ces étoiles correspond essentiellement à la rotation du disque. Leur métallicité (abondance des éléments lourds par rapport à l'hydrogène) est élevée.

La population II est animée d'un mouvement d'ensemble relativement lent, avec des trajectoires individuelles elliptiques très excentrées par rapport au disque galactique et distribuée dans tout le halo. Il s'agit d'une population vieille dont la métallicité est généralement faible (10 à 100 fois moins de carbone que le Soleil et encore moins de métaux).

¹⁴ $L_{\odot} = 1$ luminosité solaire = $3,85 \cdot 10^{26}$ W

¹⁵ $M_{\odot} = 1$ masse solaire = $1,99 \cdot 10^{30}$ kg

La différence physique entre ces deux types d'étoiles serait lié à leur environnement gazeux : les étoiles de type II sont dans des régions dénuées de gaz, ce qui rend impossible la formation de nouvelles étoiles.

Il existe de nombreuses étoiles intermédiaires entre ces deux populations d'étoiles principales.

Il existe une relation statistique entre l'âge et la métallicité des étoiles du disque qui reflète l'évolution chimique du disque. Le cycle milieu interstellaire $\rightarrow$ étoiles $\rightarrow$ milieu interstellaire $\rightarrow$ étoiles ... enrichit progressivement le milieu en éléments lourds synthétisés puis éjectés par les étoiles.

III.3.2 La matière interstellaire

La voie lactée n'est pas uniquement constituée d'étoiles. Elle abrite également des nuages de matière qui remplissent l'espace interstellaire et qui peuvent s'étendre sur plusieurs centaines de parsecs.

Cette matière interstellaire qui existe sous la forme de gaz (d'atomes, de molécules, d'ions et d'électrons) et de poussière (grains de matière solide) se manifeste principalement à travers l'obscurcissement, le rougissement et la polarisation de la lumière des étoiles observées depuis la Terre. Ce milieu est réchauffé par les étoiles avoisinantes ainsi que par les fréquentes explosions de supernovæ (environ 2,5 par siècle dans toute la Galaxie).

La distribution de ce gaz est relativement homogène à grande échelle ; il se concentre essentiellement dans le disque galactique et le long des bras spiraux. Mais à des échelles de l'ordre de quelques centaines de parsecs, il est inhomogène avec des structures complexes de cheminées, bulles, etc. qui contribuent aux échanges entre le disque galactique et le halo (cf. paragraphe III.2.2).

Le gaz composant la matière interstellaire existe sous trois formes : atomique, moléculaire et ionisé. Il est principalement constitué d'hydrogène et d'hélium et possède une densité moyenne de 1,4 fois la masse du proton par centimètre cube.

Au total, la matière interstellaire contribue à hauteur de 10 à 15% à la masse totale du disque galactique pour une occupation discrète sous forme de nuages de l'ordre de 1 à 2 % du volume interstellaire.

Les distributions de matière dans la Galaxie sont représentées sur la figure Fig. III.16 pour l'hydrogène atomique H_I , l'hydrogène moléculaire H_2 , et l'hydrogène ionisé H^+ . Les mesures près du centre galactique sont difficiles et souvent incertaines ; quant au pic aux alentours de 4 kpc, il correspond à l'anneau de notre Galaxie.

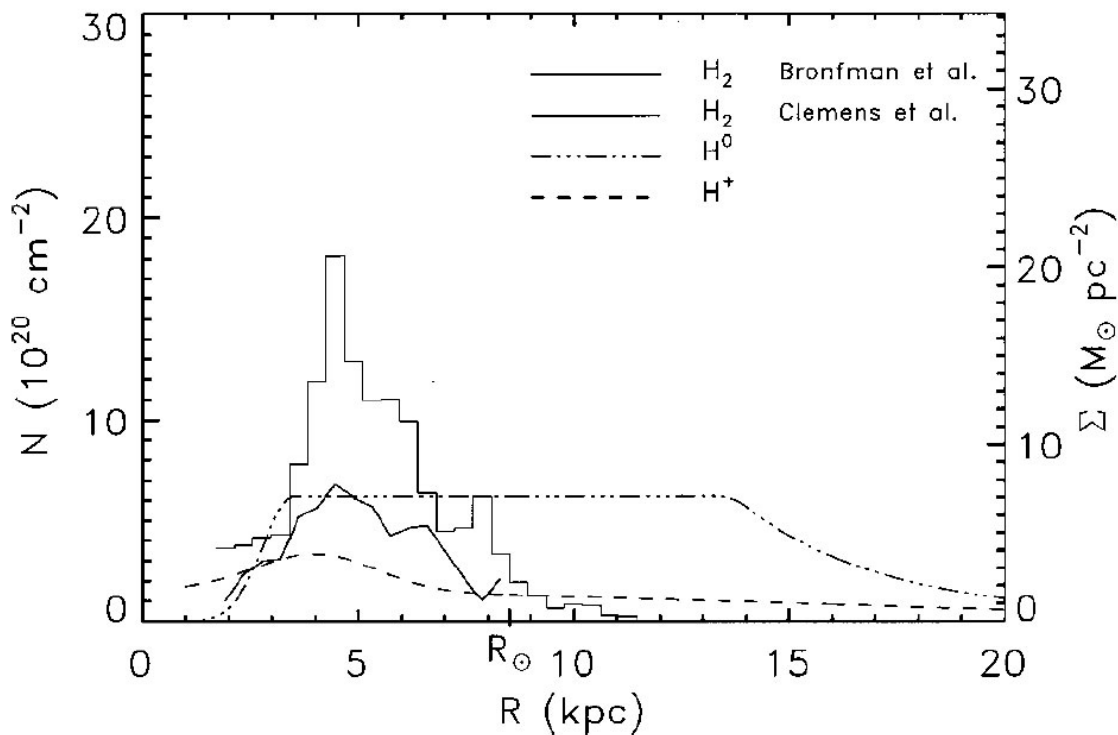


Fig. III.16 – Colonne de densité de l'hydrogène interstellaire par unité de surface moyenné sur l'angle azimuthal galactocentrique et en fonction de rayon galactique R [30].

Le gaz a tendance à se regrouper sous forme de nuages à toutes les échelles pouvant aller jusqu'à quelques centaines de parsecs. On peut distinguer trois types de nuages : les nuages opaques dans le visible qui sont des gaz moléculaires très froids ($T \sim 10\text{--}20$ K) et qui ont une densité allant de 10^3 à 10^6 atomes par cm^3 , les nuages atomiques diffus qui sont transparents à la lumière visible, froids ($T \sim 100$ K) et qui produisent de nombreuses lignes atomiques et d'absorption dont la densité va de 10 à 1 000 atomes par cm^3 , et les nuages transparents composés de molécules (cf. tableau Tab. III.1).

La matière entre les nuages existe quant à elle sous trois différentes formes : atomique (principalement neutre), ionisée pour une température de l'ordre de 10^4 K, et ionisée à une température de 10^6 K.

Nature du gaz	Température (K)	Densité (cm^{-3})	Masse totale dans la Galaxie ($10^9 M_{\odot}$)
Moléculaire	10 – 20	$10^2 - 10^6$	$\sim 1,3 - 2,5$
Atomique, froid	50 – 100	20 – 50	$\gtrsim 6,0$
Atomique	6 000 – 10 000	0,2 – 0,5	
Ionisé	~ 8000	0,2 – 0,5	$\gtrsim 1,6$
Ionisé, chaud	$\sim 10^6$	$\sim 0,0065$	

Tab. III.1 – Matière interstellaire, sa température, sa densité, sa masse totale dans la Galaxie.

La densité moyenne de la matière interstellaire est d'environ un atome d'hydrogène par centimètre cube, ce qui est 20 ordres de grandeur inférieur à la densité de l'atmosphère terrestre au sol.

La composition chimique de la matière interstellaire est en accord avec les abondances mesurées dans le soleil, les autres étoiles et les météorites, soit 90,8 % d'hydrogène (70,4 % de la masse), 9,1 % d'hélium (28,1 % de la masse) et 0,12 % d'éléments plus lourds (1,5 % de la masse) [15][16].

Les observations ont mis en évidence dans les nuages une déplétion importante des éléments lourds qui se regroupent préférentiellement sous forme de grains de poussière [17]. Cette déplétion est d'autant plus importante que le noyau est lourd.

Le gaz d'hydrogène atomique

Les nuages de gaz atomiques neutres sont des nuages où les collisions ont une probabilité tellement faible que l'électron de quasiment tous les atomes d'hydrogène est au niveau d'énergie fondamental $n = 1$. L'hydrogène atomique est noté H_I .

Ce gaz neutre atomique est la composante la plus importante du milieu interstellaire. Il existe trois façons de l'observer.

- L'observation des raies de transitions atomiques Lyman- α ($n = 1$ à 2 est à $1216 \text{ \AA}$) permet d'obtenir la température du nuage.
- Les densités de matière sur la ligne de visée peuvent être estimées à partir des raies de structures fines (dans l'infrarouge lointain à 21 cm) qui correspondent à l'interaction du moment magnétique de l'électron avec celui du noyau. Lorsque l'hydrogène se refroidit, il passe d'un état de spin parallèle à un état antiparallèle. L'avantage de cette émission est que la Galaxie est quasiment transparente aux ondes radios.
- Enfin, il est possible d'estimer la densité de matière en analysant les raies d'absorption interstellaires qui permettent de connaître la composition chimique du milieu.

Ces gaz atomiques sont facilement observables (cf. par exemple carte du ciel Fig. III.3) et ont une épaisseur depuis le plan galactique s'étendant jusqu'à 250 pc . Cette élévation augmente sensiblement lorsqu'on s'éloigne du centre galactique. La densité moyenne est d'un atome par cm^3 et contribue à hauteur de 90,8 % de la masse du milieu interstellaire. Les observations des vitesses des gaz galactiques indiquent que ce gaz a tendance à se regrouper sous forme de nuages.

La quantité d'hélium est estimée à hauteur de 11 % de celle d'hydrogène et sa distribution est équivalente.

La distribution d'hydrogène atomique moyennée sur l'angle ϕ en coordonnées galactocentriques a été paramétrée par Dickey & Lockman ($R < 8 \text{ kpc}$) et par Cox et al. ($R > 10 \text{ kpc}$) de la sorte [18][19] :

$$n_{HI}(R, z) = n_{HI}(R) \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (\text{III.2})$$

$$\text{avec } z_0(R) = \begin{cases} 0,25 \text{ kpc}, & R \leq 10 \text{ kpc} \\ 0,083 \cdot e^{0,11R} & R > 10 \text{ kpc} \end{cases}$$

et avec n_{HI} est la densité d'hydrogène atomique et R et z sont les coordonnées galactocentriques.

Le gaz moléculaire

Plus de 120 molécules différentes ont été découvertes à ce jour dans le milieu interstellaire. La molécule la plus abondante est l'hydrogène moléculaire, H_2 , suivi par l'oxyde de carbone, CO. Plus des deux tiers de l'hydrogène peuvent se trouver sous forme moléculaire créant des nuages très opaques.

En plus des transitions électroniques, la plupart des molécules possèdent des transitions moléculaires vibrationnelles et rotationnelles qui permettent de les observer. Les molécules comportant deux atomes identiques ne possèdent pas de moment dipolaire permanent.

Les distributions de dihydrogène H_2 ne sont donc pas directement observables ; il est donc nécessaire pour estimer leur densité dans les nuages d'utiliser un traceur, généralement la molécule CO. En effet, lors d'une collision entre ces deux atomes, l'oxyde de carbone a une transition moléculaire de rotation observable dans le domaine radio à 2,6 mm [20] qui permet, à partir de son émissivité, de remonter à la densité de molécule "invisibles", majoritairement le H_2 .

La distribution moyenne en coordonnées galactocentriques de l'hydrogène moléculaire a été paramétrée par Bronfman et al. [114] :

$$n_{H_2}(R, z) = \varepsilon_0(R) \cdot X \cdot e^{-\ln 2 \left(\frac{z - z_0}{z_H} \right)^2} \quad (\text{III.3})$$

où n_{H_2} est la densité d'hydrogène moléculaire, $z_H = 70$ pc la hauteur du disque, $\varepsilon_0(R)$ ($K \text{ km s}^{-1}$) est le volume d'émissivité du CO, $X = n_{H_2} / n_{CO} = 1,9 \cdot 10^{20}$ le facteur de conversion reliant la luminosité du CO à la colonne de densité du H_2 .

Le gaz ionisé

Le gaz interstellaire peut être ionisé sous l'effet du rayonnement ultraviolet des étoiles chaudes, par les rayons X ou lors des chocs avec des particules chargées de haute énergie.

Il existe trois sortes de milieu ionisé : les régions HII, ou nébuleuses gazeuses, qui sont des zones bien définies entourant une ou plusieurs étoiles chaudes, le milieu interstellaire ionisé diffus et le milieu interstellaire chaud issu principalement des supernovæ et se trouvant aux frontières des bulles.

Le gaz photo-ionisé se trouve généralement autour des étoiles chaudes de type¹⁶ O ou B dont le rayonnement ultraviolet intense est suffisamment énergétique pour ioniser les atomes d'hydrogène. La densité de ces régions est obtenue grâce aux observations des dispersions des signaux des pulsars induites par la présence de charges sur la ligne de visée. La fraction de masse sous cette forme est estimée à 1% pour l'ensemble de la Galaxie.

¹⁶ Etoiles dont la température est supérieure à 11 000 K.

Le milieu ionisé diffus est produit par le choc d'un plasma émis à plus de $1\,000\text{ km.s}^{-1}$ par une étoile chauffant le milieu interstellaire à des températures supérieures à 10^6 K . Cette ionisation est observable en rayons X, et à plus basse température en ultraviolet.

La distribution de densité de l'hydrogène ionisé, nommé H_{II} , peut être modélisée en coordonnées galactocentriques comme suit [21] :

$$n_{H_{II}}(R, z) = 0,025.e^{\left[-\frac{|z|}{1kpc} - \left(\frac{R}{20kpc}\right)^2\right]} + 0,2.e^{\left[-\frac{|z|}{0,15kpc} - \left(\frac{R}{2kpc}\right)^2\right]} \quad (\text{III.4})$$

où $n_{H_{II}}$ est la densité d'hydrogène ionisé.

Il existe de plus un gaz produit par les supernovæ qui remplit la plus grande partie du volume entre les nuages interstellaires. Ces régions de gaz fortement ionisées peuvent s'étendre jusqu'à plusieurs kiloparsecs mais ne contribuent pas à plus de 0,001 % à la masse totale du milieu interstellaire.

Encore mal connu, un gaz chaud ($T > 10^6\text{ K}$) maintiendrait en équilibre les nuages d'hydrogène atomique à grande vitesse dans le halo galactique. Son origine proviendrait des restes de supernovæ car elles seules ont assez de puissance pour contrebalancer le refroidissement du gaz (cf. fontaines III.2.2). Sa majeure partie, 70%, se trouve à une élévation de plus de 300 pc. Au-delà de 700 pc, il ne reste plus que des nuages de matière totalement ionisée.

La poussière

Les poussières qui composent une partie des nuages interstellaires sont des grains de matière de rayons inférieurs à 10^{-6} m qui absorbent, rougissent et diffusent la lumière sur toutes les longueurs d'onde [85][86]. Ce sont les atomes les plus lourds qui se sont condensés en grains avec environ un tiers de carbone d'azote et d'oxygène (CNO).

Ces nuages de poussières altèrent préférentiellement les longueurs d'onde bleues et sont quasi transparents au rouge. De ce fait, la lumière issue des étoiles qui traverse une telle zone apparaît comme rougie et permet de déterminer la densité de colonne de poussière sur la ligne de visée.

Il est possible également d'observer leur distribution via leur émission infrarouge produite par l'échauffement à environ 15 K par la lumière stellaire (cf. Fig. III.5). Leur distribution est fortement corrélée avec celle de l'hydrogène atomique.

La masse des poussières par rapport à la masse du gaz interstellaire est de l'ordre de 1/160.

La poussière joue un rôle important dans la Galaxie en absorbant les émissions stellaires et ainsi en protégeant certaines zones de gaz de la photodissociation. C'est au sein de ces zones froides et protégées que se créent les gaz moléculaires.

III.3.3 Le champ de rayonnement interstellaire

Le milieu interstellaire baigne dans divers rayonnements : le rayonnement provenant directement des étoiles, les photons produits par les processus secondaires de la matière interstellaire comme l'échauffement des poussières et des gaz, et le rayonnement fossile de l'Univers.

Une modélisation de ce champ de rayonnement est montrée sur la figure Fig. III.17. La contribution stellaire décroît en s'éloignant du centre galactique ; la contribution de la poussière possède un pic vers 5 kpc ce qui correspond à l'anneau de notre Galaxie : quant au fond diffus cosmologique, étant isotrope en tout point, sa contribution est plate.

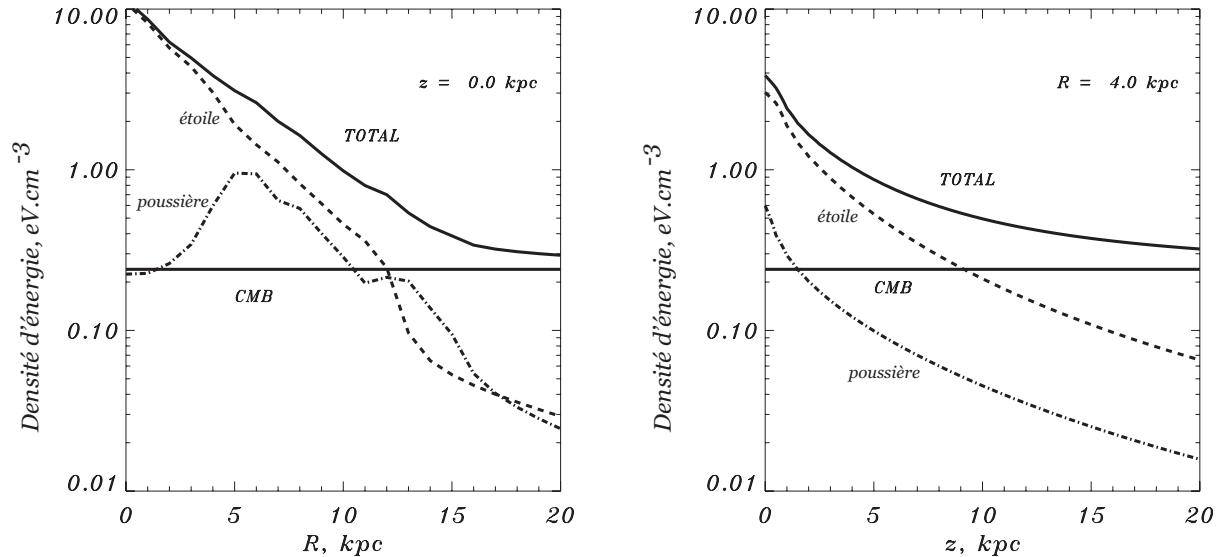


Fig. III.17 Densité d'énergie des différentes composantes du champ de radiation interstellaire, à gauche dans le plan galactique ($z = 0$) et à droite à une élévation de 4 kpc. Les contributions proviennent des étoiles (tirets), de la poussière (tirets et points) et du fond diffus cosmologique (trait plein horizontal).

La majeure partie du rayonnement de corps noir à 2,7 K provenant de l'Univers est composée d'ondes millimétriques et submillimétriques pour lesquelles le milieu interstellaire est transparent.

La composante inverse Compton qui est une des trois contributions à l'émission gamma galactique de haute énergie dépend de la distribution du champ de radiation.

III.3.4 Le champ magnétique

L'origine du champ magnétique des galaxies reste une question encore largement ouverte. Plusieurs modèles sont en concurrence : l'existence d'un champ protogalactique qui s'est distordu lors de la rotation de la galaxie, ou bien une origine plus locale où les lignes de champ sont éjectées par les étoiles et les supernovæ puis ensuite distordues par la rotation galactique, ou enfin un modèle de type dynamo comme le Soleil où les fluctuations à petite échelle du champ se sont intensifiées jusqu'aux échelles stellaires.

Il est difficile de mesurer le champ magnétique galactique et plusieurs méthodes tentent à la fois de l'estimer et de connaître son orientation.

L'intensité du champ peut être déterminée en observant la rotation Faraday induite sur les signaux provenant de pulsars extragalactiques. Le milieu interstellaire est peuplé de plasmas qui, en présence d'un champ magnétique, se conduisent comme un diélectrique. Lorsqu'une onde polarisée (comme généralement celle des pulsars) traverse ce milieu, elle subit une

rotation dont l'angle dépend de l'intensité de la densité d'électrons sur la ligne de visée et de la composante parallèle du champ magnétique. Cette méthode ne permet de mesurer qu'une seule composante du champ et doit se baser sur les estimations de densité des plasmas interstellaires (cf. paragraphe sur la matière ionisée III.3.2).

Une autre méthode communément employée est la mesure de l'effet Zeeman (qui lève la dégénérescence d'un niveau du moment cinétique total J dans un atome ou une molécule sous l'effet d'un champ magnétique) sur la raie à 21 cm dans les nuages H_I .

Le champ magnétique possède deux composantes : une stochastique qui est responsable de la diffusion spatiale et énergétique des noyaux chargés, et une régulière parallèle au plan galactique, responsable du confinement. La valeur moyenne du champ magnétique parallèle est de l'ordre de 2 μG . L'échelle des inhomogénéités est généralement de l'ordre de quelques centaines de parsecs avec de nombreuses anomalies allant jusqu'à des inversions dans certaines régions. L'intensité et la forme du champ dans les bras spiraux et entre les bras sont très différentes et certains modèles de confinement tentent d'en tenir compte.

Ondes d'Alfvén

Les particules chargées se propageant dans un plasma se comportent comme si elles étaient rattachées aux lignes du champ magnétique. Ainsi, les lignes de champ apparaissent comme de véritables cordes tendues dans le milieu interstellaire et par analogie avec les vibrations transverses des cordes élastiques, on s'attend à ce que toute perturbation du plasma engendre des ondes transverses qui se propagent parallèlement aux lignes de champ.

Le déplacement de ces inhomogénéités magnétiques correspond aux ondes d'Alfvén, du nom du physicien qui les modélisa dans les années 30.

Alfvén a montré qu'à partir des équations magnétohydrodynamiques définissant un plasma en équilibre (les équations de Maxwell avec une conductivité infinie, l'équation de continuité et l'équation hydrodynamique pour un fluide incompressible) il existe des solutions d'ondes planes stationnaires pour les quantités perturbées. En développant le champ magnétique $\vec{H}$ et la vitesse $\vec{v}$ au premier ordre $\vec{H} = \langle \vec{H} \rangle + \delta \vec{H}$ et $\vec{v} = \langle \vec{v} \rangle + \delta \vec{v}$, le système d'équations suivant est obtenu [22][23] :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \delta \vec{v}}{\partial t^2} = \frac{\langle H \rangle^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 \delta \vec{H}}{\partial z^2} \\ \frac{\partial^2 \delta \vec{H}}{\partial t^2} = \frac{\langle H \rangle^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 \delta \vec{v}}{\partial z^2} \end{cases} \quad (\text{III.5})$$

où t est le temps et z la composante spatiale selon l'axe de la ligne de champ.

On reconnaît des équations d'ondes où la vitesse des perturbations le long des lignes de champ est V_a :

$$V_a = \sqrt{\frac{\langle H \rangle^2}{4\pi\rho}} \quad (\text{III.6})$$

avec ρ la densité électronique du plasma.

Il s'agit de la vitesse d'Alfvén. Cette dernière a été estimée comme étant de l'ordre de 30 km.s^{-1} dans les plasmas astrophysiques. La figure Fig. III.18 illustre le déplacement des inhomogénéités le long des lignes de champs.

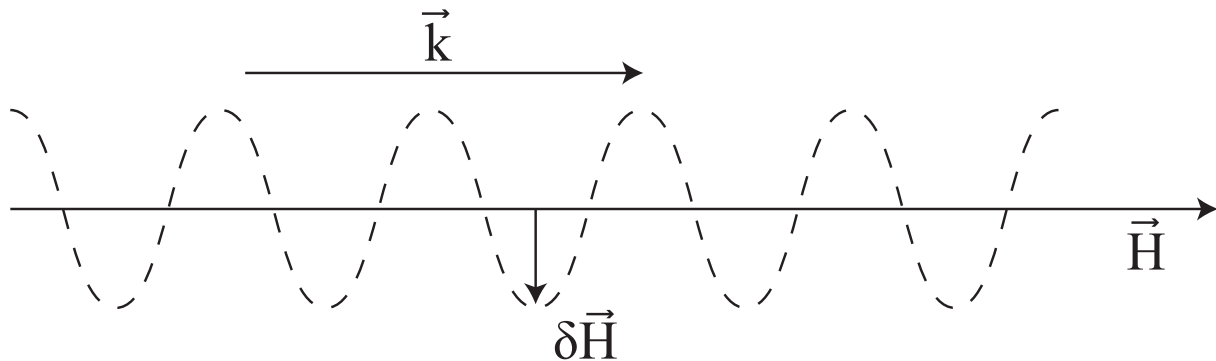


Fig. III.18 – Onde d'Alfvén, une perturbation $\delta \vec{H}$ du champ magnétique $\vec{H}$ se propage dans la direction $\vec{k}$ le long d'une ligne de champ.

Dans le milieu interstellaire, ces ondes sont responsables d'une part de la diffusion spatiale des particules chargées si la longueur caractéristique de l'onde est de l'ordre du rayon de giration de la particule dans ce plasma et d'autre part de l'accélération (et re-accélération) des particules (cf. paragraphes sur la diffusion et la reaccélération au IV.2.2).

III.3.5 Le vent galactique

Les échanges entre le disque galactique et le halo sont assurés par un plasma de matière interstellaire chaud et ionisé provenant des structures, cheminées et fontaines galactiques, créées par les supernovæ.

La complexité du champ magnétique couplé à ce plasma engendre de nombreuses inhomogénéités qui entraînent, en s'opposant à la gravitation, la matière galactique selon un vent de convection appelé vent galactique.

Ce vent de convection, principalement transverse au plan galactique, est constitué de deux contributions distinctes : l'échauffement des étoiles et la présence des rayons cosmiques.

La première contribution suppose une température de gaz très élevée afin de dominer l'attraction gravitationnelle du disque. Les premiers modèles se sont inspirés des vents solaires en les généralisant à un plan d'étoiles. Mais l'une des différences majeures (outre la géométrie) est que le vent galactique est en plus réchauffé régulièrement par les explosions de supernovæ.

La seconde contribution au vent galactique ne nécessite pas de contribution thermique et peut exister même si le gaz est à température nulle. Dans ce modèle, ce sont les rayons cosmiques se propageant à des vitesses beaucoup plus grandes que la vitesse d'Alfvén moyenne du plasma qui ont tendance, en s'éloignant de la Galaxie, à attirer le champ magnétique et qui vont produire un vent galactique.

III.4 Le milieu interstellaire local

Le milieu interstellaire local est l'appellation de la région centrée sur le Soleil et possédant un rayon d'environ 200 pc (cf. Fig. III.19). Cet environnement interstellaire très fortement asymétrique possède des particularités notables de structures et de densités.

Alors que le milieu interstellaire est en moyenne constitué d'un atome par cm^3 , le Soleil se trouve au sein d'un petit nuage chaud nommé le *nuage local* ayant une densité d'hydrogène atomique variant de 0,18 à 0,28 cm^{-3} et une température entre 6700 et 7600 K [29]. A proximité, d'autres petits nuages neutres gravitent. Ces nuages sont plongés dans une région de densité anormalement basse ($\sim 0,005 \text{ cm}^{-3}$) et extrêmement chaude ($\sim 10^5 - 10^6 \text{ K}$) formant une bulle de rayon 60-250 pc : la *bulle locale*.

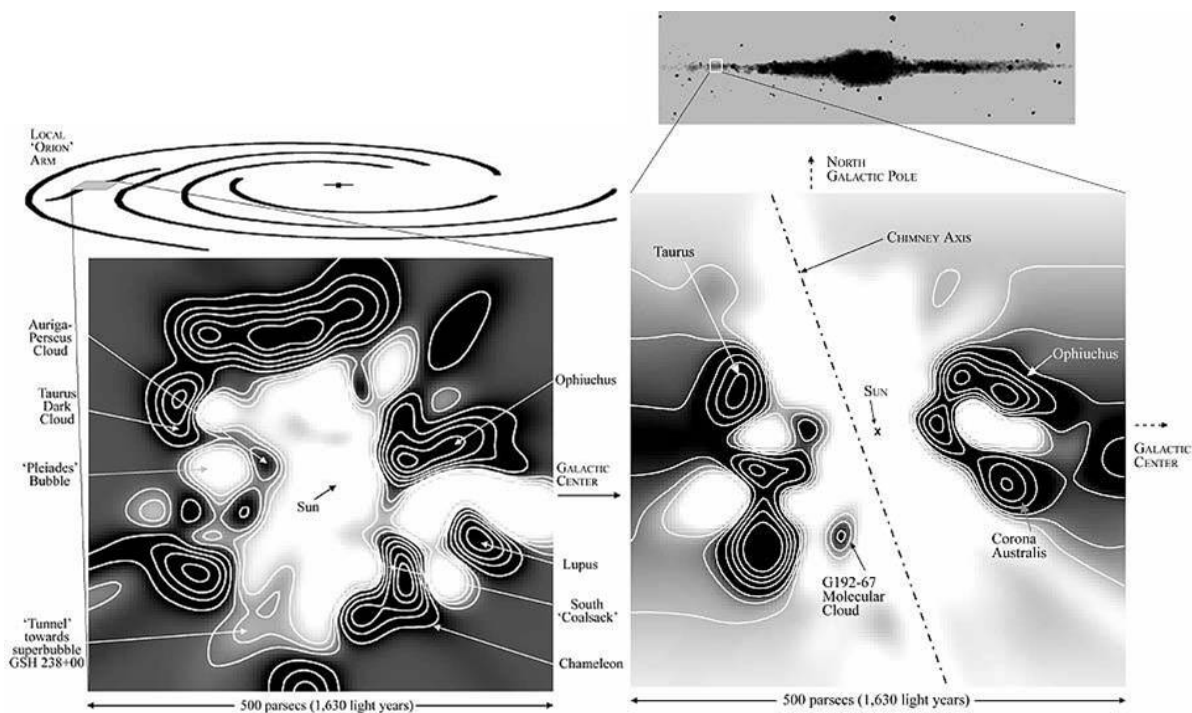


Fig. III.19 – Distribution des gaz autour du Soleil constituant le milieu interstellaire local. Les régions noires correspondent aux concentrations de gaz et les espaces blancs les zones de gaz raréfié et chaud. La carte de gauche est une coupe dans le plan galactique au niveau du Soleil, la figure de droite est une coupe selon un plan normal au plan galactique et passant par le centre galactique.

Les rayons cosmiques observés au voisinage de la terre sont soumis aux particularités de cet environnement local. Les observations faites ne sont donc peut-être pas représentatives des caractéristiques moyennes des rayons cosmiques galactiques. Leur densité, ainsi que celle du champ magnétique, dans la bulle de gaz chaud pourraient être inférieures à leur densité galactique moyenne.

Le millier d'années nécessitant la traversée de cette bulle de très faible densité de matière a ainsi des répercussions sur les abondances des noyaux ayant des durées de vie inférieures au temps d'arrivée sur Terre [30].

La bulle locale est elle-même en contact avec une autre super bulle nommée *Loop I*. Ces bulles auraient été produites par l'action combinée des vents solaires et de plusieurs

explosions à l'intérieur d'un groupe d'étoiles (cf. Fig. III.20). Cet environnement est cohérent avec les simulations obtenues en faisant exploser une supernova il y a moins de 10 000 ans.

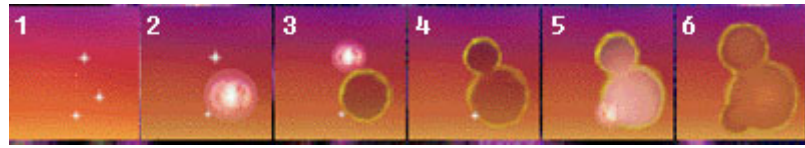


Fig. III.20 – Simulation de la formation des bulles locales par l'explosion de supernovæ. Le temps s'écoule de gauche à droite, les étoiles explosent au fil du temps créant les différentes connections de bulles. A la limite des bulles se trouve un gaz chaud qui a été entraîné par l'explosion, au centre se trouve une zone de déplétion de matière dans laquelle se condenseront peut-être quelques nuages.

IV Les rayons cosmiques galactiques

Au même titre que le gaz interstellaire ou le rayonnement des étoiles, les rayons cosmiques galactiques sont une composante de la Galaxie. Leurs différentes caractéristiques, qu'il s'agisse de leur composition, leur énergie, leurs mouvements ou leur densité, sont régies par leurs interactions avec le milieu galactique qu'ils influencent tout autant.

Leur production au sein de la Galaxie et leur propagation reste une énigme de la physique moderne qui pourrait être résolue par les observations avec des neutrinos. Les modèles qui font intervenir l'accélération de Fermi au sein des restes de supernovæ prédisent des flux en E^{-2} qui sont ensuite altérés au cours des millions d'années de confinement galactique durant lesquels les noyaux interagissent avec le milieu interstellaire. Lorsqu'ils parviennent sur Terre leur spectre observé a une dépendance en $E^{-2,7}$.

Le confinement galactique est le résultat d'un équilibre entre la production des noyaux, leur échappement de la Galaxie et leurs multiples interactions avec le milieu interstellaire. Ces interactions peuvent être de type hadronique (comme la spallation sur un noyau de matière interstellaire ou la désintégration d'un noyau lourd au cours de son parcours) ou électromagnétique (comme la diffusion spatiale sur les inhomogénéités du champ magnétique, les pertes coulombiennes et la reaccélération).

Parmi tous ces mécanismes, seule la spallation permet d'engendrer des neutrinos de haute énergie via la désintégration des pions chargés. L'observation des flux qui en découlent permettrait de remonter directement à leur source et de connaître la densité de matière et de rayons cosmiques dans la Galaxie.

La première partie de ce chapitre expose les mesures de flux et d'abondance des rayons cosmiques. Puis le confinement des rayons cosmiques est présenté à l'aide d'un modèle simple, le modèle de la boîte qui fuit, et il est montré comment les données observationnelles permettent de remonter à certains paramètres de la propagation des noyaux galactiques.

Enfin, dans un cadre plus complet, les différentes interactions auxquelles sont soumis les noyaux au cours de leur vie depuis leur production sont décrites une à une : diffusion, reaccélération, pertes d'énergie, convection, spallation et désintégration.

L'équilibre entre échappement, interaction et production de la densité des rayons cosmiques peut être modélisé à l'aide d'une équation de transport qui sera exposée à la fin de ce chapitre et qui permettra au chapitre suivant de calculer le flux diffus de neutrinos galactiques.

IV.1 Caractéristiques du rayonnement cosmique

Les rayons cosmiques galactiques sont des noyaux d'atomes (avec environ 1 % d'électrons) qui circulent durant plusieurs millions d'années dans le milieu interstellaire à des énergies relativistes. Avant d'atteindre la Terre, ces noyaux cosmiques ont été soumis tout au long de leur séjour dans la Galaxie à de nombreux mécanismes dont ils gardent la trace. Les effets du confinement et leur évolution au sein de la Galaxie sont abordés dans le chapitre suivant.

Le seul point de mesure directe des caractéristiques de ces rayons cosmiques est au voisinage de la Terre et il est possible que les mesures faites ne soient pas représentatives des caractéristiques moyennes des rayons cosmiques dans la Galaxie comme nous le verrons au paragraphe V.1.2.

Lorsqu'ils arrivent aux abords du Soleil, les noyaux galactiques affrontent le vent solaire pour se heurter finalement au champ magnétique terrestre. Puis, lorsqu'ils parviennent dans l'atmosphère, ils produisent des cascades hadroniques et électromagnétiques constituées de particules secondaires ionisantes détectables au sol. Un tel rayon cosmique voit plus de matière à la fin de son parcours dans l'atmosphère qu'il n'en a vu pendant les plusieurs millions d'années de propagation dans la Galaxie.

Le flux résultant est d'environ une particule par centimètre carré et par seconde à la surface de la Terre.

Le flux

Le flux des rayons cosmiques a été mesuré sur 12 ordres de grandeur en énergie et s'étend sur plus de 32 ordres de grandeur en intensité.

Dès quelques GeV par nucléon, le spectre différentiel des rayons cosmiques se comporte en première approximation comme une loi de puissance en énergie :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (\text{IV.1})$$

où γ est l'indice spectral, E l'énergie en GeV par nucléons.

Ce spectre subit plusieurs changements d'indice spectral lorsque l'énergie augmente (cf. Fig. IV.1).

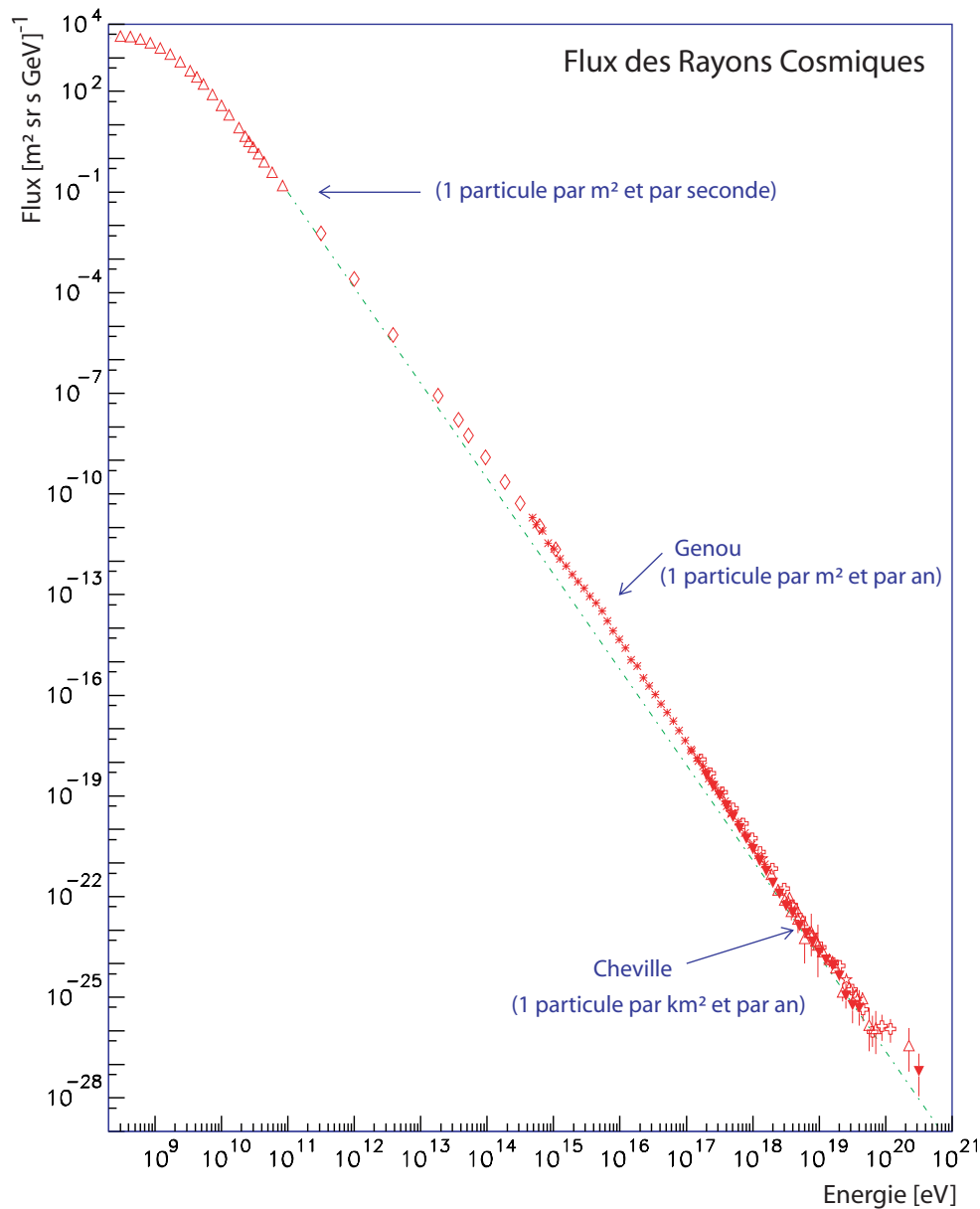


Fig. IV.1 – Spectre des rayons cosmiques observés sur Terre [24].

Entre 10^6 et 10^8 eV par nucléon, les particules éjectées du Soleil sont si nombreuses que les rayons cosmiques galactiques ne sont observables qu'au-delà de la zone d'influence du Soleil (zone qui, jusqu'à présent, n'a été accessible qu'à la sonde Voyager). De plus, jusqu'à quelques GeV par nucléon, l'activité solaire et la magnétosphère terrestre influencent jusqu'à un ordre de grandeur l'intensité du spectre des noyaux cosmiques arrivant sur Terre.

Entre 10^9 et 10^{16} eV par nucléon, l'indice spectral est de 2,7. Cette partie du spectre est bien expliquée avec des modèles qui considèrent une accélération initiale des noyaux cosmiques via l'explosion de supernovæ dans notre Galaxie et qui subissent ensuite le confinement galactique par les champs magnétiques. Ces mécanismes qui altèrent le spectre initial de production des noyaux jusqu'aux observations faites sur Terre sont traités en détail dans les paragraphes suivants.

A 10^{11} eV par nucléon, le flux est de l'ordre de une particule par mètre carré et par seconde et n'est plus que de une particule par mètre carré et par an à 10^{16} eV.

A partir de cette énergie, le spectre subit un changement d'indice spectral pour devenir 3,0. Cette cassure est nommée *genou*. Puis vers 10^{17} eV, une seconde cassure de même nature se produit, le *second genou*, l'indice passe alors à 3,2.

L'énergie des noyaux augmentant, l'efficacité du confinement magnétique diminue et les noyaux s'échappent ainsi plus facilement de la Galaxie. De surcroît, les mécanismes d'accélération traditionnels de type supernovæ deviendraient moins efficaces à ces énergies.

A des énergies à peine supérieures à 10^{18} eV par nucléons, le spectre subit à nouveau une inflexion et l'indice passe alors à 2,7. Cette nouvelle cassure est nommée *cheville*.

Ce changement de pente dans le spectre des rayons cosmiques indique qu'un nouveau type de source jusqu'alors négligeable apparaîtrait à ces énergies là. Cette dernière partie du spectre semble être d'origine extragalactique.

A ces énergies, le flux est de l'ordre de une particule par kilomètre carré et par an.

Les abondances

Les mesures de composition des rayons cosmiques sont faites autour du GeV par nucléon. A haute énergie, les mesures sont faites de manière indirecte en observant les gerbes atmosphériques et il est difficile d'identifier la nature de la particule incidente.

Il est généralement admis que les rayons cosmiques galactiques sont des noyaux composant originellement le milieu interstellaire qui auraient été accélérés à des vitesses relativistes par un mécanisme ponctuel comme les restes de supernovæ.

Cette hypothèse est vérifiée par la comparaison de la composition des rayons cosmiques avec celle de la matière interstellaire locale. En première approximation, les deux abondances sont similaires comme le montre la figure Fig. IV.2.

Toutefois, il apparaît que certains noyaux sont beaucoup plus abondants au sein des rayons cosmiques que dans la matière interstellaire ; c'est le cas pour les noyaux de lithium, béryllium et du bore (le groupe LiBeB) qui sont plus abondants de sept ordres de grandeurs et ceux ayant une masse atomique juste inférieure au fer (le groupe sub-Fe) qui ont une différence d'abondance de trois ordres de grandeurs.

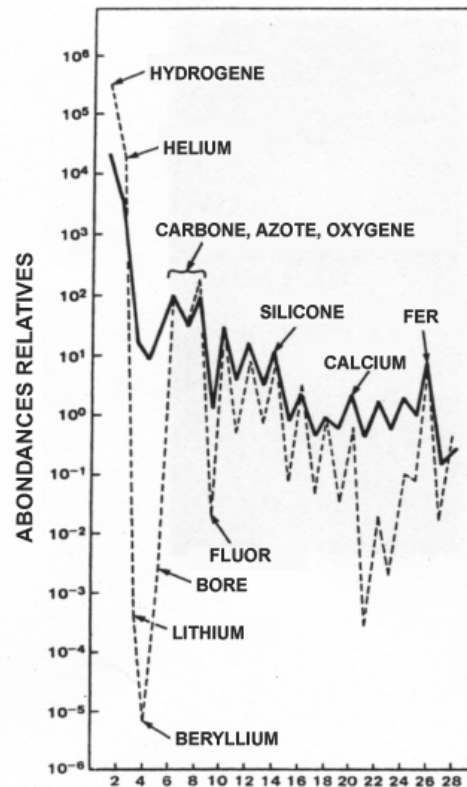


Fig. IV.2 – Abondances des rayons cosmiques (trait plein) comparées aux abondances de la matière interstellaire au voisinage du Soleil (pointillés) [25].

L'enrichissement de ces noyaux au sein des rayons cosmiques provient d'une part de l'interaction des noyaux relativistes sur la matière interstellaire et d'autre part de la désintégration naturelle des noyaux cosmiques lourds.

Les noyaux qui ont des abondances négligeables à l'origine (comme le groupe LiBeB) sont des noyaux purement *secondaires* car ils ne sont engendrés que par l'interaction des autres noyaux dits *primaires*.

La plupart des noyaux sont un mélange de noyaux primaires et secondaires comme le montre la figure Fig. IV.3. Chaque case correspond à un noyau qui est alors classé sur une échelle allant de purement primaire à purement secondaire au sein du flux arrivant sur Terre. Part exemple, le groupe Sub-Fe est indiqué comme purement secondaire ; ces noyaux découlent de ceux ayant une masse juste supérieure qui sont pour la plupart purement primaires.

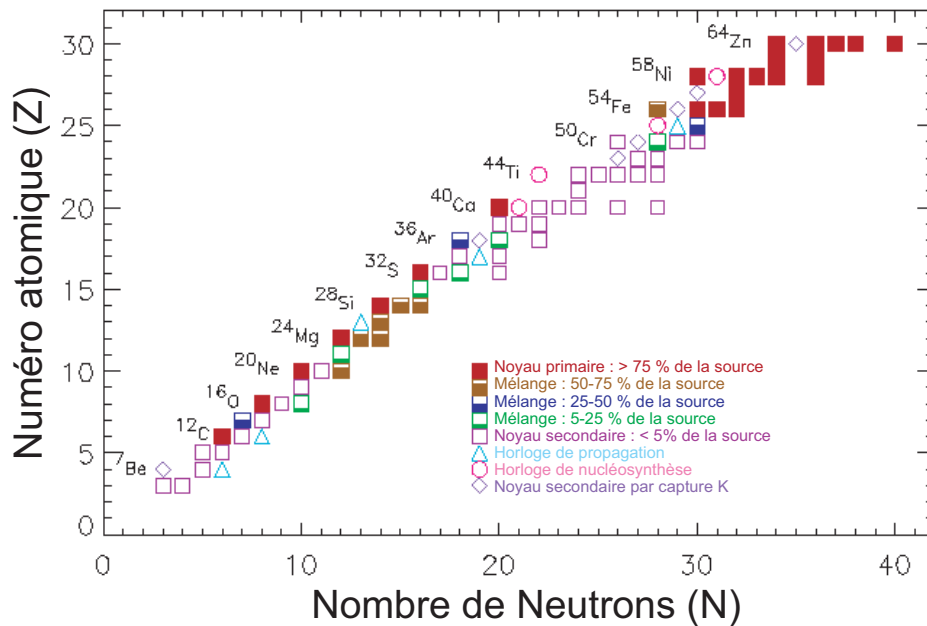


Fig. IV.3 – Classification primaire et secondaires pour des noyaux de $Z = 3$ à 30. Chaque case correspond à un noyau différent, et l'apparence de la case indique le pourcentage de noyaux composant le flux arrivant sur Terre issus de la source (primaire) ou engendré lors de la propagation galactique (secondaire) [112].

Les rapports des abondances de noyaux (par exemple secondaire sur primaire) permettent d'accéder à certaines informations de leur propagation. Ces rapports sont très souvent étudiés et utilisés pour comparer divers modèles de confinement des noyaux.

Les espèces primaires principales sont les noyaux d'hydrogène, de carbone, d'azote, d'oxygène et de fer (H, C, N, O, Fe). Les secondaires étant toujours plus légers que les primaires, les espèces situées entre O et Fe sont les secondaires uniquement du fer. Le rapport sub-Fe/Fe est donc totalement indépendant des autres espèces.

De plus, comme le CNO est beaucoup plus abondant que le fer dans les sources, les espèces secondaires légères LiBeB proviennent majoritairement des primaires CNO et de manière négligeable du Fe. L'étude du rapport LiBeB/CNO est donc indépendante du groupe du fer.

Enfin pour des raisons similaires, les rapports des protons, de l'hélium, du deutérium, du tritium et des antiprotons sont découplés des noyaux plus lourds.

Le rapport B/C représenté sur la figure Fig. IV.4 est le mieux mesuré ; ses barres d'erreurs sont moins importantes que pour le rapport sub-Fe/Fe qui ont des flux plus faibles.

Au-delà de quelques GeV par nucléon, ce rapport se comporte comme une loi de puissance. La mesure de cette pente permet d'estimer le spectre initial des rayons cosmiques comme il est montré au paragraphe IV.2.1 dans un cas simple.

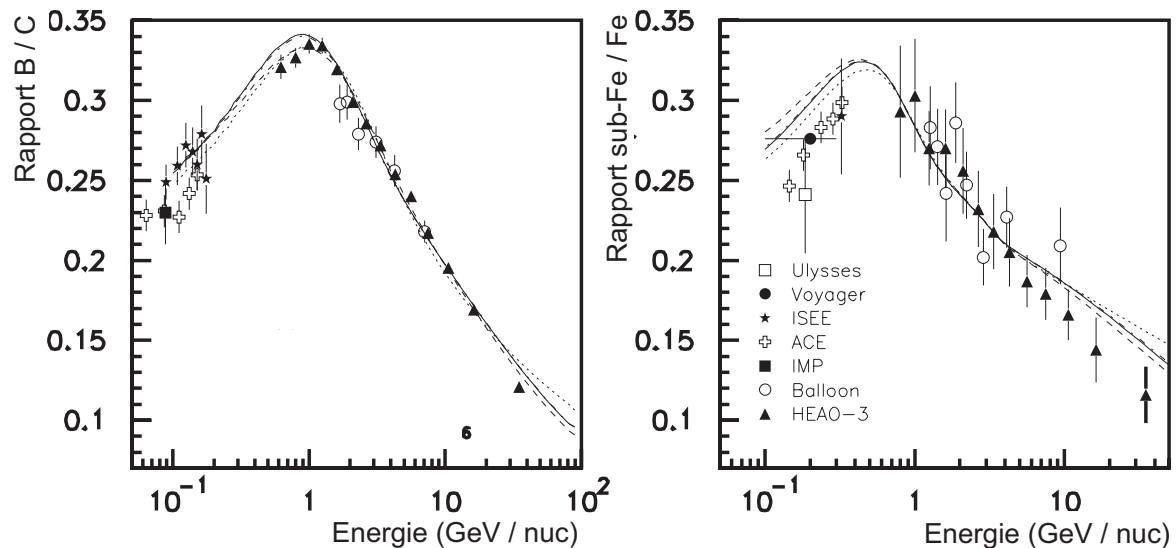


Fig. IV.4 – Rapports secondaire / primaire mesurés pour B/C (à gauche) et $\text{sub-Fe}/\text{Fe}$ (à droite). Les courbes correspondent à des modèles théoriques de propagation.

Le rapport de différents éléments instables permet d'estimer les durées et les distances de propagation, on les appelle les *horloges cosmiques*.

IV.2 Interactions des rayons cosmiques galactiques

Un phénomène catastrophique cosmique qu'il soit gravitationnel, nucléaire ou électromagnétique libère de l'énergie qui engendre une onde de choc et des turbulences magnétohydrodynamiques. Ces ondes de chocs accélèrent des particules chargées à la fois par compression adiabatique (mécanisme de Fermi du premier ordre) et par accélération stochastique (accélération de Fermi du second ordre) (cf. annexe A).

Les particules ainsi accélérées sous forme de gaz relativiste perdent ensuite de l'énergie à travers l'ionisation, le bremsstrahlung, les radiations synchrotrons couplées avec le champ magnétique, et la spallation sur la matière et le champ de radiation ambiant. Chacun de ces mécanismes engendre des “produits” secondaires observables soit directement comme les rayons gamma qui proviennent des émissions synchrotron, de l'inverse Compton et de la spallation sur la matière, soit indirectement comme les lignes d'absorption ou d'émission des gaz ionisés. Parmi les produits secondaires, le neutrino ne provient que d'une seule interaction : la spallation.

L'histoire de l'étude de la propagation des rayons cosmiques remonte aux premiers travaux de Fermi qui décrit comment accélérer des particules à l'aide d'irrégularités magnétiques. A la même période, Chandrasekhar démontre que la diffusion de ces noyaux peut être interprétée de manière équivalente par une marche aléatoire [31].

Ces avancées dans le domaine permirent de comprendre phénoménologiquement le transport des particules aux abords du Soleil [32]. Cette compréhension du lien entre particules

chargées, matière et champ magnétique fut ensuite utilisée pour le transport des rayons cosmiques dans la Galaxie sous une forme relativiste de l'équation de Boltzmann [33].

Afin de comprendre comment les observations des rayons cosmiques nous renseignent sur leur vie à travers la galaxie, le paragraphe suivant présente un des modèles les plus simples pour décrire le confinement et la propagation des rayons cosmiques, la *boîte qui fuit*.

Puis, le paragraphe IV.2.2 entrera plus dans les détails de l'équation de propagation qui sera utilisée par la suite pour la simulation des flux des neutrinos galactiques.

IV.2.1 La boîte qui fuit

Dans ce modèle (introduit dans les années 60), la Galaxie est modélisée comme un volume fini de propagation au sein duquel les densités de sources, de matière interstellaire et de rayons cosmiques sont uniformes. Les noyaux y sont confinés et possèdent une probabilité par unité de temps $1/\tau_{\text{échap}}$ de s'échapper du système.

L'échappement et le confinement sont modélisés simplement à partir de la densité de rayon cosmique par unité d'énergie N :

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_{\text{échap}}} \quad (\text{IV.2})$$

Au cours de la propagation, la densité des noyaux cosmiques est altérée d'une part par l'échappement et d'autre part par ses interactions avec le milieu interstellaire. Dans ce modèle, seules les interactions de type spallation sont considérées.

Dans le cadre d'un régime stationnaire à l'équilibre, la diminution de densité des noyaux cosmiques est compensée par leur taux de production à la source q , et par l'apparition des produits secondaires engendrés lors des collisions avec la matière galactique :

$$\frac{N^j}{\tau_{\text{échap}}} + \frac{N^j}{\tau_{\text{spallation}}} = q^j + \sum_{k>j} \frac{N^k}{\tau_{k \rightarrow j}} \quad (\text{IV.3})$$

avec :

$\tau_{\text{spallation}} = 1/n\beta c\sigma^j$ le terme de destruction spallative.

$\tau_{k \rightarrow j} = 1/n\beta c\sigma^{kj}$ le terme de source secondaire via destruction des noyaux plus lourds.

n est la densité moyenne de matière interstellaire, q^j le terme de source de l'espèce j , βc la vitesse du noyau, σ^j la section efficace de destruction et σ^{kj} la section efficace de production du noyau j à partir du noyau k .

Bien que considérant un confinement simplifié des rayons cosmiques, ce modèle permet d'obtenir des informations sur le comportement des noyaux dans la Galaxie. La dépendance en énergie de la plupart des flux de rayons cosmiques stables peut être déterminée à partir du temps d'échappement $\tau_{\text{échap}}$ et des abondances relatives des noyaux.

Rapport secondaire sur primaire

Dans le cas d'un noyau secondaire S qui n'est pas produit à la source (ou qui s'est très rapidement désintégré) et dont l'unique contribution provient de la spallation d'un noyau primaire P , on a à partir de (IV.3) :

$$\frac{N^S}{\tau_{\text{échap}}} + \frac{N^S}{\tau_{\text{spallation}}} = \frac{N^P}{\tau_{P \rightarrow S}} \Leftrightarrow \frac{N^S}{\tau_{\text{échap}}} + n\beta c \sigma^S N^S = n\beta c \sigma^{P \rightarrow S} N^P \quad (\text{IV.4})$$

Le rapport des abondances d'un noyau secondaire sur un noyau primaire peut donc s'exprimer de la sorte :

$$\frac{N^S}{N^P} = \frac{\sigma^{P \rightarrow S}}{\sigma^S + 1/\lambda_{\text{échap}}} \quad (\text{IV.5})$$

avec $\lambda_{\text{échap}} = n\beta c \tau_{\text{échap}}$.

Il est possible de confronter les observations expérimentales aux modèles via le paramètre $\lambda_{\text{échap}}$. En mesurant le rapport B/C à partir du GeV par exemple, $\lambda_{\text{échap}}$ possède une dépendance en énergie sous la forme d'une loi de puissance sur la rigidité de la particule (cf. Fig. IV.4) :

$$\lambda_{\text{échap}} \propto R^{-0,6} \quad (\text{IV.6})$$

A partir de ce paramètre il est possible de déduire le spectre initial des rayons cosmiques galactiques. L'équation (IV.3) se simplifie – dans le cas d'un primaire pur – de la sorte :

$$\frac{N^P}{\tau_{\text{échap}}} + \frac{N^P}{\tau_{\text{spallation}}} = q^P \Leftrightarrow N^P = \frac{q^P}{1/\tau_{\text{échap}} + 1/\tau_{\text{spallation}}} \quad (\text{IV.7})$$

A haute énergie, les sections efficaces ne dépendent plus de l'énergie et $1/\tau_{\text{échap}} \gg 1/\tau_{\text{spallation}}$.

Le spectre de primaire N^P observé sur Terre possède un indice spectral de 2,6 – 2,8. De plus, $1/\tau_{\text{échap}}$ possède un indice spectral de l'ordre de – 0,6 ; ce qui implique que la pente de la source est estimée de l'ordre de 2,0 à 2,2.

Bien que l'indice spectral du spectre des rayons cosmiques primaires soit controversé (parfois estimée de l'ordre de 2,3), ce résultat simpliste est compatible avec les modèles d'accélération des rayons cosmiques par mécanismes de Fermi qui prévoient un indice spectral de l'ordre de 2.

Rapport radioactif sur stable

Le rapport d'abondance d'un primaire radioactif dont la durée de vie est connue sur un primaire stable sert d'*horloge cosmique* et permet d'estimer la durée de la propagation.

Dans le cas d'une espèce radioactive, un terme de décroissance radioactive τ_{rad} doit être rajouté à l'équation (IV.3) :

$$\frac{N^j}{\tau_{\text{échap}}} + \frac{N^j}{\tau_{\text{rad}}} + \frac{N^j}{\tau_{\text{spallation}}} = q^j + \sum_{k>j} \frac{N^k}{\tau_{k \rightarrow j}} \quad (\text{IV.8})$$

Si ce noyau a une durée de vie très courte, il se désintègre avant d'interagir et l'équation devient la suivante :

$$\frac{N^{\text{rad}}}{\tau_{\text{rad}}} = q^{\text{rad}} \quad (\text{IV.9})$$

L'estimation du taux d'échappement est directement accessible grâce à l'observation des rapports des espèces radioactives sur l'espèce stable :

$$\frac{N^{\text{rad}}}{N^{\text{stable}}} = \frac{\tau_{\text{rad}}}{\tau_{\text{échap}}} + \frac{\tau_{\text{rad}}}{\tau_{\text{spallation}}} \quad (\text{IV.10})$$

Les temps caractéristiques de spallation et de désintégration étant connus, il suffit de mesurer le rapport d'abondance radioactif/stable pour en déduire le temps caractéristique d'échappement. Ce dernier est estimé à environ 20 millions d'années. En comparant $\tau_{\text{échap}}$ avec les mesures de $\lambda_{\text{échap}}$, la densité moyenne de matière traversée par les noyaux est estimée de l'ordre de $0,3 \text{ cm}^{-3}$. La densité moyenne de matière dans la Galaxie étant de l'ordre de 1 cm^{-3} , on peut en déduire que les rayons cosmiques passent 2/3 de leur temps dans une zone essentiellement vide de matière, le halo (cf. paragraphe III.2.2).

Le temps caractéristique d'échappement permet ainsi de calculer la longueur caractéristique de parcours d'un noyau au sein de la Galaxie qui est de l'ordre de 1 Mpc. Or la taille de la Galaxie étant de l'ordre de 10 kpc, la trajectoire des rayons cosmiques dans la Galaxie doit forcément être repliée : il s'agit du confinement galactique.

Les abondances

Le modèle de la *boîte qui fuit* peut être raffiné en considérant une géométrie plus réaliste de la Galaxie et en y intégrant des processus d'interactions supplémentaires comme la reaccélération ou les pertes d'énergies. Ce modèle reste insuffisant pour ajuster correctement la plupart des observations secondaires comme les flux de rayons gammas ; toutefois, il permet de retrouver à partir d'un spectre initial correspondant aux abondances de la matière interstellaire, les abondances des rayons cosmiques observées sur Terre (cf. figure Fig. IV.5).

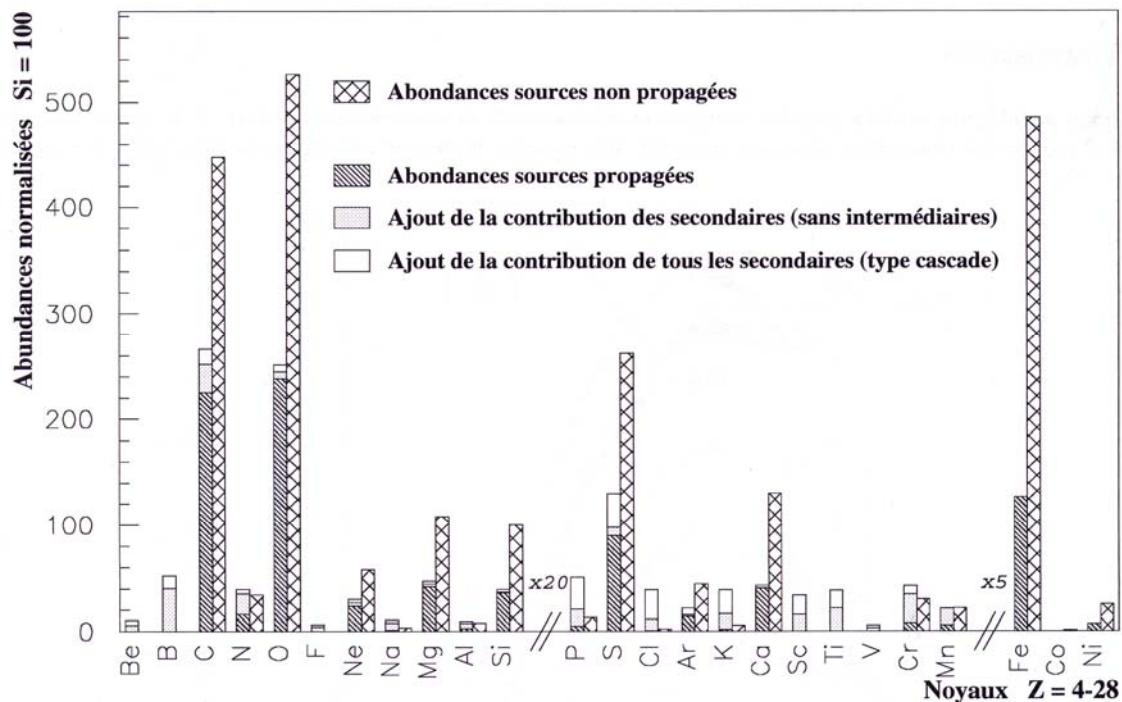


Fig. IV.5 – Evolution des abondances des rayons cosmiques galactiques dans le cadre d'un modèle simple de confinement (la boîte qui fuit) [42]. Les barres quadrillées (à droite d'un noyau) sont les abondances sources correspondant aux abondances de la matière interstellaire ; les barres en valeurs de gris (à gauche d'un noyau) correspondent aux abondances calculées arrivant sur Terre.

Il y a 2 valeurs pour chaque noyau (cf. Fig. IV.5) : son abondance à la source (barre quadrillée de droite qui correspond aux abondances locales de matière interstellaire) et son abondance observée sur Terre après propagation dans la Galaxie (barre de gauche). Cette dernière a 2 composantes distinctes : le reste de l'abondance primaire après interactions dans la Galaxie (rayée) et l'enrichissement en secondaires après propagation des noyaux les plus lourds. Parmi l'enrichissement secondaire, la contribution provenant de la désintégration directe des noyaux plus lourds est en gris, et la contribution provenant des cascades est en blanc.

La propagation a un effet plus important sur les éléments lourds que sur les éléments légers : l'abondance du fer, a été divisée par 4 alors que pour le carbone-azote-oxygène, elle n'est que d'un facteur deux. Cela est dû aux sections efficaces de destruction du noyau sur la matière interstellaire qui sont plus importante pour les éléments lourds.

Le classement des noyaux primaires et secondaires est évalué de la sorte. On retrouve les noyaux purement primaires comme l'oxygène ou le fer et des purement secondaires comme le groupe LiBeB. Certains noyaux secondaires n'ont même que des contributions d'espèces proches (seuls les noyaux plus légers que Si contribuent à Be et B).

Le modèle de *la boîte qui fuit* ne permet pas de reproduire toutes les observations faites sur les rayons cosmiques et les produits secondaires observés comme les électrons ou les rayons gamma. Toutefois, il a permis d'obtenir des résultats cohérents sur de la durée de propagation, la distance parcourue, la forme du spectre initial, les abondances observées et l'importance du halo.

Afin d'obtenir des résultats plus précis simulant les observations rayons cosmiques et gammas, il est nécessaire de considérer le transport des rayons cosmiques au sein d'un modèle plus réaliste de Galaxie.

IV.2.2 Equation de propagation

Les différentes interactions se produisant entre la création et l'observation des noyaux cosmiques peuvent être décrites par une équation de transport dépendant du temps et de la position dans la Galaxie. Cette dernière est considérée comme une limite au confinement des noyaux cosmiques au delà de laquelle ils s'échappent. A l'équilibre, cette équation permet d'obtenir la fonction de distribution des rayons cosmiques en tous points de la Galaxie.

L'équation de propagation la plus générale doit tenir compte de tous les phénomènes altérant la fonction de distribution des rayons cosmiques. Les différents processus d'interactions des noyaux chargés sont les suivants : la spallation sur la matière interstellaire, la désintégration naturelle des noyaux instables, la diffusion spatiale, les pertes d'énergie, l'influence du vent galactique et la reaccélération sur les ondes magnétiques. Chacune de ces contributions dépendant de la densité de particule par unité de quantité de mouvement $\Psi = \Psi(\vec{r}, p, t)$ va être explicitée dans les paragraphes suivants. L'équation la plus générale s'écrit en un point donné $\vec{r}$, à une énergie donnée p et à un instant t :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \Psi = & \left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Source}} + \left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Diffusion spatiale}} + \left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Reaccélération}} \\ & + \left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Pertes d'énergie}} + \left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Convection}} + \left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Spallation}} + \left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Désintégration}} \quad (\text{IV.11}) \end{aligned}$$

La description de l'équation de propagation décrite dans les paragraphes qui suivent est explicitée en détail dans diverses publications qui peuvent être consultées pour de plus amples informations [113][51][42].

La résolution de l'équation de propagation dépend des distributions de matières, du champ de radiation interstellaire, du champ magnétique, de la géométrie générale du disque et du halo et des limites choisies au delà desquelles les noyaux s'échappent.

Sources primaires

Les hypothèses sur les sources des rayons cosmiques galactiques ont été longtemps en faveur d'une accélération de type accélération de Fermi par les restes de supernovæ et la découverte récente par HESS de gammas produits autour d'anciennes supernovæ semble corroborer cette hypothèse **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

Les sources de ce type permettent d'accélérer des noyaux selon une loi de puissance en énergie avec un indice spectral aux alentours de 2. On peut montrer à l'aide du modèle de la *boîte qui fuit* que l'équilibre entre les sources et le confinement galactique transforme cet indice de telle manière qu'au voisinage du Soleil il soit de 2,7.

Le terme de source des rayons cosmiques primaires $q(R, p) = q(R) \cdot q(p)$ possède une dépendance en énergie qui est caractérisée par $q(p)$ et une distribution dans la Galaxie qui correspond à la densité du nombre de sources qui est $q(R)$.

La dépendance en énergie suit une loi de puissance en fonction de la quantité de mouvement [38] :

$$\frac{dq(p)}{dp} \propto p^{-\gamma} \quad (\text{IV.12})$$

Les abondances à la source sont généralement prises comme équivalentes aux mesures des abondances locales de la matière interstellaire. Toutefois, les observations du rapport O / H faites dans d'autres galaxies montrent que la métallicité augmente en se rapprochant du centre galactique ce qui est expliqué par le cycle de vie des étoiles (cf. paragraphe III.3.1). Plus les rayons cosmiques sont produits au centre, plus leur densité d'éléments lourds est ainsi importante.

La distribution des étoiles dans la Galaxie n'étant pas uniforme, celle des restes de supernovæ n'a pas de raison de l'être non plus. La figure Fig. IV.6 montre la distribution, moyennée sur l'angle ϕ des sources dans la Galaxie en coordonnées galactocentriques. $q(R)$ est la distribution du nombre de sources à la distance R , normalisé à la distance du soleil 8,5 kpc.

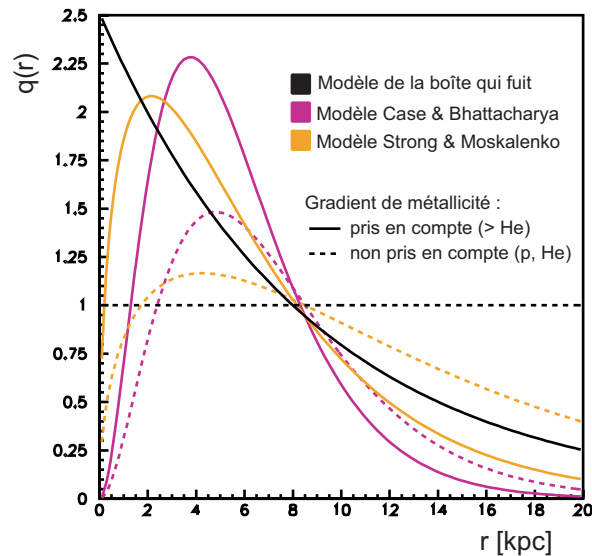


Fig. IV.6 – Modèles de distribution radiale des sources normalisées à la distance du Soleil (8,5 kpc). Les lignes pleines correspondent au proton et à l'hélium, les courbes en pointillées aux autres espèces plus lourdes. Les trois modèles présentés ci-dessous correspondent aux courbes de couleurs : la boîte qui fuit (noir), Case & Bhattacharya (gris foncé) et Strong & Moskalenko (gris clair)..

Le modèle de la boîte qui fuit (en noir) considère une distribution de source uniforme et est donc constante avec le rayon.

Les courbes en traits pleins correspondent aux distributions des sources de noyaux légers ajustées aux observations des restes de supernovæ dans le Galaxie [27] [28].

$$q(\rho) = \rho^2 e^{-3,53(\rho-1)} \quad \text{modèle de Case \& Bhattacharya} \quad (\text{IV.13})$$

$$q(\rho) = \rho^{0,5} e^{-(\rho-1)} \quad \text{modèle de Strong \& Moskalenko} \quad (\text{IV.14})$$

avec $\rho = \frac{R}{R_\odot}$, R la distance galactocentrique et $R_\odot$ la distance du Soleil au centre galactique.

Les courbes en pointillés sont les distributions des sources de noyaux lourds qui correspondent aux mêmes distributions que les sources de noyaux légers, mais ajustées par le gradient de métallicité des éléments lourds.

Aux sources primaires viennent s'ajouter les sources secondaires issues de l'interaction des noyaux lourds avec le milieu interstellaire. Cette contribution est présentée dans les paragraphes suivants.

La diffusion

C'est au sein du halo que les rayons cosmiques sont confinés. Ils y passent en moyenne 2/3 de leur temps, le tiers restant étant passé au sein même du disque galactique. La taille de ce halo est difficile à déterminer, et l'élévation limite à partir de laquelle un noyau d'une énergie donnée n'est plus confiné reste un paramètre libre des théories de propagation.

Si le champ magnétique restreint ces noyaux au halo, deux phénomènes physiques différents donnent lieu à une diffusion spatiale qui leur permet de s'échapper.

La première contribution est la diffusion des noyaux sur les irrégularités du champ magnétique sous forme d'onde d'Alfvén ; il a été montré que cette diffusion est équivalente à une marche aléatoire dans le halo [31].

En outre, ce mécanisme de diffusion permet de reaccélérer les noyaux par mécanisme de Fermi ; le lien entre l'accélération et la diffusion spatiale est commenté dans le paragraphe suivant.

La caractérisation de la diffusion dépend d'un coefficient qui peut être scalaire (dans le cas d'une diffusion isotrope) ou tensoriel.

La seconde contribution est liée au vent galactique qui crée un mouvement d'ensemble du plasma dans lequel baignent les noyaux. Généralement ce vent galactique est modélisé par un éloignement du plan galactique de manière transverse (cf. paragraphe III.3.5).

Le terme de diffusion est le suivant :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Diffusion spatiale}} = \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (K \vec{\nabla} \Psi)}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_g \Psi}_{\text{Vent galactique}} \quad (\text{IV.15})$$

où K est le coefficient de diffusion spatiale et V_g la vitesse du vent galactique.

La composante parallèle du coefficient de diffusion a la forme suivante :

$$K_{\parallel}(R) = K_0 \beta R^{\delta} \quad (\text{IV.16})$$

où K_0 est un facteur de normalisation, β la vélocité relativiste, δ l'indice spectral du spectre de turbulence et $R = p / Z$ la rigidité où p est la quantité de mouvement du noyau et Z sa charge.

La composante transverse étant encore très débattue, l'hypothèse d'une diffusion isotrope est généralement admise dans les études de propagation.

Le facteur de normalisation et l'indice spectral δ dépendent des propriétés du milieu interstellaire. Il est généralement admis qu'à l'équilibre les rayons cosmiques galactiques doivent subir une diffusion de même nature que dans la cavité solaire avec un indice spectral δ de 1/3 ce qui correspond à une turbulence dite de Kolmogorov. De plus il a été montré que ce type de turbulence reproduit au mieux les observations de la dépendance en énergie du rapport B/C [34].

Le paramètre δ reste néanmoins un libre dans les théories de propagation.

La reaccélération

Si les noyaux perdent de l'énergie de multiples manières sur leur parcours, ils peuvent également en gagner grâce aux diffusions magnétiques. Ce processus est nommé reaccélération car les noyaux ont déjà été accélérés via un mécanisme de Fermi dans une source de rayons cosmiques, et sont ensuite, à travers la Galaxie, accélérés à nouveau.

Dans un milieu turbulent comme le milieu interstellaire, l'excitation des ondes d'Alfvén et la présence d'ondes de chocs sont des processus qui permettent au noyau de gagner de l'énergie. Ces processus sont tous deux reliés aux turbulences du milieu. Le premier est un processus discret alors que le second est un processus continu.

Les ondes de chocs sont engendrées dans le milieu interstellaire par les supernovæ. Leur explosion étant courante à l'échelle de la vie d'un noyau dans la Galaxie (une explosion toutes les 30 années environ), les noyaux sont soumis à de nombreuses contributions équilibrées entre les jeunes supernovæ créant une onde de choc très importante mais contribuant à un très faible volume galactique et les vieilles supernovæ dont les ondes se retrouvent diluées et peu efficaces mais couvrant des distances plus grandes. L'interaction des noyaux avec ces ondes de chocs leur induit une accélération du même type qu'un mécanisme de Fermi du premier ordre.

Les instabilités du champ magnétique, quant à elles, contribuent aux mécanismes de diffusion spatiale mais également à la reaccélération. Cette reaccélération correspond à une accélération de Fermi du second ordre dans le plasma galactique.

Le terme de l'équation de propagation qui en découle dépend d'un coefficient de diffusion dans l'espace des impulsions, K_{pp} qui correspond à la reaccélération :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Reaccélération}} = \frac{\partial}{\partial p} p^2 K_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \frac{1}{p^2} \Psi \quad (\text{IV.17})$$

Il peut être démontré que la diffusion spatiale et la diffusion dans l'espace des impulsions sont reliées entre elles et dépendent de la nature diffusive du système [87]. Les deux coefficients $K_{||}$ et K_{pp} sont reliés l'un à l'autre via la relation suivante [37] :

$$K_{pp} \cdot K_{||} = \frac{4}{3\delta(4-\delta^2)(4-\delta)} \frac{p^2 V_a}{w} \quad (\text{IV.18})$$

K_{pp} dépend de la vitesse des inhomogénéités se déplaçant dans le plasma c'est-à-dire la vitesse de Alfvén, V_a . La quantité w caractérise le niveau de turbulence, elle est égale au rapport de la densité d'énergie de l'onde à la densité d'énergie du champ magnétique moyen. Et δ est l'indice spectral du spectre de turbulence (dans le cas de Kolmogorov, $\delta = 1/3$).

Les pertes d'énergie

Les principales pertes d'énergies des nucléons dans l'espace galactique proviennent de l'ionisation de la matière interstellaire, des pertes coulombiennes sur les plasmas ionisés et de la spallation. Cette dernière interaction est plus amplement traitée dans un prochain paragraphe.

Bien que l'échappement des noyaux ne fasse pas perdre d'énergie, elle correspond à une modification des densités des noyaux dépendant de énergie, et peut donc être comparée aux pertes énergétiques.

Le temps caractéristique de chacune de ces interactions ainsi que l'échappement de la Galaxie sont représentée sur la figure Fig. IV.7 [36][39].

Le processus dominant au-delà de quelques GeV est l'échappement des noyaux. Les effets de la spallation pour les protons sont faibles devant les interactions coulombiennes à l'inverse du Fer.

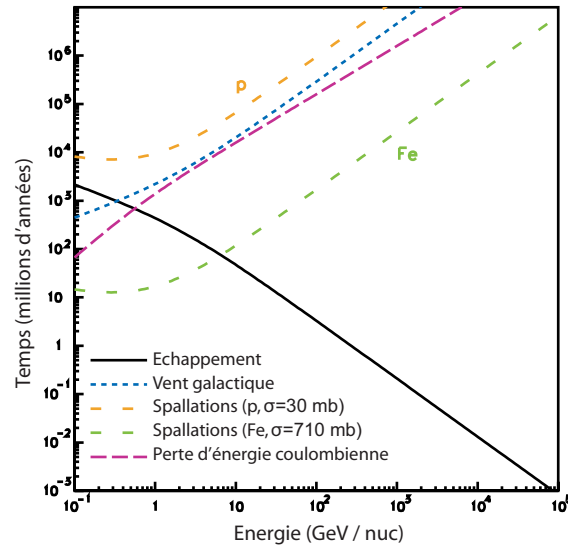


Fig. IV.7 – Temps caractéristique en millions d’années de l’échappement (ligne solide), des interactions coulombiennes (points et trait), du vent galactique (tirets) et de la spallation (pointillés) sur les noyaux galactiques. [36]

La contribution des pertes énergétiques à l’équation de propagation peut se résumer de la sorte [40] :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Pertes d'énergie}} = \frac{\partial}{\partial p} \left[\left(\left(\frac{dp}{dt} \right)_{\text{Coul}} + \left(\frac{dp}{dt} \right)_{\text{lon}} \right) \Psi \right] \quad (\text{IV.19})$$

L’expression détaillée de ces termes peut être trouvée dans la référence [40].

La convection

L’un des effets du vent galactique (ou vent de convection) est de diluer de manière adiabatique l’énergie des noyaux dans un volume plus large que celui du plan galactique : le halo [35].

Le vent galactique est l’équivalent à grande échelle du vent solaire généralisé à un plan d’étoile représentant le plan galactique. En cela, le vent est essentiellement perpendiculaire au plan galactique et peut être modélisé selon une seule composante, z .

Son intensité sur la propagation est sujet à débat à cause des incertitudes notables sur V_a et V_g respectivement la vitesse de Alfvén du plasma et la vitesse d’extension du vent galactique selon l’élévation au plan galactique.

L’expansion adiabatique peut être interprétée comme un terme de perte d’énergie bien que l’énergie totale soit conservée. Sa contribution dépend de $\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_g$ et est :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Convection}} = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_g) \Psi \right] \quad (\text{IV.20})$$

Les spallations

Lors de sa traversée de la Galaxie, un noyau du rayonnement cosmique peut interagir avec un noyau de matière interstellaire et produire une réaction nucléaire de spallation. L'intensité de cette réaction est donnée par la section efficace de fragmentation (ou de spallation). Pour prédire le comportement de la spallation, il est important non seulement de connaître lesdites sections efficaces, mais aussi les canaux d'embranchements qui donnent les proportions des produits secondaires engendrés.

La mesure de ces paramètres est un problème délicat de physique nucléaire car les énergies mises en jeu sont inaccessibles en laboratoire ; il est nécessaire de remonter à ces sections efficaces à partir du rayonnement cosmique arrivant dans l'atmosphère et de faire appel à des modèles théoriques nucléaires. Ces estimations sont d'autant plus difficiles qu'elles sont soumises à de nombreuses incertitudes sur les reconstructions des gerbes atmosphériques.

Une collision noyau-noyau a des conséquences variables selon l'énergie :

- . A basse énergie, jusqu'à quelques MeV, le processus principal est la fission : suite à une déformation le noyau va se briser en deux fragments.
- . A quelques centaines de MeV par nucléon la collision entraîne une modification de l'équation d'état des noyaux. Les déformations des noyaux sont amplifiées et vont donner naissance à de nombreux noyaux plus petits. Il s'agit de la multi-fragmentation. A partir de ce processus, des pions chargés, origine des neutrinos galactiques, sont engendrés.
- . Les sections efficaces sont pratiquement constantes jusqu'à l'ordre du TeV par nucléon où elles se mettent à augmenter avec l'énergie. A ces énergies là, les collisions rentrent dans des processus purement hadroniques où il est nécessaire de recourir à une interprétation QCD en terme de quarks.

Le terme de spallation dans l'équation de propagation dépend uniquement de la densité de matière interstellaire n_i , de la vitesse de la particule incidente βc et de la section efficace de spallation σ_i^j de l'espèce j sur un noyau i :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Spallation}} = - \frac{1}{n_i \beta c \sigma_i^j(E)} \Psi = - \frac{1}{\tau_f^{ij}} \Psi \quad (\text{IV.21})$$

Plus le noyau incident est lourd plus sa section efficace est grande et de ce fait se brise plus facilement en noyaux secondaires. Cette fragmentation enrichit ainsi les abondances des noyaux plus légers contribuant à l'apparition de nouvelles espèces et enrichissant les abondances primaires. Cette contribution apparaît comme un terme de source secondaire S :

$$q(\vec{r}, E)_S = \beta c \Psi_p(\vec{r}, E) \sum_{i=H, He} \sigma_i^{P \rightarrow S}(E) n_i(\vec{r}) \quad (\text{IV.22})$$

avec $\Psi_p(\vec{r}, E)$ la fonction de densité du noyau p , $\sigma_i^{P \rightarrow S}$ la section efficace de production du noyau S par interaction entre un noyau P sur la matière interstellaire i , et $n_i(\vec{r})$ la densité de matière interstellaire i à la position $\vec{r}$.

Certains noyaux ont une durée de vie trop courte pour que leur contribution primaire parvienne jusqu'à la Terre ; seuls les noyaux secondaires y parviennent. L'observation des abondances de ces espèces permet de remonter directement à certains paramètres de propagation (cf. paragraphe sur la *boîte qui fuit* IV.2.1).

Ce sont les sections efficaces totales de production des pions chargés lors de ces collisions qui nous intéressent plus particulièrement. En effet c'est le seul processus de production de neutrinos possible au cours de la propagation.

Les désintégrations

Un noyau qui se propage dans la Galaxie met environ 20 millions d'années avant de nous parvenir. Durant ce laps de temps, certains noyaux instables peuvent se désintégrer et enrichir l'abondance d'un autre noyau plus léger.

Les processus de désintégration d'un noyau vers un autre dépendent de l'écart de masse entre le noyau de départ et celui d'arrivée. Les différents processus sont indiqués dans le tableau Tab. IV.1.

Processus	Désintégration	Condition nécessaire
<i>fission</i>	$(A, Z) \rightarrow (A_1, Z_1) + (A_2, Z_2)$	$M_{(A,Z)} > M_{(A_1,Z_1)} + M_{(A_2,Z_2)}$
α	$(A, Z) \rightarrow (A-2, Z-2) + \alpha$	$M_{(A,Z)} > M_{(A-2,Z-2)} + 2m_\alpha$
β^-	$(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$	$M_{(A,Z)} > M_{(A,Z+1)} + 2m_e$
β^+	$(A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + e^+ + \nu_e$	$M_{(A,Z)} > M_{(A,Z-1)} + 2m_e$
Capture électronique	$(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z-1) + \nu_e$	$M_{(A,Z)} > M_{(A,Z-1)}$

Tab. IV.1 – Liste des différents processus de désintégration des noyaux. M est la masse du noyau (A, Z) .

Pour la capture électronique, dans le cadre d'une propagation dans l'espace, la densité d'électrons étant extrêmement faible, les durées de vies sont fortement modifiées par rapport à celles observées sur Terre où c'est un électron du cortège électronique qui est absorbé.

Les abondances des noyaux permettent d'accéder directement à certains paramètres de propagation comme le taux d'échappement de la Galaxie. En effet, les noyaux dont les durées de vie sont très bien connues peuvent servir de chronomètre du temps moyen passé dans la Galaxie en comparant leur abondance à celle d'un noyau stable (cf. la *boîte qui fuit* IV.2.1).

De la même manière, les noyaux uniquement accessibles par capture électronique jouent le rôle de chronomètres pour évaluer le temps passé entre la production et l'accélération du noyau.

La connaissance des temps de vie permet de rendre compte des désintégrations des noyaux lourds lors du confinement.

L'équation de propagation comporte un terme de disparition similaire au terme de spallation :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \Psi \right)_{\text{Désintégration}} = -\frac{1}{\tau_d} \Psi \quad (\text{IV.23})$$

Les noyaux qui ont une durée de vie bien inférieure à la durée de propagation sont nommés *noyaux fantômes* et se désintègrent très rapidement après leur production enrichissant les abondances des autres noyaux.

Retour sur l'équation de propagation

Au final l'équation la plus générale de propagation des noyaux galactiques (IV.11) peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \Psi = & \underbrace{q(\vec{r}, p)}_{\text{Source}} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (K \vec{\nabla} \Psi - \vec{V}_g \Psi)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial p} p^2 K_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \frac{1}{p^2} \Psi}_{\text{Reaccélération}} \\ & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial p} [(\dot{p}_{\text{Gains}} + \dot{p}_{\text{Pertes}}) \Psi]}_{\text{Gains et pertes d'énergie}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_g) \Psi \right]}_{\text{Convection}} - \underbrace{\frac{1}{\tau_f} \Psi}_{\text{Fragmentation}} - \underbrace{\frac{1}{\tau_d} \Psi}_{\text{Désintégration}} \end{aligned} \quad (\text{IV.24})$$

Avec $\Psi = \Psi(\vec{r}, p, t)$ la densité de particule par unité de quantité de mouvement.

A partir de l'équation de transport ci-dessus et d'un modèle théorique de galaxie, il est possible, en résolvant l'équation à l'équilibre, de connaître la densité et le spectre en énergie des rayons cosmiques en tout point du volume galactique.

Avant d'aller plus loin, il est utile de savoir que dans la littérature, l'équation de propagation peut être écrite indifféremment en fonction de Ψ , de la densité de l'espace des phases $f = f(\vec{r}, p, t)$, ou de la densité des rayons cosmiques, n .

Les relations qui permettent de passer de l'une à l'autre sont les suivantes :

$$\Psi dp = 4\pi p^2 f \quad (\text{IV.25})$$

$$N(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{4\pi}{\beta} p^2 f \quad \text{avec } n = 4\pi \int p^2 f \cdot dp \text{ et } \beta = v/c \quad (\text{IV.26})$$

Que le modèle soit un modèle simplifié ou que l'équation de propagation soit prise dans son intégralité, elle doit être résolue numériquement et itérativement pour chacun des noyaux. Deux approches sont nécessaires pour en venir à bout. La première consiste à résoudre tout d'abord la partie nucléaire de l'équation qui relie les noyaux entre eux. L'autre concerne la résolution des équations de diffusions à proprement parler qui nécessite une méthode de résolution des équations aux dérivées partielles.

La partie nucléaire (sources, abondances, désintégrations, spallations) couple les équations de chaque noyau entre elles. Il existe trois manières d'aborder le problème :

- La méthode de la cascade consiste à extraire la solution de l'équation pour le noyau le plus lourd, réinjecter les secondaires correspondants puis renouveler l'opération jusqu'au noyau le plus léger.

- La méthode itérative consiste dans un premier temps à extraire les solutions au premier ordre provenant des contributions directes d'un noyau par un autre $N_B \rightarrow N_A$ en oubliant les contributions en cascades de type $N_C \rightarrow N_B \rightarrow N_A$. Puis de manière itérative les ordres supérieurs sont pris en compte jusqu'à convergence.
- La méthode matricielle revient à considérer l'ensemble des équations comme une matrice de noyau s'exprimant comme la multiplication d'une matrice de transformation par une matrice source.

Quel que soit la méthode, la résolution de l'équation de propagation nécessite l'utilisation d'algorithmes de résolutions numériques à plusieurs variables d'équations aux dérivées partielles.

Le détail de la résolution d'équation aux dérivées partielles à l'aide d'une méthode d'intégration par élément fini (Crank-Nicholson) appliquée à l'équation de propagation peut être trouvé en détail dans la littérature [41][42].

Une autre possibilité pour traiter l'équation est de faire appel à une méthode Monte Carlo. Il a été mentionné plus haut que la diffusion peut être interprétée comme une marche aléatoire. C'est dans ce cadre là que certaines études Monte Carlo ont été développées ces dernières années. Actuellement, bien qu'efficace, cette méthode reste plus lente et plus difficile à modéliser.

DETECTION DU FLUX DIFFUS GALACTIQUE

V Simulation des neutrinos galactiques

Les interactions nucléaires produites lors d'une collision entre un noyau cosmique confiné dans la Galaxie et le gaz interstellaire produisent des pions chargés qui, en se désintégrant, vont engendrer des neutrinos.

La détection de ces flux apporterait des informations précises sur le spectre des noyaux cosmiques et sur la densité de matière galactique en un point éloigné de la Terre. De plus, contrairement aux photons, les neutrinos ne sont pas absorbés par la matière interstellaire et permettent d'observer des zones de la Galaxie opaques aux rayons gamma.

Cette connaissance de la Galaxie et des rayons cosmiques permettrait de contraindre les modèles de propagation et ainsi de comprendre l'origine galactique de ces derniers.

La simulation rigoureuse des flux de neutrinos galactiques nécessite ainsi de modéliser le confinement des noyaux. Cette modélisation est un travail délicat qui nécessite une bonne compréhension de la Galaxie (tant par sa forme et ses limites que par son contenu) et des multiples mécanismes d'interactions que subissent les noyaux cosmiques durant leur vie. Les incertitudes liées aux conditions de propagation telles que l'intensité du vent galactique, les distributions de matières, la forme du champ magnétique, etc. en fait un sujet d'étude à part entière.

L'estimation de flux réalistes de neutrinos galactiques nécessite de les paramétrer par des observations corrélées à leur production. Pour ce faire, il est nécessaire de recourir à une simulation s'ajustant aussi bien aux observations des noyaux cosmiques qu'aux produits secondaires électrons, positrons, antiprotons et gammas.

La composante gamma est d'autant plus importante qu'une partie du flux observé – en plus du bremsstrahlung et de l'effet Compton inverse – est issu du même processus de production que les neutrinos : la spallation des rayons cosmiques sur la matière interstellaire, qui produit des pions neutres se désintégrant en gamma. De plus, à l'instar des neutrinos, elle permet de remonter à sa direction de production.

Pour estimer les flux de neutrinos galactiques, j'utilise un programme de simulation du confinement galactique créé par Strong, Moskalenko et Reimer [39], GALPROP, qui a été développé pour étudier les flux gammas galactiques de haute énergie.

GALPROP a l'avantage d'être disponible et libre de droit [45], modulable, et surtout de simuler la plupart des observations directes (le flux des rayons cosmiques et leurs abondances) et indirectes (positrons, émission synchrotron, antiprotons et gammas). C'est en m'appuyant sur les travaux déjà effectués dans GALPROP pour les flux gammas provenant des désintégrations des pions neutres que j'ai implémenté la simulation des flux de neutrinos (cf. paragraphe V.2).

Notons ici un autre modèle qui a également attiré mon attention pour cette étude. Il s'agit de celui de Maurin et Taillet [36] qui est une approche semi analytique de l'équation de propagation. Ce modèle tient compte de la zone de déplétion de l'environnement stellaire local (cf. paragraphe III.4) qui altère la composition des rayons cosmiques. Ce point tout particulier n'est pas traité dans le programme Galprop lors de sa résolution de l'équation de propagation alors qu'il peut avoir un impact direct sur l'observation des flux des rayons

cosmiques galactiques. Cette problématique particulière est considérée à travers certains modèles qui seront explicités plus en détails par la suite.

Dans ce chapitre, je décris donc tout d'abord le programme, ainsi que les différents modèles d'ajustement aux flux gammas que j'utilise par la suite pour paramétrer mes estimations aux observations.

Puis, j'y explique la production des flux à partir des mécanismes de production des pions et des espaces de phases associés aux désintégrations des pions et des muons.

Enfin, afin de discriminer par la suite le signal du bruit de fond, je décris les outils de reconstruction et de simulation du détecteur qui m'ont permis de produire les événements Monte Carlo des neutrinos galactiques et ceux du bruit de fond provenant des neutrinos et des muons atmosphériques.

V.1 GALPROP

Malgré de nombreuses études à ce sujet, le flux diffus de rayons gamma de la Galaxie est sujet à des incertitudes car bien que ses mécanismes de production soient connus (l'effet Compton inverse, le bremsstrahlung et la désintégration des pions neutres), la contribution individuelle de chacun est indiscernable dans les observations.

De plus, chacune de ces composantes est intrinsèquement liée à de nombreux paramètres communs comme le spectre des rayons cosmiques, le spectre des électrons, les radiations interstellaires, le champ magnétique, les distributions de gaz, etc.

Pendant très longtemps les mécanismes produisant ces flux au-delà du GeV et en deçà de la trentaine de MeV sont restés inexpliqués et généralement sous évalués à l'aide des modèles de production par les rayons cosmiques.

Ce n'est que récemment que l'excès observé à basse énergie, qui n'était alors reproduit par aucun modèle de flux diffus gamma, fut expliqué [43]. Ce sont les observations de l'expérience INTEGRAL qui révélés que le flux diffus était en réalité dû à des sources ponctuelles non résolues avec EGRET.

Cette incertitude sur le flux de rayons gamma ayant été résolue, seul l'excès au delà du GeV reste encore difficile à expliquer.

C'est afin d'apporter des réponses à ces deux problématiques que le programme informatique GALPROP fut développé. Cette méthode numérique contraint les modèles de flux diffus gammas à partir de la propagation des rayons cosmiques galactiques et de la simulation de l'ensemble des données sur les rayons cosmiques.

Les données directes comme les abondances des noyaux cosmiques et les flux arrivant sur Terre sont calculés, mais aussi les flux des produits secondaires comme les flux des antiprotons et des positrons. Outre les flux des rayons gamma, le rayonnement synchrotron produit par les électrons accélérés dans la Galaxie est également simulée.

V.1.1 La méthode de GALPROP

Ce programme est une approche numérique de la propagation des rayons cosmiques basée sur une idée de Strong et Youssefi [48] [49]. Les résultats obtenus avec ce code ont été publiés à diverses reprises que ce soit pour les rayons cosmiques [51], les électrons-positrons [50] ou les gammas et l'émission synchrotron [52].

A partir d'un fichier de paramètres (dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau Tab. V.1), de fichiers de sections efficaces d'interaction et de rapport de branchement des désintégrations, le programme simule le confinement des rayons cosmiques pour fournir en sortie au format FITS [55] les abondances des noyaux arrivant sur Terre, les émissivités galactiques des produits secondaires et les cartes du ciel en gamma.

Paramètres de GALPROP	
Espace de propagation	Taille du halo de confinement (rayon et élévation maximum) $[-4 ; 4] \text{ kpc}$
	Gamme d'énergie des noyaux (énergie minimale et maximale) $1 \text{ à } 10^{10} \text{ MeV} \odot 1,2$
	Définition de la grille spatiale de la Galaxie et de la gamme en énergie <i>Rayon : $[0;30] \text{ kpc} \leadsto 1$</i> <i>Halo : $[-4 ; 4] \text{ kpc} \leadsto 0,1$</i> <i>Impulsion $[1000;6000] \text{ MV} \odot 1,2$</i>
Données simulées	Energie minimale et maximale des gammas $0,1 \text{ à } 10^8 \text{ GeV} \odot 10$
	Définition angulaire du ciel observé <i>Latitude $[-89,5;89,5]^\circ \leadsto 1$</i> <i>Longitude $[0,5;359,5]^\circ \leadsto 1$</i>
	Fréquence minimale et maximale des émissions synchrotrons $[10^6;10^{10}] \text{ Hz} \odot 2$
Propagation	Normalisation du coefficient de diffusion spatiale à la rigidité de référence $6,1 \cdot 10^{28}$
	Rigidité de référence $4 \cdot 10^3 \text{ MV}$
	Indices spectraux du coefficient de diffusion avant et après la rigidité de référence <i>Indice spectral avant / après : $0,33 / 0,33$</i>
	Vitesse et variation selon l'élévation z du vent galactique <i>Vitesse à $z = 0$: 0 km.s^{-1}</i> <i>Variation linéaire : $7 \text{ km.s}^{-1}.\text{kpc}^{-1}$</i>
	Fichier de sections efficaces d'interactions
	Vitesse de Alfvén 30 km.s^{-1}
Source	Indices spectraux initiaux des noyaux sources avec une possibilité d'inflexion à une rigidité de référence. <i>Rigidité de référence : 100 MV</i> <i>Indice spectral avant / après : $2,43 / 2,43$</i>
	Indices spectraux initiaux des électrons sources avec une possibilité d'inflexion à une rigidité de référence. <i>Rigidité de référence : 1000 MV</i> <i>Indice spectral avant / après : $2,5 / 2,5$</i>
	Choix du modèle de distribution des sources

	Normalisation du flux de proton et d'électron
	Choix des noyaux considérés <i>$Z=1-56$</i>
Matière interstellaire	Rapport 'hélium sur hydrogène' <i>11 %</i>
	Le modèle de champ magnétique
	Emissivité du CO
	Abondances relatives des éléments de la matière interstellaire
Temps	Bornes et nombre d'étapes du temps de simulation galactique
Champ magnétique	Intensité
Programme	Activation des différents paramètres de propagation comme la reaccélération, la radioactivité etc.
	Paramètres liés aux itérations du programme
	Choix des données de sortie

Tab. V.1 – Liste résumée des paramètres du fichier d'entrée de Galprop. Les valeurs en italiques correspondent aux valeurs par défaut utilisées. Le symbole $\curvearrowright$ correspond à un pas dont la valeur est indiquée juste après et de même unité. Le symbole $\odot$ correspond au facteur multiplicatif permettant de passer d'une, valeur à l'autre dans le programme.

Modèle galactique

La première étape du programme est de créer une galaxie virtuelle.

La simulation repose sur une géométrie tridimensionnelle à symétrie cylindrique sans structure spirale. Le système de coordonnées est (R, z, p) où R est le rayon galactocentrique, z l'élévation et p la quantité de mouvement totale de la particule propagée. Le soleil est positionné à 8,5 kpc du centre galactique.

La région de propagation des rayons cosmiques est limitée par le halo, défini comme la région au-delà de laquelle les particules échappent au confinement. La taille du halo est un paramètre libre, par défaut son extension est de $R_H = 30$ kpc et son épaisseur z_H est de 4 kpc.

Le programme crée un maillage de l'espace selon l'élévation et le rayon galactocentrique auxquels s'ajoute une composante énergétique qui permet de manipuler des déplacements dans l'espace des impulsions et donc de faire gagner ou perdre de l'énergie au noyau.

Les intervalles de la grille sont habituellement $\Delta R = 1$ kpc, $\Delta z = 0,1$ kpc ; une échelle logarithmique est utilisée pour l'énergie, par défaut il y a un facteur 1,2 entre deux intervalles en énergie.

Les distributions de matière sont paramétrées selon des fonctions ajustées aux distributions observées qui correspondent aux équations (III.2), (III.3) et (III.4) présentées au chapitre précédent. La quantité d'Hélium est fixée à 11% des distributions d'hydrogène.

La distribution spatiale des sources des rayons cosmiques correspond au modèle ajusté à la distribution des restes de supernovæ dans la Galaxie qui dépend du rayon galactocentrique et de la métallicité du noyau (cf. figure Fig. IV.6 et équation (IV.14)).

Le spectre initial des sources suit une loi de puissance qui est paramétrable et les abondances des noyaux à la source sont ajustées aux observations de la matière interstellaire locale.

Paramètres de propagation

L'équation de propagation est traitée à partir de sa forme la plus générale comprenant les interactions électromagnétiques (diffusion spatiale, vent galactique, reaccélération et pertes d'énergie) et les interactions hadroniques (spallations et désintégrations).

Les mécanismes de propagation spatiale dépendant de l'énergie (diffusion et convection) sont calculés dans le cadre du modèle de Galaxie dont la limite de confinement correspond à la taille du halo. La reaccélération et les pertes d'énergie sont quant à elles traitées dans l'espace des impulsions.

Le coefficient de diffusion K utilisé est contraint par la dépendance en énergie du rapport B/C qui suit une loi de puissance selon la rigidité ρ au delà de quelques GeV par nucléon :

$$K = \beta K_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\delta \quad (\text{V.1})$$

K_0 étant un coefficient de normalisation et δ l'indice spectral qui peut varier avant et après une rigidité de coupure ρ_0 choisie.

Le modèle de vent galactique est un vent orthogonal au plan galactique qui augmente linéairement avec l'élévation :

$$\begin{aligned} \vec{V}_g &= V_g(z) \vec{u}_z \\ \begin{cases} V_g > 0 & \text{pour } z > 0 \\ V_g < 0 & \text{pour } z < 0 \end{cases} \\ \frac{dV_g}{dz} &> 0 \quad \forall z \end{aligned} \quad (\text{V.2})$$

Cette vitesse dans le plan galactique peut être paramétrée comme non nulle, mais elle est toujours considérée comme nulle dans les modèles qui vont être exprimés par la suite.

Le terme de réaccélération stochastique peut être omis et le coefficient K_{pp} est directement relié au coefficient de diffusion spatiale via la relation (IV.18).

Les sections efficaces de fragmentation et les durées de vies des noyaux sont paramétrées à partir de tableaux expérimentaux de physique nucléaire.

Méthode de calcul

En commençant par le noyau le plus lourd, le programme résout l'équation de propagation en se basant sur un calcul par éléments finis (méthode de Crank-Nicholson [51]) jusqu'à atteindre l'équilibre après plusieurs itérations.

L'échappement des noyaux impose que leur densité soit nulle aux limites du halo, condition qui se traduit par :

$$\Psi(R, z_H, p) = \Psi(R, -z_H, p) = \Psi(R_H, z, p) = 0 \quad (\text{V.3})$$

Le noyau le plus lourd est traité en premier, puis le programme passe alors au noyau $A-1$, et ainsi de suite jusqu'à arriver au proton. Ce traitement par masse atomique décroissante est indispensable, les noyaux les plus lourds contribuant par fragmentation ou désintégration à la fonction source des noyaux plus légers.

L'équilibre finalement atteint, les émissivités des produits secondaires sont estimés en chaque point de la Galaxie, à partir de la section efficace d'interaction, la densité de matière et le spectre des cosmiques à l'équilibre.

Les cartes du ciel de flux gammas arrivant sur Terre sont obtenues après intégration sur la ligne de visée des différentes émissivités.

L'intégralité des résultats est alors formatée sous la forme de fichiers FITS qui regroupent les flux de tous les noyaux propagés, des électrons, des positrons et des antiprotons, les émissivités de gammas en symétrie cylindrique, les cartes du ciel en gamma et en synchrotron.

V.1.2 Les différents modèles de flux gammas

Ce programme, comme il a été expliqué plus haut, a été développé pour satisfaire les émissions de rayons gamma observées en contraignant les modèles à partir des différentes données liées aux rayons cosmiques.

Le premier modèle de flux gammas développé à l'aide de GALPROP est optimisé pour s'ajuster parfaitement aux données issues des rayons cosmiques. Or, avec ce modèle dit *conventionnel*, les simulations sous-estiment au-delà du GeV le flux de rayons gamma par rapport aux observations alors qu'elle s'ajuste correctement aux autres observables.

D'autres modèles furent alors introduits afin d'interpréter cet excès à haute énergie. Chacun se base sur le *conventionnel* dont certaines hypothèses sont modifiées puis optimisées afin de reproduire au mieux les observations des rayons gamma.

Les caractéristiques de chacun des modèles présentés ici sont rassemblées dans un tableau à la fin du paragraphe V.1.2. Les différents modèles (C, HN, HE et HEMN) ont fait l'objet d'une même publication [52].

Bien qu'il existe d'autres modèles, seuls les quatre qui sont présentés ici ont retenu mon attention pour la simulation des flux de neutrinos. Tout d'abord, et principalement, parce qu'ils ont été optimisés pour les flux diffus gammas dont une des contributions est de même nature que les sources de neutrinos. Ensuite, parce que ces modèles se concentrent sur la composante à haute énergie (au-delà du GeV) du spectre des gammas, or le télescope à neutrinos ANTARES est sensible au-delà de la dizaine de GeV. Il est donc nécessaire d'accorder une importance toute particulière à la modélisation autour des données expérimentales à plus haute énergie.

Les rayons gamma produits au-delà du GeV proviennent soit d'interactions électromagnétiques (l'effet Compton inverse et bremsstrahlung) soit d'interactions hadroniques (la désintégration des pions neutres issus de la spallation). Cet excès peut être ajusté en intensifiant l'une de ces deux interactions, soit à l'aide d'une composante plus dure des rayons cosmiques dans la galaxie qui engendrerait des pions neutres plus énergétiques, soit en considérant un spectre plus intense des électrons qui se répercuterait sur la composante issue de l'effet Compton inverse.

Dans le premier cas, la production des pions chargés étant corrélée à celle des pions neutres, le spectre des neutrinos galactiques serait immédiatement modifié par rapport au modèle *conventionnel*. Dans la seconde hypothèse, bien que les électrons primaires n'aient aucun impact direct sur la création des neutrinos, l'optimisation des modèles associés nécessite un ajustement des spectres des nucléons qui eux, ont un impact sur les flux de neutrinos.

Le flux de neutrinos est simulé à partir de ces modèles et est explicité par la suite dans le paragraphe V.2.

Le modèle conventionnel, C

Le modèle conventionnel reproduit les mesures locales du spectre des électrons, des protons et de l'hélium au-delà du GeV (là où la modulation solaire devient négligeable) ainsi que des observations de l'émission synchrotron provenant des électrons.

Pour arriver à cet accord avec les observations, les paramètres ont été ajustés un à un (cf. tableau Tab. V.2).

L'épaisseur du halo est de 4 kpc, la vitesse de Alfvén de $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ et la normalisation du spectre des électrons a été optimisée pour ajuster les données expérimentales au-delà de 10 GeV. Un changement de pente a été utilisé dans le spectre des électrons primaires afin de reproduire à la fois les données synchrotron et le spectre local des électrons. Cette inflexion se produit à 10 GeV avec un indice spectral passant de 1,6 à 2,6.

L'indice spectral initial des protons est de 2,25 et celui de l'hélium de 2,45.

Modèle	C
Hauteur du halo z_H (kpc)	4
Vitesse du vent galactique v_A ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	20
Normalisation du coefficient de diffusion K (cm^2s^{-1})	$2\cdot 10^{28}$
Indice spectral initial des électrons au dessus et en dessous de 10 GeV	1,6 / 2,6
Indice spectral initial des protons	2,25
Indice spectral initial de l'hélium	2,45
Tous les processus de propagation sont considérés, notamment la reaccélération.	

Tab. V.2 – Paramètres du modèle C qui sert de référence aux autres modèles de flux diffus.

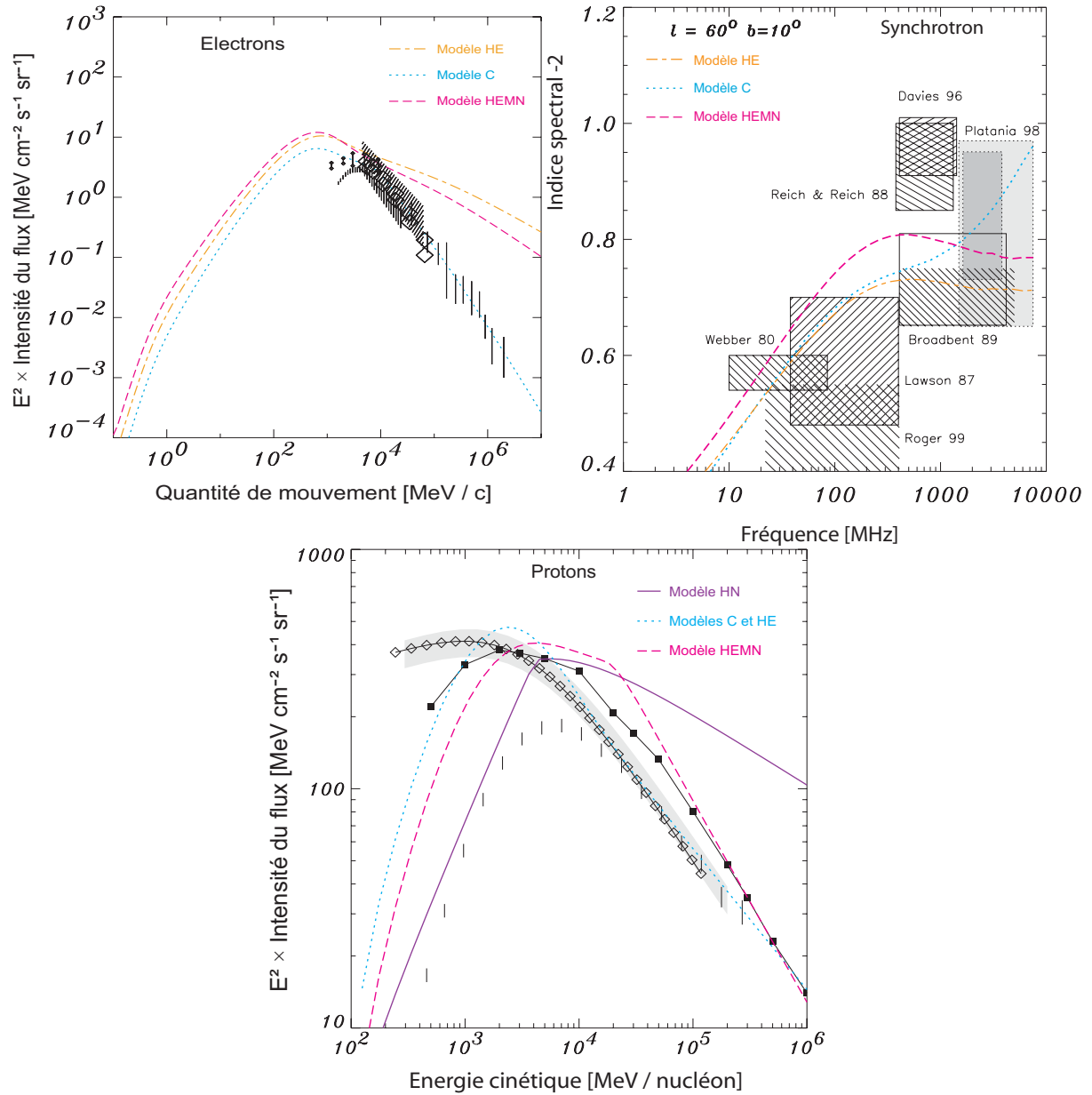


Fig. V.1 – Comparaison entre les données expérimentales (barres, carrés et points) et la simulation du spectre des électrons (en haut à gauche), de l'émission synchrotron galactique (en haut à droite) et du spectre des protons (en bas) observé sur Terre pour différents modèles : C (en pointillés), HE (petits tirets), HEMN (tirets longs) et HN (trait plein) [52].

Les figures Fig. V.1 montrent l'ajustement des différents modèles (cf. paragraphes suivants) – y compris le *conventionnel* – pour les observations de l'émission synchrotron et des spectres des protons et des électrons observés depuis la Terre.

L'émission gamma est simulée à partir de ces contraintes et est représentée sur la figure Fig. V.2. Les carrés hachurés représentent les différentes observations du flux diffus galactique par EGRET entre le MeV et 10 GeV. A plus basse énergie entre 100 keV et 10 MeV, les points expérimentaux ont été obtenus à l'aide de l'expérience OSSE pour deux latitudes galactiques différentes 0 et 25° .

Ce modèle n'a pas été optimisé pour les rayons gamma et il sous-estime à haute énergie les données d'environ un facteur 3. Il a été montré qu'un simple ajustement d'échelle ne suffit pas à expliquer cette différence.

La composante en dessous de 30 MeV est également sous-estimée, mais ne sera plus abordée par la suite, car d'une part elle a été en partie expliquée par les observations récentes d'INTEGRAL, et d'autre part, seule la composante haute énergie aura un impact sur les flux détectables de neutrinos.

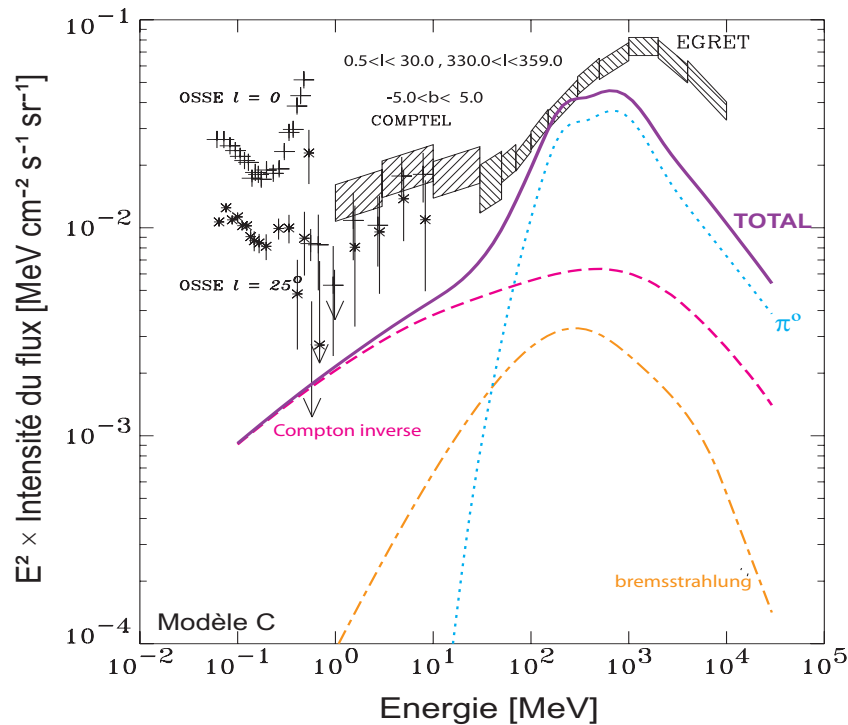


Fig. V.2 – Spectre en énergie des gamma du centre galactique ($300^\circ < l < 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$) comparé aux calculs du modèle C. Les courbes correspondent aux contributions de l'effet Compton inverse (tirets), du bremsstrahlung (tirets et points) et de la désintégration des pions neutres (pointillés). La courbe en gras est la somme des trois contributions [52].

Bien que ce modèle ne permette pas d'expliquer les données gamma, compte tenu du nombre de contraintes expérimentales, il reste une référence pour le développement des autres modèles.

Le modèle de spectre cosmique dur, HN

Une des possibilités pour reproduire l'excès des gamma au-delà du GeV est de considérer un spectre interstellaire des noyaux plus dur que celui observé au voisinage du Soleil. On s'attend à ce qu'il existe des variations spatiales sur le spectre des nucléons dans la Galaxie à cause des variations des densités de matière ; malheureusement le seul point de mesure étant au voisinage du Soleil, il est impossible à l'heure actuelle de déterminer si le spectre des rayons cosmique observé est représentatif de la moyenne galactique ou s'il est altéré par la déplétion de matière locale évoquée au paragraphe III.4.

Galprop ne tient pas compte de l'effet de la bulle locale lors de sa résolution de l'équation de propagation ; afin d'en tenir compte, la contrainte sur les flux des rayons cosmique peut être omise, ce qui constitue l'hypothèse de départ du modèle HN (Hard Nuclei).

Il est alors possible de considérer l'injection d'un spectre plus dur des rayons cosmiques primaires (qui après optimisation se révélera être d'un indice spectral égal à 1,7) qui ne reproduisent pas les flux des noyaux mais qui s'ajuste aux flux des rayons gammas.

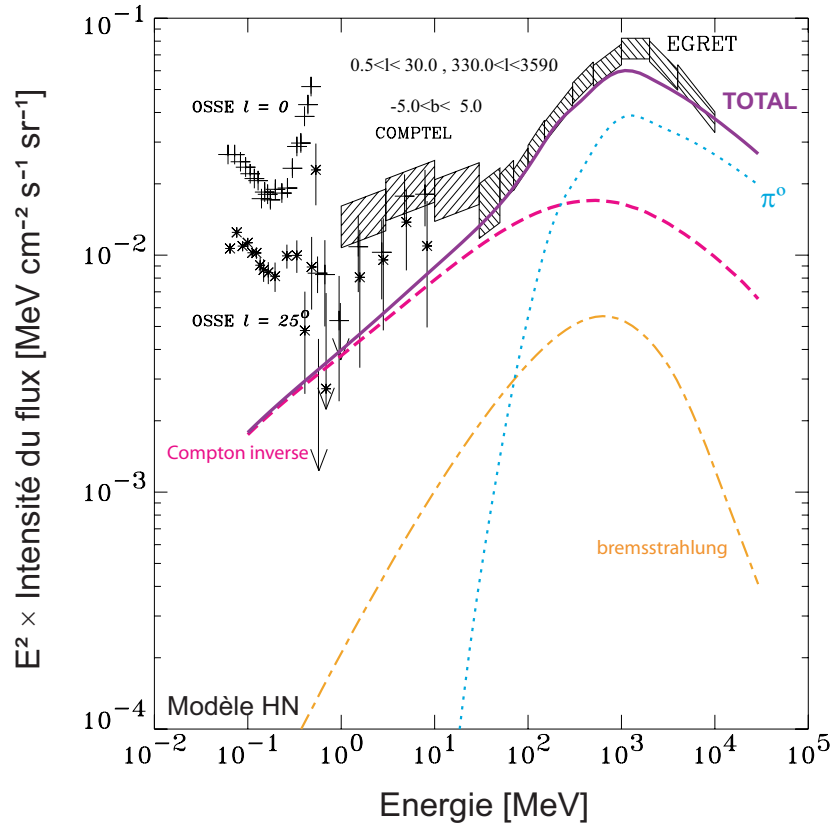


Fig. V.3 – Spectre en énergie des gammas du centre galactique ($300^\circ < l < 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$) comparé aux calculs du modèle HN. Les courbes correspondent aux contributions de l'effet Compton inverse (tirets), du bremsstrahlung (tirets et points) et de la désintégration des pions neutres (pointillés). La courbe en gras est la somme des trois contributions [52].

La figure Fig. V.3 montre le résultat du meilleur jeu de paramètres pour ajuster le flux diffus des rayons gamma de haute énergie. Dans ce modèle, la reaccélération est omise et le paramètre de diffusion spatiale possède un changement de pente à 5 GV passant d'un indice spectral de $-0,6$ à $0,6$.

Le spectre des gammas provenant de la désintégration des pions neutres est bien plus dur que pour le modèle C, comme attendu à partir d'un spectre de noyaux plus dur dans la Galaxie. Cette hypothèse sur le spectre de primaires a des répercussions sur le spectre des protons au voisinage de la Terre (cf. Fig. V.1), mais cette contrainte a été relâchée dans le cadre de ce modèle.

La mesure du rapport $\bar{p}/p$ permet d'apporter des contraintes supplémentaires [53]. La figure Fig. V.4 compare les différents modèles aux observations d'antiprotons. Seul le modèle

HN est incompatible avec les mesures, prédisant un flux d'antiprotons supérieur au modèle C d'un facteur environ 4.

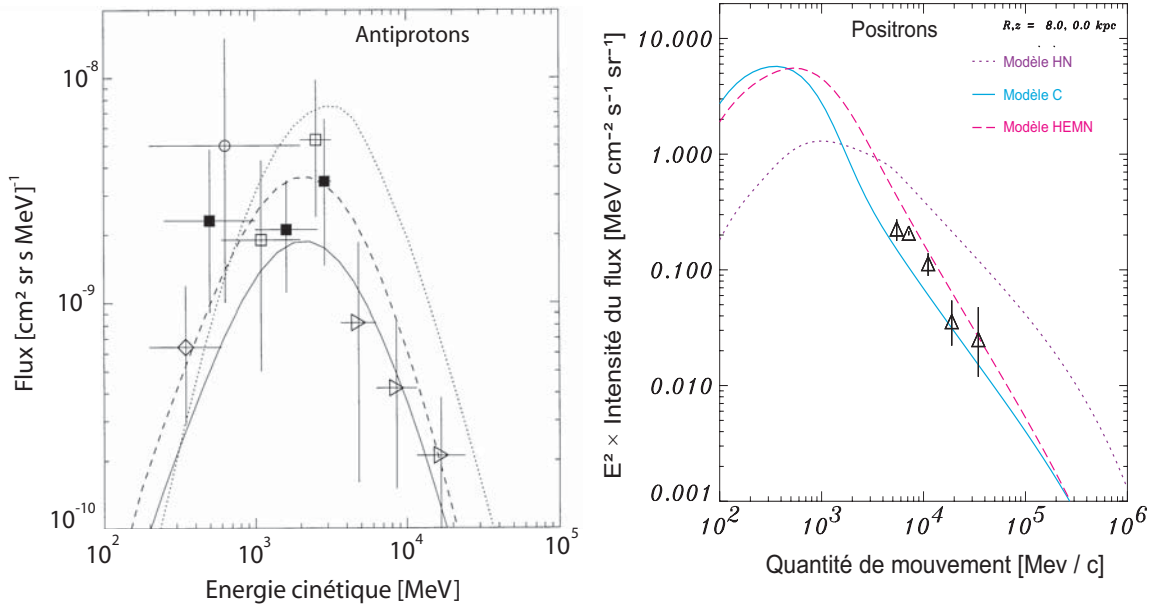


Fig. V.4 – Flux des antiprotons (à droite) et des positrons (à gauche) pour différents modèles (C : points, HN : ligne, HEMN : tirets) comparés aux mesures locales (pour le détail cf. [56]).

Le modèle HN surestime le spectre des positrons de presque un facteur 10.

Ces deux arguments plaident en défaveur du modèle HN. Toutefois, l'influence de la bulle locale étant encore difficile à estimer, il ne peut être formellement rejeté.

Modèle de spectre dur d'électrons, HE, HEMN

Un autre moyen d'augmenter l'émission gamma galactique au delà du GeV est de considérer un spectre plus dur d'électrons cosmiques augmentant ainsi la contribution Compton inverse. Le modèle HE (Hard Electron) n'est pas compatible avec les observations directes des électrons au-delà de 10 GeV, mais à ces énergies, les pertes énergétiques sont telles que de fortes variations du spectre dans la Galaxie sont envisagées [54]. De plus, l'estimation de la densité des plasmas galactiques est très difficile et comporte de nombreuses incertitudes (cf. paragraphes III.3.2 et III.3.4).

Par rapport au modèle conventionnel, le spectre d'électrons primaires a été durci avec un indice spectral de 1,7, et l'intensité du spectre des nucléons a été diminué d'approximativement un facteur 0,8 dans la limite des barres d'erreurs expérimentales sur les protons et l'Hélium afin d'ajuster le modèle de propagation aux observations.

Ce modèle est compatible avec les observations synchrotrons (cf. Fig. V.1). Toutefois ses estimations du flux de gammas à haute énergie (au-delà du GeV) ne s'ajustent pas aux données expérimentales (cf. Fig. V.5).

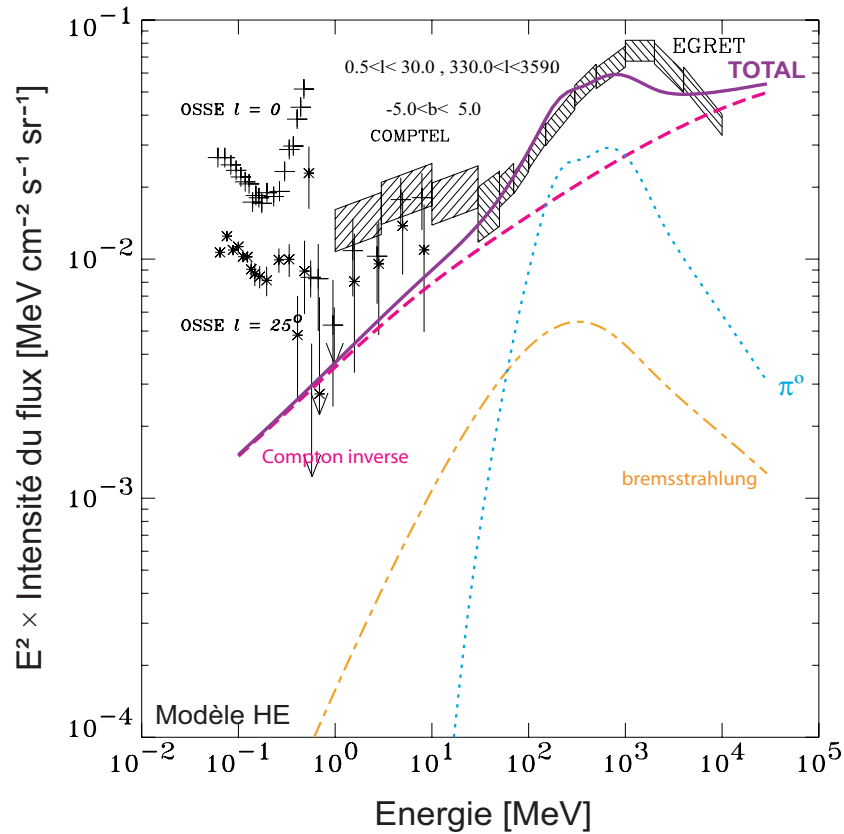


Fig. V.5 – Spectre en énergie des gammas du centre galactique ($300^\circ < l < 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$) comparé aux calculs du modèle HE. Les courbes correspondent aux contributions de l'effet Compton inverse (tirets), du bremsstrahlung (tirets et points) et de la désintégration des pions neutres (pointillés). La courbe en gras est la somme des trois contributions [52].

En considérant que le flux de rayons cosmiques observé sur Terre puisse ne pas être représentatif du flux moyen galactique, le spectre initial des noyaux cosmiques a été modifié à partir du modèle HE (HEMN : Hard Electron with Modified Nucleus) pour que les flux gammas qui en résultent s'ajustent aux données expérimentales (cf. figure Fig. V.6). Le spectre initial des noyaux est plus dur jusqu'à 20 GeV avec un indice spectral de 1,8, au-delà, l'indice passe à 2,5.

La contribution des pions neutres au flux des rayons gammas permet ainsi d'ajuster les données expérimentales autour du GeV, et sa rupture de pente à 20 GeV permet de compenser l'accroissement de la composante issue de l'effet Compton inverse.

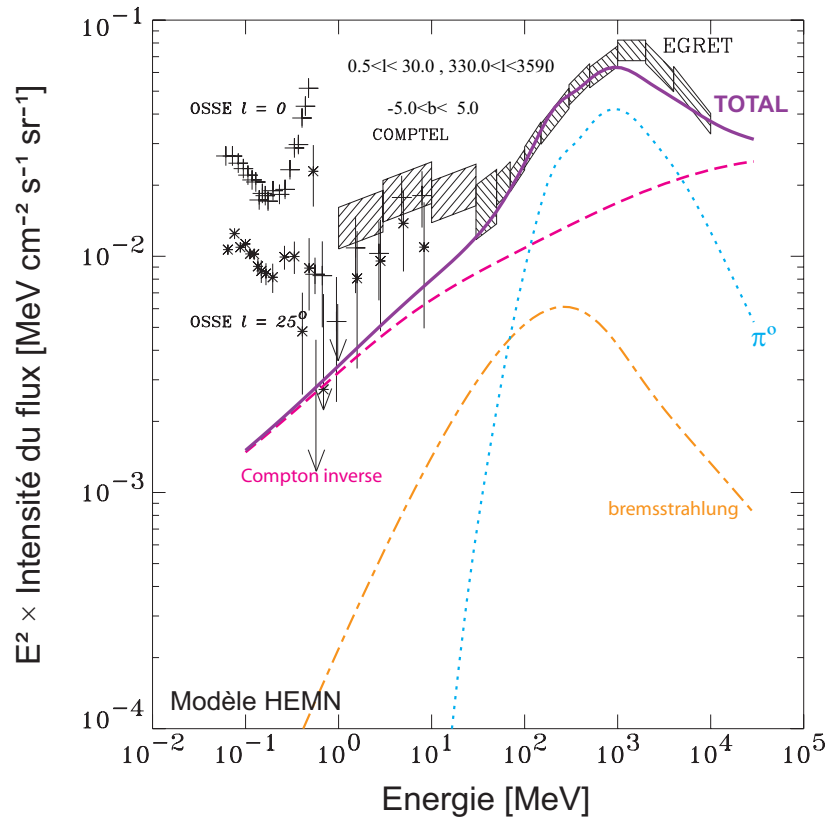


Fig. V.6 – Spectre en énergie des gammas du centre galactique ($300^\circ < l < 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$) comparé aux calculs du modèle HEMN. Les courbes correspondent aux contributions de l'effet Compton inverse (tirets), du bremsstrahlung (tirets et points) et de la désintégration des pions neutres (pointillés). La courbe en gras est la somme des trois contributions [52].

Ce dernier modèle prédit un excès d'antiprotons et de positrons par rapport au modèle conventionnel qui reste cependant dans les limites des barres d'erreurs (cf. Fig. V.4).

V.2 Mécanismes de production des neutrinos

Le seul mécanisme de production de neutrinos par les rayons cosmiques galactiques est celui de la spallation de ces derniers sur la matière interstellaire.

Plus de 99% des collisions interstellaires sont constituées de réactions protons/protons (p-H), p-He, α -p et α -He. Lors de ces spallations, de multiples particules secondaires sont produites dont des mésons neutres ou chargés. Grâce à la faible densité interstellaire, ces mésons vont ensuite se désintégrer avant d'interagir à nouveau et ainsi donner naissance à des neutrinos.

La contribution à ce flux de neutrinos provient essentiellement de la désintégration des pions chargés. Seul le kaon parmi les mésons plus lourds contribue de manière non négligeable à la production des neutrinos à hauteur d'un peu moins de 10% **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** mais ils ne sera pas étudiés par la suite.

Afin de calculer le spectre de neutrinos sur Terre, il faut effectuer l'intégrale de tous les processus qui aboutissent à la création des neutrinos : le spectre de la désintégration en deux corps des pions, la désintégration en trois corps du muon, les sections efficaces et les spectres de production des pions lors des collisions p-p, la densité de matière et le flux de rayons

cosmiques au point galactique considéré, et enfin, la contribution de toutes les fonctions sources sur la ligne de visée jusqu'à la Terre.

A cela viennent s'ajouter les effets d'oscillations des neutrinos durant leur parcours.

Une partie de ces mécanismes est implémentée originellement dans GALPROP afin de simuler les flux d'électrons et de gammas issus de la spallation des rayons cosmiques. J'ai modifié le programme pour prendre en compte les neutrinos à travers leur cinématique, leurs spectres de productions provenant des différentes contributions ainsi que leur oscillation. Les paragraphes suivant vont détailler chacun des points permettant de calculer le spectre des neutrinos.

V.2.1 Production des pions dans les collisions pp

Les sources principales de production de neutrinos galactiques sont les pions issus des collisions proton-proton. Lors de cette réaction hadronique, les pions sont engendrés selon deux mécanismes complémentaires qui dépendent de l'énergie : la résonance Δ et la multiproduction de pions (cf. Fig. V.7).

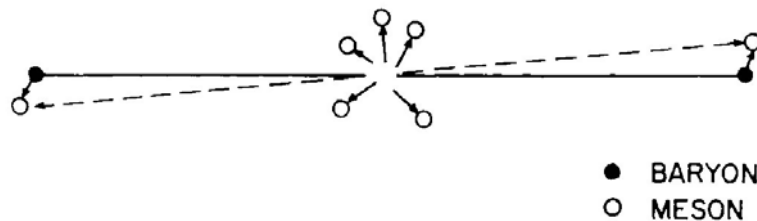


Fig. V.7 – Représentation schématique de la production de pions dans le centre de masse d'une collision proton-proton : au centre la multiproduction de pion, aux extrémités, la désintégration de la résonance Δ .

Lors de la collision, aux alentours du seuil de production du pion (au-delà d'une énergie cinétique du proton incident de l'ordre du GeV), l'un des deux protons est excité sous la forme d'un Δ_{1232} qui en se désintégrant va engendrer un pion. Le proton excité est produit avec la même probabilité indifféremment vers l'avant ou vers l'arrière dans le centre de masse.

Au-delà de la résonance Δ , l'énergie supplémentaire dans le centre de masse permet la création de nombreux pions qui masquent les autres résonances nucléiques. Ce phénomène, qui peut être modélisé comme un gaz thermique de pions nommé le modèle de la 'boule de feu', a été étudié par Fermi lors de ses études sur la production de pions par les rayons cosmiques [58]. Ce gaz possède une distribution très similaire à celle de Maxwell-Boltzman [57] et possède une distribution isotrope de pions.

Section efficace de production des pions

De nombreuses études modélisent, à partir des mesures effectuées sur les collisions proton-proton, l'évolution de la section efficace de production des pions en fonction de l'énergie du proton incident, le spectre de production des pions dans le centre de masse et leur multiplicité. Aux alentours du GeV, au seuil de production du Δ , le modèle de résonance initialement proposé par Stecker [59] puis amélioré au fil des années [60] considère l'excitation d'un des

deux nucléons sous la forme d'un Δ_{1232} qui va ensuite se désexciter en émettant un pion. Ce modèle rend parfaitement compte des observations faites sur accélérateurs.

A plus haute énergie, aux alentours de la dizaine de GeV, les modèles théoriques de type 'boule de feu' [59] qui modélisent la multiproduction de pion comme un gaz sont moins efficaces que les modèles qui ajustent phénoménologiquement une fonction paramétrée aux données expérimentales [60][61][62][63][64].

Ces modèles sont en parfait accord avec les observations jusqu'au TeV ; toutefois, le faible nombre de mesures expérimentales à plus haute énergie ne permet qu'une extrapolation des sections efficaces inclusives de production.

Le modèle utilisé dans GALPROP est basé sur celui de Dermer [60] qui combine le modèle de résonance Δ de Stecker à celui phénoménologique de Stephens & Badhwar [63]. Cette association permet un excellent accord avec les données expérimentales aussi bien aux alentours du seuil de production qu'à plus haute énergie. Le lien entre les deux modèles est fait entre 3 et 7 GeV à l'aide d'une interpolation linéaire. Les sections efficaces inclusives de productions des pions chargés en fonction de l'énergie du proton incident sont présentées sur les figures Fig. V.8 (le détail de la paramétrisation des sections efficaces est accessible dans l'annexe B).

Les principaux processus de créations de pions chargés sont rassemblés dans le tableau Tab. V.3.

$p + p$	$\rightarrow$	$p + p$		$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + p$	$\rightarrow$	$p + n$	$+ \pi^+$	$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + p$	$\rightarrow$	$n + n$	$+ 2 \pi^+$	$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + p$	$\rightarrow$	D	$+ \pi^+$	$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + \alpha$	$\rightarrow$	p	$+ \alpha$	$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + \alpha$	$\rightarrow$	$p + n$	$+ \text{He}^3$	$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + \alpha$	$\rightarrow$	$p + p + n$	$+ D$	$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + \alpha$	$\rightarrow$	$4p + n$	$+ \pi^-$	$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + \alpha$	$\rightarrow$	$3p + 2n$		$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + \alpha$	$\rightarrow$	$2p + 3n$	$+ \pi^+$	$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$
$p + \alpha$	$\rightarrow$	$p + 4n$	$+ 2 \pi^+$	$+ \zeta_1(\pi^+ + \pi^-) + \zeta_2\pi^0$

Tab. V.3 – Principales réactions engendrant des pions lors d'une collision proton-proton (ζ_i est un nombre entier correspondant à la multiplicité ; D correspond au Deuton) [113].

De tous ces processus un seul finit par un état lié entre les deux nucléons $pp \rightarrow \pi^+ D$. la production des pions peut ainsi se résumer en 3 canaux : $pp \rightarrow \pi^+ X$, $pp \rightarrow \pi^- X$ et $pp \rightarrow \pi^+ D$ avec X étant un mélange de nucléons libres dans l'état final.

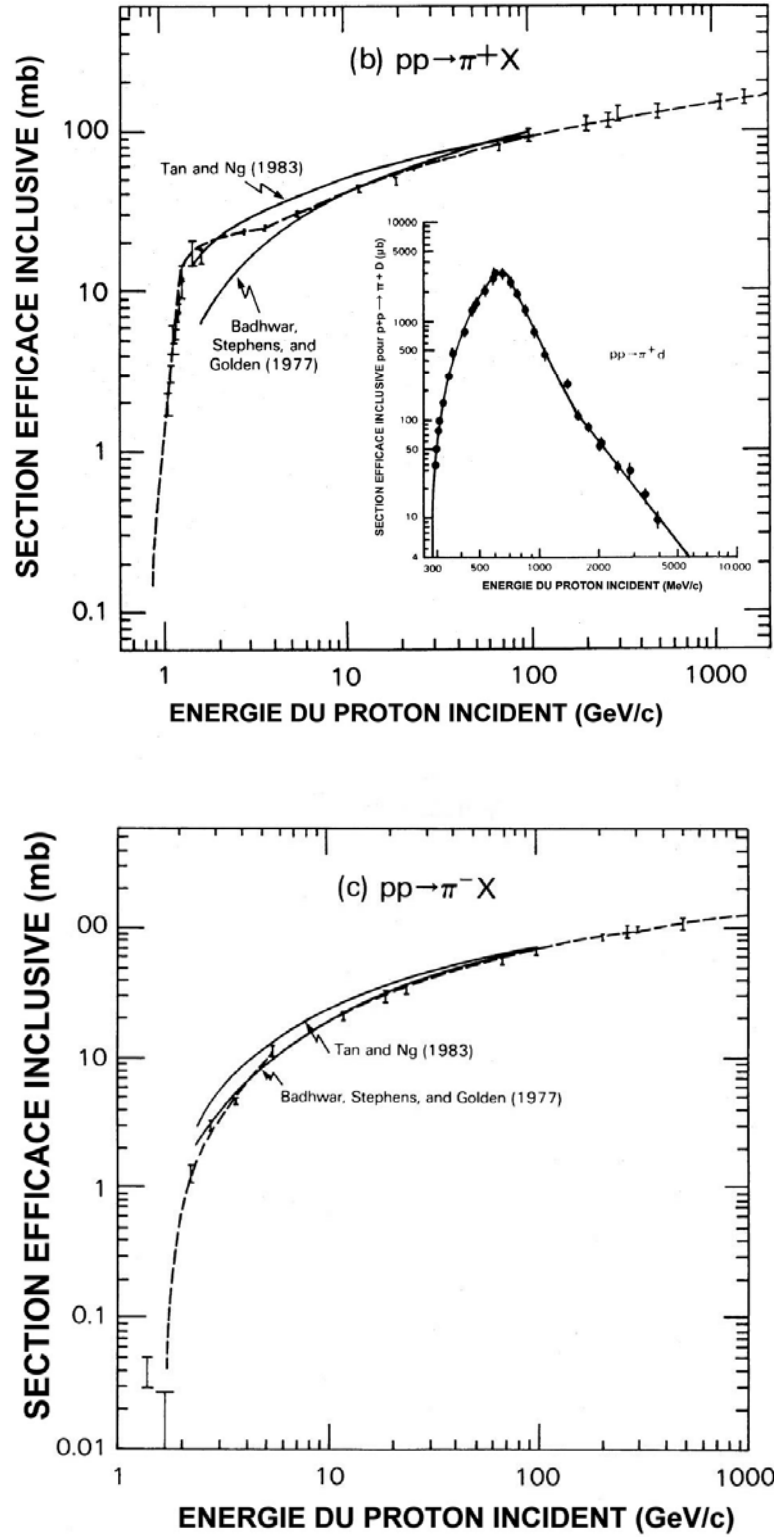


Fig. V.8 – Sections efficaces inclusive de production des π^+ (en haut) et des π^- (en bas) lors des collisions proton-proton en fonction de la quantité de mouvement du proton incident. La ligne en pointillée correspond au modèle de Dermer et les lignes en traits pleins correspondent à d'autres modèles indiqués directement sur le graphe. La section efficace de production de pion par la création intermédiaire du Deuton est montrée dans l'encadré de la figure du haut (en μb); cette contribution a été omise de la section efficace de production du π^+ .

Les pions π^+ sont produits préférentiellement avec un rapport constant π^-/π^+ de l'ordre de 80 % [9] au-delà d'une énergie du proton incident de quelques GeV.

Spectre en énergie de production des pions

Il est nécessaire de connaître la cinématique et le spectre de production des pions dans le référentiel de l'observateur afin de calculer le spectre des neutrinos qui en découle.

Les deux mécanismes de production des pions engendrent des spectres différents dont il faut tenir compte. Les détails de calcul de ces spectres sont rassemblés dans l'annexe B et C.

Près du seuil de production, la collision p-p engendre une excitation Δ qui se désintègre ensuite en un nucléon et un pion. Le Δ étant un état excité d'un des deux protons originels, il se propage alors linéairement selon l'axe des nucléons dans le centre de masse et est produit indifféremment dans l'une ou l'autre des directions. En considérant une émission isotrope du pion dans le centre de masse du nucléon, il est possible de calculer son spectre dans le référentiel de l'observateur en fonction de l'énergie du pion $f(E_\pi, E_p; m_\Delta)$ comme étant le spectre isotrope transformé par l'accélération de Lorentz du Δ selon que le proton excité est émis dans le sens du proton incident ou l'inverse.

Or ce spectre dépend de la masse du Δ , m_Δ qui, résultant d'une résonance, est répartie selon une distribution de Breit-Wigner $B(m_\Delta)$ ayant son maximum à $m_\Delta^0 = 1232$ GeV et ayant une largeur de 0,1 GeV.

Le distribution du spectre dN/dE de production de pions chargés dans le cadre de la résonance Δ en fonction de l'énergie du pion E_π et de celle du proton incident E_p peut ainsi s'écrire au final :

$$\frac{dN(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} = w(E_p) \int_{m_p + m_\pi}^{s^{1/2} - m_p} dm_\Delta \cdot B(m_\Delta) \cdot f(E_\pi, E_p; m_\Delta) \quad (\text{V.4})$$

avec $w(E_p)$ un facteur de normalisation (cf. annexe B).

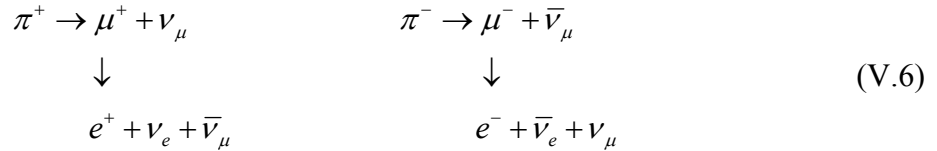
Au-delà d'une dizaine de GeV, la composante multiproduction de pions est dominante. Le spectre de production des pions dans le référentiel terrestre peut s'exprimer en fonction de la section efficace invariante différentielle $d\sigma(E_p, E_\pi)/dE_\pi$ et en fonction de l'angle d'émission θ dans le référentiel du laboratoire par rapport à l'incidence du proton initial [66] normalisée à partir de la section efficace totale mesurée expérimentalement $\langle \zeta \sigma_\pi(E_p) \rangle$:

$$\frac{dN(E_p, E_\pi)}{dE_\pi} = \frac{2\pi p_\pi}{\langle \zeta \sigma_\pi(E_p) \rangle} \int_{\cos\theta_{MAX}}^1 d\cos\theta \left(E_\pi \frac{d^3\sigma}{dp_\pi^3} \right) \quad (\text{V.5})$$

E_π et p_π sont respectivement l'énergie et la quantité de mouvement du pion dans le référentiel du laboratoire. ζ est la multiplicité de production du pion.

V.2.2 Spectre de production des neutrinos issus de la désintégration du pion et du muon

La densité interstellaire est suffisamment faible pour que tous les pions engendrés se désintègrent avant d'interagir en un neutrino muonique et un muon qui va lui-même se désintégrer en 3 corps : un électron, un neutrino électronique et un neutrino muonique.



Le calcul de l'émissivité d'un type de neutrino muonique doit tenir compte des contributions de la désintégration en deux corps du pion et de celle en 3 corps polarisée du muon issu du pion de charge opposée.

La désintégration du pion est isotrope et produit un neutrino muonique ayant une énergie dans le référentiel propre du pion de 29,8 MeV.

Le spectre de production des neutrinos dans le référentiel du pion issu de la désintégration en trois corps du muon est plus délicate car elle doit inclure le spectre de production du muon dans le référentiel du pion puis tenir compte de la désintégration à 3 corps et des effets de polarisation des neutrinos. Ces spectres normalisés ont déjà été calculés [67][68][69] et sont présentés dans l'annexe D.

L'énergie disponible dans le centre de masse est plus grande dans le cas de la désintégration du pion (139 MeV) que dans celle du muon (106 MeV). Toutefois, l'espace de phase de la désintégration en 3 corps issue de celle en 2 corps du pion engendre au final un spectre plus énergétique que celle en deux corps du pion.

Ainsi, pour le π^+ par exemple, le ν_μ issu directement du pion aura un spectre moins énergétique que celui du $\bar{\nu}_\mu$.

Sachant de plus que les pions π^+ sont produits préférentiellement par rapport aux π^- , la pente du spectre des $\bar{\nu}_\mu$ est sensiblement supérieure à celle des ν_μ .

V.2.3 Emissivité et flux des neutrinos

Les rayons cosmiques et la matière interstellaire remplissent notre Galaxie, et en chaque point la densité de matière et le flux des noyaux cosmiques sont différents. L'émissivité des neutrinos (neutrinos émis par unité de temps, de volume et d'énergie) ne dépend que de ces deux paramètres. La densité de rayons cosmiques en un point de la Galaxie est obtenue à partir de la solution à l'équilibre de l'équation de propagation.

Pour calculer le nombre de neutrinos émis à une énergie E_ν par un flux de proton sur la matière interstellaire, il faut intégrer plusieurs processus imbriqués.

- La distribution du spectre de désintégration du pion $dN_\nu^\pi(E_\nu, E_\pi)/E_\pi$ permet de connaître la quantité de neutrinos à l'énergie E_ν engendré par un pion d'énergie E_π . Selon le neutrino considéré, le spectre de production tient compte soit de la désintégration en deux corps du pion, soit de la désintégration polarisée en trois corps du

muon issu d'une désintégration en deux corps du pion. Les limites de cette intégration sont fixées par la cinématique de la réaction. Dans le cas des neutrinos muoniques, il faut sommer sur les deux processus.

- La distribution du spectre de production des pions chargés par résonance delta et par multiproduction $dN_\pi^p(E_\pi, E_p)/E_\pi$ permet de connaître la probabilité d'engendrer un pion à l'énergie E_π avec un proton incident d'énergie E_p sur un proton au repos.
- L'efficacité de production de pions chargés par collision est donnée par la section efficace inclusive $\langle \zeta \sigma^\pi \rangle$.
- Pour calculer l'émissivité des neutrinos pour une densité de matière égale à 1 proton par centimètre cube, il suffit alors d'intégrer sur tout le flux des rayons cosmiques $\phi(E_i, \vec{r})$ qui a été estimé par la simulation de la propagation.
- Il ne reste plus qu'à multiplier cette émissivité par la densité locale de matière interstellaire $n_{H,He}$ et de sommer les contributions des différentes espèces de noyaux pour calculer l'émissivité totale de neutrinos en ce point de la Galaxie.

L'émissivité q_ν en fonction de l'énergie E_ν du neutrino et de sa position $\vec{r}$ dans la Galaxie s'exprime alors ainsi :

$$q_\nu(E_\nu, \vec{r}) = \sum_{j=H, He} \alpha_j n_j \sum_{i=p, \alpha} \int_{E_{i \min}(E_\pi \min)}^\infty dE_p \phi(E_i, \vec{r}) \sum_{\pi^+, \pi^-} \langle \zeta \sigma_{ij}^\pi \rangle \int_{E_{\pi \min}(E_\nu)}^{E_{\pi \max}(E_\nu)} dE_\pi \frac{dN_\pi^p(E_\pi, E_p)}{E_\pi} \frac{dN_\nu^\pi(E_\nu, E_\pi)}{E_\pi} \quad (V.7)$$

Les contributions α_j des différentes réactions aux flux de neutrinos sont indiquées dans le tableau Tab. V.4 :

Interaction	p-H	p-He	α -H	α -He	N-N
Rapport α_j à l'interaction pp	1	0,28	0,09	0,02	0,04-0,06

Tab. V.4 – Rapport des différentes collisions entre un noyau cosmique et la matière interstellaire rapportée à la collision p-p.

Puisque l'émissivité dépend du point considéré dans la Galaxie, son calcul nécessite une simulation (ou un modèle) de confinement galactique. Le chapitre V.1 décrit le modèle de confinement utilisé pour ce travail.

Le seul point d'observation de la Galaxie étant la Terre, pour évaluer le flux de neutrinos il faut intégrer toutes les sources sur la ligne de visée depuis la Terre :

$$\phi(E_\nu) [\text{neutrino.MeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}] = \int_0^{R(l,b)} P(\vec{r}) \cdot \rho(\vec{r}) \cdot A(E_\nu, \vec{r}) \cdot q_\nu(E_\nu, \vec{r}) d\vec{r} \quad (V.8)$$

Où :

$P(\vec{r})$ est la probabilité que le neutrino soit émis dans la direction de la Terre,

$\rho(\vec{r})$ est la densité de matière sur la ligne de visée,

$A(E_\nu, \vec{r})$ est le facteur d'atténuation du flux dans le milieu interstellaire. $A=1$ pour les neutrinos car les sections efficaces sont telles qu'aux énergies considérées il n'y a aucune atténuation. Toutefois, il existe un facteur similaire à l'atténuation qui ne peut être négligé, celui des oscillations de neutrinos.

V.2.4 Oscillations de neutrinos

Les effets de la propagation des neutrinos à haute énergie doivent être considérés afin d'appliquer un facteur correctif aux flux précédemment calculés. Les neutrinos traversent la Galaxie pendant plusieurs milliers d'années avant de nous parvenir. Toutefois, la densité de matière interstellaire, même dans les amas les plus denses et même pour des neutrinos à ultra haute énergie, est totalement négligeable [70]. Les oscillations de neutrinos galactiques peuvent être parfaitement considérées comme des oscillations dans le vide.

Les neutrinos galactiques sont produits par la désintégration d'un pion puis de son muon. Pour chaque pion il existe alors le rapport des flux ϕ_ν^0 suivant entre les différentes saveurs :

$$\phi_{\nu_e}^0 : \phi_{\nu_\mu}^0 : \phi_{\nu_\tau}^0 = 1 : 2 : 0 \quad (\text{V.9})$$

Même à ultra haute énergie, les neutrinos tau sont produits avec un ratio d'environ 10^{-5} ce qui peut être considéré ici comme négligeable [70].

Les oscillations sont dues à une différence entre les états propres de masses $|\nu_i\rangle$ de valeur propre m_i et les états propres de saveurs $|\nu_\alpha\rangle$. Il est possible d'exprimer les uns en fonction des autres à l'aide des éléments de la matrice de mélange Maki Nakagawa Sakita, $U_{\alpha i}$:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad \text{avec } \alpha = e, \mu \text{ ou } \tau \quad (\text{V.10})$$

Dans le cas de 3 familles de neutrinos, U correspond à :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}s_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}s_{13} \end{pmatrix} \quad (\text{V.11})$$

$$UU^\dagger = 1 \quad (\text{V.12})$$

Avec $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ($j = 1, 2, 3$ correspondant aux différents états de masse) et θ_{ij} l'angle de mélange, et δ_{13} est le déphasage introduit par la violation de CP.

Il peut être montré que la probabilité $P_{\alpha\beta}$ d'oscillation d'une saveur α à une autre β depuis une source à une distance L est :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L) \equiv P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - \sum_{j \neq k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \left(1 - e^{-i\Delta m_{jk}^2 L / 2E} \right) \quad (\text{V.13})$$

avec $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$.

Les neutrinos galactiques proviennent de distances astronomiques qui sont bien plus grandes que la longueur d'oscillation des neutrinos et ce même à ultra haute énergie. Dans la limite $L \rightarrow \infty$, la probabilité d'oscillation devient alors :

$$\begin{aligned} \langle P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L \rightarrow \infty) \rangle &\simeq \delta_{\alpha\beta} - \sum_{j \neq k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \\ &\simeq \sum_{j=1}^3 |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 \end{aligned} \quad (\text{V.14})$$

Cette expression est indépendante de E et de Δm^2 , et elle est symétrique en $\alpha\beta$.

L'évolution du flux de neutrinos peut alors s'écrire à l'aide d'une matrice 3×3 de probabilité $P_{\alpha\beta}$:

$$\phi_{\nu_\alpha} = \sum_{\beta} \langle P_{\alpha\beta} \rangle \cdot \phi_{\nu_\beta} \quad \text{avec} \quad \sum_{\beta} \langle P_{\alpha\beta} \rangle = 1 \quad (\text{V.15})$$

Dans le cas d'un angle de mélange θ_{23} maximal (ce qui est compatible avec les observations d'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$ solaires et le déficit $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ atmosphérique), la matrice de probabilité est la suivante :

$$P = \begin{pmatrix} P_{ee} & P_{e\mu} & P_{e\tau} \\ P_{e\mu} & P_{\mu\mu} & P_{\mu\tau} \\ P_{e\tau} & P_{\mu\tau} & P_{\tau\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 5/8 & 3/16 & 3/16 \\ 3/16 & 13/32 & 13/32 \\ 3/16 & 13/32 & 13/32 \end{pmatrix} \quad (\text{V.16})$$

Dans le cas d'une source de neutrinos de ratio $1 : 2 : 0$, en négligeant le terme de violation de CP le flux observé sur Terre est alors :

$$\phi_{\nu_e} : \phi_{\nu_\mu} : \phi_{\nu_\tau} = 1 : 1 : 1 \quad (\text{V.17})$$

Le flux de neutrinos électroniques reste inchangé alors que le flux muonique est divisé par deux. De plus, le flux des neutrinos tau –initialement nul– est aussi important que les autres saveurs.

La suite de ce travail va se concentrer sur la détection des neutrinos muoniques.

V.2.5 Spectre des neutrinos galactiques arrivant sur Terre

En utilisant un lot de paramètres sur la propagation des rayons cosmiques et sur la Galaxie, il est possible de simuler les flux de neutrinos galactiques pour un modèle donné. Ce sont les ajustements de ces modèles aux multiples observations liées aux rayons cosmiques qui permettent d'estimer des flux réalistes de neutrinos (cf. paragraphe V.1.2).

Vue de la Galaxie en neutrinos

Le premier résultat de cette simulation est la carte du ciel observé depuis la Terre.

La résolution de l'équation de propagation permet de calculer l'émissivité des neutrinos en chaque point de la Galaxie. Dans le cadre d'une symétrie cylindrique, il suffit d'un quartier galactique en fonction de l'élévation et du rayon galactocentrique pour évaluer (après intégration sur la ligne de visée) le ciel en neutrinos vu de la Terre.

Les figures Fig. V.9 montrent la distribution de l'émissivité de neutrinos dans la Galaxie. Le maximum est atteint dans le plan galactique et à une distance de 5 kpc du centre, là où les distributions de sources sont les plus importantes. L'émissivité décroît comme la présence des rayons cosmiques, linéairement en s'écartant du plan galactique.

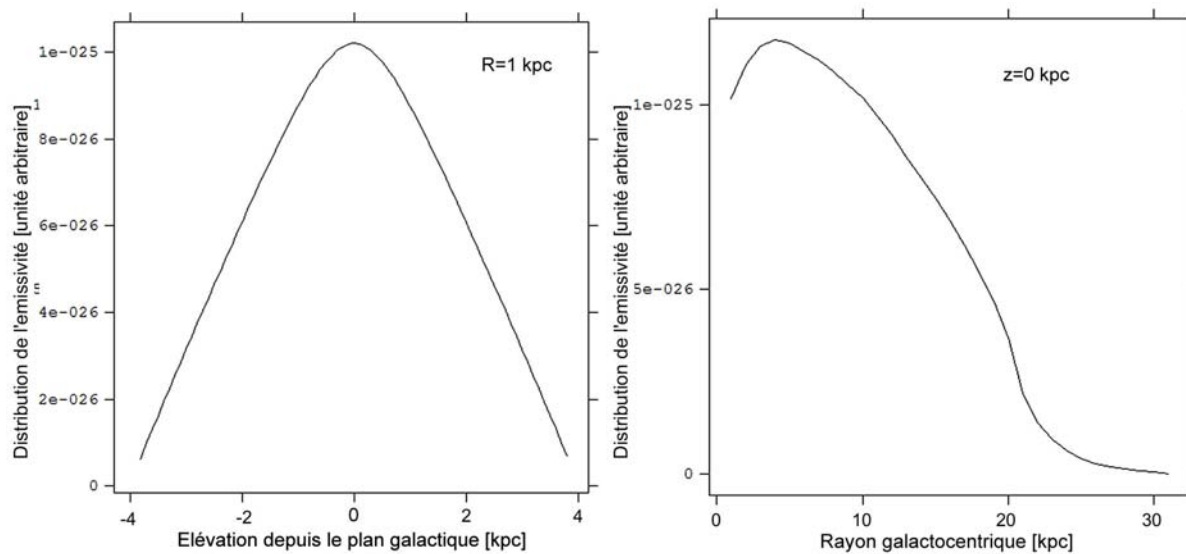


Fig. V.9 – Distribution de l'émissivité pour le modèle HN, à gauche selon l'élévation z dans le halo depuis le plan galactique pour une distance au centre de 1 kpc, à droite selon le rayon galactique pour $z = 0$.

La figure Fig. V.10 est une simulation finale de la Galaxie vue en neutrinos depuis la Terre après intégration sur la ligne de visée des émissivités et de la matière interstellaire.

Quel que soit le modèle considéré, les cartes du ciel obtenues sont proportionnelles à celle-ci.

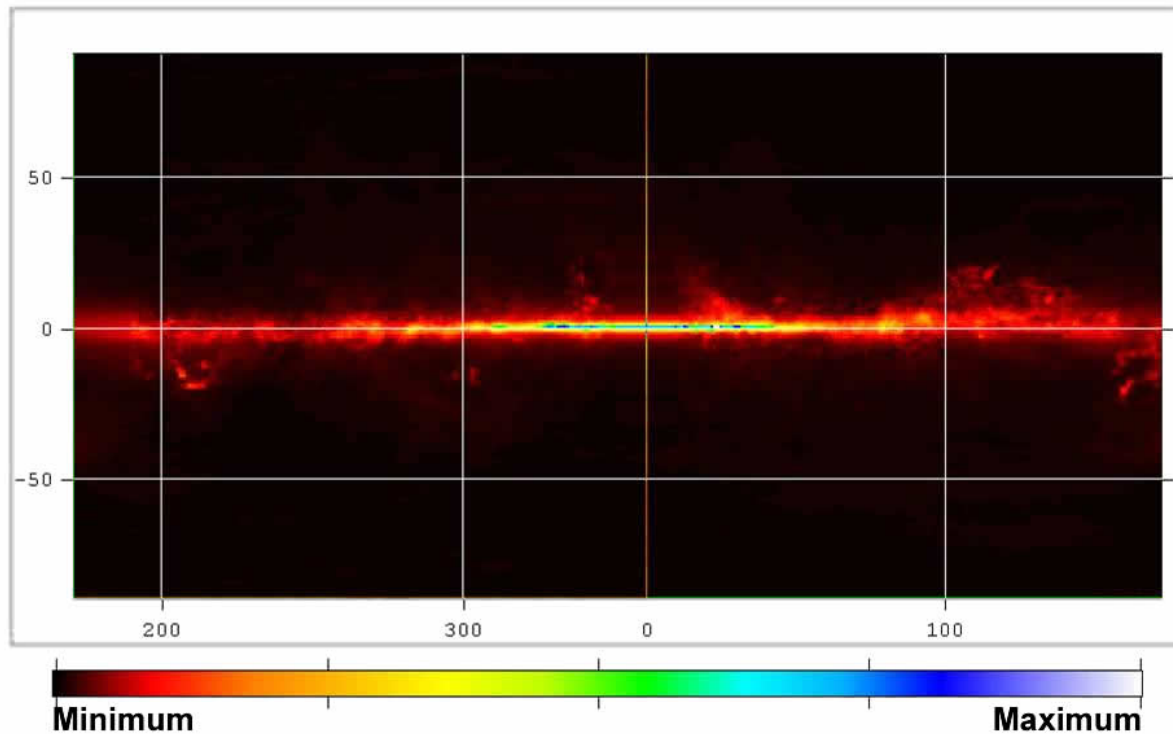


Fig. V.10 – Emission des neutrinos galactique vus depuis la Terre. Le code de couleur est linéaire et le blanc représente l'intensité maximale et le noir l'intensité nulle.

Cette carte simulée est à comparer aux observations en photons à différentes longueurs d'ondes (cf. paragraphe III.1). La majeure partie de la matière interstellaire se trouvant au sein du disque galactique et plus particulièrement vers le centre, il est naturel de s'attendre à une distribution identique du flux de neutrinos comme le montrent les distributions Fig. V.11.

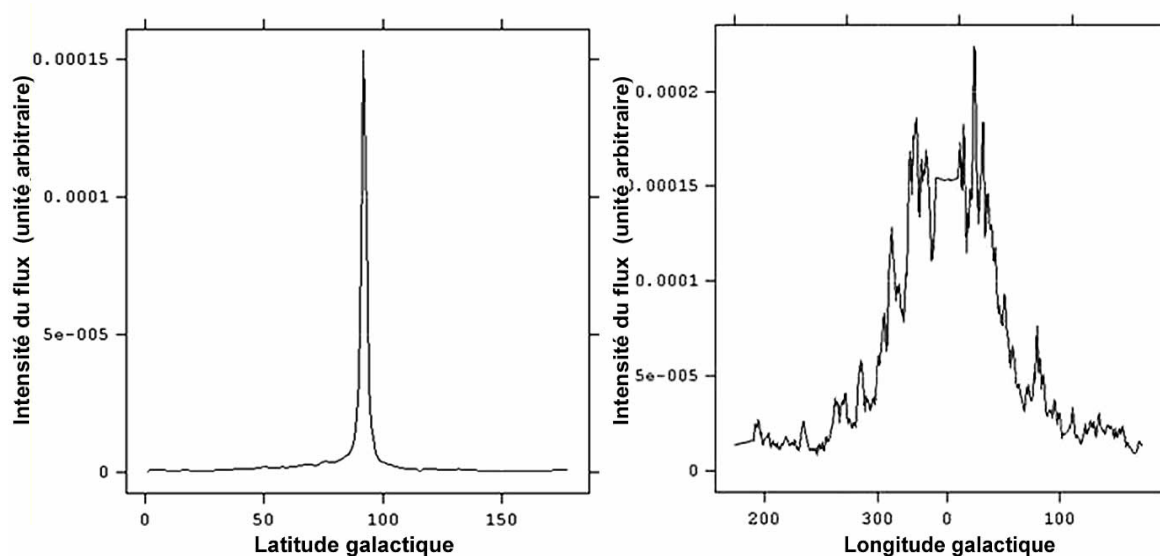


Fig. V.11 – Distribution de l'émission galactique selon la latitude (à gauche) et la longitude (à droite).

La géométrie de la Galaxie et les distributions galactiques de matière et de source des rayons cosmiques ne variant pas d'un modèle à l'autre, les vues de la Galaxie en neutrinos possèdent les mêmes caractéristiques angulaires pour chacun des modèles. Les seules différences proviennent du spectre en énergie.

Spectre en énergie

Une des différences majeures entre les différents modèles est le spectre des rayons cosmiques utilisé. De la dureté de ce spectre dépend celle du spectre des neutrinos provenant des rayons cosmiques.

La figure Fig. V.12 présente les différents spectres en énergie des neutrinos en fonction du modèle considéré intégré sur tout le ciel.

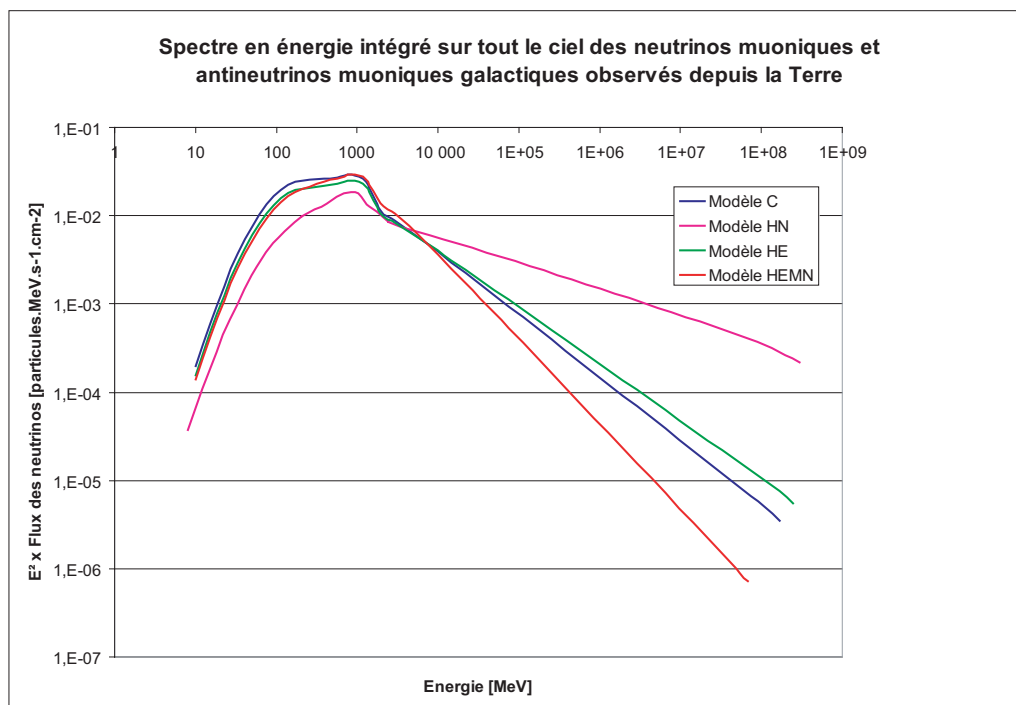


Fig. V.12 – Spectre en énergie des flux de neutrinos fois l'énergie au carré du neutrino intégré sur tout le ciel ($\text{particules.MeV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) pour différents modèles d'émission galactique C (en bleu), HN (en mauve), HE (en vert) et HEMN (en rouge).

Ces courbes tendent rapidement vers une loi de puissance au delà du GeV. En effet, le spectre des cosmiques est une loi de puissance qui, à haute énergie, domine alors sur les sections efficaces et la cinématique de production tant des neutrinos que des pions. Il en résulte que les neutrinos à haute énergie adoptent le même comportement.

Aux alentours du GeV, le pic observable est issu de la composante de production des neutrinos provenant de la résonance Δ .

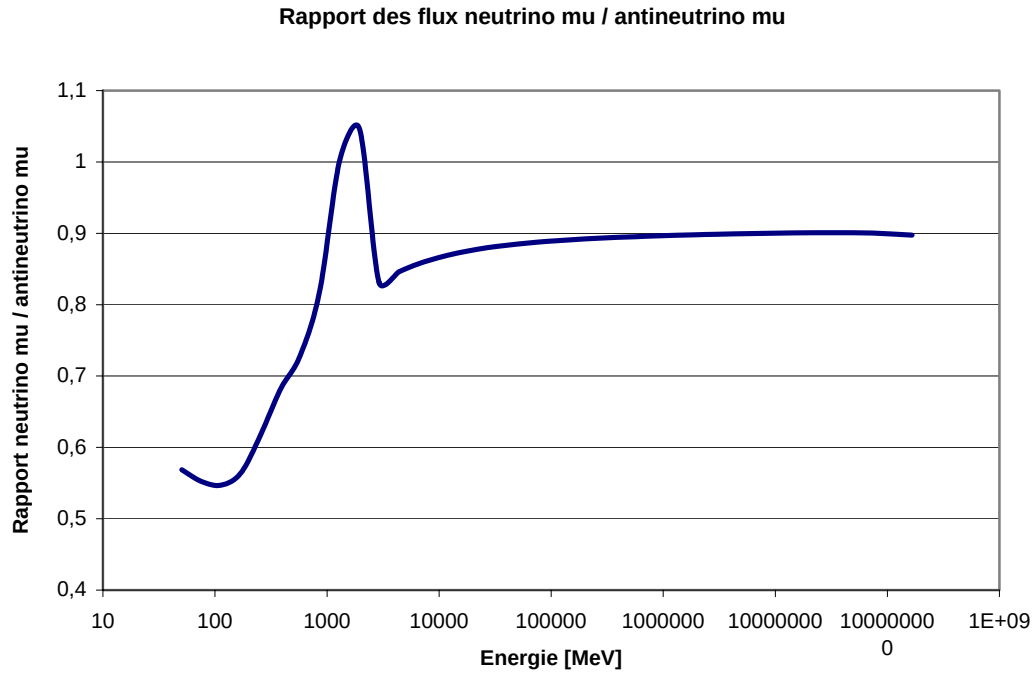


Fig. V.13 Rapport des flux de neutrino muoniques aux antineutrinos muoniques.

Le rapport de production des neutrinos muoniques aux antineutrinos muoniques tend avec l'énergie vers une constante de l'ordre de 90 % (cf. Fig. V.13). Les télescopes à neutrinos détectant les deux types de neutrinos muoniques, l'intensité du flux galactique en est d'autant augmentée.

Les spectres issus des différents modèles ont sensiblement la même intensité autour du GeV, là où les spectres gammas issus de la désintégration des pions neutres ont été optimisés pour ajuster les observations gammas de haute énergie.

Le tableau Tab. V.5 résume les caractéristiques de chacun des modèles de flux de neutrinos pour tout le ciel, avec

$$\phi(E_\nu) [\text{MeV}^{-1} \times \text{s}^{-1} \times \text{cm}^{-2}] = A \cdot E_\nu^{-\gamma} \quad (\text{V.18})$$

Le flux intégré de neutrinos ayant une énergie supérieure à 1 TeV y est également indiqué.

Modèle	C		HN		HE		HEMN	
Neutrino	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$
<i>A</i>	1,17	1,56	0,044	0,05	0,766	0,846	9,93	14,1
γ	2,7	2,7	2,3	2,3	2,6	2,6	2,9	2,9
$\phi(E_\nu > 1 \text{ TeV}) [\text{s}^{-1} \times \text{cm}^{-2}]$	$3,76 \cdot 10^{-11}$	$5,01 \cdot 10^{-11}$	$5,36 \cdot 10^{-10}$	$6,10 \cdot 10^{-10}$	$6,75 \cdot 10^{-11}$	$7,46 \cdot 10^{-11}$	$2,08 \cdot 10^{-11}$	$2,95 \cdot 10^{-11}$

Tab. V.5 – Caractéristiques des flux de neutrinos et antineutrinos muoniques pour les différents modèles considérés.

La figure Fig. V.14 permet de comparer les spectres des neutrinos à ceux des rayons gamma pour les deux modèles, HN et HEMN. Jusqu'au GeV les différences entre les spectres sont dues à la résonance Δ qui produit un spectre plus énergétique pour les neutrinos que pour les gammas. A plus haute énergie, la production de neutrinos et de rayons gamma est dominée par la multiproduction de pions, les spectres sont alors parallèles. Dans cette région, le spectre des rayons gamma est plus intense que celui des neutrinos.

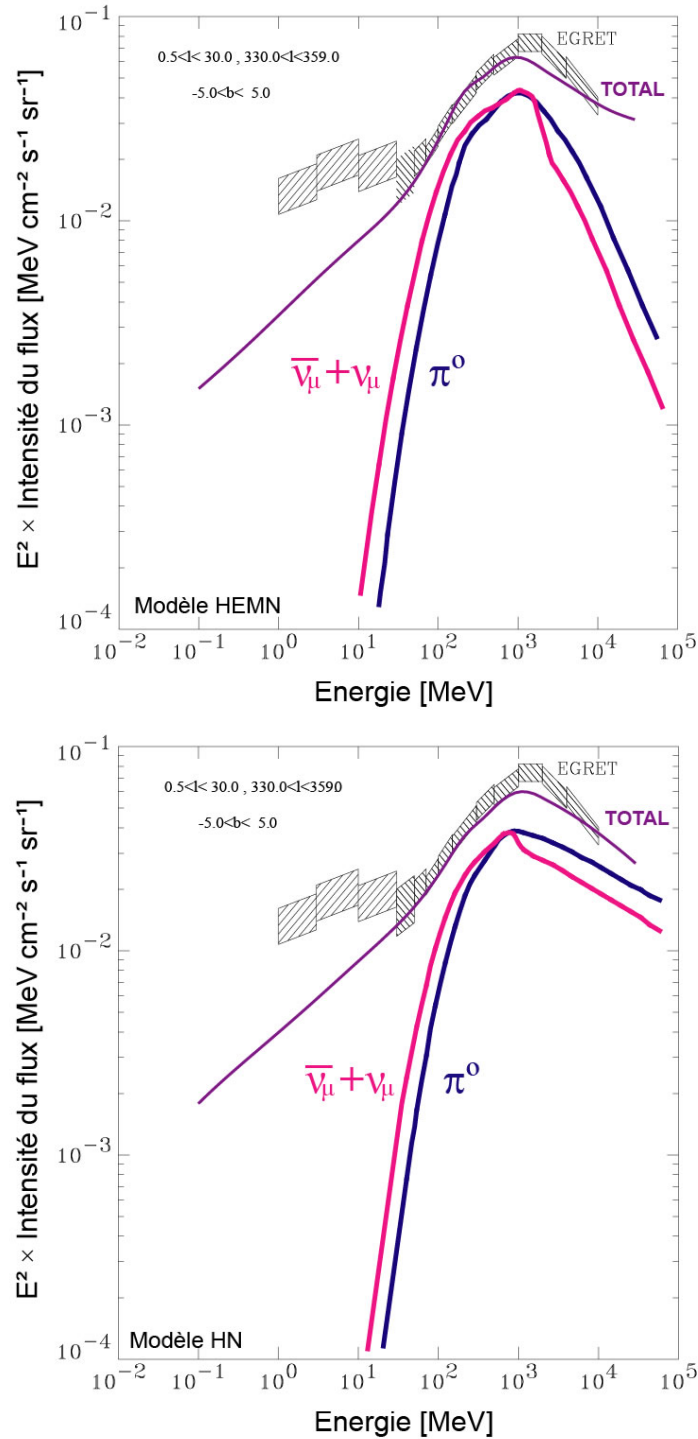


Fig. V.14 – Spectre en énergie des gammas (en bleu) et des neutrinos (en rouge) du centre galactique ($300^\circ < l < 30^\circ$, $|b| < 5^\circ$) calculés avec différents modèles de Galprop (HEMN en haut, HN en bas). Les cases hachurées correspondent aux mesures faites par EGRET.

Le confinement galactique a pour conséquence une modification du spectre des rayons cosmiques qui le rend plus mou que celui des sources. Les spectres des neutrinos sont directement corrélés à ceux des rayons cosmiques. L'indice spectral des flux de neutrinos est compris entre 2,3 pour le modèle favorisant les interactions hadroniques en considérant une forte influence de la bulle locale sur le spectre des rayons cosmiques, et 2,9 pour le modèle à forte composante électromagnétique.

V.3 La génération et la reconstruction des évènements dans ANTARES

La génération des évènements provenant de l'interaction des neutrinos dans la Terre est faite par le programme GENHEN interne à la collaboration. Cette génération est effectuée entre deux bornes d'énergie pour un flux de neutrinos donné. La gamme d'énergie est divisée en 10 intervalles en logarithme de l'énergie. Pour chacun d'entre eux, le volume de génération est calculé à partir de la distance maximale que peut parcourir un muon ayant comme énergie la borne supérieure de l'intervalle (cf. parcours du muon dans la roche selon son énergie Fig. II.9).

Le plus souvent la génération des évènements a été effectuée avec un spectre en E^{-1} afin de compenser l'augmentation de la surface effective et de peupler chacun des domaines en énergie de façon 'équivalente'. Le poids associé à chacun des évènements peut être recalculé événement par événement de manière à reproduire un flux incident différent. Les spectres des neutrinos atmosphériques et galactiques seront obtenus en repondérant chacun des évènements de la production Monte Carlo.

La distribution angulaire du flux de neutrinos incident peut être engendrée selon deux modes, soit en considérant un flux diffus et isotrope, soit en privilégiant une direction céleste afin de simuler une source ponctuelle et son mouvement apparent dans le ciel.

Parmi tous les évènements engendrés, seuls ceux dont le muon atteint le volume sensible du détecteur (i.e. le volume dans lequel le passage d'un muon engendre au moins un coup sur un photomultiplicateur) sont conservés. Ce volume est généralement nettement supérieur au volume instrumenté soit approximativement trois fois la longueur effective d'atténuation des photons dans l'eau qui est d'environ 55 m (cf. paragraphe II.1.5).

Les différents volumes (volume de génération, volume sensible et volume instrumenté) sont illustrés sur la figure Fig. V.15.

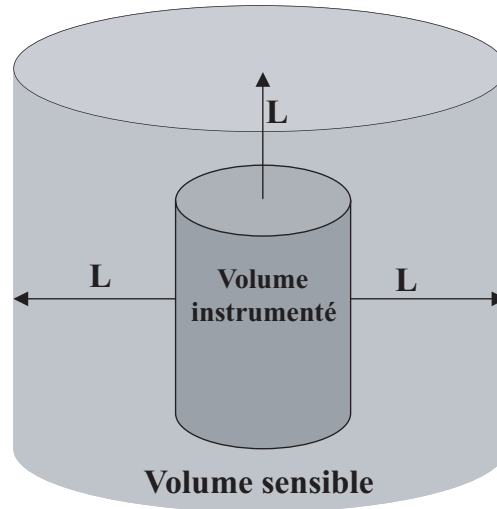


Fig. V.15 – Volume de génération des interactions neutrinos, volume sensible dans lequel la lumière Tchérénkov est simulée et volume instrumenté.

La génération proprement dite inclut l'interaction des neutrinos dans la Terre et la propagation du muon dans la roche et l'eau jusqu'au volume de détection.

V.3.2 Simulation des muons et des photons Tcherenkov

La propagation des muons au sein du volume sensible est effectuée par le programme interne à la collaboration nommé KM3. Ce programme permet de simuler la lumière émise par les particules chargées (les muons et leurs particules secondaires lors des pertes catastrophiques) via une méthode Monte Carlo. La réponse des phototubes selon l'incidence et la longueur d'onde du photon Tcherenkov y est également incluse.

Afin d'alléger le temps de calcul, le champ de photons produit dans l'eau par un muon d'énergie donnée est calculé auparavant une fois pour toute par le programme GEANT 3 en tenant compte des propriétés de l'eau. Ce champ de photons est stocké dans des tables qui permettent d'obtenir une densité de probabilité de coups sur les photomultiplicateurs qui est ensuite appliquée à chaque muon tout au long de sa trajectoire.

Les pertes d'énergie du muon le long de son parcours sont prises en compte par pas de 1 mètre. De plus, si la perte d'énergie du muon est très supérieure à la perte par ionisation ($\sim 0,22$ GeV/m) une gerbe électromagnétique est susceptible de se former aléatoirement sur le segment.

Simulation des modules optiques et de l'électronique

La réponse des modules optiques a été modélisée à partir de nombreuses mesures expérimentales (cf. paragraphe II.3.2 sur les modules optiques d'ANTARES). Cette modélisation permet de déterminer le nombre de photoélectrons N_{pe} donné par un flux de photon $\phi_\gamma(\lambda)$ émis à une distance L_γ du photomultiplicateur arrivant sous l'angle θ_γ entre leur direction et l'angle du module optique :

$$\frac{dN_{pe}}{dx} = S \varepsilon \alpha f(\theta_\gamma) \cdot \int \phi_\gamma(\lambda) T(\lambda) Q(\lambda) e^{-\frac{L_\gamma}{L_{abs}(\lambda)}} d\lambda \quad (V.19)$$

avec S la surface géométrique de la photocathode, ε l'efficacité de collection des charges, α un coefficient tenant compte des effets d'ombre de la cage en μ -métal, $f(\theta_\gamma)$ la réponse angulaire du phototube, $T(\lambda)$ la transmissivité de la sphère et du gel et $Q(\lambda)$ l'efficacité quantique du phototube (cf. Fig. VI.12).

Le facteur exponentiel $-L_\gamma / L_{abs}(\lambda)$ tient compte de l'atténuation induite par le parcours L_γ des photons dans l'eau.

A l'exception de ε qui normalise l'équation (V.19) aux observations, les différents paramètres ont été mesurés sur un phototube Hamamatsu de 10 pouces installé dans une sphère en verre de 17 pouces elle-même plongée dans de l'eau. Deux scintillateurs en coïncidence placés au-dessus et en dessous du volume d'eau permirent de sélectionner les muons verticaux.

Les mesures ont montré que les photons Tcherenkov émis par un muon au minimum d'ionisation passant à 1 mètre d'un module optique produisent un signal de 52 photoélectrons. Les données expérimentales et la simulation sont en excellent accord (cf. Fig. V.16) avec une normalisation ε de 80 %.

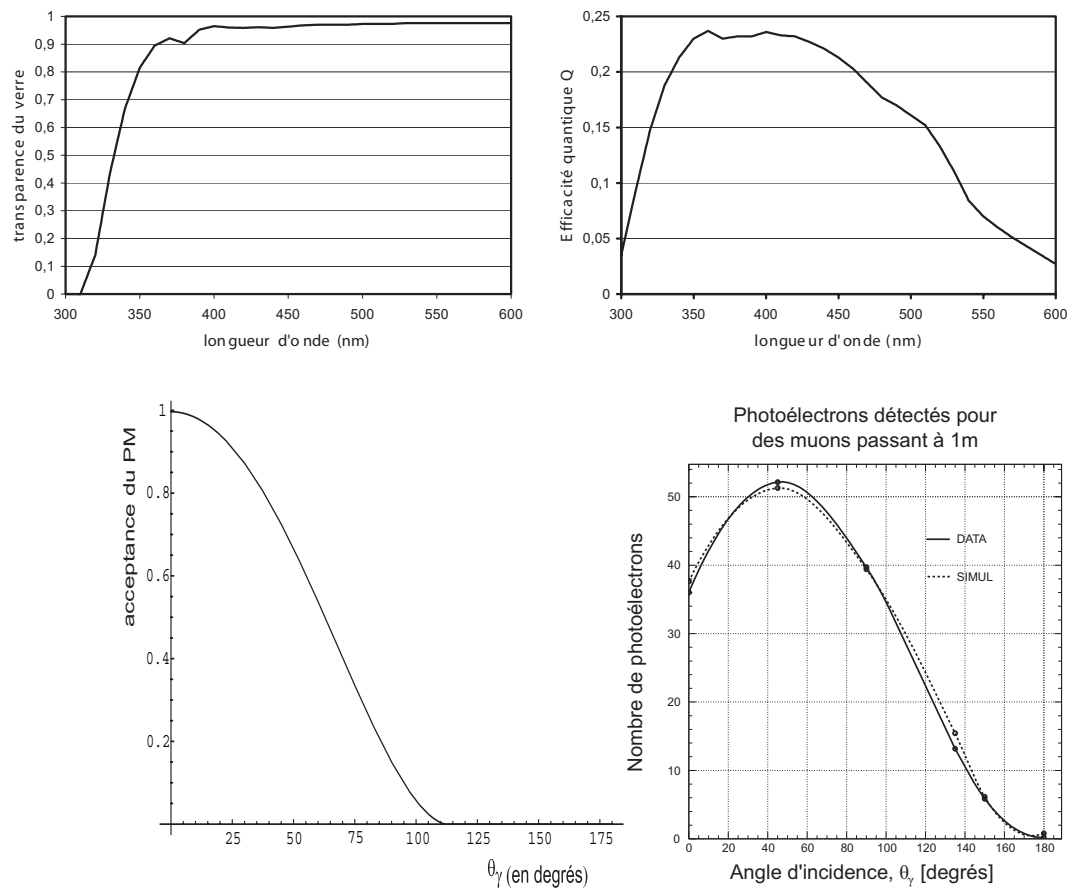


Fig. V.16 Caractéristiques des phototubes. Evolution de la transparence du couple verre + gel (en haut à gauche). Efficacité quantique de la photocathode en fonction de la longueur d'onde (en haut à droite). Réponse angulaire du phototube en fonction de l'angle d'incidence du photon par rapport à l'axe de la photocathode (en bas à gauche). Comparaison simulation/données de l'évolution du nombre de photoélectrons détectés en fonction de l'angle d'incidence pour des muons passant à 1 m du phototube.

Une partie de l'électronique de digitisation est simulée dans KM3 en incluant le mode simple (cf. paragraphe sur la numérisation II.3.3).

Bruit de fond optique

Les bruits de fond optiques dus à la composante continue de la bioluminescence et aux éléments radioactifs présents dans le milieu sont également simulés. Au contraire, les pics de bioluminescence sont omis.

Le potassium 40, présent dans l'eau de mer à un taux de 38,44 %, est instable et se désintègre par processus β^- en émettant un électron qui crée un rayonnement Tcherenkov. Son taux de désintégration est $13\,700\text{ Bq.m}^{-3}$ ce qui correspond à une fréquence d'observation par des phototubes de 10 pouces de $26 \pm 5\text{ kHz}$. Le potassium 40 est également présent en faible quantité dans les sphères de verre et apporte une contribution supplémentaire au bruit de fond de l'ordre de 2 kHz.

La bioluminescence quant à elle contribue à hauteur d'environ 30 kHz en considérant uniquement sa ligne de base et en omettant ses pics (cf. paragraphe sur la bioluminescence II.3.4).

V.3.3 La reconstruction des muons

Le passage d'un muon au sein du télescope engendre un cône Tcherenkov. Chaque photon émis par le muon arrivant sur un photomultiplicateur constitue un *coup* qui va être lu et enregistré par l'électronique. L'analyse de la topologie temporelle des coups permet de reconstruire la forme du cône Tcherenkov et donc de reconstruire la direction du muon et ainsi celle du neutrino qui, à haute énergie, est alignée avec le muon.

La trajectoire d'un muon

La trace d'un muon peut être définie par 5 paramètres d'espace indépendants : une position $\vec{X}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ et une direction $\vec{d} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ – où φ est l'angle azimutal et θ l'angle zénithal – et un temps prédéfini t_0 .

L'objectif d'un programme de reconstruction est de donner la meilleure estimation de $\vec{X}_0$ et de $\vec{d}$ à partir des quantités mesurées que sont les temps d'arrivées des impulsions sur les phototubes, leurs amplitudes et les positions des photomultiplicateurs.

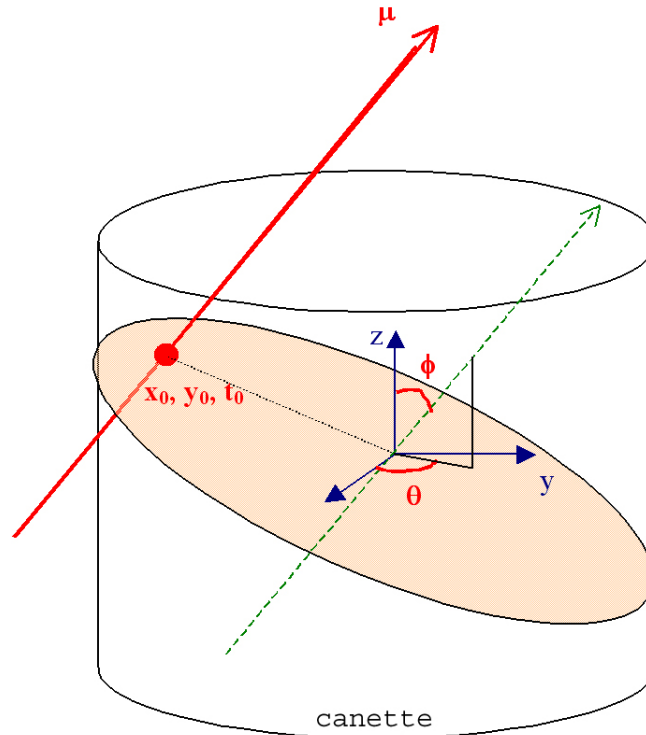


Fig. V.17 – Définition du référentiel utilisé par le programme de reconstruction.

Le référentiel utilisé par la reconstruction a pour origine le barycentre du détecteur, calculé à partir de la position des phototubes. L'origine de la trajectoire, $\vec{X}_0$, est défini comme étant le point d'intersection entre le plan perpendiculaire à la trace passant par le barycentre du détecteur et la trajectoire elle-même (cf. Fig. V.17).

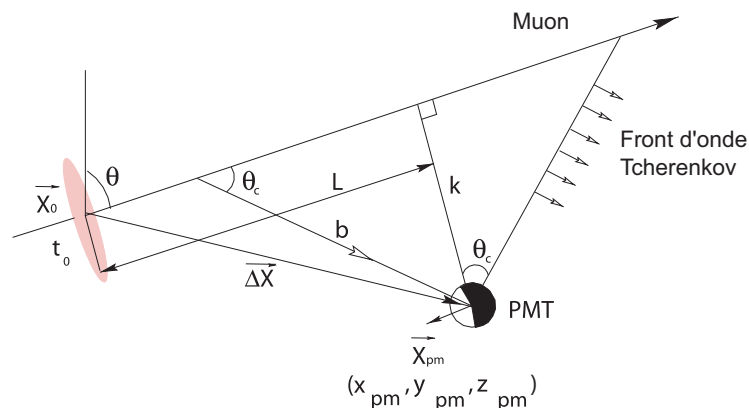


Fig. V.18 – Illustration de l'émission d'un photon Tcherenkov par un muon se propageant en ligne droite vers un phototube.

Le temps théorique t_{th} d'arrivée sur un phototube à la position $\vec{X}_{PM}$ d'un photon Tcherénkov émis par un muon sous l'angle θ_c (cf. Fig. V.18) peut être calculé par la formule :

$$t_{th}(\vec{X}_0, \vec{d}) = t_0 + \frac{1}{c} \left(L - \frac{k}{\tan \theta_c} \right) + \frac{1}{V_g} \frac{k}{\sin \theta_c} \quad (V.20)$$

où $V_g = c \cdot \cos \theta_c$ est la vitesse de groupe de la lumière dans l'eau et k la distance entre la trace et le photomultiplicateur.

Le second terme de cette équation est le temps nécessaire au muon pour atteindre le point d'émission du photon à partir de $\vec{X}_0$ et le troisième terme correspond au temps mis par le photon pour atteindre le phototube situé en $\vec{X}_{PM}$.

Cette relation entre le temps théorique et les paramètres de la trajectoire est à la base des algorithmes de reconstruction. Elle est plus souvent utilisée sous la forme du résidu $\Delta t = t_i - t_{th}$ qui mesure l'écart de temps entre le temps enregistré t_i et le temps d'arrivée théorique t_{th} calculé.

Dans le cas idéal où tous les photons détectés sont issus directement du muon, la distribution des résidus Δt est piquée à zéro avec une largeur résultant de la résolution temporelle des appareils de mesure (cf. Fig. V.19).

Dans la réalité, cette distribution n'est pas piquée exactement à zéro (cf. Fig. V.19) pour deux raisons : d'une part parce que les photons se propagent dans un milieu diffusif qui retarde leur temps d'arrivée, et d'autre part parce qu'à haute énergie, les muons perdent leur énergie par bremsstrahlung et création de paires induisant des gerbes électromagnétiques. Les particules secondaires issues de ces gerbes produisent également un rayonnement Tcherenkov qui peut arriver retardé ou, selon leur direction, en avance par rapport au temps théorique d'un photon issu directement du muon.

Le bruit de fond du potassium et de la bioluminescence n'est pas corrélé aux muons et donc engendre une contribution plate à la distribution des résidus.

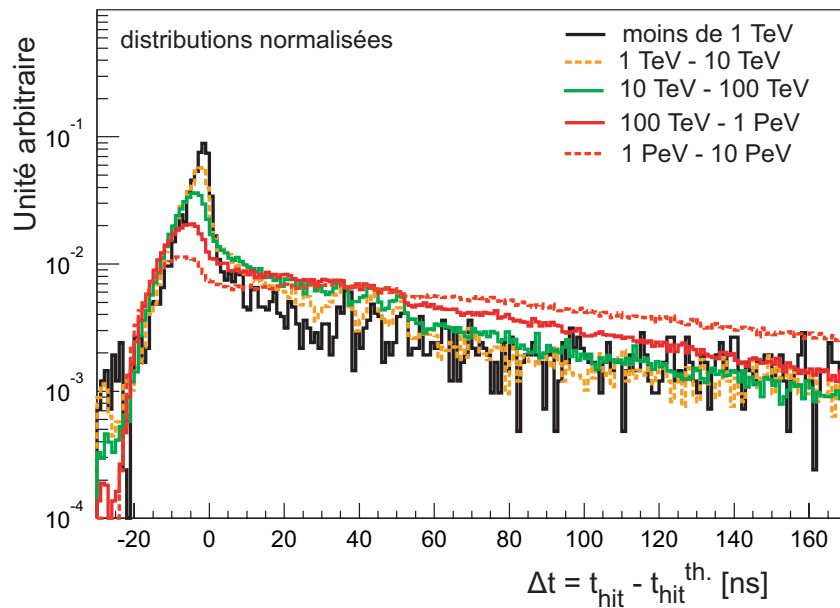


Fig. V.19 – Evolution de la distribution des résidus en temps en fonction de l'énergie des muons [74].

L'évaluation des paramètres de la trajectoire est effectuée grâce à un enchaînement d'algorithmes de filtrages et d'ajustements. Les algorithmes de filtrages permettent de rejeter les impulsions du bruit de fond optique et ceux d'ajustement de déterminer de manière itérative la meilleure solution de trace compatible avec les impulsions sélectionnées.

Sélection des impulsions

Durant la microseconde nécessaire à un muon pour traverser le détecteur, le bruit de fond optique induit un taux de comptage d'environ 50 impulsions pour un détecteur comme ANTARES de 900 phototubes. Il est donc nécessaire avant un ajustement de trace d'utiliser des filtres pour augmenter la proportion d'impulsions induites par le muon lui-même qui est de l'ordre de quelques centaines de coups.

Outre les filtres de sélection des impulsions, une coupure sur l'amplitude des impulsions est avant tout appliquée afin de simuler sur les données Monte Carlo le seuil de déclenchement de l'acquisition à 0,5 photoélectron.

Avant le filtrage fait par la méthode de reconstruction des traces, un filtre de coïncidence sélectionne les impulsions d'un même étage séparées de maximum 20 ns. Cette fenêtre temporelle permet d'intégrer environ 55 % du signal tout en laissant une probabilité de 0,01 % de collecter une impulsion due au potassium.

Il existe ensuite deux filtres de sélection des impulsions dépendant de l'algorithme de reconstruction : la sélection en coïncidence et la sélection spatiale et temporelle.

Le premier filtre est un filtre dynamique itératif qui ne conserve que les impulsions qui sont proche d'une première estimation de la trace du muon, constituant ainsi une sorte de chemin. Le résidu des coups sélectionnés doit être inclus dans une fenêtre en temps limitée et une distance reconstruite à la trace b_i inférieure à une valeur maximale déterminée par la stratégie de reconstruction utilisée. Cette sélection permet de conserver les coups sur les phototubes qui ont le plus de chance d'avoir été émis par le muon.

Enfin, un filtre indépendant statique peut être appliqué sur les coups sélectionnés. Ce filtre de causalité permet de ne retenir que les impulsions qui peuvent être reliées les unes aux autres de manière causale : deux photons Tcherenkov, émis par la même trajectoire en deux points différents, doivent avoir un rapport de l'éloignement spatial à l'écart des temps d'arrivée compatible avec une vitesse de propagation comprise entre celle de la lumière dans l'eau et celle du muon, c .

Reconstruction de la trajectoire

La stratégie de reconstruction regroupe et organise les filtres et les algorithmes d'ajustement afin de déterminer la trace du muon la plus probable qui aurait engendré les signaux enregistrés par le détecteur au cours d'un évènement.

Les filtres de sélection des impulsions ayant été appliqués, des estimations préliminaires de la trace sont nécessaires afin d'éviter de tomber sur une solution secondaire qui ne correspond pas à la réalité mais qui permettrait tout de même d'expliquer la distribution des impulsions dans le détecteur.

La première étape consiste en un simple ajustement linéaire sur la position et le temps des impulsions enregistrées et sélectionnées dans le détecteur. Cette estimation repose sur le fait

que pour les traces de muons de grande longueur, la distance séparant les phototubes de la trace est petite comparée à la longueur de parcours du muon dans le détecteur.

A partir de cette première trace estimée, sept autres sont construites avec des angles et des distances différents qui vont servir de point de départ aux ajustements suivants afin de s'affranchir au mieux des minima locaux.

A chacune de ces traces est alors appliquée une minimisation des résidus par une méthode de moindre carré, avant l'ajustement final par une méthode de maximum de vraisemblance.

Cette dernière étape est une maximisation d'une fonction de vraisemblance L basée sur une fonction de densité de probabilité incluant le plus d'information physique possible comme le temps d'arrivée du photon, la diffusion, l'atténuation, etc.

Le maximum de vraisemblance est le produit de fonctions densités de probabilités calculées pour chaque impulsion :

$$L = \prod_{i=1} L_i \quad (\text{V.21})$$

Un évènement est une collection d'impulsions enregistrées par les photomultiplicateurs, définies par un temps d'arrivée, des amplitudes et des positions. Afin de décrire la relation entre la trace du muon et ces informations, les 4 variables suivantes sont utilisées : $t_{th,i}$ le temps théorique d'arrivée du photon (cf. formule (V.20)), b_i la distance de vol du photon, θ_i l'angle entre l'axe du phototube et la direction du photon et A_i l'amplitude de l'impulsion.

La fonction densité de probabilité d'avoir t_i connaissant $t_{th,i}, \theta_i, b_i$ et A_i , notée $P(t_i | t_{th,i}, \theta_i, b_i, A_i)$, est composée d'un terme décrivant les impulsions provenant du muon et d'un terme décrivant celles provenant du bruit de fond :

$$L_i = P(t_i | t_{th,i}, \theta_i, b_i, A_i) = P_{signal}(t_i | t_{th,i}) \cdot P(signal | \theta_i, b_i, A_i) + P_{bruit}(t_i | t_{th,i}) \cdot P(bruit | \theta_i, b_i, A_i) \quad (\text{V.22})$$

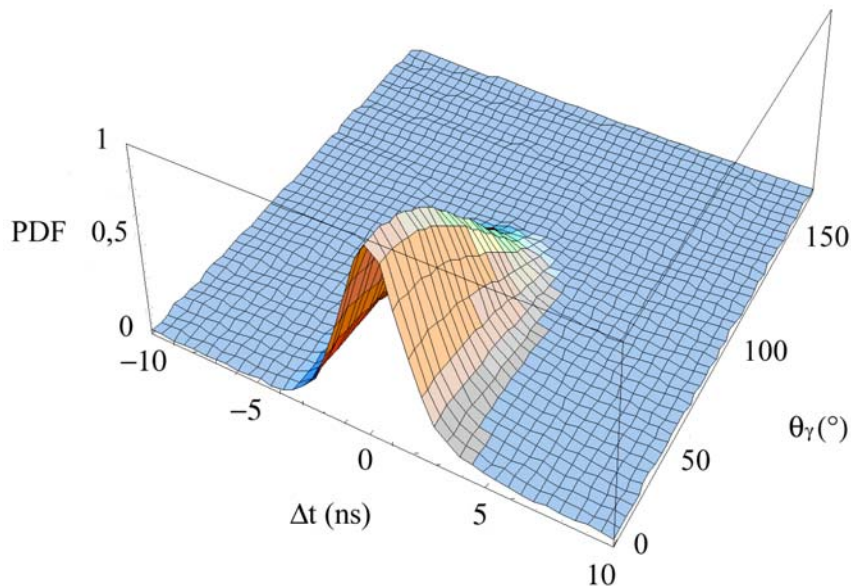


Fig. V.20 – Densité de probabilité pour la reconstruction des muons utilisée pour le maximum de vraisemblance en fonction du résidu Δt et de l'angle entre le photon et le phototube θ_γ .

Les impulsions liées au bruit de fond optique sont distribuées de manière totalement aléatoire durant un évènement. $P_{\text{bruit}}(t_i | t_{th,i})$ est donc un terme constant qui sera déterminé par la normalisation de la fonction.

La faible dépendance de la forme générale des résidus avec l'énergie du muon (cf. Fig. V.19) permet de n'utiliser qu'une seule paramétrisation pour la fonction $P_{\text{signal}}(t_i | t_{th,i})$:

$$P_{\text{signal}}(t_i | t_{th,i}) = \alpha \left[e^{-\frac{\Delta t^2}{2\sigma^2}} + H \frac{\kappa_1 e^{-\mu_1 \Delta t} + \kappa_2 e^{-\mu_2 \Delta t}}{\sqrt{1 + \frac{\Delta t^2}{\sigma^2}}} + (1-H) \frac{\lambda e^{-\nu \Delta t}}{\sqrt{1 + \frac{\Delta t^2}{\sigma^2}}} \right] \quad (V.23)$$

où H est la fonction de Heavyside et $\lambda, \kappa, \nu, \mu$ des constantes déterminées par les données Monte Carlo.

Le premier terme de cette fonction est une gaussienne représentant le pic de la distribution des résidus dont la largeur σ est dictée par le temps de transit des appareils de mesures (de l'ordre de 1,3 ns). Le second terme prend en compte les photons diffusés et ceux produits par les gerbes électromagnétiques arrivant en retard, tandis que le troisième terme reproduit la forme de la distribution aux temps négatifs.

Les fonctions $P(\text{signal} | \theta_i, b_i, A_i)$ et $P(\text{bruit} | \theta_i, b_i, A_i)$ ont été paramétrées en fonction de θ_i , A_i et b_i à partir des distributions d'évènements filtrées de signal et de bruit (cf. Fig. V.21).

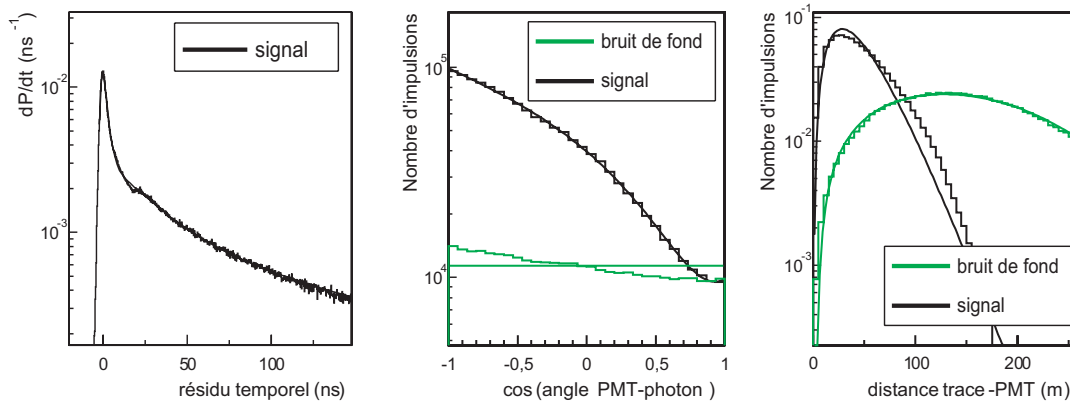


Fig. V.21 – Exemple de distribution de probabilité pour des amplitudes d'impulsions comprises entre 0,5 et 1,5 photoélectrons. Sur chacune des figures, les courbes s'ajustent aux distributions associées. Les courbes en noir correspondent au signal tandis que les grises correspondent au bruit de fond.

La surface effective a pour définition le rapport du nombre d'évènements reconstruits par unité de temps sur le flux de neutrinos incidents.

Les performances de la stratégie de reconstruction sont visibles sur l'évolution de la surface effective des évènements reconstruits en fonction de l'énergie du neutrino (cf. Fig. V.22).

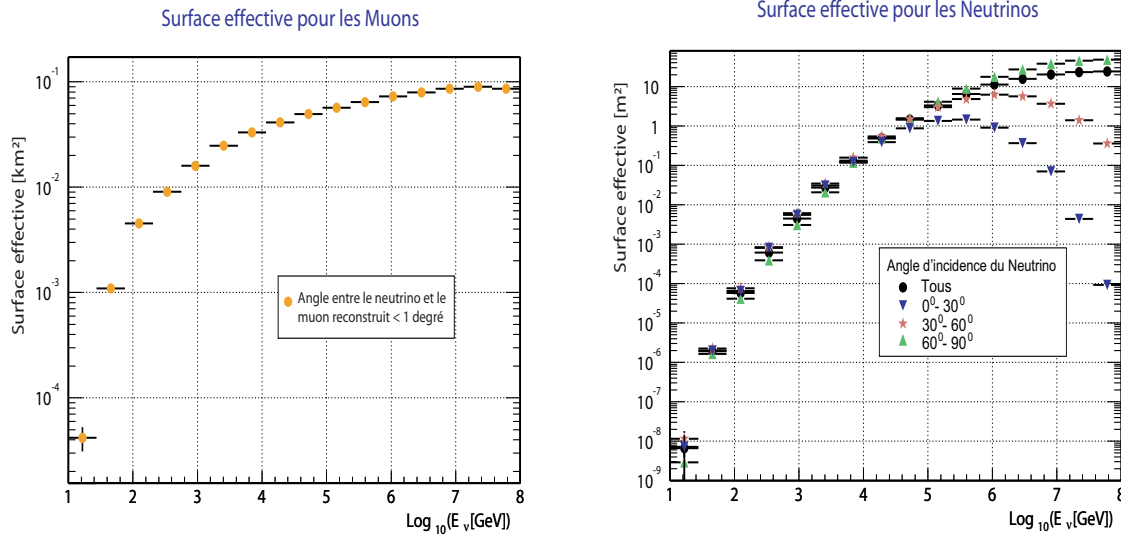


Fig. V.22 – Evolution de la surface effective muon (à gauche) et neutrino (à droite) en fonction de leur énergie respective pour des sélections optimisées pour la détection des sources ponctuelles.

La surface effective en neutrinos qui dépend de la section efficace d'interaction du neutrino dans la Terre augmente avec l'énergie du neutrino incident. A partir de 50 TeV l'effet de l'opacité de la Terre est observable pour les neutrinos verticaux dont la surface effective diminue.

La reconstruction permet d'obtenir, en utilisant une coupure de qualité optimisée pour l'étude des sources ponctuelles, une résolution angulaire sur la direction du neutrino uniquement dictée par la résolution angulaire sur la résolution du muon à partir de 100 TeV (cf. Fig. V.23).

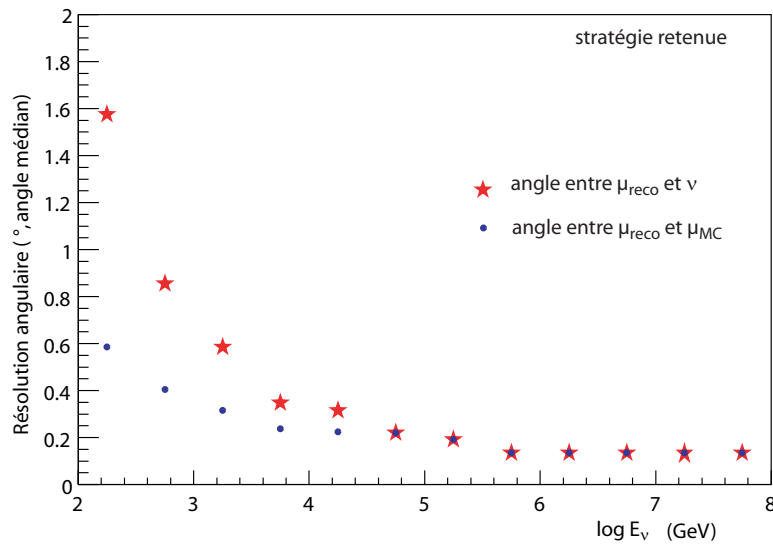


Fig. V.23 – Evolution (points) de l'angle entre le muon au vertex (μ_{MC}) et le muon reconstruit (μ_{reco}) et évolution (étoiles) entre l'angle du neutrino et celui du muon reconstruit tous deux en fonction de l'énergie E_ν du neutrino.

Au dessous de 10^4 GeV, la cinématique de l'interaction domine la résolution angulaire alors qu'au-delà, ce sont la diffusion coulombienne du muon et les performances intrinsèques du détecteur qui dominent.

Reconstruction de l'énergie

La reconstruction en énergie est cruciale pour l'étude des flux diffus de neutrinos astrophysiques car elle permet de les discriminer du bruit de fond irréductible des neutrinos atmosphériques qui possèdent un spectre d'indice spectral plus grand.

Malheureusement, l'énergie du neutrino muonique n'est pas mesurable et seule l'énergie du muon induit peut être estimée. Un muon à 10 TeV traversant le détecteur possède en moyenne 10 % de l'énergie du neutrino (cf. figure Fig. II.6). La dispersion sur cette moyenne dégrade le spectre de muons par rapport à celui original du flux des neutrinos ce qui rend plus difficile la discrimination de deux flux ayant des indices spectraux proches.

L'estimation de l'énergie du muon est basée sur le fait que les pertes d'énergie augmentent avec son énergie. Cette méthode n'est valide qu'au-delà de l'énergie critique (~ 600 GeV dans l'eau) où les pertes d'énergies radiatives (bremsstrahlung, création de paires et interactions photonucléaires) dominent les pertes par ionisation (cf. paragraphe II.1.4).

Les amplitudes A^{hit} enregistrées par un phototube lors du passage d'un tel muon sont donc élevées par rapport aux amplitudes d'une particule faiblement ionisante A^{PMI} (cf. Fig. V.24).

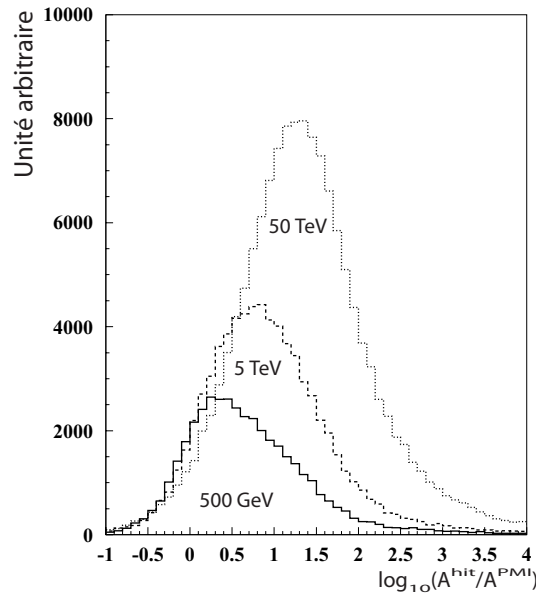


Fig. V.24 – Distribution du rapport des amplitudes d'un muon d'énergie E_μ comparé à l'amplitude d'une particule faiblement ionisante pour trois énergies différentes (50 TeV en points, 5 TeV en tirets et 500 GeV en ligne).

La méthode d'estimation de l'énergie est séparée en deux domaines: le régime de *basse énergie* caractérisé par $0,1 < \frac{A^{hit}}{A^{PMI}} < 100$ et le régime de *haute énergie* caractérisé par $10 < \frac{A^{hit}}{A^{PMI}} < 1000$.

La figure Fig. V.24 montre la fraction des coups par événements qui remplissent la condition de basse énergie en fonction de l'énergie du muon. Jusqu'à une énergie d'environ 300 TeV,

cette fraction est supérieure à 10 % et l'évènement est classé comme étant de basse énergie ; au-delà, plus de 90 % des coups sont rejetés par les critères de basse énergie et l'évènement est alors classé dans le régime de haute énergie.

Un estimateur de l'énergie, $x \propto E_\mu$, peut être défini à partir de la somme des coups satisfaisant le régime considéré [76][77] :

$$x = n_{hit} \left(\frac{\sum_i A_i^{hit}}{\sum_i A_i^{MIP}} - 1 \right) \quad (V.24)$$

où n_{hit} est le nombre de coups provenant de la trace du muon.

La relation entre l'énergie du muon et celle de l'estimateur peut être paramétrée pour chacun des régimes à l'aide d'un ajustement parabolique (cf. Fig. V.25) :

$$\log_{10} x = p_0 + p_1 \log_{10} E_\mu + p_2 (\log_{10} E_\mu)^2 \quad (V.25)$$

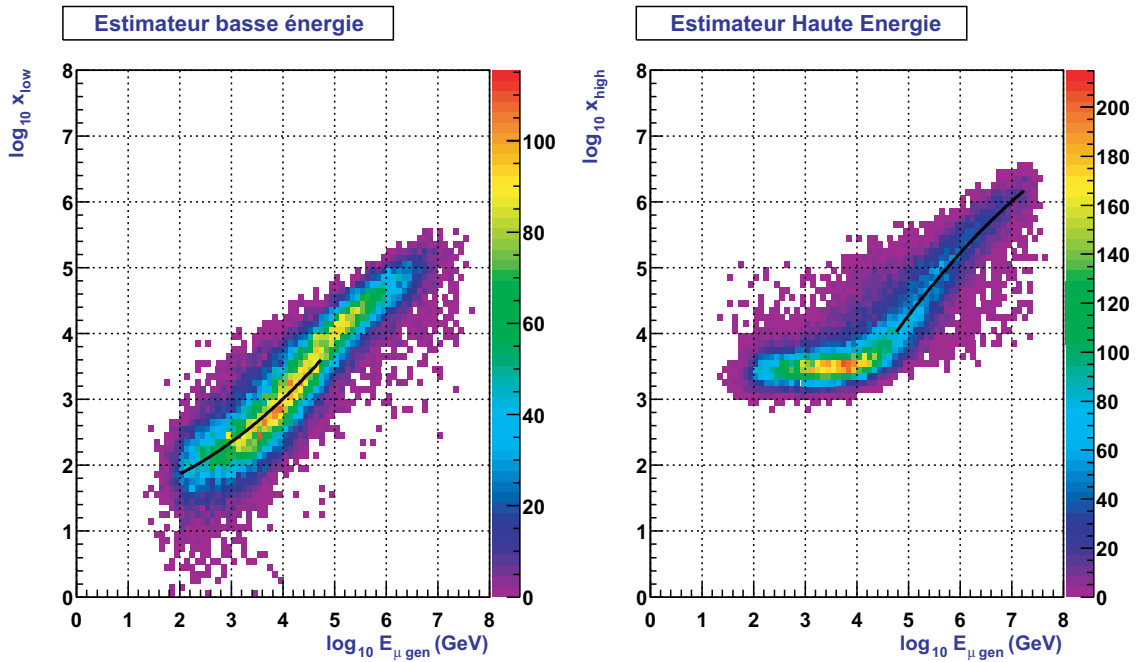


Fig. V.25 – Distribution de l'estimateur de l'énergie dans les régimes basse-énergie et haute-énergie en fonction de l'énergie du muon. L'ajustement des deux régimes correspond à la ligne noire.

Il suffit alors d'inverser cette relation pour d'obtenir une estimation de l'énergie du muon à partir de la valeur de x . Le comportement général (cf. Fig. V.26) suit bien la relation attendue (courbe noire : $E_\mu^{rec} = E_\mu^{vrai}$).

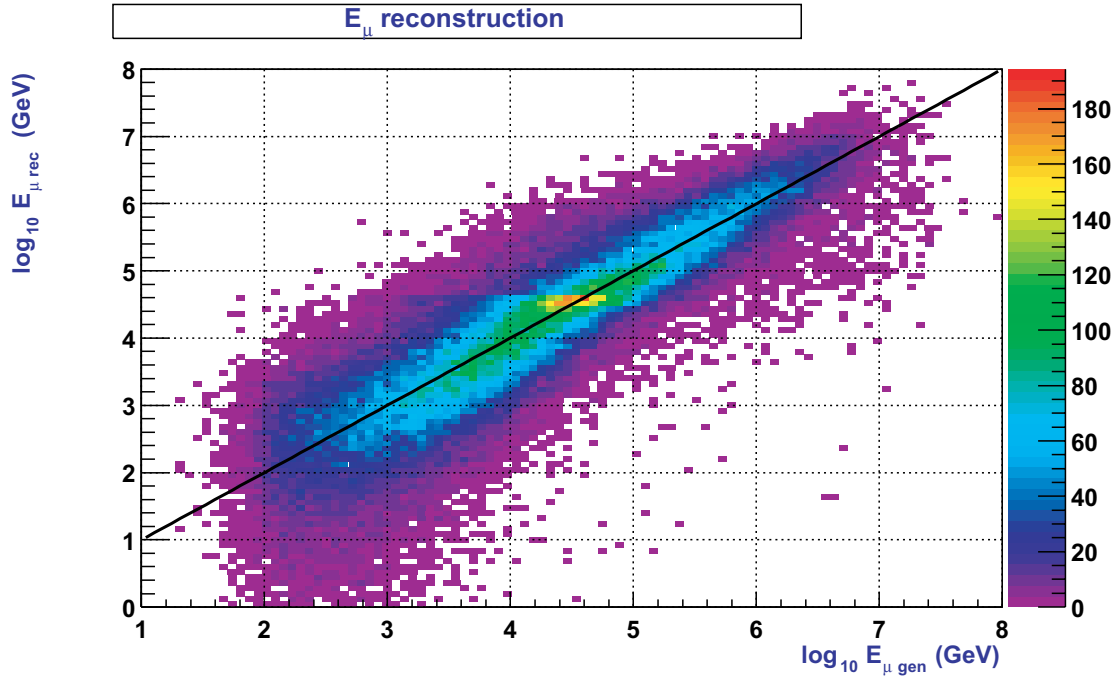


Fig. V.26 – Comparaison entre l'énergie du muon Monte Carlo et celle reconstruite. La ligne noire correspond à $E_{\mu}^{rec} = E_{\mu}^{vrai}$.

Le rapport $\log_{10}(E_{\mu}^{rec} / E_{\mu}^{vrai})$ peut être ajusté par une gaussienne pour différentes énergies vraies du muon. Sa moyenne est concentrée autour de 0 au delà de 10 TeV et sa déviation est inférieure à 0,4 à partir de $10^{4,5}$ GeV ce qui correspond à une détermination de l'énergie à un facteur 2,5 près.

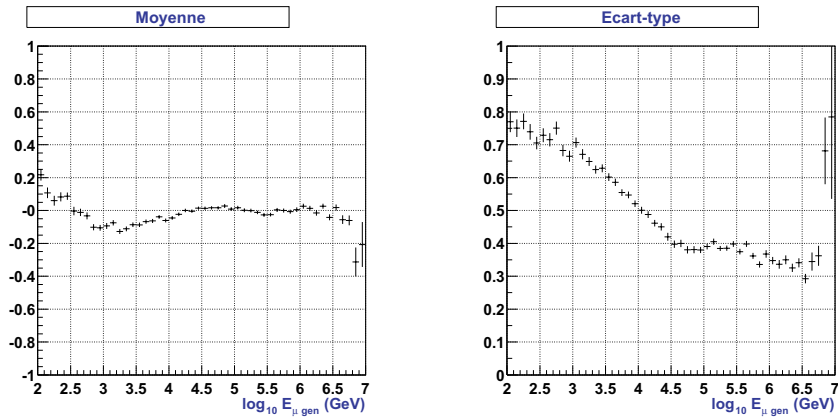


Fig. V.27 – Moyenne (à gauche) et écart type (à droite) d'un ajustement gaussien du $\log_{10}(E_{\mu}^{rec} / E_{\mu}^{vrai})$ en fonction de l'énergie vraie du muon [77].

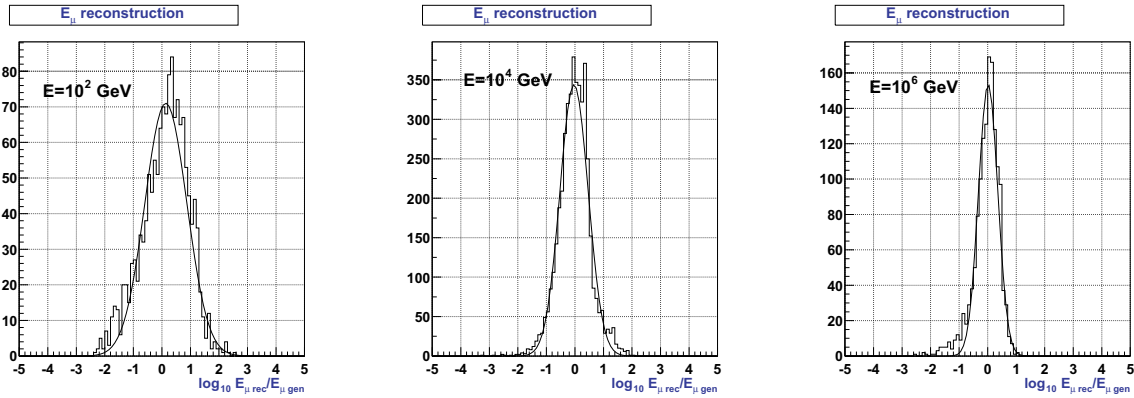


Fig. V.28 – Distribution de $\log_{10}(E_{\mu}^{rec} / E_{\mu}^{vrai})$ pour différentes énergies vraies du muon [77].

V.4 Evènements galactiques et atmosphériques dans Antares

Afin de déterminer la sensibilité du télescope ANTARES aux flux diffus galactiques de neutrinos calculés au chapitre précédent, il est nécessaire de prendre en compte la réponse du détecteur à l'aide d'une méthode Monte Carlo.

Les paragraphes suivants décrivent les modèles de bruits de fonds utilisés, la nature des fichiers de simulations et la méthode de pondération des flux galactiques.

V.4.1 Bruit de fond atmosphérique

Les muons et les neutrinos provenant des gerbes atmosphériques créées par l'interaction d'un noyau cosmique avec un noyau de la haute atmosphère constituent le bruit de fond pour l'étude des neutrinos galactiques.

Les muons atmosphériques ne proviennent que de l'hémisphère supérieur à cause de l'absorption dans la Terre. Ils possèdent toutefois un flux 10^6 fois supérieur à celui des neutrinos atmosphériques qui, lui, est réparti sur les deux hémisphères (cf. Fig. II.14).

Neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques constituent un bruit de fond irréductible pour l'astronomie neutrino. Le flux de ces neutrinos est mesuré jusqu'aux énergies de l'ordre de la dizaine de GeV ; à plus haute énergie, différents modèles en accord à $\sim 20\%$ près entre eux extrapolent ce flux.

Le modèle utilisé pour pondérer les flux de neutrinos engendrés est celui de l'institut de recherche Bartol [78][79] (cf. figure Fig. V.29).

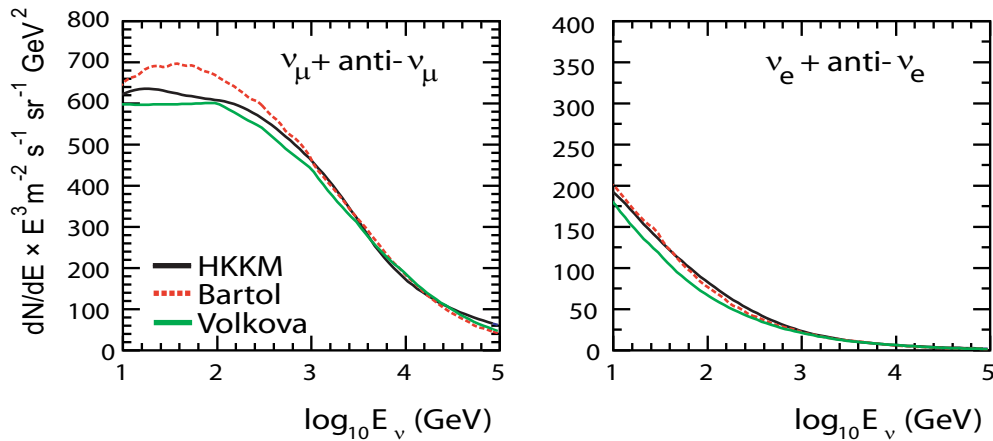


Fig. V.29 – Comparaison du flux de neutrinos muoniques (à droite) et électroniques (à gauche) prédit par 3 modèles de flux atmosphériques conventionnel : HKKM, Bartol et Volkova [78].

Bien que le flux des rayons cosmiques arrivant sur Terre possède un indice spectral de 2,7, le spectre des neutrinos muoniques atmosphériques est généralement approximé par une loi de puissance d'indice spectral 3,7.

Les pions chargés engendrés dans les gerbes atmosphériques se désintègrent en produisant un muon et un neutrino muonique. Une grande partie des muons atteignent le sol avant de se désintégrer et ne contribue ainsi pas au flux des neutrinos atmosphériques ce qui explique la différence d'indice spectral.

Les flux de neutrinos électroniques atmosphériques ne proviennent ainsi que des muons atmosphériques qui se sont désintégrés avant d'être absorbés par la roche. A 1 TeV, le flux différentiel des neutrinos électroniques est inférieur d'un ordre de grandeur à celui des neutrinos muoniques.

La valeur de ces flux dépend de l'altitude de production, du noyau source, de l'angle zénithal, de l'énergie du neutrino, de la saveur du neutrino et de la position géographique du détecteur. Au-delà de 10 GeV, l'influence du champ magnétique terrestre sur la longueur de parcours des particules chargées produites dans l'atmosphère devient négligeable [83].

A basse énergie, la principale source de production de neutrinos dans les gerbes atmosphérique provient de la désintégration des pions et des kaons alors qu'à plus haute énergie (à partir de 10 TeV), elle provient des particules composées de quarks lourds qui sont engendrées.

La simulation des neutrinos atmosphériques réalisée par la collaboration comprend $9,5 \cdot 10^{11}$ interactions de neutrinos muoniques et $11 \cdot 10^{11}$ interactions d'antineutrinos muoniques dans la Terre par échange de courants chargés pour des énergies comprises entre 10 et 10^7 GeV. Ces neutrinos ont été produits de manière isotrope sur le demi hémisphère inférieur au détecteur. Afin d'augmenter la statistique à haute énergie, l'indice spectral de génération est de 1,4. Il faut ensuite pondérer les événements en fonction du flux des neutrinos atmosphériques selon le modèle de Bartol.

Muons atmosphériques

Les muons atmosphériques sont uniquement descendants dans le détecteur et ne devraient pas constituer un bruit de fond pour l'étude des neutrinos galactiques qui sont montants.

Toutefois, lorsque plusieurs muons originaires de la même gerbe atmosphérique traversent simultanément le détecteur, la topologie complexe des coups distribués sur un grand nombre de photomultiplicateurs peut induire en erreur l'algorithme de reconstruction en simulant un évènement montant de plus haute énergie.

La simulation de ces évènements est faite à l'aide du programme HEMAS reproduisant les interactions des noyaux cosmiques dans la haute atmosphère et le développement des gerbes atmosphériques jusqu'au niveau de la mer [80]. Les muons ayant au moins 500 GeV sont ensuite propagés jusqu'au volume sensible de détection à l'aide du programme PROMU [82] puis le programme KM3 prend le relais en engendrant les photons produits par les muons à travers le détecteur (cf. paragraphe V.3).

Le modèle utilisé pour décrire l'énergie des noyaux cosmiques arrivant dans l'atmosphère est celui simplifié du modèle de Hörandel [81] pour des noyaux de masse atomique inférieure au fer et regroupé en 5 groupes : p, He, CNO, Mg-Si et Fe :

$$\frac{d\phi_Z}{dE_0}(E_0) = \phi_Z^0 E_0^{\gamma_Z} \left[1 + \left(\frac{E_0}{\widehat{E}_Z} \right)^{\varepsilon_c} \right]^{\frac{\gamma_c - \gamma_Z}{\varepsilon_c}} \quad (\text{V.26})$$

où les paramètres ϕ_Z^0 , γ_Z et $\widehat{E}_Z$ dépendent de la nature du noyau et du flux absolu à 1 TeV. ε_c et γ_c sont des constantes caractérisant le changement de pente (le genou, cf. paragraphe IV.1) dans le spectre à l'énergie $\widehat{E}_Z$.

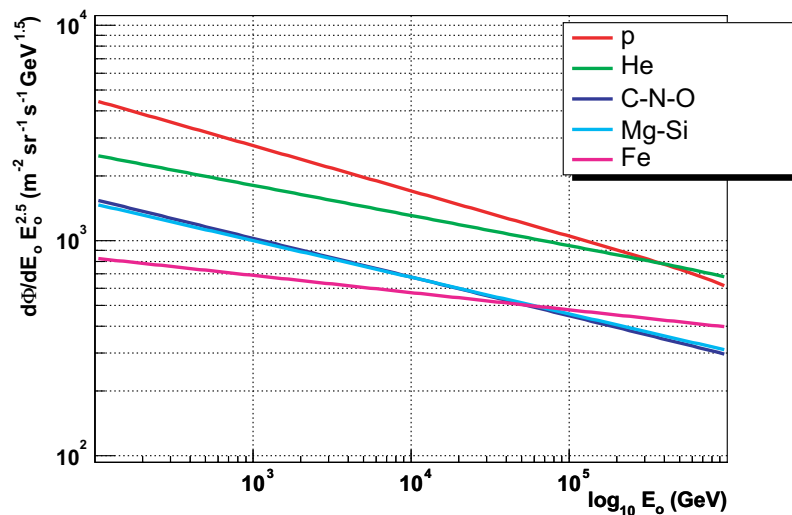


Fig. V.30 – Spectre différentiel en énergie des noyaux arrivant dans l'atmosphère selon le modèle de Hörandel.

Les fichiers de données Monte Carlo des muons atmosphériques produits par la collaboration contiennent $9,8 \cdot 10^7$ interactions de noyaux cosmiques dans l'atmosphère dont l'énergie initiale est comprise entre 20 et $2 \cdot 10^6$ TeV.

Les temps de calculs étant très différents selon la masse du noyau, son énergie et son incidence, la production se divise en 60 fichiers d'événements ayant des temps de vie équivalents très différents regroupés dans la figure Fig. V.31. Le temps équivalent des événements Monte Carlo de la production utilisée est de l'ordre de la journée pour des énergies de noyaux atmosphériques autour de 10^5 GeV et de l'ordre du mois pour les énergies au delà de 10^8 GeV.

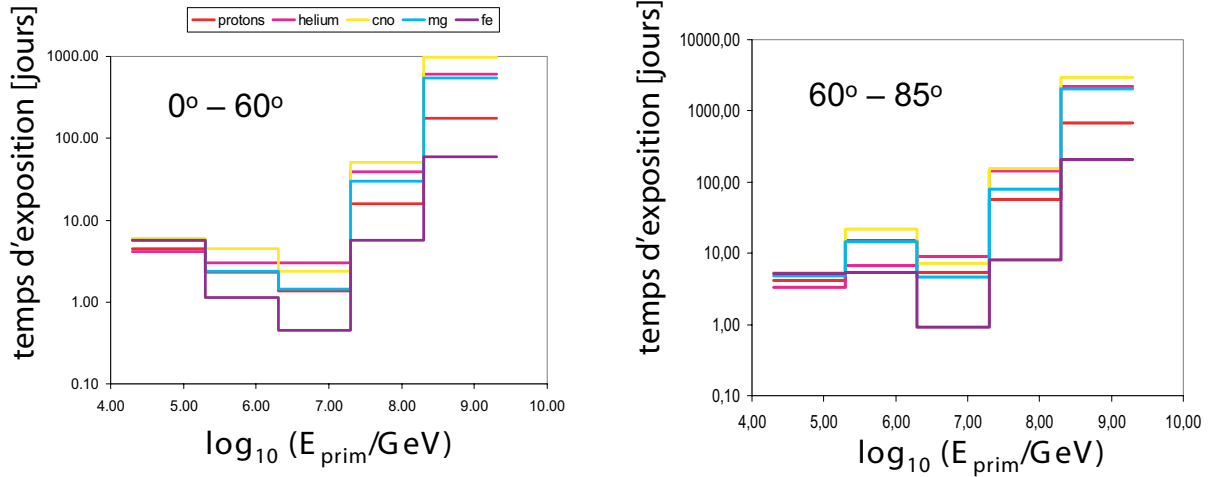


Fig. V.31 – Temps de vie équivalent (en jours) de la production des muons atmosphériques en fonction du noyau, de son énergie et de son incidence (à gauche entre 0 et 60° et à droite entre 60 et 85°).

V.4.2 Pondération galactique

Les simulations des différents modèles de flux galactiques faites dans GALPROP (cf. paragraphe V.2.5) permettent d'obtenir des tables contenant le flux différentiel de neutrinos pour des coordonnées galactiques et une énergie donnés. La définition angulaire utilisée ici est un découpage en coordonnées galactiques par pas de 1° , ce qui suffit à rendre compte des structures de la Galaxie. Ces cartes s'étendent sur une échelle en énergie allant de 10^{-2} GeV à 10^7 GeV par pas logarithmique de 1,2 (cf. Fig. V.32).

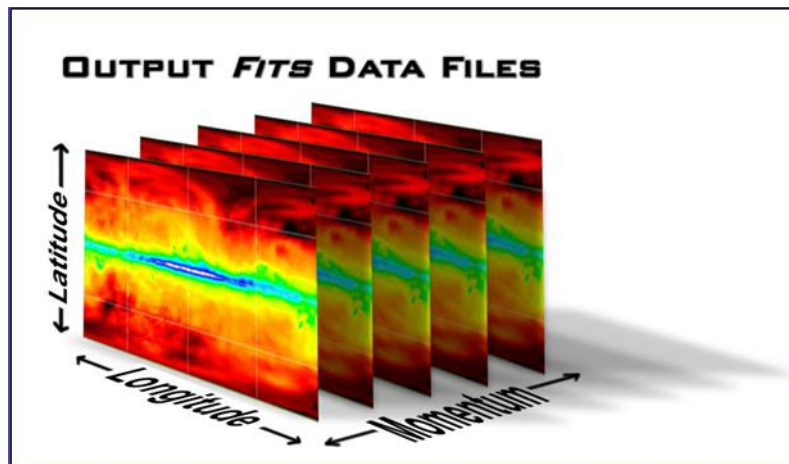


Fig. V.32 – Schéma du format de données utilisé à la sortie de GALPROP.

L'estimation du nombre d'événements de neutrinos galactiques dans ANTARES doit tenir compte de la réponse du détecteur. A partir des différents modèles de flux galactique, il est possible de pondérer les événements comme pour les neutrinos atmosphériques en utilisant la production Monte Carlo des neutrinos décrite au paragraphe V.4.1.

Incidence galactique

Afin de déterminer le flux de neutrinos galactiques équivalent à chaque événement Monte Carlo engendré selon une incidence donnée dans le détecteur, il est nécessaire de connaître l'orientation du détecteur par rapport à la Galaxie à cet instant précis.

Selon la latitude du détecteur sur Terre, à cause de la rotation de cette dernière, le ciel observable évolue tout au long de la journée sidérale et le temps d'observation d'une partie du ciel, et donc de la Galaxie elle-même, dépend de la déclinaison du point considéré. Un télescope à neutrinos ayant une réponse angulaire uniforme situé à un pôle terrestre – comme AMANDA – observe en permanence les mêmes 2π stéradians alors qu'un détecteur situé à l'équateur, bien qu'observant l'intégralité du ciel en une journée, aurait un temps d'observation en chaque point de 50 % de la journée (cf. Fig. V.33).

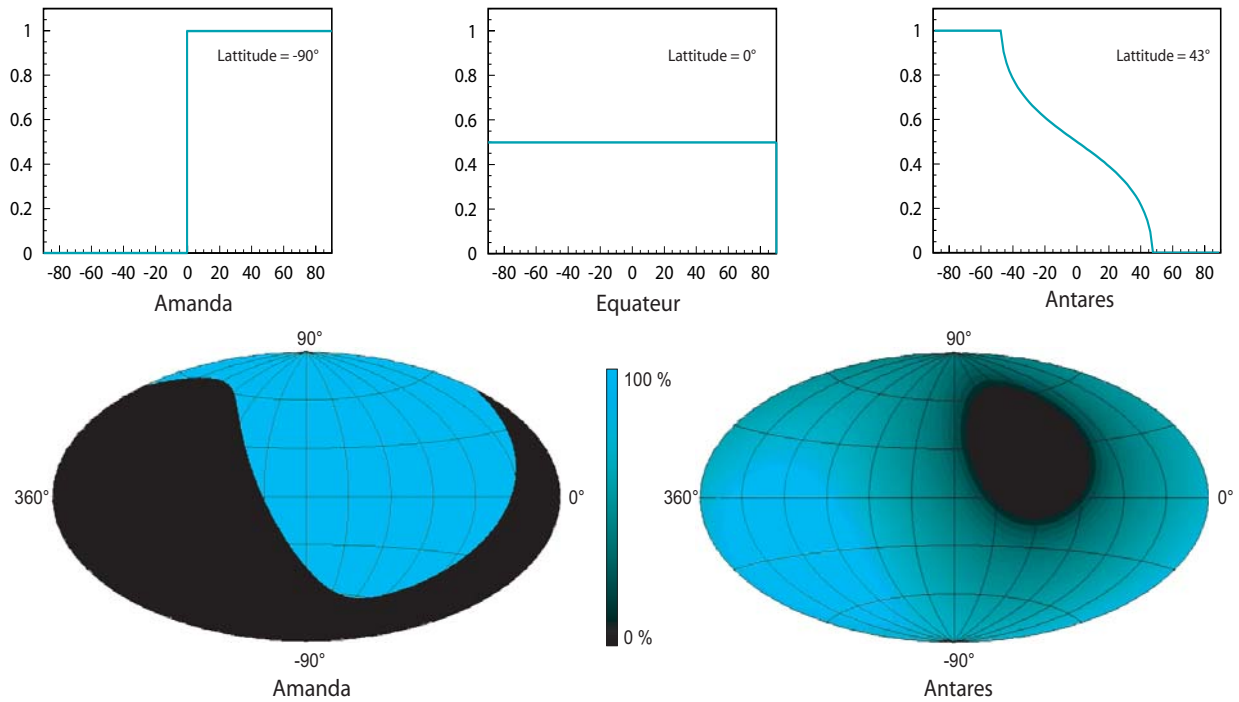


Fig. V.33 – Observation du ciel selon la latitude du détecteur pour un détecteur dont la réponse est parfaite sur 2π . Les courbes du haut représentent la fraction du temps de visibilité en fonction de la déclinaison de la source pour le Pôle Sud (à gauche), l'équateur (au milieu) et ANTARES (à droite). L'intensité des cartes en coordonnées galactiques représente le temps de vision équivalent en une journée (noir = 0% – bleu = 100 %)

La position du télescope ANTARES à une latitude de 43° permet une observation intégrée sur une journée de $3,5 \pi$ stéradians pour un champ de vision instantané de 2π stéradians.

Le passage des coordonnées locales du détecteur (dites coordonnées topocentriques) aux coordonnées galactiques dépend de la direction d'incidence du neutrino sur Terre (hauteur h et azimut a) et du temps universel associé.

La hauteur est l'angle qui a pour sommet l'observateur, et qui se mesure à partir de l'horizon local jusqu'à l'astre, de 0° à 90° vers le zénith, ou de 0° à -90° vers le nadir. L'azimut est un angle qui a pour sommet le télescope, et qui se mesure sur l'horizon local, à partir d'un arc de méridien terrestre ayant pour origine la direction observateur-pôle Sud, jusqu'au pied d'une verticale contenant l'astre. Il se mesure de 0° à 360° positivement du Sud vers l'Ouest (cf. Fig. V.34).

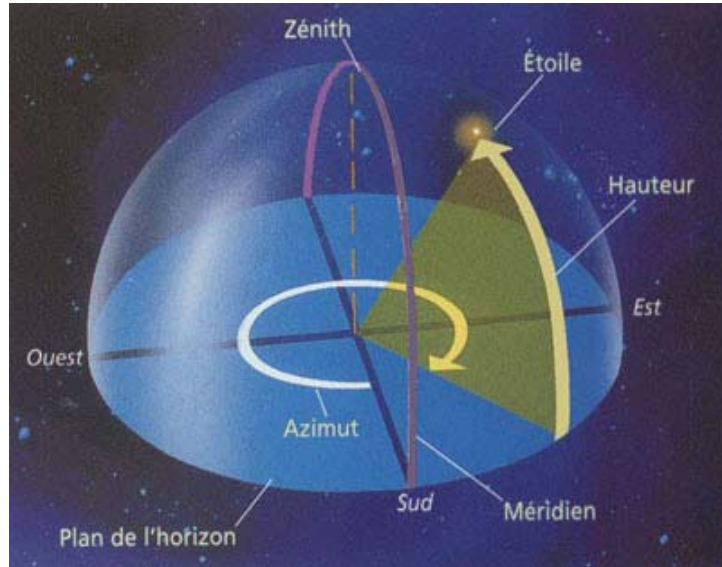


Fig. V.34 – Schéma de localisation d'une source en coordonnées topocentriques.

Il est nécessaire de se référer à un temps astrophysique, le temps universel, pour localiser un point de la voûte céleste. A cette fin, pour chaque évènement de la production Monte Carlo, un temps a été associé aléatoirement sur une même journée sidérale afin de déterminer à quel moment ce neutrino a traversé le détecteur et donc quelle est sa provenance galactique.

Le passage des coordonnées topocentriques aux coordonnées équatoriales s'opère selon les formules trigonométriques suivantes :

$$\begin{cases} \sin h = \sin \phi \cdot \sin \delta + \cos \phi \cdot \cos \delta \cdot \cos H \\ \tan a = \frac{\cos \delta \cdot \sin H}{\sin \phi \cdot \cos \delta \cdot \cos H - \cos \phi \cdot \sin \delta} \end{cases} \quad (\text{V.27})$$

$$H = \Theta_0 - L - \alpha \quad (\text{V.28})$$

avec H l'angle horaire, ϕ la latitude et L la longitude du détecteur, α l'ascension droite et δ la déclinaison du point céleste considéré, et Θ_0 l'heure sidérale à Greenwich.

Le temps d'arrivée du neutrino associé aux coordonnées topocentriques de l'évènement permet alors de déterminer précisément de quel point du ciel, et donc de la Galaxie, ce neutrino provenait.

Simulation des évènements galactiques

Chaque évènement étant relié à un point du ciel, c'est-à-dire à un élément de $1 \times 1^\circ$ dans la carte de sortie de GALPROP, il suffit de le pondérer par le flux galactique associé pour avoir une production Monte Carlo d'évènements galactiques dans ANTARES.

Les tables de données du flux galactique, obtenues via GALPROP, donnent le flux différentiel [$\text{MeV}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] pour une zone du ciel (ici découpée par pas de 1°) et pour une énergie de neutrino donné.

La carte étant discrétisée en énergie, le poids d'un évènement est calculé à l'aide d'une interpolation linéaire en échelle logarithmique entre les flux des deux cartes galactiques encadrant l'énergie du neutrino car au-delà de quelques GeV, le spectre en énergie des neutrinos suit une loi de puissance (cf. paragraphe V.2.5).

La pondération de l'évènement dépend alors du flux $\phi_v^{l,b}$ tel que :

$$\log_{10} \phi_v^{l,b} = \log_{10} \phi_{\max}^{l,b} + \left(\log_{10} \phi_{\min}^{l,b} - \log_{10} \phi_{\max}^{l,b} \right) \frac{\log_{10} E_{\max}^{l,b} - \log_{10} E_v^{l,b}}{\log_{10} E_{\max}^{l,b} - \log_{10} E_{\min}^{l,b}} \quad (\text{V.29})$$

avec $\phi_{\min}^{l,b}$ et $\phi_{\max}^{l,b}$ les flux associés respectivement aux cartes d'énergies $E_{\min}^{l,b}$ et $E_{\max}^{l,b}$ pour les coordonnées galactiques l et b .

V.4.3 Récapitulatif des évènements

Une simulation réaliste du signal et du bruit de fond est obtenue à partir de 2 simulations, celle servant aux neutrinos galactiques et aux neutrinos atmosphériques et celle des muons atmosphériques.

Le nombre d'évènements attendus au dessus de 10 GeV, intégrés sur tout le ciel, sans aucune coupure et pour un an est donné dans le tableau Tab. V.6 pour chacune des contributions du bruit de fond et pour les quatre modèles de flux de neutrinos galactiques.

	Bruit de fond		Signal				Statistique	
	Neutrinos atmosphériques	Muons atmosphériques	C	HN	HE	HEMN	Neutrinos	Muons
1 coup	118 935		24	308	32	10,3	5 078 180	
Reconstruits	24 435	714 200 000	10,8	179	13	3,7	3 238 670	6 181 648
Reconstruits montant	21 804	33 400 000	1,8	42	2,8	0,7	3 045 061	213 404

Tab. V.6 – Tableau récapitulatif des évènements par ans de neutrinos atmosphériques, neutrinos galactiques pour les différents modèles et muons atmosphériques. La ligne 1 coup correspond au passage d'un muon ayant au moins illuminé 1 photodétecteur.

La ligne étiquetée *1 coup* rassemble le nombre d'évènements ayant au moins engendré un photoélectron dans le détecteur. La ligne *reconstruits* rassemble le nombre de traces reconstruites à l'aide de l'algorithme décrit au paragraphe V.3.3. Les neutrinos du signal provenant uniquement d'en dessous du détecteur, il n'est alors conservé que les traces reconstruites montantes. Bien qu'encore dominant de plusieurs ordres de grandeur, la plus

grande partie des muons atmosphériques sont éliminés avec cette première sélection très simple.

Les valeurs de la colonne “statistique” correspondent aux nombres d’évènements engendrés.

VI Observation des neutrinos galactiques dans Antares

Le programme GALPROP de simulation du confinement des rayons cosmiques m'a permis d'estimer les flux de neutrinos galactiques arrivant sur Terre pour différents paramètres de propagation des rayons cosmiques.

En combinant ces flux observés depuis la Terre en rotation à une production Monte Carlo tenant compte de la réponse du détecteur, j'ai réalisé une simulation complète des événements pour tout le ciel. Les muons et les neutrinos atmosphériques sont les deux bruits de fond entrant en compétition avec la recherche du flux diffus des neutrinos galactiques. Ils ont tous les deux la même origine : l'interaction d'une particule cosmique avec un noyau de l'atmosphère.

Des quatre modèles de flux diffus galactiques, le modèle HN est celui qui prédit le flux de neutrinos galactiques ayant l'indice spectral le plus dur, de 2,3. Il conduit à un nombre moyen d'événements galactiques détectés qui est environ dix fois supérieur aux autres modèles. Malgré cet avantage, son nombre d'événements étant plusieurs ordres de grandeurs inférieurs à celui du bruit de fond, il est nécessaire de procéder à des sélections permettant de rejeter au mieux le bruit.

Ce chapitre traite essentiellement le modèle le plus optimiste et explicite l'analyse développée. Les autres modèles ont été étudiés de la même manière et seuls les résultats finals sont présentés.

Je présente dans ce chapitre comment il est possible d'optimiser la probabilité de détection de la Galaxie à partir de différentes variables telles que la qualité de la reconstruction des traces, la direction d'incidence et la reconstruction en énergie. Une partie est également consacrée aux muons atmosphériques dont la faible statistique nécessite une estimation différente du nombre d'événements restant après les multiples coupures.

L'utilisation d'un algorithme d'optimisation des coupures m'a permis d'estimer les performances et la sensibilité d'ANTARES aux différents modèles de flux. Puis j'ai déterminé quelle serait la sensibilité aux flux galactiques et les performances des futures générations de télescopes à neutrinos (de taille kilométrique) à partir d'extrapolation sur la surface effective. La fin du chapitre est consacré à une méthode originale de recherche de forme permettant de mettre en évidence, dans le cadre d'un télescope "kilométrique", les structures de la Galaxie avec une définition de l'ordre de quelques degrés carrés.

Le dernier paragraphe met en perspective les conditions nécessaires à l'observation de la Galaxie.

VI.1 Méthode de réjection des muons atmosphériques

Le nombre d'événements issus des flux de neutrinos galactiques est approximativement 4 ordres de grandeurs inférieur à ceux des neutrinos atmosphériques et 10 ordres de grandeurs inférieur aux muons atmosphériques.

Avant d'effectuer une étude fine permettant de discriminer les neutrinos galactiques des atmosphériques, il est nécessaire de s'affranchir des événements des muons atmosphériques. La méthode me permettant de réduire ce bruit de fond à celui des neutrinos atmosphériques est décrite dans les paragraphes qui suivent à l'aide de variables discriminantes qui seront réutilisées par la suite.

Sachant que les muons issus des neutrinos du signal galactique sont principalement montants tandis que les muons atmosphériques sont uniquement descendants, il est naturel de ne considérer que les traces reconstruites montantes. Toutefois, une partie des muons atmosphériques sont en partie reconstruits à tort comme montants.

Il reste ainsi 33 millions de muons atmosphériques par an à ajouter aux 20 000 neutrinos atmosphériques qui masquent tout au plus une dizaine de neutrinos galactiques. Cependant, les caractéristiques du bruit fond étant différente du signal, tant par son spectre en énergie que par sa distribution dans le ciel, un certain nombre de critères de réjections peuvent permettre d'augmenter le rapport signal sur bruit.

Tout d'abord une coupure sur une zone du ciel ; en effet, le bruit de fond est réparti sur l'ensemble du ciel en coordonnées topocentriques, alors que le signal provient essentiellement du plan galactique (cf. paragraphe V.2.5). La latitude galactique et la longitude galactique sont deux coordonnées d'espace orthogonales et donc indépendantes. Il est ainsi possible d'appliquer des coupures sur l'une ou l'autre de manière indépendante.

De plus, une grande partie des muons atmosphériques reconstruits montant peut être éliminée à l'aide d'une coupure sur la qualité de la reconstruction.

Enfin, le spectre en énergie des neutrinos atmosphérique possède un indice spectral $\sim 3,7$ (cf. fig. Fig. V.29) qui est plus élevé que celui des neutrinos galactique $\sim 2,9 - 2,3$; il est donc possible de les discriminer à l'aide d'une coupure sur l'énergie. Cette variable est indépendante des deux précédentes car la forme du spectre en énergie suit au-delà de 10 GeV la même loi de puissance quelle que soit son origine galactique.

La qualité de reconstruction

L'algorithme de reconstruction est optimisé pour reconstruire le maximum de traces ce qui permet d'appliquer ensuite des critères de sélection spécifiques aux différentes études physiques.

La variable Λ , basée sur la qualité de la reconstruction, est appropriée pour supprimer à la fois les événements mal reconstruits et le bruit de fond des muons descendants [74]. Λ est une combinaison entre le maximum de vraisemblance rapporté au nombre de degrés de liberté N_{dl} (correspondant au nombre de paramètres qui ont été ajustés) et le nombre de traces N_t compatibles parmi les huit essayées (cf. paragraphe V.3.3 sur la reconstruction des traces) :

$$\Lambda = \frac{\log(L)}{N_{dl}} + 0,1(N_t - 1) \quad (\text{VI.1})$$

La distribution du nombre d'événements reconstruits en fonction de Λ pour les neutrinos atmosphériques et les muons descendants montre qu'une coupure sur Λ permet de supprimer très fortement le bruit de fond issu des muons atmosphériques pour le ramener au même ordre de grandeur que celui des neutrinos atmosphériques (cf. Fig. VI.1).

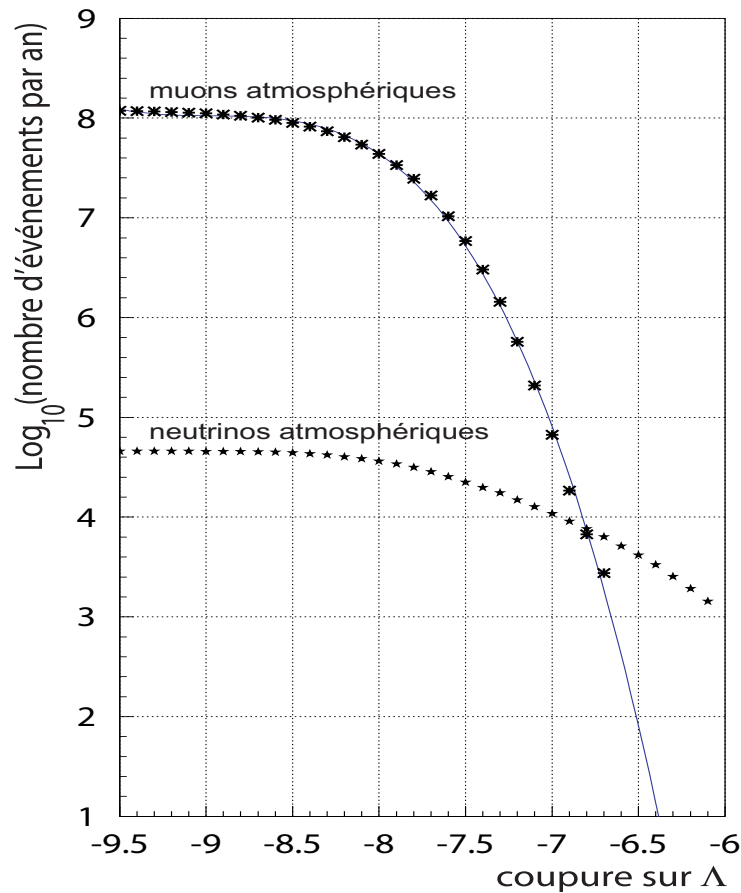


Fig. VI.1 – Distribution intégrée du nombre d'évènements reconstruits montant par an en fonction de la coupure appliquée sur Δ pour les neutrinos et les muons atmosphériques.

La résolution angulaire d'ANTARES dépend de la qualité de la reconstruction et la coupure généralement utilisée pour optimiser l'étude des sources ponctuelles est $\Delta > 6,5$ [74][75]. Par contre, lors d'études de sources diffuses (comme les flux galactiques) il n'est pas indispensable d'avoir une excellente résolution angulaire et donc d'appliquer des coupures de qualité très sévères.

Toutefois, cette coupure très sélective permet d'éliminer la quasi-totalité des multi muons qui possèdent une mauvaise qualité de reconstruction.

Le tableau Tab. VI.1 rassemble le nombre d'évènements restant après les coupures de sélection sur la qualité de la reconstruction. La quasi totalité des muons atmosphériques sont éliminés tout en conservant 7 % des neutrinos atmosphériques et 25 % des neutrinos galactiques.

Les 2 824 évènements restants de muons atmosphériques correspondent à seulement 11 évènements du Monte Carlo. Les évènements des muons atmosphériques simulés correspondent à une exposition du détecteur pouvant être inférieure au mois (cf. figure Fig. V.31), l'incertitude sur leur nombre est importante.

	Bruit de fond		Signal	Statistique	
	Neutrinos atmosphériques	Muons atmosphériques	Neutrinos galactiques (HN)	<i>Neutrinos</i>	<i>Muons</i>
Reconstruits montant	24 435	33 400 000	42	3 238 670	213 404
+ qualité de reconstruction	1 792	2 824	5,8	953 736	11

Tab. VI.1 – Nombre d'évènements par an avant et après la coupure sur la qualité de reconstruction.

Bien qu'une grande partie d'un signal déjà faible ait été perdue, cette coupure améliore le rapport signal sur bruit. Si cette coupure devait être relâchée, il faudrait alors utiliser une méthode complémentaire permettant de s'affranchir des muons descendants reconstruits montants.

Coupure angulaire

La Galaxie émet principalement des neutrinos à partir du plan galactique et principalement autour du centre galactique (cf. Fig. V.11) alors que les neutrinos atmosphériques sont répartis sur le ciel dans le repère du détecteur (cf. Fig. II.14). Une coupure angulaire dans le ciel permet donc de conserver une grande partie du signal tout en éliminant une grande partie du bruit de fond.

Vue du ciel par ANTARES

Le signal galactique doit être convolué avec la réponse du détecteur et la révolution de la Terre. Cette étape a été réalisée mettant en correspondance les données Monte Carlo et les cartes d'émissions galactiques issues de GALPROP (cf. paragraphe V.2).

Les distributions en coordonnées galactiques des évènements dans le détecteur sont représentées sur les figures Fig. VI.2.

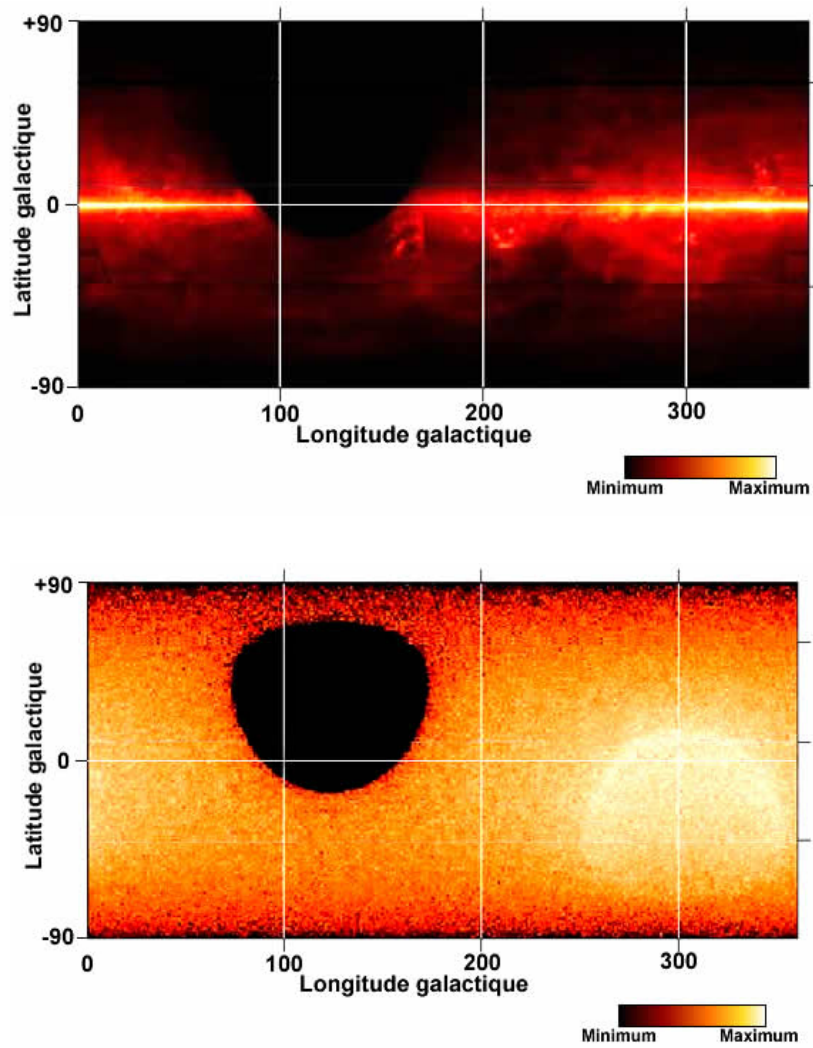


Fig. VI.2 – Distribution en coordonnées galactiques de la probabilité d’avoir un évènement reconstruit par ANTARES. La carte du haut correspond aux neutrinos galactique et celle du bas aux neutrinos atmosphériques. L’intensité du pixel correspond au nombre d’évènement qu’il contient. La zone noire est la partie correspondant à une déclinaison jamais visible à cette latitude terrestre. Le point (0;0) correspond au centre galactique.

Chaque pixel correspond à un taux d’évènements par an simulés et reconstruits. La partie noire correspond à la zone du ciel inobservable par ANTARES.

Les neutrinos atmosphériques originellement répartis sur les deux hémisphères en coordonnées topocentriques sont reconstruits en coordonnées galactiques de manière fortement asymétrique, peuplant le ciel proportionnellement au temps de visibilité en fonction de la déclinaison de la source.

Le signal reste concentré dans le plan galactique, mais le centre galactique n’étant pas visible en permanence par le télescope, la zone la plus intense du signal se trouve légèrement décalée vers une longitude galactique de 350°.

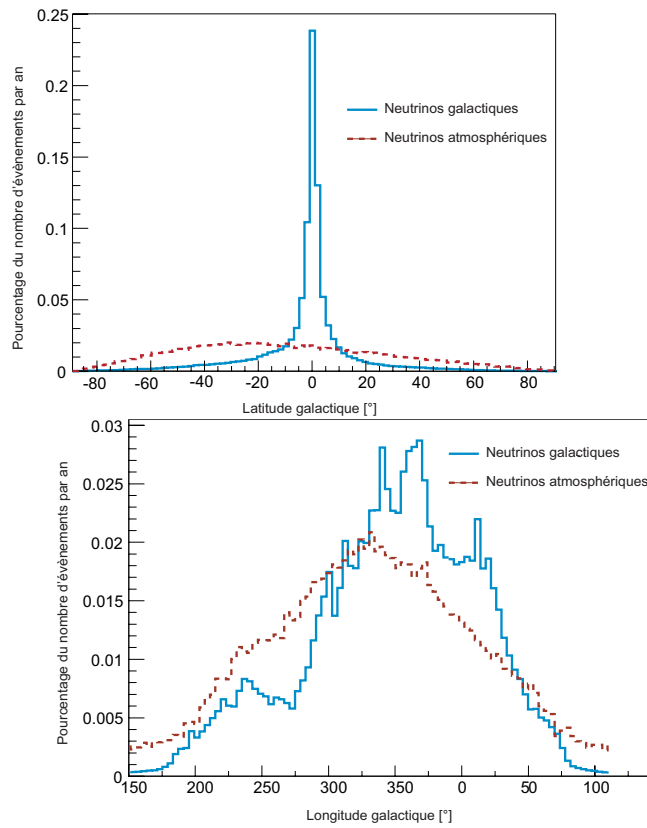


Fig. VI.3 – Distributions normalisées des neutrinos galactiques et des neutrinos atmosphériques en longitude (à droite) et en latitude (à gauche) galactique.

Les distributions selon la longitude et la latitude galactique (cf. Fig. VI.3) permettent de déterminer une coupure optimale en latitude de $\pm 3^\circ$, ce qui élimine 95 % du bruit de fond tout en conservant 50 % du signal (cf. Tab. VI.2).

Cette sélection représente 5,2 % de la totalité du ciel.

Les quantités d'évènements restant après coupure sur ces deux variables indépendantes sont présentées dans le tableau Tab. VI.2.

	Bruit de fond		Signal	Statistique	
	Neutrinos atmosphériques	Muons atmosphériques	Neutrinos galactiques (HN)	Neutrinos	Muons
Reconstruits montant	24 435	33 400 000	42	3 238 670	213 404
+ qualité de reconstruction	1 792 (7 %)	2 824 (< 0,01 %)	5,8 (13 %)	953 736	11
+ coupure angulaire	1 296 (5 %)	1 737 000 (5 %)	21 (50 %)	158 248	11 140
+ qualité de reconstruction + coupure angulaire	95 (0,3 %)	0	2,9 (6 %)	48 987	0

Tab. VI.2 – Evolution du nombre d'évènements par an selon les coupures sur la qualité de reconstruction et la coupure angulaire. Les pourcentages entre

parenthèses se réfèrent au nombre d'évènements restant par rapport au à ceux simplement reconstruit montant.

Estimation du nombre de muons atmosphériques

Les sélections sur la qualité de reconstruction et sur l'ouverture angulaire permettent de réduire de 99,7 % le bruit de fond des neutrinos atmosphérique et d'éliminer la totalité des évènements des muons dans la limite de la statistique.

Cependant, la statistique des muons est particulièrement faible après la coupure sur la qualité de la reconstruction. Les 11 évènements Monte Carlo restant ne sont pas représentatifs de la distribution dans le ciel des 2 800 évènements restants. Il en est de même pour leur distribution en énergie.

L'estimation du nombre d'évènements restant lors d'une coupure sur l'ouverture angulaire ou sur l'énergie reconstruite peut être estimée à partir d'un lot d'évènements ayant une statistique plus élevée. Les différentes variables étant indépendantes entre elles, leur évolution relative l'est également. Il est ainsi possible d'extrapoler par un facteur d'échelle les différents lots les uns aux autres.

La coupure angulaire étant indépendante de l'énergie et de la qualité de reconstruction, l'évolution du nombre de d'évènements avec les coupures en énergie et en qualité de reconstruction peut être analysée sur la totalité du ciel c'est-à-dire avec une statistique bien plus importante (213 000 évènements Monte Carlo).

Le nombre de muons restant après la coupure angulaire peut facilement être déterminé à partir du tableau Tab. VI.2. Le rapport des évènements restant avant et après coupure angulaire vaut 5,3 % pour les muons reconstruits montant ou les neutrinos atmosphériques.

Le nombre de muons après coupure sur les coordonnées galactiques et sur la qualité de la reconstruction est donc de l'ordre $2\,824 \times 0,053 = 147$ par an.

Le nombre de muons restant est bien supérieur au zéro estimé préalablement.

Le spectre en énergie de ces 147 évènements peut être estimé de la même manière à partir des spectres sans coupure des muons atmosphériques. En première estimation la forme de ces spectres ne varie pas avec les coupures (cf. Fig. VI.4).

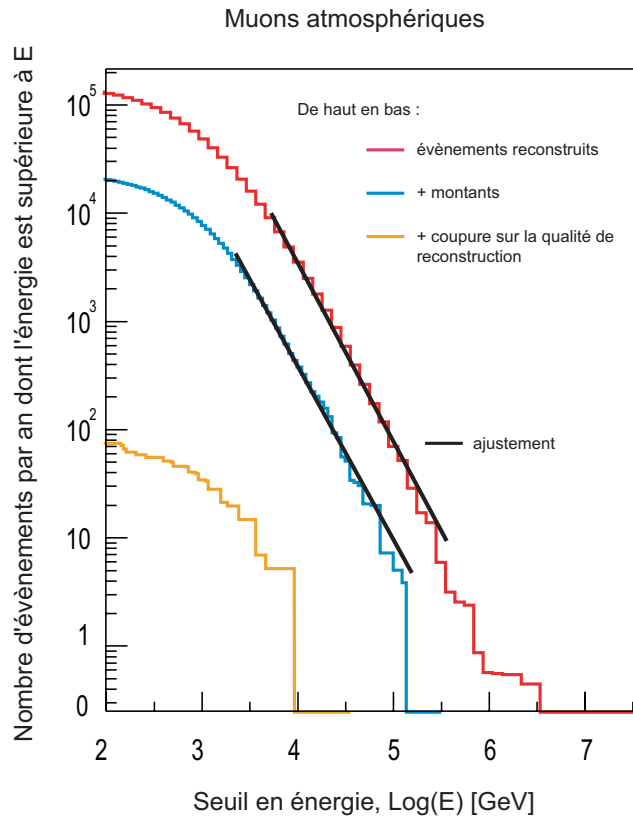


Fig. VI.4 – Spectre intégré des muons reconstruits (en rouge, courbe du haut), reconstruits montant (en vert, courbe du milieu) et sélectionné sur la qualité de la reconstruction (en bleu, courbe du bas) en fonction de l'énergie reconstruite du muon.

Le spectre intégré peut être approché au delà de $10^{3,5}$ GeV par une loi de puissance :

$$\frac{dN}{dE} = AE^{-\gamma} \quad (\text{VI.2})$$

Le nombre d'événements muons restant après les différentes coupures ne varie que par un facteur d'échelle α entre les différentes des sélections. En extrapolant ce facteur d'échelle aux événements restant estimés après la coupure angulaire, il est alors possible de déterminer combien de muons resteraient après une coupure sur l'énergie.

L'estimation de α est obtenue par le rapport entre le nombre d'événements par an avant et après coupures sur la qualité de reconstruction : $147 / 1\,737\,000 = 8,5 \cdot 10^{-5}$.

Les résultats obtenus par cette méthode sont comparés au nombre d'événements attendus par an pour les neutrinos atmosphériques dans le tableau Tab. VI.3.

	Muons atmosphériques	Neutrinos atmosphériques
E > 1 TeV	3,8	8
E > 10 TeV	0,18	1,4
E > 100 TeV	0,008	0,2

Tab. VI.3 – Evolution par an du nombre d'événements extrapolés des muons atmosphériques et des événements neutrinos atmosphériques en fonction de la coupure en énergie.

Dès 10 TeV la contribution des muons atmosphériques au bruit de fond devient faible comparée à celle des neutrinos atmosphériques et reste de l'ordre de l'incertitude sur le flux de neutrinos atmosphériques (de l'ordre de 20 %). Les événements muons atmosphériques pourront être négligés à partir d'une coupure supérieure à 10 TeV (ce qui sera généralement le cas).

Il ne faut toutefois pas oublier que cette étude a été faite à partir de fichiers de simulations d'interactions des rayons cosmiques dans l'atmosphère ayant pour certains des temps de vie équivalents de l'ordre de la journée extrapolés à l'année (cf. Fig. V.31). Il serait nécessaire pour obtenir une estimation plus réaliste d'effectuer la même analyse avec un nombre d'événements issus des muons atmosphériques correspondant à des durées de plusieurs années.

VI.2 Performances d'ANTARES

A partir d'une énergie reconstruite de 10 TeV et avec une coupure sur la latitude autour du plan galactique, seuls les neutrinos atmosphériques constituent le bruit de fond des neutrinos galactiques.

Il est maintenant possible d'effectuer une analyse plus fine pour détecter la Galaxie avec ANTARES. La coupure sur la qualité de la reconstruction n'est plus modifiée car elle permet de rejeter la totalité des muons atmosphériques ; quant aux coupures sur l'ouverture angulaire et sur la reconstruction en énergie, elles doivent être optimisées.

Les performances et la sensibilité d'ANTARES sont déterminées à partir du modèle de flux diffus des neutrinos galactiques HN en fonction du nombre d'années de fonctionnement de l'expérience. Les résultats dépendants des autres modèles sont estimés de la même manière, mais comme ils conduisent à des résultats notamment plus faible, ils sont rassemblés en fin de chapitre.

VI.2.1 Probabilité de détection

Le nombre d'événements obtenu par la méthode Monte Carlo correspond au nombre moyen d'événements qui serait obtenu après la réalisation d'un grand nombre d'expériences identiques. La réalisation d'une expérience particulière donne un nombre d'événements qui suit quant à elle une loi statistique de Poisson.

L'optimisation du rapport du nombre d'événements du signal sur le nombre d'événements de bruit doit être déterminée à partir de la probabilité de détection.

Cette dernière correspond à la probabilité que le signal ajouté au bruit de fond donne significativement plus d'événements que le bruit de fond seul, compte tenu des fluctuations sur le nombre d'événements attendus pour une expérience donnée.

La probabilité de détection pour un nombre d'événements de signal moyen attendu s et un nombre d'événements moyen de bruit de fond attendu b se calcule en deux étapes. La première consiste à déterminer quelle valeur le bruit de fond peut atteindre par fluctuation statistique avec un niveau de confiance C caractéristique. La seconde étape consiste alors à déterminer quelle est la probabilité pour que le nombre d'événements observés sous

l'hypothèse de la présence du bruit de fond et du signal soit supérieur ou égal à cette valeur précédemment calculée.

Probabilité d'obtention

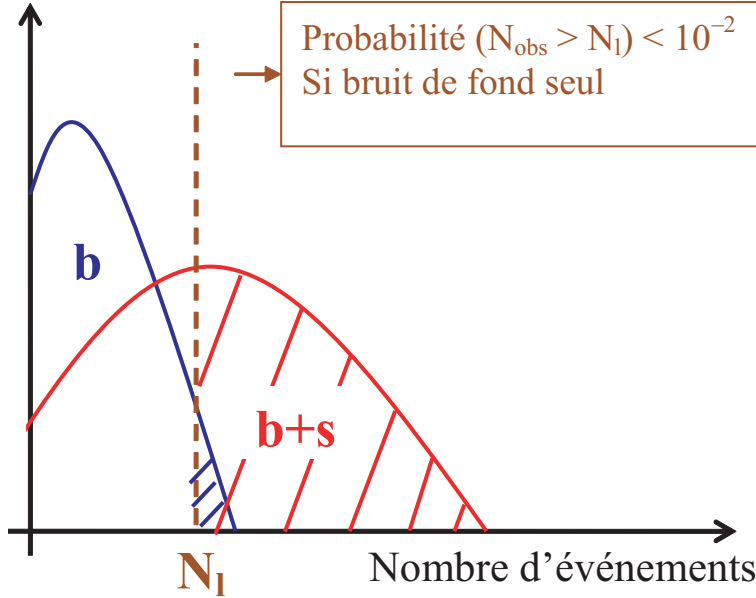


Fig. VI.5 – Schéma de principe de calcul de la probabilité de détection.

La probabilité obtenue est alors la probabilité de détection à un niveau de confiance donné de réjection du fond.

La probabilité $P(N | n)$ est la probabilité d'observer N évènements sachant que le nombre attendu en moyenne est n :

$$P(N | n) = \frac{n^N}{N!} e^{-n} \quad (\text{VI.3})$$

Le niveau de confiance pour fixer la limite de fluctuation du bruit de fond est défini par la probabilité d'observer N ou plus :

$$1 - C = \sum_{i=N}^{\infty} P(i | b) = 1 - \sum_{i=0}^{N-1} P(i | b) = 1 - \sum_{i=0}^{N-1} \frac{b^i}{i!} e^{-b} \quad (\text{VI.4})$$

N étant déterminé de manière itérative, il est possible de calculer la probabilité de détection p :

$$p = \sum_{i=N}^{\infty} P(i | b+s) = \sum_{i=N}^{\infty} \frac{(b+s)^i}{i!} e^{-(b+s)} \quad (\text{VI.5})$$

C'est cette quantité qui permet d'optimiser la détection des flux diffus galactique et de déterminer la sensibilité de détection du télescope.

A ces fins, deux niveaux de confiance différents sur la réjection du bruit de fond sont utilisés. Lors d'une découverte nouvelle, le niveau de confiance sur la rejection du briut de fond est généralement pris à au moins 99,99 %. Mais dans le cas où on cherche à mettre en évidence un signal connu (le flux galactique bien que n'ayant toujours pas été observé est une source certaine de neutrinos), le niveau de confiance est alors fixé à seulement 99 %.

Une façon de déterminer la sensibilité du détecteur est de calculer la limite supérieure qu'on pourra obtenir en présence de la seule hypothèse de bruit de fond. Dans ce cas, le niveau de confiance est fixé à 90 %.

Cette probabilité dépend du nombre d'évènements attendu et évolue ainsi avec le nombre d'années d'activité du détecteur. Les résultats suivants présentent la probabilité de détection en fonction du nombre d'années d'observation.

VI.2.2 Algorithme d'optimisation angulaire

La coupure angulaire est optimisée à l'aide d'un algorithme déterminant la zone du ciel permettant d'avoir la meilleure probabilité de détection (cf. Fig. VI.6). Cet algorithme est une version simplifiée des algorithmes qui sont présentés au paragraphe VI.5.

La sélection en énergie fait suite à la sélection angulaire. Bien que les deux coupures soient indépendantes, travaillant avec un nombre d'évènements poissonniens, la coupure angulaire est re-itérée à chaque étape.

Le ciel est tout d'abord découpé en cases (pixels) de 1° en latitude galactique et longitude galactique. Bien que la résolution angulaire d'Antares puisse être meilleure ($\sim 0,3^\circ$ au dessus de 10 TeV), il n'est pas nécessaire de se restreindre à cette résolution dans l'étude de la Galaxie pour lequel le signal s'étend sur quelques dizaines de degrés.

A cause de la rotondité du ciel, cette découpe selon des unités constantes en latitude et longitude galactique ne permet pas d'avoir des pixels de même angle solide et donc de même surface. En effet, à haute latitude les pixels seront bien plus petits et donc contiendront moins d'évènements que les pixels du plan galactique qui sont de l'ordre de 1° carré.

Toutefois, la taille des pixels est suffisamment petite pour que l'effet soit négligeable pour cet algorithme car la majeure partie du signal est dans le plan galactique là où cette distorsion est la moins importante.

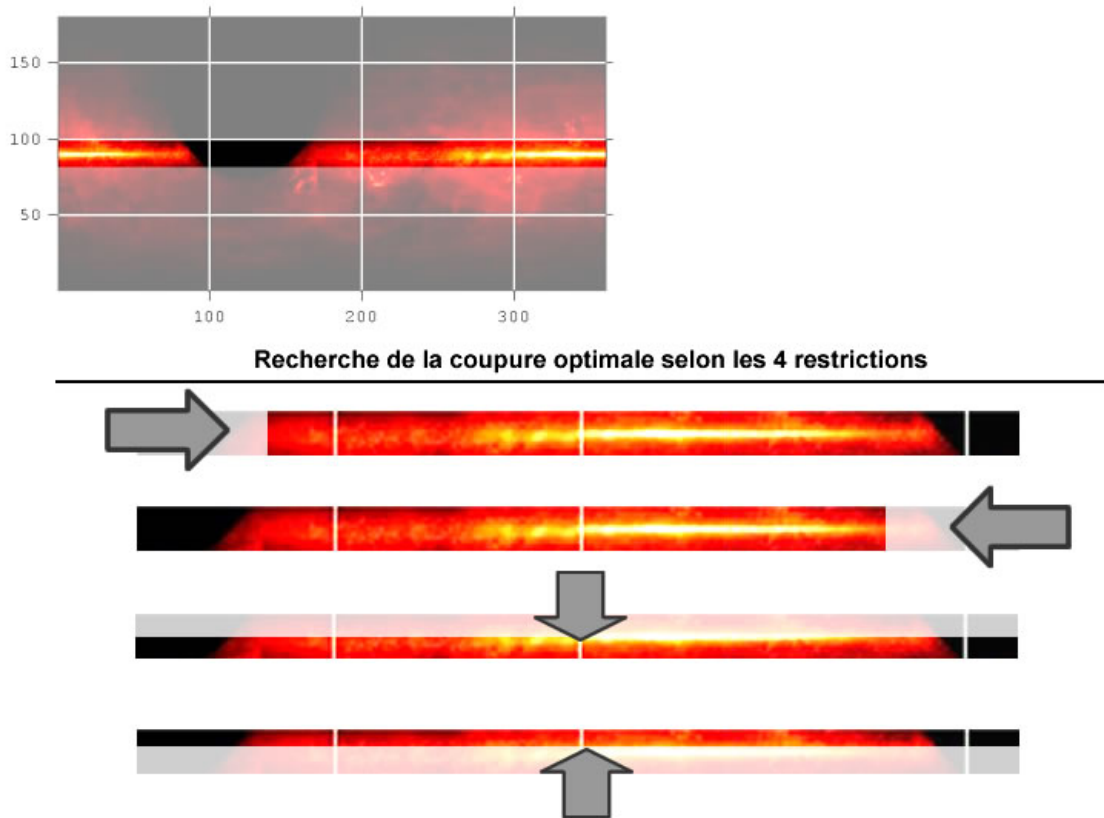


Fig. VI.6 – Algorithme d'optimisation de la coupure angulaire. La zone initiale est réduite par l'un des 4 côtés, puis la probabilité de détection est calculée à partir du nombre moyen d'événements attendu de signal et de bruit. La zone offrant la plus grande probabilité de détection est conservée et réinjectée dans l'algorithme.

Le point de départ de cet algorithme d'optimisation est une coupure angulaire sur la latitude galactique entre -10 et $+10^\circ$. La coupure initiale sur la longitude galactique est déterminée à partir de la zone où le nombre d'événements de signal et de bruit est minimal, typiquement à $l = 120^\circ$, là où le temps de visibilité par ANTARES est faible.

La probabilité de détection est calculée à partir du nombre d'événements de signal et de bruit compris dans la zone sélectionnée. Afin de déterminer quelle modification de cette zone du ciel permet d'intensifier la probabilité de détection, les limites sont calculées tour à tour en longitude et en latitude par pas de 1° afin d'optimiser la probabilité de détection.

L'algorithme détermine ainsi quelle est l'ouverture angulaire optimale pour avoir la meilleure probabilité de détection.

Cette dernière augmente avec le rapport signal sur bruit puis diminue lorsque le nombre d'événements sélectionnés n'est plus suffisant.

VI.2.3 Energie

La valeur de l'énergie reconstruite est discriminante car les muons induits par les neutrinos atmosphériques ont en moyenne des énergies plus faibles que celles des muons induits par les neutrinos galactiques, leur indice spectral étant plus dur. La figure Fig. VI.7 montre la réponse du détecteur à des flux normalisés d'indices spectraux correspondant aux modèles HN, C et des atmosphériques.

La réponse du détecteur favorise les flux les plus durs et possède pour ce flux un pic de sensibilité à 10 TeV.

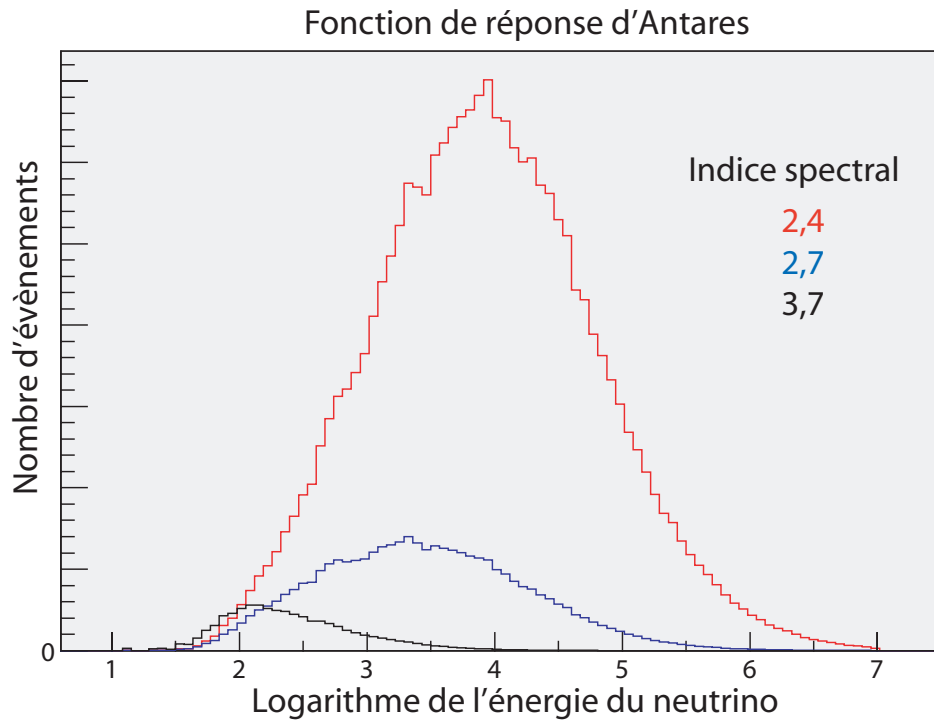


Fig. VI.7 – Fonction de réponse pour un flux normalisé à partir de 10 GeV pour différents indices spectraux : 2,4, 2,7 et 3,7 (qui correspond aux neutrinos atmosphériques).

L'évolution des distributions en énergie des événements après les différentes sélections est visible sur les figures Fig. VI.8.

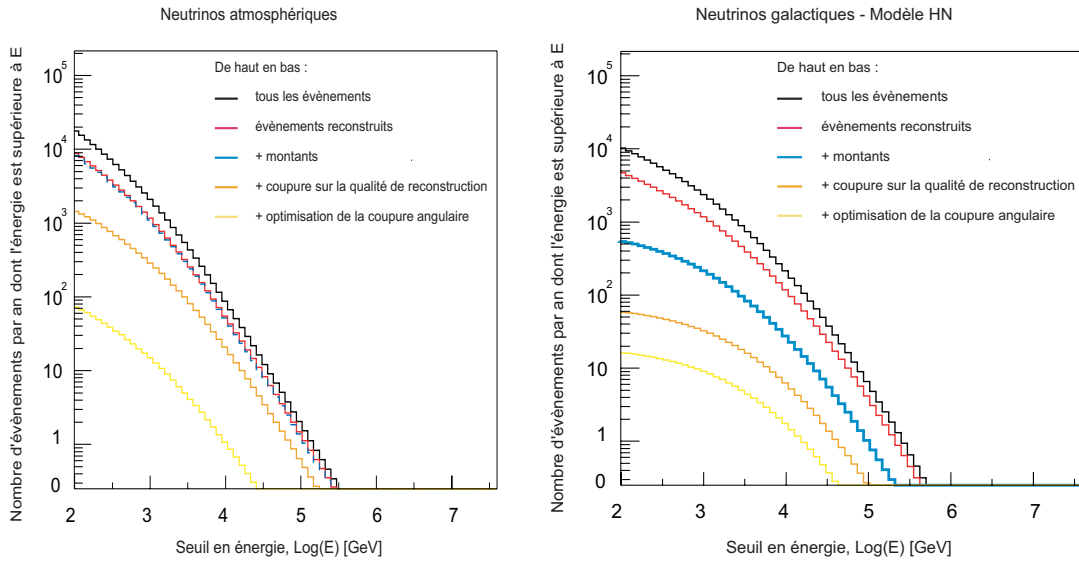


Fig. VI.8 – Spectres intégrés en énergie vraie du modèle galactique HN et du bruit de fond. Chaque courbe correspond à un jeu de sélection particulier, de haut en bas : aucune (noir), reconstruit (rouge), reconstruit montant (vert), qualité de reconstruction (bleu) et optimisation angulaire (jaune).

La reconstruction de l'énergie n'étant pas parfaite (cf. paragraphe V.3.3 sur la reconstruction de l'énergie), les spectres précédents subissent une dispersion qui renforce le nombre d'événements reconstruits comme étant à haute énergie (cf. Fig. VI.9). Cet effet est d'autant plus important que les flux suivent des lois de puissances décroissantes.

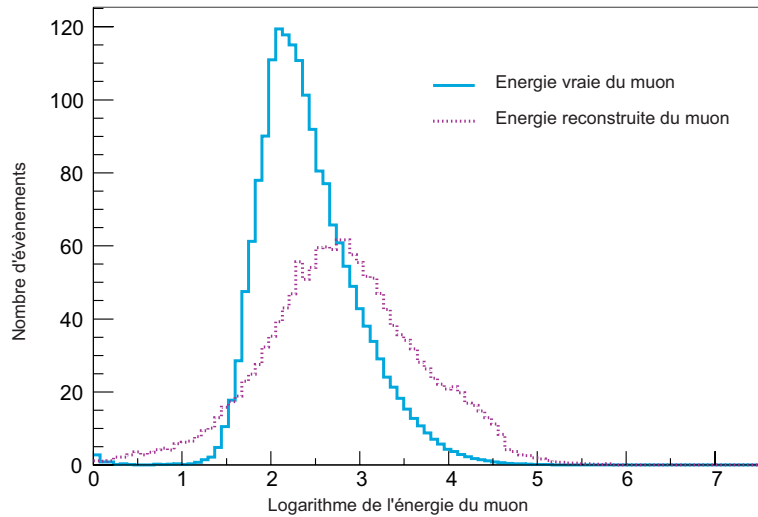


Fig. VI.9 – Spectre du modèle HN en fonction de l'énergie vraie (trait plein) ou de l'énergie reconstruite (pointillés).

La probabilité de détection (avec une réjection du bruit de fond à 99 %) est calculée en faisant varier la coupure pas à pas afin de déterminer la coupure en énergie optimale. A chaque itération, la coupure angulaire est à nouveau optimisée.

A l'instar de la coupure angulaire, la probabilité va augmenter avec le rapport signal sur bruit, puis va diminuer lorsque le nombre d'événements va devenir insuffisant (à titre d'exemple consulter la figure cf. Fig. VI.10). Sur cet exemple, la probabilité maximale est obtenue à

l'aide d'une coupure à 10 TeV, avec 101 évènements de bruit de fond pour 10 évènements de signal.

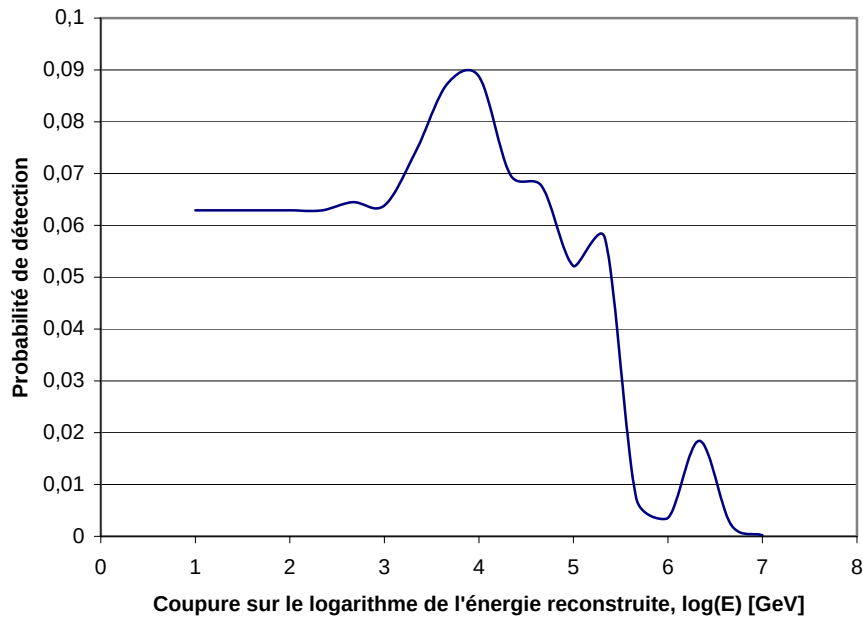


Fig. VI.10 – Evolution de la probabilité de détection (en ordonnée) en fonction de la coupure sur l'énergie reconstruite (en abscisse) pour un modèle de type HN après 10 années de fonctionnement.

Les oscillations qui apparaissent à haute énergie viennent des fluctuations statistiques induites par le nombre discret d'évènements observés par rapport au nombre d'évènements moyen théorique attendu.

VI.2.4 Observation du ciel au fil des années

La quantité moyenne de signal et de bruit de fond attendue est directement proportionnel à la surface effective du détecteur et au nombre d'années d'observation. ANTARES observerait en n années de fonctionnement autant d'évènements en moyenne qu'en une année avec une surface effective n fois plus grande.

La probabilité de détection suit la même évolution comme le montrent les courbes de la figure Fig. VI.11. Chaque courbe correspond à la probabilité de détection en fonction de la coupure finale sur l'énergie pour une observation du ciel de n années.

Il est possible à partir du maximum de ces courbes de déterminer les coupures optimales en fonction du nombre d'années d'observation du ciel avec ANTARES.

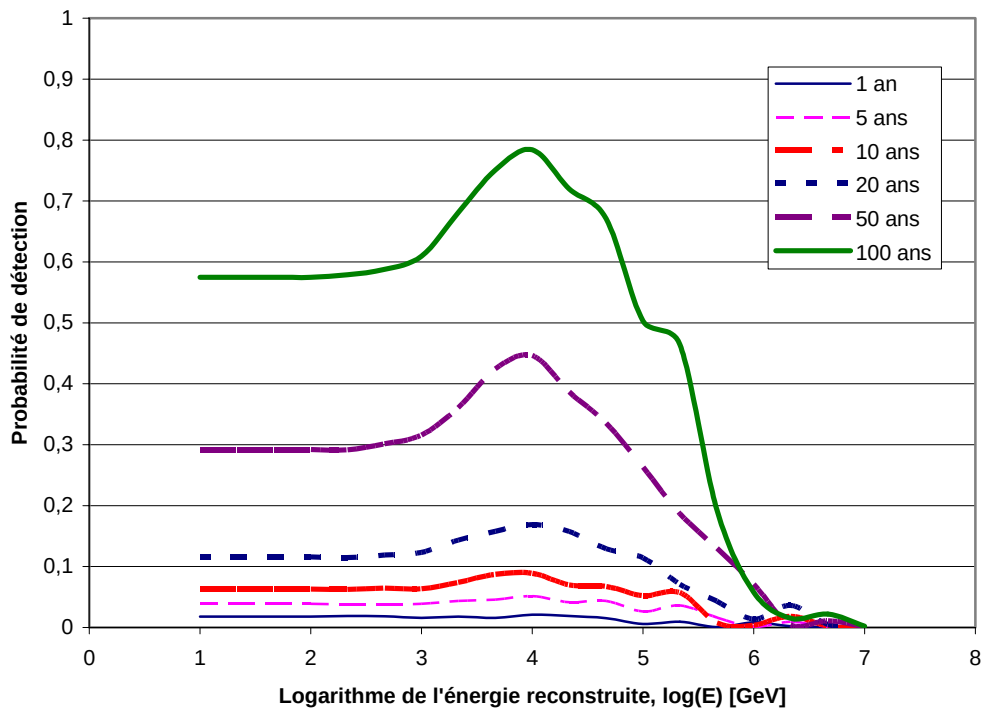


Fig. VI.11 – Evolution de la probabilité (en ordonnée) en fonction de la coupure finale sur l'énergie (en abscisse) pour différentes durées d'observation dans le cadre du modèle HN.

Les premières années d'observation, le nombre d'évènements et de signal est insuffisant pour déterminer une coupure significative sur l'énergie. Par exemple, au dessus de 10 TeV, Le nombre moyen d'évènements des neutrinos galactiques en un an est de 0,2 contre 0,5 de bruit de fond.

Dès que le nombre d'évènements augmente, un optimum apparaît aux alentours de 10 TeV.

Il est possible de déterminer quelle est l'évolution de la probabilité de détection maximale en fonction du temps d'observation. Lorsque la probabilité de détection atteint une valeur de 99 %, la Galaxie est sûre d'être observée par l'expérience si les flux galactiques correspondent au modèle considéré. La courbe Fig. VI.12 présente cette évolution.

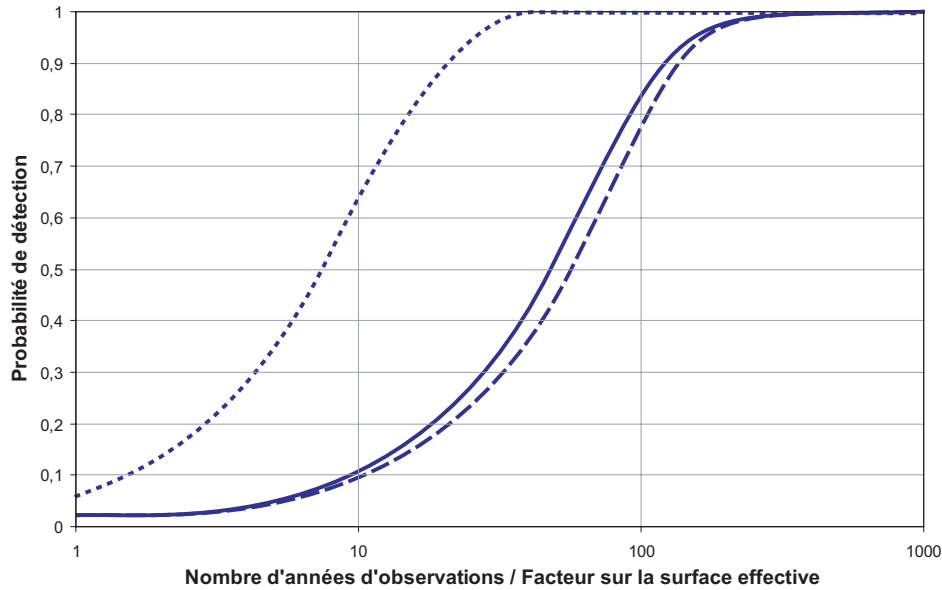


Fig. VI.12 – Evolution de la probabilité de détection du modèle HN en fonction du nombre d'années de fonctionnement d'ANTARES (trait plein). La courbe en tirets correspond à un relâchement de la coupure sur la qualité de reconstruction associé à une réjection parfaite des muons atmosphériques. La courbe en points correspond à une reconstruction parfaite sur l'énergie des muons.

Avec un détecteur comme ANTARES ayant les mêmes performances sur la reconstruction des traces et de l'énergie, et sa réjection des muons atmosphériques, il faudrait 200 fois plus d'événements pour être sûr à 99 % de détecter les neutrinos galactiques du modèle HN.

Les échelles de temps associées à cette détection étant bien supérieures à la durée de vie de l'expérience, il ne sera pas possible dans de telles conditions d'observer la Galaxie avec ANTARES même avec le modèle le plus optimiste.

VI.2.5 Optimisation des coupures

Il existe deux approches qui pourraient améliorer le résultat précédent. La première consiste à augmenter le nombre d'événements de signal en relâchant la coupure sur la qualité de reconstruction qui en fait perdre plus de 80 %. La seconde consiste à améliorer la reconstruction de l'énergie afin de discriminer plus correctement les neutrinos galactiques des neutrinos atmosphériques à haute énergie.

La qualité de reconstruction

La coupure sur la qualité de reconstruction qui a été optimisée pour la détection des sources ponctuelles en cherchant à obtenir la meilleure résolution angulaire possible ($\sim 0,3^\circ$ au dessus de 10 TeV), permet de rejeter la plus grande partie des muons atmosphériques reconstruits montants.

Le flux galactique étant localisé dans l'espace mais d'expansion angulaire bien supérieure à la résolution d'ANTARES, il n'est pas nécessaire de requérir une telle précision. Relâcher la coupure sur la reconstruction permettrait d'augmenter jusqu'à un facteur 7 le nombre

d'évènements ; mais il faudrait alors se munir d'une méthode complémentaire de rejection des muons atmosphériques.

Afin de calculer le gain maximal que cela impliquerait pour la détection des neutrinos galactiques, les performances d'Antares ont été estimées à nouveau en considérant cette fois-ci une réjection parfaite des muons atmosphériques tout en s'affranchissant de la coupure sur la qualité de reconstruction.

L'évolution de la probabilité de détection en fonction du nombre d'années d'observation pour une rejection du bruit de fond à 99 % de niveau de confiance est présentée sur la courbe Fig. VI.12.

Le relâchement de la coupure sur la qualité de reconstruction ne permet pas d'améliorer le temps nécessaire pour atteindre une probabilité de détection de 99 %, puisqu'il faut 50 % plus de temps qu'avec les coupures précédentes.

Deux raisons expliquent cette dégradation du temps d'observation nécessaire.

D'une part, la coupure sur la qualité de reconstruction permettait de rejeter un peu plus de neutrinos de bruit de fond que de neutrinos galactiques (93 % contre 75 %).

Et d'autre part, en relâchant les coupures, les estimations de l'énergie des muons se sont dégradées rendant ainsi plus difficile la discrimination du signal et du bruit de fond.

La reconstruction en énergie

La qualité de reconstruction de l'énergie des muons est un facteur drastique pour discriminer à haute énergie les flux galactiques des atmosphériques.

Afin d'évaluer l'impact de la qualité de l'énergie reconstruite sur la détection de plan galactique, les performances d'ANTARES ont été re-calculées en prenant en considérant cette fois-ci une reconstruction parfaite de l'énergie du muon.

La probabilité de détection pour observer un signal galactique en fonction du nombre d'années de fonctionnement d'ANTARES est présentée sur la figure Fig. VI.12.

Avec une reconstruction en énergie parfaite, le temps nécessaire à la mise en évidence du plan galactique par ANTARES passe de 200 à 40 ans. Le facteur limitant apparaît comme étant la essentiellement la reconstruction en énergie.

Dans ce cadre idéal il est possible de calculer le temps de détection nécessaire en incluant à la fois la reconstruction parfaite en énergie et la rejection des muons atmosphériques permettant de relâcher les coupures sur la qualité de reconstruction ; le résultat est qu'il suffirait de 30 années.

Cette étude démontre qu'il n'est pas possible avec un détecteur ayant la surface effective d'ANTARES d'observer le flux diffus galactique dans le cadre du modèle HN en moins de 30 années. Cette valeur est pourtant obtenue à partir d'un cas idéal de reconstruction de l'énergie et de réjection du bruit de fond des muons atmosphériques. En se plaçant dans un cadre plus réaliste, i.e. en considérant l'expérience avec ses performances actuelles, il faudrait environ 200 fois plus d'évènements pour observer la Galaxie, soit un détecteur ayant une surface effective au moins plusieurs dizaines de fois plus importante qu'ANTARES.

Les performances d'un tel détecteur sont discutées au paragraphe VI.4.

VI.3 La sensibilité d'ANTARES

La sensibilité représente l'intensité nécessaire aux flux galactiques pour être observés au bout d'un certain temps de fonctionnement dans ANTARES.

La contrainte de 99 % de niveau de confiance sur la rejection du bruit de fond qui a été utilisée pour déterminer la probabilité de détection d'ANTARES peut ici être relâchée puis qu'il ne s'agit plus de mettre en évidence un signal mais de poser une limite basée sur une absence de détection. Le niveau de confiance sur la fluctuation du bruit de fond est ainsi pris à 90 %.

L'optimisation sur les coupures angulaires et sur l'énergie reconstruite est alors refaite de manière à déterminer le facteur α à appliquer aux flux galactiques pour que le nombre moyen d'évènements du signal et du bruit de fond, excède après β années de fonctionnement une fluctuation du fond seul à 90 %.

On peut montrer que déterminer le facteur α tel que la probabilité de détection soit supérieure à 50 % (la médiane) est équivalent à chercher la valeur moyenne du flux.

La valeur maximale N de fluctuation du bruit de fond est déterminée comme auparavant :

$$NC = \sum_{i=N}^{\infty} P(i | \beta b) = 1 - \sum_{i=0}^{N-1} P(i | \beta b) = 1 - \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\beta b^i}{i!} e^{-\beta b} \quad (\text{VI.6})$$

La valeur α est déterminée de manière itérative jusqu'à vérifier la formule ci-dessous. Le calcul est fait par pas d'unité de puissance de 10, en commençant par 1 et en changeant de décade lorsque la décade supérieure est atteinte.

$$\left(p = \sum_{i=N}^{\infty} P(i | \beta(b + \alpha s)) = \sum_{i=N}^{\infty} \frac{\beta(b + \alpha s)^i}{i!} e^{-\beta(b + \alpha s)} \right) > 50\% \quad (\text{VI.7})$$

La sensibilité d'Antarès pour $\beta = 1, 5, 10$ an(s) pour le modèle HN est représentée sur la figure Fig. VI.13.

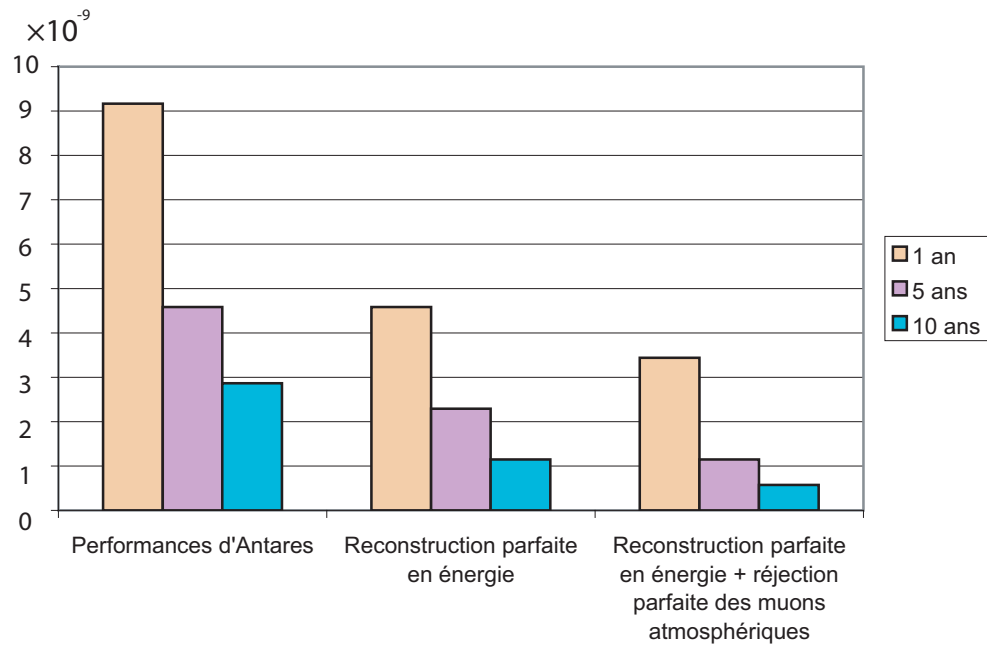


Fig. VI.13 – Limites sur le flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) accessible à ANTARES au bout de 1, 5 et 10 ans d'observation du ciel pour un flux d'indice spectral correspondant au modèle HN.

La sensibilité d'ANTARES permet d'obtenir une limite sur le modèle HN, au bout de 5 années de fonctionnement, d'un facteur 4 sur le flux calculé dans cette thèse.

Si la résolution en énergie d'ANTARES était améliorée, la limite sur le flux pourrait décroître jusqu'à un simple facteur 2 pour la même durée.

Ces limites sont comparées au flux des neutrinos atmosphériques et au flux galactique HN sur la figure Fig. VI.14.

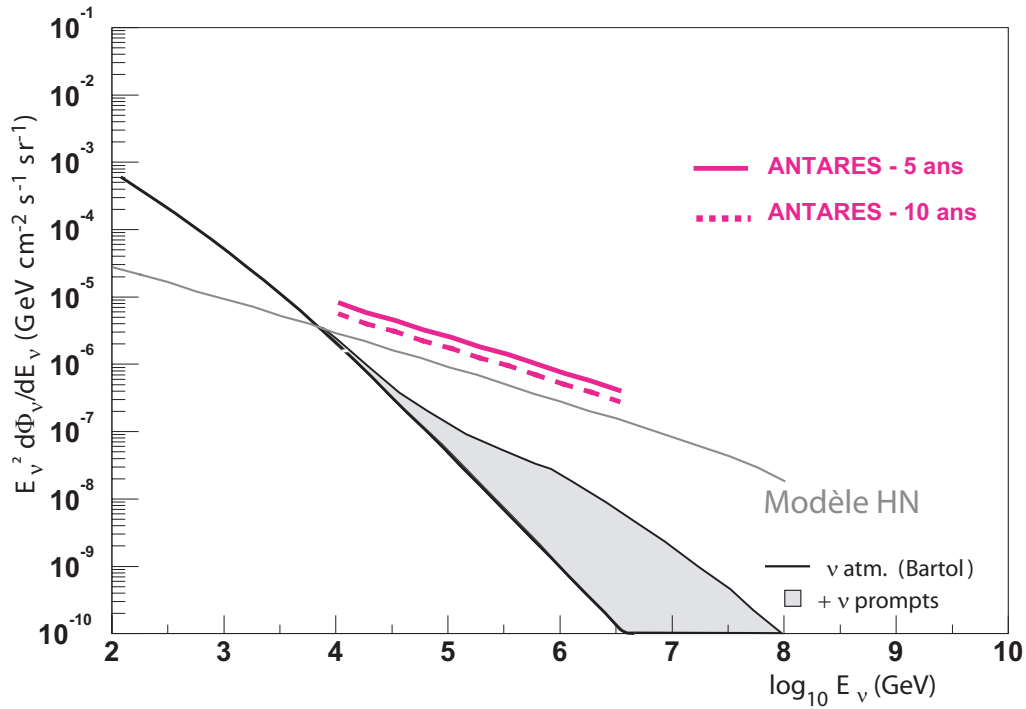


Fig. VI.14 – Limites sur un flux proportionnel au modèle HN si rien n'est observé au bout de 5 ou 10 ans avec l'expérience ANTARES.

Le travail d'optimisation des coupures qui a été explicité dans le cadre du modèle HN peut être effectué pour les trois autres modèles.

Ces flux ont toutefois un indice spectral supérieur au modèle HN, il est donc plus difficile de les discriminer du bruit de fond à haute énergie ; de surcroît, le nombre d'événements produits dans le détecteur est plus faible d'un ordre de grandeur.

La sensibilité d'Antares aux modèles C, HE et HEMN est représentée sur la figure Fig. VI.15.

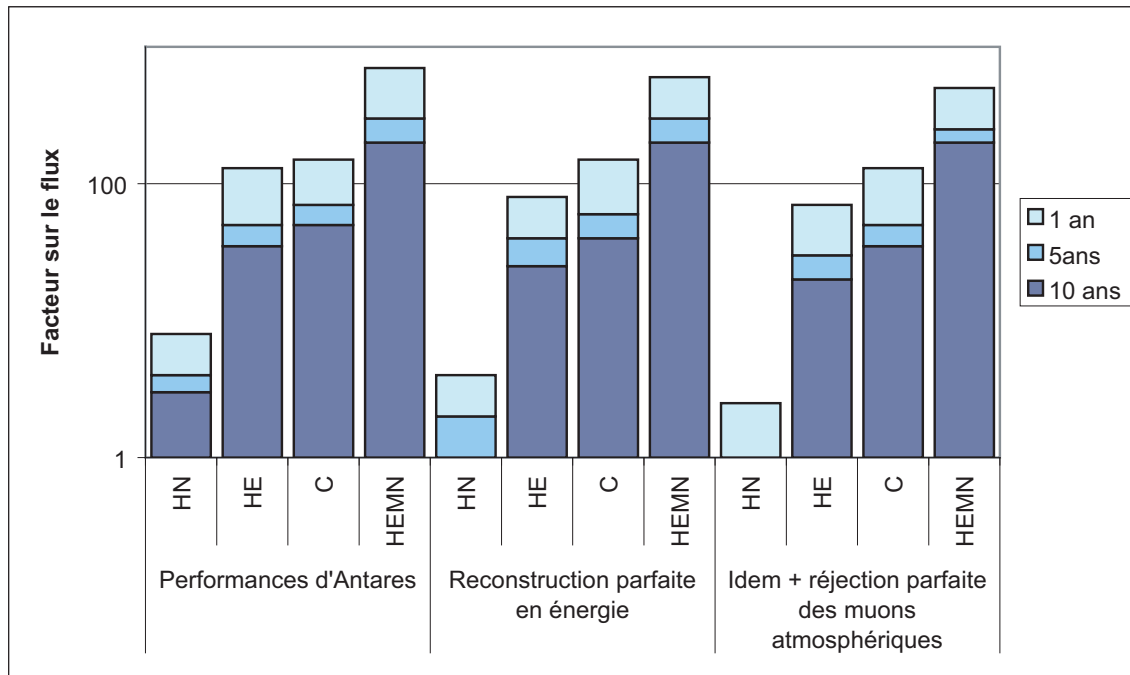


Fig. VI.15 – Limites accessible à ANTARES au bout de 1, 5 et 10 ans d'observation du ciel pour chacun des modèles. La limite est exprimée en facteur sur le flux galactique calculé pour chacun des modèles. Pour chacun des modèles sont exprimés la limite sur le flux en fonction (de droite à gauche) des performances actuelles d'ANTARES, d'une reconstruction idéale en énergie,

La conclusion qui s'impose est qu'il ne sera pas possible en un temps raisonnable (i.e. inférieur à la durée de vie de l'expérience) d'observer les flux des neutrinos galactiques avec un télescope tel qu'ANTARES. Des quatre modèles C, HEMN, HE et HN, seul ce dernier pourrait être observable à la condition d'améliorer considérablement la reconstruction en énergie et d'avoir une durée de fonctionnement de plusieurs décennies.

Les échelles de temps étant bien trop importantes, il est nécessaire, afin d'augmenter le nombre d'événements détectés, d'avoir recours à un télescope ayant une surface effective bien supérieure à celle d'ANTARES.

VI.4 Estimation avec un détecteur kilométrique

Le travail qui a été présenté tout au long de ce chapitre démontre qu'il sera difficile d'observer le flux diffus galactique avec un télescope comme ANTARES même dans les hypothèses les plus optimistes.

Le nombre d'événements détectés est directement proportionnel au nombre d'années de fonctionnement ou à la surface effective de détection. Ainsi, les n années nécessaires avec ANTARES pour observer un modèle de flux galactique sont équivalentes à une année d'observation avec un télescope ayant une surface effective n fois plus importante. Il est donc possible d'estimer la surface effective nécessaire à la détection de chacun des flux en convertissant le nombre d'années en surface effective équivalente.

Les outils développés pour simuler la réponse du détecteur ANTARES aux flux de neutrinos sont suffisamment flexibles pour être utilisés avec une géométrie de détecteur totalement différente et donc un volume instrumenté bien supérieur. En considérant une taille de l'ordre d'un kilomètre cube correspondant aux prochaines générations de télescopes comme Ice Cube ou un futur télescope kilométrique en Méditerranée, une étude a été faite par Zaborov permettant d'estimer leur surface effective pour diverses géométries [84].

Pour la suite de cette étude, le détecteur kilométrique sera considéré comme étant placé aux alentours du site d'Antarès. D'une part parce que l'hémisphère nord permet d'observer le centre galactique, là où le signal attendu est le plus intense, et d'autre part parce que différentes collaborations travaillent au déploiement d'un télescope sous-marin à neutrinos en Méditerranée (cf. paragraphe II.4.2).

VI.4.1 Exemples de géométries

Trois configurations de détecteur différentes ont été considérées en se basant sur les géométries des télescopes déjà existants ou en cours de développement : Nestor, ANTARES et Némé (cf. paragraphe II.4).

La première configuration est un cube répartis uniformément de photomultiplicateurs orientés vers le bas. Ce télescope est composé de 400 lignes positionnées au sol sur une grille ayant une maille de 60 mètres. Chaque ligne comporte 20 étages séparés de 60 mètres comportant chacun un photomultiplicateur de 10 ou 15 pouces. Cette configuration comporte 8 000 phototubes sur 400 lignes (cf. Fig. VI.16).

Ce détecteur est inspiré de la géométrie d'ANTARES avec environ une trentaine fois plus de lignes deux fois plus hautes, mais avec seulement 10 fois plus de photomultiplicateurs. Le coût d'un tel détecteur serait approximativement cinq fois le budget d'ANTARES.

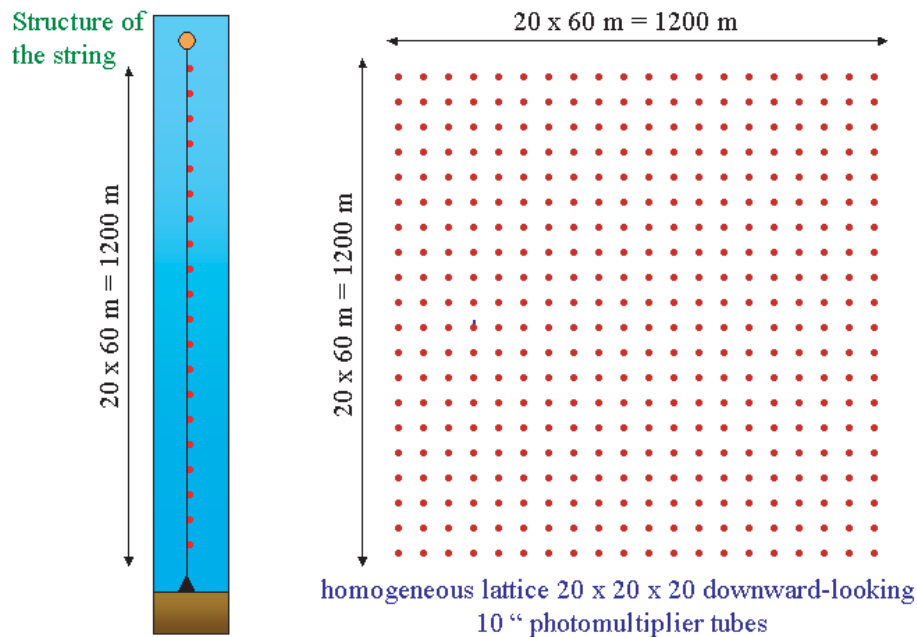


Fig. VI.16 – Modèle I : géométrie homogène de télescope kilométrique.

Le second télescope, inspiré de la géométrie de Nestor, est constitué de 25 tours placées sur une matrice 5×5 et séparées les unes des autres de 250 mètres. Chaque tour comporte 7 lignes verticales positionnées aux angles et au centre d'un hexagone de 40 mètres de côté. Les lignes ont 50 étages d'un photomultiplicateur séparés de 20 mètres. Le nombre total de photomultiplicateurs est de 8750 répartis sur 175 lignes (cf. Fig. VI.17).

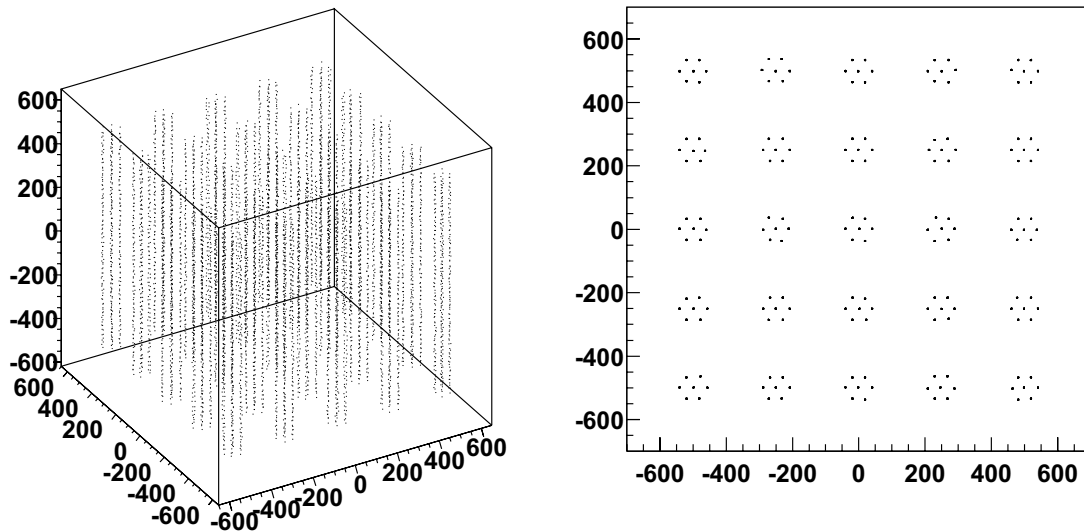


Fig. VI.17 – Modèle II : géométrie composée de tours hexagonales.

Le dernier modèle considéré rassemble 64 tours qui sont disposées aux nœuds d'une grille 8×8 ayant une maille de 200 mètres. Les tours sont composées de 16 bras horizontaux comportant chacun 2 paires de modules optiques, l'un orienté vers le haut, l'autre vers le bas) séparés de 20 mètres. Ces bras sont distants de 40 mètres et sont orthogonaux deux à deux. Ce télescope rassemble 4096 phototubes sur 64 lignes (cf. Fig. VI.18).

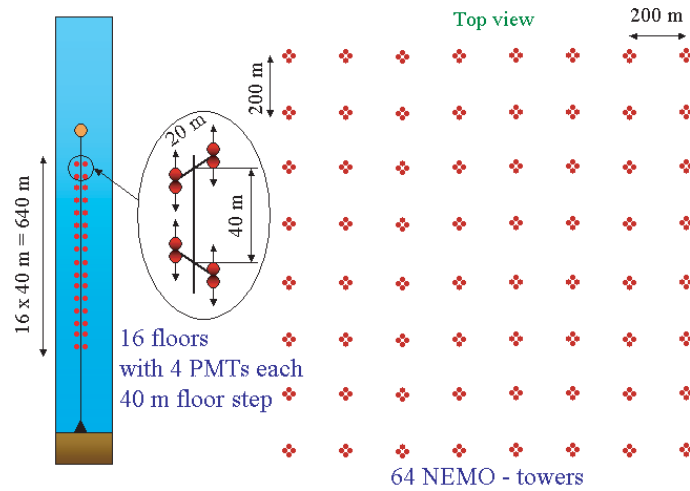


Fig. VI.18 – Modèle III : géométrie composée de tours en quinconces.

Chacune de ces configurations comporte soit des modules optiques renfermant des phototubes de 10 pouces ayant les mêmes caractéristiques que celles utilisés par la collaboration ANTARES, soit des phototubes de 15 pouces dont les caractéristiques ont été extrapolées des précédentes à partir de la surface sensible de la photocathode.

Ces géométries ayant été définies, les outils de simulation et de reconstructions présentés au paragraphe V.3 ont alors été appliqués à ces configurations afin d'en évaluer la surface effective. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau Tab. VI.4. La première valeur de la surface effective est obtenue en reconstruisant toutes les traces et la seconde en utilisant les coupures de qualité d'ANTARES optimisées au télescope kilométrique.

Configuration du détecteur	Taille du phototube (pouces)	Surface effective (km ²)
Modèle I : cubique	10	1,50 / 1,34
Modèle I : cubique	15	1,73 / 1,54
Modèle II : tours hexagonales	10	1,33 / 0,88
Modèle II : tours hexagonales	15	1,49 / 1,03
Modèle III : bras en quinconces	10	0,85 / 0,47
Modèle III : bras en quinconces	15	1,06 / 0,59

Tab. VI.4 – Surface effective estimée à partir des traces reconstruites (à gauche) et des critères de qualité sur la reconstruction optimisées pour ces nouvelles géométries (à droite) des différentes télescopes kilométrique en fonction de la taille du phototube.

La surface effective la plus efficace pour la détection des neutrinos galactique est celle qui a la plus grande valeur à haute énergie, là où il sera plus facile de discriminer le signal du bruit de fond. Le modèle I cubique équipé de phototubes de 15 pouces est le plus favorable à l'observation de la Galaxie.

C'est ce modèle qui va être utilisé dans les paragraphes suivants et dont les surfaces effectives sont présentées sur les figures Fig. VI.19.

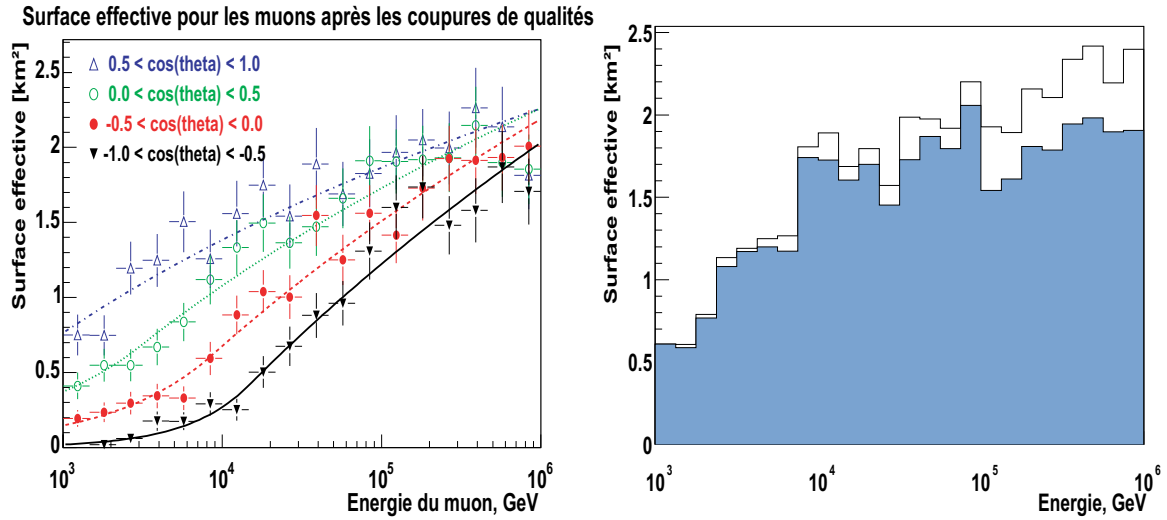


Fig. VI.19 – Surface effective aux muons pour le modèle I. A gauche, la surface a été calculée en fonction de l'incidence des neutrinos, à droite la surface effective a été intégrée sur tout le ciel pour les traces simplement reconstruites (en blanc) et pour les critères sur la qualité de reconstruction (en gris). La surface effective est maximale à 2 km^2 .

VI.4.2 Performances escomptées

Cette étude montre donc qu'un détecteur kilométrique aurait une surface effective 40 fois plus grande qu'Antares. L'étude précédemment réalisée peut donc être recommencée avec un facteur correspondant aux rapports des surfaces effectives. Les coupures sur la reconstruction, l'ouverture angulaire et sur l'énergie ont été ajustées à nouveau afin d'optimiser la probabilité de détection.

De la même manière que pour ANTARES, les améliorations du temps de détection nécessaire découlant d'une reconstruction parfaite sur l'énergie du muon et une réjection parfaite des muons atmosphériques ont été estimés.

Les résultats obtenus pour chacun des modèles pour observer le plan galactique avec une probabilité de 99 % avec une réjection du bruit de fond de 99 % sont rassemblés sur la figure Fig. VI.20.

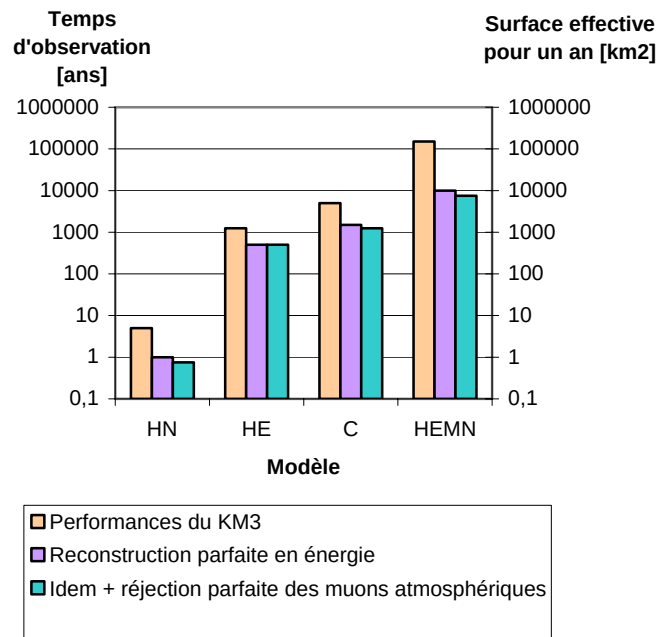


Fig. VI.20 – Nombre d'années nécessaires au télescope kilométrique pour observer la Galaxie en fonction de chacun des modèles de flux de neutrinos (gris clair ou orange). La reconstruction idéale en énergie correspond à la barre du milieu (gris foncé ou rose) et la réjection des muons atmosphériques plus la reconstruction idéale correspond à la barre de droite (gris ou vert). L'ordonnée de gauche est le nombre d'année d'observation, l'ordonnée de droite la surface effective équivalente nécessaire pour observer le signal en une année.

Dans le cas d'une émission correspondant aux critères du modèle HN, un télescope de taille kilométrique détecterait la Galaxie, en seulement quelques années d'observation. Le nombre d'évènements au dessus de 20 TeV induit par les neutrinos galactiques est de 46 contre 63 de bruit de fond en 2 deux ans.

Si un tel signal est détecté, en une dizaine d'années avec le modèle HN, il sera possible d'étudier les structures et la forme de la Galaxie (cf. paragraphe VI.5).

Les autres modèles ne sont pas observables en une durée raisonnable (de l'ordre de la dizaine d'années) même avec les nouvelles générations de détecteur, et cela même si leur résolution en énergie et leur réjection des muons atmosphériques étaient idéales.

Calculés de la même manière que pour ANTARES, les sensibilités aux différents flux sont présentées sur la figure Fig. VI.21.

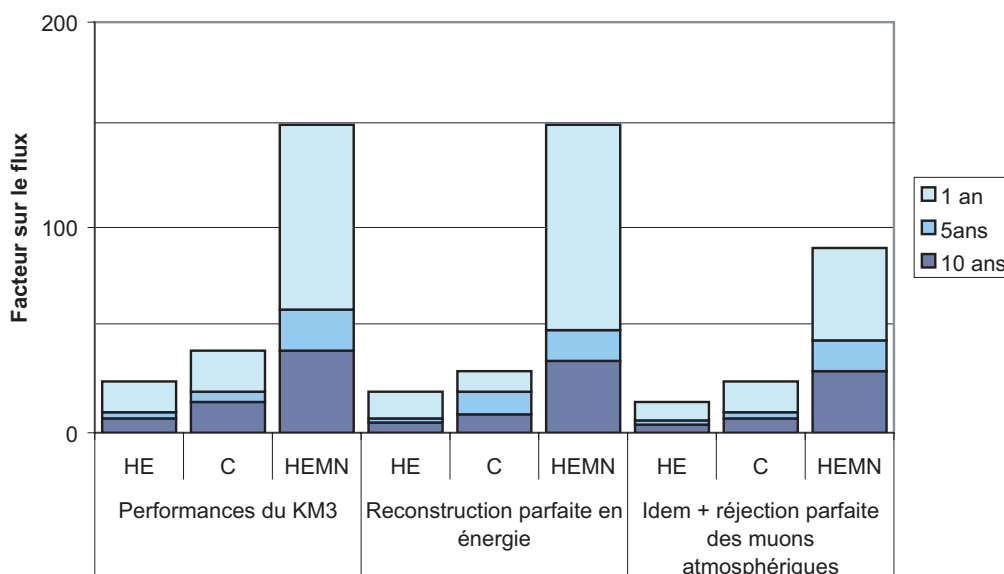


Fig. VI.21 – Sensibilité en terme de flux rapportés au flux nominal de chacun des modèles accessible à un détecteur kilométrique au bout de 1, 5 et 10 ans d'observation du ciel pour chacun des modèles.

En quelques années, si le disque galactique n'est pas observé, le modèle HN sera éliminé des modèles possibles.

Quant aux autres modèles, une limite d'environ un ordre de grandeur au dessus de leur flux théoriques pourra être déterminée.

VI.5 Méthode optimisée d'observation

Dans le cas où la Galaxie est observable et où un signal galactique a été détecté par un télescope de taille appropriée, il est possible d'aller plus loin dans son observation en tentant de mettre en évidence les structures galactiques.

Le cadre idéal d'une ouverture angulaire suffisamment fine, de l'ordre d'un degré carré par exemple, contenant assez de signal pour dominer les fluctuations statistiques du fond, permettrait de faire apparaître la forme de la Galaxie en soustrayant le bruit de fond moyenné selon une même déclinaison. En effet, le bruit étant réparti sur tout le ciel dans le repère du détecteur, il est directement proportionnel au temps d'observation en coordonnées galactiques.

Malheureusement, le nombre d'évènements est distribué selon une loi de Poisson et étant dominé par des fluctuations dues au faibles statistiques par pixel, il n'est pas possible d'opérer par simple soustraction d'image (soustraction d'un bruit de fond connu avec peu de fluctuations statistiques pour faire apparaître le signal) ; l'algorithme présenté dans ce paragraphe en tient compte, et fournit une solution intermédiaire permettant d'isoler les structures galactiques. Le nombre d'évènement alors nécessaire dans chacun des pixels doit encore être poissonien et donc inférieur à une trentaine.

Cet algorithme concerne des zones du ciel déterminées et reliées entre elles à partir d'un modèle théorique de bruit de fond et de signal moyen. Fondé sur une méthode itérative, la

probabilité pour que les évènements observés proviennent du signal et non pas du bruit de fond est maximisée.

L'algorithme de reconnaissance de forme s'effectue dans un espace à trois dimensions où les données sont stockées au format FITS sous la forme d'un tableau. Les deux premières dimensions représentent la longitude et la latitude galactiques et constituent ainsi une image du ciel vue depuis la Terre. La troisième dimension correspond au logarithme de l'énergie.

Par la suite, le tableau à deux dimensions correspondant à une énergie donnée sera nommé *carte*, les cases de ce tableau sont nommées *pixels*, en référence au vocabulaire des images numériques, et l'ensemble est nommé l'*espace de travail* (cf. Fig. VI.22).

Ainsi, à un pixel donné correspond une zone définie du ciel déterminée par ses limites en coordonnées galactiques.

Le nombre de pixels correspondant à une carte est un paramètre libre.

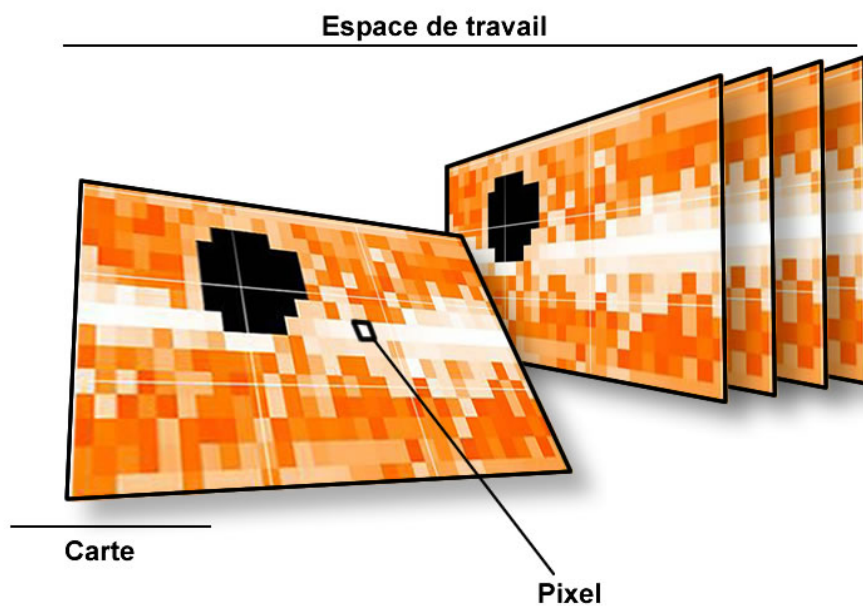


Fig. VI.22 – Schéma de l'espace de travail regroupant les différentes cartes du ciel.

Pour un pixel choisi, la valeur associée du bruit de fond ou du signal correspond au nombre d'évènements ayant passé les coupures sur la reconstruction, sur la zone angulaire équivalente en coordonnées galactiques et ayant une énergie supérieure ou égale à celle de la carte.

Ces cartes sont des images rectangulaires de la projection du ciel sur une sphère centrée sur le télescope. Afin de rendre compte de cette rotondité, deux options peuvent être appliquées à l'espace de travail : la première est une option de continuité qui rend cyclique la carte, et la seconde est la possibilité de repondérer les évènements contenus dans chaque pixel par son angle solide afin de s'affranchir des effets géométriques à grande latitude. Dans ce dernier cas la valeur contenue dans chaque pixel est le nombre d'évènements par stéradian.

VI.5.2 Maximisation de la probabilité

L'algorithme s'effectue à l'aide de deux cartes différentes correspondant à une gamme d'énergie donnée : l'une représentant le bruit de fond moyen attendu et l'autre les événements détectés provenant du bruit de fond et du signal.

Il est ainsi possible de déterminer, à partir d'une sélection choisie, la probabilité pour que les événements détectés soient issus du signal et du bruit de fond et non pas d'une fluctuation statistique du bruit de fond à un certain niveau de confiance près (cf. paragraphe VI.2.1) fixé à 99 % par défaut.

La reconnaissance de forme détermine tout d'abord sur la carte quel est le pixel qui a la probabilité la plus élevée d'être dû au signal. Ce pixel va constituer le point de départ de l'algorithme et est considéré comme étant le maximum du signal.

Le programme va alors déterminer quel pixel parmi les huit entourant le pixel initial permet d'obtenir la plus haute probabilité en ajoutant son nombre d'événements à ceux du premier. Cette probabilité peut d'ailleurs être moins élevée que celle de départ.

Ce pixel est alors ajouté à une liste et de manière itérative le programme va choisir à nouveau quel est le pixel qui va permettre d'obtenir la plus haute probabilité parmi tous ceux qui ne sont pas sélectionnés et qui entourent ceux qui le sont (cf. Fig. VI.23).

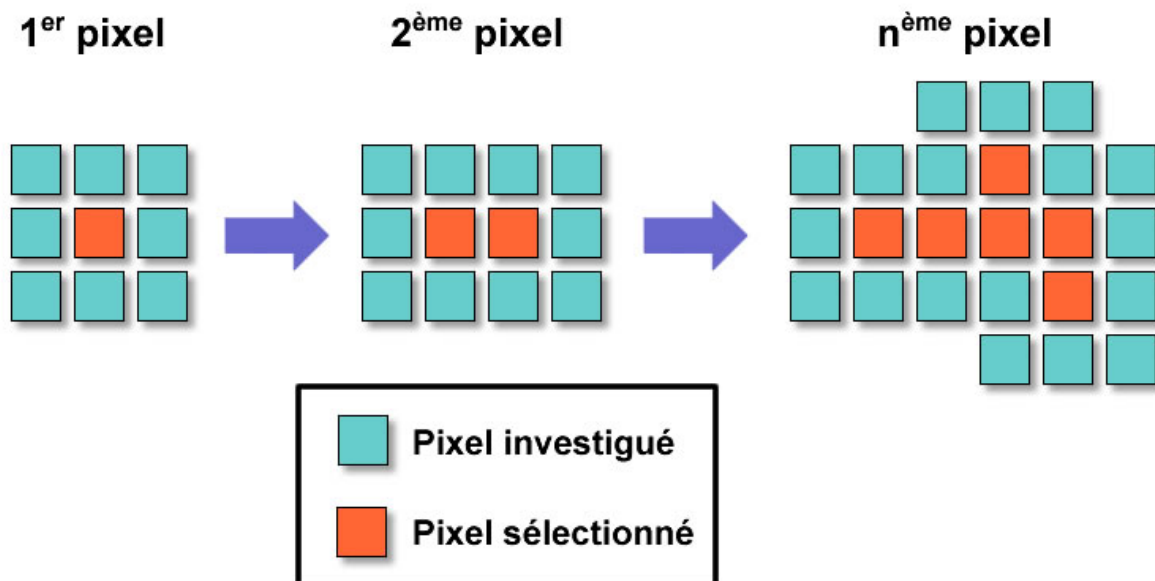


Fig. VI.23 – Evolution de la sélection de pixel déterminée par le programme de reconnaissance de forme. Les carrés orange (gris foncé) correspondent aux pixels sélectionnés et les carrés bleus (gris clair) aux pixels les plus proches parmi lesquels la prochaine itération va choisir celui permettant d'obtenir la plus haute probabilité.

Au fur et à mesure que les pixels sont sélectionnés, la probabilité associée commence par augmenter (cf. Fig. VI.24). Deux raisons indépendantes peuvent contribuer à cet accroissement. Tout d'abord les pixels sélectionnés augmentent relativement plus le signal que le bruit de fond ; ensuite, le nombre total d'événements augmentant, les fluctuations statistiques relatives du bruit de fond diminuent. Ce dernier effet est identique à celui constaté

au paragraphe VI.2.4 lorsque la probabilité de détection du signal augmente avec le nombre d'années d'observation.

La probabilité maximale est atteinte à l'aide d'une sélection particulière de pixel, puis diminue lorsque le bruit de fond devient plus important que le signal pour chaque nouveau pixel (cf. Fig. VI.24).

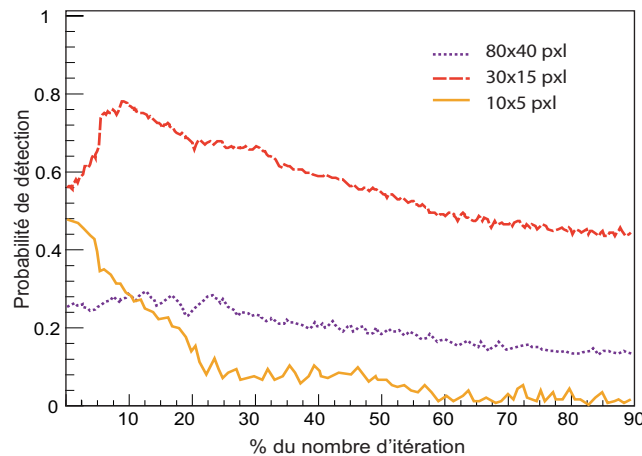


Fig. VI.24 – Evolution de la probabilité pour que les évènements contenus dans les pixels sélectionnés ne soient pas dus qu'au bruit de fond selon le nombre de pixels (30×15 en pointillé, 10×5 en trait, 80×40 en points) en fonction du pourcentage du nombre d'itération du programme.

Lors des itérations pixels après pixels, dans la zone où la probabilité décroît, les pixels sélectionnés par le programme sont parfois ceux ayant le moins d'évènements possibles permettant ainsi de ne pas décroître notablement la probabilité. Afin d'éviter ces choix erronés de pixels pauvres en évènements, chaque pixel sélectionné doit avoir un nombre d'évènements supérieur à une valeur limite qui est ajustable.

En ne gardant que les pixels au dessus d'une certaine probabilité, cette méthode permet de déterminer la forme qui maximise l'observation du signal.

Cette méthode peut se généraliser avec plusieurs cartes à des énergies différentes. Le pixel initial est déterminé de la même manière mais cette fois-ci le choix se fait parmi toutes les cartes. A chaque itération, le programme a alors le choix soit de sélectionner le pixel le plus proche comme auparavant soit de transférer la forme de pixels sélectionnés sur une autre carte adjacente, faisant ainsi évoluer la coupure en énergie.

C'est cette méthode qui est utilisée par la suite.

Les itérations sont stoppées finalement lorsque le nombre d'évènements par pixel ne permet plus de déterminer un contour galactique pertinent : lorsque la carte a été complètement balayée ou si la probabilité descend sous une valeur critique (qui peut être modifiée mais a été choisie empiriquement à 66 % de la valeur maximale de la probabilité).

Plusieurs tests à partir de formes de sources différentes et d'un bruit de fond aléatoire plat ont été effectués afin de valider la méthode. Le test présenté sur la figure montre comment le programme permet de remonter à un signal de forme pyramidale.

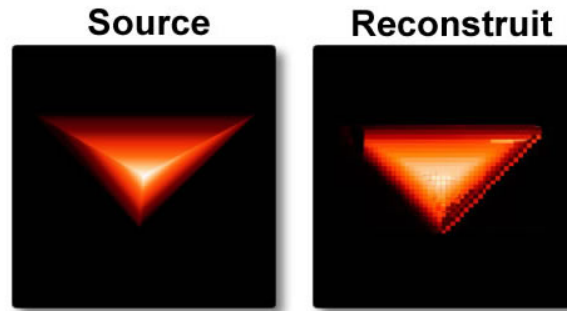


Fig. VI.25 – Reconstruction (à droite) d'un signal pyramidal (à gauche).

La figure Fig. VI.26 montre un exemple de détermination des contours de la Galaxie à l'aide de la reconnaissance de forme à partir des cartes de bruit de fond et de signal (cf. la distribution des événements du ciel observé par ANTARES Fig. VI.2) d'un modèle HN avec la reconstruction en énergie d'ANTARES pour une exposition de 10 ans.

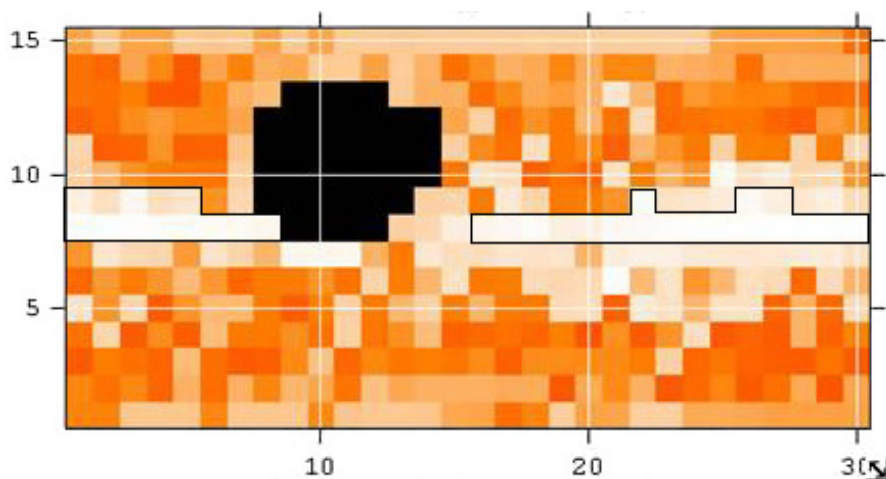


Fig. VI.26 – Structures de la Galaxie à l'aide de l'algorithme de reconnaissance de forme. La zone en noir correspond à la zone jamais observée par le télescope. La zone claire entourée en noir représente la zone sélectionnée comme étant significativement due au signal. Le modèle de ciel galactique a été obtenu à partir des simulations du modèle HN avec un détecteur de taille kilométrique après 5 années d'exposition et une reconstruction en énergie équivalente à celle d'ANTARES.

VI.5.3 Reconnaissance de forme à pixellisation itérative

Bien que cet algorithme soit efficace, il arrive que la recherche de forme s'égare dans une sélection de pixels erronée comme il l'a été évoqué au paragraphe précédent.

La taille du pixel de la carte est généralement en cause contenant un nombre d'événements trop faible et la détermination de sa dimension idéale n'est pas triviale. En effet, si le pixel est trop grand par rapport à la taille des structures, le programme est incapable de mettre en évidence une forme, et la probabilité calculée n'a pas de maximum voire décroît immédiatement. Au contraire si la taille de pixel est trop petite, le nombre d'événements par pixel est tel que les fluctuations statistiques "brouillent" l'algorithme (cf. figure Fig. VI.24).

La solution à ce problème est de commencer par des grandes zones et d'appliquer l'algorithme de reconnaissance de forme de manière itérative en diminuant à chaque étape la taille du pixel et en se limitant à une sous sélection de la forme précédente.

La carte à analyser est tout d'abord découpée en pixels de plusieurs degrés. Puis l'algorithme de reconnaissance de forme est appliqué jusqu'à dégager une première structure grossière. La taille du pixel est ensuite diminuée, l'algorithme réinitialisé et appliqué à nouveau à la carte en se limitant à la forme déterminée par l'itération précédente, ainsi de suite ...

Cette méthode permet d'une part d'affiner la résolution angulaire jusqu'à déterminer son optimum et d'autre part de restreindre la zone accessible à l'algorithme, permettant ainsi d'éliminer les chemins erronés.

La forme sélectionnée à chaque itération correspond à deux fois les pixels nécessaires pour atteindre le maximum de probabilité. Par exemple, en se référant à la courbe du haut de la figure Fig. VI.24, il faut 10 pixels pour atteindre le maximum de probabilité. La forme sélectionnée pour limiter l'itération suivante sera ainsi constituée des $10 \times 2 = 20$ pixels choisis par l'algorithme de reconnaissance de forme.

Procéder de la sorte permet de s'affranchir en grande partie des biais induits par une pixellisation arbitraire carte qui par un découpage malheureux pourrait isoler une partie du signal.

Une limite à cette méthode est la présence de plusieurs structures avec leur maximum. Si la taille des pixels permet de relier deux maxima, l'algorithme redessine les deux pics. Si la taille des pixels est trop petite, l'algorithme va isoler une des deux structures et ne va pas trouver la seconde car l'algorithme s'arrête dans la vallée séparant les deux structures. La présence de ce deuxième maximum décorrélé du premier perturbe l'algorithme qui n'arrive pas à définir la forme générale (cf. Fig. VI.27).

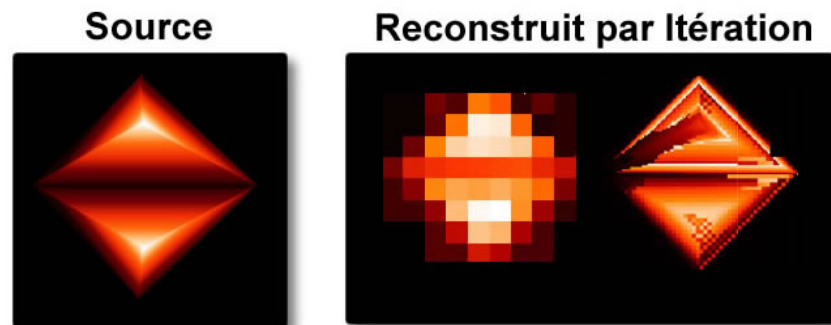


Fig. VI.27 – Reconstruction d'une double pyramide. À droite la forme à reconnaître, à gauche 2 des itérations de reconnaissance. Lorsque la taille des pixels est proche de la distance des maxima, l'algorithme retrouve les forme, ; si la taille des pixels est trop petite, seulement une des deux forme est correctement déterminée.

Les figures Fig. VI.28 montrent l'évolution de cette méthode et l'isolement de la zone finale. La résolution angulaire finale est dans cet exemple de 4 degrés carrés.

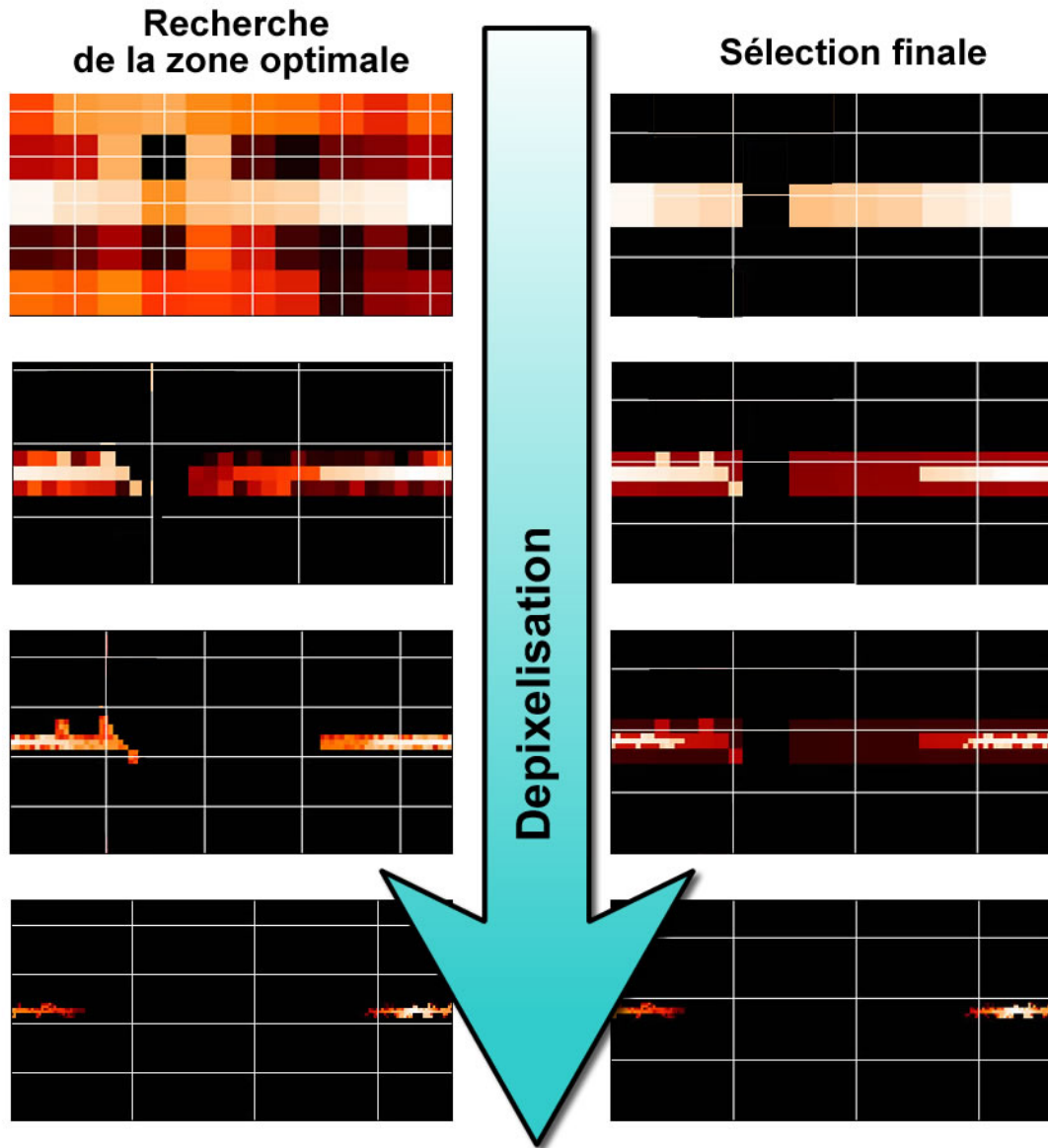


Fig. VI.28 – Evolution de l’algorithme de recherche de forme à pixellisation itérative appliqué à une carte du ciel de la Galaxie obtenue d’après les simulations du modèle HN avec un détecteur de taille kilométrique après 30 années d’exposition et une reconstruction en énergie équivalente à celle d’ANTARES. L’algorithme de reconnaissance de forme est appliqué à la première carte en haut à gauche. La forme sélectionnée est placée dans la colonne de droite. La seconde carte de gauche possède des pixels plus petits et sont limité à la forme déterminée juste avant. L’algorithme est alors appliqué de manière itérative jusqu’à l’avant dernière carte à droite qui délimite les structures galactiques isolées. Les cartes de la dernière ligne ne permettent pas d’obtenir d’optimum, le programme s’arrête.

Cette méthode permet au final d’affiner les sélections optimisées pour la détection d’un signal galactique en mettant en évidence les formes de la Galaxie.

VI.6 Perspectives

Les performances du détecteur ANTARES permettront de poser une limite sur le flux HN de neutrinos galactiques. Après une dizaine d'années de fonctionnement, la détection de ce flux ne pourra se faire qu'à l'aide des futurs télescopes à neutrinos de taille dite kilométrique. Cependant, un certain nombre de critères pourraient influencer sur ce résultat et sont présentés dans ce paragraphe.

Les multiples observations du ciel font sans cesse évoluer la vision de notre Galaxie. De nombreux points sont encore incertains et il est possible qu'une méconnaissance du milieu galactique conduise à la sous-estimation des flux de neutrinos.

Le modèle HN bien qu'incompatible avec certaines observations (comme le flux des antiprotons par exemple) est réaliste sous l'hypothèse que les observations faites sur Terre ne sont pas représentatives de la moyenne galactique. Notre localisation dans la Bulle Locale plaide particulièrement en cette faveur.

– La modélisation du confinement des rayons cosmiques est un problème délicat qui a beaucoup évolué au cours des dix dernières années. Qu'il s'agisse de modèles simplifiés comme *la boîte qui fuit* ou des modèles plus complexes résolvant numériquement l'équation de propagation, tous font des hypothèses simplificatrices qui ont des implications sur les résultats : la taille du halo de confinement, l'intensité et la forme du vent galactique, les processus de diffusion, les sections efficaces de spallation, la distribution de matière, des sources et du champ magnétique, la structure de la Galaxie, l'effet de la bulle locale etc. Individuellement chaque paramètre possède une incertitude qui n'est contrainte que collectivement à travers les différentes observations sur les rayons cosmiques. La variation de certains de ces paramètres pourrait modifier les flux de neutrinos, comme l'influence du spectre initial des sources des rayons cosmiques, les distributions de matières ou les paramètres de diffusions spatiales.

– Les neutrinos sont issus de l'interaction des rayons cosmiques sur la matière interstellaire. Une sous-estimation d'une de ces deux quantités a une répercussion directe sur les flux attendus. Il n'est pas exclu que l'équilibre des rayons cosmiques soit différent au centre galactique tant par sa diffusion que par une forte densité de sources qui ne seraient pas visibles en optique.

Quant à la matière interstellaire moléculaire froide, elle est difficilement observable et nécessite des traceurs comme la molécule d'oxyde de carbone. De récentes analyses ont prouvé que le facteur de conversion CO / H₂ était sous évalué dans la Galaxie [116] ; de plus, une nouvelle analyse effectuée sur les flux diffus d'EGRET à grande latitude prouve que la matière interstellaire pourrait être sous-estimée d'un facteur deux [115], qui intensifierait d'autant le flux des neutrinos galactiques.

Enfin, on ne peut exclure l'éventualité de neutrinos provenant de la matière noire par exemple, bien que leurs flux soient estimés de l'ordre de quelques pourcents des flux calculés dans cette thèse.

L'environnement du détecteur détermine à la fois son champ de vision et la nature et l'intensité du bruit de fond.

– Le taux de bruit de fond simulé par le programme KM3 est de 60 kHz incluant ainsi les deux taux dus aux bruits de fond optiques pour des phototubes de 10 pouces. Ce taux correspond à

une extrapolation de la ligne de base mesurée il y a quelques années sur le site ANTARES. Toutefois, lors du déploiement de la ligne test en 2003, ce taux de comptage est monté jusqu'à 300 kHz. La simulation faite par la suite ne tient pas compte de cette variation encore non expliquée par la collaboration ni des pics de bioluminescence. Si ce taux était confirmé par la suite, il serait alors nécessaire d'en tenir compte dans le cadre du détecteur ANTARES en utilisant les déclencheurs et les filtres appropriés et déjà développés. En ce qui concerne les futurs télescopes de taille kilométrique, le choix du site n'est pas encore déterminé et devra tenir compte de cette activité lumineuse sous-marine.

– La profondeur du site permet de se protéger en partie des muons atmosphériques dont le nombre d'événements est plusieurs ordres de grandeurs au dessus du signal attendu. Cette analyse montre comment s'en affranchir ; mais les fichiers associés ont des temps de vie équivalents allant de la journée à l'année et ne sont donc pas en moyenne représentatifs des flux qui seront détectés. Bien que les incertitudes sur ces flux soient grandes, les données recueillies par Amanda sur les flux des muons atmosphériques n'excèdent pas les flux des neutrinos atmosphériques observés. Cette analyse montre que ce n'est pas tant ce flux que le bruit de fond irréductible des neutrinos atmosphériques qui sera limitant pour la détection des neutrinos galactiques de haute énergie.

En se référant à la figure Fig. II.15, le flux des muons atmosphérique en fonction de la profondeur décroît rapidement jusqu'à approximativement 2000 m puis suit une loi de puissance rendant le gain constant par décade.

Il faudra attendre les balbutiements du télescope ANTARES pour vérifier la validité des simulations Monte Carlo en les confrontant aux premières données principalement constituées des muons atmosphériques.

– La zone du ciel où le signal attendu est le plus intense est autour du centre galactique. A la latitude terrestre d'ANTARES, en Méditerranée, le centre galactique est visible approximativement 75 % du temps. Une latitude terrestre supérieure à environ 65° permettrait de l'observer en permanence. Au pôle Sud, le signal galactique est diminué d'environ 40 % par rapport au site d'ANTARES, alors qu'au pôle Nord il serait intensifié d'environ 20 %.

Le site le plus favorable se situera donc dans l'hémisphère Nord, à grande latitude et à une profondeur d'au moins 2000 mètres.

Enfin, un télescope optimisé pour les flux diffus galactiques doit répondre à divers critères :

– Il doit avoir une reconstruction en énergie la meilleure possible (mieux que le facteur deux de la reconstruction dans ANTARES) pour discriminer les flux galactiques des atmosphériques qui ont des indices spectraux différents. Ce facteur sur l'estimation de l'énergie du muon est le point crucial de la détection des neutrinos galactiques. Toutefois, il a également été montré que, même avec une reconstruction en énergie parfaite sur le muon, il ne sera toujours pas possible d'observer tous les modèles.

De plus, la méthode de reconstruction en énergie du muon est basée sur ses pertes d'énergie tout au long de son parcours. Or, il existe une dispersion intrinsèque à la moyenne de ces pertes qui constitue une limitation naturelle à laquelle on ne peut pallier.

– Ce télescope doit avoir une réponse au delà de 10 TeV, et doit avoir une surface effective au moins du kilomètre carré pour être sensible au modèle le plus optimiste. La surface effective idéale serait alors de 100 km² ayant une durée de vie d'une dizaine d'année (cf. Fig. VI.20).

Pour la détection des neutrinos muoniques, cela se caractérise par des lignes espacées de l'ordre de la centaine de mètre composant un réseau homogène de photomultiplicateurs orientés vers le bas. Le nombre final de photomultiplicateurs doit être de l'ordre d'une dizaine de milliers.

– Les autres saveurs de neutrinos pourraient apporter une solution à la détection des flux galactiques car, grâce aux oscillations, elles ont approximativement les mêmes flux que les neutrinos muoniques. La détection des neutrinos électroniques, des neutrinos tauiques et des neutrinos muoniques par courant neutres se fait en observant les gerbes qu'ils engendrent au sein même du détecteur. Si la granularité est suffisamment fine, leur énergie peut être reconstruite à quelques dizaines de pourcents près ; de plus bruit de fond qui est associé aux neutrinos électroniques est extrêmement faible car ils ne sont engendrés que par la désintégrations des muons atmosphériques qui, à haute énergie, sont principalement absorbés par la Terre avant de se désintégrer (cf. Fig. V.29). Sa résolution angulaire est de l'ordre de quelques degrés, ce qui n'est pas limitant dans le cadre de cette étude. En revanche, les événements observés sont seulement ceux contenus dans le détecteur, la surface effective s'en retrouve donc diminuée et le taux d'événements attendu est de l'ordre de 10 % de celui des neutrinos muoniques. Enfin, la topologie de détecteur permettant leur détection est opposée à celle des neutrinos muoniques : elle requiert une granularité fine et des photomultiplicateurs serrés afin de recueillir la lumière produite par les gerbes qui s'étendent sur quelques mètres seulement.

Une analyse complète mérite d'être faite sur ce sujet.

A mon sens, le télescope idéal est composé d'un réseau de photomultiplicateurs ayant une maille de l'ordre de la centaine de mètres et répartis dans un volume au moins de l'ordre du kilomètre cube. Un tel télescope permettrait l'observation des neutrinos muoniques de haute énergie avec une surface effective de l'ordre du kilomètre carré.

En son centre se trouve un cœur dense ayant une taille caractéristique de l'ordre de la centaine de mètres et des photomultiplicateurs orientés vers le haut et vers le bas. Ce sous détecteur permet de compléter les observations avec la détection des événements contenus provenant des neutrinos électroniques. De surcroît, ce cœur dense permet de mesurer le flux atmosphérique et peut même servir de veto sur les événements descendants.

Enfin, l'idéal serait de s'affranchir totalement du bruit de fond atmosphérique et donc de se placer hors de son influence ... l'astronomie neutrino de demain se fera peut-être sur la Lune !

CONCLUSION

Les neutrinos astrophysiques de haute énergie pourraient être les messagers des phénomènes d'accélération se déroulant au sein des régions les plus violentes de l'Univers là où pourraient être produits les rayons cosmiques. Leur détection permettrait de répondre à nombre d'énigmes de la physique des particules et de l'astrophysique.

Leur observation nécessite la conception de nouveaux types de télescopes. En particulier, la faiblesse des flux attendus et des valeurs des sections efficaces impose l'instrumentation de volumes de taille kilométrique dans les profondeurs marines ou dans la glace polaire.

C'est avec cette volonté de faire de l'astronomie neutrino que la collaboration Antares déploie un télescope à 2500 m de profondeur dans la Méditerranée. De multiples études et prototypes ont été réalisés au cours de ces dernières années afin de valider la faisabilité du détecteur dont les lignes finales seront déployé à partir de fin 2005 et qui devrait être complètement opérationnel en 2007. Sa configuration permet d'avoir, pour un flux de neutrinos qui dépend de l'énergie comme E^{-2} , un maximum de sensibilité à 100 TeV, une résolution angulaire de l'ordre du dixième de degré et une surface effective d'environ $0,1 \text{ km}^2$ à haute énergie.

L'origine et le confinement des rayons cosmiques font partie des énigmes qui pourraient être résolues par les observations avec des neutrinos. Les modèles qui font intervenir l'accélération de Fermi au sein des restes de supernovæ prédisent des flux en E^{-2} qui sont ensuite altérés au cours des millions d'années de confinement galactique. Ce confinement est le résultat d'un équilibre magnétohydrodynamique entre les rayons cosmiques, le champ magnétique et la matière interstellaire qui composent la Galaxie.

Lors de leur propagation, les rayons cosmiques vont subir deux sortes d'interaction : l'une de type électromagnétique (la diffusion, les pertes coulombiennes et la reaccélération) et l'autre de type hadronique (la désintégration et la spallation sur la matière interstellaire). Lorsqu'ils parviennent sur Terre leur spectre a alors une dépendance en $E^{-2,7}$.

Parmi tous ces mécanismes, seule la spallation des noyaux cosmiques permet d'engendrer des neutrinos de haute énergie qui sont produits par la désintégration des pions chargés.

A l'aide d'une simulation du confinement des rayons cosmiques, j'ai estimé les flux de neutrinos galactiques en me basant sur différents modèles reproduisant d'une part les observations des flux et des abondances des noyaux cosmiques observés sur Terre et d'autre part les observations gamma. Le flux de neutrinos et antineutrinos muoniques intégré sur tout le ciel et au dessus de 1 TeV a été estimé entre $5,0 \cdot 10^{-11}$ et $1,1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour un indice spectral respectivement entre 2,9 et 2,3.

La détection de ce flux à l'aide d'un télescope comme ANTARES nécessite la discrimination du bruit de fond des neutrinos et des muons atmosphériques qui ont un flux 10^6 fois plus important que celui des neutrinos galactiques.

Les muons atmosphériques sont identifiables par leur direction incidente puisqu'ils proviennent uniquement de l'hémisphère supérieur. Le signal est ainsi recherché parmi les traces montantes ; les événements muons atmosphériques restants sont ceux reconstruits à tort comme montants. Il a été prouvé qu'à l'aide de certains critères de sélection, cette population peut être rendue négligeable par rapport du bruit de fond des neutrinos atmosphériques.

La discrimination des événements galactiques de ceux des neutrinos atmosphériques se fait à partir de deux coupures, la première sur la zone du ciel observée, et la seconde sur l'énergie. En effet, le signal provient essentiellement du plan galactique et donc d'une région restreinte du ciel, alors que le bruit de fond est produit de façon quasi uniforme dans le repère de l'observatoire. D'autre part, le spectre des neutrinos atmosphériques évolue selon une loi de puissance ayant un indice de l'ordre de 3,7 qui est plus élevé que celui des modèles galactiques. Ainsi, une restriction sur l'énergie des muons détectés permet d'augmenter la quantité de signal par rapport au bruit de fond. Un algorithme optimisant la probabilité d'observation selon les paramètres de coupures, la position dans le ciel et l'énergie, a permis d'évaluer les performances et la sensibilité d'ANTARES à un tel flux.

Seul le modèle ayant le spectre le plus dur pourrait être observé avec ANTARES en une quarantaine d'années de fonctionnement optimal à condition d'améliorer considérablement la reconstruction en énergie utilisée.

En effectuant à nouveau cette analyse mais cette fois-ci en extrapolant la surface effective d'ANTARES à celles d'un télescope kilométrique, je montre qu'il sera possible en cinq années de fonctionnement d'observer la Galaxie si les neutrinos sont émis selon le modèle le plus optimiste. Dans ce cadre et pour une exposition de l'ordre de la dizaine d'années, j'ai développé un algorithme de reconnaissance de forme qui permettrait de mettre en évidence les structures galactiques avec une définition de l'ordre de quelques degrés carrés.

Les autres modèles, ayant un indice spectral au moins égal à 2,7, ne pourront pas être observés en un temps raisonnable. Leur détection nécessiterait des surfaces effectives de l'ordre de 10^3 km^2 .

Ces dernières années de nombreuses découvertes ont permis d'avancer sur la question de l'origine et du comportement des rayons cosmiques galactiques. HESS serait en train de confirmer l'hypothèse que les restes de supernovæ sont à l'origine des rayons cosmiques galactiques et confirmerait qu'un mécanisme de haute énergie s'exerce au centre galactique. INTEGRAL a expliqué les excès de rayons gamma aux alentours de la dizaine de keV comme étant une accumulation de sources ponctuelles non résolues par les expériences précédentes. Plusieurs études effectuées sur les observations gamma d'EGRET montrent de plus qu'une grande partie de la matière interstellaire moléculaire neutre serait sous-estimée autour du plan galactique jusqu'à un facteur deux.

L'observation de la Galaxie à l'aide des neutrinos permettra de l'explorer en profondeur et de recouper les observations à l'aide de multiples messagers astrophysiques.

Un détecteur permettant d'observer les flux galactiques doit avoir une surface effective d'au moins quelques kilomètres carrés, doit se trouver dans l'hémisphère Nord, doit avoir une latitude de l'ordre de 65° pour augmenter le temps de vision du centre galactique et doit avoir une géométrie favorisant à la fois la reconstruction des muons de haute énergie mais aussi des gerbes contenues engendrées par les autres saveurs de neutrinos.

Avec ces caractéristiques l'observation de la Galaxie et en particulier de son centre devrait être possible si les flux correspondent aux modèles les plus optimistes. Pour rendre accessible les modèles plus conventionnels, il faudrait alors s'affranchir drastiquement du bruit de fond des neutrinos atmosphériques qui est irréductible sur Terre...

L'avenir de l'astronomie des neutrinos galactiques sera peut-être sur la Lune.

ANNEXES

Annexe A

Accélération de Fermi

Le mécanisme d'accélération imaginé par Fermi en 1949 considère les diffusions statistiques d'une particule au sein d'un plasma en mouvement comportant de nombreuses perturbations du champ magnétique.

Il est généralement admis qu'une particule subit trois phases d'accélération : une première accélération directement à sa création, une seconde très rapide entre la source et son arrivée dans le milieu interstellaire et une troisième beaucoup plus longue qui est nommée réaccélération et qui se produit tout au long de sa vie dans la galaxie.

L'un des mécanismes mis en jeu pour accélérer les particules est connu sous le nom d'accélération de Fermi. Les particules chargées gagnent de l'énergie via leur interaction avec un plasma en mouvement.

Il est possible de modéliser l'interaction de cette particule sur le champ magnétique en considérant les inhomogénéités magnétiques des ondes d'Alfvén comme des sphères dures. Ces centres diffuseurs supposés infiniment lourds provoquent un choc élastique qui passant d'un référentiel à l'autre permet –en moyenne après un grand nombre d'interactions– un gain d'énergie.

Forme du spectre

Une approche simple des mécanismes d'accélération permet de déterminer la forme du spectre final d'une accélération cyclique ayant un taux d'échappement et un gain à chaque cycle.

Une particule prise dans ce mécanisme, avec à l'origine une énergie E_0 , va alors gagner en moyenne $\Delta E = \varepsilon E$ à chaque cycle d'itération si bien qu'après n itérations l'énergie finale de la particule sera $E_n = E_0 (1 + \varepsilon)^n$. La probabilité d'échappement de la zone d'accélération à chaque itération étant $P_{\text{échap}}$, après n itérations, la probabilité de rester dans cette zone est alors de $P_{\text{rester}} = (1 - P_{\text{échap}})^n$.

Le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre l'énergie E est donc :

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \varepsilon)} \quad (\text{VI.8})$$

Ainsi, la proportion de particules accélérées à une énergie supérieure à E est :

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{échap}})^m = \frac{(1 - P_{\text{échap}})^n}{P_{\text{échap}}} \quad (\text{VI.9})$$

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{\text{échap}}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad (\text{VI.10})$$

$$\text{avec } \gamma = \frac{-\ln(1-P_{\text{échap}})}{\ln(1+\varepsilon)} \approx \frac{P_{\text{échap}}}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{T_{\text{cycle}}}{T_{\text{échap}}}$$

T_{cycle} étant le temps caractéristique d'un cycle d'accélération et $T_{\text{échap}}$ le temps caractéristique d'échappement de la zone d'accélération.

Le mécanisme de Fermi conduit à une loi de puissance qui correspond aux observations sur le spectre des rayons cosmiques.

Le mécanisme de Fermi

La particule va entrer dans le plasma avec l'incidence θ_1 par rapport au mouvement du nuage et avec l'énergie E_1 et en ressortir avec l'angle θ_2 et l'énergie E_2 dans le référentiel de l'observateur. Dans le référentiel du plasma, la particule ne change pas d'énergie : $E_1' = E_2'$.

Le passage d'un référentiel à l'autre pour l'énergie totale s'exprime ainsi :

$$\begin{cases} E_1' = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \\ E_2 = \gamma E_1' (1 + \beta \cos \theta_2') \end{cases} \quad (\text{VI.11})$$

où β et γ sont les facteurs relativistes du nuage par rapport à l'observateur.

En exprimant les deux équations l'une en fonction de l'autre, le gain en énergie de la particule est :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta_2' - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta_2'}{1 - \beta^2} - 1 \quad (\text{VI.12})$$

Deux types de géométrie donnant deux types d'accélération différentes sont alors à considérer (cf. illustration Fig. VI.1). La première est la diffusion au sein d'un plasma sous forme de nuage alors que la seconde est une onde de choc plane se propageant au sein d'un milieu astrophysique.

Dans le premier cas la particule va entrer dans le plasma et en ressortir dans n'importe quelle direction, alors que dans le second cas, pour ressortir, la particule va devoir retraverser le front de l'onde de choc.

De par leurs symétries différentes, les moyennes sur les angles d'incidences et de sorties vont différer et donner lieu à des résultats distincts : les accélérations de Fermi du premier et second ordre.

– Accélération par un nuage ionisé :

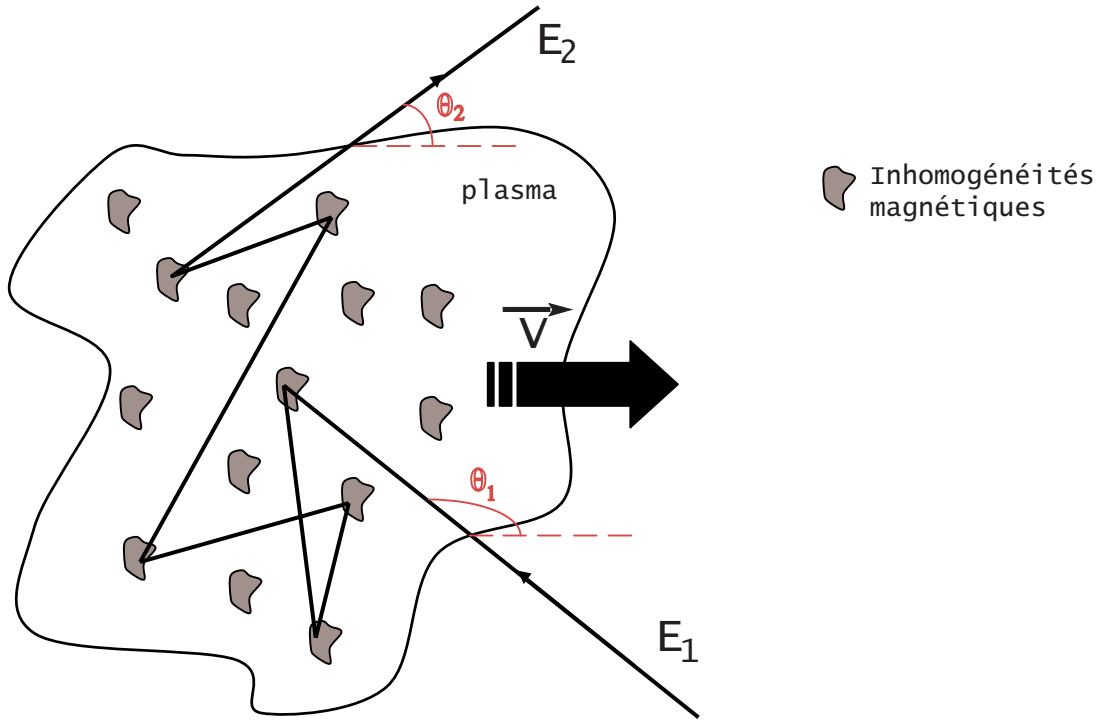


Fig. VI.1 – Schéma du mécanisme de l'accélération stochastique au sein d'un nuage ionisé se déplaçant à la vitesse V par rapport à l'observateur.

Dans le cas d'un nuage, l'angle de sortie est totalement aléatoire et isotrope. L'angle d'entrée par contre dépend de la probabilité d'obtenir une collision au sein du nuage, ce qui est proportionnel à la vitesse relative entre la particule et le milieu.

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = \text{constante} \Leftrightarrow \langle \cos \theta'_2 \rangle = 0 \quad \text{avec } -1 \leq \cos \theta'_2 \leq 1 \quad (\text{VI.13})$$

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_1} = \frac{c - V \cos \theta_1}{2c} \Leftrightarrow \langle \cos \theta \rangle = \frac{-V}{3c} \quad \text{avec } -1 \leq \cos \theta'_2 \leq 1 \quad (\text{VI.14})$$

On a alors :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_{\text{Nuage}} = \frac{1 - 1/3 \beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3} \beta^2 \quad (\text{VI.15})$$

Le gain relatif en énergie est proportionnel à β^2 et par conséquent peu efficace car généralement la vitesse du plasma est faible devant la vitesse de la lumière. Cette accélération est dite de second ordre en énergie.

– Accélération par une onde de choc :

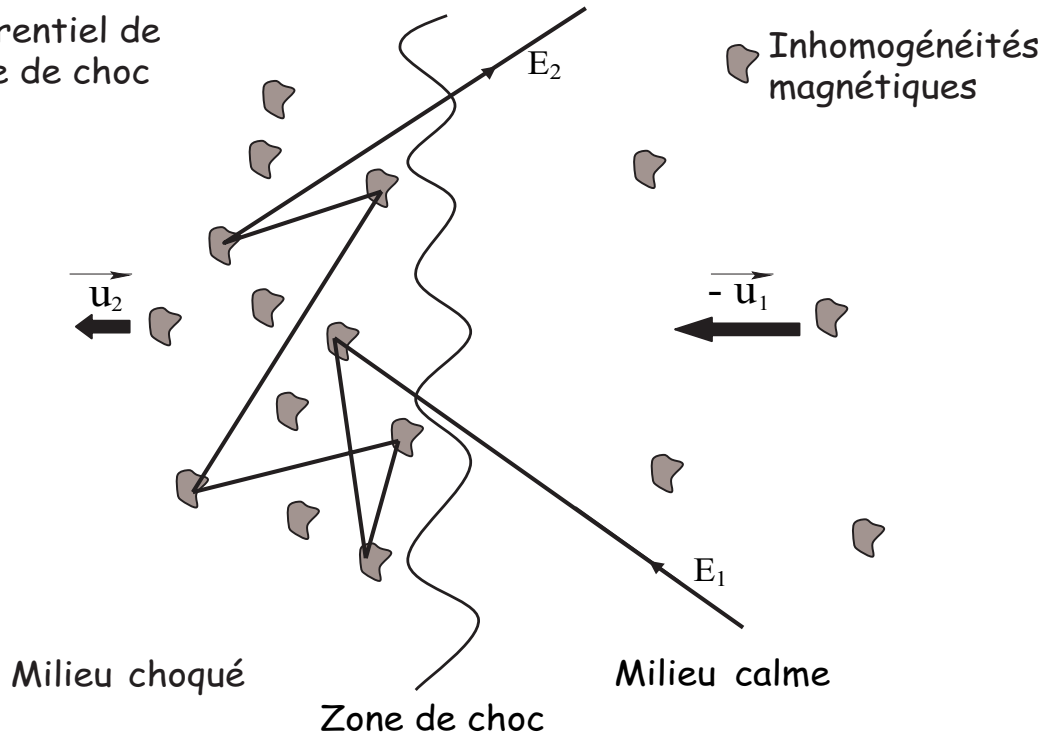


Fig. VI.2 – Schéma d'accélération par onde de choc.

Dans cette situation, l'onde de choc est considérée comme une onde plane. Ainsi, les angles d'incidence possibles d'entrée et de sortie sont restreints au demi espace coupé par le plan de l'onde. Les distributions correspondent alors aux projections d'un flux isotrope sur un plan. On a alors :

$$\frac{dn}{d \cos \theta'_2} = 2 \cos \theta'_2 \Leftrightarrow \langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{2}{3} \quad \text{avec } 0 \leq \cos \theta'_2 \leq 1 \quad (\text{VI.16})$$

$$\frac{dn}{d \cos \theta_1} = 2 \cos \theta_1 \Leftrightarrow \langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3} \quad \text{avec } -1 \leq \cos \theta_1 \leq 0 \quad (\text{VI.17})$$

Cela implique le gain suivant :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle_{\text{Nuage}} = \frac{1 + 4/3 \beta - 9 \beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \approx \frac{4}{3} \beta \quad (\text{VI.18})$$

Le gain cette fois-ci s'appelle du premier ordre, le gain relatif d'énergie étant proportionnel à β . Ce processus est beaucoup plus efficace que le précédent.

Il ne faut toutefois pas oublier que ces descriptions sont des approximations de phénomènes beaucoup plus complexes ; les diffusions du second ordre des particules au sein de l'onde de choc avant de retraverser le front ont été ici négligées.

Les modélisations prédisent un spectre de puissance avec un coefficient proche de 2 pour les accélérations de type supernovæ ce qui correspond à une accélération de type Fermi. Le passage d'un tel spectre au spectre observé sur Terre en 2,7 pose justement toute la question

de la propagation des rayons cosmiques dans la Galaxie et de l'influence de leur confinement magnétique.

Annexe B

Section efficace inclusive de production des pions dans les collisions proton proton

Ce paragraphe regroupe les sections efficaces inclusives paramétrées par le modèle phénoménologique de Dermer [9] utilisées au chapitre V pour évaluer la quantité de pions chargés produits lors des collisions proton-proton.

$$\langle \zeta \sigma_{\pi^+ X}(E_\pi) \rangle [\text{mbarn}] = \begin{cases} 0,95\eta^4 + 0,099\eta^6 + 0,204\eta^8, & p_{p,\text{seuil}}^{\pi^+ X} \leq p_p \leq 0,95, \\ 0,67\eta^{4,7} + 0,3, & 0,95 \leq p_p \leq 1,29, \\ 22,0(p_p - 1,27)^{0,15}, & 1,29 \leq p_p \leq 4,0, \\ 27,0 \ln p_p + 57,9 p_p^{-1/2} - 40,9, & 4,0 \leq p_p; \end{cases} \quad (\text{VI.19})$$

$$\langle \zeta \sigma_{\pi^+ d}(E_\pi) \rangle [\text{mbarn}] = \begin{cases} 0,18\eta + 0,95\eta^3 - 0,016\eta^9, & E_{k,\text{seuil}}^{\pi^+ d} \leq E_k \leq 0,65, \\ 0,56E_k^{-3,9}, & 0,65 \leq E_k \leq 1,43, \\ 0,56E_k^{-2,5}, & 1,43 \leq E_k; \end{cases} \quad (\text{VI.20})$$

$$\langle \zeta \sigma_{\pi^- X}(E_\pi) \rangle [\text{mbarn}] = \begin{cases} 2,33(p_p - 1,65)^{1,2}, & 1,65 \leq p_p \leq 2,81, \\ 0,32p_p^{2,1}, & 2,81 \leq p_p \leq 5,52, \\ 28,2 \ln p_p + 74,2 p_p^{-1/2} - 69,3, & 5,52 \leq p_p; \end{cases} \quad (\text{VI.21})$$

$$\text{Avec } \eta \equiv \frac{p_{\text{max}}^*}{m_\pi} = \frac{\left[(s - m_\pi^2 - \bar{m}_X^2)^2 - 4m_\pi^2 \bar{m}_X^2 \right]^{1/2}}{2m_\pi s^{1/2}}.$$

p_p est la quantité de mouvement du proton incident dans le référentiel du laboratoire.

p_{max}^* est la quantité de mouvement maximale que peut atteindre le proton dans le centre de masse.

m_π est la masse du pion.

$\bar{m}_X$ est la masse des produits secondaires.

s est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Modèle de Stephens & Badhwar

Le modèle d'échelle de Stephens & Badhwar [10,7] sur la multiproduction de pions lors des collisions pp est basé sur une forme asymptotique de la section efficace différentielle de production.

La section efficace invariante différentielle pour les pions chargés a été déterminée à l'aide des données expérimentales pour une énergie cinétique du proton incident supérieure à 12,5 GeV. Le résultat obtenu est le suivant :

$$E_\pi \frac{d^3 \sigma}{dp_\pi^3} = A G_\pi(E_\pi) (1 - \tilde{x}_\pi)^Q e^{\frac{-B p_\perp}{1 + 4 m_p^2 / s}} \quad (\text{VI.22})$$

avec :

$$G_{\pi}(E_p) = \left(1 + \frac{4m_p^2}{s}\right)^{-R} \quad \text{et} \quad Q = \frac{C_1 - C_2 p_{\perp}^2}{\sqrt{1 + \frac{4m_p^2}{s}}} \quad (\text{VI.23})$$

$$\tilde{x}_{\pi} = \sqrt{x_{\parallel}^* + (4/s)(p_{\perp}^2 + m_{\pi}^2)} \quad \text{et} \quad x_{\parallel}^* = \frac{2m_{\pi} \sqrt{s} \gamma_c \gamma_{\pi} (\beta_{\pi} \cos \theta - \beta_c)}{\sqrt{(s - m_{\pi}^2 - m_X^2)^2 - 4m_{\pi}^2 m_X^2}} \quad (\text{VI.24})$$

θ est l'angle d'émission du pion dans le référentiel du laboratoire. $p_{\perp}$ est l'impulsion transverse du proton incident. $x_{\parallel}^*$ est le rapport entre la composante parallèle de l'impulsion du pion dans le centre de masse à l'impulsion maximale. m_X dépend du canal de la réaction considéré :

$$\begin{aligned} m_X &= m_p + m_n & \text{pour} & \quad p + p \rightarrow \pi^+ + X \\ m_X &= 2m_p + m_{\pi} & \text{pour} & \quad p + p \rightarrow \pi^- + X \end{aligned} \quad (\text{VI.25})$$

A , B , $C_{1,2,3}$, et R sont des constantes dépendant de la charge du pion :

	A	B	C_1	C_2	C_3	R
	[mbarn/(GeV ² /c ³)]		[(GeV/c) ⁻¹]	[(GeV/c) ⁻¹]	[(GeV/c) ⁻²]	
π^+	153	5,55	5,3667	-3,5	0,83334	1
π^-	127	5,3	7,0334	-4,5	1,667	3

Annexe C

Spectre de production des pions

Cette annexe explique le spectre de production des pions par résonance delta et par multiproduction dans le référentiel de l'observateur lors des collisions proton-proton.

Proche du seuil de production, la collision p-p engendre une excitation Δ qui se désintègre ensuite en un nucléon et un pion. Le Δ étant un état excité d'un des deux protons originels, il se propage alors linéairement selon l'axe des protons dans le centre de masse et est produit indifféremment à partir de l'un ou l'autre. La dénomination *avant* ou *arrière* permet de distinguer son sens d'émission.

Le facteur de Lorentz dans le référentiel du laboratoire est, selon que le Δ est produit vers l'avant (+) ou vers l'arrière (-) :

$$\gamma_{\Delta}^{\pm} = \gamma_c \gamma_{\Delta}^* (1 \pm \beta_c \beta_{\Delta}^*) \quad (\text{VI.26})$$

Le facteur de Lorentz γ'_{π} du pion dans le référentiel du nucléon ne dépend que des masses du Δ m_{Δ} , du pion m_{π} et du proton m_p :

$$\gamma'_{\pi} = \frac{m_{\Delta}^2 + m_{\pi}^2 - m_p^2}{2m_{\Delta}m_{\pi}} \quad (\text{VI.27})$$

En considérant une désintégration isotrope du nucléon dans son référentiel propre, le spectre en énergie normalisée de production des pions $f(E_{\pi}, E_p; m_{\Delta})$ dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie du pion E_{π} et du proton incident E_p est alors :

$$f(E_{\pi}, E_p; m_{\Delta}) = \frac{1}{4m_{\pi}\gamma'_{\pi}\beta'_{\pi}} (A^{+} + A^{-}) \quad (\text{VI.28})$$

avec $A^{\pm} = \frac{1}{\gamma_{\Delta}^{\pm}\beta_{\Delta}^{\pm}}$ si $\gamma_{\Delta}^{\pm}\gamma'_{\pi}(1 - \beta_{\Delta}^{\pm}\beta'_{\pi}) \leq \gamma_{\pi} \leq \gamma_{\Delta}^{\pm}\gamma'_{\pi}(1 + \beta_{\Delta}^{\pm}\beta'_{\pi})$.

et $E_{\pi} = m_{\pi}(\gamma_{\pi} - 1)$ est l'énergie cinétique du pion dans le référentiel du laboratoire.

Le Δ étant créé à une résonance, l'énergie disponible pour la production du pion dépend de la forme de cette résonance. La masse du Δ se distribue selon une distribution de Breit-Wigner ayant son maximum à $m_{\Delta}^0 = 1238 \text{ GeV}$ et ayant pour largeur $\Gamma = 0,1 \text{ GeV}$:

$$B(m_{\Delta}) = w_r(E_p) \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Gamma}{(m_{\Delta} - m_{\Delta}^0)^2 + \Gamma^2} \quad (\text{VI.29})$$

où w_r est le facteur de normalisation.

Le spectre normalisé dN/dE de production de pions chargés dans le cadre de la résonance Δ en fonction de l'énergie du pion peut ainsi s'écrire au final :

$$\frac{dN(E_\pi, E_p)}{dE_\pi} = w(E_p) \int_{m_p + m_\pi}^{s^{1/2} - m_p} dm_\Delta \cdot B(m_\Delta) \cdot f(E_\pi, E_p; m_\Delta) \quad (\text{VI.30})$$

Au-delà d'une dizaine de GeV, la composante multiproduction de pion est dominante et son spectre est différent. Le spectre de production des pions dans le référentiel terrestre peut alors être calculé à partir des mesures expérimentales de la section efficace invariante différentielle $d\sigma(E_p, E_\pi)/dE_\pi$ en fonction de $\cos\theta$ [66]. Il est nécessaire afin d'obtenir un spectre final de production normalisé dN/dE , de diviser par la section efficace totale inclusive $\langle \zeta\sigma_\pi(E_p) \rangle$ qui a été paramétrée au paragraphe V.2.1 :

$$\frac{dN(E_p, E_\pi)}{dE_\pi} = \frac{2\pi p_\pi}{\langle \zeta\sigma_\pi(E_p) \rangle} \int_{\cos\theta_{MAX}}^1 d\cos\theta \left(E_\pi \frac{d^3\sigma}{dp_\pi^3} \right) \quad (\text{VI.31})$$

avec $\cos\theta_{MAX} = \frac{1}{\beta_c \gamma_c p_\pi} (\gamma_c E_\pi - E_{MAX}^*(s))$ l'angle maximal que peut avoir la direction du pion émis par rapport à l'axe du proton incident en fonction de l'énergie dans le centre de masse

$$E_{MAX}^*(s) = \frac{s - m_X^2 + m_\pi^2}{2\sqrt{s}}.$$

Annexe D

Spectre de production des neutrinos

Cette annexe rassemble les spectres de production des neutrinos issus de la désintégration des pions et des muons.

Désintégration du pion

Lors de la désintégration d'un pion chargé, un neutrino muonique est émis dans le centre de masse du pion avec une énergie de

$$E_{\nu}^{\pi} = \frac{m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2}{2m_{\pi}} = 29,8 \text{ MeV} \quad (\text{VI.32})$$

Cette désintégration étant isotrope, on peut montrer que le spectre normalisé dans le référentiel du laboratoire est alors :

$$\frac{dN_{\nu}^{\pi}(E_{\pi})}{dE_{\pi}} = \frac{1}{2E_{\pi}^{\pi}\beta_{\pi}\gamma_{\pi}} \quad (\text{VI.33})$$

On peut montrer que l'énergie minimale nécessaire au pion pour engendrer un neutrino d'énergie E_{ν} est :

$$\gamma_{\pi \text{ min}} = \frac{1}{2} \left(\frac{E_{\nu}^{\pi}}{E_{\nu}} + \frac{E_{\nu}}{E_{\nu}^{\pi}} \right) \quad (\text{VI.34})$$

Désintégration du muon

Le cas de la désintégration du muon en trois corps est plus compliqué à cause de l'hélicité des neutrinos qui implique une désintégration polarisée.

Le spectre des neutrinos lors de la désintégration d'un muon dans son référentiel propre, si la masse des électrons est négligée, est [67] :

$$\frac{dN_{\nu_{\mu}, \nu_e}^{\mu^*}(E_{\nu})}{dE_{\nu}} = 8 \left(\frac{E_{\nu}^*}{m_{\mu}} \right)^2 \left(3 - 4 \frac{E_{\nu}^*}{m_{\mu}} \right) \quad (\text{VI.35})$$

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_{\mu}, \bar{\nu}_e}^{\mu^*}(E_{\nu})}{dE_{\nu}} = 24 \left(\frac{E_{\nu}^*}{m_{\mu}} \right)^2 \left(1 - 2 \frac{E_{\nu}^*}{m_{\mu}} \right) \quad (\text{VI.36})$$

Avec E_{ν}^* l'énergie du neutrino dans le référentiel du muon et m_{μ} la masse du muon.

Le spectre normalisé des neutrinos issue de muons non polarisés dans le référentiel du laboratoire est [67][68][69] :

$$\frac{dN_{\nu_\mu, \nu_e}^\mu(\gamma_\mu, E_\nu)}{d\gamma_\mu} = \begin{cases} 16\gamma_\mu^5 \left(\frac{3}{\gamma_\mu^2} - \frac{4}{3}(3 + \beta_\mu^2)\zeta \right) \zeta^2 \frac{1}{m_\mu c^2} & \text{pour } 0 \leq \zeta \leq \frac{1 - \beta_\mu}{2} \\ \frac{\left(\frac{5}{3} + \frac{4}{(1 + \beta_\mu)^3} \left(\frac{8\zeta}{3} - 3(1 + \beta_\mu) \right) \right) \zeta^2}{\beta_\mu \gamma_\mu m_\mu c^2} & \text{pour } \frac{1 - \beta_\mu}{2} \leq \zeta \leq \frac{1 + \beta_\mu}{2} \end{cases} \quad (\text{VI.37})$$

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e}^\mu(\gamma_\mu, E_\nu)}{d\gamma_\mu} = \begin{cases} 32\gamma_\mu^5 \left(\frac{3}{\gamma_\mu^2} - 2(3 + \beta_\mu^2)\zeta \right) \zeta^2 \frac{1}{m_\mu c^2} & \text{pour } 0 \leq \zeta \leq \frac{1 - \beta_\mu}{2} \\ \frac{2 \left(1 + \frac{4}{(1 + \beta_\mu)^3} (4\zeta - 3(1 + \beta_\mu)) \right) \zeta^2}{\beta_\mu \gamma_\mu m_\mu c^2} & \text{pour } \frac{1 - \beta_\mu}{2} \leq \zeta \leq \frac{1 + \beta_\mu}{2} \end{cases} \quad (\text{VI.38})$$

Avec $\zeta = \frac{E_\nu}{\gamma_\mu m_\mu c^2}$.

L'énergie minimale nécessaire au muon pour engendrer un neutrino d'énergie E_ν est :

$$\gamma_{\mu \text{ min}} = \frac{E_\nu}{m_\mu c^2} + \frac{m_\mu c^2}{4E_\nu} \quad (\text{VI.39})$$

A la limite où $\beta \rightarrow 0$, les spectre (IX.13) et (IX.14) redeviennent naturellement les équations (IX.11) et (IX.12).

A l'inverse, lorsque $\beta \rightarrow 1$, les spectres se simplifient de la sorte :

$$\frac{dN_{\nu_\mu, \nu_e}^\mu(\gamma_\mu, E_\nu)}{d\gamma_\mu} = \frac{1}{\gamma_\mu m_\mu c^2} \left(\frac{5}{3} - 3\zeta^2 + \frac{4}{3}\zeta^3 \right) \quad (\text{VI.40})$$

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e}^\mu(\gamma_\mu, E_\nu)}{d\gamma_\mu} = \frac{1}{\gamma_\mu m_\mu c^2} (2 - 6\zeta^2 + 4\zeta^3) \quad (\text{VI.41})$$

REFERENCES

- [1] Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H., & Wilson, W. E. 1982, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 47, 1
- [2] Burton, W. B. 1985, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 62, 365
- [3] Kerr, F. J., et al. 1986, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*
- [4] Duncan, A. R., Stewart, R. T., Haynes, R. F., & Jones, K. L. 1995, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, 277, 36
- [5] Fuerst, E., Reich, W., Reich, P., & Reif, K. 1990, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 85, 691
- [6] Reich, W., Fuerst, E., Reich, P., & Reif, K. 1990, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 85, 633
- [7] Dame, T. M., Hartmann, Dap, & Thaddeus, P. 2001, *Astrophysical Journal*, 547, 792
- [8] Price, S. D., et al. 2001, *Astron. J.*, 121, 2819
- [9] Snowden, S. L., et al. 1997 *Astrophys. J.*, 485, 125
- [10] Hartman, R. C., et al. 1999, *Astrophys. J. Suppl.*, 123, 79
- [11] Hunter, S. D., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 481, 205
- [12] Binney, J. et Merrifield, M., 1198, *Galactic Astronomy*, Princeton University
- [13] Magani, L., Hartmann, D., et Speck, B. G., 1196, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 106, 447
- [14] Kerr, F. J., Lynden-Bell, D., 1986, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 221, 1023
- [15] Ferrière, K. M., *Reviews of Modern Physics*, vol 73, 2001
- [16] Spitzer, L, Jr., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*(Willey-Interscience, NY)
- [17] Morton, D. C., Drake, J. F., Jenkins, E. B., Rogerson, J. B., Spitzer, Jr. et York, D. G., 1973, *Astrophys. J. Lett.* 181, L103
- [18] Dickey, J. M., Lockman, F. J. 1990, *Ann. Rv. Astron. Astrophys.* 28,215
- [19] Cox, P., Krügel, E., Mezger, P. G. 1986, *A&A* 155, 380
- [20] Wilson, R. W., Jefferts, K. B., Penzias, A. A., 1970, *Astrophys. J. Lett.*, 161, L43
- [21] Cordes, J. M. & al. 1991, *Nature*, 354, 121
- [22] Maurin, D., Thèse : Propagation des rayons cosmiques dans un modèle de diffusion, soutenue le 5 février 2001, université de Savoie, UFR SFA
- [23] Langer, M., Thèse : Origine du champ magnétique en cosmologie et formation des galaxies, soutenue le 16 Décembre 2002
- [24] Battacharjee, P., Sigl, G., *phys. Rept.* 237, 109 (2000)
- [25] Simpson, J. A., *Ann. Rv. Nucl. Particle Sci.* 33, 323 (1983)
- [26] Hess collaboration, *A&A*, vol. 425, N°1 pL13, 2004
- [27] Case, G., Bhattacharya, D., *A&A Supplement*, v.120, p.437-440
- [28] Strong, A. W., Mattox, J. R., *A&A* v.308, p.L21-L24
- [29] Redfield, S., Linsky, J. L., 2000, *Astrophys. J.* 534, 825
- [30] Ferrière, K. M., 1998, *Astrophys. J.* 497, 759
- [31] Chandrasekhar, S., 1943, *Rev. Mod. Phys.* 15, 1
- [32] Berezhinsky, V. S., Bulanov, S. V., Dogiel, V. A., Ginzburg, V. L., & Prutskii, V. S., 1990, *Astrophysics of Cosmic Rays*
- [33] Jones, F. C., 1990, *ApJ*, 361, 162
- [34] Simon, M., & Heinbach, U., 1996, *APJ*, 459, 519
- [35] Parker, E. N. 1965, *Planet & Space Science*, 13, 9.
- [36] Maurin, D., Taillet, R., Donato, F., Salati, P., Barrau, A., Boudoul, G. *astro-ph/0212111 v1* – 2002

- [37] Seo, E. S., Putskin, V. S. 1994, ApJ, 431, 705
- [38] Blandford, R. D., Ostriker, J. P., 1980, ApJ, 237, 793
- [39] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., ApJ 509:213-228, 1998
- [40] Mannheim, K., Schlikeiser, R. 1994, A&A, 286, 983
- [41] Moskalenko, I. V., Strong, A. W. ApJ 493:694-707, 1998
- [42] Maurin, D., Propagation des rayons cosmiques dans un modèle de diffusion: une nouvelle estimation des paramètres de diffusion et du flux d'antiprotons secondaires, Thèse obtenue en 2001.
- [43] Lebrun, F., et al. Nature, vol 428, 18 mars 2004
- [44] Hunter, S. D., et al. 1997, ApJ, 481, 205
- [45] <http://www.gamma.mpe-garching.mpg.de/~aws/aws.html>
- [46] Jones, F. C., ApJ, 229, 747
- [47] Webber, W. R., Lee, M. A., & Gupta, M. 1992, ApJ, 390, 96
- [48] Strong, A. W., & Youssefi, G. 1995, Proc. 24th Int. Cosmic-Ray Conf. (Roma), 3, 48
- [49] Strong, A. W., & Moskalenko, I. V., 1997, in AIP Conf. Proc. 410, 4th Compton Symposium, ed. C. D. Dermer, M. S. Strickman, & J. D. Kurfess, 1162
- [50] Moskalenko, I. V., Strong, A. W., 1998a, ApJ, 463, 694
- [51] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., 1998, ApJ, 509:212
- [52] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., Reimer, O. ApJ, 537:763, 2000
- [53] Moskalenko, I. V., Strong, A. W., astro-ph/9807288
- [54] Pohl, M., & Esposito, J. A. 1998, ApJ, 507, 327
- [55] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/fits.html>
- [56] Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Reimer, O., 1998, A&A, 338, L75
- [57] Morrison, D. R. O. : 1963 CERN/TC/Physics 63-1
- [58] Fermi, E. : 1951, Phys. Rev. 81, 683
- [59] Stecker, F. W. : 1970, Astrophys. Space Sci. 6, 377 (paper S)
- [60] Dermer, C. D.: 1986 Astron. Astrophys. 157, 223-229
- [61] Levy, D. J., Goldsmith, D. W.: 1972, Astrophys. J. 177, 643
- [62] Badhwar, G. D., Stephens, S. A.: 1977, Proc XV ICRC 1, 198
- [63] Stephens, S. A., Badhwar, G. D.: 1981, Astrophys. Space Sci. 76, 213
- [64] Morris, D. J.: 1984, J. Geophys. Res. 89, 10685
- [65] Dermer, C. D., Astrophysical journal, 307:47-59, 1986
- [66] Badhwar, G. D., Stephens, S. A. Et Golden, R. L.: 1977, Phys. Rev. D15, 820
- [67] Zatsepin, G. T., et Kuz'min, V. A. 1962, Soviet Phys.-JETP, 14, 1294
- [68] Matscher, A. P., Vestrand, W. T. & Scott, J. S.: 1980, ApJ, 241, 1166
- [69] Shuster, C., Pohl, M., Schlikeiser, R., 2002, A&A 382, 829-837
- [70] Athar, H.: hep-ph/0308188v1
- [71] Lock, W., Measday, D. F.: 1970 Intermediate Energy Nuclear Physics (London: Methuen and Co.)
- [72] Prokoshkin, Iu. D., Tiapkin, A. A.: 1958, Soviet Phys. JETP 6, 245
- [73] Ingelman, G., Thunman, M., TSL/ISV-96-0136, ISSN 0284-2769, Mars 1996
- [74] Heijboer, A., Track reconstruction and point sources searches with ANTARES, thèse soutenue le 8 Juin 2004, universiteit van Amsterdam, Amsterdam, Pays-bas
- [75] Saouter, S., Possibilité d'observation par le télescope ANTARES des sources ponctuelles de rayon gamma observées par le détecteur EGRET et étude d'un prototype, thèse soutenue le 27 Septembre 2004, université Pierre et Marie Curie, Paris, France
- [76] Oppelt, A., Etude de la resolution angulaire du telescope à neutrinos ANTARES, Thèse soutenue le 9 avril 2001, université de la méditerranée, Aix-Marseille II, France

- [77] Zornoza, Juan De Dios, Sensitivity to diffuse fluxes and energy spectrum reconstruction in the Antares neutrino telescope, 2005, Universitat de valència, València, Spain
- [78] Barr, G., Gaisser, T. K. et Stanev, T., Phys. Rev. D 39 (1989) 3532
- [79] Agrawal, V., Gaisser, T. K., Lipari, P., Stanev, T., Phys. Rev. D 53 (1996) 1314
- [80] Scapparone, E., Internatioal workshop on simulation and analysis methods for large neutrino detectors, Desy Zeuthen (1998)
- [81] Horandel, J., Astrop. Phys. 19 (2003) 193
- [82] Lipari, P., Stanev, T., Phys. Rv. D 44 (1991) 3543
- [83] Gaisser, T. K., Cosmic Rays and Astrophysic
- [84] Zaborov , D., Note interne Antares – Simulation of Antares Km3 detector
- [85] Draine, B. T., Carnegie Onservatories Astrophysics Series, Col4, Ed. McWilliam, A., Rauch, M. (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- [86] Zubko, V., Dwek, E., Arendt, R. G., astro-ph/031226641, 2003
- [87] Seo, E. S., Ptuskin, V. S., Astrophys. J. 431 :705–714, 1994
- [88] Markov, M. A., Proceodings of the Rochester Conference, New-York (1960)
- [89] C. Quigg, M. H. Reno, T. P. Walker, Interactions of ultra high energy neutrinos, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 774-777
- [90] C. Quigg, M. H. Reno, Phys. Rev. D37 (1988) 657-664
- [91] R. Gandhi et al. Astropart. Phys. 5, 81-110, 1996
- [92] Particle Physics Booklet, July 2004
- [93] Tamm, I. E., Frank, I. M., Doklady Akad. Nauk SSSR 14 (1937) 107
- [94] Bailey, D., Calculating effective areas for neutrinos, Note interne ANTARES-Phys/2001-11
- [95] Amram, P., et al, Nucl. Instr. And Methods A484 (2002) 369
- [96] Gandhi, R., Quigg, C., Reno, M. H., Sarcevic, I., Phys. Rev. D58 (1998)
- [97] Gandhi, R., Quigg, C., Reno, M. H., Sarcevic, I., Astropart. Phys. 5 (1996) 81
- [98] Bailey, D., Muon interactions at high energies, note interne Antares-phys/2001-07
- [99] Montanet, F., Note interne, Antares-Phys 1999-018
- [100] Amram et al., Asropart. Phys. 19 (2003) 53
- [101] Cowen, C. L., et al, Science 124, 103, 1956
- [102] Danby, G. et al., Phys. Rv. Lett. 9, 36, 1962
- [103] The DoNUT collaboration, Phys. Lett. B504, 218-224, 2001
- [104] <http://www.km3net.org>
- [105] Resvanis, L. K. et al., high energy neutrino astrophysics workshop, Hawaiï, 1992
- [106] <http://icecube.wisc.edu>
- [107] Riccobene, G., 2nd workshop on methodical aspects of underwater/underice neutrino telescope, Hambourg, 2001
- [108] Collaboration Baïkal, Nuclear Physoics B (proc. Suppl.) 19B, 388, 1991
- [109] Collaboration Amanda, Astrophys. Phys. 13, 2000
- [110] Integral collaboration, Astronomy & Astrophysics 411
- [111] Kouchner, A., Possibilité d'observation, par le télescope ANTARES de neutrinos de haute énergie associés aux sursauts gamma et validation des techniques de détection à l'aide d'un prototype, soutenue en Avril 2001
- [112] Maurin, D., Taillet, R., Ecole CNRS de Goutelas XXVI (2003)
- [113] Schlikeiser, R., Cosmic Ray Astrophysics, Ed. Springer, Coll. A&A Library
- [114] Bronfman, L., et al. 1988 ApJ, 324, 248
- [115] Grenier, I., et al. Science 2005 307 : 1292–1295
- [116] Strong, A. W., Moskalenko, I. V., Reimer, O., 2004 ApJ 613, 962
- [117] Strong, A.W., Mattox, J. R. 1996, A&A 308

- [118] Roberts, A., Rev. Mod. Phys. 64 (1992) 259-312
- [119] Collaboration DUMAND Phys. Rev. D 42 (1990) 3613
- [120] Cerenkov, P. A. Doklady Akad. Nauk SSSR 14 (1937) 107
- [121] Valivov, S. I., Doklady Akad. Nauk SSSR 2 (1934) 457
- [122] Jackson, A. T., 1972 Phys. Educ. 7 415-418
- [123] Landau, L. D., Lifshitz, E. M., et Pitaevskii, L. P., Pergamon: New York, 1984
- [124] Jelly, J. V., Pergamon: London, 1958
- [125] SuperKamiokande collaboration, Phys. Lett. B 433 (1998) 9-18
- [126] Macro collaboration, astro-ph/0002492
- [127] Lipari, P., Stanev, T., Phys. Rev. D 44 (1991) 3543
- [128] Gandhi, R., Quigg, C., Reno, M. H., Sarcevic, I., Astropart. Phys. 5 (1996) 81
- [129] SuperKamiokande collaboration, Phys. Rev. Lett., vol. 58, No. 14, p 1494
- [130] Desai, S., These, Boston University, Source DAI-B 64/11, p. 5578, 2004

Résumé

Sensibilité du télescope ANTARES au flux diffus de neutrinos galactiques

La collaboration européenne ANTARES construit un télescope sous-marin à neutrinos qui sera déployé en Méditerranée par 2500m de fond. Ce détecteur est constitué d'un réseau tridimensionnel de 900 photomultiplicateurs qui détectent la lumière Tcherenkov produite par le passage dans l'eau des muons provenant de l'interaction des neutrinos dans la Terre.

Les rayons cosmiques sont confinés dans la Galaxie et interagissent avec la matière interstellaire en produisant – entre autre– des pions chargés qui se désintègrent en neutrinos. L'observation du ciel à l'aide de ces neutrinos de haute énergie (>100 GeV) ouvre une nouvelle fenêtre sur la Galaxie et en particulier leur détection permettrait d'observer directement ses zones denses.

Dans ce travail, les flux correspondant ont été calculés à l'aide d'un programme de simulation GALPROP, pour plusieurs modèles, contraints par diverses observations gamma et rayons cosmiques.

La sensibilité du détecteur Antares à ces modèles a été établie, ainsi qu'une première estimation des performances d'un futur télescope de taille kilométrique.

Un algorithme de reconnaissance de forme a également été développé : il permettrait de mettre en évidence les structures de la Galaxie dans le cas optimiste ou le nombre d'événements détectés serait suffisant.

Ces travaux démontrent qu'ANTARES est de taille insuffisante pour observer le plan galactique, et qu'un télescope à neutrinos de nouvelle génération ayant une surface effective au moins 40 fois plus grande sera nécessaire pour observer le modèle au spectre le plus dur et pour apporter des limites sur les autres modèles.

Neutrino, rayons-cosmiques, télescope, Galaxie, propagation, ANTARES, astrophysique, sensibilité, détecteur kilométrique

The ANTARES european collaboration builds an underwater neutrinos telescope which will be deployed in the Mediterranean by 2500m depth. This detector consists of a three-dimensional network of 900 photomultipliers which detects the Tcherenkov light produced in water by muons created from the interaction of neutrinos in the Earth.

Cosmic rays are confined in the Galaxy and interact with the interstellar matter producing charged pions which decay into neutrinos. The observation of the sky with high energy neutrinos (> 100 GeV) could open a new window on the Galaxy, in particular, the detection of these neutrinos may make it possible to directly observe the dense parts of the Galaxy.

In this work, corresponding fluxes have been calculated using a simulation program GALPROP, for several models, constrained by various gamma and cosmic rays observations.

The expected sensitivity of the Antares detector to these models was reviewed, as well as a first estimation of the performances of what would give a future km³ scale detector.

A shape recognition algorithm was also developed: it would permit to highlight the structures of the Galaxy in the optimistic case which the number of events detected would be sufficient.

This work shows that ANTARES has an insufficient size for observing the galactic plane. It was also demonstrated that a new generation of neutrino telescope having an effective area at least 40 times larger will be needed to detect the hardest spectrum model and put limits on the other models.

Neutrino, cosmic-rays, telescope, Galaxy, propagation, ANTARES, astrophysics, sensitivity, km³ detector
